Zeitschrift: Veröffentlichungen des Geobotanischen Institutes der Eidg. Tech. Hochschule, Stiftung Rübel, in Zürich

Herausgeber: Geobotanisches Institut, Stiftung Rübel (Zürich)

Band: 101 (1989)

Artikel: Mechanische Belastbarkeit natürlicher Schilfbestände durch Wellen, Wind und Treibzeug = Mechanical impacts on natural reed stands by wind, waves and drift

Autor: Binz-Reist, Hans-Rudolf

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-308911

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Veröffentlichungen des Geobotanischen Institutes der ETH, Stiftung Rübel, Zürich, 101. Heft

Mechanische Belastbarkeit natürlicher Schilfbestände durch Wellen, Wind und Treibzeug

Mechanical impacts on natural reed stands by wind, waves and drift

von Hans-Rudolf Binz-Reist

1989

Für Nayana.

INHALTSVERZEICHNIS

	Vorwort	5
	Tabelle der wichtigsten Variablen	9
I.	**DAS SCHILFROHR - EINFÜHRUNG UND PROBLEMSTELLUNG**	11
1.	**Das Schilfrohr** (*Phragmites australis* [Cav.] Trin. ex Steudel)	12
1.1.	Aufbau und Lebensweise der Pflanze	12
1.2.	Ansprüche an den Standort	22
1.3.	Stellung und Funktion des Schilfes in der natürlichen Ufervegetation	23
2.	**Der Schilfrückgang und seine bisher bekannten Ursachen**	29
2.1.	Die Entwicklung der Schilfbestände seit der Jahrhundertwende	29
2.2.	Direkte Zerstörungen, Ufermauern, Baggerungen	35
2.3.	Indirekte Zerstörung durch veränderte Umwelteinflüsse	40
2.4.	Weitere Faktoren	46
2.5.	Die Folgen des Schilfrückganges	47
2.6.	Gegenstand der vorliegenden Arbeit	49
II.	**DIE MECHANISCHE BEANSPRUCHUNG DES SCHILFES**	51
	Inhaltsverzeichnis zu Teil II	52
1.	**Einführung**	54
2.	**Frühere Ansätze zur rechnerischen Erfassung der Beanspruchung des Schilfes**	57
2.1.	Klötzli (1974)	57
2.2.	Lachavanne et al. (1975/76)	61
3.	**Belastungen**	63
3.1.	Die Belastung durch den Wind	63
3.1.1.	Die Wirkung des Windes	63
3.1.2.	Die Versuche im Windkanal	67
3.2.	Die Belastung durch die Wellen	81
3.2.1.	Definition und Wirkung der Wellen	81
3.2.2.	Ermittlung der Wellenkenngrößen	105
3.2.3.	Die Berechnung der Wasserteilchengeschwindigkeit	150
3.3.	Die Belastung durch das Treibzeug	163
3.3.1.	Allgemeines	163
3.3.2.	Wirkungsmechanismus	164
3.3.3.	Bewegungsdifferentialgleichungen für das Treibzeug	171
3.3.4.	Untersuchungen zur Bestimmung der Koeffizienten G_d und G_m	178
4.	**Wechselwirkungen zwischen Halm und Treibzeug**	192
4.1.	Allgemeines	192
4.2.	Formulierung des mathematischen Modells	198
4.2.1.	Bewegungsgleichungen des Mehrstäbemodells	198
4.2.2.	Berücksichtigung der äußeren Kräfte in den Bewegungsgleichungen	208
4.2.3.	Berechnung der Modellparameter aus den Halmeigenschaften	223
4.3.	Lösung der Bewegungsgleichungen	230
4.3.1.	Numerische Lösung des Differentialgleichungssystems	230
4.3.2.	Programmierung	232
4.4.	Beispiele und Diskussion	239
4.4.1.	Beispiele	239
4.4.2.	Resultate der Beispielsrechnungen und Diskussion	250
	Anhang Tabelle 3.4.	297

III	**UNTERSUCHUNGEN ZUR HALMFESTIGKEIT**	329
	Inhaltsverzeichnis zu Teil III	330
1.	**Definition der Begriffe**	331
1.1.	Definition der Steifigkeit	331
1.2.	Definition der Festigkeit	342
1.3.	Die Berechnung der Steifigkeit und Festigkeit bei Biegeversuchen	346
1.3.1.	Berechnung der Biegesteifigkeit	347
1.3.2.	Berechnung der Biegefestigkeit	349
2.	**Frühere Versuche**	351
3.	**Laborversuche an der EMPA**	355
3.1.	Versuchseinrichtung	355
3.2.	Materialgewinnung und Behandlung	360
3.3.	Auswertung	362
3.4.	Resultate	364
3.4.1.	Schilf aus Altenrhein	364
3.4.2.	Schilf aus Othfresen	414
4.	**Feldversuche**	442
4.1.	Zweck	442
4.2.	Messung der Biegebruchfestigkeit mit der Federwaage	442
4.2.1.	Versuchsanordnung	442
4.2.2.	Resultate	444
4.3.	Messung der Biegesteifigkeit mit einer transportablen Prüfeinrichtung	455
4.3.1.	Versuchsanordnung	455
4.3.2.	Resultate	457
5.	**Versuche zur Bestimmung des Einspanngrades im Feld**	461
5.1.	Allgemeines	461
5.2.	Versuchsanordnung	462
5.3.	Ergebnisse	466
IV	**SCHLUSSFOLGERUNGEN UND DISKUSSION IM HINBLICK AUF SCHUTZMASSNAHMEN MECHANISCHER ART**	471
1.	**Einführung-Übersicht**	472
2.	**Mechanischer Schutz**	475
2.1.	Allgemeines	475
2.2.	Reduktion des Treibzeugs	477
2.3.	Zäune	479
2.4.	Bewegliche Konstruktionen ohne nennenswerte Wellendämpfung	484
2.4.1.	Allgemeines	484
2.4.2.	Schwimmbalken	485
2.4.3.	"Modell Altenrhein"	487
2.5.	Wellendämpfer oder -brecher	490
2.6.	Erosionsschutz	493
2.7.	Beseitigung von Ufermauern	496
3.	**Übrige Schutzmaßnahmen-Schlußbetrachtung**	497
	Zusammenfassung - Résumé - Summary	501
	Literatur	507
	Liste der Figuren	515
	Liste der Tabellen	522
	List of figures	523
	List of tables	535

VORWORT

Tiefe, undurchdringlich wirkende Schilfgürtel waren früher ein wesentlicher Bestandteil eines jeden schweizerischen Mittellandsees. Sie gehörten so selbstverständlich dazu, daß sie erst durch ihr zunehmendes Verschwinden ein breiteres Interesse erfuhren, dies umso mehr, als die Nutzung des Schilfes (als Rohmaterial für Gipsdecken, für Trennwände und Sichtblenden aller Art sowie als Streue im Stall) in der Schweiz heute praktisch bedeutungslos geworden ist. Wo das Schilf Interesse fand, war es meist negativer Art, man versuchte das Wachstum dieser Pflanze einzudämmen, um in flachen Gewässern offene Wasserflächen zu erhalten.
In den Sechzigerjahren nahm das Zurückweichen der Schilfbestände in ganz Mitteleuropa derart besorgniserregende Formen an, daß von einem eigentlichen "Schilfsterben" gesprochen werden mußte. Auch in der Schweiz begannen verschiedene Institutionen, darunter auch das Geobotanische Institut der ETH Zürich, mit Forschungsarbeiten zur Aufdeckung der Ursachen dieses Schilfrückganges. Das Interesse war natürlich nicht nur rein wissenschaftlicher Art, man suchte nach Gegenmaßnahmen, um der Zerstörung der Schilfgürtel entgegen zu wirken. Auch die vorliegende Arbeit gliedert sich in diese Reihe. Sie sollte die mechanische Seite des Problems untersuchen, da die Schilfbestände in einem letzten Stadium meist durch mechanische Einflüsse vernichtet wurden. Dabei ging es um die mechanische Beanspruchung des durch Wellen, Wind und Treibzeug belasteten Schilfes. Zur Beschreibung dieser Vorgänge sollte mit einem ingenieurmäßigen Ansatz ein mathematisches Modell erstellt werden, aus dessen Resultaten Grundlagen für den Schilfschutz mechanischer Art abgeleitet werden können.
Diese Arbeit entsprang einer Initiative von Herrn Prof. Dr. F. KLÖTZLI vom Geobotanischen Institut der ETH, wo sie auch durchgeführt wurde. Als Referent konnte Herr Prof. Dr. D. VISCHER, Direktor der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW) an der ETH, gewonnen werden. Die wellenmechanischen Experimente wurden an dieser Versuchsanstalt ausgeführt. Die Finanzierung übernahm in großzügiger Weise das damalige Eidgenössische Oberforstinspektorat (heute: Bundesamt für Umwelt, Wald und Landschaft), Abteilung Natur- und Heimatschutz. Begonnen wurde die Arbeit im Jahre 1977 und nach einigen Unterbrüchen, bedingt durch anderweitige Verpflichtungen des Verfassers, 1987 abgeschlossen.

Die hochgesteckten Ziele der Arbeit wurden aus verschiedenen Gründen nur zum Teil erreicht:

- Es zeigte sich zwar, daß die Beanspruchung des Schilfes mit einer im Ingenieurwesen gebräuchlichen Genauigkeit berechnet werden kann. Zu einer scharfen Abgrenzung kritischer von nicht kritischen Fällen (bezogen z.B. auf die Wellenhöhe) reicht diese Genauigkeit jedoch nicht aus, denn diese kritische Grenze fällt in jenen Bereich, der im Ingenieurwesen mit den Sicherheitsfaktoren abgedeckt wird. Dieser Sachverhalt ist nicht weiter erstaunlich: Im Laufe seiner Jahrtausende langen Entwicklung paßte sich das Schilf optimal an seine Standortsverhältnisse an, wobei optimal bei einer Pflanzenart bedeutet, daß das Überleben der Art mit minimalem Aufwand gesichert ist. Dabei ist die teilweise Zerstörung eines Bestandes bei außerordentlichen Ereignissen durchaus "einkalkuliert" und normalerweise tragbar. Erst wenn sich die Standortsverhältnisse ständig verschlechtern (wie dies an den Schweizer Seen in den letzten Jahrzehnten geschehen ist), ist mit einem nachhaltigen Rückgang zu rechnen, der das Überleben der Art an ihrem angestammten Standort in Frage stellen kann. Die Einschränkung auf den angestammten Standort ist darum nötig, weil das Schilf nicht als Art gefährdet ist (die Umweltveränderungen erlaubten die Eroberung weiterer, meist etwas trockenerer Standorte auf Kosten von Seggenriedern), sondern nur in seiner Ausprägung und Funktion als echtes Röhricht, d.h. an Uferstellen, welche unterhalb des Mittelwasserspiegels liegen.
  Die Schlußfolgerungen aus dem mathematischen Modell für den mechanischen Schilfschutz sind daher mehr allgemeiner als quantitativer Art.
- Das angesprochene Problem ist derart komplex, daß es mit einer einzigen Arbeit unmöglich gelöst werden kann. Allein die Untersuchung der Festigkeits- und Steifigkeitsverhältnisse bei den Schilfhalmen als Funktion der Standortsbedingungen hätte mehr als genug Stoff für eine Forschungsarbeit geboten. Dasselbe gilt auch für andere Teilbereiche, z.B. die Belastung durch den Wind oder die Kraftübertragung Wasser-Schilfhalm, Wasser-Treibzeug und Treibzeug-Schilfhalm ebenso aber auch für das Studium und die Optimierung mechanischer Schilfschutzanlagen.
- Die Bedingungen jedes Standortes sind so verschieden, daß eine individuelle Betrachtung des einzelnen Falles unumgänglich ist. Es sind so viele Parameter zu berücksichtigen, daß keine "Standardtabellen" erstellt werden können.

Allerdings ist das Problem des Schilfrückganges mit technischen Mitteln letztlich nicht zu lösen, denn die eigentliche Ursache liegt in der m.E. verfehlten Einstellung des "zivilisierten" Menschen zur Natur: Die Natur als Objekt, über

welches der Mensch selbstherrlich verfügen kann. Das Schilf geht nicht darum kaputt, weil wir nichts zu seiner Rettung tun, sondern weil wir ihm durch unser Handeln Schaden zufügen. Nur eine neue Einstellung, wo sich der Mensch zusammen mit der Natur als Teil einer höheren Einheit begreift, wird Hilfe bringen. Das Schilfproblem wird dann nicht gelöst werden müssen, es wird ganz einfach nicht mehr existieren.

Zum Schluß bleibt mir noch die angenehme Pflicht, all jenen ganz herzlich zu danken, die in irgendeiner Weise zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. Eine derartige Untersuchung ist ja nie möglich ohne die Mitarbeit verschiedener Institutionen sowie zahlreicher Helferinnen und Helfer. Nur die allerwichtigsten können hier namentlich aufgeführt werden:

In erster Linie sind dies die Herren Prof. Dr. F. KLÖTZLI und Prof. Dr. D. VISCHER. Ihnen gebührt vor allen Dank für die Leitung und Förderung dieser Arbeit, für das stetige, wohlwollende Interesse und Verständnis, welches sie ihr entgegenbrachten und nicht zuletzt für die Übernahme von Korreferat und Referat. Herr Prof. Dr. P. DUBAS, Institut für Baustatik und Stahlbau, stellte sich in verdankenswerter Weise als zweiter Korreferent zur Verfügung.

Dank gebührt ebenfalls den Instituten, denen diese beiden Herren angehören bzw. vorstehen, dem Geobotanischen Institut der ETH Zürich, Stiftung Rübel (Vorsteher: Prof. Dr. E. LANDOLT), und der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH Zürich, daß sie die notwendige Infrastruktur in zuvorkommender Weise zur Verfügung stellten.

Auch das Bundesamt für Umwelt, Wald und Landschaft sowie dessen Vorsteher der Abteilung für Natur- und Heimatschutz, Herr E. KESSLER, verdienen, für die Bereitstellung der Finanzen, besonderen Dank.

An der VAW waren es namentlich die Herren Ing. A. CHERVET, A. HUBER und F. SCHAAD, welche immer wieder für Auskünfte zur Verfügung standen, sowie insbesondere die Herren A. BAUMER, E. MOSER und J. ZÜND von der Werkstatt, welche die Versuchseinrichtungen herstellten, und schließlich Herr B. ETTER, der Fotograf. Frau G. v. PETERELLI und Frau Dr. K. SCHRAM übernahmen die administrative Betreuung des Projekts.

Unentbehrlich war auch die Mithilfe der Eidgenössischen Materialprüfungs- und Versuchsanstalt in Dübendorf (EMPA), wo die Festigkeitsmessungen an den Schilfhalmen durchgeführt werden konnten. Die Herren Dr. J. SELL und H. STRÄSSLER von der Abteilung Holz stellten nicht nur das benötigte Personal frei, sondern halfen auch bei der Planung und Organisation der Versuche mit. Herr M. WEISS erstellte die Adaptionen zur Prüfeinrichtung, Herr S. SOMMERER war ein zuverlässiger Helfer bei den Arbeiten in Feld und Labor.

Am Aerodynamischen Institut der ETH konnten in verdankenswerter Weise die Windkanalversuche mit der Hilfe von Herrn P. WILDI durchgeführt werden.
Herr Prof. Dr. R. KICKUTH, Lehrstuhl für Ökochemie an der Gesamthochschule Kassel, Witzenhausen, BRD, erlaubte die Gewinnung von Schilfhalmen auf dem Gelände der Kläranlage Othfresen (Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar, BRD).
Gedankt sei auch den Herren Prof. Dr. R. BORNKAMM, PD Dr. F. RAGHI-ATRI sowie Prof. Dr. H. SUKOPP von der Technischen Universität Berlin für wertvolle Anregungen und Diskussionen.
Besonderen Dank verdienen auch alle Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter vom Geobotanischen Institut deren direktes oder indirektes Einwirken auf diese Arbeit zwar nicht immer offensichtlich, aber doch präsent ist. Bei den Feldarbeiten halfen mir Frau Dr. A. LÜÖND, die Herren E. SCHÄFFER, A. GRÜNIG und Dr. B. KRÜSI. Herr R. GRAF baute das Gerät zur Messung der Biegesteifigkeit von Schilfhalmen im Feld. Frau Prof. Dr. K. M. URBANSKA und Herr CH. ROULIER (Groupe d'étude et de gestion, Champ Pittet, Cheseaux-Noréaz) korrigierten die französische und englische Übersetzung der Zusammenfassung, Frau A. SIEGWOLF-ELLIS, amerikanischer Muttersprache, eliminierte grammatikalische und stilistische Fehler aus den englischsprachigen Partien. Frau A. HEGI verdanke ich die Zeichnung eines blühenden Schilfhalms (Fig. 1.1.). Besondere Erwähnung verdient Herr A. GRÜNIG für seine über das übliche Maß hinausgehende Mithilfe, insbesondere während der schwierigen Zeit der Einarbeitung in eine mir fremde Materie und für die kritische Durchsicht großer Teile des Manuskripts.
Zur Herausgabe der vorliegenden Arbeit als Veröffentlichung des Geobotanischen Instituts sah Frau A. HONEGGER nach dem Abschluß dieser Dissertation das Manuskript nochmals mit großer Sorgfalt durch.
An letzter und somit prominenter Stelle stehe meine Frau CHRISTINE REIST BINZ; auch ihr Beitrag zu dieser Arbeit war vorwiegend indirekter Natur, nichts desto weniger aber eine wesentliche Voraussetzung, daß diese Arbeit fertiggestellt werden konnte.
Die Mithilfe der genannten Personen rechtfertigt m.E. namentlich bei den experimentellen Arbeiten den Gebrauch der Wir-Form im Text; aus Gründen der Konsequenz und Einfachheit wurde diese Form auch im übrigen Text beibehalten.

TABELLE DER WICHTIGSTEN VARIABLEN

A	Amplitude (Schwingungsweite bezogen auf den Nullpunkt) [m]
$\boldsymbol{A}$	Auftrieb (Vektor) [N]
A_T	Benetzte Fläche des Treibzeugs pro Längeneinheit (= Eintauchtiefe) [m^2/m]
c_E	Einspanngrad [N·m/rad]
c_i	Federkonstante des i-ten Gelenks (des Modells) [N·m/rad]
c_{ij}	$\cos(\varphi_i - \varphi_j) = c_{ji}$ [-]
c_l	Luftwiderstandsbeiwert des Halmes [-]
c_w	Wasserwiderstandsbeiwert des Halmes [-]
C	Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle [m/s]
C_g	Gruppengeschwindigkeit (Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Gruppe von Wellen ähnlicher Frequenz) [m/s]
d	Wassertiefe [m]
d_i	Dämpfungskonstante des i-ten Modellgelenks [N·m·s/rad]
$d...$	Vollständiges Differential
$\partial...$	Partielles Differential
$\delta...$	Infinitesimales Inkrement
D	Halmdurchmesser [m]
e	Euler'sche Zahl = 2,781828...
E	Elastizitätsmodul [N/m^2]
$E \cdot J$	(lokale) Biegesteifigkeit [$N \cdot m^2$]
E_{pot}	Potentielle Energie (pro Flächeneinheit) [$N \cdot m/m^2$]
E_{kin}	Kinetische Energie (pro Flächeneinheit) [$N \cdot m/m^2$]
f	Frequenz ($= 1/T$) [s^{-1}]
f	Bei Windfeld = Länge des Richtungsvektors [km]
$\boldsymbol{F}$	Kraft (Vektor) [N]
FF	Streichlänge [km·rad]
g	Erdbeschleunigung $\approx 9{,}81$ [m/s^2]
$\boldsymbol{G}$	Gewicht (Vektor) [N]
$\boldsymbol{G}_T$	Gewicht des Treibzeugs (Vektor) [N]
G_d	Schubkoeffizient (für Wasserwiderstand) des Treibzeugs [-]
G_m	Massekoeffizient (für Wasserwiderstand) des Treibzeugs [-]
h	Höhe über Grund [m]
H	Wellenhöhe (= vertikaler Abstand Wellenscheitel - Wellental) [m]
$H_{1/3}$	Signifikante Wellenhöhe [m]
i	Imaginäre Einheit = $\sqrt{-1}$
i, j, k	Zähler bzw. Index [-]
I_i	Massenträgheitsmoment des i-ten Teilstabs [$kg \cdot m^2$]
J	Flächenträgheitsmoment eines Querschnitts [m^4]
k	Wellenzahl = $2\pi/L$ [m^{-1}]
l_i	Länge des i-ten Modellstabs [m]
L	Wellenlänge [m]
m_i	Masse des i-ten Modellstabs [kg]
M_T	Masse des Treibzeugs [kg]
M	Vom Treibzeug verdrängte Wassermasse [kg]
M	Biegemoment [N·m]

M_{Br}	Bruchmoment [N·m]
M_{Gr}	Grenzmoment [N·m]
n	Anzahl (z.B. der Teilstäbe des Modells) [-]
$\boldsymbol{N}$	Normalkraft (Vektor) [N]
q	Verteilte Belastung pro Längeneinheit [N/m]
q_l	Luftdruck pro Längeneinheit [N/m]
q_w	Wasserdruck pro Längeneinheit [N/m]
$\boldsymbol{R}$	Reibungskraft (Vektor) [N]
s_{ij}	$\sin(\varphi_i - \varphi_j) = -s_{ji}$ [-]
t	Zeit [s]
t_w	Winddauer [s] od. [h]
T	Wellenperiode [s]
u_l	Windgeschwindigkeit (waagrecht) [m/s]
u_w	Waagrechte Komponente der Wasserteilchengeschwindigkeit [m/s]
v_w	Senkrechte Komponente der Wasserteilchengeschwindigkeit [m/s]
U	Ursell-Parameter = $H \cdot L^2/d^3$ [-]
w	Betrag der gesamten Wasserteilchengeschwindigkeit [m/s]
$\boldsymbol{W}$	Dynamische Wasserdruckkraft (Vektor) [N]
x, y, z	Lagekoordinaten [m]
$\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$	Ableitung der Lagekoordinaten nach der Zeit (Geschwindigkeit) [m/s]
$\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}$	Zweite Ableitung der Lagekoordinaten nach der Zeit (Beschleunigung) [m/s^2]
x_T, z_T	Lagekoordinaten des Treibzeugs [m]
z_s	Höhe der Wasserspiegellage über Grund [m]
δ	Durchbiegung (Auslenkung) des Halmes in x-Richtung [m]
ε	Dehnung [-]
φ	Neigungswinkel (bezogen auf z-Achse) [rad]
$\dot{\varphi}$	Winkelgeschwindigkeit [rad/s]
$\ddot{\varphi}$	Winkelbeschleunigung [rad/s^2]
Φ	Halmkrümmung [rad/m]
μ_j	Masse/Längeneinheit [kg/m]
μ_1	Gleitreibungszahl [-]
ρ_l	Dichte der Luft [kg/m^3]
ρ_w	Dichte des Wassers [kg/m^3]
ρ_T	Dichte des Treibzeugs [kg/m^3]
σ_{Br}	Bruchspannung [N/ m^2]
σ_{Gr}	Grenzspannung (Elastizitätsgrenze) [N/ m^2]
ζ	Höhe des Wasserspiegels über dem Ruhewasserspiegel [m]

TEIL I

DAS SCHILFROHR - EINFÜHRUNG UND PROBLEMSTELLUNG

1. DAS SCHILFROHR
(*Phragmites australis* [Cav.] Trin. ex Steudel = *P. communis* Trin.)

1.1. AUFBAU UND LEBENSWEISE DER PFLANZE

Über das Schilfrohr existieren, neben anderen, zwei umfassende Monographien, nämlich von HÜRLIMANN (1951) und RODEWALD-RUDESCU (1974). Auf diesen beiden gründet das folgende erste Kapitel, sie werden deshalb im folgenden nur noch in speziellen Fällen zitiert.
Obwohl der Volksmund außer *Phragmites* auch andere Pflanzen bisweilen als Schilf oder Rohr bezeichnet (vor allem die verschiedenen Rohrkolbenarten *Typha* spp., manchmal auch das ähnlich wie *Phragmites* aussehende Rohrglanzgras *Phalaris arundinacea* und andere an Ufern vorkommende Gräser), befaßt sich die vorliegende Arbeit nur mit Schilf im botanischen Sinne, eben mit *Phragmites australis*.
Der taxonomisch richtige, weil ältere, Name *Phragmites australis* ist weniger eingebürgert als *P. communis*, wohl weil diese Bezeichnung angesichts der weltweiten Verbreitung dieser Pflanze sachlich passender erscheint. Schilf ist auf allen fünf Erdteilen anzutreffen, in Nordamerika bis zum Polarkreis, in Asien bis etwa 60° nördlicher Breite. In Europa fehlt es nur in Island, im Westen der Iberischen Halbinsel und in den nördlichsten Teilen Nordnorwegens. In der Schweiz werden Vorkommen bis über 1900 m ü.M. (HÜRLIMANN 1951) gemeldet.
Die weite Verbreitung ließ eine Unzahl von Abarten, Varietäten und Formen innerhalb der Gattung *Phragmites* entstehen (RODEWALD-RUDESCU 1974 zitiert deren 44 aus der Literatur). HÜRLIMANN (1951) unterscheidet wie HEGI (1936) innerhalb der Gattung drei (Unter-)Arten, nämlich *P. communis* Trin., einen subtropischen Typus *P. karka* Trin. und *P. dioica* Hackel in Argentinien. In der Schweiz ist jedenfalls nur die erstgenannte Art anzutreffen. Verschiedene Formen und Ausbildungen (auch die noch zu besprechenden Kriech- und Leghalme) sind nicht genetisch, sondern durch äußere Einflüsse bedingt.
Das Schilfrohr gehört zur Familie der echten oder Süßgräser (*Gramineae* oder *Poaceae*) aus der Klasse der Einkeimblättrigen (*Monocotyledones*), Unterabteilung Bedecktsamige (*Angiospermae*), Abteilung Blütenpflanzen (*Anthophyta*) des Stammes der Sproßpflanzen (*Cormophyta*). Die

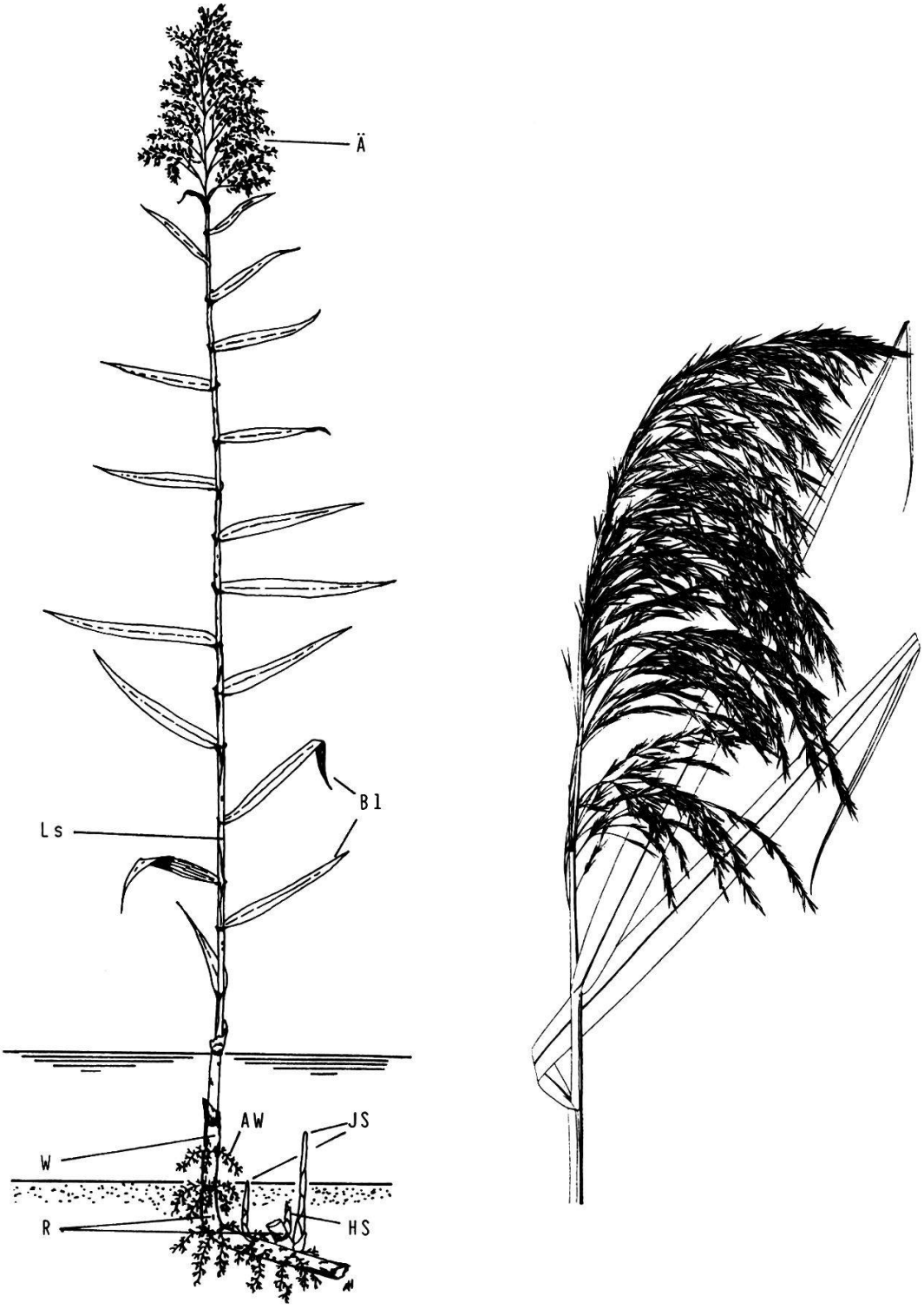


Fig. 1.1. Links: Gesamtbild eines Schilfhalmes (Zeichnung A. Hegi).
R = Rhizom; W = Wasserstengel; Ls = Luftstengel; HS = Halmsprosse; JS = Jungsprosse; AW = Adventivwurzel; Bl = Blätter; Ä = Ähre oder Rispe.
Rechts: Ähre oder Rispe (Blütenstand) einer Schilfpflanze (aus: HESS et al. 1967).

Pflanze (Fig. 1.1.) besteht aus einem ausdauernden, unterirdischen Teil (Erdsproß, Rhizom) und dem einjährigen Lichtsproß (Halm). Das periodische Absterben ist eine Folge der Jahreszeiten in den gemäßigten Zonen und wird durch die ersten Fröste zu Beginn des Winters ausgelöst. Die Blütezeit dauert von Juli bis September; gesunde Halme tragen in dieser Zeit an ihrem oberen Ende eine Rispe (Fig. 1.1.), bestehend aus 2- bis 8-blütigen Ährchen. An schweizerischen Seeufern erreichen die Halme normalerweise eine Länge von 2 bis 4 m.

Die **unterirdischen Organe** bilden im Laufe der Zeit ein viele Meter langes, reich verzweigtes Ausläufersystem. Es scheint, daß ziemlich großflächige Teile eines Bestandes von einer einzigen Pflanze gebildet werden (Klon). Das Rhizom unterscheidet sich morphologisch nicht grundsätzlich vom oberirdischen Halm, es ist wie dieser zylindrisch und hohl, gegliedert durch Knoten, welche mit einem Diaphragma das röhrenartige Gebilde in einzelne Kammern unterteilen (Fig. 1.2.). Die Rhizome sind bis etwa 3 cm dick, ihre Farbe ist weiß bis gelblich. An den Knoten des Rhizoms werden abzweigende Sprosse gebildet, und zwar einerseits waagrecht weiterwachsende Ausläufer und andererseits nach oben wachsende Halmsprosse. Ebenfalls an den Knoten des Rhizoms wachsen Adventivwurzeln und zu Schuppen zurückgebildete Blätter. Das Rhizom als ausdauernder

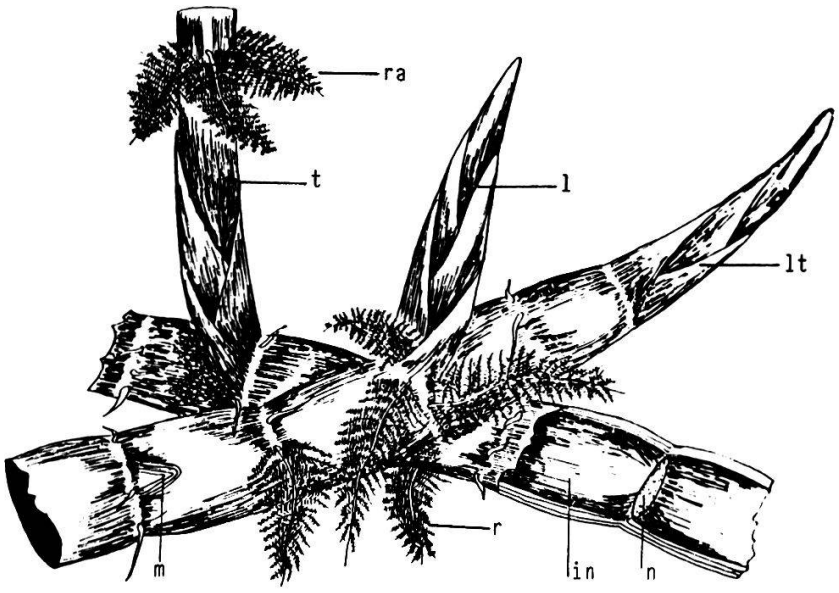


Fig. 1.2. Schilfrhizom (nach RUDESCU et al. 1965, aus RODEWALD-RUDESCU 1974).
in = Internodium; n = Knoten; ra = Adventivwurzeln; r = Rhizomwurzeln; m = Knospe; t=Halm; l = Halmsproß; lt = Endsproß.

Teil der Schilfpflanze dient als Speicher für die während der Vegetationsperiode gebildeten Aufbaustoffe (Assimilate). Nur diese Reserven ermöglichen im Frühjahr das Austreiben der jungen Halme bis über die Wasseroberfläche, denn das Schilf kann nur an der Luft assimilieren. Eine Störung bei der Bildung dieser Aufbaustoffe und ihrer Speicherung im Rhizom (mechanische Beschädigung, Verlust der Blätter) wirkt sich deshalb auch auf die nächstjährige Halmgeneration aus, deren Startchancen verschlechtert sind.

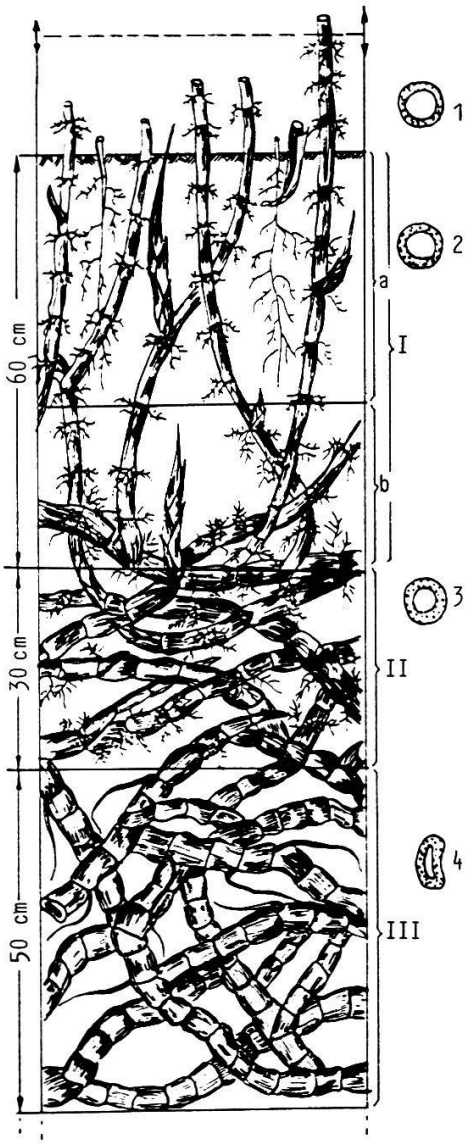


Fig. 1.3. Die Verbreitung der Rhizomschicht von *Phragmites* im Boden und ihre Anordnung.
I = obere, II = mittlere und III = untere Schicht. a = obere Unterschicht mit Wurzeln anderer Pflanzen; b = untere Unterschicht nur mit Schilfrhizomen; 1- 4 Querschnitte der Rhizome (nach RUDESCU et al.1965, aus RODEWALD-RUDESCU 1974).

Es scheint, daß auch die Eutrophierung des Gewässers an sich die Einlagerung von Reservestoffen im Rhizom beeinträchtigt: die Pflanze "vergißt" sozusagen deren Speicherung (BÄNDLE mdl.).
Große Hohlräume (Aerenchym) durchziehen die Wände des Rhizoms und gewährleisten den Sauerstofftransport bis in die tiefsten Partien (Fig. 1.4.). Das Schilf bezieht seinen Sauerstoff ausschließlich aus der Luft und kann deshalb auch in sauerstofffreien (anaeroben) Böden gedeihen. Selbstverständlich dient das Rhizom auch als Verankerung der oberirdischen Teile im Untergrund. Diese Verankerung ist nicht starr, da sowohl die Abzweigstelle am Rhizom, als auch der (eigentlich noch dem Rhizom zuzurechnende) unterirdische Teil des Halmes (vgl. Fig. 1.1.) verformbar sind. Solange diese Partien nicht überbelastet werden, sind sie elastisch, d.h. sie kehren nach einer Verformung wieder in den Ausgangszustand zurück, wenn die Belastung verschwindet. Betrachtet man den Boden als Einspannstelle, so ist der Schilfhalm unter statischem Gesichtspunkt ein elastisch eingespannter Stab.
Die Rhizome sind nicht nur Anker für die oberirdischen Teile der Pflanze, sie geben auch dem Boden dank ihrem dichten Geflecht (Fig. 1.3.) und ihrer hohen Festigkeit einen starken Halt. Die Eindringtiefe des Rhizoms ist abhängig von den Standortsbedingungen; da Schilf auf eine ständige Versorgung durch Grundwasser angewiesen ist, können Rhizome an Orten mit tiefem Grundwasserstand

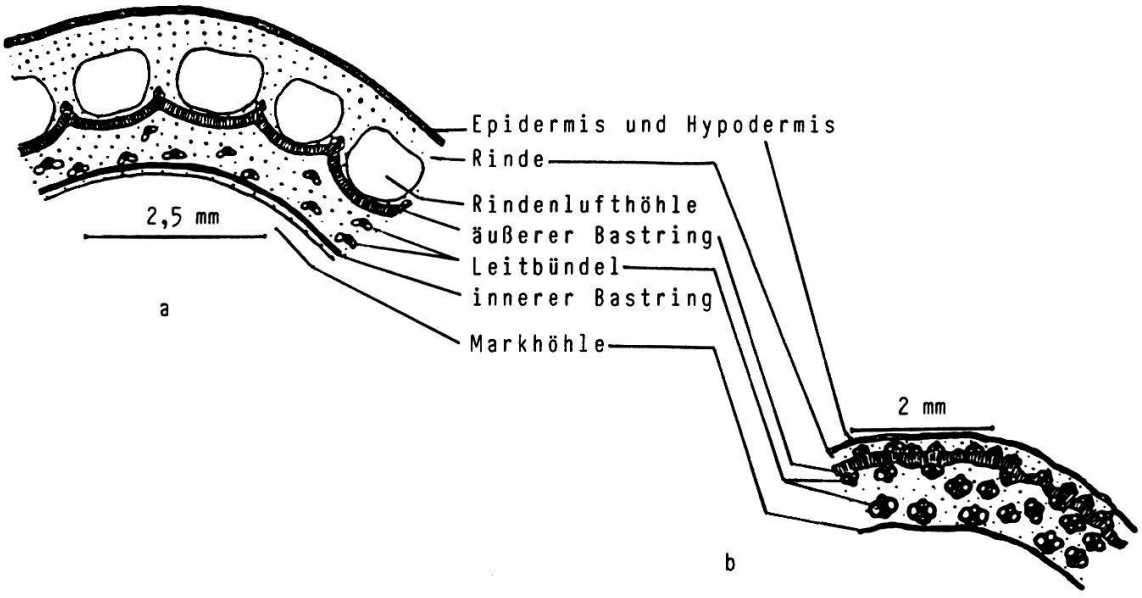


Fig. 1.4. Querschnitte durch Sektoren von Sproßinternodien, etwas schematisiert.
a = Rhizomteil; b = Halmpartie (aus HÜRLIMANN 1951).

mehrere Meter tief in den Boden hineinwachsen, wenn der Boden nicht zu hart ist. Befindet sich eine nur dünne, für das Schilf günstige Bodenschicht auf einem undurchdringlichen Untergrund, so liegt das ganze Rhizompaket gewissermassen nur auf und die Kontaktzone zum Untergrund ist sehr anfällig für Erosion, wenn sie in den Wirkungsbereich des Wellenschlags gerät. Ist das Rhizompaket in sich sehr fest, so kann es vorkommen, daß dieses sich (vermutlich infolge Gasbildung) vom Untergrund abhebt, es entstehen schwimmende Inseln aus Schilf, die sogenannten Plaurs. Am bekanntesten sind wohl jene des Donaudeltas, welche eine Ausdehnung von über 100 km^2 erreichen können.

Der **oberirdische Teil** des Schilfes, der Halm, besteht aus dem Stengel, den Blättern und, bei günstigen Verhältnissen, der Blüte. Im Unterschied zum Rhizom ist der Stengel dünner, die Internodien (Zwischenknoten) sind länger und in ihrem inneren Aufbau etwas anders (Fig. 1.4. und 1.5.): Die großen Hohlräume für den Sauerstofftransport fehlen und die Festigungsgewebe sind anders angeordnet, denn das Rhizom wird vorwiegend in der Querschnittsebene beansprucht (Erd- und Wasserdruck von außen), während der Stengel in Längsrichtung (Biegung) beansprucht wird. Ihre größte Länge erreichen die Internodien in der unteren Hälfte des Halmes mit 25 und mehr cm (Fig. 1.7.). Die Dicke der Schilfhalme erreicht in unseren Gegenden im Maximum etwa 15 mm (Altenrhein). Sie nimmt von oben nach unten ab, allerdings nicht stetig, sondern nimmt zuerst oberhalb je-

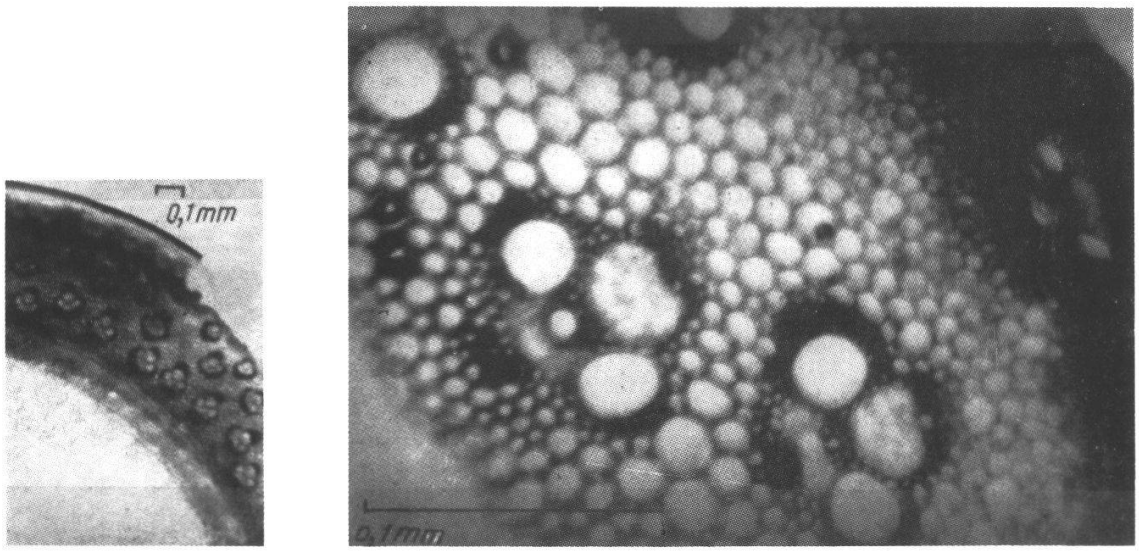


Fig. 1.5. Querschnitt durch die Halmwand eines normalwüchsigen Schilfhalmes, etwa 50 cm über Grund. Deutlich sichtbar sind die Leitbündel (großlumige Zellen) und das dunkel gefärbte Festigungsgewebe (Sklerenchym) (aus KLÖTZLI 1971).

des Knotens während einiger cm etwas zu, dann allmählich bis zum nächsten Knoten wieder ab. Unterhalb eines Knotens ist der Stengeldurchmesser deutlich kleiner als unmittelbar darüber. Einen ähnlichen Verlauf nimmt die Wanddicke, welche in den untersten Partien bis zu 2 mm betragen kann (s. Teil III, Fig. 3.5., wo die Verläufe von Durchmesser und Wanddicke zweier Halme für die ersten fünf Internodien grafisch dargestellt sind). Den Längsschnitt eines Knotens mit einem Teil der anschließenden Internodien zeigt Fig. 1.6.
Seine Festigkeit verdankt der Stengel dem Gewebe verfestigter Zellen, dem Sklerenchym. Dieses bildet einen äußeren Ring (in Fig. 1.4. als "äußerer Bastring" bezeichnet) und umgibt die Leitbündel (Phloem und Xylem). Der innere Bastring ist selten gut ausgeprägt. Rinde und Epidermis begrenzen den Stengel gegen außen.

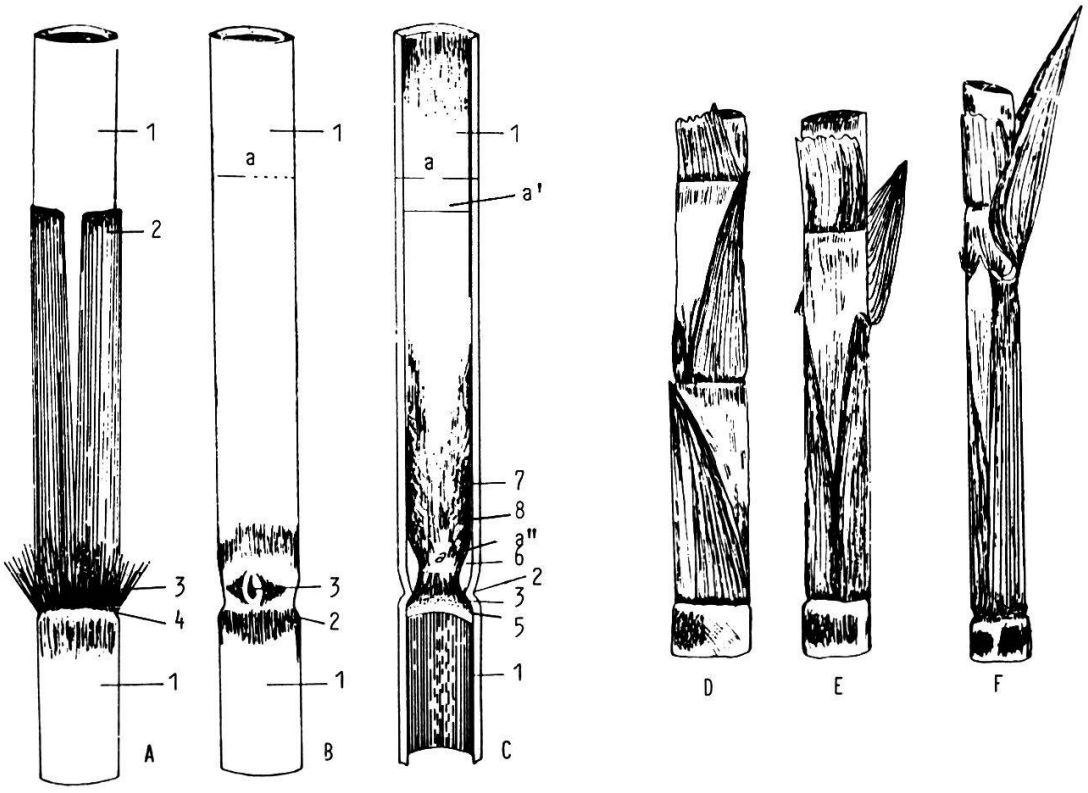


Fig. 1.6. Zwischenknoten (Internodium) eines Schilfhalms (nach RUDESCU et al. 1965, aus RODEWALD-RUDESCU 1974).

A: Internodium, von Blattscheiden umgeben; 1 = Internodium; 2 = Blattscheide; 3 = Haare; 4 = Ansatzstelle der Blattscheide am Knoten;

B: Internodium ohne Blattscheide; 1,2 wie A; 3 = Knospe; a = äußerer Durchmesser des Internodiums;

C: Längsschnitt durch Knoten und Internodium; 5 = eigentlicher Knoten; 6 = äußerer Zylinder; 7 = Inneres Parenchym; 8 = Reste des Markparenchyms; a = totaler Durchmesser; a' = Durchmesser des großen Lumens; a" = Durchmesser des kleinen Lumens;

D-F: Entwicklung der Blattscheide bis zum Blatt.

Das Grundgewebe (Parenchym) trägt nicht unmittelbar zur Festigkeit bei, ist aber in mechanischer Hinsicht zur Stützung des Sklerenchyms unentbehrlich. Das den Hohlraum ursprünglich füllende Markparenchym verschwindet bereits in der Aufwuchsphase.
Dieser Aufbau des Schilfstengels ist optimal hinsichtlich größtmöglicher Festigkeit gegen die vorhandene Beanspruchung bei geringem Gewicht und Materialaufwand: Die Kreissymmetrie erlaubt eine (Biege-)Belastung aus jeder beliebigen Richtung, die Anordnung der tragenden Elemente möglichst weit vom Zentrum entfernt (Rohr) verleiht den in ihnen wirkenden Biegespannungen (Zug auf der Außen-, Druck auf der Innenseite der Krümmung) einen mit Rücksicht auf die Kreissymmetrie maximalen Hebelarm; anders gesagt, der tragende Querschnitt vereinigt großes Flächenträgheitsmoment mit minimaler Fläche. Die Natur zeigt uns allerdings, daß sie nicht in dieser einfachen Weise optimiert, denn sonst müßte der Durchmesser noch größer und die Wand noch dünner sein. Dies ist darum nicht möglich, weil eine zu dünne Wand bei Druckbeanspruchung instabil würde (Einbeulen). Außerdem hat der Stengel noch andere Funktionen zu erfüllen (z.B.

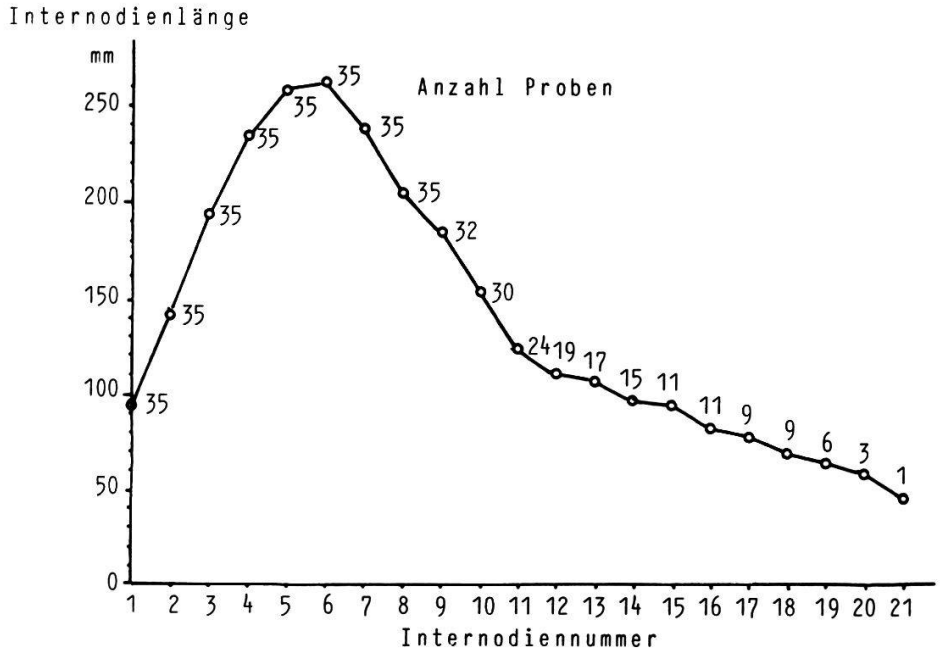


Fig. 1.7. Mittlere Längen der Internodien einer Serie von Schilfhalmen aus Altenrhein (Bodensee-Obersee) (Messung EMPA).

Stofftransport). Die Knoten verleihen dem Halm Stabilität, indem sie das Einbeulen der Stengelwand verhindern (die kritische Beulbeanspruchung eines Rohres ist abhängig vom Durchmesser, der freien Länge zwischen zwei Fixpunkten [d.h. zwischen zwei Knoten] und der Wanddicke).
Es leuchtet ohne weiters ein, daß der Anteil von Sklerenchym am gesamten Gewebe von entscheidender Bedeutung für die Halmfestigkeit ist. Trotzdem die einwandfreie Durchführung entsprechender Versuche sehr schwierig ist, haben mehrere Autoren festgestellt, daß Röhricht in sehr nährstoffreichem (hypertrophem, evtl. hocheutrophem) Milieu einen kleineren Sklerenchymanteil aufweist als solches von nährstoffärmeren Standorten (TOBLER 1943, KLÖTZLI 1971, SUKOPP et al. 1975, BORNKAMM et al. 1980, TROLLIET 1980, SUKOPP und MARKSTEIN 1981; vgl. dazu auch Teil II, Kap. 4.4).
Die Laubblätter, wie bei den meisten Einkeimblättrigen parallelnervig, entspringen je in einem Knoten. Sie bestehen aus einer **Blattscheide** und der als "eigentliches" Blatt in Erscheinung tretenden **Blattspreite**.Die Blattscheide ist an ihrem unteren Ende mit dem Stengel verwachsen. Sie umhüllt ihn vollständig. Sie bildet allerdings kein vollständiges Rohr, das rechte und linke Ende sind nicht miteinander verwachsen, sie überlappen sich bloß. Die Blattscheide ist in den unteren Halmpartien etwas kürzer, in den oberen bis mehrere Mal so lang wie das zugehörige Internodium. Deshalb ist der Stengel oben von mehreren Lagen Blattscheiden umhüllt. Da die Blattscheiden keine geschlossenen Rohre bilden, ist ihr Beitrag zur Halmfestigkeit in den unteren bis mittleren Halmabschnitten nicht bedeutend und nur schwer erfaßbar, zudem sterben Blattscheide und -spreite ab, sobald sie längere Zeit unter Wasser liegen, und verfaulen. Ihre stützende Funktion erfüllen die Blattscheiden im wesentlichen während des Wachstums des noch jungen und weichen Internodiums. Andererseits ist die Blattscheide dank dem beschriebenen Aufbau sehr torsionsfähig, was den am oberen Ende angewachsenen Blattspreiten erlaubt, sich windfahnenartig der jeweiligen Windrichtung anzupassen. Dies vermindert die Windbelastung beträchtlich.
Die Blattspreiten sind lanzettlich, am breitesten (etwa 2 bis maximal 5 cm) sind sie einige cm vom Stengel entfernt. Ihre Länge beträgt bis 50 cm und mehr, sie nimmt längs des Halmes gegen oben ab. Das Gewebe der Blätter hat einen hohen Anteil an Kieselsäure, sie haben deshalb sehr scharfkantige Ränder. Die Blätter sind die Assimilationsorgane der Pflanze, d.h. sie produzieren mit Hilfe des Sonnenlichtes aus Wasser und Kohlendioxyd die notwendigen Aufbau- und Reservestoffe (Zukker und Stärke). Die Spaltöffnungen in den Blättern dienen der ebenso notwendigen Atmung und der beträchtlichen Transpiration (Verdunstung von Wasser, welches in einem steten Strom von den Wurzeln her nachgeführt wird). Die Blätter des

Schilfs können unter Wasser nicht assimilieren. Dieser Umstand charakterisiert unsere Art als Uferpflanze im Gegensatz zu den Wasserpflanzen, die auch unter Wasser assimilationsfähige Organe besitzen oder Schwimmblätter ausbilden. Es wurde bereits festgestellt, daß die Schilfblätter absterben, wenn sie längere Zeit unter Wasser zu liegen kommen. Bei Schilf, welches normalerweise im Wasser steht (also nicht beim Landschilf) sind überhaupt die untersten Blätter zu Adventivwurzeln umgebildet, welche, wie es scheint, eine wichtige Rolle bei der Aufnahme von Nährsalzen aus dem Wasser spielen. - Im Herbst werden die in den oberirdischen Organen noch vorhandenen Nährstoffe vor dem Absterben ins Rhizom zurückgezogen.
Obwohl die Blüten immer einen bestimmten Prozentsatz keimfähiger Blüten bilden, ist die generative Vermehrung bei Schilf unbedeutend, da sich die Keimlinge nur bei sehr günstigen Bedingungen entwickeln können. Sie brauchen einen ständig feuchten Platz, ertragen aber nur geringe Wasserüberdeckung, die Keimlinge dürfen nicht durch Wellenschlag oder raschen Wasserspiegelanstieg ausgerissen werden. Diese Bedingungen sind nur selten erfüllt und die Verbreitung erfolgt fast vollständig vegetativ durch die Rhizome. Da im Prinzip ein unbeschädigter Knoten zur Bildung neuer Luft- und Erdsprosse ausreicht, können geeignete Standorte durch Anschwemmen von losgerissenen Rhizomstücken mit Schilf besiedelt werden. Künstliche Vermehrugng ist sowohl mit Rhizomstücken, als auch mit Halmen (Stecklingen) möglich.
Auf Verletzungen oder Beschädigungen reagiert das Schilf je nach Umständen verschieden. Wird der Halm (z.B. durch ein Getreibselpaket) niedergedrückt, so daß er sich nicht wieder in seine normale Lage aufrichten kann, so versucht er, durch asymmetrisches Wachstum in den Knoten, die oberen Partien wieder in eine senkrechte Richtung zu bringen (Gelenkknoten in den Blattscheiden). In bestimmten Fällen versagt dieser Mechanismus, und der Halm ändert seine Entwicklungsrichtung in die Horizontale: es entstehen die sogenannten Leghalme (auf dem Wasserspiegel) bzw. Kriechhalme (auf dem Land). Bei beiden Formen sind die Internodien verlängert und bogenförmig ausgebildet (der Knoten liegt auf dem Wasser bzw. der Erdoberfläche, der mittlere Teil ist etwas erhöht). In den Knoten bilden sich Seitentriebe und Wurzeln, die im Fall der Kriechhalme den Sproß im Boden verankern. Nicht nur die Internodien sind verlängert, sondern der ganze Halm; BAUMANN (1911; zit. in HÜRLIMANN 1951) hat am Bodensee-Untersee bis 16 m lange Exemplare beobachtet. Es ist nicht bekannt, welcher Faktor für die Entstehung der Leg- und Kriechhalme verantwortlich ist.
Wird der obere Halmteil abgebrochen oder verliert der Halm durch äußere Einwirkung seine Blätter, so wachsen Seitentriebe ("Tochtersprosse") aus den Kno-

ten oberhalb und gegebenenfalls auch knapp unterhalb des Wasserspiegels. Obwohl diese Seitentriebe auch Blätter haben, sind sie doch in keinem Fall ein vollständiger Ersatz für die verlorenen Assimilationsorgane, ganz abgesehen davon, daß ihre Bildung Stoffe verbraucht, die dann der neuen Halmgeneration beim Austreiben im Frühjahr fehlen.

1.2. ANSPRÜCHE AN DEN STANDORT

Die folgenden Ausführungen gründen auf HÜRLIMANN (1951), RODEWALD-RUDESCU (1974) und GRÜNIG (1980). Nicht nur die genannten Autoren betonen übereinstimmend die "breite ökologische Amplitude" des Schilfs, d.h. seine Fähigkeit, sich unterschiedlichsten Standortsbedingungen anzupassen. Deshalb ist Schilf fast auf der ganzen Welt anzutreffen.
Als Sumpfpflanze findet das Schilf seine optimalen Standorte in erster Linie an flachen Seeufern und in Feuchtgebieten, wo die Rhizome das Grundwasser erreichen können. In Gebieten, die nur zeitweise oder nie überflutet sind (also oberhalb des mittleren Wasserstandes eines Gewässers) steht das Schilf in Konkurrenz mit anderen Pflanzen (vor allem Seggen [*Carex* spp.]). Unterhalb der Mittelwasserlinie ist es dagen sozusagen konkurrenzlos und bildet ausgedehnte, geschlossene und praktisch einheitliche Bestände (natürliche Monokultur). Starke Strömung (mehr als etwa 1 km/h) erträgt es nicht und fehlt deshalb an den Ufern fließender Gewässer weitgehend, außer in ruhigen Buchten und Altarmen. Unter sonst günstigen Umständen vermag das Schilf bis in Wassertiefen von 1,5 - 2 m vorzudringen. Mehr vermag der austreibende Sproß im Frühjahr nicht zu durchstoßen, da er ja erst oberhalb des Wasserspiegels assimilationsfähige Organe bilden kann. In den Schweizer Seen wird diese Grenze wegen anderer ungünstiger Faktoren (vgl. Kap. 2) längst nicht mehr erreicht.
Dauernde Beschattung bringt das Schilf zum Verschwinden. Auch die Verminderung des Lichteinfalls durch vorjährige, tote Halme beeinträchtigt das Wachstum.
RODEWALD-RUDESCU (1974) mißt der Aufnahme von Mineralstoffen aus dem Wasser die größte Bedeutung zu, während HÜRLIMANN (1951) den Bodenchemismus für entscheidend hält. Auf jeden Fall ist der Wasserverbrauch des Schilfes für die Transpiration groß und beträgt ein Mehrfaches der Verdunstung einer gleich großen, freien Wasserfläche (Evaporation). Deshalb ist ein steter Wassernachschub aus dem Grundwasser lebensnotwendig, das Schilf muß "die Füße im Wasser haben". Auch das Nährstoffangebot des Standortes darf für ein optimales

Wachstum nicht zu gering sein. Noch 1951 konnte HÜRLIMANN die menschlich bedingte Eutrophierung der Seen zu den eher positiv zu wertenden Faktoren zählen!
Heute scheint allerdings das Optimum überschritten zu sein, die starke Belastung des Wassers mit Nährstoffen ist nach vielen Autoren (vgl. Kap. 2) eine der wahrscheinlichen Hauptursachen für den Schilfrückgang. Auf die verminderte Bildung von Festigungsgewebe bei zu hoher Nährstoffkonzentration wurde bereits hingewiesen (Kap. 1.1). Ein hoher Kalkgehalt des Standortes ist für das Schilf ebenfalls schädlich und führt nach TOBLER (1943) zur Bildung weicherer und schwächerer Pflanzen ("Papierrohr"). HÜRLIMANN (1951) weist denn auch nachdrücklich auf die infolge der Eutrophierung erhöhte biogene Kalkausfällung hin, welche als mögliche Ursache des Schilfrückganges im Auge behalten werden muß.
Gegenüber Sulfaten und Kochsalz ist das Schilf tolerant.

1.3. STELLUNG UND FUNKTION IN DER (NATÜRLICHEN) UFERVEGETATION

Die **Einordnung des Schilfes** in die natürlichen Seeuferzonen (Fig. 1.8.) ist nach HÜRLIMANN (1951) die Folge zweier verantwortlicher Prinzipien:

1. die mit der Wasserbedeckung zunehmende Exklusivität des Standortes für die einzelnen Pflanzenbestände;
2. die konkurrenzmäßige Überlegenheit der landwärts anschließenden Grasvegetation mit der Tendenz, über die seewärts gelegenen Vegetationszonen vorzudringen.

Damit unterstellt HÜRLIMANN allerdings bereits den Einfluß des Menschen: landwärts an das Röhricht anschließende Grasvegetation ist eine Folge der menschlichen Nutzung dieser Flächen als Streuwiesen (GRÜNIG 1980). Allenfalls befinden sich relativ schmale Großseggen und Gebüschstreifen im Übergang zwischen dem Schilf und dem landseitigen Erlenbruchwald. HÜRLIMANN (1951) nennt als landseitige Vegetation Sumpfpflanzengesellschaften vom Typ der *Mariscus*-Bestände, der *Phalaris*-(Rohrglanzgras-)Zone, der Magnocariceten (Großseggenrieder) und der Molinieten (Pfeifengraswiesen). Seewärts der Schilfbestände folgt normalerweise ein Streifen mit Seebinse *(Schoenoplectus lacustris),* im tieferen Wasser abgelöst durch Seerosen *(Nymphea alba* sowie *Nuphar luteum)* und Laichkrautarten *(Potamogeton* spp.). Die Binsen haben die Fähigkeit, auch unter Wasser zu assimilieren und können deshalb tieferes Was-

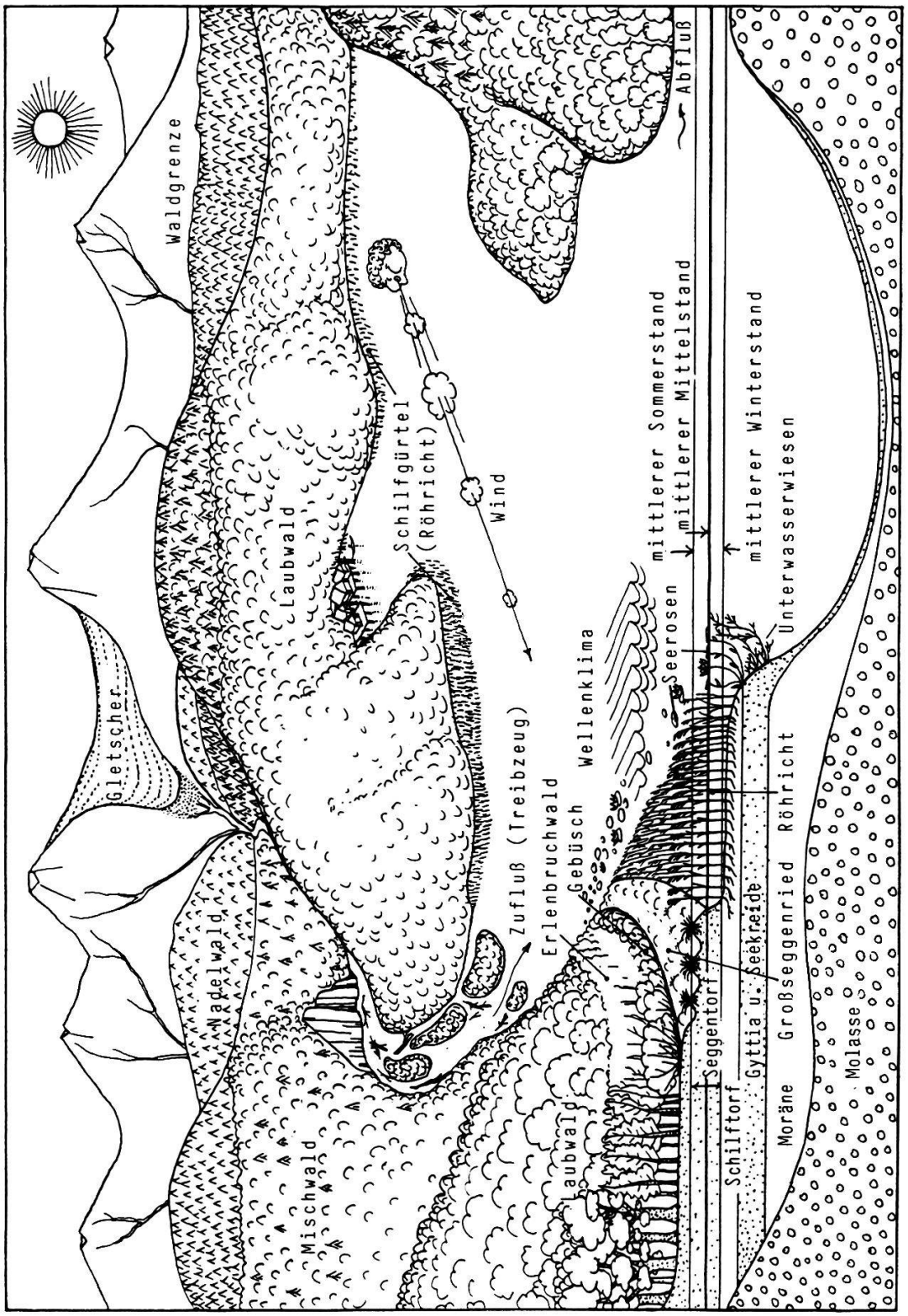


Fig. 1.8. Aufbau und Zonierung eines natürlichen Seeufers (aus GRÜNIG 1980).

ser besiedeln als Schilf. Seerosen und Laichkräuter sind mit ihren Schwimmblättern an noch größere Wassertiefen angepaßt. Wo das Wasser auch für diese zu tief ist, folgen die submersen (untergetauchten) Blütenpflanzen und Algen.
Diese Zonation (räumliche Gliederung) ist bei ungestörter Verlandung zugleich ein Abbild der zeitlichen Abfolge (Sukzession). Sie kann durch äußere Einflüsse gestört werden. Am bekanntesten sind in der Schweiz wohl die jüngeren Cariceten (Seggenstreifen) vor älteren Schilfbeständen an den Jurafußseen, welche als Folge der Seespiegelabsenkung bei der ersten Juragewässerkorrektion entstanden. HÜRLIMANN (1951) berichtet auch von "Vertauschung" des Seebinsen- mit dem Schilfgürtel, was er auf lokale Bodenbeschaffenheit und Nährstoffverhältnisse zurückführt. Heute (1987) sind an den größeren Seen der Schweiz die Seerosen- und Seebinsengürtel mehr oder weniger vollständig verschwunden. Die Anreicherung der Röhrichtstandorte mit Nährstoffen führt oft zu einer landseitigen Ausbreitung des Schilfes auf Kosten der Großseggenrieder. Solches Röhricht oberhalb des Mittelwasserstandes bezeichnen KLÖTZLI und ZÜST (1973b) wegen des ganz anderen Wasser- und Nährstoffhaushalts als Pseudoröhricht.
Auf die **Bedeutung des Schilfs in der Uferzone** haben schon viele Autoren hingewiesen, genannt seien hier nur HÜRLIMANN (1951), SUKOPP et al. (1975), KOVÀCS (1976), STEINBERG (1977), GRÜNIG (1980), SUKOPP und MARKSTEIN (1981) sowie PRIES (1984). Nach ihnen allen wirkt das Schilfröhricht als Uferschutz, bildet einen Lebensraum für verschiedenste Tierarten und trägt zur Selbstreinigung des Gewässers bei. Ebenfalls erwähnt seien der landschaftliche Reiz und die eigentümliche Schönheit großer Schilfbestände, Eigenschaften, denen sich auch HÜRLIMANN (1951) nicht entziehen kann, wenn er in der Einleitung zu seiner Monographie über das Schilf von den "oft so prächtig in Erscheinung tretenden Schilffeldern unserer Seeufer" spricht.
Die Schutzfunktion erfüllt das Schilf sowohl mit seinen oberirdischen, als auch mit seinen unterirdischen Organen. Ein einzelner Halm setzt zwar der Wasserbewegung nur geringen Widerstand entgegen. In einem mehrere zehn Meter tiefen Schilfbestand stellen sich aber den Wellen so viele Schilfhalme entgegen, daß die Summe dieser Widerstände die Wellenhöhe auf einen Bruchteil ihrer ursprünglichen Größe reduziert. Besiedelt ein Schilfbestand die Uferzone bis zu einer Wassertiefe von etwa 150 cm, so vermag er selbst große Wellen am Brechen im Uferbereich zu verhindern. (Auf ein flaches Ufer zulaufende Wellen brechen normalerweise etwa dann, wenn ihre Höhe mehr ist als rund 80% der lokalen Wassertiefe beträgt, bzw. wenn die Wassertiefe kleiner als ungefähr das 1,3-fache der Wellenhöhe wird.) Diese Schutzwirkung des Schilfes gegen Wellen-

schlag wird allerdings empfindlich gestört, wenn eine Ufermauer hinter dem Schilffeld das freie Auslaufen der Wellen verhindert. Auch für den Bestand selbst wirkt sich dies schädlich, in vielen Fällen gar zerstörerisch aus (vgl. Kap. 2.2).
Werden die Halme nach dem Absterben beim ersten Frost nicht entfernt und sind sie nicht zu sehr geschwächt, so bleiben sie noch bis in den Frühsommer des folgenden Jahres und länger aufrecht stehen, ihr Schutz wirkt also ganzjährig.
In größeren Schilffeldern wird auch der Wind von den Schilfhalmen bis zur völligen Windstille abgeschwächt, was RUDESCU (1965 in RODEWALD-RUDESCU 1974) mit Messungen untersucht hat (vgl. Teil II, Kap. 3.1.1.).
Noch wichtiger als die Schutzwirkung der Halme ist jene der Rhizome, worauf bereits hingewiesen wurde: Das dichte Geflecht der unterirdischen Organe bietet dem Ufer den denkbar besten Erosionsschutz. Allerdings weist schon HÜRLIMANN (1951) darauf hin, daß "auf die Dauer nur die Wurzeln lebender Pflanzen zur Sicherung des Bodens befähigt" sind. Er berichtet vom Zürich- und vom Greifensee, wo künstliche Einschnitte in das Phragmitetum zur Erosion des Seegrundes führten, obwohl er von abgestorbenen Schilfrhizomen und -wurzeln durchsetzt war. An exponierten Stellen kann dies zur Folge haben, daß auf den Seiten einer solchen Schneise die Erosion weiter schreitet, indem die Feinerde auch aus dem Wurzelgeflecht des lebenden Bestandes herausgespült wird. Es braucht wohl kaum betont zu werden, daß sich dann diese Schneise immer mehr in den lebenden Bestand hinein ausweitet. Besonders gefährlich wird es, wenn die unterhalb der Rhizome anstehende Bodenschicht der Wirkung der Wellen ausgesetzt wird: der Bestand wird dann richtiggehend unterhöhlt. Hat sich erst einmal eine Erosionskante (Abbruch) gebildet, so ist sie für die Wellen eine derart exponierte Angriffsfläche, daß der Prozeß erst zum Stillstand kommt, wenn die im Bereich des Wellenschlages liegenden Teile des Röhrichts verschwunden sind und sich (auf einem tiefer liegenden Niveau) ein neues Flachufer gebildet hat. Solche Erosionserscheinungen müssen nicht in jedem Fall durch menschliche Einwirkung verursacht sein. Von 0,5 bis 1 m hohen Abbruchrändern unter Wasser am Bodensee sprechen bereits SCHRÖTER und KIRCHNER (1896,1902). Besonders gefährdet sind nach HÜRLIMANN (1951) rasch abfallende Stellen mit schmaler Uferbank. Es läßt sich somit nicht allgemein sagen, ob der Schilfrückgang eine Folge der Erosion ist oder umgekehrt. Dies muß von Fall zu Fall untersucht werden.
Die Beruhigung der Wasserbewegung in einem Schilfbestand führt zu vermehrter Ablagerung von Sedimenten, ein Schilfbestand kann deshalb die Verlandung

einer seichten Stelle beschleunigen (HÜRLIMANN 1951). Entscheidend dürften die größerräumigen Strömungs- und Sedimentflußverhältnisse sein.
Der dichte Wald von hohen Schilfhalmen bietet verschiedenen Vögeln die notwendigen Nist- und Versteckmöglichkeiten. STEINBERG (1977) nennt Rohrweihe, Große Rohrdommel, Zwergrohrdommel, Rohrammer, Rohrschwirl, Drossel- und Schilfrohrsänger, für welche das Röhricht (man beachte den Ausdruck "Rohr-" in den Namen der aufgezählten Arten) der einzige Lebensraum ist. Eine ganze Reihe von Arten brüten im Röhricht. STEINBERG zählt "eine Vielzahl" von Enten, Höckerschwan, Haubentaucher, Bläßhuhn ("Taucherli") und die Lachmöwe auf. Andere (Schwalben, Mauersegler) profitieren von der reichen Insektenwelt der Schilfgürtel. Verschiedene Zugvogelarten (Stare, Hänflinge, Drosseln, Stelzen, Sperlinge) benützen Röhrichtbestände als Rastplatz (STEINBERG 1977, REBER o.J.).
Von den Fischen sind es nach STEINBERG etwa 15 Arten, welche in unseren Schilfgürteln teils leben, teils ihre Brutgeschäfte verrichten. SUKOPP und MARKSTEIN (1981) nennen eine Abnahme der Bestände von Hecht, Schlei, Gründling und Schlammpeitzger als Folge des Röhrichtrückgangs in den Berliner Havelseen. Bezeichnenderweise kamen denn auch (in der Schweiz) die ersten Warnungen betreffend Schilfrückgang aus Fischereikreisen (vgl. GRÜNIG 1980).
Auf verschiedene Weisen trägt das Schilf zur Selbstreinigung des Gewässers bei. Wie schon erwähnt, werden wegen der Wasserberuhigung Schwebestoffe vermehrt abgelagert und teils von den Pflanzen aufgenommen (Filterwirkung, PRIES 1984). Auch die Nährstoffaufnahme durch die Adventivwurzeln darf nicht unterschätzt werden, nach Untersuchungen von RODEWALD-RUDESCU (1974) ist sie bedeutender als jene aus dem Boden. Da unter günstigen Umständen die abgestorbenen Pflanzen auf das Ufer geworfen werden, bleiben sie wenigstens vorübergehend dem (Nähr-)Stoffkreislauf entzogen (PRIES 1984). Die weitaus größte Bedeutung für die Wasserreinigung hat der Wurzelraum mit seiner 10 bis 1000 Mal höheren Populationsdichte von Mikroorganismen (SUKOPP und MARKSTEIN 1981). KIKUTH (1975,1976,1977,1978,1979) berechnete die Eliminationsleistung des Wurzelraums im Phragmitetum der Kläranlage Othfresen (BRD) (vgl. Teil III, Kap. 3.4.2.) auf rund 80 bis 140 t BSB_5, 2 bis 4 t Phosphor und 9 bis 14 t Stickstoff pro Hektar und Jahr. WATTENHOFER (1980) beschreibt Versuche in Experimentierbecken mit und ohne Schilf, welche mit Abwasser der Stadt Thonon (F) beschickt wurden. In den ungefähr fünf Monate dauernden Experimenten erzielte er folgende Eliminationsleistungen: 190 kg/ha Phosphor (Kontrolle: 180 kg/ha), wovon 42 kg/ha in den oberirdischen und 77 kg/ha in den unterirdischen Organen der Pflanzen fixiert waren. Beim Stickstoff betrug der Rückhalt im

Schilfbecken 1292 kg/ha, im Kontrollbecken 34 kg/ha; die oberirdischen Teile des Schilfes hatten 514 kg/ha, die unterirdischen 642 kg/ha aufgenommen. WATTENHOFER bemerkt, daß sich bei entsprechender Optimierung höhere Eliminationsleistungen erzielen ließen.

Die Bedingungen an einem natürlichen Seeufer lassen sich natürlich weder mit der Kläranlage Othfresen, noch mit den Versuchsbecken von WATTENHOFER vergleichen. Die angeführten Werte sollen nur als Größenordnung die Bedeutung des Schilfes zur Gewässerreinhaltung illustrieren. Es darf angenommen werden, daß dort, wo intensiv genutztes Landwirtschaftsland an ein Gewässer stößt, der Wurzelraum eines intakten Schilfgürtels einen wirksamen Puffer gegen die Nährstoffeinschwemmung bildet (KOVÀCS 1976). KICKUTH (1977) berichtet auch von einer rapiden Abnahme von Fäkalindikatoren und Salmonellen. Dagegen wird nach STEINBERG (1977) die Elimination verschiedener Schadstoffe (so Phenole; SEIDEL 1967) in der Literatur noch kontrovers abgehandelt.

Von einer Erholungsfunktion des Schilfes (Röhricht als Spielplatz für Kinder, wie etwa in I. BINDSCHEDLERS Jugendbuch "Die Turnachkinder im Sommer" beschrieben) darf angesichts der reduzierten und geschwächten Bestände an den schweizerischen Seeufern kaum mehr gesprochen werden: Erholung suchende Menschen bilden für das Schilf eine ernste Bedrohung. Indirekt, als Landschaftselement, haben die Schilfgürtel nach wie vor eine Bedeutung unter dem Gesichtspunkt der Erholung.

Auf die Eignung der Uferröhrichte als Bioindikatoren (= lebende Zeiger für sonst nicht feststellbare Umweltveränderungen) haben KLÖTZLI und GRÜNIG (1976) sowie GRÜNIG (1980) hingewiesen.

2. DER SCHILFRÜCKGANG UND SEINE BISHER BEKANNTEN URSACHEN

2.1. DIE ENTWICKLUNG DER SCHILFBESTÄNDE SEIT DER JAHRHUNDERTWENDE

Obwohl eingehende quantitative Studien über die Entwicklung der schweizerischen Schilfflächen seit dem 19. Jahrhundert weitgehend fehlen, muß ein genereller Rückgang seit der letzten Jahrhundertwende angenommen werden. So bilanziert beispielsweise BURNAND (1980) für den Zürichsee (Zürcher Seegemeinden ohne Stadt) eine geschätzte Reduktion der Bestände von über 90 ha im Jahre 1850 auf 16 ha im Jahre 1930 und auf ganze 5,14 ha um 1979, wovon noch 2,6 ha vor natürlichen Uferpartien stehen.
An andern Seen sind vorerst die negativen menschlichen Einwirkungen nicht derart überwiegend, es kann angenommen werden, daß an vielen Stellen sich das Schilf sogar noch ausbreitete, sei es im Gefolge von Seespiegelabsenkungen, sei es dank der zunächst das Schilfwachstum begünstigenden, beginnenden Eutrophierung (HÜRLIMANN 1951). Für den Bodensee-Untersee berichtet BAUMANN (1911) von einer Ausbreitung der Bestände auf Alluvionen und auch GRÜNIG (1975) nimmt an, daß der von ihm untersuchte Schilfbestand bei Altenrhein am Bodensee-Obersee um 1926 seine Maximalausdehnung erreicht hatte. GAMS (1942) erwähnt, den Bodensee betreffend, das Beispiel Eberhardt VON ZEPPELINS, nach welchem Rohrwiesen bei Friedrichshafen von 1824 bis 1902 um 120 m seewärts vorgerückt sind. Nach der Seespiegelabsenkung durch die erste Juragewässerkorrektion um 1880 vermochte das Schilf namentlich am Neuenburgersee größere Flächen neu zu besiedeln, nämlich dort, wo dem alten Ufer eine ausgedehnte, flache Uferbank vorgelagert war.
Nach dem zweiten Weltkrieg nahm der Schilfrückgang an allen größeren und vielen mittleren bis kleineren Seen alarmierende Ausmaße an. Schon 1951 stellte HÜRLIMANN fest, "daß in der Gegenwart und infolge der Einwirkungen des Menschen ungünstig wirkende Einflüsse ... überwiegen, so daß in der Bestandesentwicklung rückläufige Tendenzen gegenüber progressiven überwiegen." Aus HÜRLIMANNS vorsichtiger Formulierung geht hervor, daß anfangs der Fünfzigerjahre der Schilfrückgang noch sehr langsam vor sich ging. In den Sechziger- und Siebzigerjahren sollte sich das gründlich ändern: KLÖTZLI und ZÜST (1973b) berichten, daß von 80 km Schilfgürtel (verteilt auf 370 km Schweizer Seeufer) nur

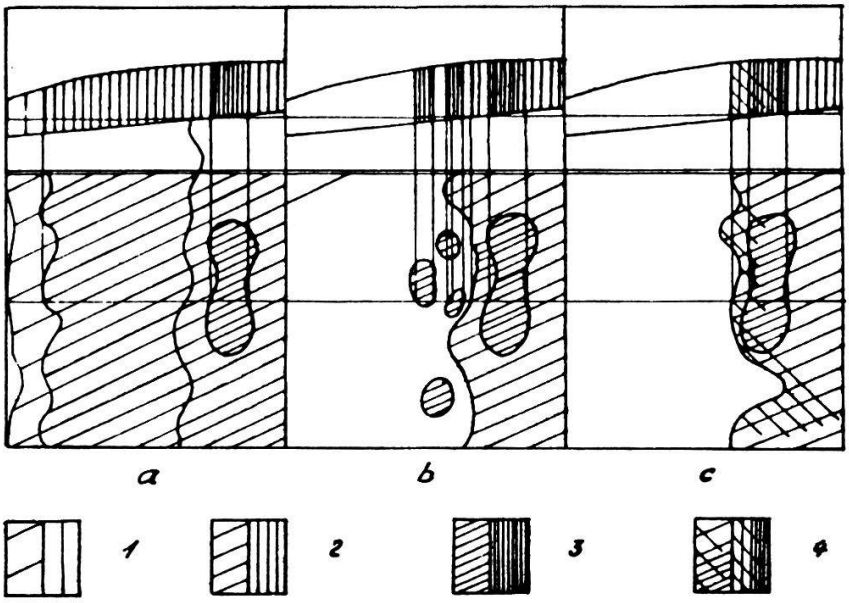


Fig. 2.1. Erscheinungsformen von Schilfbeständen, schematisch, Aufriß und Grundriß (aus KLÖTZLI und GRÜNIG 1976).

a Normalschilf

b Schwanenschilf: Durch Wasservögel und Eutrophierung (direkt durch Algen und Treibgut) in einzelne dichte Horste aufgelöster Bestand

c Ausschlagschilf: Durch Treibzeug und Wellengang geknickter und z.T. wieder ausgeschlagener Bestand

Horizontale Linie in den Aufrißskizzen: mitllerer Sommerwasserstand

Durchgehende Wellenlinie: Wasserlinie bei mittlerem Sommerwasserstand

1 geringe Dichte, einzelne Halme, meist 5 - 10/m^2

2 normale Dichte, meist um 20 - 60/m^2 (vgl. auch HÜRLIMANN 1951)

3 hohe Dichte, lokal oder in Schwanenschilf, meist um 60 - >100/m^2

4 starke Verfilzung durch Knickung und Tochtersprossenbildung.

noch ca. 35 km normal zoniert waren (Fig. 2.1.). Nach KLÖTZLI (1980) waren Ende der Siebzigerjahre noch etwa 3,5% der früheren Röhrichte unversehrt und noch 10% in "gutemZustand". Für den Bodensee-Obersee hat GRÜNIG (1975, 1980) die zeitliche Entwicklung grafisch dargestellt, der stärkste Rückgang war Ende der Sechzigerjahre zu verzeichnen (Fig. 2.2.). Wenn vielerorts in jüngster Zeit die Geschwindigkeit des Schilfrückgangs wieder abnahm, so dürfte dies weniger die Frucht einer Gesundung der Gewässer sein, als ganz einfach eine Folge der Tatsache, daß das Schilf von einem Standort eben nur einmal verschwinden kann...

Dem Laien mag vielleicht der Rückgang der Schilfbestände nicht so augenfällig ins Bewußtsein gedrungen sein, da bei vielen Schilfgürteln die Tiefe nicht oder nur wenig abnahm: Wohl verschwand auf der Seeseite das (echte) Röhricht, "günstigere" Nährstoffverhältnisse ermöglichten andererseits dem Schilf eine

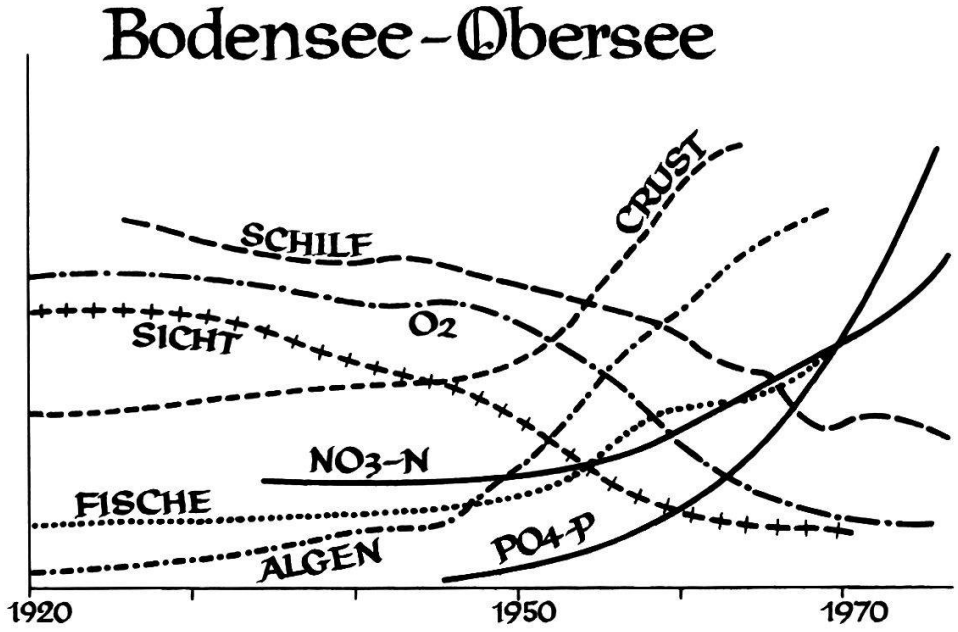


Fig. 2.2. Vergleich zwischen der Entwicklung einiger Eutrophierungskriterien und dem Schilfrückgang (nach LEHN 1972, stark verändert und ergänzt, aus GRÜNIG 1980).
PO_4-P: Phosphat-Phosphor-Konzentration
NO_3-N: Nitrat-Stickstoff-Konzentration
Algen: Konzentration der Zellen der Planktonalgen in der Wassertiefe von 0+10 m
Crust: Planktonkrebschen unter 1 dm^2 Wasserfläche
Fische: Fischereierträge des gesamten Bodensees
O_2: Restsauerstoffgehalt in der größten Tiefe
Sicht: Sichttiefe, mit Secci-Scheiben gemessen
Schilf: Fläche des Schilfbestandes bei Altenrhein

Ausbreitung landwärts, auf Kosten der Großseggenrieder (KLÖTZLI 1967, KLÖTZLI und ZÜST 1973b, KLÖTZLI und GRÜNIG 1976). Dieses höher gelegene "Pseudoröhricht" ist hier "standortsfremd" und zudem meist mit Brennesseln, Rohrglanzgras usw. vermischt.
Warnende Stimmen waren bereits verhältnismäßig früh zu hören (GRÜNIG 1980): 1915 beklagte der Fischereiexperte FEHLMANN in einem Gutachten den Rückgang der Ufervegetation am Zürichsee; im "Jahrbuch vom Zürichsee" 1934 bezeichnete BROCKMANN-JEROSCH die damaligen Schilfbestände als ungenügend; auf die Beobachtungen von HÜRLIMANN (1951) haben wir bereits wiederholt hingewiesen; Zerfallserscheinungen in den Röhrichten beschrieb AMMANN (1964), bereits 1942 hatte derselbe Autor die Algenwattenbildung im Zürichsee und dereren nachteilige Auswirkungen auf das Schilf beschrieben (AMMANN 1942).
Gegenmaßnahmen der Behörden blieben nicht aus: z.B. verbot 1943 der Regie-

rungsrat des Kantons Zürich das Befahren, Betreten und Beschädigen des Schilfes im Zürichsee, 1962 wurde das Verbot auf die gesamte natürliche Ufervegetation ausgedehnt. Landesweit von Bedeutung war das Bundesgesetz über den Natur- und Heimatschutz, welches am 1. Juli 1966 in Kraft trat und im Art. 21 festhält: "Die Ufervegetation (wie Schilf- und Binsenbestände usw.) der öffentlichen Gewässer darf weder gerodet noch überschüttet noch auf andere Weise zum Absterben gebracht werden." Allerdings konnte trotzdem die Stadt Zürich noch 1970 ihren letzten größeren Schilfbestand zu Gunsten eines Parkplatzes (!) vernichten (THOMAS 1972).

Der alarmierende Schilfrückgang rief die Forscher auf den Plan. An verschiedenen Gewässern wurden die Verhältnisse genauer studiert. Neben den schon weiter oben erwähnten Autoren waren dies AMMANN-MOSER (1975) für den Bielersee, GRÜNBERGER (1978) für den thurgauischen Teil des Bodensees, SCHANZ (1980) für den Zürichsee, KLÖTZLI und GRÜNIG (1976) für den Urnersee und den Léman, LACHAVANNE et al. (1974, 1975,1976), KLÖTZLI (1975), BRUSCHIN und KLÖTZLI (1977), MORET (1978, 1979, 1980, 1981,1982) für das Rhonedelta im Léman (Les Grangettes), SCHRÖDER (1976, 1979, 1987) und OSTENDORP (1983) für den Bodensee-Untersee, STÜSSI (1978) für den Thunersee, WILDI (1976) und SCHMID (1980) für den Greifensee sowie WILDI (1976) für den Neuenburgersee, Hallwilersee, Zürichsee (Frauenwinkel), Pfäffikersee, Alpnachersee u.a.m. Etwas anders gelagert sind die Probleme an einem Kleingewässer wie z.B. einem Altarm der Aare in der Elfenau bei Bern (REBER o.J.).

Die Erscheinung des Schilfsterbens ist nicht nur auf die Schweizerseen beschränkt: Wohl am eingehendsten untersucht wurden die Berliner Havelseen (SUKOPP 1963, 1971, 1973; SUKOPP und KUNICK 1968, SUKOPP und MARKSTEIN 1981, SUKOPP et al. 1975). Für die Havel im Bezirk Zehlendorf wird ein Rückgang der Röhrichtfläche um 61% von 1962 bis 1977 mitgeteilt. Abgesehen vom Jahresgang der Wasserstände (Winterhochwasser und Sommerniedrigwasser) dürften die Bedingungen an den Havelseen ungefähr denen eines Schweizersees entsprechen. Über den Bodensee haben wir im Zusammenhang mit den Schweizerseen gesprochen.

In den britischen Norfolk Broads stellten BOORMAN und FULLER (1981) einen Rückgang der Schilfbestände von 121,5 ha auf 49,2 ha zwischen 1946 und 1977 fest, rund 60% sind also verschwunden. Die Norfolk Broads sind ein System von Flüßchen und künstlichen Seen, die meist weniger als 2 m tief sind.

Vor der Bedrohung und weiteren Zerstörung der Balaton-Uferzone (Plattensee, Ungarn) warnt KOVÀCS (1976).

Auch die DDR blieb vom Schilfsterben nicht verschont: JESCHKE (1976) spricht

von einem "teilweise katastrophalen Rückgang des Schilfes" am Gothensee auf der Insel Usedom seit 1974. PRIES (1984) bilanzierte für die uckermärkischen Seen eine Verringerung der Röhrichtfläche von 104 ha im Jahre 1965 auf ganze 13,4 ha noch intakten Röhrichts im Jahre 1982. 23,5 ha mußte er als vollständigen Ausfall verbuchen. Hier setzte der Rückgang mit voller Geschwindigkeit in den Jahren 1975-77 ein. Am Greifswalder Bodden sind dagegen nach KRISCH (1978) die Bestandesfluktuationen Ausdruck einer natürlichen Dynamik (Neubildung, Alterung, Lochbildung, Zerstörung). In diesem Zusammenhang mag noch erwähnt werden, daß auch am Bodensee vor dem allgemeinen Schilfrückgang eine offenbar natürliche Bestandesdynamik beobachtet wurde: SCHRÖTER und KIRCHNER (1896,1902) beschreiben Uferstrecken, die starker Erosion durch den Wellenschlag unterworfen waren. GAMS (1942) berichtet von einer ihm gehörigen Uferpartie bei Wasserburg, wo von 1922-1932 ein Röhricht trotz vollständiger Schonung infolge der Ufererosion gänzlich verschwand. Über sich ausbreitende Bestände haben wir bereits zu Beginn dieses Abschnitts gesprochen.
Daß mitunter auch die übermäßige Ausdehnung von Schilfbeständen (durch Gewässereutrophierung) zum Problem werden kann, zeigen u.a. die Arbeiten von BJÖRK (1972, 1974) über schwedische Seen.
Da das Schilf in verschiedenen Gebieten als Nutzpflanze dient (erinnert sei etwa an die Zellulosegewinnung im Donaudelta [RODEWALD-RUDESCU 1974] oder an die Erstbepflanzung von eben trockengelegten Poldern in den Niederlanden [VAN DER LINDEN 1980]), zog es unabhängig vom Schilfrückgang schon seit längerer Zeit das Interesse der Forschung auf sich, insbesondere auch im Rahmen des Internationalen Biologischen Programms (HEJNY 1973). Es ist deshalb naheliegend, daß auch dem Studium der Ursachen des Schilfrückganges zahlreiche Arbeiten gewidmet sind, die nicht alle hier aufgezählt werden können. In der Schweiz dürfte HÜRLIMANN (1951) der erste gewesen sein, der sich auch mit diesen Fragen beschäftigte. Nicht ganz zwanzig Jahre später folgten die umfangreichen Arbeiten des Geobotranischen Instituts an der ETH ZÜRICH (KLÖTZLI 1969, 1971; KLÖTZLI und ZÜST 1973a, b, KLÖTZLI 1974, KLÖTZLI und GRÜNIG 1976, BINZ und KLÖTZLI 1978), die teils vom Schweizerischen Nationalfonds, teils vom (damaligen) Eidg. Oberforstinspektorat (heute: Bundesamt für Forstwesen und Landschaftsschutz) finanziert wurden. Auch in vielen der weiter oben angeführten Arbeiten wird auf die Ursachen des Schilfrückgangs eingegangen, namentlich in den Untersuchungen über Les Grangettes (Rhonedelta). Auch die Studien von SCHRÖDER (1973, 1976, 1987) und OSTENDORP (1983, 1986, 1987) am deutschen Bodenseeufer müssen hier erwähnt werden. Mit wenigen Ausnahmen (OSTENDORP) wird in diesen Arbeiten die Gewässereutrophierung mit ihren mit-

telbaren und unmittelbaren Folgen als Hauptursache des Schilfsterbens bezeichnet. Dazu kommen noch die schädlichen Auswirkungen von Baggerungen in der Uferbank, Boots- und Schiffsverkehr, Vogelfraß und Erholungssuchende.
Denselben Ursachenkomplex, wenn auch teilweise mit anderer Gewichtung, finden SUKOPP und seine Mitarbeiter (vgl. die oben aufgeführten Arbeiten dieser Autoren zu den Berliner Havelseen). Den Einfluß der Gewässereutrophierung behandeln eine ganze Reihe weiterer Arbeiten der TU Berlin (Auswahl): RAGHI-ATRI (1976, 1977, 1979), RAGHI-ATRI und BORNKAMM (1978, 1979, 1980), BORNKAMM und RAGHI-ATRI (1978, 1979), BORNKAMM et al. (1980). DINKA (1986) untersucht die Auswirkung der Nährstoffanreicherung auf das Schilf des Plattensees (Ungarn). Auch für PRIES (1984, 1985) ist die Gewässereutrophierung die Hauptursache des Schilfrückgangs an den uckermärkischen Seen, die übrigen Einflüsse (andere chemische Stoffe, mechanische Belastungen, Sommermahd, Fraßschäden durch Wasservögel, Nagetiere und Großvieh) wirken nachhaltig erst an dem durch die Überdüngung geschwächten Röhricht. Einer Nebenwirkung der Eutrophierung, der übermäßigen Algenbildung und den bei ihrer Zersetzung entstehenden phytotoxischen Stoffen widmen sich Untersuchungen von SCHRÖDER (1987), OSTENDORP (1981) sowie HENNING und KOHL (1981).
Etwas andere Verhältnisse herrschen in Großbritannien: BOORMAN und FULLER (1981) konnten für die Eutrophierung höchstens einen indirekten Einfluß geltend machen (bessere Zugänglichkeit des Schilfes für fressende Tiere wegen erhöhter Sedimentation, stärkere Anfälligkeit des Rhizomsystems im anaeroben Milieu auf Schäden durch abgebissene Halme). Maßgebend ist für sie in den Norfolk Broads der Fraß durch Biberratten (*Myocastor coypus* Molina) und verschiedene Vogelarten. Dagegen zieht GEORGE in einer persönlichen Mitteilung an BONHAM (1983) zusätzlich die veränderte Wasserqualität als Ursache für den Rückgang in Betracht. In den Kanälen ist auch die durch den Bootsverkehr verstärkte Erosion (BONHAM 1983, MURPHY und EATON 1983) maßgebend für das Verschwinden von Röhrichtbeständen.
Speziell mit den Auswirkungen von Tieren auf das Röhricht setzten sich HURTER (1972) und SCHIFFERLI (1978) (Bläßhuhn, *Fulica atra*, am Sempachersee), STÜSSI (1978) (Bläßhuhn am Thunersee) und KRAUSS (1979) (Bläßhuhn und Bisamratte, *Ondata zibethicus*) auseinander. Während KRAUSS aus seinen Befunden keine Schadwirkung des Bläßhuhns auf den Schilfbestand ableiten kann, kommt STÜSSI zum Schluß, daß die Bläßhühner im Gwattlischenmoos (Thunersee) zum festgestellten Schilfrückgang beitrugen. KLÖTZLI (1971) sowie KLÖTZLI und GRÜNIG (1976) weisen dem Einfluß der Wasservögel nur dann eine nachhaltige Bedeutung zu, wenn das Röhricht durch andere Faktoren bereits geschwächt ist.

Den Insekten- und Pilzbefall von Schilf untersuchten RAGHI-ATRI (1976: Mehlige Pflaumenlaus, *Hyalopterus pruni* Geoffr., 1976/77: Zweipunkt-Schilfeule, *Archanara geminipunctata* Haw. und 1979: Brandpilz, *Ustilago grandis* Fries), KRISCH (1980) (*Lipara* Meigen) und DURSKA (1970) (verschiedene Pilz- und Insektenarten). DURSKA stellte mit Festigkeitsmessungen nach der Methode von SZCZEPANSKI (1970) (vgl. Teil III, Kap. 2.) eine reduzierte Festigkeit der befallenen Stengel fest, z.B. am vierten Internodium auf 68% *(Lipara rufitarsis)* bzw. 33% *(L. lucens)* der normalen Bruchfestigkeit. Nach PRIES (1985) ist ein verstärkter Befall des Schilfes durch Insekten und Pilze ebenfalls eine Folge der Eutrophierung.
Mechanische Faktoren (Wind, Wellen, Treibzeug) wurden von KLÖTZLI (1974) und LACHAVANNE et al. (1974, 1975, 1976) studiert (vgl. Teil II, Kap. 2.). Auch die vorliegende Arbeit und ein Vorbericht dazu (BINZ und KLÖTZLI 1978) sowie ein Aufsatz des Verfassers (BINZ 1980) wollen zum Verständnis der Wirkung mechanischer Faktoren beitragen.
Mögliche Schutzmaßnahmen für gefährdete Röhrichte werden im Teil IV dieser Arbeit behandelt.
Abschließend zu dieser Übersicht über die Entwicklung der Schilfbestände und der geleisteten Forschungsarbeiten möge man mit GRÜNIG (1980) bedenken, "daß man das Verhalten des Schilfes durchaus als einen weiteren deutlichen Hinweis auf die durch den Menschen gestörten Lebensverhältnisse in- und außerhalb unserer Seen auffassen kann."

2.2. DIREKTE ZERSTÖRUNG, UFERMAUERN, BAGGERUNGEN

Bis etwa um 1950 ist die **direkte Zerstörung** die Hauptursache für den Schilfrückgang (HÜRLIMANN 1951, BURNAND 1980, GRÜNIG 1980). Mit der dichter werdenden Besiedlung des Landes und der zunehmenden Bodenknappheit in den Städten seit etwa der Mitte des 19. Jahrhunderts mußte es naheliegen, Land verhältnismäßig billig durch Aufschüttungen auf der flachen Uferbank der Seen zu gewinnen. Solche Arbeiten wurden an den (noch) nicht regulierten Seen durch Jahre mit besonders tiefen Wasserständen sehr begünstigt. Geschahen solche Eingriffe zunächst mehr punktuell, meist in Form von in den See ragenden Rechtecken (sogenannte Haabe als Anlegestelle für Schiffe, aber auch Gärten verschiedener Funktion), so wurde nach 1850 die Uferlinie in größerem Maße und systematisch seewärts verschoben (BURNAND 1980). Im Zürichsee war schon um 1930 der größte Teil der Zürcher Ufer von einer Mauer gesäumt, die im Durchschnitt etwa 23 m, in der Stadt sogar 100 m vor der ursprünglichen Uferli-

nie stand: Man hatte dem See innert 80 Jahren etwa 100 ha Land abgerungen (BURNAND 1980). Diese überschütteten Flächen waren alle potentielle Röhrichtstandorte. An den anderen Schweizerseen dürfte die Entwicklung ähnlich, wenn auch z.T. weniger extrem verlaufen sein. Aufschüttungen für Straßenbauten, Hafenanlagen und Uferpromenaden werden auch heute noch vielerorts getätigt, wenn auch meist an Orten größerer Wassertiefe, wo zumindest heute kein Schilf (mehr) wächst.

Da der überwiegende Teil der Schilfbestände an unseren Seen heute durch negative Umwelteinflüsse mehr oder weniger stark geschwächt ist (vgl. Kap. 2.3.), führt das Anlegen von Trampelpfaden im Schilf durch Badende, Surfer, Jäger, Fischer usw. zu einer (schleichenden) Zerstörung wegen des besonders schädlichen Knickens von Halmen unter Wasser. Auf die Möglichkeit, daß solche Stellen beim Absterben der Rhizome zum Ausgangspunkt von Erosion (HÜRLIMANN 1951) werden können, wurde bereits in Kap. 1 hingewiesen.

Als **halbdirekte Zerstörung** muß man den Bau von **Ufermauern** bezeichnen, auch wenn davor noch ein Streifen Röhricht bestehen bleibt (Fig. 2.3.): Zumin-

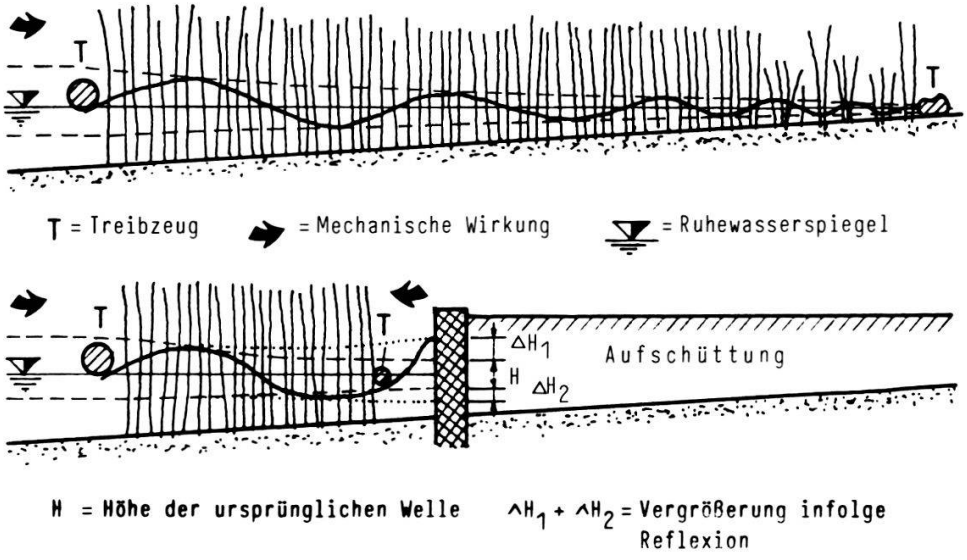


Fig. 2.3. Einfluß einer Ufermauer (aus BINZ 1980)

Oben: Im Naturzustand nehmen die Wellenhöhen innerhalb des Röhrichts allmählich ab (gestrichelte Linie ----). Treibzeug wird hinter dem Röhricht abgelagert.

Unten: Die Mauer verhindert das Auslaufen der Wellen. Diese werden zurückgeworfen (reflektiert) und überlagern sich mit den neu ankommenden Wellen. Damit wird die gesamte Wellenhöhe größer (punktierte Linie ·····). Ebenso wird das Treibzeug durch die Mauer am Weitertransport gehindert und von den Wellen immer wieder auf das Schilf zurückgeworfen.

dest dann, wenn noch andere ungünstige Faktoren einwirken, vermag sich ein Schilfbestand vor einer Ufermauer auf die Dauer nicht zu halten, weil:

1. die auf das Ufer zulaufenden Wellen von der Mauer reflektiert werden; wegen der Überlagerung von ankommenden und reflektierten Wellen wird ihre Wirkung verstärkt, im ungünstigsten Fall kann sich eine stehende Welle mit doppelter Amplitude ausbilden;
2. die Mauer das unschädliche Ablagern des Treibgutes hinter dem Bestand verhindert; dieses schwimmt zwischen der Mauer und dem Bestand und wird bei Wellengang von hinten wieder auf diesen zurückgeworfen;
3. der nur noch schmale Schilfgürtel die Wellen nicht mehr in nennenswertem Maße zu dämpfen vermag (vgl. HÜRLIMANN 1951 und BINZ 1980).

Baggerungen sind in in diesem Zusammenhang ebenfalls anzuführen, obwohl deren Auswirkungen eine differenzierte Betrachtung erfordern (BRUSCHIN 1975a, b, c; BRUSCHIN und KLÖTZLI 1977, BINZ 1980). Keiner weiteren Diskussion bedarf der Fall, wo Schilf auf dem abzubauenden Material wächst; nach dem Bundesgesetz über den Natur- und Heimatschutz (Art. 21) ist ein solcher Abbau allerdings verboten. Auf der anderen Seite sind dann keine weiteren Auswirkungen auf die Röhrichtbestände zu befürchten, wenn an einem Ort gebaggert wird, wo die Wassertiefe größer als die halbe Länge der "signifikanten" Wellen ist. Der Grund ist der, daß die durch die Wellen verursachte Bewegung der Wasserteilchen bis etwa in diese Tiefe merkbar ist (vgl. Teil II, Kap. 3.2.3.; zum Begriff "signifikante" Welle vgl. Kap. 3.2.1., zur Abschätzung der entsprechenden Größen Kap. 3.2.2.). Ferner müssen die Seitenwände der Grube stabil sein, d.h. sie müssen flacher als der natürliche Böschungswinkel (unter Wasser!) des Seegrundmaterials angelegt werden.

Da besonders auf größeren Seen die Wellen eine beträchtliche Länge erreichen (BRUSCHIN 1975 rechnet für den oberen Léman mit ungefähr 30 m langen Wellen; vgl. auch die Rechenbeispiele in Teil II, Kap. 3.2.2.2.), liegen die Baggerlöcher meist nicht außerhalb des Wirkungsbereichs der Wellen. Dies hat zweierlei Konsequenzen:

Erstens fällt die wellendämpfende Wirkung (Bodenreibung) der Uferbank weg, die auf das Röhricht treffenden Wellen sind somit größer, als es ohne Baggerung der Fall wäre (Fig. 2.4.). Bei bestimmten Verhältnissen zwischen Wellenlänge, Wassertiefe, Breite (in Laufrichtung der Wellen gemessen) und Tiefe des Baggerloches kann dieses zu einem Resonanzkörper werden und sodie darüberlaufenden Wellen noch zusätzlich verstärken (BRUSCHIN 1975b). Bei welchem Wert dieser Verhältnisse Resonanz eintritt, kann nicht generell gesagt werden, da außer den genannten Größen auch noch die Topographie des Ufers, die Form des

Baggerlochs und die Laufrichtung der Wellen eine Rolle spielen. Zur Abschätzung einer groben Größenordnung kann man davon ausgehen, daß eine Resonanz unter anderem dann entsteht, wenn sich im Baggerloch eine stehende Welle mit gleicher Periode wie die anlaufenden ausbildet. Dies ist (vereinfacht gesagt und ohne Berücksichtigung der übrigen Faktoren) dann der Fall, wenn die Breite der Baggergrube ungefähr gleich der halben Wellenlänge ist. BRUSCHIN (1975b) stellte denn auch in seinen Modellversuchen Resonanzerscheinungen bei einem Verhältnis Wellenlänge:Grubenbreite von 0,5 bis 0,7 fest, was aber nicht verallgemeinert werden darf. Besonders ungünstig wirkt eine Baggergrube, durch

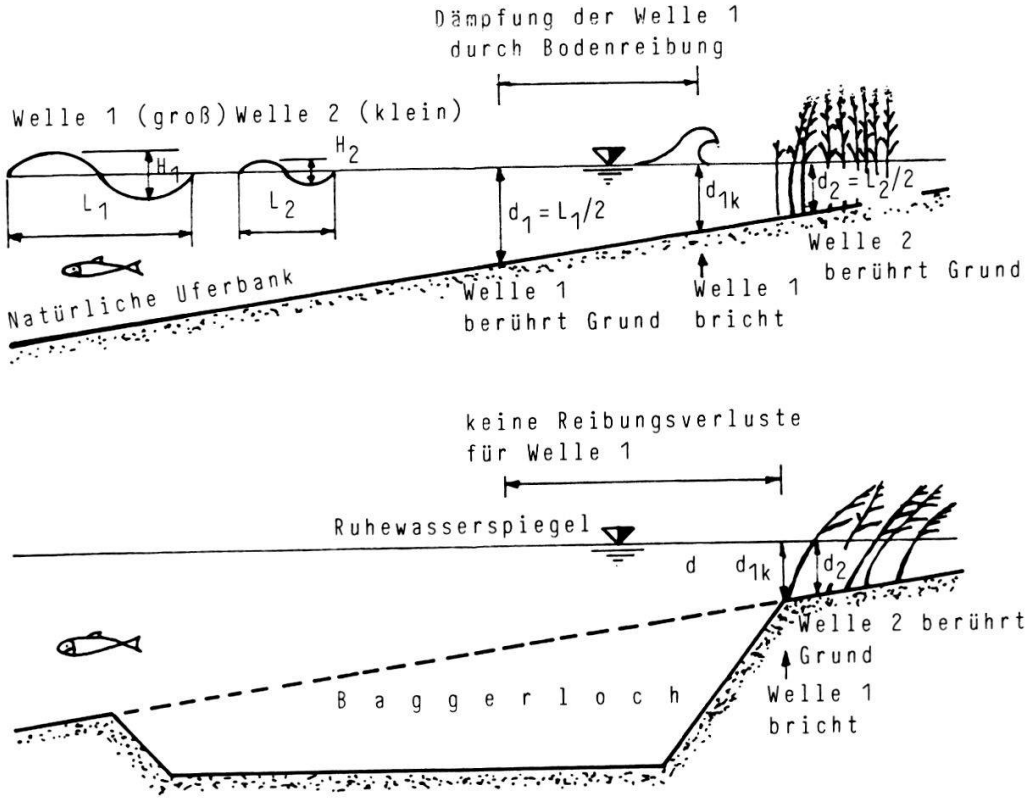


Fig. 2.4. Wirkung einer Baggerung in der Uferbank (aus BINZ 1980).
Oben: Situation am Naturufer: Die Wellen bewegen das Wasser bis in die Tiefe d_1 (große Welle) bzw. d_2 (kleine Welle). Wo die Wassertiefe geringer ist, entsteht Reibung zwischen dem bewegten Wasser und dem Boden: Die Wellen verlieren einen Teil ihrer Energie. Bei der kritischen Tiefe d_{1k} bricht die Welle 1, hingegen wird für die Welle 2 die kritische Tiefe erst weiter hinten im Röhricht (außerhalb der Figur) erreicht. Bis dort aber wird die ohnehin schon kleinere Welle durch das Schilf auf ein unschädliches Maß verkleinert.
Unten: Das Baggerloch (nicht maßstäblich) hat auf die Welle 2 keinen Einfluß, da diese erst weiter hinten (wo das Wasser weniger tief als d_2 ist) etwas vom Boden "spürt". Welle 1 dagegen erreicht völlig ungehindert den landseitigen Rand des Baggerlochs, wo dann aber die Wassertiefe für diese Welle fast plötzlich zu klein ist: Sie bricht. Allenfalls dort stehendes Röhricht wird extrem belastet.

welche die Brandungszone der Wellen in das Röhricht oder in dessen unmittelbare Nähe verschoben wird. Dies geschieht dann, wenn vor dem Schilfgürtel die Wassertiefe sehr rasch abnimmt und einen kritischen Wert von etwa 5/4 der Wellenhöhe unterschreitet (Fig. 2.4.; eine Zusammenstellung der Bruchkriterien für Wellen nach verschiedenen Autoren bringt z.B. BÜSCHING 1974).
Als zweite Konsequenz nennt BRUSCHIN (1975a, b, c) die Verhinderung der Refraktion (= Beugung der Wellen; vgl. Teil II, Kap. 3.2.2.2.). Dies hat zur Folge, daß Wellen, welche in einem schiefen Winkel gegen das Ufer laufen, mit fast dem gleichen Winkel auf das Ufer treffen. Dagegen nähert sich die Laufrichtung bei stetig abnehmender Wassertiefe immer mehr einer Senkrechten zur Uferlinie (genauer gesagt: zu den Höhenkurven der Uferbank). Treffen die Wellen nicht rechtwinklig auf das Ufer, so hat die Bewegung der Wasserteilchen am Boden auch eine Komponente parallel zum Ufer, was im seichten Wasser zu einer Verfrachtung von Sedimentmaterial längs des Ufers führt (sofern es genügend fein und nicht durch Pflanzenwurzeln gehalten ist), denn die Bewegung in Laufrichtung unter dem Wellenberg ist stärker als die rückläufige unter dem Wellental. Bei rechtwinklig auflaufenden Wellen führt dieser Umstand solange zu einer Anlandung, bis das Gefälle der Uferbank diesen Unterschied der Wasserbewegung in den beiden Richtungen gerade kompensiert (Gleichgewichtsgefälle). Parallel zum Ufer existiert jedoch kein Gefälle. Daraus folgt, daß die Verhinderung der Wellenrefraktion durch ein Baggerloch in der Regel den Sedimenttransport längs des Ufers verstärkt. Bei ungenügendem Nachschub (z.B. durch einen Zufluß oder Uferabtrag an einer anderen Stelle) wird dadurch die Erosion verstärkt bzw. ausgelöst. Andererseits betont BRUSCHIN (1975b), daß keine Sedimentverfrachtung vom Ufer in das Baggerloch festgestellt werden konnte.
Aus diesen Überlegungen folgt, daß das bloße Einstellen einer Baggerung dem Schilf unter Umständen noch keine Besserung bringt.
Es ist von Vorteil, ein Baggerloch gegen den See hin offen zu halten, um Resonanzerscheinungen zu verhindern (BRUSCHIN 1975b); die dämpfende Wirkung der Uferbank wird damit zwar noch mehr reduziert, der Unterschied ist aber nicht sehr groß, weil es sich ja um die "tiefe" Seite der Baggergrube handelt, wo die Reibung zwischen Boden und Wasser ohnehin noch nicht so stark ist. Liegt die Sohle der Baggergrube mehr als eine halbe Wellenlänge unter dem Wasserspiegel, so hat eine weitere Vertiefung keine Auswirkungen mehr auf das Wellenklima (BRUSCHIN 1975c), vorausgesetzt, die Stabilität der Grubenwände ist gewährleistet.
Es sei betont, daß die hier gemachten Überlegungen nur ganz allgemein gelten, jeder Einzelfall verlangt eine spezielle, sorgfältige Abklärung. Gerade die Sedi-

mentbewegungen eines Seeufers gehören zu den "unberechenbarsten" Erscheinungen eines Seeufers, da sie nicht nur durch u.U. weiter entfernte menschliche Eingriffe, sondern auch durch die natürliche Dynamik der Uferbank bestimmt werden. Bei wichtigeren Objekten sind Modellversuche an einer wasserbaulichen Versuchsanstalt unumgänglich.

2.3. INDIREKTE ZERSTÖRUNG DURCH VERÄNDERTE UMWELTEINFLÜSSE

Es unterliegt keinem Zweifel, daß für die Schweizerseen die Grundursache des gegenwärtigen Schilfrückgangs in den durch zivilisatorische Einflüsse veränderten Umweltbedingungen gesucht werden muß. Die meisten Autoren rechnen dazu in erster Linie die **Eutrophierung** (übermäßige Anreicherung mit Pflanzennährstoffen) der Gewässer (KLÖTZLI 1969, 1971, 1974, 1980; KLÖTZLI und ZÜST 1973a, b; KLÖTZLI und GRÜNIG 1976; GRÜNIG 1975, 1980; LACHAVANNE et al. 1974, 1975/76; MORET 1979 - 1982). Daß auch andere menschlich beeinflußte Faktoren eine Wirkung haben können, zeigt das außerordentlich komplizierte Beziehungsgefüge des Ökosystems "Seeufer" (Fig. 2.5.). Alle hier genannten Autoren betonen aber die in den meisten Fällen entscheidende Bedeutung der Gewässereutrophierung und ihrer Folgen. Dies gilt, wie schon in Abschn. 2.1. erwähnt, auch für die deutschen Seen.
SCHRÖDER (unveröff.) und nach ihm GRÜNIG (1975), KLÖTZLI und GRÜNIG (1976) und schließlich GRÜNIG (1980) haben die mittelbaren und unmittelbaren Auswirkungen der Überdüngung des Wassers auf das Röhricht schematisch dargestellt (Fig. 2.6.). Das für sich selbst sprechende Schema muß hier nicht in seinen Einzelheiten erklärt werden, auch gilt es in dieser Form von mehreren Forschern als überholt. Grundsätzlich gilt aber doch, daß die übermäßige Eutrophierung einerseits den Halm auf die eine oder andere Art schädigt und andererseits die mechanischen Einwirkungen verstärkt (größere Dichte, Verfilzung des Bestandes und vor allem die Bildung von Algenwatten). Wenn sich die Fadenalgen (*Cladophora* spp.) zu einem dichten und zähen, schwimmenden Teppich verfilzen, zwingen sie die Halme mit ihrem großen Wassserwiderstand und ihrer starken Haftung, die Bewegung der Wasserteilchen bei Wellengang in ihrem ganzen Ausmaße mitzumachen. Die daraus entstehende Belastung liegt bei nicht ganz kleinen Wellen weit über der Bruchfestigkeit der Halme. Selbst wenn ein Stengel die Belastung noch aushalten kann, wird er ab einer bestimmten Wellenhöhe durch das Gewicht dieser Algenwatten hinuntergedrückt und schließlich richtigge-

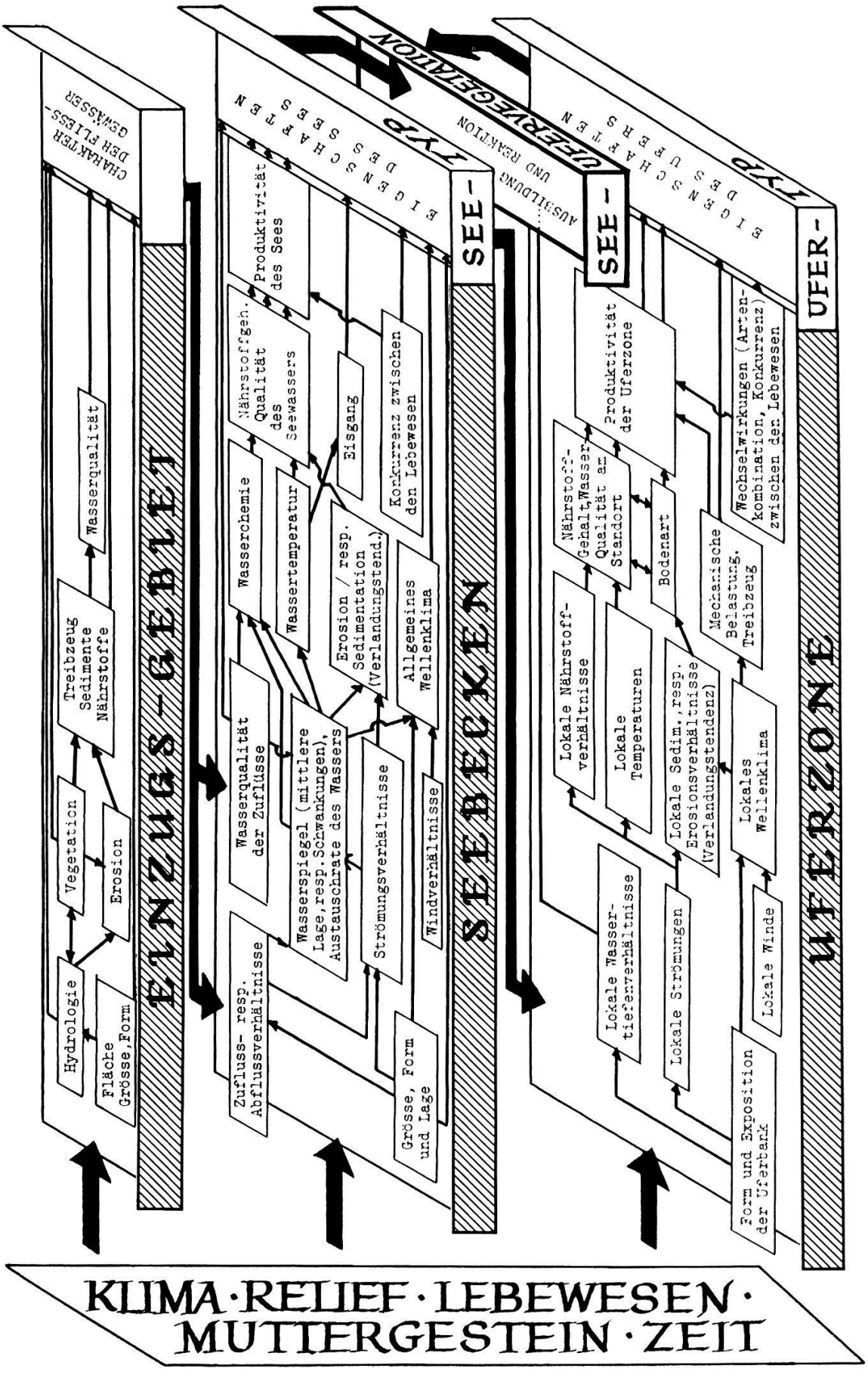


Fig. 2.5. Beziehungsgefüge der die Seeufervegetation beeinflussenden Faktoren (aus GRÜNIG 1980).

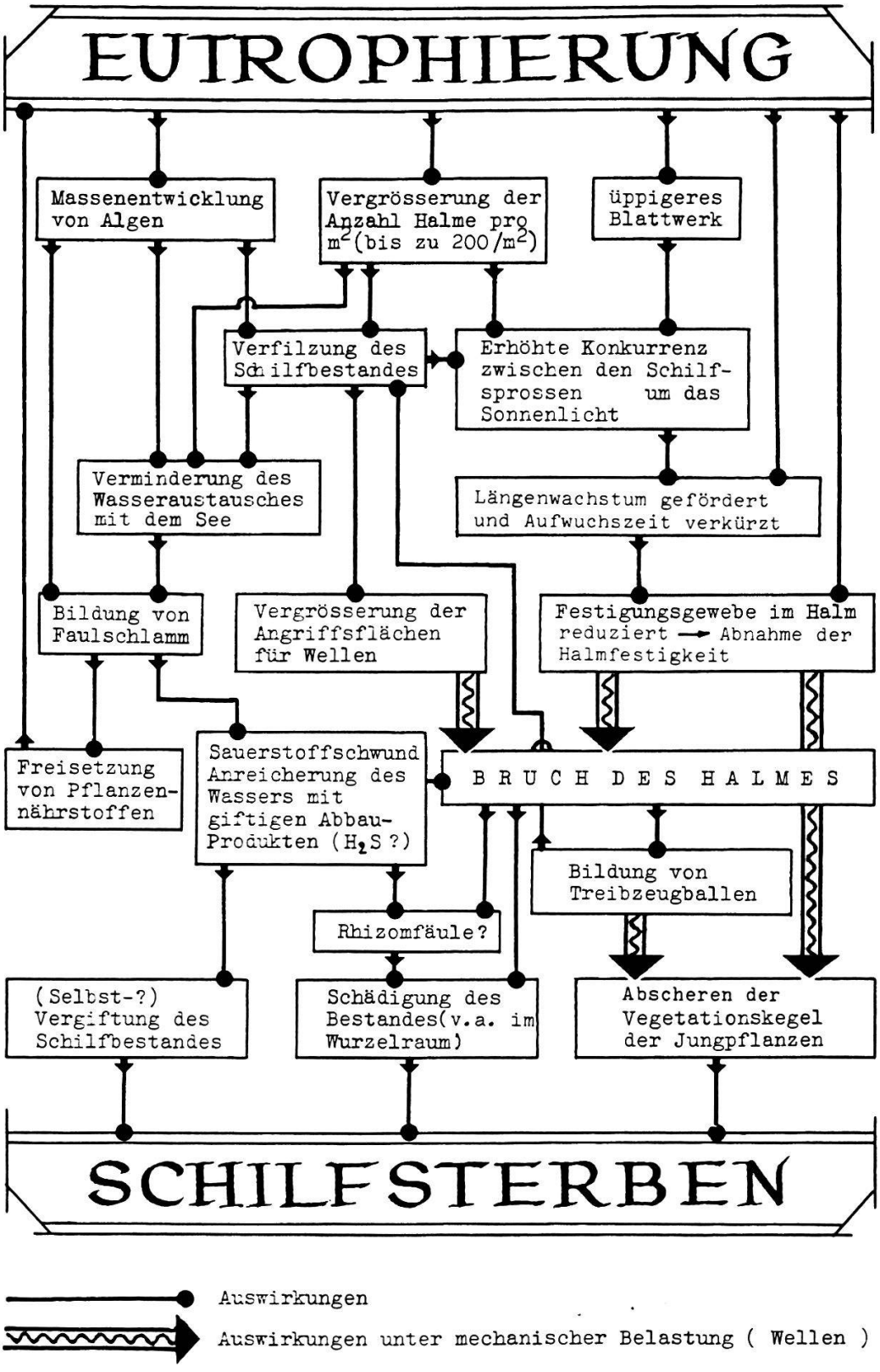


Fig. 2.6. Schematische Darstellung von möglichen Auswirkungen der Eutrophierung auf einen Schilfbestand (aus GRÜNIG 1980).

hend überfahren, was den mehr oder weniger vollständigen Verlust der Blätter zur Folge hat (s. Teil II, Kap. 3.3.1. und 3.3.2.). Abgebrochene Schilfhalme wirken nun ihrerseits als zusätzliches Treibzeug. Andererseits wird berichtet, daß in gewissen Fällen allein der Wind (KLÖTZLI mdl.), oder dieser zusammen mit den Wellen (OSTENDORP 1983), zu Schädigungen des Schilfes führt. In eine ähnliche Richtung deuten auch die für die Anwendung des mathematischen Modells dieser Arbeit durchgerechneten Beispiele (s. Teil II, Kap. 4.4.2.). Dies steht im Widerspruch zur Tatsache, daß trotz Wind und Wellen seit Jahrhunderten ausgedehnte Schilffelder an unseren Seeufern vorkommen. Dieser Sachverhalt kann kaum anders erklärt werden als mit der Schwächung der Bestände durch die Gewässerbelastung und ihre Folgeerscheinungen (wie die in Kap. 2.1. erwähnte phytotoxische Wirkung sich zersetzender Algen). Aus dem Schema in Fig. 2.6. geht nicht so klar hervor, daß der Vorgang mit der Zeit seine eigene Dynamik (positive Rückkoppelung) entwickeln kann: Die Verletzung der Halme bewirkt eine (zusätzliche) Schwächung der folgenden Halmgeneration, die damit den mechanischen Angriffen noch weniger gewachsen ist, was sich wiederum verstärkt auf die nächste Halmgeneration auswirkt. Angesichts dieser Tatsache ist es kein Wunder, wenn größere Schilfflächen quasi "plötzlich" verschwinden.
Wie eng im Bodensee-Obersee Eutrophierungszeiger und Schilfrückgang korreliert sind, zeigt Fig. 2.2. Daß durch Eutrophierung geschwächtes Schilf anfälliger für Insektenbefall, Wasservogelaktivitäten u.a.m. ist, erscheint naheliegend und wurde bereits in Kap. 2.1. erwähnt.
Ein nicht mit der Eutrophierung zusammenhängender Umweltfaktor ist die **Erosionskraft** des Wassers. Diese selbst wird durch den Menschen zwar nur lokal beeinflußt (zu nahe am Ufer fahrende Schiffe und Motorboote). Ihre Wirkung wird aber verstärkt, wenn die Sedimentströme im See verändert werden. Da die Uferstabilität bei feinkörnigen Böden in den meisten Fällen eher ein mehr oder weniger delikates Gleichgewicht zwischen Anlandung und Abtrag ist, sind Auswirkungen veränderter Sedimentströme praktisch mit Sicherheit zu erwarten. Art und Ausmaß dieser Wirkungen lassen sich jedoch nur schwer voraussagen. Nicht nur die im vorigen Kapitel besprochenen Baggerungen greifen in den Feststofftransport auf der Uferbank ein; auch Bauwerke (Molen, Buhnen) können bestehende Sedimentströme umlagern oder unterbrechen. Dasselbe gilt für Korrekturen von Flußmündungen ebenso wie für Verbauungsmaßnahmen im Einzugsgebiet und Kiesentnahmen aus den Zuflüssen, welche den Feststoffnachschub verringern. Die sehr starke Erosion am Nordufer des Bodensee-Obersees (deutsche Seite) wird auf die langen, durch Mauern verbauten Uferstrecken zurückgeführt (SIESSEGGER 1984). Der Angriff der Erosion auf geschwächtes Röh-

richt ist natürlich stärker, besonders wenn einzelne Rhizompartien abgestorben sind. Es ist aber anzunehmen, daß auch gesundes Röhricht erodiert werden kann, wenn durch Beschädigung des Rhizoms (HÜRLIMANN 1951) oder anderswie eine Angriffstelle entsteht. Wie bereits in Kapitel 1.3. gesagt, läßt sich die einmal begonnene Erosion ohne sehr aufwendige Gegenmaßnahmen kaum mehr aufhalten; dabei ist es durchaus möglich, daß das abgetragene Material an anderer Stelle zu neuen Anlandungen führt.
Sedimentablagerungen im Röhricht können je nach Beschaffenheit ebenfalls zu einer Vernichtung ("Ersticken") des Schilfes führen (MORET 1978).
Eine Folge der Zivilisation bzw. menschlicher Gedankenlosigkeit ist auch die starke Zunahme von schwimmendem **Treibzeug** (Abfälle und Treibholz). Eine Vorstellung von den Materialmengen, die da ans Ufer geschwemmt werden, gibt MORET (1980): Am Ufer Villeneuve-Les Grangettes (Léman, Rhonedelta) wurden anläßlich einer Reinigungsaktion im März 1980 auf dem 1330 m langen Abschnitt 60 t (!) Abfälle (Kleinholz, Plastic usw.) und etwa 500 m^3 Holz entfernt. Das ergibt bei einer geschätzten Dichte des Holzes von 100 bis 200 kg/m^3 (trocken) eine Masse von zusammen 80 bis 120 kg Treibgut pro Meter Uferlinie! Selbst wenn man berücksichtigt, daß nicht all dieses Getreibsel zur gleichen Zeit angeschwemmt wurde, so zeigen diese Zahlen doch deutlich, daß bei Wellengang Schäden am Schilf nicht ausbleiben können. Um eine Ahnung von Herkunft und Zusammensetzung der Zivilisationsabfälle zu bekommen, sammelte MORET (1981) auf einem etwa 350 m langen Uferabschnitt 356 nach Fabrikmarke identifizierbare Objekte (etwa gleich viele ließen sich nicht identifizieren). Davon bestanden 217 (61%) aus Plastik, 133 (37%) aus Metall (vorwiegend Aluminium), 4 (1%) aus Glas und 2 (0,5%) aus Karton. Dabei handelte es sich vorwiegend um Verpackungsmaterial, nämlich 109 Objekte (31%) für Wasch- und Putzmittel (davon 46 für Geschirrspülmittel und 32 mit anderen Detergentien), 93 (26%) für Produkte der Körperpflege (davon 35 Haarlack-Spraydosen), 44 (12%) für Nahrungsmittel, 35 (10%) für chemische und pharmazeutische Produkte, 24 (7%) für Autopflegemittel und 51 (14%) für Verschiedenes.
Bisher weniger beachtet wurden weitere **chemische Stoffe**, die aus Landwirtschaft, Industrie, Gewerbe und Haushalt in die Seen gelangen, da ihre Konzentrationen, verglichen mit den Nährstoffen Stickstoff und Phosphor, gering erscheinen. Die Möglichkeit lokaler Anreicherungen (z.B. in der Nähe der Mündung von Vorflutern oder in schlecht durchströmten Buchten u.a.m.) darf aber nicht außer Acht gelasse werden, sowenig wie die weitgehend unbekannten Auswirkungen auch kleiner Konzentrationen vieler chemischer Stoffe auf die Ufervegetation (und andere Organismen). Wenn man bedenkt, daß die oben erwähn-

ten Verpackungsmaterialien vor dem Wegwerfen wohl kaum gewaschen worden sind, muß auch von dieser Seite mit einem Eintrag schädlicher Stoffe in die Schilfbestände gerechnet werden. PRIES (1985) nennt die folgenden Stoffe, die hauptsächlich in die Stillgewässer (der DDR) gelangen: Chloride, Biozide, Wachstumsregulatoren, Schwermetalle, Detergentien, Öle, Schwefel und kanzerogene Stoffe. Wenn auch in der Schweiz kaum so viele Fließgewässer chemisch entkrautet werden wie in der DDR, so darf doch die Ausschwemmung von Bioziden aus landwirtschaftlich intensiv genutzten Flächen und insbesondere von Straßenbördern nicht vernachlässigt werden. PRIES (1985) nimmt an, daß die Reste der Biozide und Detergentien im Röhricht zur Zunahme von bakteriellen und pilzlichen Erkrankungen führen. Schwermetalle (z.B. Cadmium als Bestandteil von Phosphatdüngern oder aus der Abluft von Kehrichtverbrennungsanlagen, Blei durch Motorboote, Quecksilber durch Wasservögel) reichern sich nach PRIES (1985) zuerst im Phytoplankton an. Dabei kann es im eutrophen und hypertrophen Milieu zur Ausfällung kommen: eine Massenentwicklung von Algen legt die meisten toxischen Metallionen schnell im anaeroben Schlamm fest. Im sauerstoffarmen Tiefenwasser kann durch Mikroorganismen auch Methylquecksilber gebildet werden, das infolge seiner Stabilität vorrangig in die Nahrungskette gerät (KLÖTZLI 1980).
Auch der Motorbootsverkehr darf in diesem Zusammenhang nicht unbeachtet bleiben: Laut KLAFS (1971; zit. nach PRIES 1985) bringt (in der DDR) selbst ein einwandfrei funktionierender Zweitaktmotor mit den Abgasen pro Stunde etwa 200 g Vergaserkraftstoff und 100 g Öl ins Wasser. Auch der Schadstoffaustoß der Linienschiffe dürfte nicht zu unterschätzen sein. Von den Straßen gelangen durch die Regenwasserabflüsse ebenfalls Öl, dazu noch chlor- und magnesiumhaltige Auftaumittel in die Gewässer. Besonders gefährlich sind in den stark eutrophen Gewässern nach PRIES (1985) die Öle: Diese bilden zusammen mit Algen, Pilzen und Mikroorganismen an der Wasseroberfläche eine zusammenhängende Schicht, die nicht nur den Licht- und Sauerstoffeintrag vermindert, sondern auch Luftinhaltsstoffe absorbiert. Durch die ultraviolette Strahlung entstehen in einer solchen Schleppe hochgiftige Stoffe. Wenn diese Schleppe durch Wind oder Bootswellen ins Röhricht getrieben wird, verursacht sie starke Schäden oder bringt es gar zum Absterben (PRIES 1985). PRIES weist auch auf die besonders hohen Konzentrationen von Bakterien, Pilzen und heterotrophen Geißelalgen in solchen "Aufrahmungen" hin.

2.4. WEITERE FAKTOREN

Auf die Bedeutung der **Wasservögel** wurde bereits in Kap. 2.1. hingewiesen; nachzutragen bleibt, daß Schäden auch durch rastende Starenschwärme verursacht werden können, wenn das Röhricht geschwächt ist (REBER o.J., OSTENDORP 1983). In größeren Beständen bleiben solche Schäden jedoch lokal begrenzt.
In dicht besiedelten Gebieten sind die Auswirkungen des **Erholungsbetriebes** von großer Bedeutung. Nicht nur die schon erwähnten Trampelpfade durch das Röhricht wirken sich auf längere Sicht verhängnisvoll aus, sondern auch der Bau von Bootsanlegestellen, das Betreten und Befahren (besonders der dichten Bestände) mit Booten und anderen Wasserfahrzeugen. Nach PRIES (1985) ist auch der Urineintrag durch Badende nicht zu vernachlässigen.
Starker Bootsverkehr wirkt sich auch noch in einiger Entfernung aus: Abgesehen von der schon besprochenen Verschmutzung durch die Abgase der Motoren und die über Bord gekippten Abfälle, bildet der von Booten und Schiffen verursachte Wellengang eine zusätzliche Belastung. Maßgebend für die Schadwirkung ist die Anzahl der Boote sowie deren Geschwindigkeit und Abstand vom Röhricht. In Teil II, Kap. 3.3.2. wird gezeigt, wie im Verein mit Algenpaketen auch verhältnismäßig kleine Wellen zur Beschädigung des Schilfes führen, wenn ihre Anzahl groß genug ist.
In Altenrhein am Bodensee-Obersee konnte KLÖTZLI (1974) keinen bootsbedingten Ausfall von Schilfhalmen feststellen, und er nimmt an, daß Boote nur dann schilfzerstörend wirken, wenn sie mit einer Geschwindigkeit von mehr als 5 km/h (rund 2 kn) näher als 20 m an die Bestände heranfahren. KLÖTZLI macht keine Angaben zur Dichte der Boote, es ist anzunehmen daß sich die angeführte Anzahl von 5 bis 20 Booten auf das Gesichtsfeld des Beobachters bezieht. Ergänzend ist noch zu bemerken, daß beim großflächigen Bodensee die natürliche Wellenbelastung beträchtlich ist. Obwohl außer von KLÖTZLI (1974) keine statistischen Untersuchungen über die Veränderung der mittleren Wellenhöhen durch Motorboote in einem Schilfbestand greifbar waren, ist es naheliegend, daß die Bedeutung des Bootsverkehrs zunimmt, je kleiner das Gewässer ist.
In Kanälen und Fließgewässern, wo sich die Wellen nicht ungehindert ausbreiten können, herrschen besondere Bedingungen, auf welche hier nicht eingegangen werden kann.
Die Bootswellen wirken nicht nur auf die Schilfhalme, auch ihre erodierende Wirkung darf nicht vergessen werden. Die relativ kleinen Bootswellen werden zwar kaum eine Ufererosion auslösen; hat sich aber (durch natürliche oder menschliche Ursache) eine Erosionskante gebildet, so vermögen auch solche

kleine Wellen fortwährend geringe Mengen von Feinmaterial heraus zu spülen. Da die Bootswellen kurz sind (ein bis wenige Meter), haben sie erst kurz vor dem Ufer "Grundberührung" (vgl. Kap. 2.2.), sie unterliegen deshalb der Refraktion (Beugung) nur schwach und treffen somit praktisch immer in einem schiefen Winkel auf das Ufer, was die Erosion vertärkt.
Aus dem Gesagten wird deutlich, daß die Wirkung der Bootswellen auf einen Schilfbestand dermaßen stark von den spezifischen Umständen abhängt, daß für Seeröhrichte keine generellen Angaben über zulässige Abstände und Geschwindigkeiten gemacht werden können, umso mehr als auch die Wassertiefe (Wasserstand!) und die Form der Uferbank eine Rolle spielen. Auch der Gesundheitszustand des Schilfes muß berücksichtigt werden. Sehr zu empfehlen sind deshalb im Einzelfall experimentelle Bootsdurchfahrten mit wohldefinierten Geschwindigkeiten und Abständen bei gleichzeitiger Beobachtung der Wirkung auf das Röhricht und auf den Untergrund vor der Schilffront.

2.5. DIE FOLGEN DES SCHILFRÜCKGANGES

Wird das Schilf durch die in den vorigen Kapiteln genannten Einwirkungen überbelastet, so verschwindet es allmählich, manchmal auch fast schlagartig. Die Erscheinungsformen zurückgehender Bestände sind verschiedenartig. Nach KLÖTZLI und ZÜST (1973b) haben gesunde Schilfbestände eine offene, dickstämmige Außenzone mit einigen zerstreuten kleineren Pflanzen und eine dichtere Innenzone mit dick- bis mittelstämmigen Individuen (vgl. Fig. 2.1.). HÜRLIMANN (1951) beobachtete bei "unseren Uferphragmiteten ... häufiger ..., daß die Randpartien in dichtem Schluß ans offene Wasser angrenzen". Er führt dies darauf zurück, daß die Standortsverhältnisse an solchen Stellen ein weiteres Vordringen des Schilfes verunmöglichen (autökologische Grenze). Geringere Dichte gegen außen und vor allem radiale Halmreihen außerhalb des geschlossenen Bestandes sind für HÜRLIMANN Zeichen eines sich ausdehnenden Röhrichts; jedoch kann nahe der autökologischen Grenze auch bei älteren Beständen eine Auflockerung der Außenzone beobachtet werden, dann allerdings meist verbunden mit geringerer Halmhöhe und Fertilität.
Zurückgehende Bestände (Fig. 2.1.) sind meist durch die Auflösung der Schilffront in einzelne Horste sehr hoher Dichte charakterisiert. KLÖTZLI führt die hohe Dichte in diesen Horsten auf den Verbiß durch Wasservögel (Schwäne) zurück ("Schwanenschilf"; KLÖTZLI und GRÜNIG 1976). Diese Horste werden von Jahr zu Jahr kleiner und verschwinden schließlich ganz. Eine bultige Struktur

von Schilfbeständen muß freilich nicht immer als Zeichen der Auflösung interpretiert werden: KRISCH (1978) beschreibt die natürliche Entstehung solcher Bulten in den Beständen des Greifswalder Boddens (Ostsee, DDR). Sie sind die Folge von Materialausspülung aus der über den Sandboden emporwachsenden organischen Auflage, und zwar dort, wo der Schutz durch die Meerbinse *(Bolboschoenus maritimus = Scirpus maritimus)* fehlt.
In anderen Fällen haben Röhrichte in Auflösung eine extrem niedrige Dichte und bestehen aus ausgesprochen geringwüchsigen Pflanzen. Der größte Teil davon sind Sekundärtriebe (Tochtersprosse) als Folge von Verletzungen der Primärtriebe. Die Halme zeigen Spuren mechanischer Einwirkungen (zerfetzte Blätter, abgebrochene Spitzen). Solche von Sekundärausschlägen dominierten Bestände nennt KLÖTZLI "Ausschlagsschilf".
Eine besondere Erscheinung des Schilfrückganges ist eine oft epidemieartig sich ausbreitende Rhizomfäule (KLÖTZLI 1969, 1971, 1974; KLÖTZLI und ZÜST 1973b). Diese kann recht eigentlich als "Schilfsterben" bezeichnet werden (KLÖTZLI 1969). Obwohl das Verfaulen der älteren Rhizomteile ein natürlicher Alterungsvorgang ist, handelt es sich bei den von KLÖTZLI beschriebenen Fällen ihrer großen Ausdehnung wegen um eine pathologische Erscheinung. Sie ist eine Folge gestörter Verhältnisse, eventuell verstärkt durch das Eindringen von (pilzlichen) Krankheitserregern (KLÖTZLI 1969). Es ist zwar nicht bewiesen, wohl aber naheliegend, daß das Abknicken von Schilfhalmen unter der Wasseroberfläche und das damit verbundene Eindringen von Wasser in das Rhizomsystem die Schilffäule (mit)verursacht, da für Krankheitserreger günstige Angriffsstellen entstehen.
Nach dem Verschwinden des Schilfes an einem Standort bleiben die abgestorbenen Rhizome noch Jahre bis Jahrzehnte im Seegrund, und ein Stoppelfeld kündet noch von besseren Zeiten (sofern das entblößte Ufer nicht wegerodiert wird). Wegen der tiefen Winterwasserstände des Bodensees sind an seinen Ufern solche Stoppelfelder besonders gut sichtbar (Fig. 2.7.). Die (natürliche) Wiederbesiedlung eines solchen Bodens ist äußerst schwierig und kam unseres Wissens an den Schweizerseen noch nie in nennenswertem Ausmaß vor. Der von SUKOPP et al. (1975) sowie PRIES (1984) für die Berliner Havel respektive die uckermärkischen Seen beobachtete Ersatz des Schilfröhrichts durch den schmalblättrigen Rohrkolben *(Typha angustifolia)* konnte an unseren Seen ebenfalls nicht festgestellt werden. Der Rohrkolben, welcher nährstoffreichere Standorte bevorzugt, ist unter natürlichen Bedingungen eine Pionierpflanze, die in weniger als sieben Jahren durch Schilf verdrängt wird (KLÖTZLI 1971).
Da wie gesagt die Flächen ehemaliger Schilfröhrichte vegetationslos bleiben,



Fig. 2.7. Stoppelfeld abgestorbener Schilfhalme vor einem Schilfbestand in Altenrhein (Bodensee-Obersee). Man beachte auch die durch den Wellenschlag und das Gewicht von Algenpaketen teilweise bis ganz niedergedrückten Halme in der Front des Bestandes (Winter 1977/78).

können die Folgen des Schilfrückganges kurz zusammengefaßt werden: Alle die in Kap. 1.3. besprochenen Funktionen des Schilfgürtels (Uferschutz, Lebensraum für Fische und Vögel, Reinigungswirkung, Landschaftsbild) werden nicht mehr wahrgenommen; die Konsequenzen ergeben sich von selbst.

2.6. GEGENSTAND DER VORLIEGENDEN ARBEIT

Wie bereits angetönt, soll die vorliegende Arbeit zum Verständnis der mechanischen Faktoren und ihrer Rolle beim Schilfrückgang beitragen (vgl. Teil II, Fig. 1.1.). Berücksichtigt werden die Wirkungen von Wind, Wellen und Treibzeug. Den Kern der Arbeit bildet ein mathematisches Modell, welches die Belastung durch die obgenannten Faktoren mit den Eigenschaften (v.a. Steifigkeit) des Schilfhalmes verknüpft und daraus die entstehenden Beanspruchungen im Halm berechnet. Diese Beanspruchungen können nicht mit expliziten Gleichungen beschrieben werden, sie werden aus der numerischen Lösung eines Differentialgleichungssystems abgeleitet. Die praktische Form des Modells besteht deshalb

in einem Computerprogramm (Programmiersprache FORTRAN IV extended) für die CDC-Rechenmaschinen des Rechenzentrums der ETH Zürich.
Im anschließenden zweiten Teil werden zunächst die Belastungen zusammengestellt, wobei besonders auf die Beschreibung gebräuchlicher Methoden zur Abschätzung von Wellengrößen hingewiesen sei, denn zur Beurteilung der Situation eines bestimmten Schilfbestandes sind Anhaltspunkte zur Größe der zu erwartenden Wellen von Interesse, auch ohne Anwendung des mathematische Modells. Der Rest des Teils II besteht aus der Beschreibung des mathematischen Modells.
Die Untersuchungen zu Halmfestigkeit und -steifigkeit (Labor- und Feldmessungen) bilden den Teil III.
Im Teil IV werden Schlußfogerungen im Hinblick auf Maßnahmen für den Schilfschutz gezogen.
Die mechanischen Faktoren sind jene, welche am sichtbarsten zum Schilfrückgang beitragen. Aus den vorigen Kapiteln dürfte jedoch deutlich genug hervorgegangen sein, daß diese in den meisten Fällen nicht Hauptursache, sondern bloß Auslöser der Schilfzerstörung sind. Man darf auch nicht übersehen, daß in der Regel ein ganzer Komplex von Faktoren auf das Schilf einwirkt und für die Schädigung verantwortlich ist. Auch die Eutrophierung muß allein nicht unbedingt zum Schilfsterben führen, wie das Schilffeld der Kläranlage Othfresen (D) beweist, wo auf dem Prinzip der Wirkung aktiver Wurzelräume häusliche Abwässer gereinigt werden (KICKUTH 1975,1976,1977,1978,1979). In kleinen eutrophen Teichen kann Schilf ebenfalls gut gedeihen (bis 4 m hohe Halme relativ geringer Festigkeit), wenn eine geschützte Lage und die kleine Wasserfläche größere mechanische Belastungen verhindern. Die Gewichtung der einzelnen Faktoren ist kaum möglich, die relative Bedeutung der einzelnen Einflüsse variiert von Standort zu Standort sehr stark. Sind die Verhältnisse nahe der kritischen Grenze, so kann die Wirkung jedes einzelnen Faktors für sich entscheidend sein. Das große Ausmaß des beobachteten Schilfrückganges zeigt, daß an den Ufern der meisten Schweizerseen die Verhältnisse derart kritisch sind, daß jede zusätzliche Belastung zum Zusammenbruch führen kann.

TEIL II

DIE MECHANISCHE BEANSPRUCHUNG DES SCHILFES

INHALTSVERZEICHNIS TEIL II

1.	**Einführung**	54
2.	**Frühere Ansätze zur rechnerischen Erfassung der Beanspruchung des Schilfes**	57
2.1.	**Klötzli (1974)**	57
2.2.	**Lachavanne et al. (1975/76)**	61
3.	**Belastungen**	63
3.1.	**Die Belastung durch den Wind**	63
3.1.1.	Die Wirkung des Windes	63
3.1.2.	Die Versuche im Windkanal	67
3.1.2.1.	Material und Methoden	68
3.1.2.2.	Resultate und Diskussion	75
3.2.	**Die Belastung durch die Wellen**	81
3.2.1.	Definition und Wirkung der Wellen	81
3.2.1.1.	Definition der Wellen; Wellenkenngrößen; Energie	81
3.2.1.2.	Beschreibung des Seegangs	88
	1. Kennzeichnende Größen	88
	2. Spektrale Darstellung	90
3.2.1.3.	Direkte Wirkung der Wellen auf den Halm	98
3.2.1.4.	Bestimmung der Wasserwiderstandskoeffizienten	101
3.2.2.	Ermittlung der Wellenkenngrößen	105
3.2.2.1.	Bestimmung der Streichlänge	106
3.2.2.2.	Berechnung der Kenngrößen	113
3.2.2.2.1.	Für Tiefwasser	113
3.2.2.2.2.	Für den Übergangsbereich und Flachwasser	121
	1. Veränderung der Wellenkenngrößen beim Einlaufen in Flachwasser	121
	a) Lineare Theorie (Airy)	124
	b) Theorie dritter Ordnung (Stokes III)	130
	c) Umrechnung mit Hilfe des Wellenspektrums	134
	2. Refraktion	139
	3. Reflexion	142
	4. Beispiel	144
3.2.3.	Die Berechnung der Wasserteilchengeschwindigkeit	150
	a) Form der Wasseroberfläche und Geschwindigkeit der Wasserteilchen nach der linearen Theorie	154
	b) Form der Wasseroberfläche und Geschwindigkeit der Wasserteilchen nach der Theorie dritter Ordnung (Stokes III)	157
	c) Bereiche der anwendbaren Theorie	160
3.3.	**Die Belastung durch das Treibzeug**	163
3.3.1.	Allgemeines	163
3.3.2.	Wirkungsmechanismus	164

3.3.3.	Bewegungsdifferentialgleichungen für das Treibzeug	171
3.3.4.	Untersuchungen zur Bestimmung der Koeffizienten G_d und G_m	178
3.3.4.1.	Versuchseinrichtung	178
3.3.4.2.	Ergebnisse	185
4.	**Wechselwirkungen zwischen Halm und Treibzeug - ein mathematisches Modell**	192
4.1.	**Allgemeines**	192
4.2.	**Formulierung des mathematischen Modells**	198
4.2.1.	Bewegungsgleichungen des Mehrstäbemodells	198
4.2.2.	Berücksichtigung der äußeren Kräfte in den Bewegungsgleichungen	208
4.2.2.1.	Der Einfluß des schwimmenden Treibzeugs	208
4.2.2.2.	Die direkte Einwirkung von Wind und Wasser auf den Halm	218
4.2.2.3.	Der Einfluß des Eigengewichtes des Halms	220
4.2.2.4.	Korrektur der Stoßwirkung	221
4.2.3.	Berechnung der Modellparameter aus den Halmeigenschaften	223
4.2.3.1.	Berechnung der Masse der Teilstäbe	224
4.2.3.2.	Berechnung der "Federkonstanten"	225
4.2.3.3.	Abschätzung der "Dämpfungskonstanten"	228
4.3.	**Lösung der Bewegungsgleichungen**	230
4.3.1.	Numerische Lösung des Differentialgleichungssystems	230
4.3.2.	Programmierung	232
4.4.	**Beispiele und Diskussion**	239
4.4.1.	Beispiele	239
4.4.2.	Resultate der Beispielsrechnungen und Diskussion	250
ANHANG	Tabelle 3.2.2.2.	297

1. EINFÜHRUNG

Aus den im Teil I angeführten Ursachen für den Schilfrückgang werden in den folgenden Teilen II und III die mechanischen Faktoren herausgegriffen und näher untersucht. Teil II handelt von den Beanspruchungen, denen der Schilfhalm unterworfen ist, in Teil III werden die Widerstände untersucht, die der Halm diesen Beanspruchungen entgegensetzt. Gewissermaßen das Zentrum der beiden Teile ist das Kapitel 4 von Teil II, wo Belastungen und Widerstände des Halmes in einem mathematischen Modell miteinander verknüpft werden, um daraus die resultierenden Beanspruchungen abzuleiten. Rein sachlich hätte Teil III eigentlich als Kapitel vor der Beschreibung des mathematischen Modells eingeordnet werden müssen; die umfangreichen Darstellungen experimenteller Untersuchungen schienen aber einen eigenen Teil für die Behandlung der Halmcharakteristika zu rechtfertigen.

Es mag zwischen den Zeilen bereits sichtbar geworden sein, daß der Begriff "Widerstand der Schilfhalme" offenbar ziemlich diffus ist und näherer Erläuterung bedarf. Zu unterscheiden ist hier der Widerstand gegen Verformung vom Widerstand gegen Bruch. Der erste gibt an, welche "Kraft" erforderlich ist, um einem Halmstück eine bestimmte Verformung (z.B. Verkrümmung) aufzuzwingen, der zweite ist das Maß für die "Kraft", welche der Halm gerade noch auszuhalten vermag, bzw. bei welcher er gerade bricht. Das Wort "Kraft" wird hier in Anführungszeichen gesetzt, weil darunter nicht nur Kräfte im physikalischen Sinne, sondern auch (Biege- oder Torsions-)Momente(= Produkt einer Kraft mit dem Abstand ihrer Wirkungslinie von einem betrachteten Punkt) verstanden werden können. Schilfhalme als schlanke Stäbe werden vorwiegend auf Biegung beansprucht, die anderen Beanspruchungen (Normal- und Querkräfte, Torsionsmoment) können vernachlässigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit kann deshalb der Verformungswiderstand mit der (Halm-)(Biege-)Steifigkeit, der Widerstand gegen Bruch mit der (Halm-)(Biege-)Festigkeit gleichgesetzt werden. Diese Begriffe, wie auch das immer wieder auftauchende Biegemoment, werden im ersten Kapitel von Teil III noch genauer erläutert und definiert.

In Fig. 1.1. sind die zusammenwirkenden Größen schematisch dargestellt. Das erwähnte mathematische Modell leistet dabei die als dick ausgezogene Pfeile dargestellten Verknüpfungen. Von den übrigen Beziehungen sind die Einflüsse der Standortsbedingungen (Wasser- und Bodenqualität usw.) auf die Halmei-

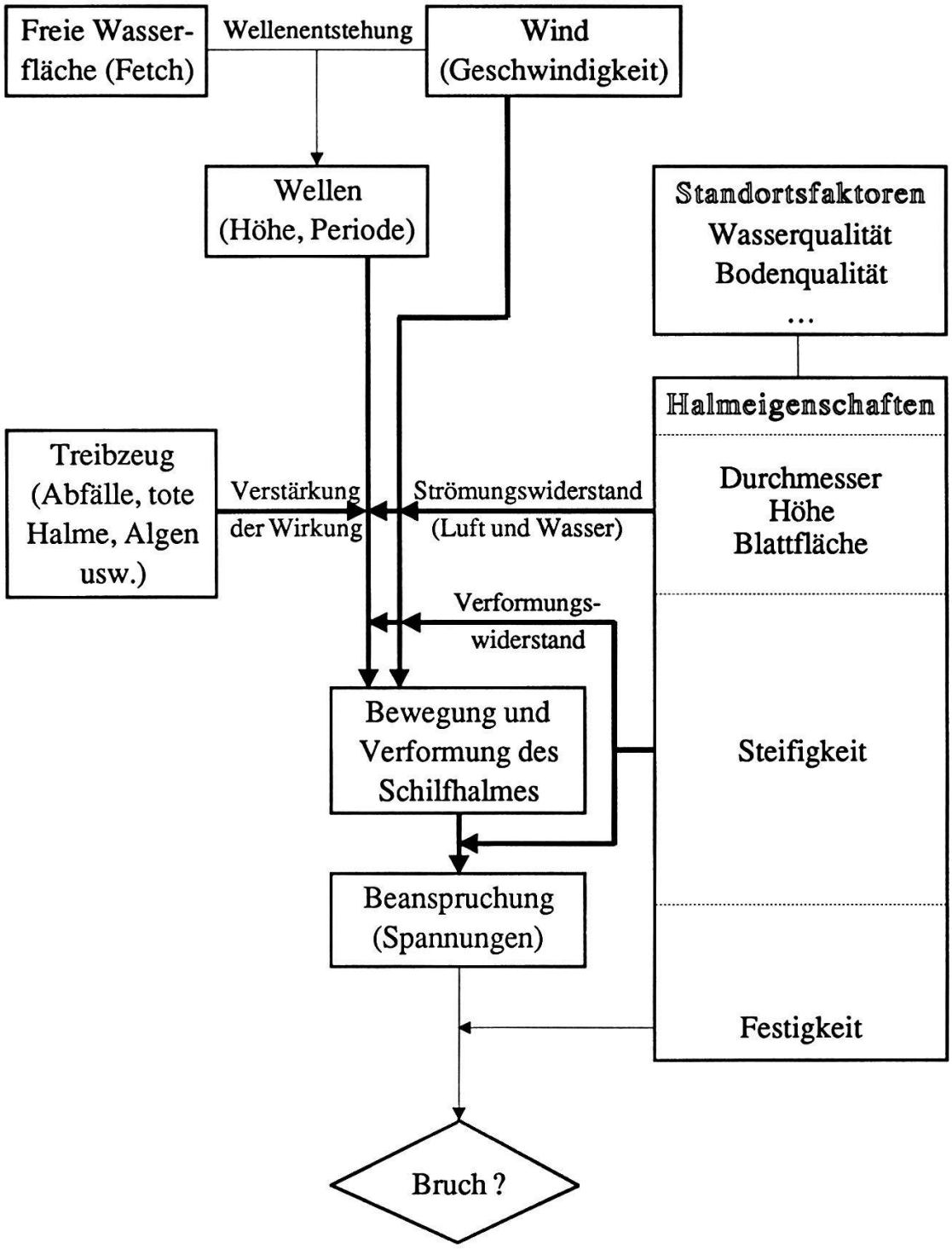


Fig. 1.1. Wirkung mechanischer Faktoren auf das Schilf.
Die dick ausgezogenen Pfeile stellen die mit dem mathematischen Modell dieser Arbeit nachgebildeten Verknüpfungen dar (nach BINZ 1981, verändert).

genschaften nicht Gegenstand dieser Arbeit und werden nur am Rande berührt. Hingegen wird der Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit, Wasserfläche und Wellenhöhe ausführlich abgehandelt (Kap. 3.2.2.). Der in der Figur ganz unten eingezeichnete Pfeil, der die Verknüpfung der (vorhandenen) Beanspruchungen mit der Festigkeit und der Frage nach dem Versagen des Halmes symbolisiert, wird bei der Besprechung der Resultate der durchgerechneten Beispiele (Kap. 4.4.) berührt.

Im vorliegenden Teil II werden nach einer kurzen Übersicht über frühere Ansätze zur rechnerischen Erfassung des mechanischen Verhaltens von Schilfhalmen (Kap. 2.) zunächst die wirkenden Belastungen, deren Wirkung auf den Halm sowie ihre Berechnung bzw. Abschätzung vorgestellt (Kap. 3.1.: Windlasten, Kap. 3.2.: Unmittelbare Belastung durch die Wellen, Kap. 3.3.: Belastung durch das Treibzeug). Wie aus der Figur 1.1. hervorgeht, wirkt sich die Halmsteifigkeit auch auf die Stärke der Beanspruchungen aus (generell: je steifer der Halm, umso härter die Schläge). Die Festigkeit dagegen dient (lediglich) der Beantwortung der Frage nach dem Bruch.

Die Basis des mathematischen Modells ist eine Anwendung der Newton'schen Prinzipien, formuliert als Gleichgewicht zwischen den Belastungs- oder äußeren Kräften, den Rückstellkräften (Verformungswiderstand) und den Trägheitskräften (Produkt aus Masse und Beschleunigung) jedes Halmelmentes. Daraus können die Bewegungen des Halmes im Laufe der Zeit berechnet werden. Aus den Halmbewegungen, respektive den entsprechenden Verformungen (Biegelinie) zu einem gewählten Zeitpunkt, lassen sich die Beanspruchungen auf Grund der (experimentell zu bestimmenden) Steifigkeit ableiten.

Im folgenden Text wird die vollständige mathematische Ableitung (Differenzierung) nach der Zeit (d/dt) meist mit einem hochgestellten Punkt ˙ abgekürzt (entsprechend die zweimalige Ableitung d^2/dt^2 mit einem Doppelpunkt ¨). Die erste bzw. zweite Ableitung nach der Lagekoordinate x (d/dx und d^2/dx^2) wird durch hochgestellte Striche ' bzw. " bezeichnet. Vektoren (Kleinbuchstaben) und Matritzen (Großbuchstaben) sind **fettgedruckt**.

Wo nichts Spezielles vermerkt ist, sind die angegebenen Gleichungen dimensionsrein und können deshalb in jedem konsistenten Maßsystem angewendet werden. Als Beispiel sind jeweils die entsprechenden Einheiten des SI-Systems (m, kg, s, N, usw.) in [eckigen Klammern] angegeben. Die Gleichungen werden in Teil II und III separat kapitelweise numeriert, wobei im Teil II die Kapitelnummer eine zweistellige, im Teil III eine einstellige Zahl ist.

2. FRÜHERE ANSÄTZE ZUR RECHNERISCHEN ERFASSUNG DER BEANSPRUCHUNG DES SCHILFES

Vereinzelte Ansätze, die Beanspruchung des Schilfes durch Wellen, Wind und Treibzeug rechnerisch zu erfassen, wurden bereits von füheren Autoren unternommen. Es handelt sich um die im folgenden kurz vorgestellten Arbeiten von KLÖTZLI (1974) und LACHAVANNE et al. (1975,1976). Beide behandeln das Problem aber mehr am Rande, sei es im Rahmen eines größeren Projektes (KLÖTZLI) oder innerhalb einer weiter gefaßten Publikation (LACHAVANNE et al.). Dies zwang sowohl KLÖTZLI wie LACHAVANNE und seine Mitarbeiter zu sehr weitgehenden Vereinfachungen.

2.1. KLÖTZLI (1974)

Als erster untersuchte KLÖTZLI (1974) den Einfluß mechanischer Faktoren auf den Schilfrückgang. Zu diesem Zweck maß er im Versuchsgebiet von Altenrhein am Bodensee Windgeschwindigkeiten, Wellenhöhen und Halmfestigkeiten. In seiner 1974-er Publikation veröffentlichte er erste Ergebnisse und einen mathematischen Ansatz zur Beschreibung der Vorgänge. Diesem Ansatz liegt folgende Modellvorstellung zu Grunde (Fig. 2.1.):
Der Schilfhalm ist ein prismatischer, elastischer, fest im Boden eingespannter Stab mit der Biegesteifigkeit $E\,J$ (= Produkt von Elastizitätsmodul und Flächenträgheitsmoment; vgl. Teil III, 1.1.) und dem Durchmesser D. Das Treibzeug wird als starrer Block mit der Masse M_T idealisiert. Seine Höhe sei gleich der Wassertiefe d. Dieser Block stößt zur Zeit $t = 0$ mit der Geschwindigkeit $x_{T0}^{\cdot}$ auf den Halm. Der Berührungspunkt wird auf halber Höhe (= $^{d}/_{2}$) über dem Seegrund angenommen. Die Anfangsgeschwindigkeit $x_{T0}^{\cdot}$ des Treibzeugs wird gleich der Orbitalgeschwindigkeit u_0 der Wasserteilchen (vgl. Kap. 3.2.2.2.) gesetzt, welche im Falle brechender Wellen gerade ungefähr gleich der Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit c ist. In Anwendung des zweiten Newton'schen Prinzips (Bewegungsgesetz) setzt KLÖTZLI das Produkt aus Masse und Beschleunigung des Treibzeugblocks gleich der zwischen Halm und Treibzeug wirkenden (Stoß-)Kraft F:

$$M_T x^{\cdot\cdot} = F \qquad \text{[N]} \quad (21.1.)$$

M_T ... Masse des Treibzeugs [kg]
$x_T^{\cdot\cdot}$ ... Beschleunigung des Treibzeugs in x-Richtung = d^2x/dt^2 [m/s^2]
F ... Zwischen Halm und Treibzeug wirkende Kraft [N]

Die Kraft F ist wegen der Elastizität des Halmes proportional zur Auslenkung x (die in der Anordnung der Fig. 2.1. mit der Lagekoordinate x_T des Treibzeugs übereinstimmt, solange sich Halm und Treibzeug berühren),

$$F = K x \qquad (21.2)$$

x ... Auslenkung des Halmes auf der Höhe $d/2$ über dem Seegrund [m]

Die Konstante K erhält nach der klassischen Biegelehre den Wert

$$K = \frac{3EJ}{(d/2)^3} \quad . \qquad (21.3)$$

Setzt man (21.2) und (21.3) in (21.1) ein und löst die so erhaltene Differentialgleichung, so resultiert als Bewegungszustand eine Sinusschwingung, deren Amplitude gleich der maximalen Auslenkung des Halmes nach dem Stoß ist. Die Anfangsbedingungen folgen aus den oben erwähnten Modellannahmen: Es ist nämlich zur Zeit

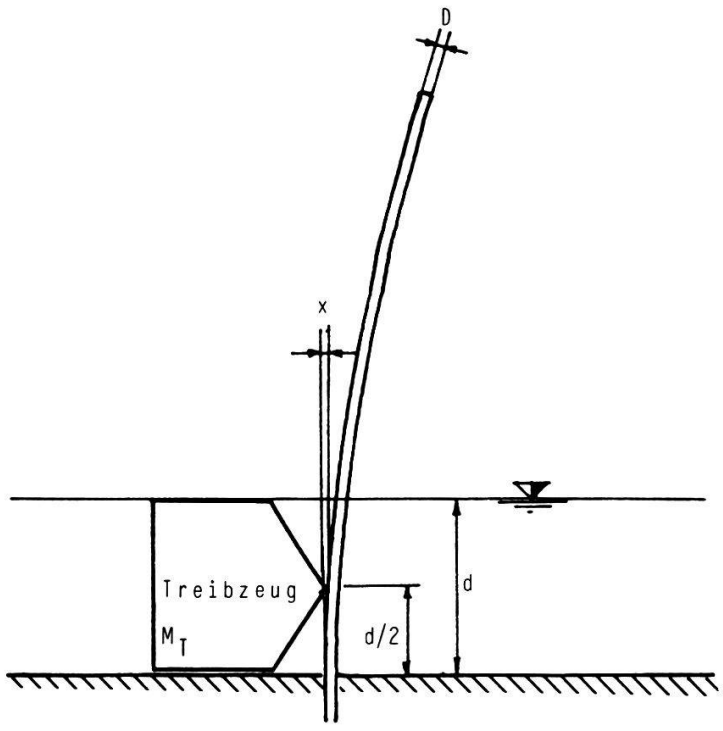


Fig. 2.1. Definitionsskizze zum mathematischen Ansatz von KLÖTZLI (1974).

$t = 0$ (d.h. im Augenblick des Zusammenstoßes) die Auslenkung $x\ (t{=}0) = x_0 = 0$, die Geschwindigkeit $x_{T0}^{\cdot}$ des Treibzeugs gleich jener des Halmes $x^{\cdot}(t{=}0) = x_0^{\cdot}$ auf der Höhe $d/2$, nämlich gleich der Orbitalgeschwindigkeit u_0 der Wasserteilchen. Für die maximale Auslenkung x_{max} erhalten wir dann

$$x_{max} = x_{T0}^{\cdot} \frac{\sqrt{M_T}}{\sqrt{K}} \tag{21.4}$$

und die maximale Kraft

$$F_{max} = K\, x_{max} = u_0 \sqrt{(K\, M_T)}$$

$$= \frac{\sqrt{(24\, E\, J\, M_T)}}{\sqrt{d^3}} \cdot u_0 \tag{21.5}$$

==========

Aus den von KLÖTZLI gerechneten Beispielen geht deutlich hervor, daß die formulierten Annahmen zu ungünstig sind. Bei einer Wassertiefe d (= Höhe des Treibzeugblocks) von 20 cm, einer Windgeschwindigkeit u_l von rund 15 km/h und einer daraus resultierendne Wellenhöhe H = 15,6 cm erhält er bei einer angenommenen Masse M_T des Treibzeugs von 5 kg/m' Uferlinie maximale Kräfte F_{max} von 2000, 620, bzw. 440 N pro Halm bei 1, 10 respektive 20 Halmen pro Meter Uferlinie. Diesen Belastungen wäre auch der stärkste Schilfhalm nicht gewachsen. Aus folgenden Gründen treten diese hohen Werte in der Natur nicht auf:

- Zwar ist bei brechenden Wellen die Orbitalgeschwindigkeit im Scheitel tatsächlich ungefähr gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, dies gilt jedoch nur für einen eng begrenzten Bereich im Wellenberg. Über die ganze Wassertiefe gesehen ist die (mittlere) Orbitalgeschwindigkeit wesentlich niedriger.
- Da das Treibzeug in seinen Abmessungen wesentlich größer als ein Wellenberg ist, wirkt die maximale Orbitalgeschwindigkeit nur während einer kurzen Zeit voll. In dieser Zeit kann das Getreibsel nicht so stark beschleunigt werden, wie es das obige Modell voraussetzt; zudem wird die Energie vom bewegten Wasser auf das Treibgut nicht verlustfrei übertragen. Die Anfangsgeschwindigkeit $x_{T0}^{\cdot}$ ist darum wesentlich kleiner als in den von KLÖTZLI gerechneten Beispielen.
- Außer im Fall schwimmender Holzstücke oder Fässer u. dgl. ist das Treibzeug auch nicht näherungsweise starr. Zudem befindet sich der Halm zum Zeitpunkt des Zusammenstoßes nicht in Ruhe, sondern in einer durch das Wasser bewirkten, gleichsinnigen Bewegung wie das Treibgut. Durch beide

Einflüsse wird die Wucht des Stoßes wesentlich vermindert.

- Schließlich sei noch erwähnt, daß die den berechneten Kräften entsprechenden Auslenkungen x_{max} von 50 cm (1 Halm/m') bis 11 cm (20 Halme/m') so groß sind (nur 10 cm oberhalb der Einspannstelle!), daß die in den obigen Gleichungen vorausgesetzte Linearität zwischen Kraft und Auslenkung nicht mehr erfüllt ist.

KLÖTZLI hat auch erkannt, daß seine Werte zu hoch liegen. Er berechnet deshalb zusätzlich noch die auftretenden Kräfte nach der Annahme von PLATE und GOODWIN (1966), wonach die Orbitalgeschwindigkeit der Wellen (und damit die Anfangsgeschwindigkeit $x_{T0}^{\cdot}$ des Treibzeugs) ungefähr gleich $^1/_{50}$ der Windgeschwindigkeit gesetzt werden kann. Diese Vereinfachung erscheint aber nicht ohne weiteres zulässig, da die Wellenhöhe und -periode, welche in Abhängigkeit von der Wassertiefe im wesentlichen die Orbitalgeschwindigkeit der Wasserteilchen bestimmen, nicht nur von der Windgeschwindigkeit, sondern auch von der Größe der freien Wasserfläche und der Winddauer abhängen.

Außer den erwähnten, mit der Natur nicht übereinstimmenden Modellannahmen fehlen in KLÖTZLIS Ansatz noch weitere Einflußgrößen:

- Trägheit (Masse) des Schilfhalms selbst (Eigenfrequenz);
- Luftwiderstand des Halmes (und damit der unmittelbare Einfluß des Windes). Da sich Luft- und Wasserteilchen nicht immer in der gleichen Richtung bewegen, gibt es immer wieder Momente, wo der Halm in eine S-Form gebogen wird, was besonders auf der Höhe des Wasserspiegels zu stark wechselnden Beanspruchungen führt.

Problematisch ist auch der Vergleich zwischen der berechneten Beanspruchung und der gemessenen Bruchfestigkeit, weil diese als Mittelwert der Bruchkraft aus je einem Biegeversuch an einem 40 cm langen Halmstück und an dessen unterer Hälfte definiert wird (vgl. Teil III, Kap. 2). Dies entspricht der Biegebruchfestigkeit eines 30 cm langen Halmstücks, was dem Fall von $^d/_2$ = 15 cm entspricht. Es ist nämlich das maximale Biegemoment eines 30 cm langen, in der Mitte belasteten, einfachen Balkens (d.h. an beiden Enden aufgelegt) gleich jenem eines einseitig eingespannten Kragarms, der in 15 cm entfernung von der Einspannstelle belastet wird.

Trotz den hier formulierten Einwänden darf die Bedeutung von KLÖTZLIS Ansatz nicht unterschätzt werden:

Einerseits kommt ihm das Verdienst zu, überhaupt einen Versuch zur Quantifizierung der mechanischen Faktoren unternommen zu haben, andererseits waren es gerade die oben erwähnten Probleme, welche KLÖTZLI zur Veranlassung der vorliegenden Arbeit geführt haben.

2.2. LACHAVANNE et al. (1974, 1975/1976)

In ihrer Diplomarbeit "Evolution de la basse plaine du Rhône, objet d'impotance nationale“ widmen LACHAVANNE, CHOULAT und MUNTEANU auch ein Kapitel den mechanischen Faktoren als Ursache für den Schilfrückgang.
Die Originalarbeit (LACHAVANNE et al. 1974) war uns nicht zugänglich und die zusammenfasende Publikation im "Bulletin technique de la Suisse Romande" (LACHAVANNE et al. 1975,1976) ist nicht frei von Druckfehlern. Dadurch wird eine gerechte Würdigung erschwert, und einige der folgenden Bemerkungen mögen deshalb nicht zutreffen.
Das Ziel des Ansatzes von LACHAVANNE und seinen Mitarbeitern liegt nicht vorrangig in der Berechnung exakter Werte. Sie suchen vielmehr den relativen Einfluß der einzelnen Faktoren Wind, Wellen und Treibzeug. Dazu berechnen sie je die $E{\cdot}J$-fache Auslenkung der Halmspitze für die einzelnen Belastungen. So umgehen sie die Schwierigkeiten der Bestimmung der Halmbiegesteifigkeit. Voraussetzung ist nur, daß der Halm prismatisch und elastisch ist.
Für verschiedene Windgeschwindigkeiten berechnen sie (allerdings ohne Angabe der verwendeten Formeln) die Kenngrößen (Periode, Höhe und Länge) der entsprechenden Wellen. Die daraus resultierende Kraft auf den Halm berechnen sie nach der Theorie von SAIN FLOU für die stehende Welle vor einer senkrechten Wand. Selbst bei stärkster Veralgung wirkt aber ein Schilfbestand nie wie eine geschlossene Wand, die Front ist auch im ungünstigsten Fall noch wasserdurchlässig. Außerdem sind die Halme im Gegensatz zu einer starren Wand beweglich. Träfe die obgenannte Voraussetzung zu, so würden die Wellen von einem derartigen Schilfbestand vollständig reflektiert, innerhalb des Bestandes wäre keine Wasserbewegung mehr zu verspüren. In Wirklichkeit laufen die Wellen in den Bestand hinein, bis nach einer bestimmten Strecke ihre Energie aufgezehrt ist oder ein Hindernis das Weiterlaufen verunmöglicht.
Für das am Boden schleifende Treibzeug (vases) nehmen LACHAVANNE und Mitarbeiter an, daß es sich genau gleich wie die umgebenden Wasserteilchen bewegt. Unzulässig ist allerdings der daraus gezogene Schluß, daß dieses Getreibsel den gleichen Druck auf den Halm ausübt, wie das Wasser (was auf eine Verdoppelung des Wasserdrucks in dieser Zone hinausläuft).
Die durch das schwimmende Treibzeug (déchets flottants) bewirkte Auslenkung f an der Halmspitze wird als Funktion der zwischen Halm und Treibgut wirkenden Kraft F angegeben. Über die Größe dieser Kraft werden keine näheren Angaben gemacht. Zu Vergleichszwecken berechnen sie auch die $E{\cdot}J$-fa-

sprechend den Gl. [21.2] und [21.3] im vorigen Kap.). Dabei setzen sie allerdings irrtümlicherweise den von KLÖTZLI verwendeten Term l gleich der Halmlänge, während KLÖTZLI damit die halbe Wassertiefe $^{d}/_{2}$ bezeichnet. Entsprechend erhalten sie für die $E{\cdot}J$-fache Auslenkung völlig unrealistische Werte: Für eine Halmlänge von 1 m wird beispielsweise ein $f{\cdot}E{\cdot}J = 66$ kp·m^3 angegeben; legt man den von KLÖTZLI verwendeten Wert für $E{\cdot}J$ von rund 13000 N·cm^2 ≈ 0,13 kp·m^2 zu Grunde (entsprechend etwa einem Halm von 8 - 9 mm Durchmesser), so beträgt die Auslenkung f an der Halmspitze demnach f = 0,66kp·m^3/0,13kp·m^2 = 513 m (!).

Es muß vielleicht noch einmal betont werden, daß mit den obigen kritischen Anmerkungen der Wert der arbeit von LACHAVANNE et al. in keiner Weise geschmälert werden soll, beziehen sie sich doch nur auf einen kleinen Teil (einige Abschnitte des Kapitels II.1) daraus.

Aus den beiden letzten Kapiteln kann der Schluß gezogen werden, daß es unmöglich ist, das Problem der mechanischen Beanspruchung von Schilf a priori mit einfachen Ansätzen zu lösen. Vielmehr muß zuerst versucht werden, ein (im Rahmen des Möglichen) umfassendes Modell zu erstellen. Davon ausgehend kann dann der Einfluß allfälliger Vereinfachungen geprüft werden.

3. BELASTUNGEN

3.1. DIE BELASTUNG DURCH DEN WIND

3.1.1. Die Wirkung des Windes

Der Schilfhalm mit seinen Blättern und ggf. seiner Blüte stellt dem wehenden Wind eine beträchtliche Angriffsfläche entgegen. Wohl sind die Blätter dank den langen Blattscheiden sehr beweglich und legen sich "in den Wind" (vgl. Fig. 3.5.), trotzdem besteht eine sehr starke Wechselwirkung zwischen Schilf und Wind. Einerseits übt der Wind auf den Halm eine verhältnismäßig starke Kraft aus (welche nach KLÖTZLI [mdl. Mitt.] bei geschwächten Beständen bereits zum Bruch führen kann). Andererseits wird der Wind durch das Schilf gebremst, denn gemäß dem dritten Newton'schen Prinzip (actio=reactio) wirkt die obgenannte Kraft mit gleichem Betrag und umgekehrter Richtung auf die strömende Luft. RUDESCU (1965; zit. in RODEWALD-RUDESCU 1974) hat die Veränderung der Windgeschwindigkeiten innerhalb von Schilfbeständen gemessen (Fig. 3.1.). In (verglichen mit Schweizerseen) relativ lockeren Beständen mit 25 bzw. 50 Halmen/m^2 und einer Höhe von 3 - 4 m stellte er totale Windstille in Abständen von 10 - 60 m vom Rand fest. Die entsprechenden Windstärken betrugen 5 Beaufort ("frische Brise", 8 - 11 m/s; bewegt unbelaubte Äste, kleinere Bäume schwanken) bis 8 ("stürmischer Wind", 17 - 21 m/s; bricht Zweige und Äste ab, starker Widerstand beim Gehen).
Eine exakte Berechnung der zwischen Wind und Schilfhalm wirkenden Kräfte ist wegen der komplizierten, unregelmäßigen Form der Pflanze unmöglich. Da die Luftsrömung um den Halm bei den interessierenden Windgeschwindigkeiten stets turbulent ist, kann die Windkraft als Funktion des Staudrucks beschrieben werden, wie dies auch bei der statischen Berechnung von Hochbauten getan wird. Der Staudruck p_{st} ist der, der kinetischen Energie der Luftmassen entsprechende, Druck und damit proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit u_l. In der einfachsten Form kann die Windkraft direkt proportional zum Staudruck angenommen werden. Der Proportionalitätsfaktor ist der (Luft-) Widerstandsbeiwert c_l (vgl. z.B. SCHLICHTING 1968).
Mit diesem Ansatz kann die pro Längeneinheit auf den Schilfhalm wirkende Kraft folgendermaßen formuliert werden (vgl. Fig. 3.2.):

$$q_l\,dl = c_l \underbrace{\rho_l/_2\,(u_l - x^{\cdot})\,|u_l - x^{\cdot}|}_{p_{st}}\,D\,dl\cos\varphi \qquad \text{[N]} \quad (31.1)$$

Darin bedeuten:

p_{st} ... Staudruck des Windes [N/m^2]
q_l ... Windbelastung des Halmes pro Längeneinheit [N/m]
dl ... Länge des betrachteten Halmelementes [m]
c_l ... Widerstandsbeiwert für den Luftdruck auf den Halm [-]
ρ_l ... Dichte der Luft ≈ 1,2 kg/m^3
u_l ... Windgeschwindigkeit [m/s]
D ... Durchmesser des Halmes [m]
x ... Waagrechte Lagekoordinate des Halmes [m]
z ... Senkrechte Lagekoordinate des Halmes [m]
φ ... Neigungswinkel des Halmelementes [rad]
$x^{\cdot}$ ... Geschwindigkeit des Halmelementes in x-Richtung = dx/dt [m/s]

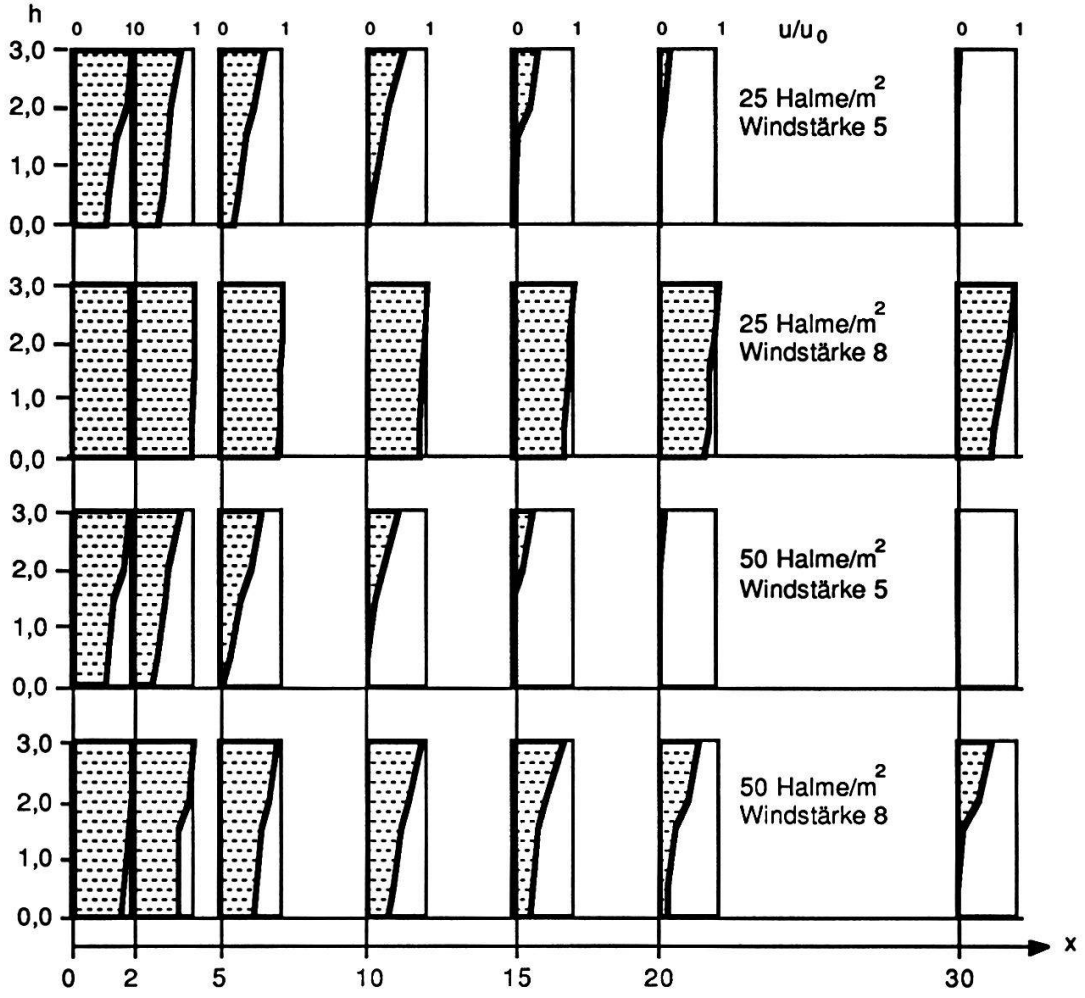


Fig. 3.1. Abnahme der Windgeschwindigkeit in einem Schilfbestand nach Werten von RUDESCU (1965). Dargestellt ist die relative lokale Windgeschwindigkeit bezogen auf die Windgeschwindigkeit u_0 außerhalb des Bestandes. x ist die Entfernung [m] vom Bestandesrand, h die Höhe über dem Wasserspiegel.

Der Halm wird also einer verteilten Belastung von

$$q_l = c_l \, \rho_l/2 \, (u_l - x^{\cdot}) \, |u_l - x^{\cdot}| \, D \cos\varphi \qquad \text{[N/m]} \quad (31.2)$$

unterworfen. Zu den Ausdrücken auf der rechten Seite dieser Gleichung ist folgendes zu bemerken:

- Die Windgeschwindigkeit muß als unabhängige Variable frei gewählt werden.
- Die waagrechte Geschwindigkeit $x^{\cdot}$ des Halmelementes sowie dessen Neigungswinkel φ werden von dem in Kapitel 4 näher beschriebenen mathematischen Modell laufend berechnet.
- Die Dichte ρ_l der Luft ist zwar temperatur- und druckabhängig, wird aber durch den oben angegebenen Wert von 1,2 kg/m^3 für unsere Zwecke genügend genau angenähert.
- Der Luftwiderstandsbeiwert c_l kann nur experimentell bestimmt werden und ist im allgemeinen nicht konstant, sondern abhängig von der Reynolds'schen Zahl Re (= Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften, vgl. Fig. 3.3.):

$$Re = u_l \, \lambda / \nu \qquad \text{[-]} \quad (31.3)$$

Re ... Reynoldssche Zahl [-]
λ ... charakteristische Länge (z.B. Halmdurchmesser) [m]
ν ... kinematische Zähigkeit der Luft [m^2/s]

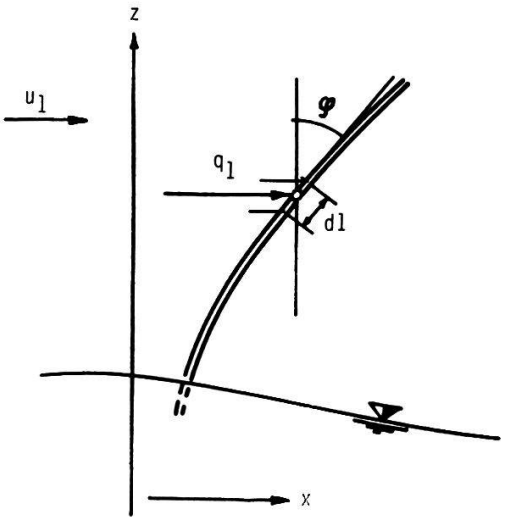


Fig. 3.2. Definitionsskizze für die Größen der Gleichung (31.1).

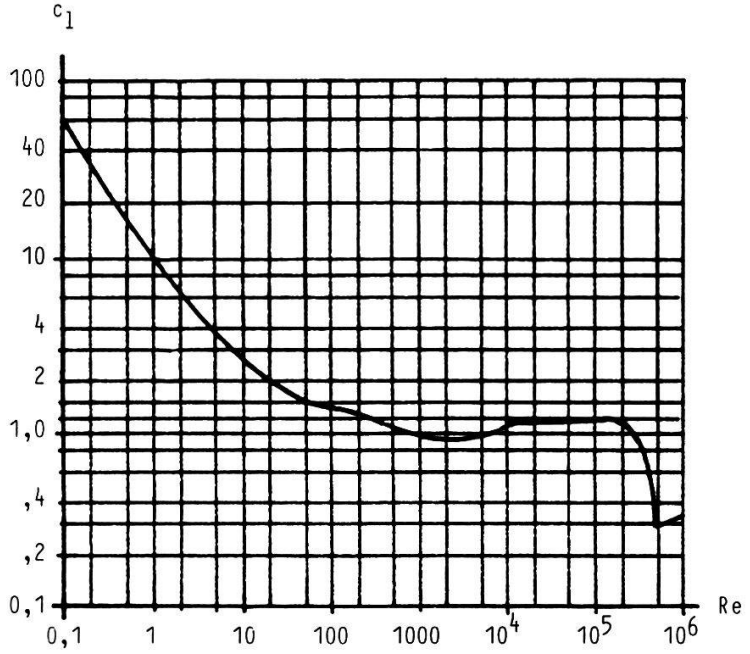


Fig. 3.3. Widerstandsbeiwert c_l (Luft) = c_w(Wasser) eines stationär umströmten Kreiszylinders in Abhängigkeit von der Reynolds'schen Zahl (aus BURKHARDT 1967).

Wie aus der obigen Formel ersichtlich, ist die Reynolds'sche Zahl keine fest definierte Größe, sondern abhängig von der Wahl der "charakteristischen Länge"(und natürlich von der Windgeschwindigkeit und der Zähigkeit der Luft). Die Zähigkeit der Luft ist temperaturabhängig und schwankt bei den hier in Betracht kommenden Lufttemperaturen zwischen etwa 0,15 und 0,20 cm^2/s (DRACOS 1973). In Fig. 3.3. ist der Widerstandskoeffizient c_l als Funktion der Reynolds'schen Zahl für einen umströmten Zylinder dargestellt, der näherungsweise mit einem Schilfhalm verglichen werden kann. Danach variiert der Wert c_l für einen Bereich von $Re = 5 \cdot 10^2$ bis $2 \cdot 10^5$ nur ganz allmählich (zwischen 0,9 und 1,2). Welchen Windgeschwindigkeiten entspricht dieser Bereich etwa? Um diese Frage zu beantworten lösen wir (31.3) nach u_l auf und erhalten

$$u_l = Re\ \nu/\lambda\ . \qquad (31.4)$$

In den der Fig. 3.1.1.3. zugrunde liegenden Experimenten wurde als charakteristische Länge λ der Durchmesser des Zylinders eingesetzt. Für einen angenommenen Halmdurchmesser von 0,5 bis 1 cm wird somit (alle Längen auf m umgerechnet):

$$u_l = (5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^5) \cdot 0{,}15 \cdot 10^{-4} / 0{,}005$$
$$= 1{,}5 \div 600 \text{ m/s}$$

bzw. $u_l = (5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^5) \cdot 0{,}15 \cdot 10^{-4} / 0{,}01$
$= 0{,}75 \div 300$ m/s .

Wenn auch der stationär umströmte Zylinder und der dem Wind ausgesetzte Schilfhalm nur sehr bedingt vergleichbar sind, so kann aus den obigen Werten doch der Schluß gezogen werden, daß die Reynolds'sche Zahl bei den in der Natur vorkommenden Windgeschwindigkeiten näherungsweise als konstant angenommen werden könnte. In der Natur kommen zwar auch niedrigere Windgeschwindigkeiten bis zur völligen Windstille vor: Die Belastung des Halmes ist dann aber so klein, daß sie für die Halmschädigung keine Rolle spielt. Trotzdem müssen bei der experimentellen Bestimmung des c_l-Wertes von Schilfhalmen mehrere Windgeschwindigkeiten berücksichtigt werden, weil der Halm bei zunehmender Belastung seine Form ändert (Biegung des Stengels, Drehen der Blätter in die Windrichtung). Durch die Biegung wird die Windkraft in zwei Komponenten aufgeteilt, nämlich in eine senkrecht zur Halmachse und eine parallel zur Halmachse. Die Komponente senkrecht zum Halm gehorcht ungefähr der in (31.1) formulierten Beziehung. Dagegen gilt dies nicht für die Komponente längs des Halmes, denn diese äußert sich einerseits als Reibung, andererseits als Widerstand der Blätter gegen die dem Halm entlang streichenden Luftteilchen (Wirbelbildung). Da der zweitgenannte Anteil überwiegt, ist auch hier eine Abhängigkeit vom Quadrat der Windgeschwindigkeit anzunehmen, jedoch mit einem anderen und kaum bestimmbaren Widerstandsbeiwert. Daher erschien es ratsam, für die Berechnungen auf eine Unterteilung der Windkraft in die zwei Komponenten zu verzichten. All die obgenannten Einflüsse faßten wir zusammen in einem globalen, für mehrere Windgeschwindigkeiten experimentell bestimmten Luftwiderstandsbeiwert c_l, der das Verhältnis zwischen dem Staudruck des Windes und der gemessenen (lokalen) Gesamtkraft auf den Halm bezeichnet.

3.1.2. Die Versuche im Windkanal

In der Gleichung (31.2) sind alle vorkommenden Größen außer c_l entweder vorgegeben (Windgeschwindigkeit u_l, Halmdurchmesser D), bekannt (Dichte der Luft ρ_l) oder aus den Lagekoordinaten ableitbar (lokale Geschwindigkeit $x^{\cdot}$ und lokale Neigung φ des Halmes). Im Luftwiderstandsbeiwert c_l sind gleichsam alle Unsicherheiten und mangelnden Kenntnisse bezüglich des Wechselspiels zwischen Halm und Wind enthalten. Um auf experimentellem Weg Anhalts-

punkte über die Größenordnung zu bekommen, wurden im Windkanal des Instituts für Aerodynamik an der ETH einige Messungen durchgeführt.

3.1.2.1. Material und Methoden

Versuchsanordnung. Es wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt, eine am 11. 10. 1979 mit Halmen aus dem Versuchsfeld Altenrhein, Fläche G (vgl. Kap. III 3.4), und die zweite am 17. 10. 1979 mit Halmen aus dem Klotener Ried (Rand der Verpflanzungsfläche, s. KLÖTZLI 1975, 1976).
Aus der Fläche G entnahmen wir je drei "große" und drei "kleine" Halme. Die "großen" waren rund 170 cm lang (inklusive Rispe), die "kleinen" (welche keine Rispe trugen) dagegen nur rund 110 cm. Aus dem Klotener Ried wurden nur blühende Individuen von 160 - 180 cm Länge entnommen.
Die Versuchsanordnung ist in Fig. 3.4. dargestellt. Die zu untersuchenden Halme wurden auf einer in den Boden des Windkanals eingelassenen Platte aufrecht stehend fixiert. Diese Platte überträgt die auf sie einwirkenden Kräfte auf ein Kraftmeßgerät, welches seinerseits an einen Plotter angeschlossen ist. Dieser stellt die Kraft wahlweise in Funktion der Zeit oder der Windgeschwindigkeit dar. Diese ist stufenlos regulierbar. In unseren Versuchen wurde sie jeweils um

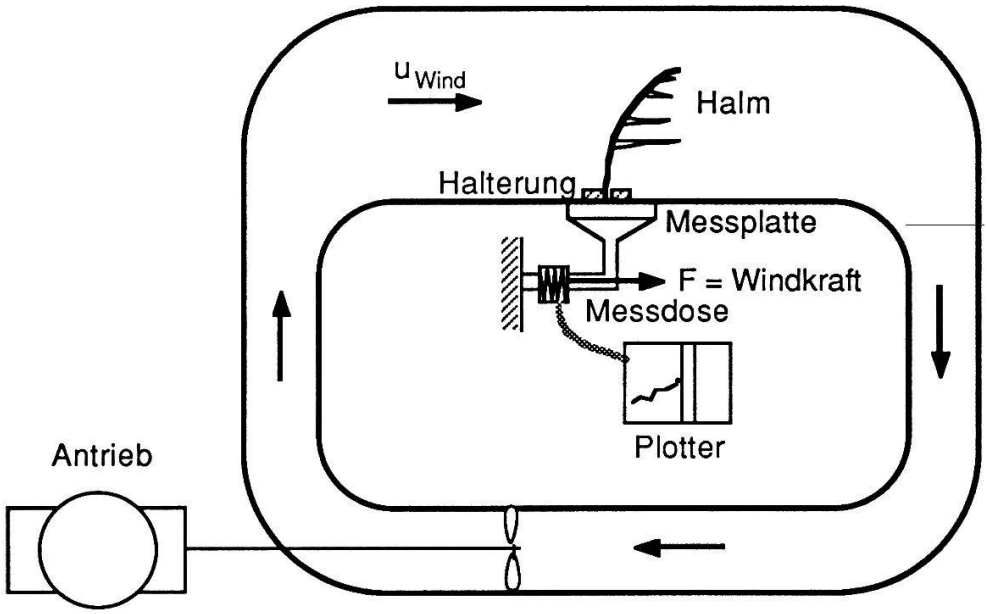


Fig. 3.4. Messung der Windkraft auf das Schilf im Windkanal. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung (Windkanal am Aerodynamischen Institut der ETH).

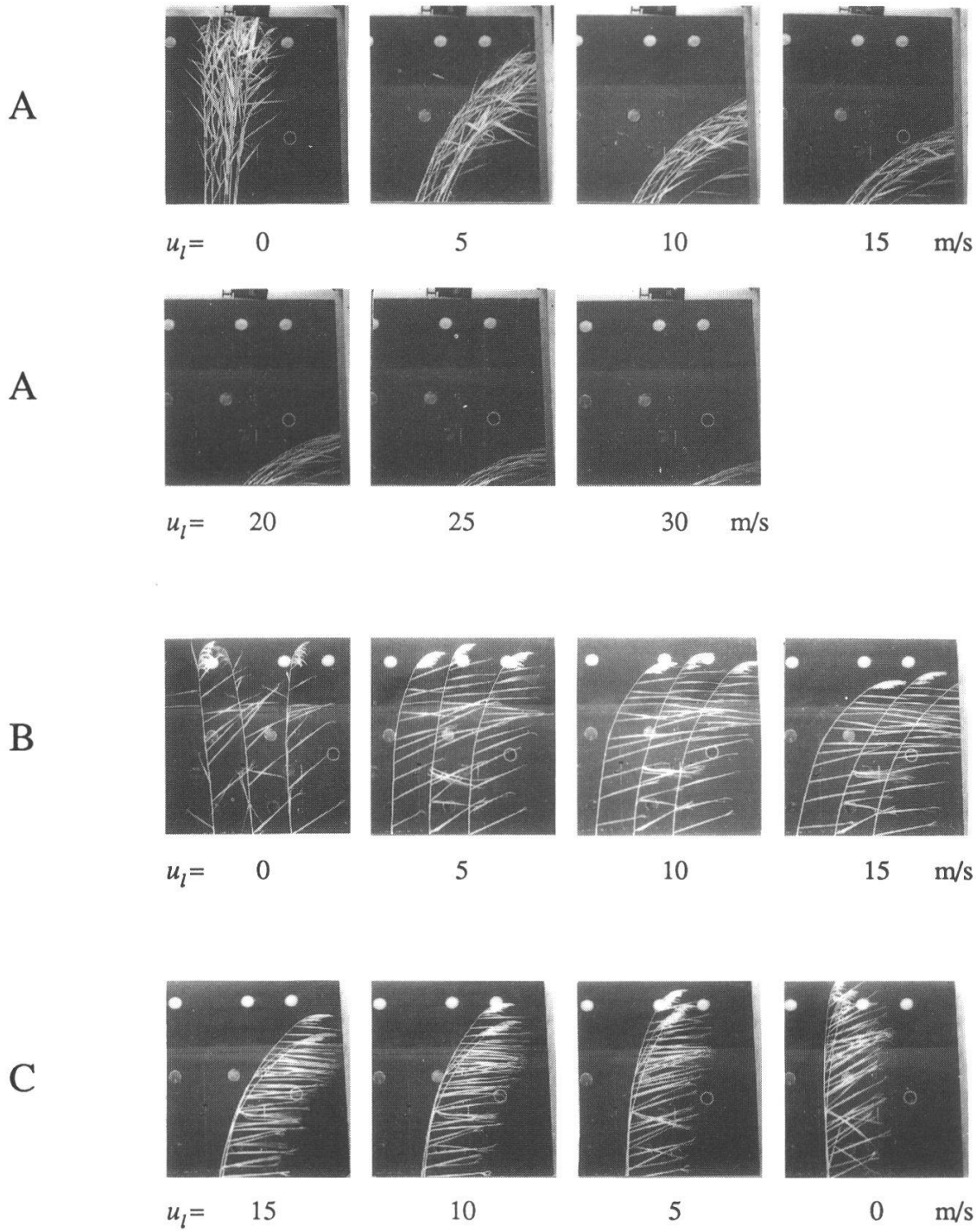


Fig. 3.5. Windkanalversuche mit Schilf.
A. 10 Halme im Verband, Windgeschwindigkeit zunehmend
B. 3 Halme hintereinander, Windgeschwindigkeit zunehmend
C. 3 Halme nebeneinander, Windgeschwindigkeit abnehmend. Man beachte, wie die Blätter auch bei Windstille (u_l= 0) immer noch in die Windrichtung gedreht sind.

5 m/s allmählich verändert und dann eine gewisse Zeit stationär gelassen, während welcher die Situation fotografiert wurde (Fig. 3.5.). Aus diesen Bildern ließ sich der Neigungswinkel φ an jeder Stelle des Halmes herausmessen.
Auf diese Weise sind in der über die ganze Halmlänge integrierten Gleichung (31.1) alle Größen außer c_l bekannt, somit läßt sich der Widerstandkoeffizient ausrechnen.
In der ersten Versuchsserie war ursprünglich vorgesehen, je einen Verband von drei "großen" und drei "kleinen" Halmen zu testen. Dazu verfertigte die Werkstätte der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH (VAW) die in Fig. 3.6. skizzierte Halterung. Darin konnten im Abstand von je 25 cm drei Schilfhalme fixiert werden. Die Differenz zwischen Halmdurchmesser und Innendurchmesser der PVC-Röhrchen wurde durch Umwickeln der Halme mit Isolierband ausgeglichen. Dies hat den Nachteil, daß die Einspann-

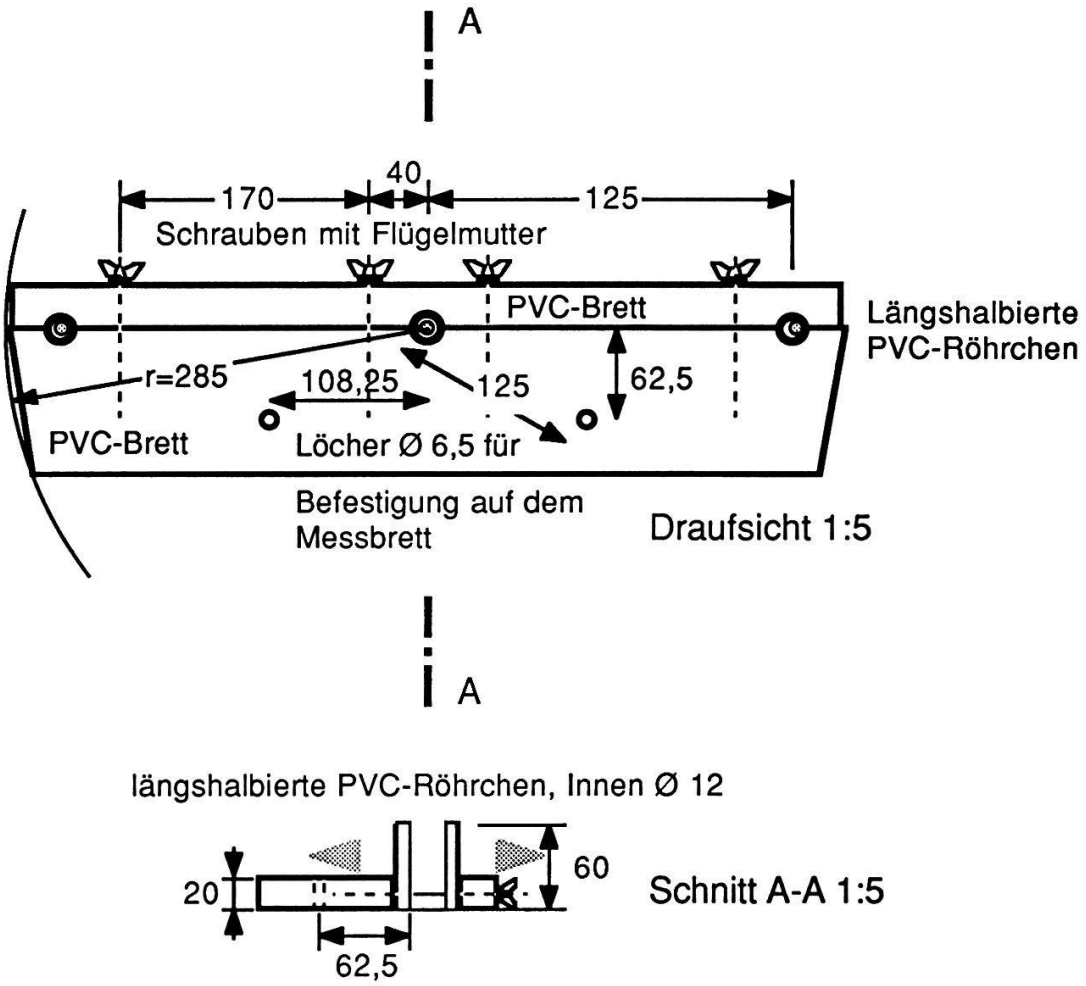


Fig. 3.6. Halterung für drei Schilfhalme im Windkanal.

verhältnisse nicht mehr eindeutig sind (elastische Einspannung). Dafür vermindert die Polsterung den Querdruck auf den Halm an der Einspannstelle, was die Gefahr eines frühzeitigen Halmbruches reduziert. (Ähnliche Probleme stellten die Steifigkeitsmessungen, die andere Zielsetzung führte dort jedoch zu anderen Lösungen [s. Kap. III 3.1 und III 4.3].) Die Halterung konnte auf die Meßplatte im Windkanal geschraubt werden. Weil sie in den Luftstrom hineinragte (die Oberfläche der Meßplatte verläuft bodeneben), mußte der so verursachte Luftwiderstand in Funktion der Windgeschwindigkeit mit einem Vorversuch ohne Halme gemessen werden. Von den Meßwerten der eigentlichen Versuche konnte dann der auf die Halterung fallende Anteil an der Gesamtkraft subtrahiert werden.

Da die Meßplatte drehbar ist, war es möglich, die drei Halme sowohl neben-, als auch hintereinander dem Luftsrom auszusetzen und den entsprechenden Luftwiderstand zu messen.

Zuerst prüften wir die drei "großen" Halme. Diese stellten wir erst nebeneinander und unterwarfen sie in der weiter oben erwähnten Weise Windgeschwindigkeiten von 0 - 15 m/s (der letzte Wert entsprechend Windstärke 7, "steifer Wind", wobei stärkere Bäume schwanken, Hemmung beim Gehen). Dann stellten wir sie hintereinander und belasteten sie in derselben Weise. Anschließend setzten wir sie während gut zwei Minuten einer Windgeschwindigkeit von 10 m/s (Windstärke 5, "frische Brise", bewegt unbelaubte, größere Äste, kleinere Bäume schwanken). Dabei nahm die Kraft in den ersten 50 s um etwa 2% ab und blieb danach konstant; das bedeutet, daß die Belastungsdauer in unserem Fall keine Rolle spielt. In der Natur treten ja die hohen Windgeschwindigkeiten (Böen) auch nicht minutenlang ununterbrochen auf. Nach dieser Messung steigerten wir die Geschwindigkeit so weit, bis alle drei Halme gebrochen waren: Dies war der Fall bei 17,2 m/s, 22,7 m/s bzw. 27,3 m/s, was einem Windstärkenbereich von etwa 7/8 ("steifer Wind" bis "stürmischer Wind", bricht Zweige und Äste ab) bis 10 ("schwerer Sturm", Bäume werden umgebrochen, bedeutende Gebäudeschäden).

Die drei "kleinen" Halme brachen schon in einem ersten Vorlauf, so daß sie nicht mehr untersucht werden konnten. Da kleine Halme so rasch brechen, ist es schwierig, gute Meßresultate zu kriegen, und wir beschlossen deshalb, auf weitere Versuche mit solchen Halmen zu verzichten, umso eher, als man annehmen darf, daß sich die kleinen Halme ähnlich wie die oberen Partien der großen verhalten.

Mit der zweiten Serie (Halme aus dem Klotener Ried) wollten wir einerseits einen etwas größeren Verband von 10 Halmen und ergänzende Versuche mit Ein-

zelhalmen durchführen. Die Anordnung des Zehnerverbandes zeigt die Skizze der entsprechenden Halterung, ebenfalls von der Werkstätte der VAW hergestellt (Fig. 3.7.). Aus den Erfahrungen mit der ersten Halterung gelangten wir zum Schluß, daß auf die Röhrchen verzichtet werden kann, wenn man das Grundbrett etwas dicker (ungefähr 4,5 cm) nimmt und die Löcher bis auf 5 mm durch bohrt. Diese Vereinfachung hat sich sehr gut bewährt.
Den Zehnerverband unterwarfen wir über Stufen von jeweils 5 m/s einer Windgeschwindigkeit bis 30 m/s (Stärke 11, "orkanartiger Sturm", schwere Schäden verbreitet). Rund die Hälfte der Halme wurde dabei geknickt, was sich in einem ruckartigen, leichten Abnehmen der Totalkraft äußerte.
Die Versuche mit den Einzelhalmen dienten mehr zu qualitativen Beobachtungen. Ein Halm wurde zweimal, zuerst mit, dann ohne Blätter untersucht.
Auf weitere Versuche mußten wir leider verzichten, denn kleine, von den Pflanzen losgerissene Teilchen führten allmählich zu einer untragbaren Luftverschmutzung im Windkanal, was insbesondere für die in jener Zeit ebenfalls im Windkanal untersuchten Skifahrer äußerst unangenehm geworden wäre.

Auswertung. Die über die ganze Halmlänge integrierte Gleichung (31.1) ergibt auf der linken Seite die totale Windkraft

$$F_{Wind} = \int_{Halm} q_l \, dl = c_l \rho/2 \int_{Halm} (u_l - \dot{x}) \, |u_l - \dot{x}| \, D \cos\varphi \, dl \qquad (31.5)$$

Wie bereits oben erwähnt, wurde die Windgeschwindigkeit um jeweils 5 m/s verändert und dann eine gewisse Zeit konstant gelassen, bis sich ein stationärer Zustand einstellte. Der Halm bewegte sich dann nicht mehr, was bedeutet, daß in (31.5) der Ausdruck $\dot{x}$ (= lokale Geschwindigkeit des betrachteten Halmstücks) verschwindet, d.h. es wird

$$(u_l - \dot{x}) \, |u_l - \dot{x}| = u_l^2 \qquad (31.6)$$

(u_l ist konstant und somit immer positiv). Gleichung (31.5) kann damit in folgender einfacherer Form angeschrieben und nach c_l aufgelöst werden:

$$F_{Wind} = c_l \rho/2 \int_{Halm} u_l^2 \, D \cos\varphi \, dl \qquad (31.7)$$

$$c_l = \frac{F_{Wind}}{u_l^2 \, \rho/2 \int_{Halm} D \cos\varphi \, dl} \qquad (31.8)$$

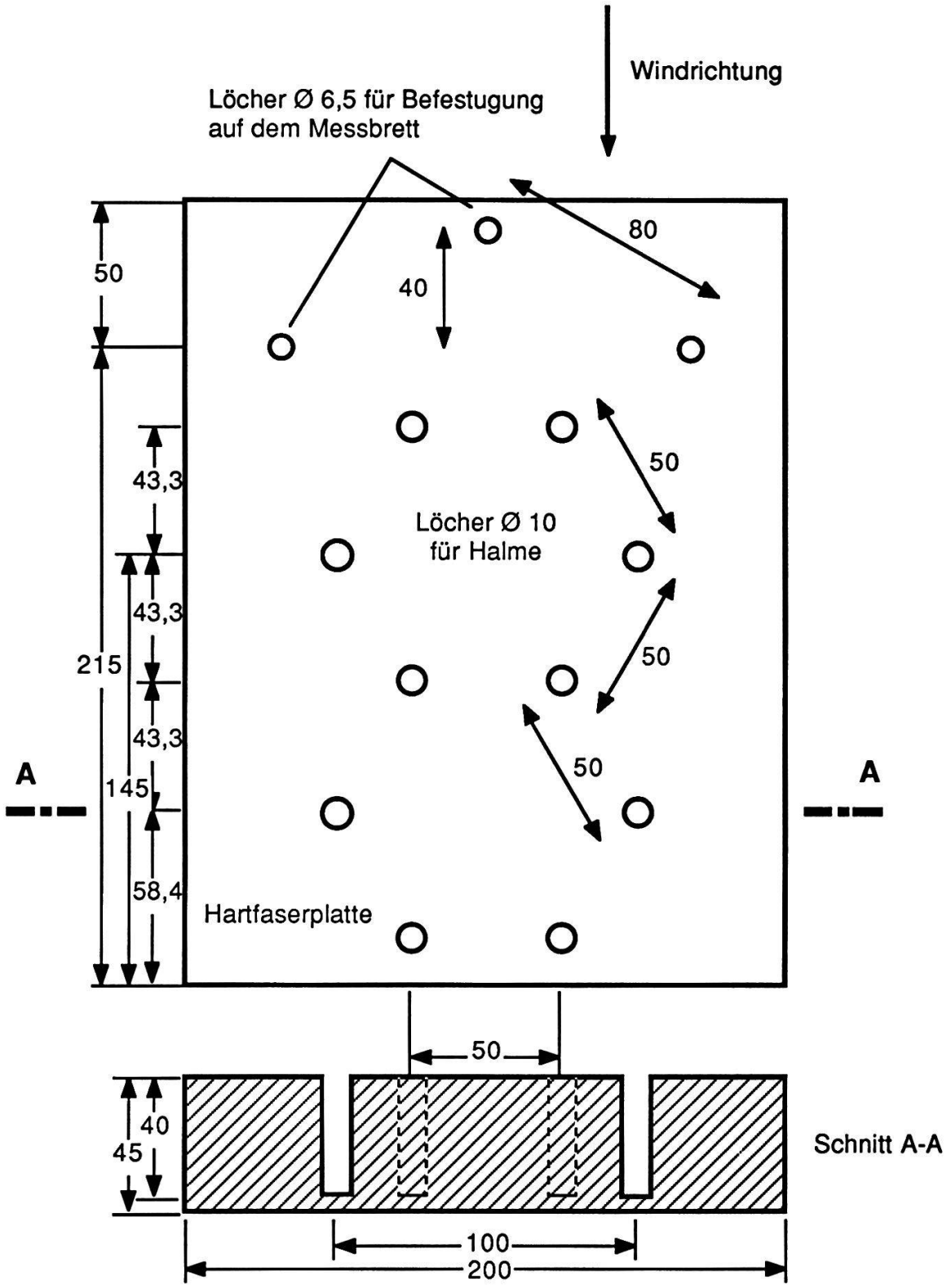


Fig. 3.7. Halterung für einen Zehnerverband von Schilfhalmen im Windkanal.

Mit dieser Gleichung wurden die c_l-Werte für die verschiedenen Fälle gerechnet. F_{Wind} und u_l waren unmittelbar dem vom Meßgerät erzeugten Plot zu entnehmen (wobei, wie gesagt, von der gemessenen Gesamtkraft noch der auf die Halterung entfallende Anteil zu subtrahieren war). Die Dichte ρ_l der Luft ist eine Funktion der herrschenden Temperatur und des Luftdruckes und betrug am 11. 10. (Versuche mit den Altenrheiner Halmen) 1,115 kg/m^3, am 17. 10. (Versuche mit den Klotener Halmen) 1,144 kg/m^3. Das Integral von ($D \cos\varphi dl$) mußte numerisch bestimmt werden. Dazu bestimmten wir bei den Halmen im Abstand von je 10 cm den Durchmesser. Die Neigungswinkel φ entnahmen wir den Fotografien (Fig. 3.5.), dies in Abständen von 20 cm (auf dem Halm). Unter Beachtung der Tatsache, daß auf den Bildern die untersten 40 cm der Halme nicht sichtbar sind, ließen sich so jedem Halmabschnitt Neigungswinkel und Durchmesser zuordnen, die Summe der entsprechenden Produkte für den ganzen Halm lieferte das gesuchte Integral. Ein genaueres Integrationsverfahren war in diesem Falle angesichts der verschiedenen Meßungenauigkeiten nicht angebracht (z.B. nimmt der Halmdrurchmesser ja nicht einfach stetig von unten nach oben ab; bei den Verbänden war nicht jedes Individuum genau gleich gekrümmt).
Im Kapitel 3.1.1. wurde darauf hingewiesen, daß sich die resultierende Gesamtkraft des Windes aus einer Komponente senkrecht und einer Komponente parallel zur (lokalen) Halmachse zusammensetzt. Man kann sich fragen, ob nicht eventuell die parallele Komponente (Reibung) vernachlässigbar wäre. In diesem Fall müßte im Ansatz (31.2) nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Halm berücksichtigt werden, also $(u_l - x') \cos\varphi$, die auf den Halm wirkende, verteilte Belastung wird dann

$$q_l^{\dagger} = c_l^{\dagger} \rho_l/_2 (u_l - x') \cos\varphi |u_l - x'| \cos\varphi \, D \; . \qquad (31.9)$$

Es ist zu beachten, daß die Meßeinrichtung des Windkanals nur horizontale Kräfte mißt. Für die Berechnung von c_l darf deshalb nur die horizontale Komponente $q_l^{\dagger\dagger}$ der verteilten Kraft von (31.9) berücksichtigt werden:

$$q_l^{\dagger\dagger} = q_l^{\dagger} \cos\varphi = c_l^{\dagger} \rho_l/_2 (u_l - x') |u_l - x'| D \cos^3\varphi. \qquad (31.10)$$

Mit denselben Umformungen wie für die Berechnung von c_l erhalten wir

$$c_l^{\dagger} = \frac{F_{Wind}}{u_l^2 \rho_l/_2 \int_{Halm} D \cos^3\varphi \, dl} \; . \qquad (31.11)$$

Die Windkanalversuche wurden sowohl nach (31.8), als auch nach (31.11) ausgewertet.

3.1.2.2. Resultate und Diskussion

Die aus den Windkanalversuchen ermittelten Luftwiderstandsbeiwerte sind in der Tabelle 3.1. zusammengestellt und in den Fig. 3.8. (Einzelhalme) und 3.10. (3 bzw. 10 Halme) als Funktion der Windgeschwindigkeit graphisch dargestellt. Die ausgezogenen Linien beziehen sich jeweils auf die nach (31.8) berechneten c_l-Werte, die gestrichelten auf die nach der Gleichung (31.11) bestimmten $c_l^\dagger$-Werte. Fig. 3.10. zeigt in der gleichen Figur die Werte für den Verband von zehn Halmen, die drei Halme hintereinander und den Mittelwert von den fünf Einzelhalmen, wobei für diesen letzten Wert Einzelhalm Nr. 4 nur bis zu einer Windgeschwindigkeit von $u_l = 5$ m/s, Einzelhalm Nr. 1 nur bis $u_l = 15$ m/s berücksichtigt werden konnten, da sie bei den höheren Windgeschwindigkeiten geknickt waren. Man sieht in Fig. 3.10., daß die nach (31.8) berechneten c_l-Werte bei allen Windgeschwindigkeiten recht nahe beieinander liegen und die Kurven einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen. Da dies für die $c_l^\dagger$-Werte nach (31.11) nicht der Fall ist, nehmen wir an, daß die Berechnung mit (31.8) den Sachverhalt besser wiedergibt. Allen folgenden Überlegungen und Berechnungen werden deshalb die Widerstandsbeiwerte c_l nach (31.8) zu Grunde gelegt. Die vom Wind auf das Schilf ausgeübte Belastung wird entsprechend mit (31.2) berechnet.
Beim Betrachten der Kurven fällt die starke Abnahme des Widerstandsbeiwertes c_l zwischen den Windgeschwindigkeiten $u_l = 5$ und 10 m/s auf. Dies ist lediglich beim Einzelhalm Nr. 4 auf das Knicken zurückzuführen. Obwohl die Werte für $u_l = 5$ m/s verhältnismäßig ungenau sind (die Windkraft wird ermittelt als die vergleichsweise kleine Differenz zwischen der Totalkraft und der Kraft auf das Gestell), kann diese Abnahme nicht zufällig sein, da sie bei allen Versuchen auftritt. Es handelt sich hierbei um eine Reaktion des Halmes, der die Belastung minimiert, indem er bei zunehmender Windstärke sozusagen seinen c_l-Wert verringert. Wie dies geschieht, zeigt Fig. 3.5., besonders gut der Fall mit den 10 Halmen im Verband: Einerseits drehen sich die Blätter in die Windrichtung, andererseits verringert sich die Angriffsfläche auf den Stengel infolge der Biegung. Daß der Einfluß der Blattstellung der maßgebende ist, folgt aus den c_l-Werten für den Einzelhalm Nr. 5 (Fig. 3.8.): Dieser wurde sowohl mit, als auch ohne Blätter untersucht. Bei $u_l = 5$ m/s ist der c_l-Wert für den Halm mit Blättern rund doppelt so groß, wie für den blattlosen Halm, bei $u_l = 15$ m/s beträgt der Unterschied bloß noch rund ein Drittel. Bei den drei Halmen nebeneinander ist der Abfall des c_l-Wertes bei den niedrigeren Windgeschwindigkeiten bedeutend weniger ausgeprägt (Fig. 3.9.), weil diese Reihe mit abnehmender Windgeschwindigkeit gemessen wurde: Die Blätter, die sich bei der höheren Geschwindigkeit

in die Windrichtung gedreht hatten, verharrten in dieser Stellung auch noch einige Zeit nach dem Aufhören des Windes (Fig. 3.5. C). Die Ursache dafür ist die im Vergleich mit der Rückstellkraft große Reibung der Blattscheiden am Stengel. Nicht ganz sicher erklären läßt sich der hohe c_l-Wert von 1,44 bei u_l = 15 m/s bei der gleichen Anordnung, dieser wird in keinem der anderen Fälle erreicht. Immerhin ist zu bedenken, daß die Aufstellung von drei Halmen nebeneinander die größte Krafteinwirkung erwarten läßt, da die drei Halme voll dem Wind ausgesetzt sind. Dagegen stehen beim Verband von 10 Halmen und bei drei Halmen hintereinander einzelne Individuen im Windschatten der anderen. Zwar sind die drei Halme mit 25 cm Abstand ziemlich weit voneinander entfernt, so daß bei der Betrachtung der Stengel allein keine gegenseitige Beeinflussung und mithin etwa gleichgroße Widerstandsbeiwerte wie bei den Einzelhalmen zu erwarten wären; offensichtlich erstreckt sich aber der Einfluß der Blätter über einen bedeutend größeren Bereich als jener der Stengel.

Es ist klar, daß mit den vorliegenden Untersuchungen der unmittelbare Einfluß des Windes auf das Schilf noch lange nicht vollständig erfaßt ist. Dazu wäre einereseits eine viel größere Anzahl von Messungen notwendig (Statistik), andererseits ist es unbekannt, ob das Schilf der zwei Wuchsorte Klotener Ried und Altenrhein auch für die übrigen schweizerischen Schilfbestände repräsentativ ist. Der Platz im Rahmen der vorliegenden Arbeit ließ jedoch eine weitergehende Behandlung dieses Problems nicht zu.

Tab. 3.1. Luftwiderstandsbeiwerte c_l der untersuchten Schilfhalme bzw. Verbände von Halmen. Bei allen Anordnungen, außer bei den drei Halmen nebeneinander, erfolgte die Messung bei zunehmender Windgeschwindigkeit.
Die eingeklammerten Zahlen sind die mit Gl. (31.11) berechneten $c_l^{\dagger}$-Werte.
Die mit * gekennzeichneten Werte wurden bei der Berechnung der Mittelwerte nicht berücksichtigt.

u_l [m/s]	5	10	15	20	25	30
Einzelhalm Nr. 1	2,63 (3,86)	1,42 (3,02)	0,90 (2,32)	0,60 (1,60) *		
Einzelhalm Nr. 2	1,89 (2,40)	1,28 (2,39)	0,94 (2,39)	0,79 (2,27)		
Einzelhalm Nr. 3	1,32 (1,67)	0,91 (1,79)	0,77 (2,32)	0,63 (1,67)		
Einzelhalm Nr. 4	2,67 (4,86)	0,88 (1,81) *	0,39 (0,85) *	0,41 (1,13) *		
Einzelhalm Nr. 5	1,86 (2,15)	1,27 (2,08)	0,92 (2,02)	0,77 (1,83)		
Einzelhalm Nr. 5 ohne Blätter	0,84 (0,89) *	0,82 (1,15) *	0,64 (1,18) *	0,53 (1,11) *		
Mittelwert der 5 Einzelhalme	2,07 (2,99)	1,22 (2,32)	0,88 (2,26)	0,73 (1,92)		
10 Halme	2,45 (3,06)	1,43 (2,09)	1,08 (1,83)	0,92 (1,66)	0,90 (1,84)	0,83 (1,86)
3 Halme hintereinander	2,17 (2,35)	1,36 (1,52)	1,07 (1,26)			
3 Halme nebeneinander	1,82 (2,00)	1,47 (1,75)	1,44 (1,80)			

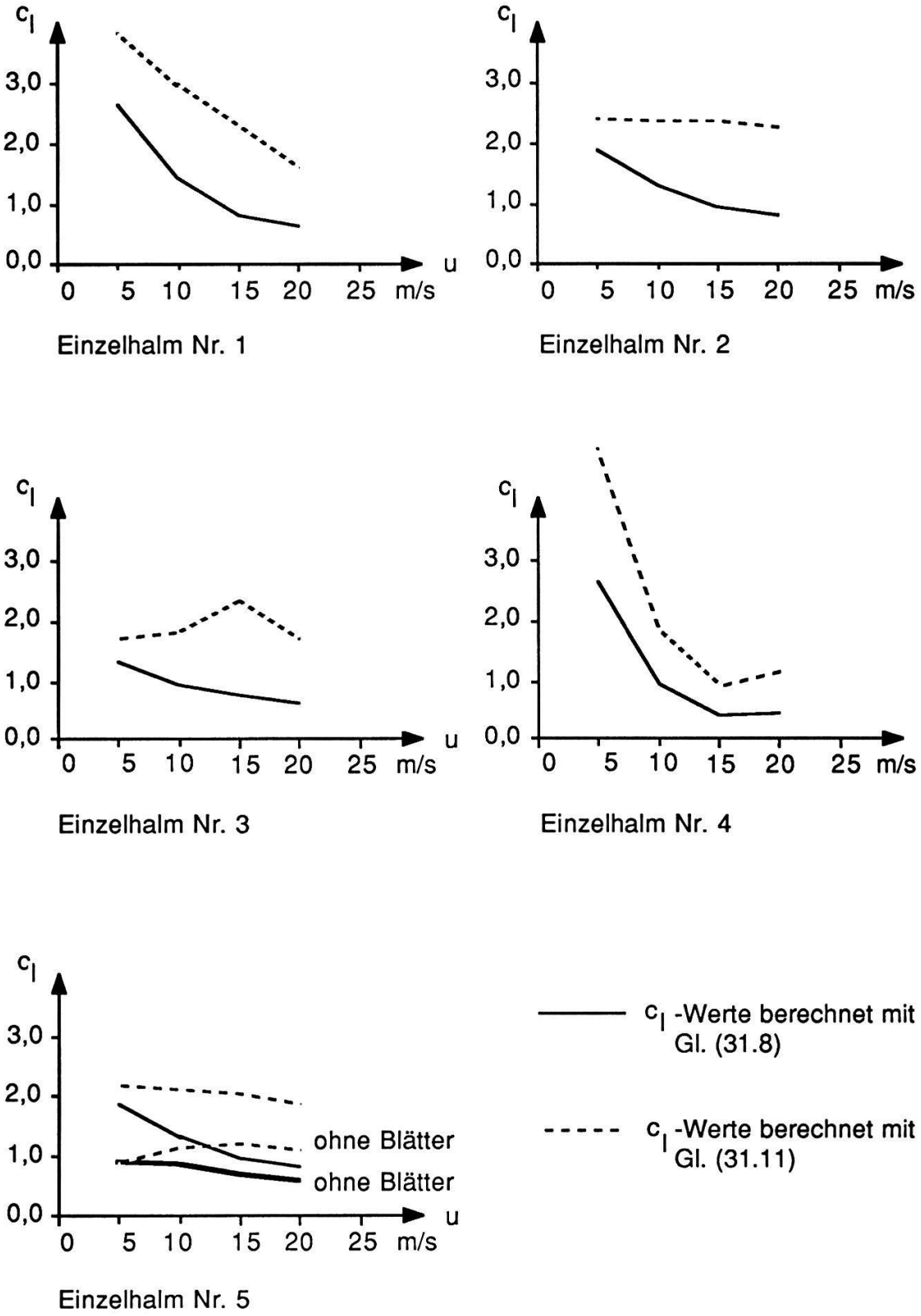


Fig. 3.8. Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit, bestimmt aus den Windkanalversuchen vom 17. 10. 79.

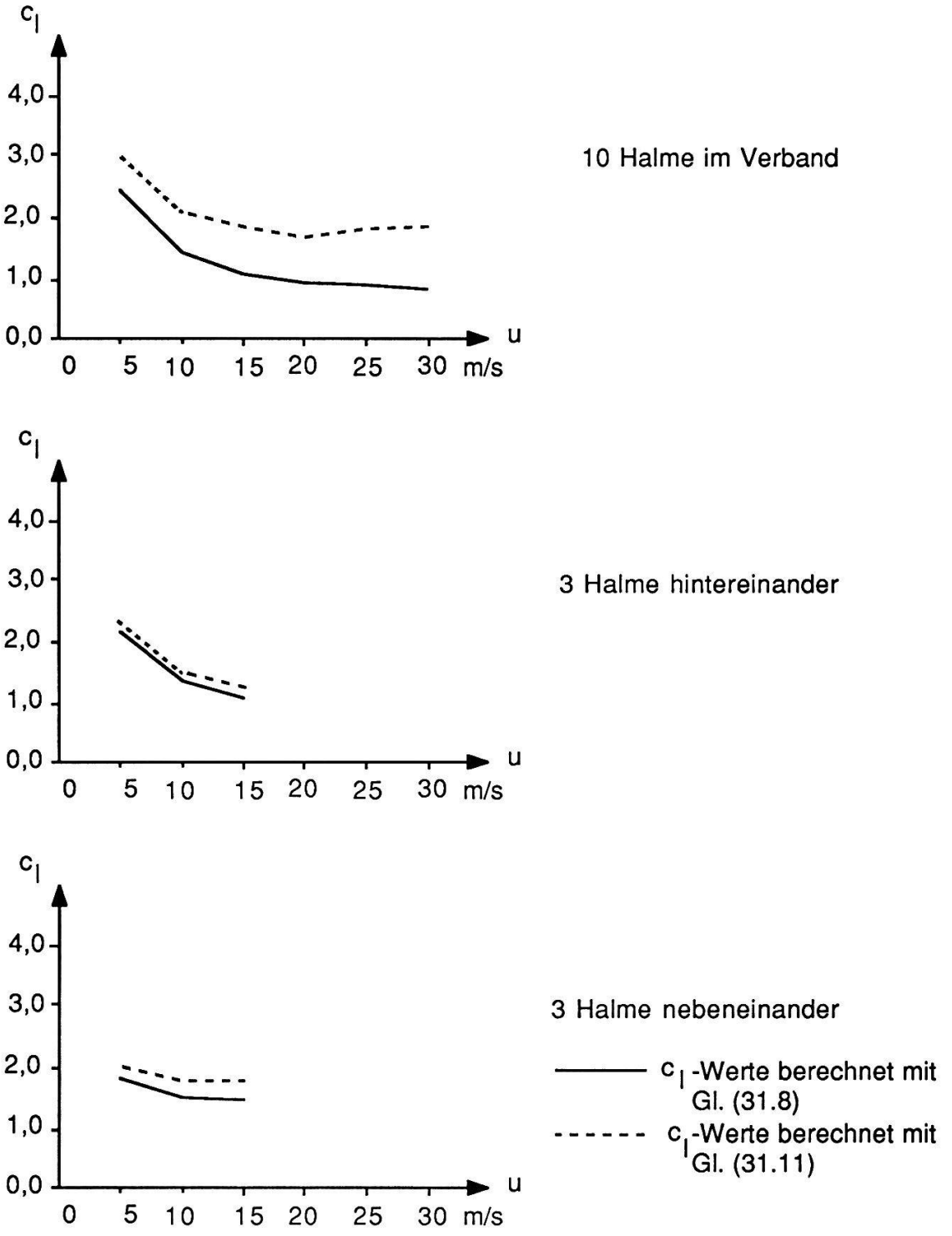


Fig. 3.9. Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit für einen Verband von 10 bzw. 3 Schilfhalmen (vgl. Fig. 3.5), bestimmt aus den Windkanalversuchen vom 17. 10. bzw. 11.10. 79.

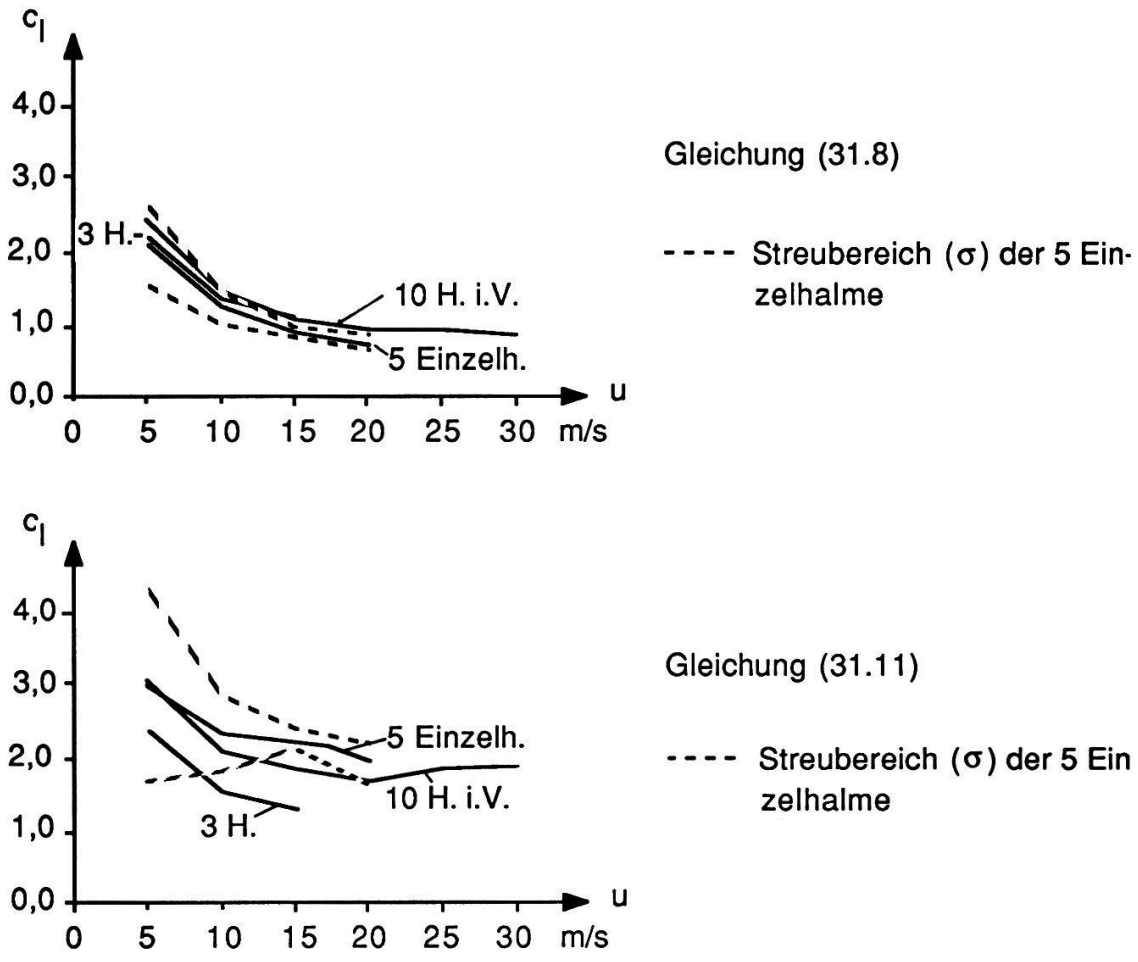


Fig. 3.10. Vergleich der Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit für den Verband von 10 Halmen, 3 Halme hintereinander und den Mittelwert der 5 Einzelhalme (bei den höheren Geschwindigkeiten nur 4 bzw. 3 Halme berücksichtigt; vgl. Text).
Oben: c_l-Werte berechnet mit Gl. (31.8).
Unten: $c_l^{\dagger}$-Werte berechnet mit Gl. (31.11).

3.2. DIE BELASTUNG DURCH DIE WELLEN

Die in diesem Kapitel dargestellten Verfahren und Theorien zur Berechnung bzw. Abschätzung der Wellenwirkung sind zum Teil schon lange bekannt und zum Allgemeingut der Küstenschutz- und Meeresbaupraxis geworden. Das Zitieren der Erstautoren erscheint daher in den wenigsten Fällen zweckmäßig. Nützlicher dürfte der Hinweis auf einige Lehr- und Standardwerke des Meerwasserbaus sein. Dort wird das ganze Gebiet systematisch behandelt und dargestellt, während hier nur die im Rahmen dieser Arbeit notwendigen Methoden und Theorien vorgestellt werden. Herleitungen werden auf das zum Verständnis notwendige Maß beschränkt. In allen der unten angegebenen Werke finden sich auch Angaben zu weiterführender Literatur und zum Teil auf entsprechende Erstpublikationen.
Die umfassendsten Standardwerke sind in englischer Sprache erschienen: WIEGEL (1964), "Oceanographical Engineering" und SILVESTER (1974), "Coastal Engineering". An deutschsprachiger Literatur ist PRESS (1962), "Seewasserstraßen und Seehäfen" anzuführen. Mehr Gewicht auf die theoretischen Zusammenhänge und Ableitungen legen PRESS und SCHRÖDER (1966), "Hydrodynamik im Wasserbau". Auch auf das "Handbuch der Wellen, Meere und Ozeane" (BRUNS 1955) sei hingewiesen.
Übersichten der gebräuchlichen Wellentheorien finden sich außerdem in Spezialpublikationen von DIETZE (1964), HARTMANN (1969), SCHÜTTRUMPF (1973) u.a.m.

3.2.1. Definition und Wirkung der Wellen

3.2.1.1. Definition der Wellen, Wellenkenngrößen, Energie

Eine Flüssigkeit befindet sich nur dann in Ruhe, wenn ihre Oberfläche mit einer (stationären) Potentialfläche des sie beeinflussenden Kraftfeldes zusammenfällt. Ein natürliches Gewässer wird in nennenswertem Maße nur von der Schwerkraft beeinflußt, seine Oberfläche ist deshalb im Zustand der Ruhe genau waagrecht. Die darin enthaltene Energie ist minimal (potentielle oder Lageenergie; wegen des Ruhezustandes ist die kinetische oder Bewegungsenergie gleich Null). Wird die waagrechte Oberfläche durch einen äußeren Einfluß (z.B. einen hineinfallenden Stein) gestört, so bringt die eingetragene Energie die Wasserteilchen in Bewegung, und zwar entsteht der gleiche Effekt wie bei

dem aus seiner Gleichgewichtslage gebrachten Pendel: Die Wasserteilchen geraten in eine um die Ruhelage schwingende Bewegung. Damit bleibt aber die Wasseroberfläche nicht mehr waagrecht, was zu einem Druckgefälle führt. Dadurch wiederum werden auch die benachbarten Wasserteilchen beeinflußt: sie werden in Richtung des Druckgefälles beschleunigt, die ursprünglich punktförmige Störung der Wasseroberfläche breitet sich nach allen Seiten aus. Diese sich fortpflanzende Störung der ursprünglich ruhenden Wassermasse ist es, was wir als Welle beobachten. Wichtig ist dabei, die zwei verschiedenen Bewegungen zu unterscheiden: einerseits die Bewegung der Form der Waserfläche (d.h. der eigentlichen Welle), andererseits die (meist schwingende) Bewegung der Wasserteilchen selbst. Anschaulicher ist der ganz analoge Vorgang bei dem an einem Ende auf- und abbewegten Seil: man sieht die gegen das freie Ende laufenden Wellen, während jeder Teil des Seiles selbst nur in einem auf die Bewegung der Nachbarteile abgestimmten Rhythmus auf- und abschwingt.

Da beim Ausbreiten der Störung immer neue, vorher ruhende Wasserteilchen in Bewegung gesetzt werden, wird sichtbar, daß die Welle die durch die Störung in die Flüssigkeit eingetragene Energie mit sich transportiert und ausbreitet.

Eine punktförmige Störung, wie sie eben beschrieben wurde, ist als Elementarstörung, und die daraus resultierende, kreisförmige Welle, als Elementarwelle aufzufassen. Wirkt die Störung über eine größere Fläche (z.B. Wind), so kann man die daraus entstehenden Wellen als Überlagerung unendlich vieler Elementarwellen auffassen (vgl. Fig. 3.11.), wobei durch die Art der Störung und der Überlagerung zumeist eine oder zwei Richtungen ausgezeichnet sind (z.B. bei Windwellen die Windrichtung). Auf diese Weise entstehen auf größeren Wasserflächen durch Wind oder Schiffe Züge von parallelkämmigen Wellenbergen und -tälern, deren Fortpflanzung den gleichen Gesetzen gehorcht wie ein Lichtstrahl (Brechung [Refraktion] und Beugung [Reflexion]). Da auf den Seen der Wind ständig wechselt und weil die Wellen am Ufer reflektiert werden und sich mit den Windwellen überlagern, entsteht schließlich das bekannte, mehr oder weniger zufällig wirkende Bild einer bewegten Seeoberfläche.

Die Bewegung des Wassers in den uns interessierenden größeren Wasserwellen auf den Seen wird außer durch äußere Einflüsse (Störungen) praktisch ausschließlich durch die Schwerkraft (Druckunterschiede) bestimmt. Solche Wellen werden deshalb Schwerewellen genannt. Im Gegensatz dazu wird bei den kleinen und kleinsten Wellen der Einfluß der Oberflächenspannung

des Wassers maßgebend, dann handelt es sich um Kapillarwellen.
Die hier betrachteten Wasserwellen äußern sich stets in einer Bewegung der Wasseroberfläche und werden daher auch Oberflächenwellen genannt, im Gegensatz zu internen Wellen, die sich längs innerer Grenzflächen (z.B. zwischen einer warmen und einer kalten Wasserschicht) fortpflanzen.
Form und Größe der Wellen werden durch bestimmte Parameter, die sogenannten **Wellenkenngrößen**, charakterisiert. Die wichtigsten sind (Fig. 3.12.):

- Wellenperiode T: Zeitdauer [s] zwischen dem Durchgang zweier aufeinanderfolgender Wellenscheitel durch einen festen Punkt. Die Periode einer Welle ist unveränderlich.

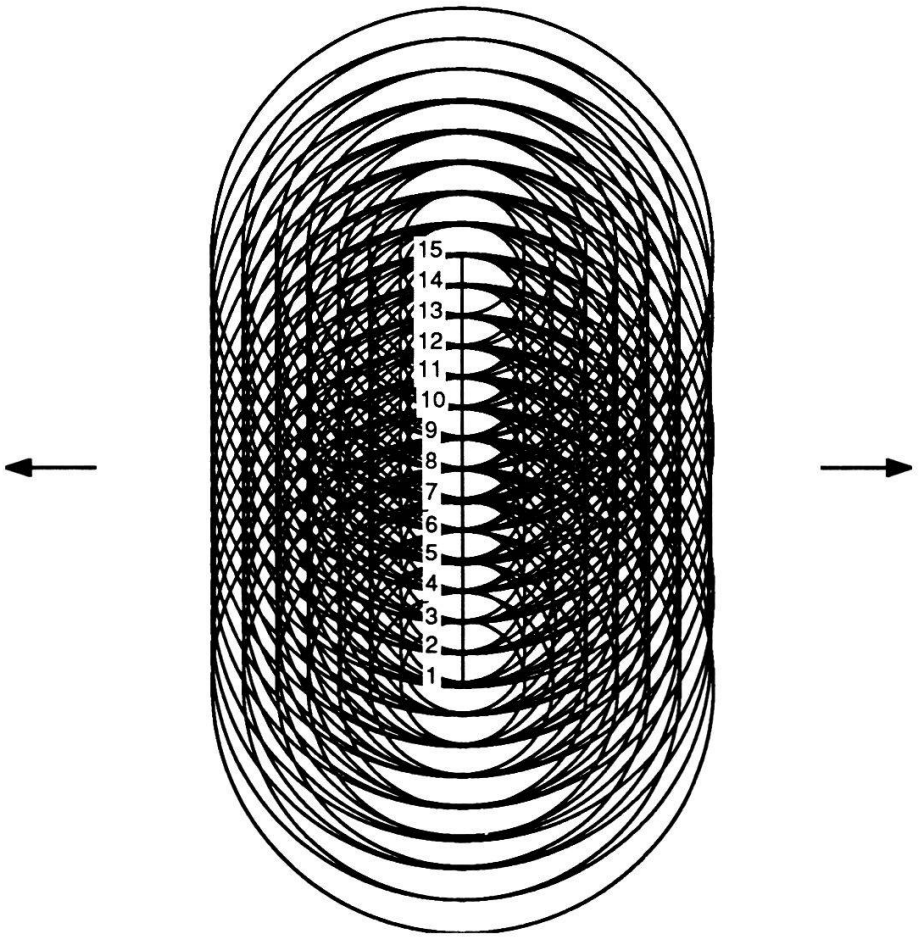


Fig. 3.11. Überlagerungsbild von je sieben Elementarwellen aus 15 punktförmigen (Störungs-)Quellen. Die Kreise stellen die Kämme der Elementarwellen dar. Durch die Überlagerung bilden sich parallele Fronten, welche sich nach links und rechts fortpflanzen.

- Wellenhöhe H: Senkrechter Abstand [m oder cm] zwischen einem Wellental und dem darauffolgenden Wellenscheitel. Die in der (älteren) Literatur gelegentlich anzutreffende Definition der Wellenhöhe als Abstand zwischen dem Ruhewasserspiegel und dem Wellenscheitel und daraus folgend die Bezeichnung des Abstandes zwischen Wellenscheitel und Wellental als $2H$ ist unzweckmäßig, weil sie nur bei den auf Seen kaum anzutreffenden, rein sinusförmigen (symmetrischen) Wellen einen Sinn hat.
- Wellenlänge L: Waagrechter Abstand [m] zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellenscheiteln. Die Länge einer Welle ist im tiefen Wasser eine Funktion der Periode, im flacheren Wassser ist sie außerdem noch abhängig von der Wassertiefe und ggf. der Wellenhöhe.

Ebenfalls eine sehr wichtige Größe ist die aus den obigen Parametern ableitbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit C [m/s] der Welle, sie ist gleich dem Quotienten aus Wellenlänge und -periode.

Von sehr großer Bedeutung für die Charakterisierung der Wellen ist die (lokale) Wassertiefe d [m]. Maßgebend ist nicht der Absolutwert, sondern das Verhältnis der Wassertiefe zur Wellenlänge (relative Wassertiefe d/L). Dieser Wert bestimmt die Unterteilung in Tief- oder Flachwasserverhältnisse. Es ist nämlich die Bewegung der Wasserteilchen infolge des Wellenganges nur bis etwa eine halbe Wellenlänge unterhalb des Wasserspiegels merklich (vgl. Kap. 3.2.3.). Ist die Wassertiefe größer als die halbe Wellenlänge ($d/L > 0{,}5$), so hat der Seegrund keinen Einfluß auf die Wasserbewegung, und wir spre-

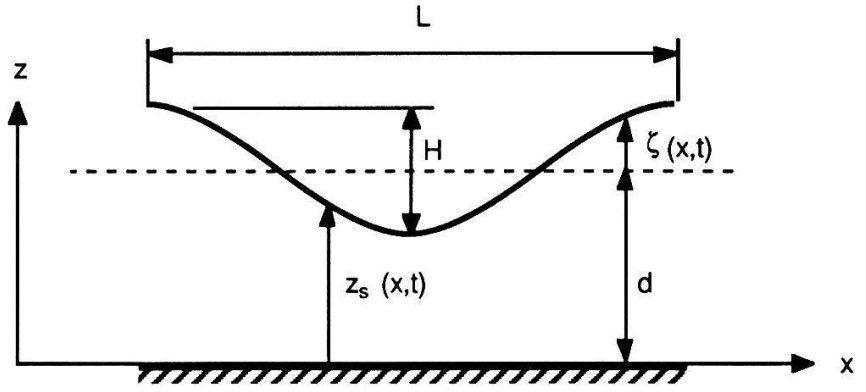


Fig. 3.12. Die wichtigsten Abmessungen einer Welle.

L = Wellenlänge
H = Wellenhöhe
d = Wassertiefe
x,z = Koordinaten
t = Zeit
$z_s(x,t)$ = Abstand der Wasseroberfläche vom Seegrund
$\zeta(x,t)$ = Abstand der Wasseroberfläche vom Ruhewasserspiegel

chen von Tiefwasserwellen. Die effektive Wassertiefe spielt in diesem Fall keine Rolle, die Wellenlänge flacher Wellen ist proportional zum Quadrat der Periode. Beträgt andererseits die Wassertiefe weniger als etwa 1/25 der Wellenlänge ($d/L < 0{,}04$), so bringt die Welle die ganze Wassermasse bis auf den Grund in eine fast gleichmäßige Bewegung. In diesem Fall haben wir Seicht- oder Flachwasserwellen, deren Länge proportional zur Periode und zur Quadratwurzel aus der absoluten Wassertiefe ist. Zwischen den beiden angegebenen Grenzen liegt der Übergangsbereich, hier ist die Wasserbewegung bis hinunter auf den Seegrund noch merklich, nimmt jedoch von oben nach unten stark ab. Die Beziehung zwischen Wellenperiode und –länge läßt sich nicht als einfache, explizite Funktion anschreiben.
Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Begriffe Tief- und Flachwasser in bezug auf Wellen relativ aufzufassen sind: Da z.B. bei Felsstürzen oder Seebeben Wellen von mehreren hundert bis tausend Metern Länge entstehen können, ist es durchaus möglich, auch in (limnologisch gesehen) tiefem Wasser Seichtwasserwellen anzutreffen; andererseits sind kurze Wellen von vielleicht einem Meter Länge für die Wellenmechanik auch noch im knietiefen Wasser "Tiefwasserwellen".
Die in einer Welle enthaltene **Energie** setzt sich zusammen aus der potentiellen und der kinetischen Energie der Wasserteilchen. Die potentielle Energie E_{pot} eines solchen ist gleich dem (skalaren) Produkt aus dessen Gewicht und der Verschiebung bezüglich eines angenommenen Ausganszustandes. Für das Koordinatensystem der Fig. 3.12. fromuliert heißt das:

$$dE_{pot} = \underbrace{\rho_w \boldsymbol{g}}_{\text{Schwerkraftsvektor}} \boldsymbol{r}\, dV \qquad \text{[N m] bzw. [J]} \quad (32.1)$$

dE_{pot} ... Potentielle Energie [N m]
ρ_w ... Dichte des Wassers [kg/m^3]
$\boldsymbol{g}$ ... Erdbeschleunigungsvektor (0,0,-g); g = 9,806 m/s^2
($\rho_w \boldsymbol{g}$ = spezifisches Gewicht des Wassers [N/ m^3]
dV ... Volumen des Wasserteilchens [m^3] = $dx\, dy\, dz$
$\boldsymbol{r}$ ... Verschiebungsvektor des Wasserteilchens [m,m,m]
= $(x - x_0, y - y_0, z - z_0)$
x, y, z ... Koordinaten des Wasserteilchens nach der Verschiebung
x_0, y_0, z_0 ... Koordinaten des Bezugs- oder Ausgangspunktes

In Komponenten geschrieben, lautet Gl. (32.1):

$$dE_{pot} = \rho_w (0, 0, -g) \cdot (x - x_0,\ y - y_0,\ z - z_0) \cdot dx\, dy\, dz$$

$$= -\rho_w g (z - z_0) \cdot dx\, dy\, dz \qquad (32.2)$$

Wählen wir den Seegrund als Bezugslinie so wird $z_0 = 0$ und

$$dE_{pot} = - \rho_w g z \cdot dx\, dy\, dz \tag{32.3}$$

Um die in einer Welle enthaltene Energie zu berechnen, muß die Energie aller Wasserteilchen des entsprechenden Wasservolumens aufsummiert (integriert) werden. Davon muß die potentielle Energie desselben Wasservolumens im Ruhezustand subtrahiert werden. Bei langkämmigen Wellen spielen sich alle Bewegungen in einerVertikalebene ab, die bei richtiger Wahl des Koordinatensystems mit der x-z-Ebene oder einer zu ihr parallelen zusammenfällt. In diesem Fall kann also die y-Koordinate vernachlässigt werden. Das zu betrachtende Wasservolumen besteht dann aus einem Streifen der Länge L in x-Richtung, einer willkürlich wählbaren Breite b in y-Richtung und der durch den Seegrund und die Wasseroberfläche definierten (variablen) Höhe. Die potentielle Energie der Welle kann dann wie folgt angeschrieben werden:

$$E_{pot} = - \rho_w g \int_0^L \int_0^b \int_0^{z_s} z\, dx\, dy\, dz - (- \rho_w g \int_0^L \int_0^b \int_0^d z\, dx\, dy\, dz) \tag{32.4}$$

Die Integrale über x und y können ohne weiteres aufgelöst werden, und es ergibt sich:

$$E_{pot} = - \rho_w/_2\, g\, b\, (\int_0^L z_s^2 dx - d^2 \cdot L) \tag{32.5}$$

Wird die Auslenkung des Wasserspiegels z_s gegenüber dem Ruhewasserspiegel mit $\zeta = z_s - d$ bezeichnet, so kann, unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der Ruhewasserspiegel gleich dem mittleren Wasserspiegel angenommen werden kann, die obige Gleichung noch weiter vereinfacht werden:

$$\int_0^L z_s^2 dx = \int_0^L (\zeta + d)^2 dx = \int_0^L \zeta^2 dx + 2d \cdot \underbrace{\int_0^L \zeta\, dx}_{= 0} + d^2 \cdot L \tag{32.6}$$

und

$$E_{pot} = - \rho_w/_2\, g\, b \int_0^L \zeta^2 dx \tag{32.7}$$

Die Energie pro Flächeneinheit des Seespiegels ergibt sich aus der Division des obigen Ausdrucks durch die Fläche $b \cdot L$:

$$E_{pot} = \frac{-\rho_w g}{2L} \int_0^L \zeta^2 dx \qquad [\text{N m/m}^2] \quad (32.8)$$

Der Term

$$1/L \int_0^L \zeta^2 dx$$

ist nichts anderes als die Varianz σ_ζ^2 der senkrechten Abweichungen der Wasseroberfläche von der Ruhelage. Die potentielle Energie ist also abgesehen vom Faktor $\rho_w \cdot g$ gleich der halben Varianz der ζ-Koordinate oder (was auf dasselbe herauskommt) der z_s-Koordinate des Wasserspiegels und damit der lokalen Wassertiefe. Das Minuszeichen bedeutet, daß diese Energie aufgewendet werden muß, um das prismatische Wasservolumen in die Form der Welle zu bringen, das gewellte Wasser enthält also um so viel mehr potentielle Energie als das ruhende. Da es im folgenden stets um den Energieinhalt der Welle geht, wird nur noch mit dem Betrag (also ohne das Minuszeichen) gerechnet.

Die kinetische Energie E_{kin} eines Wasserteilchens ist gleich

$$dE_{kin} = \rho_w/2 \; w^2 \, dV = \rho_w/2 \; w^2 \, dx \, dy \, dz \qquad [\text{N m}] \quad (32.9)$$

dE_{kin} ... Kinetische Energie eines Wasserteilchens [N m]
w ... Betrag der Geschwindigkeit des Wasserteilchens [m/s]
dV ... Volumen des Wasserteilchens [m^3]
$= dx \, dy \, dz$
ρ_w ... Dichte des Wassers [kg/m^3]

Die Berechnung der kinetischen Energie der ganzen Welle ist nicht so einfach wie für die potentielle Energie, da sie abhängig ist vom Zusammenhang der Oberflächenform und der Wasserteilchengeschwindigkeit mit den Wellenkenngrößen (Wellentheorie, vgl. Kapitel 3.2.3.) und damit von den je nach Verhältnissen zu treffenden, vereinfachenden Annahmen. Für den Fall flacher Wellen (d.h. die Wellenhöhe ist klein verglichen mit der Wellenlänge und der Wassertiefe), deren Oberflächenform angenähert einer Sinuslinie entspricht, kann gezeigt werden (s. z.B. PRESS und SCHRÖDER 1966), daß die kinetische Energie einer solchen Welle gleich der potentiellen ist. Die Gesamtenergie ist deshalb gleich der totalen Varianz der Wasserspiegelhöhe. Für eine Sinuslinie ist die Varianz σ_ζ^2 gleich dem halben Amplitudenquadrat $A^2/2$ und mithin gleich $H^2/8$, da die Wellenhöhe bei einer sinusförmigen Welle gleich der doppelten Amplitude ($2A$) ist.

Die Gesamtenergie einer derartigen Welle wird somit

$$E_{tot} = E_{pot} + E_{kin} = 2E_{pot} = \rho_w g \sigma^2$$

$$\underline{E_{tot} = 1/8\, \rho_w g H^2} \qquad [\text{N m/m}^2] \quad (32.10)$$

Obschon dieser Ausdruck streng nur für flache, sinusförmige Wellen gilt, ist er doch eine sehr brauchbare Näherung zur Abschätzung des Energieinhaltes von Wellen. Es ist ferner zu beachten, daß grundsätzlich jede Wellenform als Überlagerung entsprechender Sinuswellen dargestellt werden kann (s.u.). Für unsere weiteren Betrachtungen ist vor allem wichtig, daß die Energie einer Welle proportional zum Quadrat ihrer Höhe ist.

3.2.1.2. Beschreibung des Seeganges

Die bisherigen Überlegungen bezogen sich auf eine einzelne Welle oder einen Wellenzug aus lauter gleichartigen Wellen. Die Beobachtung eines Sees zeigt aber ein unregelmäßiges Bild langer und kurzer, hoher und niedriger Wellen. Um rechnen zu können, ist eine vereinfachende Beschreibung der Wellenganges notwendig, wofür gegenwärtig zwei Methoden im Vordergrund stehen, nämlich die Bestimmung von **kennzeichnenden Größen des Seeganges** (nach bestimmten Kriterien festgelegte Wellenkenngrößen) und die Erfassung des Wellenganges mit dem **Energiespektrum.**

1. Kennzeichnende Größen. Sie können durch die Auswertung von Pegelbeobachtungen (Fig. 3.13.) bestimmt oder durch mehr oder weniger empirische Formeln aus anderen Größen (Windgeschwindigkeit, Größe der Wasserfläche u.a.m.) abgeleitet werden (vgl. Kap. 3.2.2.). Im ersten Fall beziehen sie sich auf beobachtete Wellen, im zweiten auf den unter den angenommenen Verhältnissen zu erwartenden Seegang.
Da die Wasserspiegelbewegungen sehr unregelmäßig sind, entstehen bei der Auswertung von Pegelbeobachtungen Schwierigkeiten bei der Abgrenzung der einzelnen Wellen. Zwei Möglichkeiten, dieses Problem zu lösen, zeigt Figur 3.13.: Beim Wellenkammverfahren (crest to crest) wird jede Welle durch zwei aufeinanderfolgende Wellenkämme begrenzt, beim Nulldurchgangsverfahren (zero-crossing) wird eine Welle durch zwei aufeinanderfolgende, gleichsinnige Überquerungen des Pegelnullpunktes (= Ruhewasserspiegel) definiert. Beim Wellenkammverfahren kann die Wellenhöhe auch (abweichend

von Fig. 3.13.) als arithmetisches Mittel der senkrechten Abstände eines Wellentales zu den beiden benachbarten Wellenkämmen bestimmt werden.
Wird nach irgend einemVerfahren eine Pegelbeobachtung in n einzelne Wellen unterteilt und je deren Höhe H_i bestimmt, so können folgende Höhenparameter definiert werden:

- Mittlere Wellenhöhe H_m(arithmetisches Mittel aller Wellenhöhen):

$$H_m = \frac{\Sigma H_i}{n}$$

- Äquivalente Wellenhöhe $H_{äqu}$ (arithmetisches Mittel der Quadrate der Wellenhöhen: Daraus kann die Energie des Wellenzuges berechnet werden):

$$H_{äqu} = \sqrt{\left[\frac{\Sigma H_i^2}{n}\right]}$$

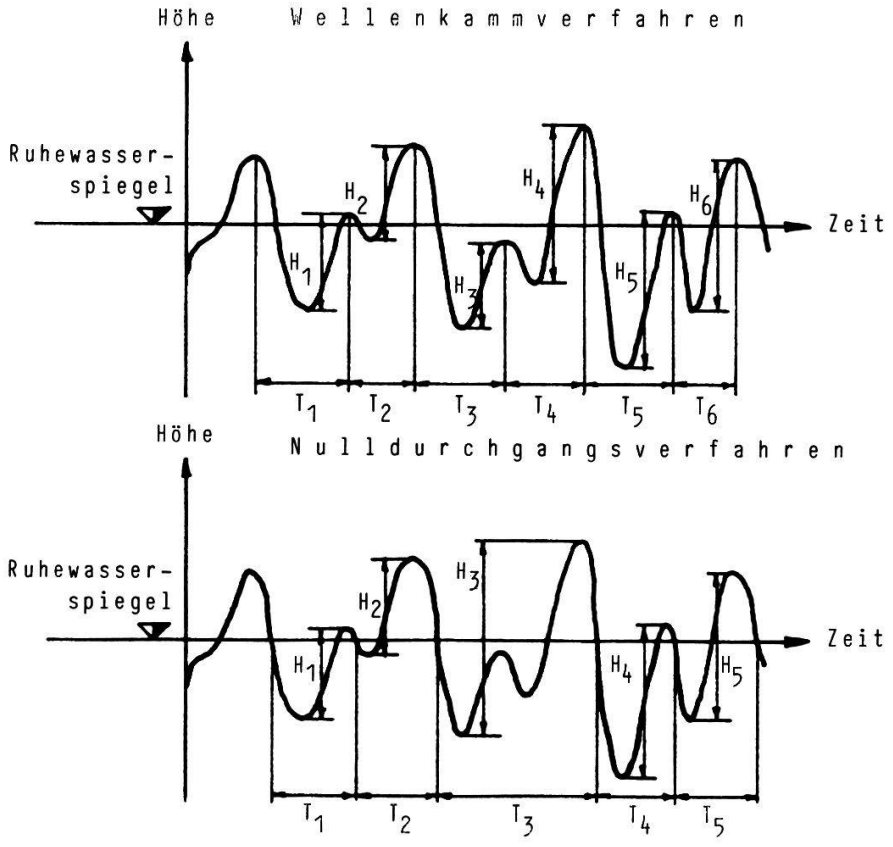


Fig. 3.13. Beispiel einer Pegelaufzeichnung eines Wellenzuges und Abgrenzung der einzelnen Wellen nach dem Wellenkammverfahren (oben) und dem Nulldurchgangsverfahren (unten) (aus SCHÜTTRUMPF 1973).

- Signifikante Wellenhöhe

  $H_{1/3}$ = arithmetisches Mittel der $n/3$ höchsten Wellen des beobachteten Wellenzuges.

- Maximale Wellenhöhe

  H_{max} = größte beobachtete Wellenhöhe oder maximal zu erwartende Wellenhöhe innerhalb eines bestimmten Zeitraums.

Analog können Wellenperioden definiert werden:

- Mittlere Wellenperiode T_m(arithmetisches Mittel aller Wellenperioden):

$$T_m = \frac{\Sigma T_i}{n}$$

- Signifikante Wellenperiode:

  $T_{H1/3}$ = arithmetisches Mittel der Perioden der $n/3$ höchsten Wellen des beobachteten Wellenzuges (nicht: der $n/3$ längsten Wellen)

  = zu $H_{1/3}$ gehörende Wellenperiode

- Maximale Wellenperiode

  T_{max} = längste beobachtete Wellenperiode oder maximal zu erwartende Wellenperiode innerhalb eines bestimmten Zeitraums (nicht zu verwechseln mit T_{Hmax}, der Periode derhöchsten Welle)

Von diesen Größen haben die signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ und die signifikante Wellenperiode $T_{H1/3}$ die größte Bedeutung, denn $H_{1/3}$ entspricht der von einem geübten Beobachter geschätzten Wellenhöhe, da die großen Wellen stärker ins Auge fallen. Außerdem transportieren die Wellen dieser Höhe den größten Teil der Energie eines Wellenzuges. Deshalb werden im folgenden $H_{1/3}$ und $T_{H1/3}$ als kennzeichnende Wellenhöhe und -periode im engeren Sinne bezeichnet.

2. Spektrale Darstellung. Diese geht von der Tatsache aus, daß sich jede stetige Zeit- oder Ortsfunktion (also insbesondere die Form einer gewellten Wasseroberfläche) als Überlagerung von sinusförmigen Komponenten darstellen läßt. Die Zusammenstellung der "Größe" dieser Komponenten (Amplitude) in Funktion der zugehörigen Frequenzen oder Perioden ist das Spektrum der Ausgangsfunktion. Die mathematische Operation zur Gewinnung

des Spektrums heißt Spektralanalyse, die sinusförmigen Komponenten werden als spektrale Komponenten bezeichnet.
Da in der Literatur über den Meerwasserbau die im Zusammenhang mit der Beschreibung des Seegangs verwendeten Begriffe und Zusammenhänge nur knapp und teilweise ungenau beschrieben sind, folgt hier eine etwas ausführlichere Darstellung.
Einen Einblick in das Wesen der Spektralanalyse liefert die Tatsache, daß das menschliche Ohr eine Art natürlicher Spektralanalysator ist: Die Teil- oder Obertöne, die man aus bestimmten Klängen heraushören kann, sind nichts anderes als die stärksten spektralen Komponenten dieser Klänge. Die Spektralanalyse wurde denn auch zuerst im Gebiet der Nachrichtentechnik entwickelt, im Zusammenhang mit der Umwandlung akustischer in elektromagnetische Signale. Aus diesem Gebiet stammen auch viele der verwendeten Begriffe.
Zwischen Schall- und Wasserwellen besteht eine weitgehende Analogie, außer daß sich die Schallwellen räumlich ausbreiten (Wasserwellen nur entlang der Oberfläche) und die Luftteilchen dabei in der Fortpflanzungsrichtung der Welle schwingen (Longitudinalwelle im Gegensatz zur Transversalwelle, wo die Teilchen quer zur Fortpflanzungsrichtung schwingen; bei den Wasserwellen kommen beide Schwingungsarten vermischt vor). Auch haben die (hörbaren) Schallwellen um mehrere Zehnerpotenzen kürzere Perioden, weshalb man meist mit deren Kehrwert, der Frequenz $f = 1/T$, rechnet. Die Hin- und Herbewegung $\xi(x,t)$ der Luftteilchen um ihre Ruhelage entspricht der Auf- und Abbewegung $\zeta(x,t)$ eines Punktes auf der Wasseroberfläche (nicht zu verwechseln mit der oben erwähnten Bewegung der eigentlichen Wasserteilchen).
Wenn bei einer Schwingung von deren "Form" gesprochen wird, so bezieht sich das immer auf die Kurve der Bewegung in Funktion der Zeit. – Eine sinusförmige Schwingung hat folgende Gleichung:

$$\xi(t) \text{ bzw. } \zeta(t) = a\cos(2\pi f t) + b\sin(2\pi f t) = A\cos[2\pi f(t-\tau)] \qquad (32.11)$$

mit

$$A = \sqrt{(a^2+b^2)} \quad \text{und} \quad \tau = \text{Arctan}(b/a) \qquad (32.12)$$

Die Schwingungsweite A ist die Amplitude und entspricht bei einer rein sinusförmigen Welle der halben Wellenhöhe H. τ ist die Phasenverschiebung.
Eine periodische Schwingung (Klang) setzt sich notwendigerweise aus Komponenten (Teiltönen) zusammen, deren Frequenzen ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz sind, denn sonst würde sich der Vorgang nach Ablauf der

Grundperiode nicht wiederholen und wäre somit nicht periodisch. Eine periodische Schwingung kann deshalb als Fourier-Reihe dargestellt werden:

$$\zeta(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{j=0}^{\infty} a_j \cos(2\pi j f_1 t) + \sum_{j=0}^{\infty} b_j \sin(2\pi j f_1 t)$$

$$= \frac{A_0}{2} + \sum_{j=0}^{\infty} A_j \cos[2\pi j f_1 (t - \tau_j)] \qquad (32.13)$$

Das (Amplituden-)Spektrum dieser Schwingung ist die Zusammenstellung der a_j und b_j oder der A_j und τ_j in Funktion der zugehörigen Frequenzen $j \cdot f_1$. Die Berechnung erfolgt mit den Gleichungen:

$$a_j = \frac{2}{T} \int_0^T \zeta(t) \cos(2\pi j f_1 t) dt \qquad (32.14)$$

$$b_j = \frac{2}{T} \int_0^T \zeta(t) \sin(2\pi j f_1 t) dt \qquad (32.15)$$

mit

$$T = \frac{1}{f_1} = \text{Periode der Grundschwingung}$$

Gesamtamplitude A_j und Phase τ_j ergeben sich nach (31.12). Fig. 3.2.1.4. illustriert den Sachverhalt anhand eines Beispiels mit drei Komponenten (Teiltönen).

Der Seegang ist nun allerdings kein periodischer Vorgang, denn die Bewegungen wiederholen sich wegen der fortlaufend wechselnden äußeren Bedingungen und der Vielzahl der Einflüsse nie. Die analoge akustische Erschienung ist das Geräusch oder Rauschen. Auch diese Form kann als Überlagerung von Sinusschwingungen gedeutet werden. Der Unterschied zur periodischen Schwingung besteht darin, daß hier Komponenten (Teiltöne) aller Frequenzen berücksichtigt werden müssen (also nicht nur die ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz). Allenfalls kann der Bereich der vorkommenden Frequenzen durch einen Maximal- und Minimalwert begrenzt sein, das sogenannte (Frequenz-)Band. Dies wird deutlich, wenn man den aperiodischen Vorgang als periodischen Vorgang mit unendlich langer Periode $T = \infty$ deutet. Beim Grenzübergang $T \to \infty$, bzw. $f_1 \to 0$ rücken die Frequenzen $j \cdot f_1$ der einzelnen Komponenten immer näher zueinander und die zugehörigen Amplituden streben gegen 0 (vgl. 32.14 und 32.15 sowie Fig. 3.14.). Anstelle der Amplitude tritt daher die spektrale Dichte S_A mit der Dimension

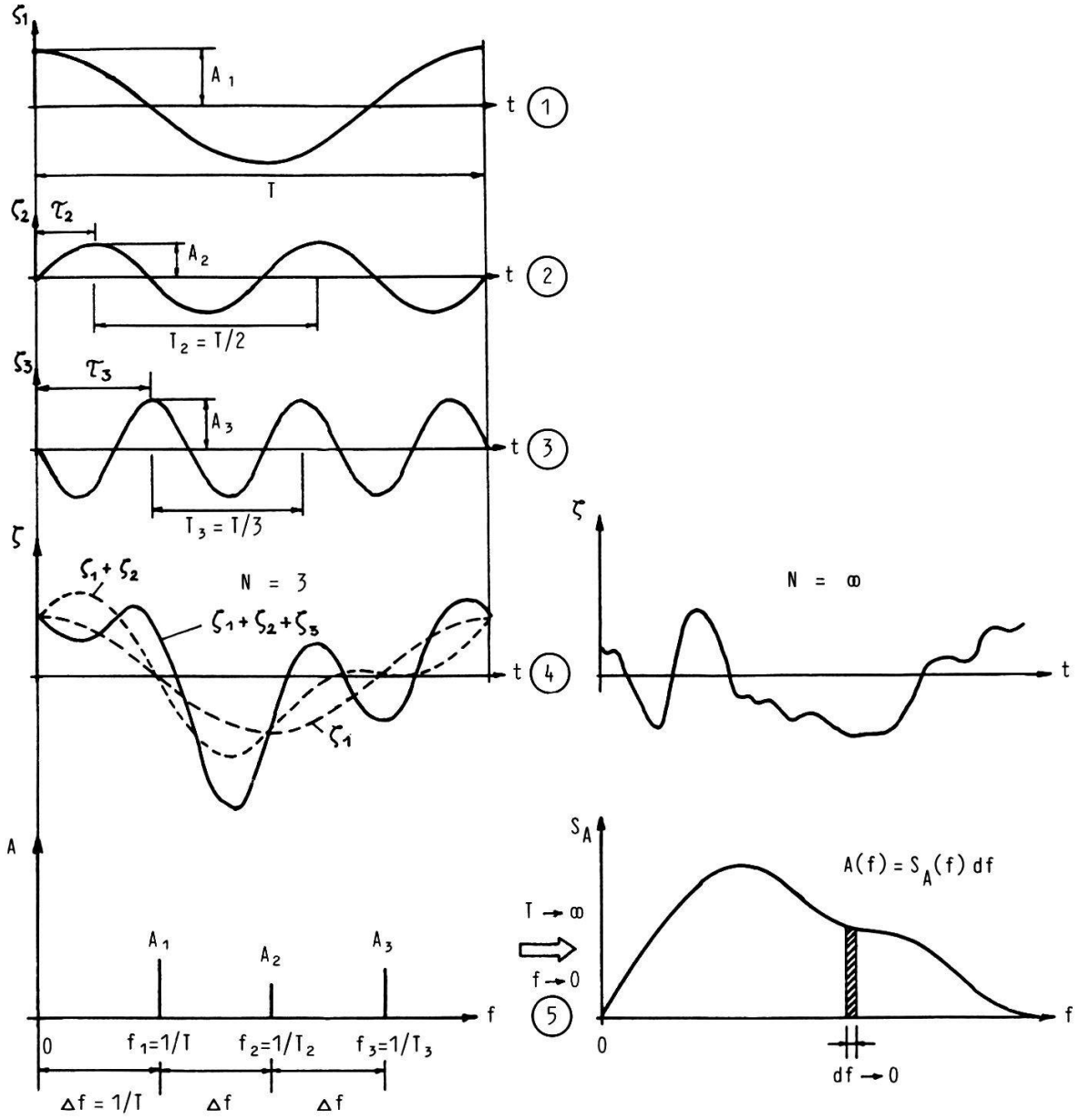


Fig. 3.14. Spektrum der periodischen und der unperiodischen Schwingung.
Links: Zusammensetzung einer periodischen Schwingung aus drei Teilschwingungen und spektrale Darstellung (ohne Berücksichtigung der Phasenverschiebung).
1 ÷ 3 Erste bis dritte Teilschwingung
4 Gesamtschwingung als Überlagerung der drei Teilschwingungen
5 Amplitudenspektrum
Rechts: Unperiodische Schwingung und spektrale Darstellung

[Amplitude·Frequenz^{-1}] bzw. [Amplitude·Periode^{-1}]. Sie entspricht der auf ein Frequenzinkrement *df* (gegen 0 strebender, kleiner Bereich) bezogenen Amplitude der betreffenden Teilschwingung:

$$S_A(f) = \lim_{f_1 \to 0} \frac{A_n(j \cdot f_1)}{df} \qquad (f = j \cdot f_1, j = 1 \cdots \infty) \tag{32.16}$$

Aus den diskreten Werten der Teilschwingungsamplituden im Falle einer periodischen Schwingung (Klang) wird die stetige Kurve der spektralen Dichte bei der unperiodischen Schwingung (Geräusch). Soll in diesem Fall die zu einer bestimmten Frequenz gehörige Amplitude angegeben werden, so muß dazu das Frequenzinkrement *df* willkürlich gewählt werden:

$$A(f) = S_A(f) \cdot df \tag{32.17}$$

Was hier über die Darstellung zeitlicher Bewegungsvorgänge (Schwingungen) gesagt wurde, gilt analog auch für räumliche Erscheinungen, wobei einfach die Zeit t durch die Raumkoordinate (z.B. x) ersetzt wird. Die geometrische Beschaffenheit des Wasserspiegels längs einer Axe zu einem bestimmten Zeitpunkt kann daher auf dieselbe Weise beschrieben werden, wie die Bewegung des Wasserspiegels im Laufe der Zeit an einem festen Ort (vgl. auch S. 152).

Die notwendigen Umformungen der Gleichungen (32.13 - 15) für den Grenzübergang $T \to \infty$ kann aus Platzgründen hier nicht dargestellt werden, verwiesen sei auf die Lehrbücher von MARKO (1982) und RAYNER (1971). Dort wird ferner gezeigt, wie durch die Rechnung auch mit negativen Frequenzen die Phasenverschiebung berücksichtigt werden kann, ebenso wird deutlich, daß die Rechnung mit komplexen Zahlen (Ausdrücke, in denen die imaginäre Einheit $i = \sqrt{-1}$ vorkommt) die Darstellung wesentlich vereinfacht. Dabei wird die Definition der trigonometrischen Funktionen durch die Euler'sche Formel

$$e^{i f t} = \cos(f t) + i \sin(f t) \tag{32.18}$$

bzw. ihre Umkehrungen

$$\cos(f t) = \frac{1}{2} (e^{i f t} + e^{-i f t}) \tag{32.19}$$

$$\sin(f t) = \frac{1}{2i} (e^{i f t} - e^{-i f t}) \tag{32.20}$$

verwendet (Analogie zu den hyperbolischen Funktionen cosh und sinh).

Die Bewegung der Wasseroberfläche bei Wellengang kann dann mit der

folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$\zeta(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_A(f) \cdot e^{i\,2\pi f t} df \quad , \tag{32.21}$$

das Spektrum des Seegangs wird berechnet mit

$$S_A(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta(t) \cdot e^{-i\,2\pi f t} dt \tag{32.22}$$

(Fourier-Transformation).

In der Praxis wird allerdings nie mit dem Amplitudenspektrum nach (32.22) gerechnet, sondern mit dem Energiespektrum. Sachlich ist dies gerechtfertigt, weil die im Zusammenhang mit dem Seegang interessierenden Probleme überwiegend Phänomene der Energieübertragung sind (z.B. Wellenentstehung, Wirkung der Wellen auf Bauwerke). Zudem wird dadurch die Rechnung erleichtert. Wie bereits in der Herleitung von (32.10) festgestellt wurde, ist bei flachen, sinusförmigen Wellen die Energie pro Flächeneinheit direkt proportional zur Varianz σ_ζ^2 der Wasserspiegelbewegung, der Proportionalitätsfaktor ist gleich dem spezifischen Gewicht $\rho_w \cdot g$ des Wassers. Da in der spektralen Darstellung der Seegang als Überlagerung von unendlich vielen, unendlich flachen Sinuswellen beschrieben wird, sind beide Voraussetzungen für die Gleichung (32.10) erfüllt. Deshalb wird in der Literatur oft die Varianz (also die durch $\rho_w \cdot g$ dividierte, physikalische Energie der Wellen) als "Energie" oder auch "spektrale Energie", mit der Dimension [m^2], bezeichnet. Zwar wurde in (32.8) zur Definition der Varianz die quadratische Abweichung ζ^2 des Wasserspiegels längs der x-Axe über eine Periode (= Wellenlänge L) gemittelt, doch es wurde bereits gesagt, daß Raum- und Zeitkoordinate bei sinusförmigen Wellen austauschbar sind. Da für den natürlichen Seegang die Periode T der Grundschwingung als unendlich lang angenommen werden muß, lautet die Definition der Varianz:

$$\sigma_\zeta^2 = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \zeta^2(t)\, dt \tag{32.23}$$

Die Varianz ist übrigens ein Spezialfall der (Auto-)Kovarianzfunktion

$$R_{\zeta\zeta}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \zeta(t)\, \zeta(t+\tau)\, dt \tag{32.24}$$

(τ = Phasenverschiebung), denn, wie aus (32.23) leicht ersichtlich, ist

$$\sigma_\zeta^2 = R_{\zeta\zeta}(0) \tag{32.25}$$

Unterwirft man die Kovarianzfunktion einer Fouriertransformation nach (32.22), d.h.

$$S_{\zeta\zeta}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\zeta\zeta}(\tau) \cdot e^{-i\,2\pi f\,\tau} d\tau \ , \tag{32.26}$$

so ist das Resultat das Spektrum der Varianz, denn umgekehrt gilt nach (32.21)

$$R_{\zeta\zeta}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\zeta\zeta}(f) \cdot e^{i\,2\pi f\,\tau} df \ , \tag{32.27}$$

und für $\tau = 0$

$$R_{\zeta\zeta}(0) = \sigma_\zeta^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\zeta\zeta}(f)\, df \ . \tag{32.28}$$

Mithin ist der Beitrag eines Frequenzinkrementes *df* zur Varianz für eine bestimmte Frequenz *f* gleich

$$\sigma_\zeta^{\,2}(f) = S_{\zeta\zeta}(f)\, df \tag{32.29}$$

(vgl. mit 32.17). Nach dem Faltungssatz der Fouriertransformation (näheres dazu s. z.B. in MARKO 1982 und RAYNER 1971) ist andererseits die Fourier-Transformation der Kovarianzfunktion gleich dem Quadrat des Betrags des Amplitudenspektrums, nämlich

$$S_{\zeta\zeta}(f) = S_A(f) \cdot S_A^*(f)\, df = |\, S_A(f)|^2\, df \tag{32.30}$$

Dabei ist $S_A^*(f)$ die zu $S_A(f)$ konjugiert komplexe Zahl, d.h. die beiden Werte unterscheiden sich nur im Vorzeichen des Imaginärteiles. Das Amplitudenspektrum ist in der Regel eine komplexe Größe; im Gegensatz dazu ist das Spektrum der Varianz immer reell. Dies kann folgendermaßen veranschaulicht werden: Durch das Spektrum werden die einzelnen Teilschwingungen in der Art der Gleichung (32.11) als Sinus- und Cosinusfunktion dargestellt, wobei der Realteil dem Cosinus- und der Imaginärteil dem Sinusglied entspricht. Wie aus der erwähnten Gleichung und (32.12) hervorgeht, entspricht dies der Charakterisierung dieser Teilschwingungen durch Amplitude und Phasenverschiebung. Bei der Varianz hingegen spielen die Phasenverschiebungen der einzelnen Teilschwingungen keine Rolle, sie wird nur durch deren Amplitude bestimmt. Die Amplitude ist gleich dem Betrag jener komplexen Zahl, welche die Teilschwingung charakterisiert. Es sei noch ein-

mal darauf hingewiesen, daß in diesem Zusammenhang unter "Amplitude" immer die mit dem Frequenzinkrement *df* multiplizierte spektrale Dichte zu verstehen ist. Gleichung (32.30) scheint im Widerspruch mit der Tatsache zu stehen, daß die Varianz einer sinusförmigen Schwingung gleich dem halben Quadrat ihrer Amplitude ist. Dies rührt daher, daß in (32.21) (Zusammensetzung der Schwingung aus den Teilschwingungen) sowohl über die positiven, wie auch über die negativen Frequenzen integriert wird. Die zu den betragsgleichen positiven bzw. negativen Frequenzen gehörigen spektralen Dichten sind jeweils zueinander konjugiert komplex. In unserem Beispiel des Energiespektrums, wo nur reelle Größen vorkommen, sind sie demnach sogar gleich. Damit können (32.21) und (32.28) umgeformt werden zu

$$\zeta(t) = 2 \int_0^{+\infty} S_A(f) \cdot e^{i\,2\pi f\,t} df \tag{32.31}$$

$$R_{\zeta\zeta}(0) = \sigma_\zeta^2 = 2 \int_0^{+\infty} S_{\zeta\zeta}(f)\, df \quad . \tag{32.32}$$

Mit

$$\mathcal{S}_A(f) = 2\, S_A(f), \quad \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f) = 2\, S_{\zeta\zeta}(f) \tag{32.33}$$

wird

$$\zeta(t) = \int_0^{+\infty} \mathcal{S}_A(f) \cdot e^{i\,2\pi f\,t} df \tag{32.34}$$

$$\sigma_\zeta^2 = \int_0^{+\infty} \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f)\, df \quad , \tag{32.35}$$

bzw.

$$R_{\zeta\zeta}(\tau) = \int_0^{+\infty} \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f) \cdot e^{i\,2\pi f\,\tau} df \quad . \tag{32.36}$$

Die Beziehung zwischen den beiden Spektren lautet dann nach (32.30):

$$\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f) = 2\, S_{\zeta\zeta}(f) = 2\, |\, \mathcal{S}_A(f)/2\, |^2 df = 1/2\, |\, \mathcal{S}_A(f)\, |^2\, df \tag{32.37}$$

In der Praxis wird meist mit den Ausdrücken nach (32.35) und (32.36) gerechnet (nur positive Frequenzen berücksichtigt = einseitiges Spektrum). Die Fläche unter der Kurve $\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f)$ ist dann nach (32.35) gleich der Varianz, mithin bis auf den Faktor $\rho_w \cdot g$ gleich der Gesamtenergie des Wellenganges.

In nicht ganz korrekter Weise wird in (vorwiegend älterer) Literatur manchmal auch mit einem aus Amplitudenmessungen abgeleiteten, sogenannten "Energiespektrum" gerechnet, wobei nicht die spektrale Dichte der Varianz, sondern des Amplitudenquadrates dargestellt wird. Die Werte sind nach den obigen Bemerkungen deshalb doppelt so groß:

$$S_\omega(f) = 2\,\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f) \tag{32.38}$$

Dieses Spektrum über den positiven Frequenzbereich integriert ergibt

$$E_\omega = \int_0^{+\infty} S_\omega(f)\,df = 2\int_0^{+\infty} \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f)\,df = 2\,\sigma_\zeta^2$$

$$= \frac{2\,E}{(\rho_w \cdot g)} \tag{32.39}$$

E_ω wird manchmal in der Literatur ebenfalls als "Energie" bezeichnet. Nach LONGUET-HIGGINS (1952) ist dieser Wert (abgesehen vom Faktor $\rho_w \cdot g$) gleich dem Energieinhalt einer Welle mit der signifikanten Wellenhöhe $H_{1/3}$:

$$E_\omega = 1/8\,H_{1/3}{}^2 \tag{32.40}$$

bzw.

$$H_{1/3} = \sqrt{(8\,E_\omega)} = 2{,}832 \cdot \sqrt{E_\omega} \tag{32.41}$$

Von den häufiger gebrauchten Seegangsspektren wird das sogenannte "Spektrum von Neumann" (NEUMANN 1953, PIERSON et al. 1955) meist noch in der obigen Form dargestellt; es gibt aber auch Autoren, die es bereits in ein Varianzspektrum nach (32.35) bzw. (32.36) umrechnen. Leider wird nicht immer darauf hingewiesen, welche Form des Spektrums gebraucht wird, was das Studium dieser Literatur erschwert.

3.2.1.3. Direkte Wirkung der Wellen auf den Halm

Die unmittelbare Wirkung der Wellen auf das Schilf ist grundsätzlich gleich wie jene des Windes: Die freie Bewegung der Wasserteilchen wird durch den Schilfhalm behindert. Dabei entsteht auf der Luv-Seite ein Überdruck, an der Lee-Seite durch die Wirbelbildung ein starker Druckabfall ("Sog"). Diese zwei Kräfte wirken gleichsinnig und können deshalb für unsere Zwecke zu einer einzigen zusammengefaßt werden, denn für die Zerstörung des Schilfes durch Wellenschlag ist nicht die unmittelbare Krafteinleitung an der Halmoberfläche maßgebend, sondern die durch die Gesamtbelastung bewirkte Bie-

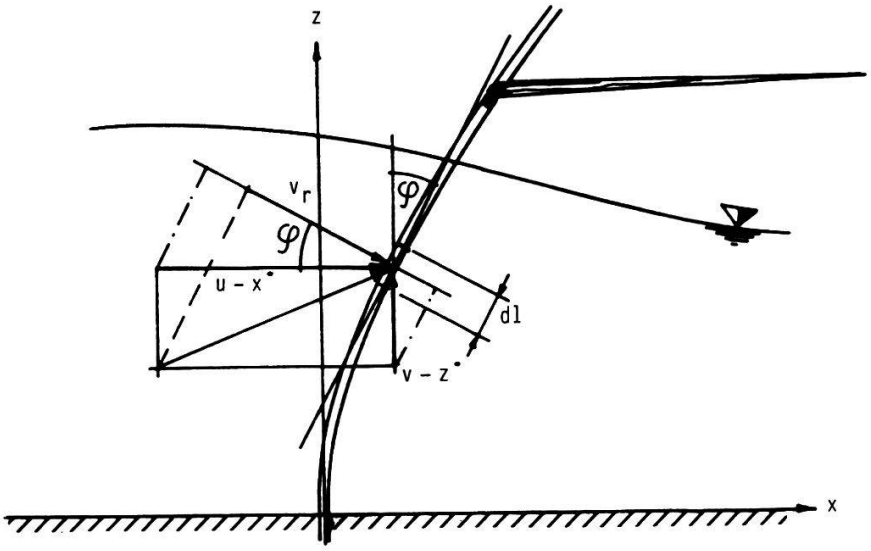


Fig. 3.15. Definitionsskizze zu den Gleichungen (32.42) und (32.43).

gung des Halmes. Es ist hier nicht die Rede von der meist viel stärkeren, indirekten Belastung durch das von den Wellen in Bewegung gesetzte Treibzeug, was in Kap. 3.3. behandelt wird.

Der Einfachheit halber nennen wir im folgenden die aus der Bewegung des Wassers entstehende Kraftwirkung auf den Halm "Wasserdruck", obwohl der Anteil des Unterdruckes auf der Leeseite eigentlich überwiegt. Die Berechnung des Wasserdruckes erfolgt mit dem gleichen Ansatz wie für den Winddruck (Gleichungen 31.1 bzw. 31.2). Folgende Anpassungen sind notwendig:

- Anstelle der Dichte ρ_l ist die Dichte ρ_w des Wassers zu setzen.
- Der Luftwiderstandsbeiwert c_l ist durch den Wasserwiderstandsbeiwert c_w zu ersetzen.
- Zusätzlich zur waagrechten Geschwindigkeit u der Wasserteilchen wird auch die senkrechte Komponente v berücksichtigt, da deren Anteil bei größerer Halmneigung wesentlich werden kann.
- Weil unter Wasser die Blätter des Schilfes abgestorben sind, kann die Reibung längs des Halmes vernachläßigt werden.

Die Berechnungsgleichung für den Wasserdruck sieht dann wie folgt aus (vgl. Fig. 3.15.):

$$q_w\,dl \;=\; c_w\,\rho_w/_2\,w_r\cdot|w_r|\,D\,dl \qquad \text{[N]} \quad (32.42)$$

q_w ... Wasserdruck auf den Halmes (pro Längeneinheit) [N/m]
dl ... Länge des betrachteten Halmelementes [m]
c_w ... Widerstandsbeiwert für den Wasserdruck auf den Halm [-]
ρ_w ... Dichte des Wassers = 1000 kg/m^3
w_r ... Relative Geschwindigkeit der Wasserteilchen $\perp$ Halm [m/s]
D ... Durchmesser des Halmes [m]

Die Relativgeschwindigkeit w_r der Wasserteilchen senkrecht zum Halm ist gleich der algebraischen Summe der auf die Halmnormale projizierten waagrechten und senkrechten Komponenten $(u - x^{\cdot})$ und $(v - z^{\cdot})$ der Teilchengeschwindigkeit. Dabei muß bei der gewählten Vorzeichenkonvention der Betrag der vertikalen Komponente negativ eingesetzt werden (vgl. Fig. 3.15.):

$$w_r = (u - x^{\cdot}) \cos\varphi - (v - z^{\cdot}) \sin\varphi \quad \text{[m/s]} \quad (32.43)$$

u ... Horizontale Geschwindigkeitskomponente des Wassers [m/s]
v ... Vertikale Geschwindigkeitskomponente des Wassers [m/s]
x ... Waagrechte Lagekoordinate des Halmes [m]
z ... Senkrechte Lagekoordinate des Halmes [m]
$x^{\cdot}$ ... Geschwindigkeit des Halmelementes in x-Richtung = dx/dt [m/s]
$z^{\cdot}$ ... Geschwindigkeit des Halmelementes in z-Richtung = dz/dt [m/s]
φ ... Neigungswinkel des Halmelementes [rad]

Der unter Wasser liegende Teil des Stengels wird also einer verteilten Belastung von

$$q_w = c_w \rho_w/2 \, [(u - x^{\cdot}) \cos\varphi - (v - z^{\cdot}) \sin\varphi] \cdot \cdot |(u - x^{\cdot}) \cos\varphi - (v - z^{\cdot}) \sin\varphi| \, D \quad \text{[N/m]} \quad (32.44)$$

unterworfen. Die Ausdrücke auf der rechten Seite dieser Gleichung werden wie folgt bestimmt:

- Die Lagekoordinaten x, z und φ sowie deren Ableitungen (Geschwindigkeiten des Halmelementes $x^{\cdot}$,$z^{\cdot}$, $\varphi^{\cdot}$) werden durch das mathematische Modell laufend berechnet.
- Die Dichte des ρ_w Wassers kann zu 1000 kg/m^3 eingesetzt werden.
- Die Berechnung der Wasserteilchengeschwindigkeit (u, v) aus den Wellenkenngrößen mit Hilfe der Wellentheorien ist Gegenstand des Kapitels 3.2.3., die Abschätzung der Wellenkenngrößen als Funktion der Seegeometrie und der Windgeschwindigkeit behandelt Kap. 3.2.2..
- Der Wasserwiderstandskoefizient c_w muß experimentell bestimmt werden (vgl. folgendes Kapitel).

3.2.1.4. Bestimmung des Wasserwiderstandskoeffizienten

Die Beanspruchung des Schilfhalmes durch die Wellen kann etwas vereinfacht als "Kraftwirkung von Wellen auf feste Kreiszylinder bzw. Pfähle" betrachtet werden. Dieses Problem wurde wegen der großen Bedeutung von Bauten im Küstenbereich der Ozeane (Bohrplattformen, Hafenanlagen) schon von verschiedenen Institutionen untersucht. Eine Übersicht einiger Ergebnisse bietet BURKHARDT (1967). Die Ergebnisse der verschiedenen Forscher differieren stark: die Werte der Widerstandskoeffizienten c_w nach Gleichung (32.42) liegen zwischen 0,36 und 2,04. Von den in diesen Forschungsarbeiten untersuchten Strukturen unterscheidet sich der Schilfhalm allerdings beträchtlich durch seine größere Flexibilität: Er macht die Bewegungen des Wassers zu einem hohen Grad mit. Aus naheliegenden Gründen sind derart bewegliche Strukturen für Bauwerke ungeeignet und wurden deshalb nicht untersucht.
Die große Streuungsbreite der c_w-Werte wird zum Teil damit erklärt, daß, wie beim Luftwiderstand, auch hier die Reynolds'sche Zahl Re eine Rolle spielt (s. Kap. 3.1.1., Gl. 31.3). Nimmt man als charakteristische Länge z.B. einen maximalen Halmdurchmesser D von 1,5 cm und eine Strömungsgeschwindigkeit u des Wassers von 2,5 m/s, so wird bei einer Zähigkeit ν_w des Wassers von 10^{-6} m^2/s die Reynolds'sche Zahl Re = 37'500. Aus Fig. 3.3. mit dem Widerstandsbeiwert eines Kreiszylinders in einer stationären Strömung geht hervor, daß dieser Wert noch weit unterhalb des kritischen Bereichs $Re \approx 5 \cdot 10^5$ liegt, wo der Widerstandsbeiwert stark abnimmt. Berücksichtigt man in der Aufstellung von BURKHARDT (1967) nur jene Autoren, welche eine periodische Wellentheorie verwenden und die Ergebnisse ausdrücklich für Reynolds'sche Zahlen $< 5 \cdot 10^5$ angeben, so bleiben von den ursprünglich 18 noch deren 9. Davon schlagen vier einen c_w-Wert von 1,2 vor, drei rechnen mit dem Wert für die stationäre Strömung (was nach Fig. 3.3. für Re = 500 bis $\approx 3 \cdot 10^5$ einem Wertebereich für c_w von 1,0 bis 1,2 entspricht). Die beiden übrigen Autoren geben 1,6 bzw. 2,04 an, wobei der letzte Wert als Summe von Mittelwert (1,626) und Standardabweichung (0,414) der Versuchsergebnisse erhalten wurde.
Um Aufschluß darüber zu erhalten, ob die oben angegebenen c_w-Werte auch für Schilfhalme einigermaßen zutreffen, machten wir in der Wellenrinne der Versuchsanstalt für Wasserbau an der ETH (VAW) einen Modellversuch mit Kunststoffstäben von 1 cm Durchmesser (Beschreibung der Versuchsanordnung in Kap. 3.3.4.). Diese Stäbe hatten eine Biegesteifigkeit von 15'690 N cm^2, was ziemlich genau einem Schilfhalm der gleichen Dicke ent-

spricht (vgl. Teil III, Tabellen zu Kap. 3.4). Die Wassertiefe d betrug 50 cm, die Wellenperiode T 0,9 s. Untersucht wurden Wellenhöhen H von 12 cm (11 - 13 cm) und 16 cm (15 - 17 cm). Die entsprechende Wellenlänge L war gleich 130 cm. Das Ausmaß der Bewegung der Stäbe wurde mit lange belichteten Photos (Belichtungszeit 1 s, d.h. etwas länger als eine Wellenperiode) festgehalten. Die gleiche Situation wurde mit dem mathematischen Modell für verschiedene c_w simuliert. Die berechneten Bewegungen der Stäbe wurden mit den Photographien verglichen. Bei der kleineren Wellenhöhe (12 cm) war die Bewegung so klein, daß nur der gesamte Ausschlag (also Vor- und Rückschwung zusammen) mit einiger Genauigkeit aus dem Bild gemessen werden konnte. Bei H = 16 cm war es möglich, auch den Vorschwung für sich allein zu bestimmen. Die gemessenen und gerechneten Bewegungen sind in Fig. 3.16. dargestellt.

Bei der totalen Bewegung zeigt sich eine qualitativ gute bis sehr gute Übereinstimmung im Verlauf der gerechneten und gemessenen Kurven; für die Wellenhöhe von 12 cm liegt die gemessene Linie zwischen jenen für c_w = 1,0 und 1,5 (entsprechend etwa einem Wert c_w von 1,2), bei 16 cm hohen Wellen folgt die gemessene Linie fast genau jener für c_w = 2,0 (entsprechend etwa c_w = 1,9). Wird nur der Vorschwung betrachtet, so liegt die gemessene Linie ebenfalls in der Nähe der Kurve für c_w = 2,0 (da die Bewegung des untersten Meßpunktes, 25 cm über Grund, für eine genaue Messung zu klein ist, wurde in der Figur nur der obere Teil der gemessenen Linie eingezeichnet).

Die Größenordnungen der auf diese Weise ermittelten c_w-Werte liegt also durchaus im Bereich der Literaturangaben für den festen Pfahl. Daß der größeren Wellenhöhe ein höherer c_w-Wert entspricht, läßt sich nicht ohne weiteres erklären. Vermutlich beschreibt die hier anzuwendende, lineare Wellentheorie (S. 124 - 130 und 154 - 157) die Bewegung der Wasserteilchen nur unzureichend: Höhe, Länge und Wassertiefe sowie der daraus resultierende Ursell-Parameter (vgl. S. 123, Gl. 32.85) U = 1,6 bzw. 2,2 verlangen zwar eindeutig die lineare Theorie (auch eine Nachrechnung mit der Theorie dritter Ordnung ergab kaum Unterschiede), doch die von der Wellenmaschine erzeugten Wellen weichen von der in den Theorien vorausgesetzten Form erheblich ab, da die Kraftübertragung vom Motor zur Schaufel (vgl. Fig. 3.45.) über eine Transmission erfolgte, welche besonders bei größeren Amplituden etwas Schlupf aufwies. Dadurch wurde die Bewegung unregelmäßig, was zu Wellen mit relativ höheren und steileren Wellenbergen und relativ flacheren und längeren Wellentälern führte. So war die Eneregie der Wellen zum größeren Teil im Wellenberg konzentriert. Die Beanspruchung der Stäbe erhielt

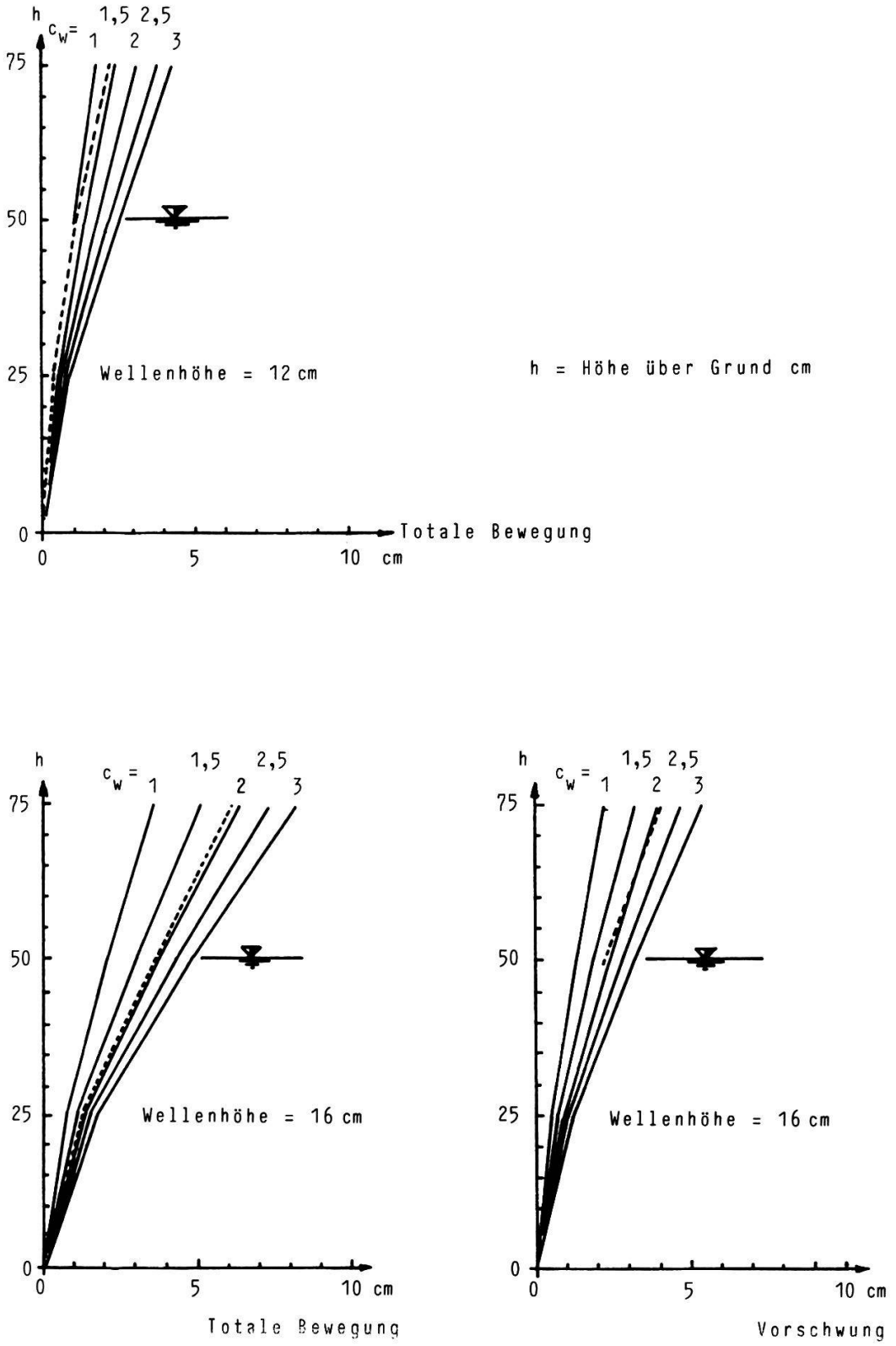


Fig. 3.16. Vergleich von gerechneten und gemessenen Ausschlägen eines Kunststoffhalmes von 1 cm Durchmesser unter dem Einfluß von Wellen mit einer Höhe von 12 cm (oben) bzw. 16 cm (unten). Totale Bewegung = Vorschwung + Rückschwung.
----- Gemessen ——— Gerechnet für verschiedene Widerstandskoeffizienten c_w.

damit einen mehr schlagartigen Charakter, was zu größeren Ausschlägen führt als eine zwar schwächere, jedoch während längerer Zeit wirkende Belastung (wie sie im Modell simuliert wird). Da der Schlupf bei den 16 cm-Wellen deutlich stärker war (dies waren die größten, die sich mit dieser Maschine überhaupt erzeugen ließen), können wir annehmen, daß der c_w-Wert bei dieser Wellenhöhe nur scheinbar so hoch ist.
Auch die Nachgiebigkeit der nicht ganz starren Halterung für die Stäbe ließ sich in der Rechnung nicht berücksichtigen, was sich ebenfalls bei der höheren Belastung stärker auswirkt.
Aus all diesen Gründen schien es gerechtfertigt, für Schilfhalme auch mit dem von vielen Autoren (vgl. BURKHARDT 1967) empfohlenen c_w-Wert stationär umströmter Zylinder zu rechnen. Da, wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, die Reynolds'schen Zahlen in der Größenordnung von 10^4 liegen, setzten wir den Wasserwiderstandsbeiwert

$$\underline{c_w = 1{,}2} \qquad (32.45)$$

in die Berechnungen mit dem mathematischen Modell.
Es bleibt noch darauf hinzuweisen, daß der c_w-Wert nur eine relativ geringe Bedeutung hat, denn die Hauptbeanspruchung des Schilfes entsteht nicht durch die unmittelbare Wellenwirkung, sondern durch das von den Wellen bewegte Treibzeug. Übrigens bewirkt eine Erhöhung des c_w-Wertes bei vorhandenem Treibzeug nicht unbedingt auch eine verstärkte Belastung: Je nach dem Verhältnis der Eigenfrequenz des Systems Halm-Treibzeug zur Wellenfrequenz wirkt ein höherer Widerstandsbeiwert als Dämpfer. Um den Einfluß des Widerstandsbeiwertes auf die Halmbeanspruchung abzuschätzen, berechneten wir mit dem mathematischen Modell einen praxisnahen Fall eines Schilfstandortes, der einer Windgeschwindigkeit von u_l = 7 m/s und einem Treibholz mit einer Masse von 6 kg pro laufenden Meter Uferlinie unterworfen ist. Es wurden verschiedene Wellenhöhen zwischen 10 und 30 cm und –perioden von 1,25 bis 3,3 s untersucht, wobei einmal mit c_w= 1,2 und einmal mit c_w= 1,7 gerechnet wurde. Die mittlere Beanspruchung, ausgedrückt als Standardabweichung des positiven Biegemomentes am Halmfuß, unterschied sich um maximal 7 %, für den Maximalwert des Biegemomentes am Halmfuß betrug die größte Differenz 8 %, wobei die größere Beanspruchung in diesem Fall aus dem kleineren c_w resultierte. Angesichts des verhältnismäßig geringen Einflusses des Wasserwiderstandskoeffizienten c_w auf die Gesamtbeanspruchung erschienen umfangreichere Experimente für eine exaktere c_w-Bestimmung nicht gerechtfertigt.

3.2.2. Ermittlung der Wellenkenngrößen

Zum Zwecke der Schiffahrt, zur Dimensionierung von Hafen- und anderen Küstenbauten wurden schon früh (seit über hundert Jahren) Verfahren gesucht, um die Größe der Wellen vorhersagen zu können. Da die Wellen durch den Wind entstehen, suchte man zuerst Beziehungen zwischen der Wellenhöhe H und der Windgeschwindigkeit u_l (wobei je nach Beobachter die beiden Ausdrücke auf verschiedene Weise definiert wurden). Einen ebenso bestimmenden Einfluß haben aber die Streichlänge F (engl.: fetch), die Breite und Form des Windfeldes (auch Streichfläche genannt) sowie die Winddauer t_w. Unter der Streichlänge versteht man die entgegen der Windrichtung gemessene Ausdehnung der Wasserfläche vom interessierenden Ort aus, die Streichfläche ist die vom Wind überstrichene Wasserfläche im Luv des betreffenden Ortes. Die Begrenzung ist meist durch die Küste gegeben, bei sehr großen Wasserflächen oder mehr lokalen Windereignissen auch durch die Gebiete mit geringer Windgeschwindigkeit. Bei beschränkter Breite des Windfeldes muß der Wert für die Streichlänge entsprechend abgemindert werden. Dies geschieht hier mit dem auch theoretisch begründeten Verfahren von LIANG (1973). Eine ähnliche Methode beschreiben BRUSCHIN und FALVEY (1975/76).

Eine ausführliche Übersicht über die bekannteren empirischen und halbempirischen Formeln gibt SCHÜTTRUMPF (1973). BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) beschreiben im Hinblick auf den Genfersee eine Methode, welche sowohl mit der signifikanten oder kennzeichnenden Wellenhöhe $H_{1/3}$, als auch mit dem Spektrum nach NEUMANN (1953) arbeitet. In neuerer Zeit wurden auch mathematische Seegangsmodelle zur detaillierten Erfassung der Energieübertragung zwischen Wind und Wellen entwickelt. Diese liefern für jeden Punkt eines gewählten Netzes ein nach Richtung differenziertes Energiespektrum des Wellenganges. Der Gebrauch solcher Modelle ist aber aufwendig, weil entsprechend der Feinheit des Netzes die Windverhältnisse über der ganzen Wasserfläche bekannt sein oder berechnet werden müssen. RESIO und VINCENT (1978) beschreiben die Anwendung zweier in den USA entwickelter mathematischer Seegangsmodelle auf den Lake Superior.

In den folgenden Kapiteln werden am Beispiel des Versuchsfeldes in Altenrhein am Bodensee-Obersee die Verfahren von BRETSCHNEIDER (1957) sowie von BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) vorgestellt.

3.2.2.1. Bestimmung der Streichlängen

Wie zu Beginn des Kapitels 3.2.1. bemerkt wurde, breiten sich die durch eine punktförmige Störung verursachten Wellen kreisförmig über die Wasserfläche aus. In einem bestimmten Punkt *A* (Fig. 3.17.) treffen deshalb nicht nur Wellen aus dem Gebiet entlang der Windrichtung (der Streichlänge), sondern auch aus den seitlichen Regionen ein. Durch Überlagerung all dieser Wellen entsteht schließlich der in *A* beobachtete Wellengang. Deshalb hat gerade bei den Binnenseen (die in diesem Zusammenhang "kleinflächig" sind) die Breite und Form der Streichfläche einen entscheidenden Einfluß auf die zu erwartenden Wellengrößen.

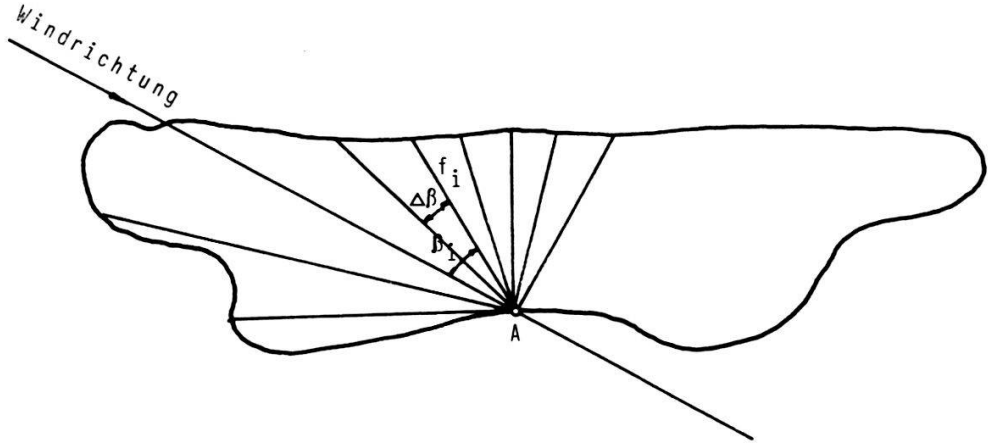


Fig. 3.17. Definitionsskizze zur Bestimmung der wirksamen Streichlänge für den Punkt *A*.
f_i = Länge des Richtungsvektors (freie Wasserfläche)
β_i = Winkel zwischen der Windrichtung und dem Richtungsvektor

Nach dem Modell von LIANG (1973) geschieht die Energieübertragung vom Wind auf die Wasserfläche punktweise unabhängig, das heißt, in jedem Punkt des Windfeldes entstehen Elementarwellen, die sich kreisförmig ausbreiten (vgl. S. 82f) und sich dabei gegenseitig überlagern. Die Rechtfertigung dieser Annahme sieht LIANG in der Tatsache, daß durch die ständigen örtlichen und zeitlichen Schwankungen der lokalen Windbewegung (Turbulenz) nur kurzkämmige und überall etwas verschiedene Wellen entstehen. Entsprechend versteht er unter einem "Punkt" eine Fläche deren Ausdehnung etwa einer Wellenlänge entspricht. Bezogen auf das ganze Windfeld kann eine solche Fläche ohne weiteres als Punkt betrachtet werden.
Die Ausbreitung der Elementarwellen geschieht bei wehendem Wind nicht

gleichmäßig entlang des ganzen Kreisumfanges, denn die Luftströmung bewirkt auf der Luvseite einen Druckanstieg (Δp_1, Δp_3; vgl. Fig. 3.18), auf der Leeseite dagegen einen Druckabfall ("Sog"; Δp_2, Δp_4), die sich beide zu einer Kraft in Richtung des wehenden Windes summieren. Daduch wird der mit dem Wind laufende Teil der Elementarwelle verstärkt, d.h. diesem wird ständig neue Energie zugeführt, während der gegen den Wind laufende Teil gebremst wird: diesem wird Energie entzogen. Damit wird die durch den Wind in die Elementarwelle eingebrachte Energie in einen bestimmten Bereich um die Windrichtung konzentriert. Die Form dieser Konzentration (Verteilung der Energie längs des Kreisumfangs) findet LIANG mit folgender Überlegung: Da die Energie durch den Luftdruck übertragen wird, nimmt er an, sie sei proportional zum Luftdruck verteilt. Der Druck auf eine schief angeblasene Fläche in Funktion des Winkels β ist mit den Bezeichnungen der Fig. 3.19. gleich

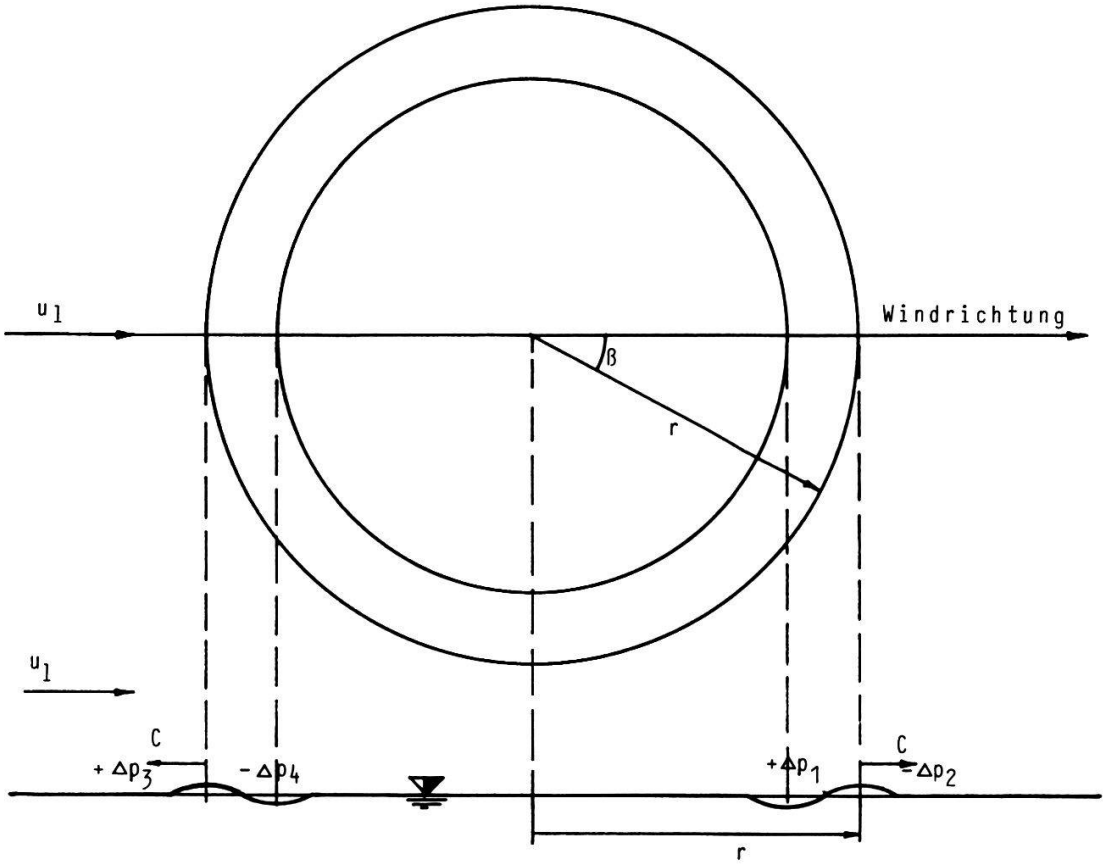


Fig. 3.18. Ausbreitung einer (gedachten) Elementarwelle bei wehendem Wind. Der von links nach rechts blasende Wind verursacht auf der linken Seite (Luv) eine Druckanstieg ($+\Delta p$), auf der rechten (Lee) einen Druckabfall ($-\Delta p$).
C = Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle
u_l = Windgeschwindigkeit

$$p(\beta) = \frac{p(0)\cos\beta}{\frac{1}{\cos\beta}} = p(0)\cos^2\beta \ . \qquad (32.46)$$

Entsprechend kann für die Energie

$$E(\beta) = E(0)\cos^2\beta \qquad -\pi/2 \le \beta \le +\pi/2 \qquad (32.47)$$

gesetzt werden, wobei unter E die innerhalb eines infinitesimalen Kreissegmentes $d\beta$ enthaltene Wellenenergie zu verstehen ist. Durch Modellversuche konnte LIANG diese Richtungsverteilung einigermaßen bestätigen. Die Entwicklung seines Ansatzes führte ihn dazu, anstelle der üblicherweise gebrauchten Streichlänge F eine Art Streichfläche FF mit der Dimension [Länge·rad] zu verwenden. Für eine konstante Windgeschwindigkeit über dem ganzen Windfeld läßt sich diese Streichfläche als

$$FF = \int_{+\pi/2}^{-\pi/2} f \cos^2\beta \, d\beta \qquad \text{[km·rad]} \quad (32.48)$$

anschreiben. Dabei ist f die Länge der freien Wasserfläche entlang der Richtung β (vgl. Fig. 3.17.). Auch für verschiedene Windgeschwindigkeiten u_l und –richtungen über einer Wasserfläche läßt sich nach LIANG die zugehörige wirksame Streichfläche berechnen. Dazu muß man eine Bezugsrichtung (z.B.

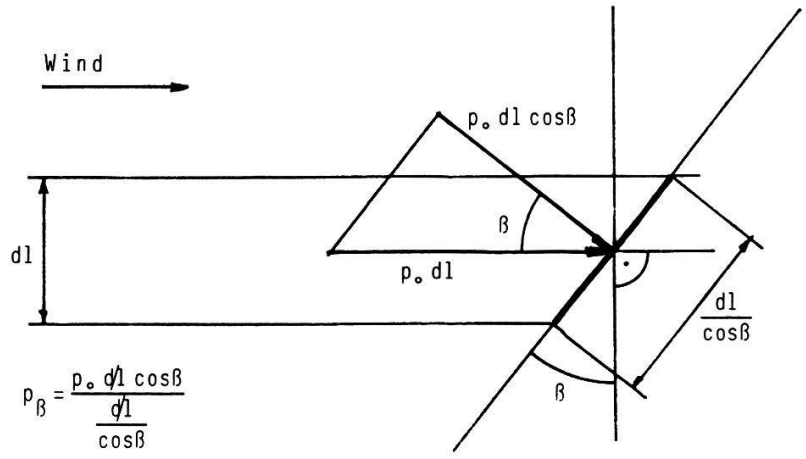


Fig. 3.19. Winddruck auf eine schief angeblasene Fläche.
p_0 = Staudruck des Windes
p_β = Winddruck auf die Fläche, die mit dem Winkel β auf der Senkrechten zur Windrichtung steht

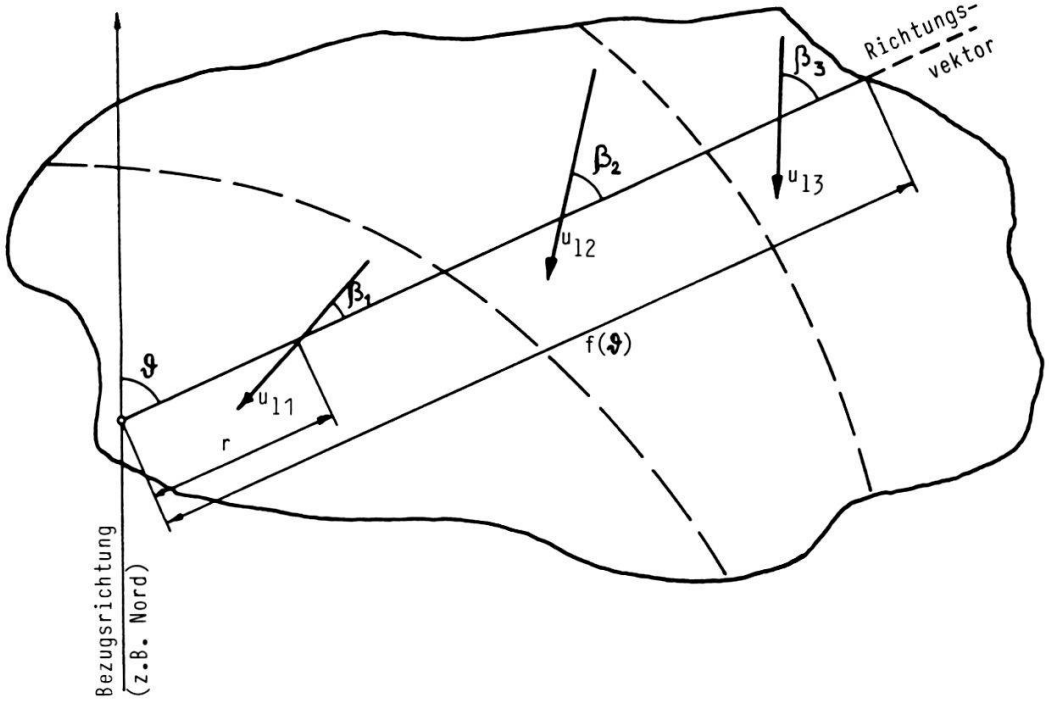


Fig. 3.20. Einteilung des Windfeldes in Zonen gleicher Windgeschwindigkeit und –richtung zur Berechnung der wirksamen Streichlänge nach Gl. (32.49).

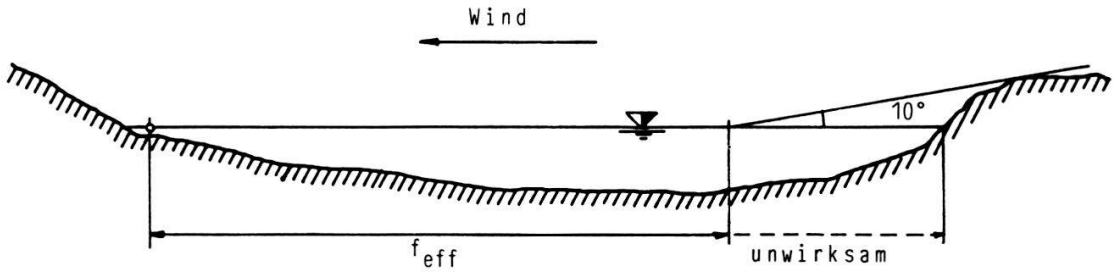


Fig. 3.21. Abminderung der Länge eines Richtungsvektors um den unwirksamen Teil bei Geländeneigungen von mehr als 10° am gegenüberliegenden Ufer.

die Nordrichtung) auswählen und den Winkel θ zwischen dieser Bezugsrichtung und dem Richtungsvektor einführen (Fig. 3.20.). Bezeichnet man die laufende Koordinate entlang des Richtungsvektors mit r, seine Länge mit $f(\theta)$, so wird

$$FF = \frac{1}{U} \int_{\theta} \int_{0}^{f(\theta)} u_l(r,\theta)\, R(\beta(r,\theta))\, dr\, d\theta \tag{32.49}$$

mit

$$U = \frac{\int_{\theta} \int_{0}^{f(\theta)} dr\, d\theta}{\int_{\theta} \int_{0}^{f(\theta)} u_l(r,\theta)\, dr\, d\theta} \tag{32.50}$$

$$R(\beta(r,\theta)) = \begin{cases} \cos^2\beta(r,\theta) & |\beta(r,\theta)| \le \pi/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{32.51}$$

Der Integrationsbereich für θ ist dabei so zu wählen, daß alle Teile des Windfeldes, für welche der Winkel β zwischen $-\pi/2$ und $+\pi/2$ liegt, berücksichtigt werden.
Bei steilen Ufern ist die Länge $f(\theta)$ der entsprechenden Richtungsvektoren nach einem Vorschlag von BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) gemäß der Fig. 3.21. abzumindern, da der Wind dem Terrain nur bei Neigungen von weniger als etwa 10° ohne Ablösung folgt.
Für die praktische Berechnung werden die Integrale durch entsprechende Summierungen ersetzt (vgl. das folgende Beispiel).

Beispiel: Windfeld Altenrhein (s. Fig. 3.22.)

Aufgabe: Es werde die Streichfläche FF für das Schilfgebiet in Altenrhein (bei der Mündung des Alten Rheines in den Bodensee) bestimmt, und zwar für Winde aus W, NW und N, mit konstanter Windgeschwindigkeit auf dem ganzen See.

Vorgehen: Wahl eines Punktes A vor dem Ufer, so daß die Wassertiefe ungefähr die Hälfte der zu erwartenden Wellenlänge beträgt (Tiefwassergrenze). Unter der (durch die Resultate zu überprüfenden) Annahme einer maximalen Wellenlänge von rund 20 m ist dafür eine Tiefe von rund 10 m ausreichend, d.h. ein Abstand von etwa 1 - 2 km vom Ufer.

Anschließend wird das Winkelinkrement $\Delta\beta$ für die Summierung (willkürlich) gewählt: $\Delta\beta = 5° = 0{,}0873$ [rad]. Nun können die Richtungsvektoren in die Karte gezeichnet und herausgemessen werden. Die Auswertung geschieht am besten in einer Tabelle (Tab. 3.2.).

Bemerkung: Für keine der gewählten Windrichtungen wird mit den angegebenen Richtungsvektoren der ganze Bereich $\beta = -\pi/2$ bis $+\pi/2$ abgedeckt, die Begrenzung wird hier durch den Verlauf des Ufers bestimmt.

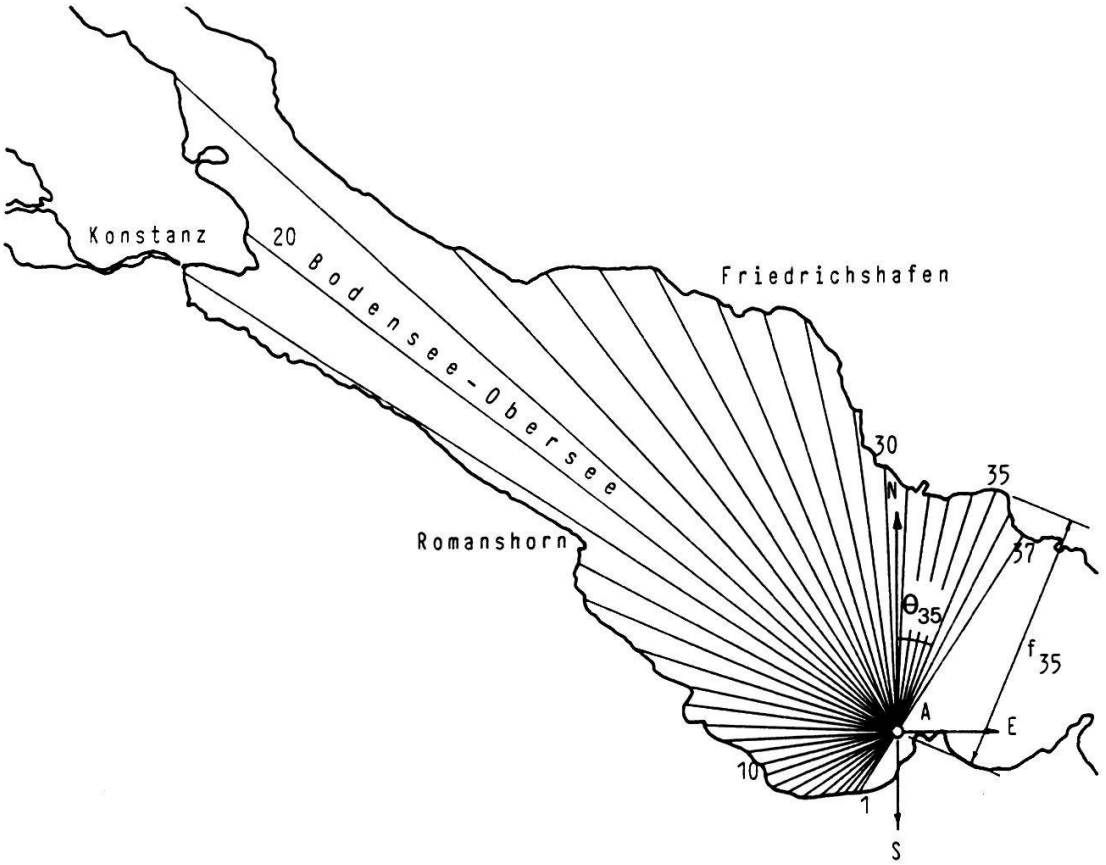


Fig. 3.22. Richtungsvektoren zur Berechnung der Streichlänge für das Versuchsfeld Altenrhein. Bezugsrichtung ist Nord, d.h. der Winkel θ_i ist gleich dem Azimut des Richtungsvektors i.

Tab. 3.2. Richtungsvektoren für das Windfeld vor dem Versuchsfeld in Altenrhein.

Nr.	Richtung θ[°]	f [km]	β[°] für Wind aus: W	NW	N
1	-147,5	2,8	57,5		
2	-142,5	3,1	52,5		
3	-137,5	3,4	47,5		
4	132,5	3,9	42,5	87,5	
5	-127,5	4,3	37,5	82,5	
6	-122,5	4,7	32,5	77,5	
7	-117,5	5,1	27,5	72,5	
8	-112,5	5,3	22,5	67,5	
9	-107,5	5,2	17,5	62,5	
10	-102,5	5,5	12,5	57,5	
11	-97,5	6,0	7,5	52,5	
12	-92,5	7,1	2,5	47,5	
13	-87,5	8,1	2,5	42,5	87,5
14	-82,5	7,9	7,5	37,5	82,5
15	-77,5	9,2	12,5	32,5	77,5
16	-72,5	10,7	17,5	27,5	72,5
17	-67,5	12,9	22,5	22,5	67,5
18	-62,5	13,9	27,5	17,5	62,5
19	-57,5	31,8	32,5	12,5	57,5
20	-52,5	35,4	37,5	7,5	52,5
21	-47,5	41,9	42,5	2,5	47,5
22	-42,5	23,9	47,5	2,5	42,5
23	-37,5	22,2	52,2	7,5	37,5
24	-32,5	21,4	57,5	12,5	32,5
25	-27,5	19,0	62,5	17,5	27,5
26	-22,5	17,4	67,5	22,5	22,5
27	-17,5	17,1	72,5	27,5	17,5
28	-12,5	15,7	77,5	32,5	12,5
29	-7,5	11,2	82,5	37,5	7,5
30	-2,5	10,4	87,5	42,5	2,5
31	+2,5	9,6		47,5	2,5
32	+7,5	9,5		52,5	7,5
33	+12,5	9,6		57,5	12,5
34	+17,5	10,0		62,5	17,5
35	+22,5	10,4		67,5	22,5
36	+27,5	9,6		72,5	27,5
37	+32,5	9,3		77,5	32,5
$\sum_{i=1}^{37} f_i \cos^2\beta_i$ =			201,55	315,08	231,92

Mit $\Delta\beta = 5° = 0{,}0873$ wird

$$FF = \sum_{i=1}^{37} f_i \cos^2\beta_i \, \Delta\beta = \quad 17{,}6 \quad 27{,}5 \quad 20{,}2 \quad \text{[km·rad]}$$

W-Wind NW-Wind N-Wind (32.52)

3.2.2.2. Berechnung der Kenngrößen

3.2.2.2.1. Im Tiefwasser

Aus eigenen und fremden Meßreihen entwickelte BRETSCHNEIDER in mehreren Ansätzen (vgl. SCHÜTTRUMPF 1973) Diagramme mit Beziehungen zwischen Wellenhöhe, Windgeschwindigkeit und Streichlänge. Auf den neuesten Stand gebracht und für den praktischen Gebrauch veröffentlicht wurden sie (u.a.) im Handbuch des U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER (1966). Für den Bereich

$$10 \leq \frac{g \cdot FF}{u_l^2} \leq 10^4 \qquad (32.53)$$

lassen sich die Funktionen von BRETSCHNEIDER (1957) durch folgende dimensionslose Gleichungen annähern:

$$\frac{g\,H_{1/3}}{u_l^2} = 0{,}0024\left(\frac{g\,FF}{u_l^2}\right)^{1/2} \qquad (32.54)$$

$$\frac{C}{u_l^2} = \frac{g\,T_{H1/3}}{2\pi\,u_l} = 0{,}092\left(\frac{g\,FF}{u_l^2}\right)^{1/2} \qquad (32.55)$$

mit
- g ... Erdbeschleunigung = 9,81 m/s²
- FF ... Steichlänge nach LIANG (1973) [m]
- u_l ... Windgschwindigkeit [m/s]
- $H_{1/3}$ ... Signifikante Wellenhöhe (s. S. 90) [m]
- $T_{H1/3}$ ... Signifikante Wellenperiode (s. S. 90) [s]
- C ... Fortpflanzungsgeschwindigkeit der signifikanten Welle im Tiefwasser [m/s]

Den in (32.53) gegebenen Gültigkeitsgrenzen entsprechen für Windgeschwindigkeiten von 3 m/s (≈ 11 km/h = Windstärke 2, "leichte Brise") bzw. 30 m/s (= 108 km/h = Windstärke 11, "orkanartiger Sturm") Streichlängen von

$$FF = (10 \div 10^4)\cdot\frac{u_l^2}{g} \qquad 32.56)$$

$$= 9{,}17 \div 9174 \text{ m} \qquad \underline{\text{rd. 10 m bis 10 km (} u_l = 3 \text{ m/s)}}$$

$$= 917 \div 917'430 \text{ m} \qquad \underline{\text{rd. 1 km bis 1000 km (} u_l = 30 \text{ m/s)}}$$

Mit diesen Größen werden die bei den schweizerischen Binnenseen anzutreffenden Verhältnisse in genügendem Maße abgedeckt; eigentliche Kleingewässer mit ihren speziellen Problemen sind nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Aus (32.55) leitete BRETSCHNEIDER (1952) einen Ausdruck her für jene Mindestwinddauer, die zur Ausbildung der nach (32.54) berechneten Wellen notwendig ist:

$$t_w = \int_0^{FF} \frac{dFF}{C_g} = 2 \int_0^{FF} \frac{dFF}{C} = \frac{4\pi}{g} \int_0^{FF} \frac{dFF}{T_{H1/3}} \quad \text{[s]} \quad (32.57)$$

C_g ... Gruppengeschwindigkeit der Wellen = Geschwindigkeit, mit der sich eine Gruppe nicht ganz gleichlanger Wellen fortpflanzt = $C/2$ bei flachen Tiefwasserwellen [m/s] (Zur Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit C der Wellen und ihrer Periode T s. Kap. 3.2.3.

t_w ... Mindestwinddauer zur Ausbildung der nach (32.54) berechneten Wellen [s]

Wird $T_{H1/3}$ mit dem aus (32.55) gewonnenen Ausdruck (32.61) in diese Gleichung eingesetzt, so wird

$$t_w = \frac{2}{0{,}092\,(g\,u_l^2)^{1/4}} \int_0^{FF} \frac{dFF}{FF^{1/4}} = \frac{8\,FF^{3/4}}{0{,}276\,(g\,u_l^2)^{1/4}} \quad \text{[s]} \quad (32.58)$$

oder, als Verhältnis auf FF bezogen

$$\frac{FF}{t_w} = 0{,}0345 \sqrt[4]{(g\,u_l^2\,FF)} \quad \text{[m/s]} \quad (32.59)$$

Mit der Auflösung der Gleichungen (32.54) und (32.55) nach $H_{1/3}$ bzw. $T_{H1/3}$ können die notwendigen Formeln zur Berechnung der benötigten Wellenkenngrößen aus Windgeschwindigkeit, Streichlänge und Winddauer zusammengestellt werden:

$$H_{1/3} = 0{,}0024 \sqrt{\left[\frac{u_l^2 FF}{g}\right]} \quad \text{[m]} \quad (32.60)$$

$$T_{H1/3} = 0{,}578 \sqrt[4]{\left[\frac{u_l^2 FF}{g}\right]} \quad \text{[s]} \quad (32.61)$$

$$\frac{FF}{t_w} = 0{,}0345 \sqrt[4]{(g\,u_l^2\,FF)} \quad \text{[m/s]} \quad (32.59)$$

Diese Gleichungen sind dimensionsrein und können deshalb mit jedem konsistenten Maßsystem gebraucht werden.

Für die Streichlänge *FF* kann der nach LIANG (1973) berechnete Wert unter Vernachlässigung der Winkeldimension eingesetzt werden, wenn bei dessen Berechnung die Winkel im Bogenmaß [rad] eingesetzt worden sind.
Die Windgeschwindigkeit u_l in den Bretschneider-Gleichungen bezieht sich auf eine Höhe von 10 m über dem Wasserspiegel, während bei neueren ozeanographischen Untersuchungen üblicherweise die Windgeschwindigkeit 19,5 m über der Wasseroberfläche gemessen wird.
Zur Umrechnung der Windgeschwindigkeiten auf eine andere Höhe benutzen BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) das Fließgesetz für eine turbulente Strömung entlang einer festen Wand. Der Strömungsvorgang ist "hydraulisch rauh", d.h. die laminare Unterschicht ist sehr dünn im Vergleich zu den Unebenheiten der Fläche (=Wellen). Dann gilt folgende Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Höhe (Näheres s. z.B. PRANDTL 1956 oder SCHLICHTING 1968):

$$u_z = 2{,}5\, u_* \ln(z/z_0) \quad \text{[m/s]} \quad (32.62)$$

u_z ... Windgeschwindigkeit in der Höhe z über dem Wasserspiegel [m/s]
u_* ... Schubspannungsgeschwindigkeit [m/s] = $\sqrt{(\tau_0/\rho_l)}$
τ_0 ... Schubspannung in der Grenzschicht [N/m^2] bzw. [kg/(m s^2)]
ρ_l ... Dichte der Luft [kg/m^3]
z ... Höhe über der Wasseroberfläche [m]
z_0 ... Integrationskonstante (=Bezugshöhe) [m]

Für die Integrationskonstante gibt CHARNOK (1955; zit. in BRUSCHIN und FALVEY 1975/76) folgenden Ausdruck:

$$z_0 = 0{,}011 \frac{u_*^2}{g} \quad \text{[m]} \quad (32.63$$

Gleichung (32.63) in (32.62) eingesetzt liefert

$$u_z = 2{,}5\, u_* \ln\left(\frac{z\, g}{0{,}011\, u_*^2}\right) \quad \text{[m/s]} \quad (32.64)$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ist proportional zu u_∞, d.h. zu der von der Grenzfläche unbeeinflußten Windgeschwindigkeit. Da u_∞ aus einer terrestrischen Messung nicht bekannt ist, muß u_* für die in der Höhe z gemessene Geschwindigkeit aus (32.64) bestimmt werden. Für z = 10 m erhält man dann

$$u_{10} = 2{,}5\, u_* \ln\left(\frac{10\ \text{m} \cdot g}{0{,}011\, u_*^2}\right) \quad \text{[m/s]} \quad (32.65)$$

Da (32.65) nicht explizite nach u_* aufgelöst werden kann, rechnet man die Werte am besten mit dem Nomogramm in der Figur 3.23. um, wo das Verhältnis u_z/u_{10} in Funktion der Höhe für verschiedene Windgeschwindigkeiten u_{10} herausgelesen werden kann. Auch so ist allerdings ein iteratives Vorgehen nötig, da u_{10} für die Wahl der richtigen Kurve in Fig. 3.2.2.7. zuerst geschätzt werden muß.
In der Literatur wird auch eine einfache Potenzfunktion für das Verhältnis u_z/u_{10} angegeben:

$$\frac{u_{10}}{u_z} = \left(\frac{z_{10}}{z}\right)^n \qquad (32.66)$$

z_{10} ... Referenzhöhe = 10 m

Für den Exponenten n finden sich in SCHÜTTRUMPF (1973) Angaben von n = 1/4 für $z \leq 15$ m und n = 1/5 für $z > 15$ m. Für Stationen auf dem Land empfehlen RESIO und VINCENT (1978) n = 1/7. Zum Vergleich sind auch diese Kurven in Fig. 3.2.2.7. eingezeichnet. In der letztgenannten Arbeit sowie in BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) werden Methoden zur Übertragung von Meßwerten terrestrischer Stationen auf die Verhältnisse über einem See beschrieben.

Zum praktischen Gebrauch lassen sich die Bestimmungsgleichungen (32.59) bis (32.61) der Wellenkenngrößen für das metrische System vereinfachen. Da sie dann nicht mehr dimensionsrein sind, müßen die Windgeschwindigkeit u_l in m/s bzw. km/h, die Streichlänge FF in km, die Mindestwinddauer t_w in h, die Wellenhöhe $H_{1/3}$ in m und die Wellenperiode $T_{H1/3}$ in s eingesetzt werden:

$$\begin{aligned} H_{1/3}\,[\mathrm{m}] &= 0{,}0242\,\sqrt{(}\,u_l\,[\mathrm{m/s}]^2\,FF[\mathrm{km}]) \\ &= 0{,}00673\,\sqrt{(}\,u_l\,[\mathrm{km/h}]^2\,FF[\mathrm{km}]) \end{aligned} \qquad (32.67)$$

$$\begin{aligned} T_{H1/3}[\mathrm{s}] &= 0{,}0586\,\sqrt[4]{(}\,u_l[\mathrm{m/s}]^2\,FF[\mathrm{km}]) \\ &= 0{,}309\,\sqrt[4]{(}\,u_l[\mathrm{km/h}]^2\,FF[\mathrm{km}]) = \; 3{,}77\sqrt[4]{H_{1/3}\,[\mathrm{m}]} \end{aligned} \qquad (32.68)$$

$$\frac{FF}{t_w}\,[\mathrm{km/h}] = 1{,}236\,\sqrt[4]{(}\,u_l[\mathrm{m/s}]^2\,FF[\mathrm{km}])$$

$$\frac{FF}{t_w}\,[\mathrm{km/h}] = 0{,}651\sqrt[4]{(}\,u_l[\mathrm{km/h}]^2\,FF[\mathrm{km}]) = 7{,}94\sqrt[4]{H_{1/3}\,[\mathrm{m}]} = 2{,}11\,T_{H1/3}[\mathrm{s}] \qquad (32.69)$$

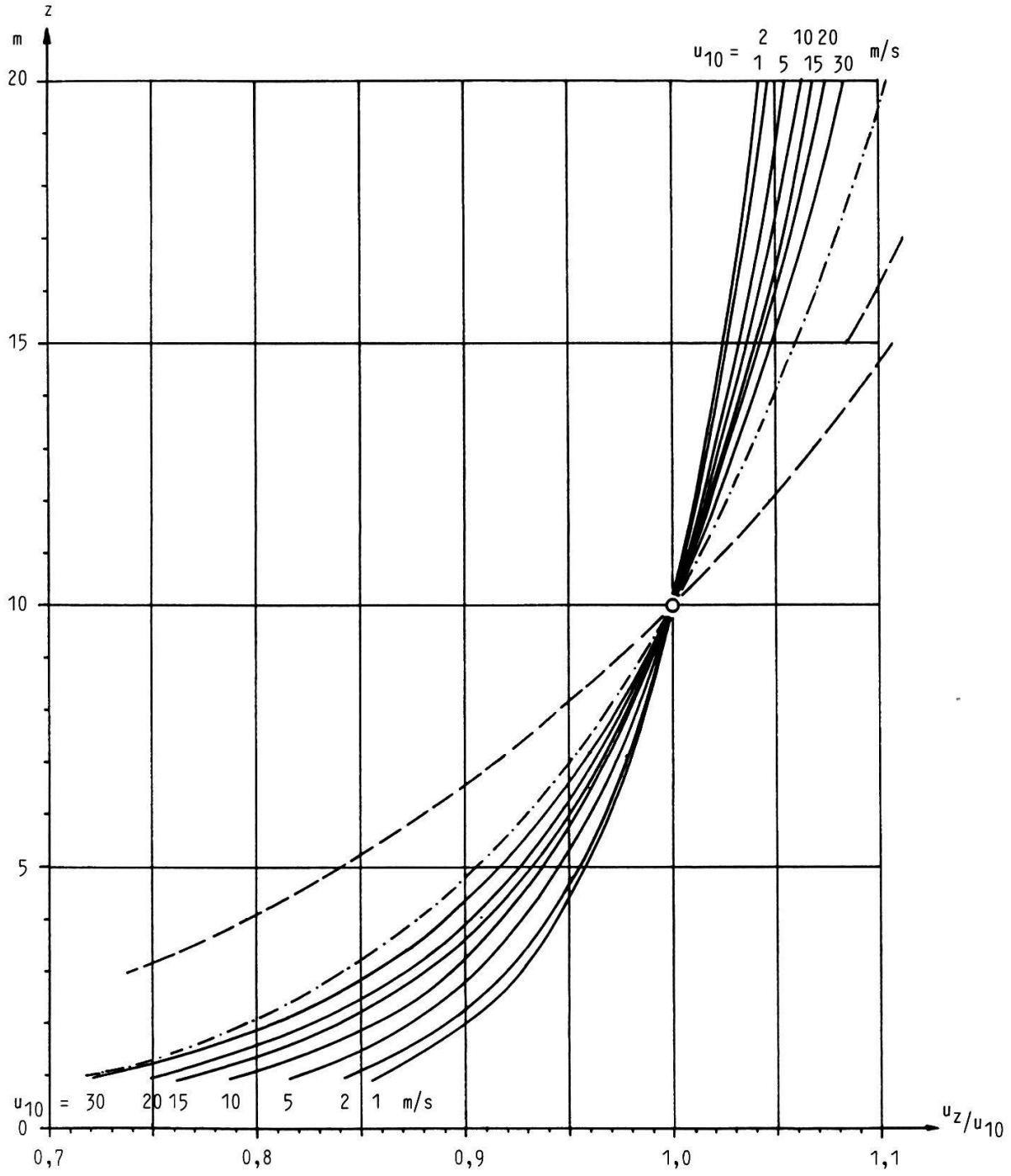


Fig. 3.23. Nomogramm zur Umrechnung von gemessenen Windgeschwindigkeiten auf eine andere Höhe über Grund: Relative Windgeschwindigkeitsprofile, bezogen auf u_{10} in der Höhe 10 m über Grund; Kurvenparameter = u_{10} (nach Gleichung 32.65).
Ebenfalls eingezeichnet sind Kurven des Potenzgesetzes (32.66) mit den im Text erwähnten Exponenten.
— — — — $n = 1/4$ ($z \leq 15$ m), bzw. $n = 1/5$ ($z > 15$ m)
— · — · — · $n = 1/7$

Da die Wellenhöhe sowohl durch die Streichlänge, als auch durch die Winddauer begrenzt sein kann, muß zuerst mit Hilfe von Gleichung (32.59) bzw. (32.69) das Verhältnis dieser beiden Größen für die gewählte Windgeschwindigkeit berechnet werden. Ist die gegebene Winddauer kleiner als der nach (32.69) berechnete Wert t_w, so muß die Streichlänge entsprechend reduziert werden. Dazu wird (32.59) bzw. (32.69) nach FF aufgelöst:

$$FF' = 0{,}0112 \sqrt[3]{(g\, u_l^2\, t_w^4)} \qquad (32.70)$$

bzw.

$$FF'[\mathrm{km}] = 1{,}327 \sqrt[3]{(u_l[\mathrm{m/s}]^2\, t_w[\mathrm{h}]^4)} = 0{,}565 \sqrt[3]{(u_l[\mathrm{km/h}]^2 t_w[\mathrm{h}]^4)} \qquad (32.71)$$

(Kontrolle: Die so errechnete Streichlänge muß kleiner als die nach Kap. 3.2.2.1. auf Grund der Topographie bestimmte sein.)

BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) schlagen für Windgeschwindigkeiten von 10 bis 40 m/s die folgenden Formeln zur Berechnung der Wellenkenngrößen vor:

$$\begin{aligned} H_{1/3}[\mathrm{m}] &= (3{,}1\cdot 10^{-4}\, u_l[\mathrm{m/s}]^2 + 0{,}016\, u_l[\mathrm{m/s}]) \sqrt{FF[\mathrm{km}]} \\ &= (2{,}4\cdot 10^{-5}\, u_l[\mathrm{km/h}]^2 + 0{,}0044\, u_l[\mathrm{km/h}]) \sqrt{FF[\mathrm{km}]} \end{aligned} \qquad (32.72)$$

$$\frac{t_w\, u_l}{FF} = 35 \left(\frac{g\, FF}{u_l^2}\right)^{-0{,}262} \qquad (32.73)$$

Die zur Erzeugung des obigen Wellenganges notwendige Mindestwinddauer kann aus (32.73) berechnet werden:

$$t_w = 35 \frac{g^{-0{,}262}\, FF^{0{,}738}}{u_l^{0{,}476}} \quad [\mathrm{s}] \qquad (32.74)$$

Für t_w in h, FF in km und u_l in m/s bzw. km/h wird

$$t_w[\mathrm{h}] = 0{,}875 \frac{FF[\mathrm{km}]^{0{,}738}}{u_l[\mathrm{m/s}]^{0{,}476}} = 1{,}61 \frac{FF[\mathrm{km}]^{0{,}738}}{u_l[\mathrm{km/h}]^{0{,}476}} \qquad (32.75)$$

Gleichung (32.73), die im Gegensatz zu (32.72) dimensionsrein ist, kann ebenfalls nach FF aufgelöst werden:

$$FF' = 0{,}00809\, t_w^{1{,}355} . u_l^{0{,}645} . g^{0{,}355} \quad , \quad [\mathrm{m}] \qquad (32.76)$$

für t_w in h, FF in km und u_l in m/s bzw. km/h:

$$FF'[\text{km}] = 1{,}198\, t_w[\text{h}]^{1{,}355} \cdot u_l[\text{m/s}]^{0{,}645} = 0{,}525\, t_w[\text{h}]^{1{,}355} \cdot u_l[\text{m/s}]^{0{,}645} \qquad (32.77)$$

Die Ausdrücke in diesen Gleichungen sind die gleichen wie in den Bretschneider-Formeln. Auch hier bezieht sich u_l auf die 10 m über dem Wasserspiegel gemessene Windgeschwindigkeit. Man beachte, daß BRUSCHIN und FALVEY keine Formel zur direkten Bestimmung von $T_{H1/3}$ geben, da diese Größe in ihrem Verfahren nicht gebraucht wird. Bevor der weitere Berechnungsgang dargestellt wird, folge zuerst die Anwendung der gezeigten Gleichungen auf das Beispiel des Versuchsgebietes Altenrhein.

Beispiel: Windfeld Altenrhein

Für den im vorigen Abschnitt gewählten Punkt vor dem Schilffeld in Altenrhein am Bodensee sollen die kennzeichnenden Wellengrößen $H_{1/3}$ und $T_{H1/3}$ (= signifikante Wellenhöhe und –periode) bestimmt werden, und zwar a) für Wind aus NW mit einer Geschwindigkeit von u_1 = 7,8 m/s (1 m über dem Wasserspiegel) während 1 1/2 h und b) für einen Sturmwind aus W mit u_{10} = 75 km/h (10 m über dem Wasserspiegel) von t_w = 2 h Dauer.

a) Für Wind aus NW beträgt nach (32.52) die wirksame topographische Streichlänge

$$\underline{FF} = \underline{27{,}5 \text{ km}} \quad \text{(s. S. 112).}$$

Da die Windgeschwindigkeit 1 m über der Wasserfläche gemessen wurde, muß u_{10} mit Hilfe der Fig. 3.23. berechnet werden:
Schätzung: $u_{10} \approx 10$ m/s

$$u_1/u_{10} = 0{,}795 \qquad u_{10} = \frac{7{,}8}{0{,}795} = 9{,}8 \text{ m/s} \approx 10 \text{ m/s}$$

Die Schätzung war also genügend genau, und es kann für die Windgeschwindigkeit der Wert

$$\underline{u_l} = \underline{9{,}8 \text{ m/s}}$$

eingesetzt werden.
Die Bretschneider-Gleichungen führen zu folgenden Resultaten:

(32.67): $H_{1/3} = 0{,}0242 \cdot \sqrt{(9{,}8^2 \cdot 27{,}5)} = 1{,}24$ m
(32.68): $T_{H1/3} = 3{,}77 \cdot \sqrt{1{,}24} = 4{,}20$ s
(32.69): $FF/t_w = 2{,}11 \cdot 4{,}20 = 8{,}87$ km/h
Daraus $t_w = 27{,}5/8{,}87 = 3{,}10 \text{ h} > 1\ 1/2 \text{ h}$

Die Wellenhöhe wird also durch die Winddauer und nicht durch die (topographische) Streichlänge begrenzt. Die einer Dauer von 1 1/2 h entsprechende, effektiv wirksame Streichlänge FF' wird nach (32.71) berechnet:

$$\underline{FF'} = 1{,}327 \cdot \sqrt[3]{(9{,}8^2 \cdot 1{,}5^4)} = \underline{10{,}4 \text{ km}}$$

Höhe und Periode der signifikanten Welle werden damit:

(32.67): $\underline{H_{1/3}} = 0{,}0242 \cdot \sqrt{(9{,}8^2 \cdot 10{,}4)} = \underline{0{,}77 \text{ m}}$

(32.68): $T_{H1/3} = 3{,}77 \cdot \sqrt{0{,}77} = \underline{3{,}30 \text{ s}}$

Die dazu gehörige (Tiefwasser-)Wellenlänge beträgt (vgl. folgenden Abschnitt, S. 128, Gl. 32.90):

$$L_{H1/3} = \frac{g\, T_{H1/3}^2}{2\pi} = \frac{9{,}81 \cdot 3{,}3^2}{2\pi} = \underline{17{,}0 \text{ m}}$$

Mit den Formeln von BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) erhalten wir:

(32.72): $H_{1/3} = (3{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 9{,}8^2 + 0{,}016 \cdot 9{,}8)\sqrt{27{,}5} = 0{,}98 \text{ m}$

(32.75) $t_w = 0{,}875 \dfrac{27{,}5^{0{,}738}}{9{,}8^{0{,}476}} = 3{,}40 \text{ h} > 1\ 1/2 \text{ h}$

Wie zu erwarten, ist auch beim Gebrauch der Gleichungen von BRUSCHIN und FALVEY der Seegang durch die Winddauer bestimmt, und es muß die effektiv wirksame Streichlänge *FF'* nach (32.77) ermittelt werden:

(32.77): $\underline{FF'} = 1{,}198 \cdot 1{,}5^{1{,}355} \cdot 9{,}8^{0{,}645} = \underline{9{,}1 \text{ km}}$

Die Höhe $H_{1/3}$ der signifikanten Welle wird somit

(32.72): $\underline{H_{1/3}} = (3{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot 9{,}8^2 + 0{,}016 \cdot 9{,}8) \cdot \sqrt{9{,}1} = \underline{0{,}56 \text{ m}}$

b) Für Wind aus W beträgt nach (32.52) die wirksame topographische Streichlänge

$\underline{FF} = \underline{17{,}6 \text{ km}}$ (s. S. 112).

Die Bretschneider-Gleichungen führen zu folgenden Resultaten ($u_l = u_{10} = 75$ km/h, $t_w = 2$ h):

(32.67): $\underline{H_{1/3}} = 0{,}00673 \cdot \sqrt{(75^2 \cdot 17{,}6)} = \underline{2{,}12 \text{ m}}$

(32.68): $\underline{T_{H1/3}} = 3{,}77 \cdot \sqrt{2{,}12} = \underline{5{,}5 \text{ s}}$

(32.69): $FF/t_w = 2{,}11 \cdot 5{,}5 = 11{,}6 \text{ km/h}$

Daraus $t_w = 17{,}6/11{,}6 = \underline{1{,}5 \text{ h}} < 2 \text{ h}$

In diesem Fall sind die Kenngrößen durch die Streichlänge und nicht durch die Winddauer begrenzt, es kann also mit den obigen Werten gerechnet werden.
Die dazu gehörige (Tiefwasser-)Wellenlänge beträgt (vgl. folgendes Kapitel, S.124f):

$$L_{H1/3} = \frac{g\, T_{H1/3}^2}{2\pi} = \frac{9{,}81 \cdot 5{,}5^2}{2\pi} = \underline{47{,}2 \text{ m}}$$

Die Formeln von BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) liefern:

(32.72): $\underline{H_{1/3}} = (2{,}4 \cdot 10^{-5} \cdot 75^2 + 0{,}0044 \cdot 75)\sqrt{17{,}6} = \underline{1{,}95 \text{ m}}$

(32.75) $t_w = 1{,}61 \cdot \dfrac{17{,}6^{0{,}738}}{75^{0{,}476}} = \underline{1{,}7 \text{ h}} < 2 \text{ h}$

Auch hier ist die Streichlänge die maßgebliche Begrenzung, die obigen Werte können unmittelbar verwendet werden.
Nach BRUSCHIN und FALVEY (1975/76) sind die zu erwartenden Tiefwasserwellen um rund 20 cm weniger hoch als nach den Bretschneider-Gleichungen, was im ersten Beispiel einer Abweichung über 30% entspricht. In dieser Abweichung spiegeln sich die Ungenauigkeiten wie sie bei halbempirischen Formeln immer zu erwarten sind. Schließlich ist zu bedenken, daß diese Formeln nach Messungen auf dem Meer entstanden sind, wo alle Abmessungen wesentlich größer sind, wir befinden uns deshalb hier am unteren Rand des Gültigkeitsbereiches, besonders im Beispiel a), wo die effektiv wirksame Streichlänge nur 9,1 km beträgt.

3.2.2.2.2. Im Übergangsbereich und Flachwasser

Läuft eine Welle aus tiefem Wasser in einen flacheren Bereich, so verändert sich ihre Form (Länge, Höhe), dagegen bleibt ihre Periode von der Wassertiefe unbeeinflußt. Als Folge davon ändert sich auch die Richtung der Wellenkämme (Beugung = Refraktion): sie verlaufen mit abnehmender Wassertiefe mehr und mehr parallel zur Uferlinie (genauer gesagt: zu den Höhenkurven der Uferbank). Ferner wird ab einer gewissen Steilheit des Ufers ein Teil der Wellenenergie in Form einer vom Ufer weglaufenden Welle reflektiert (Reflexion), was bei rechtwinklig auf das Ufer laufendenen Wellen zur Bildung von sogenannten stehenden Wellen (Bildung von Schwingungsknoten mit sehr kleiner und von –bäuchen mit sehr großer Auf- und Abbewegung des Wasserspiegels) führen kann. Da das Huygens-Fresnel'sche Prinzip der Wellenausbreitung auch für Wasserwellen gilt, gehorchen Refraktion und Reflexion den daraus abgeleiteten, aus der Optik bekannten Gesetzen. Dabei entspricht die von der Wassertiefe d abhängige Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit C dem optischen Brechungsindex eines Mediums.
Im folgenden werden zuerst die Verhältnisse bei einer senkrecht auf das Ufer zu laufenden Welle beschrieben, danach folgen einige Bemerkungen zu Refraktion und Reflexion.

1. Veränderung der Wellenkenngrößen beim Einlaufen in Flachwasser. Die Abhängigkeit der Wellenkenngrößen von der Wassertiefe ist eng verknüpft mit der durch die Welle verursachten Bewegung der Wasserteilchen (die in Kapitel 3.2.3. behandelt wird). Seit dem letzten Jahrhundert werden Wellen theoretisch untersucht. Allen daraus resultierenden Theorien ist gemeinsam, daß idealisierende Annahmen zu Grunde gelegt werden müssen: Die einzelnen Wellen eines Wellenzuges sind periodisch (d.h. an einem bestimmten Ort verändern sie ihren Charakter während eines bestimmten Zeitabschnittes nicht) und langkämmig. Aus der zweiten Annahme folgt, daß sich alle Bewegungen der Wasserteilchen nur innerhalb der durch die Fortpflanzungsrichtung der Wellen und durch das Lot definierten (x,z)-Ebene abspielen.
Die verschiedenen Theorien unterscheiden sich in den weiteren notwendigen Annahmen und dem Grad der Approximation (Ordnung) bei der Reihenentwicklung der zu lösenden Gleichungen. Sie werden meist nach der resultierenden Form der Wasseroberfläche oder nach ihrem Autor benannt. Die bekanntesten und am häufigsten gebrauchten sind:

- Sinusoidale Theorie erster Ordnung nach Airy-Laplace, auch lineare Theorie genannt.
- Sinusoidale Theorie höherer Ordnung nach Stokes-Struik (vgl. STRUIK 1926), vor allem gebraucht werden die Approximationen zweiter und dritter Ordnung (Stokes II und III).
- Cnoidale Theorie nach Korteveg und de Vries oder nach Keulegan und Patterson.
  Diese Theorie hat ihren Namen von der Jakobi'schen elliptischen Funktion $cn(\alpha,k^2)$. α ist das Argument k^2 der Modulus. Diese Funktion ist wie folgt definiert: Gilt für das Argument α:

$$\alpha = \int_0^{\varphi} \frac{d\Theta}{\sqrt{(1 - k^2 \sin^2\Theta)}} \tag{32.78}$$

  dann ist

$$cn(\alpha, k^2) = \cos\varphi \tag{32.79}$$

  Außer dieser, die Wasseroberfläche beschreibenden Funktion kommen in der cnoidalen Theorie auch noch die Funktionen

$$sn(\alpha, k^2) = \sin\varphi \tag{32.80}$$

  und

$$dn(\alpha, k^2) = \sqrt{(1 - k^2 \sin^2\varphi)} \tag{32.79}$$

  vor.
  Auch hier existieren Approximationen höherer Ordnung.
- Einzelwellentheorie nach McCowan oder Boussinesq. Die Einzelwellentheorie ist der Grenzfall der cnoidalen Theorie für Wellen mit unendlich großer Periode und Länge. Im sehr flachen Bereich kann sie als gute Näherung auch für Wellen mit endlicher Periode gebraucht werden, besonders für solche im letzten Stadium unmittelbar vor dem Brechen.

DIETZE (1964) umschreibt die Gültigkeitsbereiche der von ihm aufgeführten Theorien folgendermaßen:

- Wellen mit "kleiner" (streng genommen: mit unendlich kleiner) Amplitude werden durch die lineare Theorie nach Airy zutreffend beschrieben. Sie kann als gute Näherung auch für Wellen mit "endlicher Amplitude" (finite amplitude waves) gebraucht werden, wenn die Wellenhöhe verglichen mit Wassertiefe und Wellenlänge klein ist.
- Für Wellen mit endlicher Amplitude im Tiefwasser- und Übergangsbereich gilt die Theorie dritter Ordnung nach Stokes-Struik (Stokes III).
- Auf Wellen mit endlicher Amplitude im Flachwasser kann die Einzelwellentheorie nach McCowan angewandt werden.
- Zur Abgrenzung von Tiefwasser- Übergangs- und Flachwasserbereich ist das Verhältnis von Wassertiefe d zur (lokalen) Wellenlänge L maßgebend (s. S. 84):

Tiefwasser: $d/L > 0{,}5$ (32.82)

Übergangsbereich: $0{,}04 \leq d/L \leq 0{,}5$ (32.83)

Flachwasserbereich: $d/L < 0{,}04$. (32.84)

Wird die Wassertiefe auf die nur von der Periode abhängige Tiefwasserwellenlänge L_0 bezogen, so liegen die beiden Grenzen bei 0,5 bzw. 0,01.

Damit umgeht DIETZE die Anwendung der cnoidalen Theorie, die wegen ihrer mathematisch anspruchsvollen Form (elliptische Integrale und Funktionen) in der Praxis nicht einfach zu handhaben ist. Der Gültigkeitsbereich der cnoidalen Theorie liegt auf der flachen Seite des Übergangsbereichs, d.h. sie vermittelt den Übergang von der Stokes'schen Theorie dritter Ordnung zur Einzelwellentheorie.

Mit Hilfe des dimensionslosen Ursell-Stokes'schen Parameters U, definiert als

$$U = \frac{H L^2}{d^3} \quad , \qquad [-] \quad (32.85)$$

schlagen SKOVGAARD et al. (1974) und HUBER (1976) folgende Abgrenzungen im Übergangs- und Flachwasserbereich vor:

Theorie erster Ordnung (Airy):	$U \leq 15$			(32.86)
Theorie dritter Ordnung (Stokes III)	$U > 15$	und	$d/L_0 \geq 0{,}1$	(32.87)
		d.h.	$d/L > \approx 0{,}14$	
Cnoidale Theorie	$U > 15$	und	$d/L_0 < 0{,}1$	(32.88)

Mehr oder weniger ausführliche Darstellungen der obigen Theorien finden sich in den eingangs dieses Kapitels (S. 81) angegebenen Lehrbüchern. Die vollständigste Übersicht vermittelt WIEGEL (1964) für die sinusoidalen Theorien erster bis dritter Ordnung, die cnoidale Theorie und die Einzelwellentheorie. Die Anwendung wird durch zahlreiche Nomogramme erleichtert. Auf knappstem Raum übersichtlich zusammengestellt sind die notwendigen Formeln für die lineare Theorie, für STOKES III und für die Einzelwellentheorie nach McCowan in DIETZE (1964). In breiterem Rahmen und mit Herleitungen behandeln PRESS und SCHRÖDER (1966) dieselben Theorien. Übersichtliche Tabellen zur Bestimmung der wesentlichen Größen nach der linearen und der cnoidalen Theorie samt kurzer, rezeptartiger Anleitung und Zusammenstellung der wichtigsten Formeln haben SKOVGAARD et al. (1974) herausgegeben. Zur Theorie STOKES III ist noch zu bemerken, daß ihre Formeln je nach Autor zum Teil in abweichender Form gebracht werden: "Die meisten der in der Literatur angegebenen Beziehungsgleichungen für die Wellenkenngrößen der Theorie 3. Ordnung enthalten Unstimmigkeiten, auf die *Chappelear* in [8]

hingewiesen hat." (DIETZE 1964; [8] ist der Hinweis auf das Literaturzitat CHAPPELEAR und BORGMAN 1958). Nach der Erfahrung mit eigenen Berechnungen scheinen die von DIETZE (1964) und nach ihm von PRESS und SCHRÖDER (1966) mitgeteilten Formeln für die Theorie dritter Ordnung (auf CHAPPELEAR und BORGMAN 1958 zurückgehend) bessere Resultate zu liefern als jene in WIEGEL (1964).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschränken wir uns auf den Gebrauch der sinusoidalen Theorien erster und dritter Ordnung (Airy und Stokes III), denn die hier interessierenden Vorgänge in der Seeufervegetation spielen sich vorwiegend im Übergangsbereich ab.

Die Abgrenzungen nach SKOVGAARD et al. (1974) für Stokes III entsprechen z.B. bei einer Wassertiefe von 1 m Wellenlängen von 2 m (d/L = 0,5) bis 7 m (d/L = 0,14).

Wenn auch in einzelnen Fällen Flachwasserverhältnisse vorkommen können, so erschien der Verzicht auf die cnoidale Theorie vertretbar für das mathematische Modell eines dynamischen Vorgangs, wo die Funktionen bei jedem Rechenschritt neu berechnet werden müssen. Außerdem handelt es sich nie um extreme Flachwasserverhältnisse, und die Resultate nach Stokes III für die Bewegung der Wasserteilchen sind eher zu groß, liegen also "auf der sicheren Seite". Ferner ist zu bedenken, daß in der Natur nie die den Theorien zugrunde liegenden Wellen konstanter Periode und Höhe vorkommen, sondern stets eine Überlagerung zahlreicher Wellenzüge verschiedenster Größe, oft auch mit verschiedener Fortpflanzungsrichtung. Die weiter unten zu besprechende Anwendung des Wellenspektrums im Verfahren von BRUSCHIN und FALVEY zur Berechnung des Wellenganges in Ufernähe basiert auf der linearen Theorie (Airy), denn die spektrale Darstellung faßt ja die vorhandenen Wellen als Überlagerung sehr vieler, sehr flacher sinusförmiger Komponenten auf.

In den folgenden Ausführungen bezieht sich der Index $_0$ immer auf die Verhältnisse im Tiefwasser.

a) Lineare Theorie (Airy). Die von der Wassertiefe abhängige Wellenlänge erfüllt folgende Gleichung:

$$L = \frac{g T^2}{2\pi} \tanh\left(2\pi \frac{d}{L}\right) \qquad \text{[m]} \quad (32.89)$$

Im Tiefwasser ($d/L \geq 0{,}5$) wird der Wert des hyperbolischen Tangens ungefähr gleich 1:

$$L_0 = \frac{g T^2}{2\pi} \tanh(2\pi \cdot 0{,}5) = \frac{g T^2}{2\pi} \overbrace{\tanh 3{,}14159\ldots}^{\approx 1}$$

$$\underline{L_0 = \frac{g\,T^2}{2\,\pi}} \qquad [\text{m}] \quad (32.90)$$

Im Tiefwasser ist also die Wellenlänge nur von der Periode T abhängig. Im metrischen System kann (32.90) für die numerische Rechnung vereinfacht werden:

$$L_0[\text{m}] = 1{,}56\; T[\text{s}]^2 \qquad (32.91)$$

Im Flachwasser ($d/L \leq 0{,}04 = 1/25$) wird der Wert des hyperbolischen Tangens ungefähr gleich dem Argument, d.h.

$$L = \frac{g\,T^2}{2\,\pi} \cdot 2\pi \frac{d}{L} \quad . \qquad (32.92)$$

Durch Kürzen mit 2π und Auflösen nach L wird daraus

$$\underline{L = T\,\sqrt{(g\,d)}} \qquad [\text{m}] \quad (32.93)$$

Für den Tief- und Flachwasserbereich kann man somit die Wellenlänge L einfach aus der Periode T und der Wassertiefe d nach (32.90) bzw. (32.93) berechnen. Für den allgemeinen Fall (Übergangsbereich) ist dies nicht möglich, da sich (32.89) nicht nach L auflösen läßt. Durch Einsetzen von (32.90) in (32.89) erhält man nach entsprechender Umformung:

$$\frac{d}{L_0} = \frac{d}{L} \tanh\left(2\pi \frac{d}{L}\right) \qquad [\text{m}] \quad (32.94)$$

Daraus ist ersichtlich, daß d/L eine eindeutige Funktion von d/L_0 ist, welche sich als Tabelle (Tab. 3.3.) oder graphisch (Fig. 3.25.) darstellen läßt.
Praktisch geht man bei der Berechnung der Wellenlänge wie folgt vor:

- Berechnung von L_0 aus (32.90) und daraus d/L_0
- Ist $d/L_0 \geq 0{,}5$ oder $d/L_0 \leq 0{,}01$, wird L nach (32.90) bzw. (32.93) berechnet. In den übrigen Fällen Herauslesen von d/L aus der Tabelle 3.3., daraus Berechnung von L.
- Berechnung von $U = H \cdot L^2/d^3$ (32.85). Ist $U > 15$, so ist die lineare Theorie nicht anwendbar (Rechnung mit Stokes III oder der cnoidalen Theorie).

Für die Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit C gilt allgemein:

$$C = L/T \quad , \qquad [\text{m/s}] \quad (32.95)$$

was für den Tiefwasserbereich zu

$$C_0 = \frac{g\,T}{2\pi} = \sqrt{\left[\frac{g\,L_0}{2\pi}\right]} \qquad [\text{m/s}] \quad (32.96)$$

und für den Flachwasserbereich zu

Tab. 3.3. Funktionswerte zur Berechnung der Wellenparameter in Abhängigkeit von der Wassertiefe nach der linearen (sinusoidalen) Theorie. Nach SKOVGAARD et al. (1974).

$\frac{d}{L_0}$	$\tanh\frac{2\pi d}{L}$	$\frac{d}{L}$	$\frac{2\pi d}{L}$	$\sinh\frac{2\pi d}{L}$	$\cosh\frac{2\pi d}{L}$	G	$\frac{H}{H_0}$
0,000	0,000	0,0000	0,000	0,000	1,00	1,000	∞
002	112	0179	112	113	01	0,992	2,12
004	158	0253	159	160	01	983	1,79
006	193	0311	195	197	02	975	62
008	222	0360	226	228	03	967	51
0,010	0,248	0,0403	0,253	0,256	1,03	0,958	1,43
015	302	0496	312	317	05	938	31
020	347	0576	362	370	07	918	23
025	386	0648	407	418	08	898	17
0,030	0420	0,0713	0,448	0,463	1,10	0878	1,13
035	452	0775	487	506	12	858	09
040	480	0833	523	548	14	838	06
045	507	0888	558	588	16	819	04
0,050	0,531	0,0942	0,592	0,627	1,18	0,800	1,02
055	554	0993	624	665	20	781	1,01
060	575	104	655	703	22	762	0,993
065	595	109	686	741	24	744	981
070	614	114	716	779	27	725	971
0,075	0,632	0,119	0,745	0,816	1,29	0,707	0,962
080	649	123	774	854	31	690	955
085	665	128	803	892	34	672	948
090	681	132	831	929	37	655	942
095	695	137	858	0,968	39	637	937
0,10	0,709	0,141	0,886	1,01	1,42	0,620	0,933
11	735	150	940	08	48	587	926
12	759	158	0,994	17	54	555	920
13	780	167	1,05	25	60	524	917
14	800	175	10	33	67	494	915
0,15	0,818	0,183	1,15	1,42	1,74	0,465	0,913
16	835	192	20	52	82	437	913
17	850	200	26	61	90	410	913
18	864	208	31	72	1,99	384	914
19	877	217	36	82	2,08	359	916
0,20	0,888	0,225	1,41	1,94	2,18	0,335	0,918
21	899	234	47	2,05	28	313	920
22	909	242	52	18	40	291	923
23	918	251	57	31	52	271	926
24	926	259	63	45	65	251	929
0,25	0,933	0,268	1,68	2,60	2,78	0,233	0,932
26	940	277	74	75	2,93	215	936
27	945	285	79	2,92	3,09	199	939
28	952	294	85	3,10	25	183	942
29	957	303	90	28	43	169	946

Tab. 3.3. (Fortsetzung)

$\frac{d}{L_0}$	$\tanh\frac{2\pi d}{L}$	$\frac{d}{L}$	$\frac{2\pi d}{L}$	$\sinh\frac{2\pi d}{L}$	$\cosh\frac{2\pi d}{L}$	G	$\frac{H}{H_0}$
0,30	0,961	0,312	1,96	3,48	3,62	0,155	0,949
31	965	321	2,02	69	3,83	143	952
32	969	330	08	3,92	4,05	131	955
33	972	339	13	4,16	28	120	958
34	975	349	19	41	53	110	961
0,35	0,978	0,358	2,25	4,68	4,79	0,100	0,964
36	980	367	31	4,97	5,07	091	967
37	983	377	37	5,28	37	083	969
38	984	386	43	61	5,70	076	972
39	986	395	48	5,96	6,04	069	974
0,40	0,988	0,405	2,54	6,33	6,41	0,063	0,976
41	989	415	60	6,72	6,80	057	978
42	990	424	66	7,15	7,22	052	980
43	991	434	73	7,60	7,66	047	982
44	992	443	79	8,07	8,14	042	983
0,45	0,993	0,453	2,85	8,59	8,64	0,038	0,985
46	994	463	91	9,13	9,18	035	986
47	995	472	2,97	9,71	9,76	031	987
48	995	482	3,03	10,3	10,4	028	988
49	996	492	09	11,0	11,0	026	990
0,50	0,996	0,502	3,15	11,7	11,7	0,023	0,990
∞	1,000	∞	∞	∞	∞	0,000	1,000

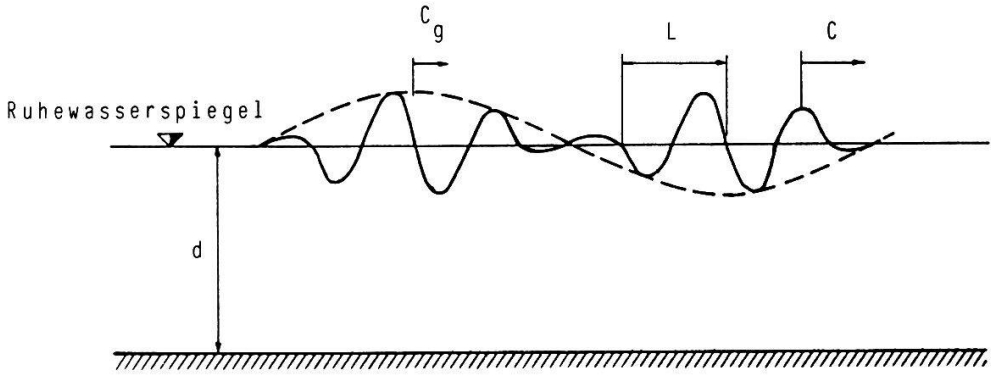


Fig. 3.24. Wellengruppe (gestrichelte Linie) als Umhüllende der Überlagerung zweier Wellen mit ähnlicher Frequenz (ausgezogene Linie).
L = Länge der Einzelwellen
C = Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Einzelwellen
C_g = Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellengruppe (Gruppengeschwindigkeit)

führt. Im Flachwasser ist also die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nur noch von der Wassertiefe abhängig. Im Übergangsbereich kann (durch Einsetzen von 32.95 in 32.94 und Auflösen nach C) auch geschrieben werden:

$$C = C_0 \tanh(2\pi d/L) \qquad \text{[m/s]} \quad (32.98)$$

Ein weiterer wichtiger Begriff ist die sogenannte **Gruppengeschwindigkeit** C_g, das ist diejenige Geschwindigkeit, mit welcher sich die Umhüllende einer Gruppe von Wellen "benachbarter" Frequenzen fortpflanzt (vgl. Fig. 3.24); die entsprechende Erscheinung in der Akustik ist die bei der Überlagerung zweier fast gleich hoher Töne entstehende Schwebung). Sie ist darum bedeutsam, weil auch die Wellenenergie mit dieser Geschwindigkeit transportiert wird. Ihre Größe wird meist im Verhältnis zur Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit ausgedrückt:

$$\frac{C_g}{C} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{4\pi\,(d/L)}{\sinh[4\pi\,(d/L)]}\right) \qquad \text{[-]} \quad (32.99)$$

Der Klammerausdruck von (32.99) strebt für Tiefwasser gegen 1 (der hyperbolische Sinus strebt gegen unendlich) und für Flachwasser gegen 2 (der hyperbolische Sinus wird gleich seinem Argument). In diesen beiden Fällen kann die Gruppengeschwindigkeit sehr einfach angegeben werden:

$$C_{g0} = 1/2\, C_0 \quad \text{(Tiefwasser)} \qquad (32.100)$$

bzw.

$$C_g = C \qquad \text{(Flachwasser)} \qquad (32.101)$$

Mit der Veränderung der Gruppengeschwindigkeit in Funktion der Wassertiefe und mit dem Energieerhaltungssatz, der besagt, daß die mit der Welle transportierte Energie bis auf die Reibungsverluste konstant bleibt, läßt sich die Höhe der in flacheres Wasser einlaufenden Welle berechnen, sofern die Energieverluste vernachlässigt werden. Es gilt:

$$E_0 \cdot C_{g0} = E \cdot C_g = \text{konstant} \qquad \text{[W/m=N·m/(m s)]} \quad (32.102)$$

E ... Wellenenergie pro Flächeneinheit nach (31.10) [J/m^2 = N·m/m^2]
E_0 ... dasselbe für Tiefwasser
C_g ... Gruppengeschwindigkeit der Welle
C_{g0} ... Gruppengeschwindigkeit der Welle im Tiefwasser

Da die Wellenenergie nach (31.10) proportional zum Quadrat der Höhe ist, folgt aus (32.102):

$$H_0^2 \cdot C_{g0} = H^2 \cdot C_g = \text{konstant} \quad , \qquad (32.103)$$

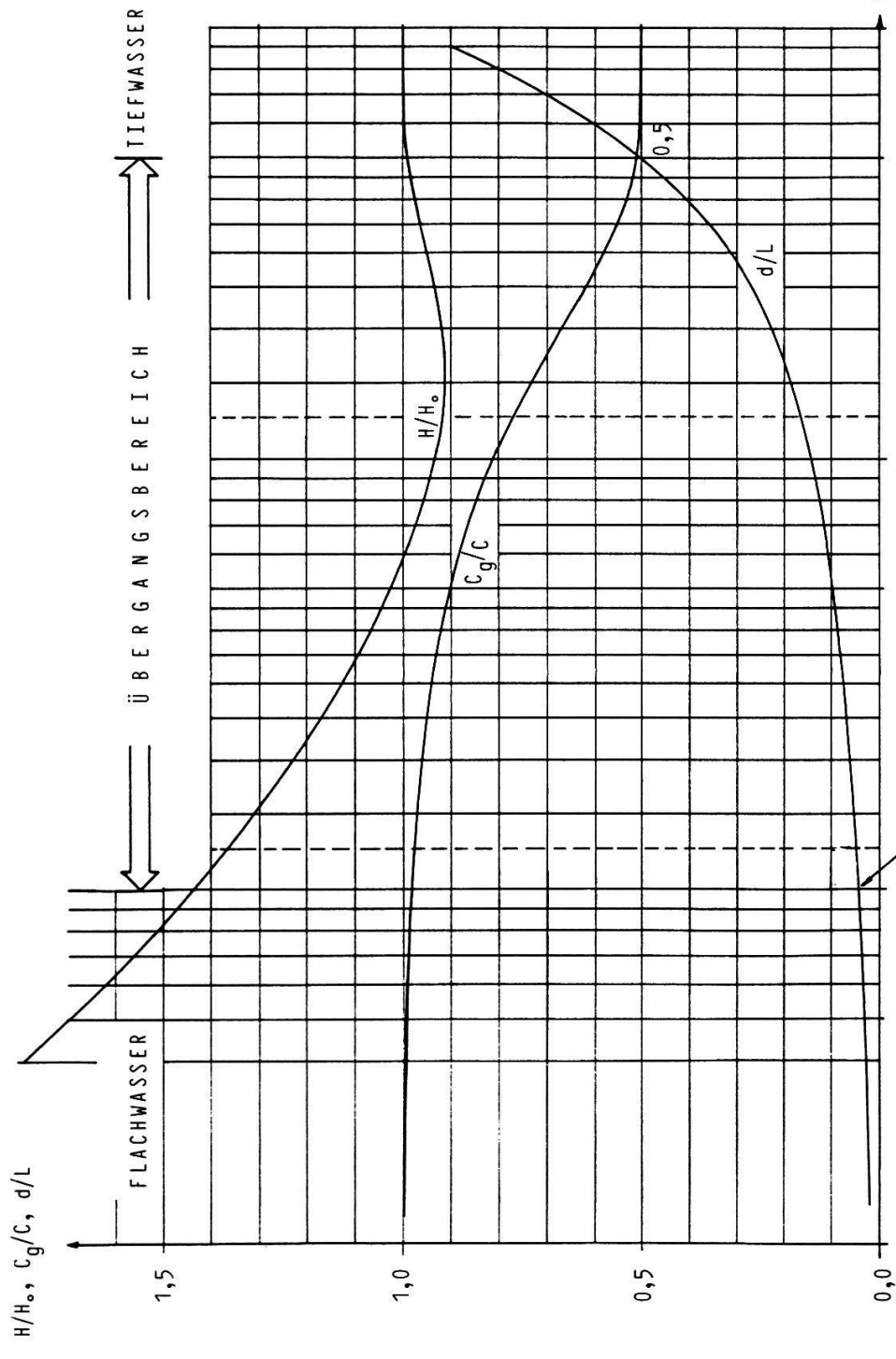


Fig. 3.25. Graphische Auswertung der Gleichungen (32.94), (32.99) und (32.106) als Funktion der relativen Wassertiefe (bezogen auf die Tiefwasserwellenlänge L_0).
H/H_0 Lokale Wellenhöhe/Tiefwasserwellenhöhe
C/C_g Gruppengeschwindigkeit/Fortpflanzungsgeschwindigkeit
d/L Lokale Wassertiefe/lokale Wellenlänge

mit Berücksichtigung von (32.100)

$$H_0^2 \cdot 1/2\, C_0 = H^2 \cdot C_g \quad , \tag{32.104}$$

woraus schließlich

$$H^2 = H_0^2 \frac{C_0}{2\, C_g} \tag{32.105}$$

und

$$H = H_0 \sqrt{\left[\frac{C_0}{2\, C_g}\right]} = H_0 \sqrt{\left[\frac{C_0}{C} \frac{1}{\left(1+\frac{4\pi\, d/L}{\sinh(4\pi\, d/L)}\right)}\right]} \tag{32.106}$$

Da C_g eine eindeutige Funktion von d/L und damit von d/L_0 ist, können sowohl C_g/C, als auch H/H_0 in Funktion von d/L_0 tabelliert bzw. dargestellt werden (vgl. Tab. 3.3. und Fig. 3.25.).

b) Theorie dritter Ordnung (Stokes III). Die Wellenlänge wird, unter Benutzung der Wellenzahl

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad , \qquad [\mathrm{m}^{-1}] \tag{32.107}$$

mit Hilfe der dimensionslosen Parameter α und kl berechnet:

$$L = \frac{g\, T^2}{2\,\pi} \left(1 + \frac{\alpha^2}{4}\, m\right) \tanh kl \qquad [\mathrm{m}] \tag{32.108}$$

Darin ist

$$m = \frac{\cosh 4kl + 2\cosh 2kl + 6}{\cosh 2kl - 1} \qquad [-] \tag{32.109}$$

Die Parameter α und kl müssen aus den folgenden zwei Gleichungen iterativ bestimmt werden, wobei kl mit abnehmender Wellenhöhe gegen $k \cdot d = 2\pi d/\mathrm{L}$ strebt:

$$4\,\pi^2 \frac{d}{g\, T^2} = \tanh kl \left[kl + \frac{\alpha^2}{4} (\sinh 2kl + mkl\right] \tag{32.110}$$

und

$$2\,\pi^2 \frac{H}{g\, T^2} = \alpha \frac{\sinh^2 kl}{\cosh kl} \left\{1 + + \frac{\alpha^2}{8} \left[2m + \frac{3}{2} \frac{\cosh 6kl + 2\cosh 4kl + 3\cosh 2kl + 3}{(\cosh 2kl - 1)^2}\right]\right\} \tag{32.111}$$

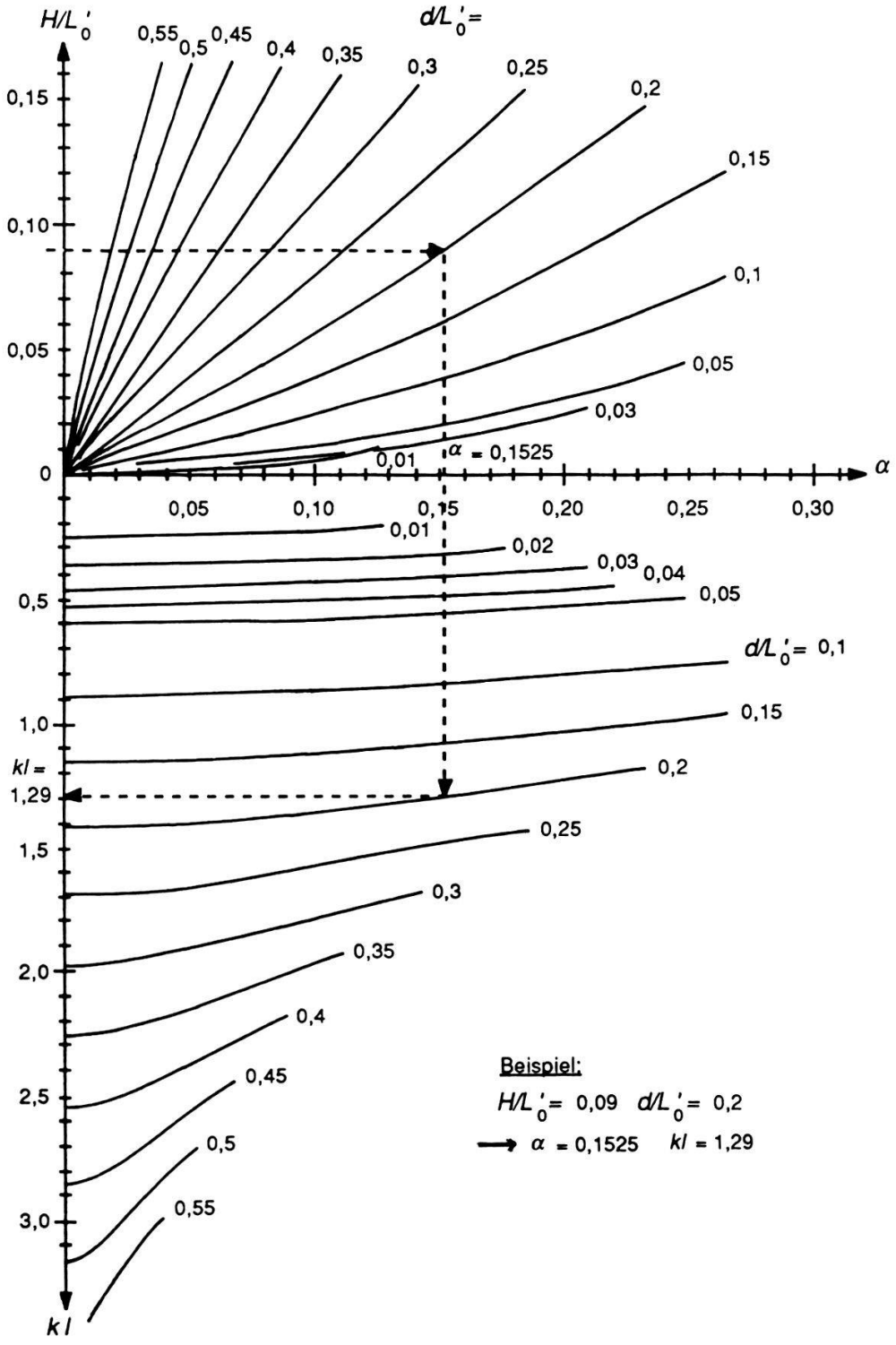


Fig. 3.26. Nomogramm zur Bestimmung der Parameter α und kl nach der sinusoidalen Theorie dritter Ordnung (Stokes III), in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/L_0'. ($L_0' = g\,T^2/2\pi$)

Tab. 3.5. H/H_0 in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/L_0'. $L_0' = g\,T^2/2\pi$ (aus SKOVGAARD et al. 1974).

d/L_0'	0,005	0,006	0,007	0,008	0,009	0,010	0,015	0,020	0,025	0,030
H/L_0'										
,0002	1,848	1,692	1,593	1,523	1,471	1,428	1,288	1,201	1,139	1,092
4	2,072	1,837	1,684	1,580	1,506	1,451	1,291	1,202	1,14	1,092
6	2,261	1,975	1,782	1,648	1,553	1,483	1,296	1,203	1,140	1,092
8	2,423	2,097	1,876	1,718	1,604	1,520	1,304	1,205	1,141	1,092
,0010	2,564	2,207	1,962	1,785	1,656	1,559	1,312	1,207	1,141	1,093
15	2,860	2,441	2,149	1,937	1,778	1,656	1,339	1,214	1,144	1,094
20	3,103	2,635	2,308	2,068	1,887	1,746	1,371	1,224	1,147	1,095
25		2,804	2,447	2,185	1,985	1,829	1,404	1,236	1,151	1,096
30			2,572	2,289	2,074	1,906	1,438	1,249	1,155	1,098
35				2,385	2,156	1,976	1,472	1,263	1,161	1,100
,0040					2,232	2,042	1,505	1,278	1,167	1,102
50						2,162	1,569	1,309	1,181	1,108
60						2,271	1,628	1,341	1,196	1,115
70						2,370	1,684	1,373	1,212	1,122
80						2,461	1,736	1,404	1,229	1,131
90							1,786	1,434	1,247	1,140
,0100							1,833	1,464	1,264	1,149
120							1,921	1,520	1,299	1,170
140								1,573	1,334	1,191
160		Unterhalb der dünnen Linie wird						1,623	1,368	1,213
180									1,400	1,234
,0200		$H/d > 0{,}78$ (Welle bricht)							1,432	1,256
220										1,278
240										1,299
260										
280										
,0300										
320										
340										
360										
380										
,0400										
500										
600										
700										
800										
900										
,1000										

Tab. 3.5. (Fortsetzung).

0,035	0,040	0,045	0,050	0,060	0,070	0,080	0,090	0,100	d/L_0'
									H/L_0'
1,054	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	,0002
1,054	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	4
1,054	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	6
1,054	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	8
1,054	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	,0010
1,055	1,023	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	15
1,055	1,024	0,997	0,975	0,939	0,912	0,892	0,877	0,868	20
1,056	1,024	0,997	0,975	0,939	0,912	0,891	0,877	0,868	25
1,057	1,024	0,997	0,975	0,939	0,912	0,891	0,877	0,868	30
1,057	1,024	0,997	0,975	0,939	0,912	0,891	0,877	0,868	35
1,058	1,025	0,998	0,975	0,939	0,912	0,891	0,877	0,868	,0040
1,061	1,026	0,998	0,975	0,939	0,912	0,891	0,877	0,868	50
1,063	1,027	0,998	0,975	0,939	0,912	0,891	0,876	0,868	60
1,067	1,028	0,999	0,975	0,939	0,911	0,891	0,876	0,867	70
1,071	1,030	1,000	0,975	0,938	0,911	0,891	0,876	0,867	80
1,075	1,032	1,000	0,976	0,938	0,911	0,891	0,876	0,867	90
1,080	1,034	1,001	0,976	0,938	0,911	0,890	0,876	0,867	,0100
1,090	1,039	1,003	0,977	0,938	0,910	0,890	0,875	0,866	120
1,102	1,045	1,005	0,978	0,938	0,910	0,889	0,875	0,866	140
1,115	1,052	1,009	0,979	0,937	0,909	0,889	0,874	0,865	160
1,128	1,059	1,013	0,980	0,937	0,908	0,888	0,874	0,865	180
1,143	1,068	1,017	0,982	0,937	0,908	0,887	0,873	0,864	,0200
1,157	1,077	1,022	0,985	0,937	0,907	0,886	0,872	0,863	220
1,172	1,086	1,028	0,987	0,937	0,906	0,886	0,871	0,862	240
1,186	1,096	1,034	0,990	0,937	0,906	0,885	0,870	0,862	260
1,201	1,106	1,040	0,994	0,937	0,905	0,884	0,869	0,861	280
1,215	1,116	1,046	0,998	0,938	0,904	0,883	0,868	0,860	,0300
	1,216	1,053	1,002	0,939	0,904	0,882	0,867	0,859	320
	1,136	1,060	1,006	0,940	0,903	0,881	0,866	0,858	340
		1,067	1,011	0,941	0,903	0,880	0,865	0,856	360
		1,075	1,016	0,942	0,902	0,879	0,864	0,855	380
		1,082	1,021	0,944	0,902	0,878	0,863	0,854	,0400
			1,048	0,954	0,903	0,874	0,857	0,848	500
			1,077	0,968	0,906	0,872	0,852	0,842	600
					0,912	0,871	0,848	0,836	700
					0,921	0,872	0,845	0,830	800
						0,875	0,843	0,826	900
							0,843	0,822	,1000

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit C kann nach der allgemeingültigen Gleichung (32.95) aus (32.108) abgeleitet werden zu

$$C = \frac{L}{T} = \frac{g\,T}{2\,\pi}\,(1 + \frac{\alpha^2}{4}\,m)\,\tanh kl \qquad \text{[m/s]} \quad (32.112)$$

Zur Erleichterung der Berechnungen wurden (32.110) und 32.111) in einem Nomogramm (Fig. 3.26.) graphisch ausgewertet und, zusammen mit weiteren für diese Theorie wichtigen Größen, tabelliert (Tabelle 3.4. im Anhang zu diesem Teil). Als Eingangsparameter werden die vorausgesetzte Wassertiefe d, Wellenperiode T und Wellenhöhe H benötigt, dazu die aus der Periode T mit Gleichung (32.90) bzw. (32.91) nach der linearen Theorie berechnete Tiefwasserwellenlänge L_0' (entsprechend einer Welle mit kleiner Amplitude) und die zugehörige Fortpflanzungsgeschwindigkeit C_0' (Gleichung 32.95).
Für die Gruppengeschwindigkeit C_g (und damit die Wellenhöhe) finden sich in der Literatur keine näheren Angaben. Die Wellenhöhe wird in genügender Näherung nach der Theorie erster Ordnung (lineare Theorie) bestimmt. Für den Flachwasserbereich können auch die mit der cnoidalen Theorie errechneten Wellenhöhen der Tabelle 3.5. (nach SKOVGAARD et al. 1974) verwendet werden.
Praktisches Vorgehen:

- Berechnung von $L_0' = g\,T^2/2\pi$ (für L_0 [m]: = $1{,}56 \cdot T$[s]^2) (32.90/91)
- Mit d/L_0' und H_0 Berechnung von H nach (32.106) bzw. Tab. 3.3. oder Fig. 3.25., für Flachwasserverhältnisse nach Tab. 3.5.
- Mit d/L_0' und H/d aus der Tabelle 3.4. C/C_0'und d/L herauslesen und $C = (C/C_0') \cdot L_0'/T$ sowie $L = C \cdot T$ oder $d/(d/L)$ berechnen. Es können auch die Werte α und kl aus dem Nomogramm Fig. 3.26 entnommen werden, worauf L mit (32.108) und (32.109) berechnet werden kann. Ist der Wert H/d bzw. H/L_0' für die Tabelle bzw. das Nomogramm zu groß, so bedeutet dies, daß die Welle instabil wird (bricht, wenn $H/d > 0{,}78$ oder $H/L > 1/7$). Für kleine Werte H/L_0' oder H/d wird einfacher mit der linearen Theorie gerechnet.

c) Umrechnung mit Hilfe des Wellenspektrums (nach BRUSCHIN und FALVEY 1975/76). Die Idee des Verfahrens besteht darin, den durch die berechneten signifikanten Tiefwasserwellenkenngrößen ($H_{0\,1/3}$ usw.) charakterisierten Wellenzug mit Hilfe eines äquivalenten Spektrums in eine Anzahl sinusförmiger Komponenten mit geringer Amplitude zu zerlegen, deren Kenngrößen mittels der linearen Theorie auf die gewünschte Wassertiefe umzu-

rechnen und wieder zu einem Spektrum zusammenzusetzen. Aus diesem Spektrum kann dann bei Bedarf wiederum $H_{1/3}$ am gesuchten Ort bestimmt werden. Andererseits kann auch die Wasserteilchengeschwindigkeit aus der Überlagerung der entsprechenden Geschwindigkeiten der einzelnen Komponenten berechnet werden.
Zwischen der signifikanten Wellenhöhe und dem gesamten Energieinhalt des Seegangs besteht (vgl. Gl. 32.39 - 41) eine einfache empirische Beziehung (bei der Varianz σ^2 wird im folgenden der Index $_\zeta$ weggelassen):

$$\frac{2E}{\rho_w \cdot g} = E_\omega = 1/8\, H_{1/3}^2 = 2\,\sigma^2 \qquad [m^2]\ (32.113)$$

E_ω ... Energiezahl nach NEUMANN [m²]
σ^2 ... Varianz des Wasserspiegels (z-Richtung) [m²]

Andererseits gilt nach NEUMANN (1953):

$$E_{\omega max} = 2\,\sigma_{max}^2 = 18{,}2\left(\frac{u_l}{2g}\right)^5 \qquad [m^2]\ (32.114)$$

u_l ... Windgeschwindigkeit 10 m über der Wasseroberfläche [m/s]

Dabei entspricht $E_{\omega max}$ dem Energieinhalt der signifikanten Welle bei vollausgereiftem Seegang (fully arisen sea = FAS).
Wenn sich der Seegang bei wehendem Wind entwickelt, so entstehen zuerst kürzere (höherfrequente), dann immer längere (niederfrequente) Wellen. Zeichnet man die dazugehörigen Spektra auf (Fig. 3.27.), so kann man sagen, daß das Spektrum des voll ausgereiften Seegangs gleichsam "von rechts her" aufgefüllt wird. Kann sich der Seegang nicht vollständig entwickeln, weil die Streichlänge zu klein und/oder die Winddauer zu kurz ist, so kommt der Prozeß mit einer bestimmten erreichten minimalen Frequenz f_k zum Stillstand. Da die Fläche unter der Kurve der Energie des Wellenganges entspricht, folgt aus Figur 3.27., daß f_k eine Funktion vom Verhältnis der aktuellen Energie des Seegangs zur Energie des voll ausgereiften Seegangs ist (Verhältnis der schraffierten Fläche in der Figur zur Gesamtfläche). Das Spektrum nach NEUMANN kann derart in eine dimensionslose Form umgewandelt werden, daß diese Funktion unabhängig von der Windgeschwindigkeit wird. Dazu ist die Frequenz f zu ersetzen durch

$$X = \frac{\pi f u_l}{g} \qquad [-]\ (32.115)$$

und die spektrale Dichte der Varianz durch

$$Y = \frac{2\,\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(X)}{(\frac{\beta\pi}{2})(\frac{u_l}{2g})^5} = \frac{128\,\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f)}{\beta\pi^2\,(\frac{u_l}{g})^6} \quad . \qquad [-] \quad (32.116)$$

β ... Konstante = 3,05 m^2/s^5

$\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(X)$ ... Spektrale Dichte der Varianz in Funktion von $X = \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(X) \cdot df/dX$

Dann kann das entsprechende X_k aus der Tabelle 3.6. bzw. der Figur 3.28. als Funktion des Verhältnisses $\sigma^2/\sigma_{max}{}^2 = E_\omega/E_{\omega\,max}$ entnommen und f_k berechnet werden:

$$f_k = \frac{g\,X_k}{\pi\,u_l} \qquad [Hz] = [s^{-1}] \quad (32.117)$$

In Wirklichkeit ist allerdings das Spektrum nicht so scharf begrenzt, sondern etwa gemäß der gestrichelten Linie in Fig. 3.27. (unteres Bild). Es ist für unsere Zwecke genügend genau, wenn wir nach einem bei SCHÜTTRUMPF (1973) mitgeteilten Vorschlag mit

$$f_{min} = 0{,}85\,f_k \qquad (32.118)$$

rechnen. Im Bereich $f < f_k$ wird die spektrale Dichte so gewählt, daß die Gesamtfläche unter der Kurve gleich der nach (32.113) berechneten Varianz σ^2 wird (strichpunktierte Linie in Fig. 3.27.).

Die Gleichung des dimensionslosen Spektrums nach NEUMANN lautet:

$$Y = \frac{1}{X^6}\,e^{\frac{-1}{2X^2}} \qquad [-] \quad (32.119)$$

e ... Basis der natürlichen Logarithmen = 2,781828

Praktisches Vorgehen (vgl. Beispiel S. 144ff):

- Berechnung von $\sigma_0^2/\sigma_{max}{}^2 = E_{\omega 0}/E_{\omega\,max}$ aus $H_{0\,1/3}$ mit den Gleichungen (32.113) und (32.114).
- Herauslesen von f_k aus Tab. 3.6. oder Fig. 3.28 und Berechnung von $f_{min} = 0{,}85\,f_k$ (32.118) und $f_{max} \approx 3\,f_k$ (die an sich möglichen höheren Frequenzen werden vernachlässigt, da ihr Beitrag verschwindend klein ist).
- Unterteilung des Intervalls $f_{min} \div f_{max}$ in Schritte der Breite $\Delta f \approx 0{,}15 \cdot f_k$ bzw. nach (32.115) $\Delta X = \pi \cdot \Delta f \cdot u_l/g \approx 0{,}15\,\pi \cdot f_k \cdot u_l/g$. Für $f > 2\,f_k$ kann die Schrittweite verdoppelt werden.
- Für jeden Schritt *i:*
  - Berechnung der mittleren Frequenz $f_i = f_{i-1} + \Delta f$, wobei $f_1 = f_{min} + \Delta f/2$. Daraus $X_i = \pi \cdot f_i \cdot u_l/g$ bzw. $X_{i-1} + \Delta X$ und die mittleren Perioden $T_i = 1/f_i$.

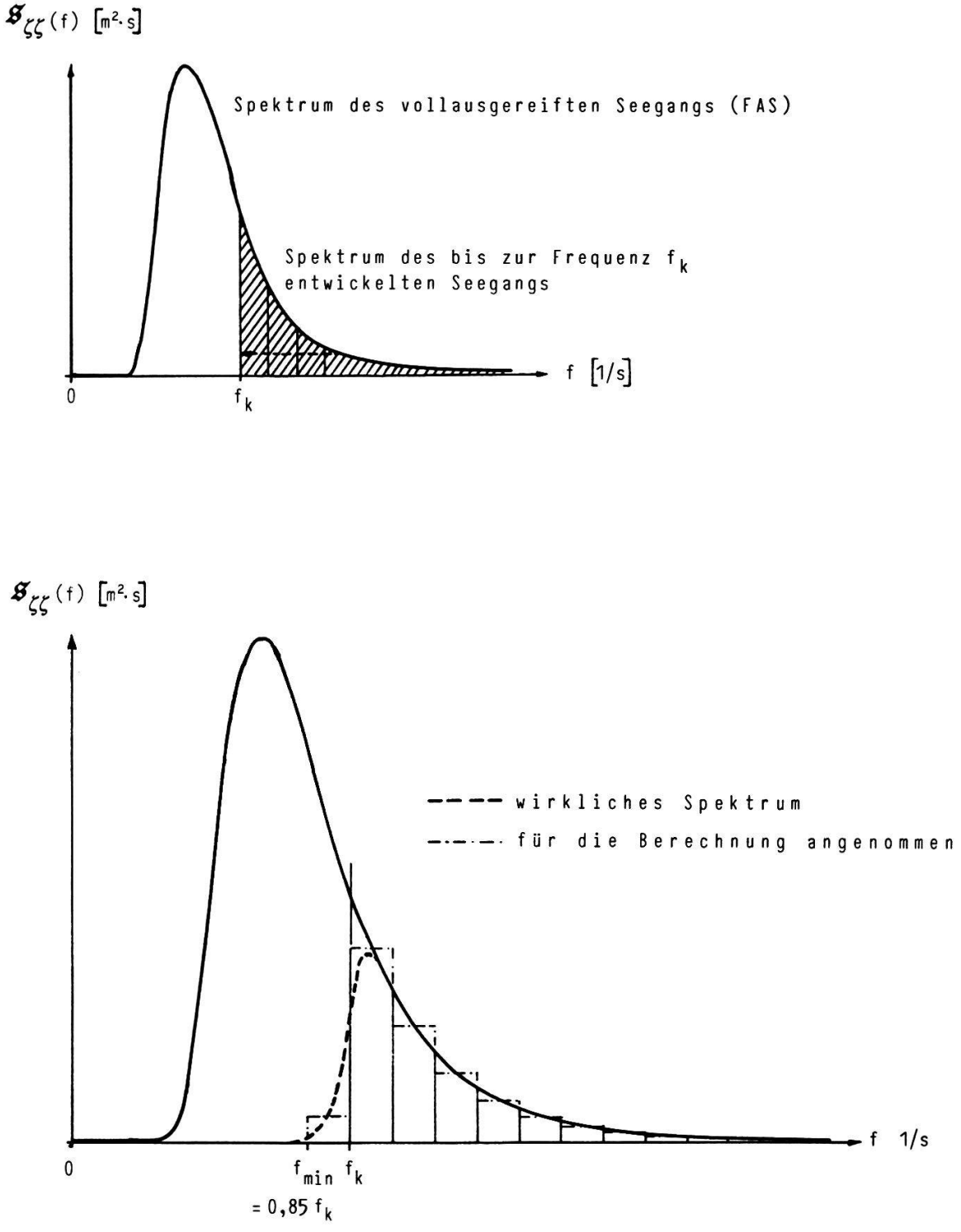
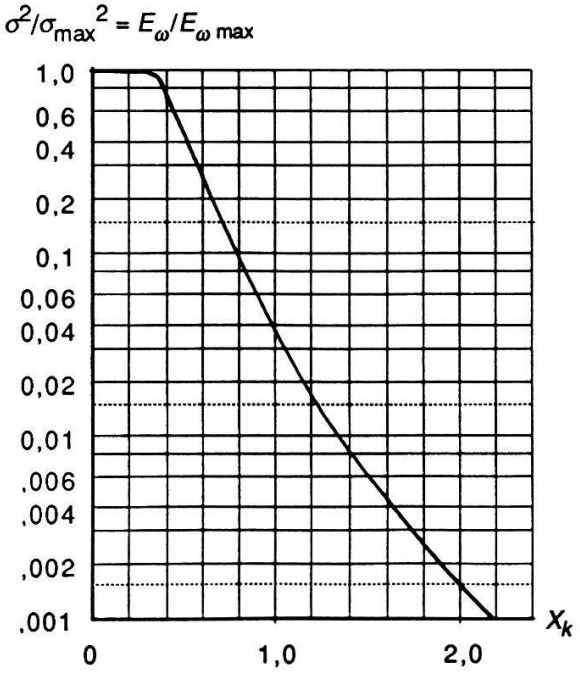


Fig. 3.27. Zusammenhang zwischen dem Spektrum des vollausgereiften Seegangs und jenem des entstehenden (kleine Figur oben), bzw. wegen begrenzter Streichlänge oder Winddauer nur teilweise entwickelten Seegangs (unten).

- Berechnung von Y_i nach (32.119) und daraus die spektrale Dichte der Varianz nach (32.116): $\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f_i) = \beta \cdot \pi^2 \cdot (u_l/g)^6 \cdot Y_i/128$. $\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f_1)$ wird so gewählt, daß die gesamte Varianz des so berechneten Spektrums die Gleichung (32.113) erfüllt:
  $\Sigma(\mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f_i)\, \Delta f) = 1/2 \cdot \Sigma A_{0\,i}{}^2 = \sigma_0^2 = 1/8\, H_{0\,1/3}{}^2$ (vgl. S. 145 ff).
- Berechnung der Amplituden $A_{0\,i}$ der einzelnen Komponenten aus $A_{0\,i}{}^2 = 2 \cdot \mathcal{S}_{\zeta\zeta}(f_i) \cdot \Delta f$ (gemäß 32.37 und 32.17). Die Wellenhöhen der (sinusförmigen) Komponenten sind $H_{0\,i} = 2\, A_{0\,i}$, die Tiefwasserwellenlängen nach (32.90 bzw. 91) $L_{0\,i} = g \cdot T_i^2/(2\pi)$ [bzw. $= 1{,}56 \cdot T_i[\mathrm{s}]^2$].
- Umrechnen der Kenngrößen $H_{0\,i}$ und $L_{0\,i}$ der Tiefwasserwellen auf die gewünschte Wassertiefe (H_i und L_i) mit Hilfe der linearen Theorie (s. S. 124 ff), ev. Berücksichtigung von Refraktion und Reflexion (s.u.).

– Berechnung der Energie des gesamten Spektrums $E/(\rho_w \cdot g) = \Sigma(A_i^2/2) = \Sigma(H_i^2/8)$ (folgt aus den Gleichungen 32.37, 32.17 und 32.10).
– Berechnung des definitiven $H_{1/3}$ nach (32.113): $H_{1/3} = 4 \cdot \sqrt{[E/(\rho_w \cdot g)]} = 4 \cdot \sqrt{[\Sigma(A_i^2/2)]}$.

Tab. 3.6. X_k für den teilweise entwickelten Seegang in Funktion von vorhandener Wellenenergie zur Energie des vollentwickelten Seegangs ($\sigma^2/\sigma_{\max}{}^2 = E_\omega/E_{\omega\,\max}$).



$\sigma^2/\sigma_{\max}{}^2$	X_k	$\sigma^2/\sigma_{\max}{}^2$	X_k
1,000	0,0	0,00599	1,5
1,000	1	0,00442	6
0,9999	2	0,00331	7
0,9508	3	0,00252	8
0,7171	4	0,00152	2,0
0,4506	0,5	0,000535	2,5
0,2658	6	0,000211	3,0
0,1565	7	0,0000510	4,0
0,09426	8	0,0000169	5,0
0,05849	9	$5{,}32 \cdot 10^{-7}$	10,0
0,03744	1,0	$7{,}05 \cdot 10^{-8}$	15,0
0,02469	1	$1{,}71 \cdot 10^{-8}$	20,0
0,01673	2	$2{,}42 \cdot 10^{-9}$	30,0
0,01162	3	$2{,}96 \cdot 10^{-10}$	50,0
0,00826	4		

Fig. 3.28. Nomogramm zur Bestimmung der minimalen Frequenz f_k des teilweise entwickelten Seegangs. $f_k = g\, X/(\pi \cdot u_l)$
(Nach KINSMANN 1965, aus BRUSCHIN und FALVEY 1975/76)

2. Refraktion. Bezeichnet man mit α den Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung der Wellen (= Orthogonale auf die Wellenscheitel) und den Senkrechten auf die Höhenlinien des Untergrundes, so kann das Snellius'sche Brechungsgesetz wie folgt formuliert werden:

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{C_2}{C_1} \tag{32.120}$$

L_1, L_2 ... Wellenlänge bei Wassertiefe 1 und 2 [m]
C_1, C_2 ... Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit bei Wassertiefe 1 und 2 [m/s]

Die Erklärung dieser Gleichung folgt unmittelbar aus der Figur 3.29., wo die Situation mit einer plötzlichen Änderung der Wassertiefe dargestellt ist. Erfolgt der Wechsel nicht plötzlich, sondern stetig, so geschieht auch die Winkeländerung allmählich, die Wellenscheitel und die Orthogonalen sind dann nicht mehr geknickt, sondern stetig gekrümmte Kurven (Fig. 3.30.).
Sind die Höhenlinien (einigermaßen) parallel, so kann für den Einfallswinkel α_1 der entsprechende Winkel (α_0) beim Beginn des Übergangsbereiches ($d/L_0 = 0{,}5$) gesetzt werden. Die Richtung der Orthogonalen kann dann für jeden Punkt sofort angegeben werden:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} = \frac{L}{L_0} \tag{32.121}$$

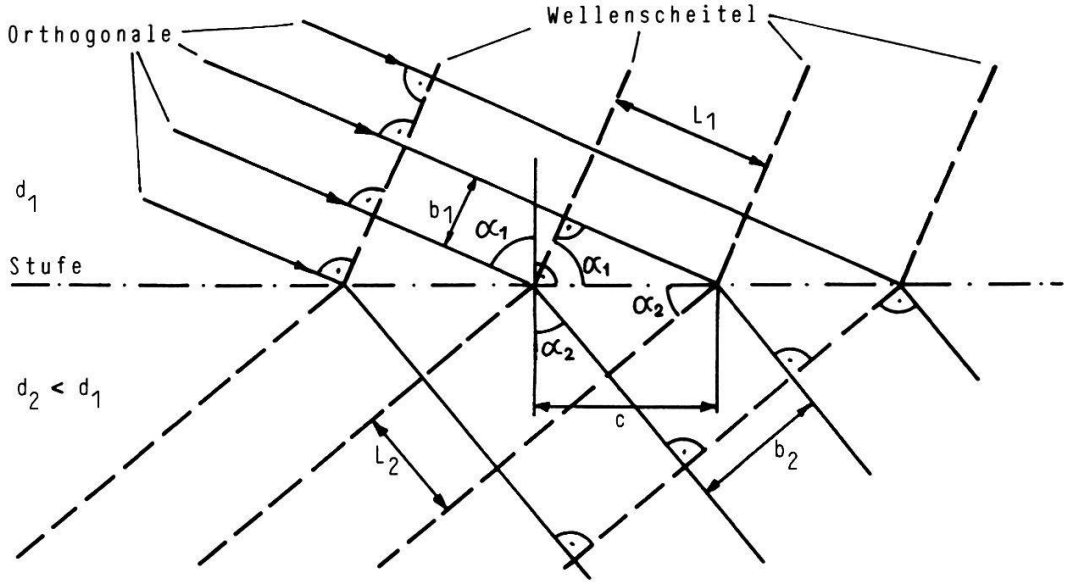


Fig. 3.29. Veränderung der Wellenform und –richtung bei einer plötzlichen Änderung der Wassertiefe *d*.

Sind die Höhenlinien nicht parallel, so muß die Richtung jeder Orthogonalen schrittweise bestimmt werden (Fig. 3.31.). Mit den Bezeichnungen dieser Figur ist α_1 durch

$$\alpha_1' = \alpha_1 + \theta_2 - \theta_1 \qquad (32.122)$$

zu ersetzen und entsprechend in (32.120) zu verwenden.
Die Wellenlängen L und damit das Verhältnis L/L_0 bestimmt man meist mit der linearen Theorie; bei sehr hohen Wellen und großer geforderter Genauigkeit sind die so erhaltenen Wellenlängen mit einer entsprechenden Theorie höherer Ordnung zu überprüfen.
Der Einfluß der Refraktion auf die Wellenhöhe H kann mit folgender Überlegung erfaßt werden: Die durch einen bestimmten Querschnitt senkrecht zu den Orthogonalen transportierte Energie bleibt konstant. Wegen der Richtungsänderungen der Orthogonalen verändert sich deren Abstand untereinander (vgl. Fig. 3.29.). Hat ein betrachteter Querschnitt vor der Refraktion die Breite b_1, so beträgt diese danach b_2. Die Gleichung (32.103) kann nun erweitert werden zu

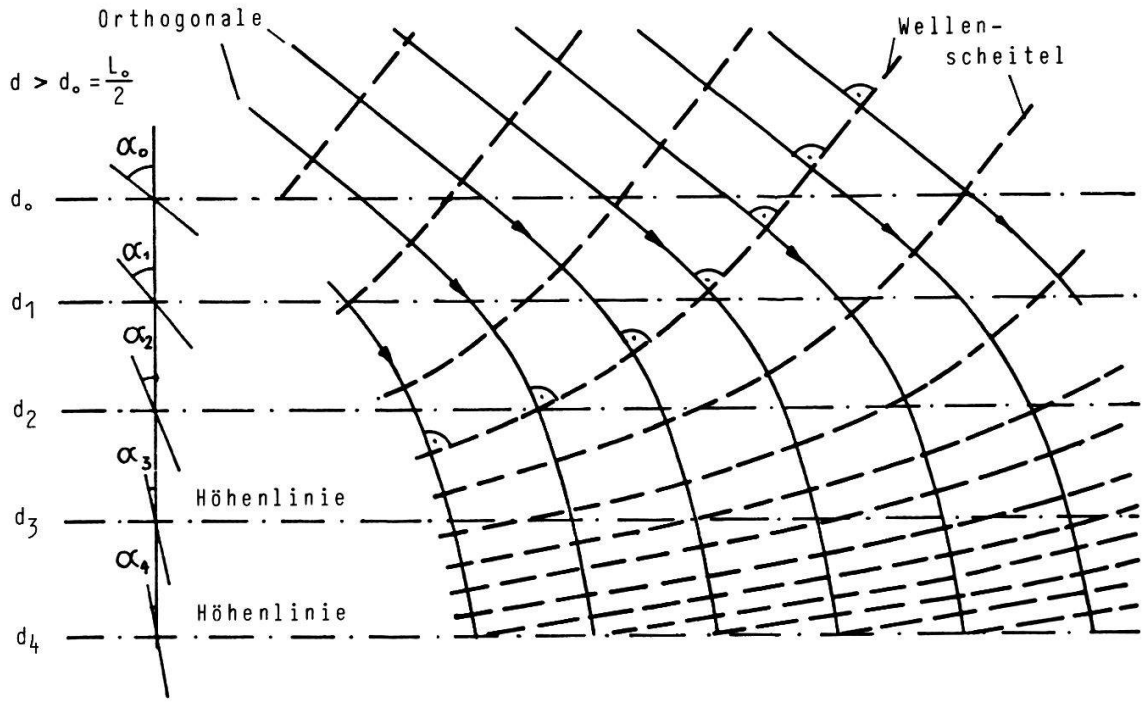


Fig. 3.30. Refraktion der Wellen bei stetig abnehmender Wassertiefe d (Höhenlinien parallel).

$$H_2^2 \cdot C_{g2} \cdot b_2 \quad = \quad H_1^2 \cdot C_{g1} \cdot b_1 \tag{32.123}$$

Ist H_I die Wellenhöhe nach (32.103) bzw. (32.105) ohne Berücksichtigung der Refraktion, so wird aus (32.123):

$$H_2^2 = H_1^2 \frac{C_{g1}\, b_1}{C_{g2}\, b_2} = H_0^2 \frac{C_0 C_{g1}}{2\, C_{g1} C_{g2}} \frac{b_0\, b_1}{b_1\, b_2} = H_I^2 \frac{b_0}{b_2} \tag{32.124}$$

bzw.

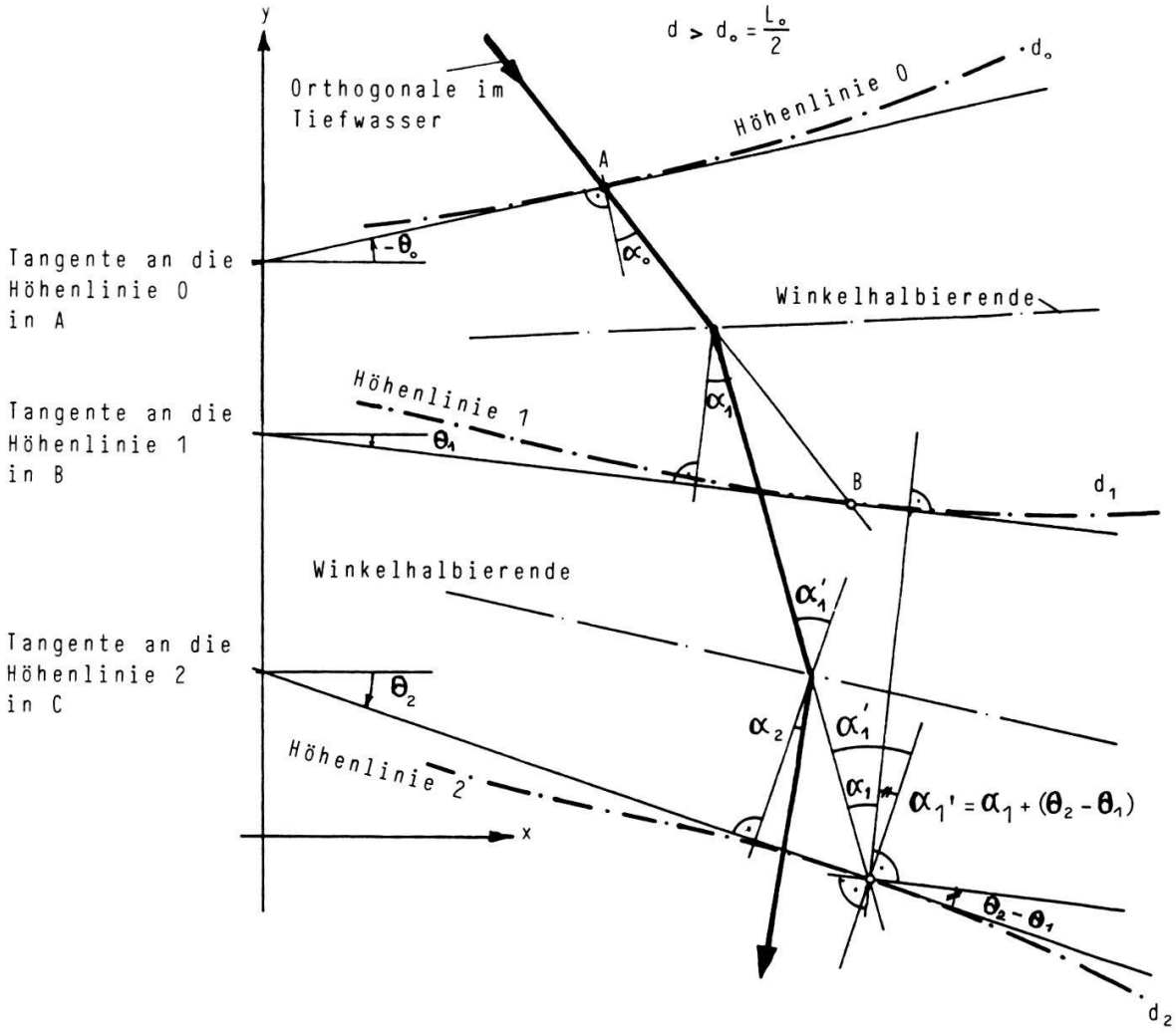


Fig. 3.31. Schrittweise Konstruktion einer Orthogonalen zu den Wellenscheiteln bei nicht parallelen Höhenkurven des Untergrundes (die Wellenscheitel selbst sind wegen der Übersichtlichkeit nicht gezeichnet).
Die Richtung im Tiefwasser (α_0) ist durch äußere Gegebenheiten (Windrichtung) bestimmt. Dargestellt ist der Konstruktionsschritt zwischen der Höhenlinie 1 und der Höhenlinie 2. (Nach SILVESTER 1974)

$$H_2 = H_I \sqrt{(\frac{b_0}{b_2})} = H_I \cdot K_R \qquad (32.125)$$

Der Wert K_R ist der Refraktionskoeffizient (dimensionslos). Da, wie oben bemerkt, bei parallelen Höhenlinien des Seegrundes die Richtung der Wellenkämme und der Orthogonalen für jeden Punkt unmittelbar angegeben werden kann, ist auch das Verhältnis b_0/b_2 einfach zu bestimmen, denn nach Fig. 3.29. gilt (wenn für die Werte mit dem Index $_1$ die entsprechenden Werte für die Grenze des Tiefwasserbereichs gesetzt werden):

$$b_0 = c \cos\alpha_0 , \quad b_2 = c \cos\alpha_2 \qquad (32.126)$$

Damit läßt sich aus (32.124) und (32.125) für den Refraktionskoeffizienten K_R eine geschlossene Formel herleiten:

$$K_R{}^2 = \frac{b_0}{b_2} = \frac{\cos\alpha_0}{\cos\alpha_2} = \frac{\cos\alpha_0}{\sqrt{(1 - \sin^2\alpha_2)}} , \qquad (32.124)$$

was mit Berücksichtigung von (32.121)

$$K_R = \sqrt{\{ \frac{\cos\alpha_0}{\sqrt{[1 - (L/L_0 \sin\alpha_0)^2]}} \}} \qquad (32.128)$$

ergibt. Sind die Höhenlinien des Seegrundes nicht parallel, so muß das Verhältnis b_0/b_2 aus den gezeichneten Orthogonalen herausgemessen werden.

3. Reflexion. Da röhrichtbestandene Seeufer im allgemeinen flach sind, ist der Einfluß der Reflexion meist untergeordnet, denn der größte Teil der Energie der einlaufenden Wellen wird durch die Bodenreibung und das Brechen aufgezehrt. Ähnlich wie für die Refraktion, wird auch die Reflexion meist mit einem Koeffizienten (Reflexionskoeffizient R) erfaßt:

$$H_R = R H_I' , \qquad (32.129)$$

wobei H_R die Höhe der zurückgeworfenen (reflektierten) Welle, H_I' die Höhe der einlaufenden Welle (allenfalls mit Berücksichtigung der Refraktion) bedeutet. Die Richtung der reflektierten Linie entspricht der Spiegelung der Orthogonalen an der Senkrechten zur Uferlinie (Einfallswinkel = Ausfallswinkel). Da sich die reflektierten Wellen mit den einlaufenden überlagern, entstehen kurzkämmige Wellen, denn die Wasserbewegung wird dort verstärkt, wo zwei Wellenberge oder –täler sich treffen und abgeschwächt, wo sich Wellenberg und –tal überlagern. So entsteht das bewegte Bild eines Sees bei Windstille oder wenig Wind, da sich dann nur x-Mal reflektierte Wellen

unterschiedlicher Herkunft auf dem See "tummeln"; weht ein stärkerer Wind, so dominieren die Windwellen, da an flachen Ufern die Reflexion nur gering ist ($R \rightarrow 0$). Ganz anders wird die Situation natürlich, wenn das Ufer steil oder gar durch eine Mauer verbaut ist: Dann wird ein sehr großer Teil der Wellenenergie reflektiert ($R \rightarrow 1$).
In der Literatur (z.B. auch bei BRUSCHIN und FALVEY 1975/76) wird die durch die Reflexion bewirkte, resultierende Wellenhöhe meist als lineare Überlagerung der einlaufenden und der reflektierten Welle ausgedrückt:

$$H = H_I' + H_R = H_I' (1 + R) \quad . \tag{32.130}$$

Dies gilt genau aber nur bei monochromatischen Wellenzügen (d.h. bei solchen, die nur aus Wellen einer Frequenz bestehen), was in der Natur jedoch nicht zutrifft. Wir rechnen deshalb eher mit einer Summierung der Energien der einlaufenden und der reflektierten Welle, was

$$H^2 = H_I'^2 + H_R^2 = H_I'^2 (1 + R^2) \tag{32.131}$$

bzw.

$$H = H_I' \sqrt{(1 + R^2)} \tag{32.132}$$

ergibt. Im Falle einer Ufermauer und senkrecht einlaufender Wellen wäre allerdings vorsichtigerweise doch besser mit (32.130) zu rechnen.
Der Reflexionskoeffizient R kann für ein natürliches Seeufer unmöglich genau bestimmt werden, da sowohl die Form der Unterwasserböschung, wie auch deren Rauhigkeit und die Art und Richtung der Wellen zu berücksichtigen wären. Die in der Literatur zu findenden Werte wurden aus Modellversuchen mit ebenen Böschungen und senkrecht auflaufenden Wellen ermittelt und können deshalb nur als erste Näherung gelten. WIEGEL (1964) bringt eine von MICHE im Jahre 1953 hergeleitete Formel für R:

$$R = \rho R' \tag{32.133}$$

mit

$$R' = \frac{\sqrt{[\frac{2\gamma}{\pi}]}\frac{\sin^2\gamma}{\pi}}{\frac{H_0}{L_0}} = \frac{\sqrt{[\frac{\gamma[°]}{90°}]}\frac{\sin^2\gamma[°]}{\pi}}{\frac{H_0}{L_0}} \leq 1 \tag{32.134}$$

H_0, L_0 ... Tiefwasserwellenhöhe bzw. –länge [m]
$\gamma, \gamma[°]$ ... Böschungsneigung, von der Waagrechten aus gemessen, in [rad] bzw. [°]

Für ρ empfiehlt MICHE:

- Glatte, undurchlässige Böschungen: $\rho \approx 0{,}8$
- Abgestufte Böschungen: $\rho \approx 0{,}33$
- Regelmäßige Böschungen aus Blöcken: $\rho \approx 0{,}3 \div 0{,}6$

(32.135)

4. Beispiel. Gegeben seien die Tiefwasserkenngrößen nach Bretschneider des Beispiels a) von S. 119 f:

$$H_{0\,1/3} = 0{,}77 \text{ m}$$
$$T_{H1/3} = 3{,}3 \text{ s}$$
$$L_{0H1/3} = 17{,}0 \text{ m}$$

Wie groß sind diese Werte bei einer Wassertiefe $d = 1$ m?
Da das fragliche Ufer ziemlich genau westexponiert ist, kann für die Refraktion mit einem Einfallswinkel $\alpha_0 \approx 45°$ gerechnet werden. Die Uferbank ist sehr flach, deshalb werde die Reflexion vernachlässigt.

a) Berechnung mit der linearen Theorie

$$d/L_0 = 1/17{,}0 = 0{,}059$$

Die Fig. 3.5. oder die Tabelle 3.3. liefert dazu:

$$d/L = 0{,}103 \rightarrow \underline{\underline{L_{H1/3}}} = 1/0{,}103 = 9{,}7 \text{ m}$$

$$H/H_0 = 0{,}996 \rightarrow \underline{H_{I\,1/3}} = 0{,}996 \cdot 0{,}77 = 0{,}77 \text{ m}$$

Der Refraktionskoeffizient berechnet sich nach (32.128). Mit $L/L_0 = 0{,}059/0{,}103$ (bzw. $9{,}7/17{,}0) = 0{,}573$ wird

$$K_R^2 = \frac{\cos 45°}{\sqrt{[1 - (0{,}573 \cdot \sin 45°)^2]}} = 0{,}773 \quad \text{und}$$

$$K_R = 0{,}88 \ .$$

So wird

$$\underline{\underline{H_{1/3}}} = K_R \cdot H_{I\,1/3} = 0{,}88 \cdot 0{,}77 = 0{,}68 \text{ m}$$

Zur Kontrolle wird nun der Ursell-Stokes'sche Parameter U berechnet (Gleichung 32.85):

$$U = \frac{0{,}68 \cdot 9{,}7^2}{1^3} = 64{,}0$$

Da $U > 15$, folgt noch

b) Die Berechnung mit der Stokes'schen Theorie dritter Ordnung

$$d/L_0' = 1/17{,}0 = 0{,}059$$

Nach dem Ergebnis der obigen Rechnung ist zu erwarten, daß die Wellenhöhe fast ausschließlich durch die Refraktion beeinflußt wird, wir setzen deshalb als Näherung

$$H/L_0' = 0{,}68/17{,}0 = 0{,}040$$

Aus dem Nomogramm Fig. 3.26. bzw. der Tabelle 3.4. kann durch entsprechende Interpolation

$$\alpha = 0{,}215$$

und

$$kl = 0{,}56$$

entnommen werden. Damit kann die Wellenlänge berechnet werden:

(32.109): $$m = \frac{\cosh(4\cdot 0{,}56) + 2\cosh(2\cdot 0{,}56) + 6}{\cosh(2\cdot 0{,}56) - 1} = 20{,}33$$

(32.108): $$L/L_0' = (1 + \frac{0{,}215^2}{4}\cdot 20{,}33)\tanh 0{,}56 = 0{,}627$$

$$\underline{\underline{L_{H1/3}}} = 0{,}627\cdot 17{,}0 = 10{,}7 \text{ m}$$

Die Tabelle 3.5. liefert für $d/L_0' = 0{,}059$ und $H_0/L_0' = 0{,}77/17{,}0 = 0{,}045$ den Wert

$$H/H_0 = 0{,}958 \rightarrow \underline{H_{I\,1/3}} = 0{,}958\cdot 0{,}77 = 0{,}74 \text{ m}$$

Die signifikante Wellenhöhe mit Berücksichtigung der Refraktion erhalten wir mit dem nach der linearen Theorie berechneten Refraktionskoeffizienten ($L/L_0 = L/L_0' = 10{,}7/17{,}0 = 0{,}629$):

$$K_R^2 = \frac{\cos 45°}{\sqrt{[1 - (0{,}629\cdot \sin 45°)^2]}} = 0{,}790 \quad \text{bzw.}$$

$$K_R = 0{,}89 \ .$$

So wird

$$\underline{\underline{H_{1/3}}} = K_R \cdot H_{I\,1/3} = 0{,}89\cdot 0{,}74 = 0{,}66 \text{ m}$$

Die Abweichung von dem eingangs als Näherung geschätzten Wert ($H = 0{,}68$ m) ist so klein, daß die Rechnung nicht wiederholt zu werden braucht (erst bei der Berechnung der Oberflächenform in Kap. 3.2.3. wird der der richtigen Wellenhöhe entsprechende Parameter α gebraucht, damit die erhaltene Gleichung für den Wasserspiegel tasächlich einer Wellenhöhe von 0,66 m entspricht). Bei der Wellenlänge ist der Unterschied größer, nach Stokes III sind die Wellen um rund 10% länger. Wir rechnen im folgenden mit diesem Wert, da $U > 15$.

c) Berechnung mit Hilfe des Wellenspektrums

DieWindgeschwindigkeit beträgt $u_l = 9{,}8$ m/s (vgl. S. 119), somit wird die Energiezahl nach NEUMANN (= die doppelte Varianz)

(32.114): $$E_{\omega\max} = 2\,\sigma_{\max}^2 = 18{,}2\,(\frac{9{,}8}{2\cdot 9{,}81})^5 = 0{,}5659 \text{ m}^2$$

Andererseits wird

(32.113): $$E_\omega = 2\,\sigma^2 = 1/8\cdot 0{,}77^2 = 0{,}07411 \text{ m}^2$$

und somit das Verhältnis von vorhandener zu maximaler Energie gleich

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_{\max}^2} = \frac{0{,}07411}{0{,}5659} = 0{,}131$$

Dazu liefert Figur 3.28., bzw. die Tabelle 3.6.

$$X_k = 0{,}739 \quad ,$$

woraus

(32.117): $$f_k = \frac{9{,}81 \cdot 0{,}739}{\pi \cdot 9{,}8} = 0{,}2356 \text{ Hz}$$

und

(32.118):
$$\begin{aligned} f_{min} &= 0{,}85 \cdot 0{,}2356 &&= 0{,}2003 \text{ Hz} \\ f_{max} &\approx 3 \cdot 0{,}2356 &&= 0{,}7 \text{ Hz} \\ \Delta f &= 0{,}15 \cdot 0{,}2356 &&= 0{,}0353 \text{ Hz} \\ \Delta X &= 0{,}15 \cdot 0{,}739 &&= 0{,}111 \end{aligned}$$

Die weitere Berechnung erfolgt am besten mit einer Tabelle (Tab. 3.7.). Von der ersten Zeile ($f = f_{min} + f_k$, $f_1 = 0{,}2179$ Hz) können vorerst nur die Kolonnen 1 bis 6, 12 bis 14 und 16 berechnet werden. Die spektrale Dichte der Varianz, bzw. das Amplitudenquadrat (Kolonne 8) für f_1 des Tiefwasserspektrums erfolgt aus der Bedingung, daß die Summe aller Amplitudenquadrate gleich der doppelten Varianz $2\sigma^2 = 0{,}07411$ m^2 ist. Da die Summe der Amplitudenquadrate für $f > f_k$ gleich $\Sigma A_{0i}^2 = 0{,}0695$ m^2 ist (Kolonne 11), wird $A_{01}^2 = 0{,}07411 - 0{,}0695 = 0{,}0046$ m^2.

Die ganze Rechnung läßt sich einfach mit Hilfe eines programmierbaren Taschenrechners, ohne Hilfe von Nomogrammen und Tabellen, durchführen. Tabelle 3.7. wurde auf einem SHARP PC-1401 mit dem folgenden BASIC-Programm gerechnet, welches für jeden Frequenzschritt die Werte der Kolonnen 4 bis 20 ausdruckt:

```
1: INPUT "D,F"; Z, X: Z = Z/F: X = X/F
   (Z = Δf; X = Anfangsfrequenz = f2 [!] oder die Frequenz bei einem Wechsel der
   Schrittweite; die erste Zeile mit fmin wird erst am Schluß gerechnet (s. oben, Erklärung
   zu Tab. 3.7.)
2: Y = X^-6*EXP(-.5/X^2): T = 1/(X*F): L = G*T^2: PRINT T,L: PRINT X,Y:
   (L = L0)
   R = B*Y: A = 2*R*F*Z: PRINT R,A: H = 2*√A: E = E + A
   (R = S(f); A = A0i^2;          H = H0 ;    E = ΣA0i^2)
3: PRINT H, E: X = X + Z: M = D/L: L = M
   (M = d/L0)
4: N = L: L = M/HTN(2*π*N): IF ABS(L - N)/N > 0.0001 THEN 4
   (L = d/L = d/[L0·tanh{2πd/L}]; iterative Berechnung)
5: PRINT M, L: N = 4*π*L: M = M/L: J = √(1/(M*(1+N/HSN N))): PRINT D/L,J:
   ( M = d/L0, L = d/L;   M = L/L0 = C/C0; J = HI/H0)
   H = H*J: PRINT H: K = √(C/√(1-Q*M^2)): H = K*H
   (H = HI;          K = KR;          H = KR·HI)
6: PRINT K,H: A = H^2/4: S = S+A: PRINT A,S: GOTO 2
   (A = Ai^2;          S = ΣAi^2)
```

Vor Beginn der Rechnung sind einzugeben:
G = $g/(2\pi)$ = 9,81/(2·π) S = 0 oder Anfangswert $\sum A_i^2$
B = $\beta \cdot \pi^2 \cdot (u_l/g)^6/128$ = 3,05·π^2·$(u_l/9{,}81)^6/128$
F = $f/X = g/(\pi \cdot u_l)$ = 9,81/(π·u_l) C = $\cos\alpha_0$ (für Refraktion)
E = 0 oder Anfangswert $\sum A_{0i}^2$ Q = $\sin^2\alpha_0$
D = d (Wassertiefe)

Da die Rechnung mit der zweiten Zeile beginnt und mit der ersten beendet wird, sind die Summen in Kolonne 20 zunächst um den Betrag des ersten Elementes zu klein, jedoch stimmt die Gesamtsumme am Schluß, und die übrigen Glieder können korrigiert werden.

Die drei Methoden ergeben für die Wellenhöhe $H_{1/3}$ fast übereinstimmende Werte (0,68 , 0,66 bzw. 0,69 m). Die Wellenlänge wird nach der linearen Theorie etwas geringer (9,7 m) als nach Stokes III (10,7 m). Aus dem Spektrum folgt zwar keine eindeutige Wellenlänge (wegen der Überlagerung variiert diese ständig), doch die den größten Komponenten zugehörigen Längen von 11,84 bzw. 10,25 m lassen erwarten, daß bei Wellen mit der signifikanten Höhe auch etwa mit der Länge nach Stokes III zu rechnen ist.
Im mathematischen Modell zur Berechnung der Schilfhalmbeanspruchung kann mit einer Variante auch ein in spektrale Komponenten zerlegter Wellenzug eingegeben werden, so daß in diesem Fall Länge und Höhe der signifikanten Welle nicht explizite benötigt werden.

Tab. 3.7. Umrechnung eines Tiefwasserwellenspektrums auf begrenzte Wassertiefe

f	i	f_i	T_i	L_{0i}	X_i	Y_i	$S_{\zeta\zeta i}$	A_{0i}^2	H_{0i}	ΣA_{0i}^2
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0,2003	1	0,2179	4,59	32,88	0,6839	-	-	0,0046	0,1356	-
0,2356	2	0,2533	3,95	24,34	0,7948	1,7970	0,4200	0,0296	0,3446	0,0296
0,2709	3	0,2886	3,47	18,74	0,9057	0,9844	0,2301	0,0162	0,2550	0,0459
0,3063	4	0,3239	3,09	14,88	1,0188	0,5582	0,1304	0,0092	0,1920	0,0551
0,3416	5	0,3593	2,78	12,09	1,1275	0,3283	0,0767	0,0054	0,1472	0,0605
0,3770	6	0,3946	2,53	10,03	1,2385	0,2000	0,0467	0,0033	0,1149	0,0639
0,4123	7	0,4300	2,33	8,45	1,3494	0,1258	0,0294	0,0020	0,0911	0,0659
0,4653	Ab hier Schrittweite Δf verdoppelt									
	8	0,5006	2,00	6,23	1,5712	0,0542	0,0126	0,0017	0,0846	0,0677
0,5360	9	0,5713	1,75	4,78	1,7930	0,0257	0,0060	0,0008	0,0583	0,0686
0,6067	10	0,6420	1,56	3,79	2,0148	0,0132	0,0030	0,0004	0,0417	0,0690
0,6774	11	0,7127	1,40	3,07	2,2366	0,0072	0,0016	0,0002	0,0309	0,0693
0,7481	Hier könnte die Rechnung abgebrochen werden. Die folgenden Werte dienen zur Demonstration der Größernordnung der mit $f_{max} = 3 f_k$ vernachlässigten Einflüsse.									
	12	0,7834	1,28	2,54	2,4585	0,0041	0,0009	0,0001	0,0234	0,0694
0,8187	13	0,8540	1,17	2,14	2,6803	0,0025	0,0005	0,0000	0,0182	0,0695
0,8894										

1: Grenze der Frequenzbereiche [Hz]
2: Zähler
3: Mittlere Frequenz des Bereichs [Hz]
4: Periode T [s] = $1/f$
5: Tiefwasserwellenlänge [m] nach (32.90)
6: $X = \pi \cdot f \cdot u_l / g$ [-]
7: Dimensionsloses Spektrum nach (32.119)
8: Spektrale Dichte der Varianz [m^2·s] nach (32.118)
9: Amplitudenquadrat A^2 [m^2] = 2 $S_{\zeta\zeta} \cdot \Delta f$
10: Wellenhöhe $H = 2\,A$
11: Summe der Amplitudenquadrate ab Zeile 2 (vgl. Text)

Tab. 3.7. (Fortsetzung).

i	d/L_{0i}	d/L_i	L_i	H/H_0	H_{Ii}	K_R	H_i	A_i^2	ΣA_i^2
2	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	0,0304	0,0718	13,91	1,12	0,152	0,86	0,131	0,0043	0,0043
2	0,0410	0,0844	11,84	1,06	0,365	0,87	0,316	0,0251	0,0293
3	0,0533	0,0975	10,25	1,01	0,258	0,88	0,226	0,0128	0,0422
4	0,0672	0,1113	8,98	0,977	0,188	0,88	0,166	0,0069	0,0491
5	0,0827	0,1257	7,96	0,951	0,140	0,89	0,125	0,0039	0,0530
6	0,0997	0,1407	7,10	0,933	0,107	0,90	0,097	0,0023	0,0553
7	0,1183	0,1566	6,38	0,921	0,084	0,91	0,077	0,0015	0,0568
8	0,1605	0,1920	5,21	0,913	0,077	0,94	0,072	0,0013	0,0581
9	0,2092	0,2328	4,29	0,920	0,054	0,96	0,052	0,0007	0,0588
10	0,2638	0,2799	3,57	0,937	0,039	0,97	0,038	0,0004	0,0591
11	0,3257	0,3355	2,98	0,957	0,030	0,99	0,030	0,0002	0,0593
12	0,3937	0,3989	2,51	0,975	0,023	0,99	0,023	0,0001	0,0595
13	0,4672	0,4698	2,13	0,987	0,018	1,00	0,018	0,0000	0,0595

12: Wassertiefe $d = 1$ m
13: Aus Fig. 3.2.2.8. oder Tab. 3.2.2.1. bzw. iterative Auflösung von (32.94)
14: $L_i = 1/(\text{Kol.13})$
15: Aus Fig. 3.2.2.8. oder Tab. 3.2.2.1. bzw. nach (32.106)
16: Wellenhöhe ohne Berücksichtigung der Refraktion $H_{Ii} = (\text{Kol.9})\cdot(\text{Kol.14})$
17: Refraktionskoeffizient K_R nach (32.128) mit $\alpha_0 = 45°$
18: Wellenhöhe mit Berücksichtigung der Refraktion $H_i = (\text{Kol.16})\cdot(\text{Kol.17})$
19: Amplitudenquadrat bei Wassertiefe $d = 1$m. $A_i^2 = (H_i/2)^2 = (\text{Kol.18})^2/4$
20: Summe aller Amplitudenquadrate ergibt die doppelte Varianz bei $d = 1$m. Werte mit Berücksichtigung des ersten Elementes korrigiert.
Daraus $H_{1/3} = \sqrt{[8\cdot(2\,\sigma^2)]} = \sqrt{[8\cdot 0{,}0595^2]} = 0{,}69$ m

3.2.3. Berechnung der Wasserteilchengeschwindigkeit

Wie in Kap. 3.2.1.3. gezeigt, ist es die Geschwindigkeit der Wasserteilchen, welche den Einfluß der Wellen auf andere Objekte bewirkt. Eine eher anschaulich gehaltene Darstellung der Wasserbewegungen in den Wellen findet sich in BINZ (1980), weshalb wir uns hier kürzer fassen können. Entscheidend ist die Tatsache, daß es sich bei Wellen nicht um wandernde Wassermassen handelt. Nur die Form der Wasseroberfläche ist es, welche diesen Eindruck hervorruft. Die einzelnen Wasserteilchen bewegen sich in Wirklichkeit auf mehr oder weniger geschlossenen Bahnen, den Orbitalbahnen. Ihre Geschwindigkeit heißt dementsprechend auch Orbitalgeschwindigkeit (Fig. 3.32.). Eine Ausnahme bilden die brechenden Wellen: Wenn die Welle instabil wird (bricht), gerät die ganze Wassermasse des Wellenberges in Bewegung, was den Brechern eine enorme Zerstörungskraft verleiht. Die Ursachen für das Brechen sind einerseits zu geringe Wassertiefe (Einfluß der Bodenreibung) und andererseits zu große Höhe im Verhältnis zur Länge (Steilheit), z.B. unter starkem Windeinfluß.
Die Form der Orbitalbahnen hängt von der relativen Wassertiefe *d/L* und von der Steilheit *H/L* der Wellen ab (Fig. 3.33 -3.35.). Sind die Wellen flach

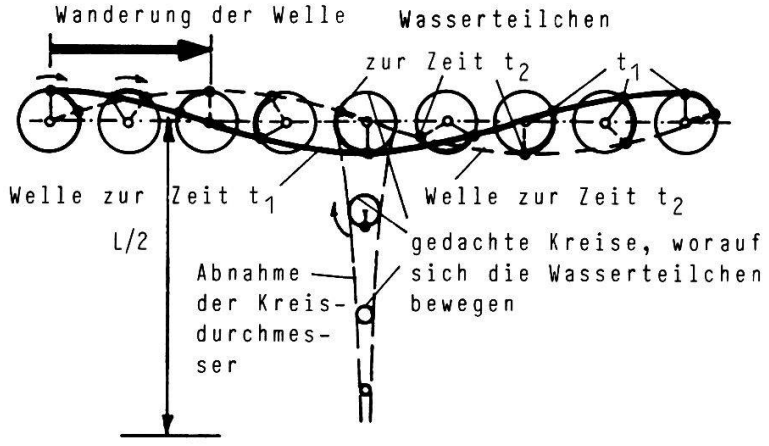


Fig. 3.32. Die Bewegung der Wasserteilchen, dargestellt am Beispiel einer flachen Welle im Tiefwasser. Sie ist in zwei Phasen dargestellt, zu einem Zeitpunkt t_1 und zu einem etwas späteren Zeitpunkt t_2 (z.B. eine halbe Sekunde später). Die Bahnkurven (Orbitalbahnen) der Wasserteilchen sind hier geschlossene Kreise. Der dick ausgezogene Teil der Kreise stellt die Bewegung einiger Wasserteilchen zwischen den beiden Zeitpunkten dar.
(Bemerkung: Die Zeichnung ist nicht maßstäblich, Wellenhöhe und Druchmesser der Orbitalbahnen sind im Verhältnis zur Wellenlänge zu groß. Dies gilt auch für die folgenden Figuren 3.33. -3.35..) (Aus BINZ 1980)

(Gültigkeitsbereich der linearen Theorie), so sind die Orbitalbahnen geschlossene Ellipsen oder Kreise. Bei steilen Wellen kommen die Wasserteilchen nach einem Umlauf nicht mehr genau an den Ausgangspunkt zurück, d.h. es findet ein gewisser Massentransport statt (Windverfrachtung).
Die Form der Wasseroberfläche entsteht durch die Orbitalbewegungen der Wasserteilchen. Dadurch, daß die einander längs einer Linie folgenden Was-

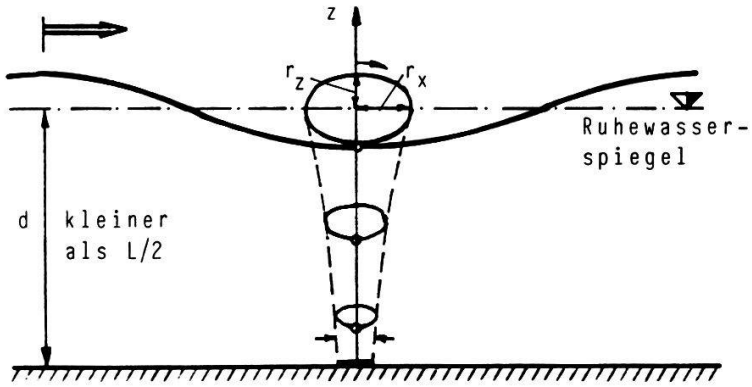


Fig. 3.33. Welle im Übergangsbereich (Wassertiefe kleiner als die halbe Wellenlänge). Statt auf einer Kreisbahn bewegen sich die Wasserteilchen auf Ellipsen bzw. am Seegrund hin und her.

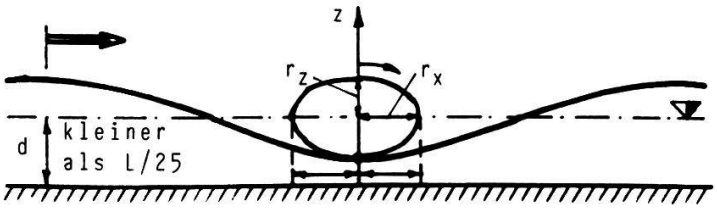


Fig. 3.34. Welle im Flachwasserbereich (Wassertiefe kleiner als 1/25 der Wellenlänge). Die Ellipsen sind flacher, die waagrechte Bewegung der Wasserteilchen ist über die ganze Wassertiefe ungefähr gleich groß.

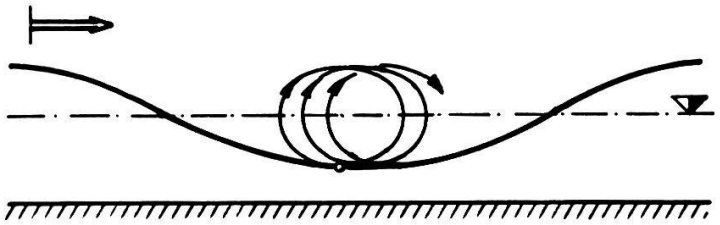


Fig. 3.35. Bei vergleichsweise kürzeren und höheren (=steileren) Wellen, wie sie in der Uferzone vorherrschen, sind die Bahnen der Wasserteilchen nicht mehr ganz geschlossen.

Fig. 3.33. - 3.35. Schematische Darstellung der Wasserteilchenbewegung in einer Welle.

serteilchen die gleiche Bewegung ein wenig phasenverschoben mitmachen, entsteht die Form der wandernden Welle. Die zur möglichst guten, näherungsweisen Beschreibung der verschiedenen Oberflächenformen geeigneten mathematischen Funktionen haben den im Kapitel 3.2.2.2.2. (S. 122) aufgeführten Wellentheorien den Namen gegeben.
Im folgenden werden die Formeln für die Wasseroberfläche, die Orbitalgeschwindigkeiten und die lokalen Beschleunigungen der Wasserteilchen nach der linearen Theorie und nach Stokes III zusammengestellt. Bei der spektralen Darstellung der Wellen werden die Bewegungen der Wasserteilchen für die einzelnen (sinusoidalen) Komponenten nach der linearen Theorie bestimmt und anschließend überlagert.
Die von den verschiedenen Theorien (mit Ausnahme der hier nicht weiter verfolgten Einzelwellentheorie nach Mc Cowan oder Boussinesq; vgl. S. 122) behandelten Wellenarten sind alle periodische Vorgänge, die sich im Raum mit einer bestimmten Geschwindigkeit C fortpflanzen. Ein (gedachter) Beobachter, der sich mit der gleichen Geschwindigkeit auf einer solchen Welle fortbewegt, wird deshalb ständig das gleiche Bild wahrnehmen, für ihn bewegt sich die Wasseroberfläche nicht. Der Zustand (Lage des Wasserspiegels, Teilchengeschwindigkeit) hängt nur von der Entfernung $x - x_B$ vom Beobachter ab (x_B bezeichne den Ort des Beobachters). Beginnt der Beobachter seine Reise am Ort $x = 0$ zur Zeit $t = 0$, so gilt

$$x_B = C \cdot t \quad , \tag{32.136}$$

der Zustand der Welle zur Zeit t ist somit durch den Ausdruck

$$xx = x - x_B = x - C \cdot t \tag{32.137}$$

eindeutig bestimmt (vgl. Fig. 3.36.). Bei Wellen dieser Art entspricht also jeder Verschiebung im Raum eine bestimmte Änderung der Zeit und umgekehrt, d.h. die Raum- und die Zeitkoordinate sind in gewissem Maße austauschbar. Machen wir dieselben Überlegungen wie oben statt für den Ort x für die Zeit t, so gilt

$$t_B = \frac{x}{C} \tag{32.138}$$

und analog ist der Zustand der Welle am Ort x bestimmt durch

$$tt = t_B - t = \frac{x}{C} - t \quad . \tag{32.139}$$

Da die trigonometrischen Ausdrücke in den hier behandelten Wellentheorien 2π-periodisch sind, rechnet man zweckmäßigerweise statt mit xx oder tt mit

$$\Theta = \frac{2\pi}{L} xx = \frac{2\pi}{T} tt \qquad \text{[rad] (32.140)}$$

L ... Wellenlänge [m]
T ... Wellenperiode [s]

Der Ausdruck Θ heißt **Phasenwinkel** (oder kurz: Phase), während der Wert

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad \text{[s}^{-1}\text{ oder Hz] (32.141)}$$

Kreisfrequenz genannt wird. Die **Wellenzahl** k wurde bereits in (32.107) definiert ($k = 2\pi/L$). Mit Hilfe der Definitionsgleichung (32.95) der Wellen-

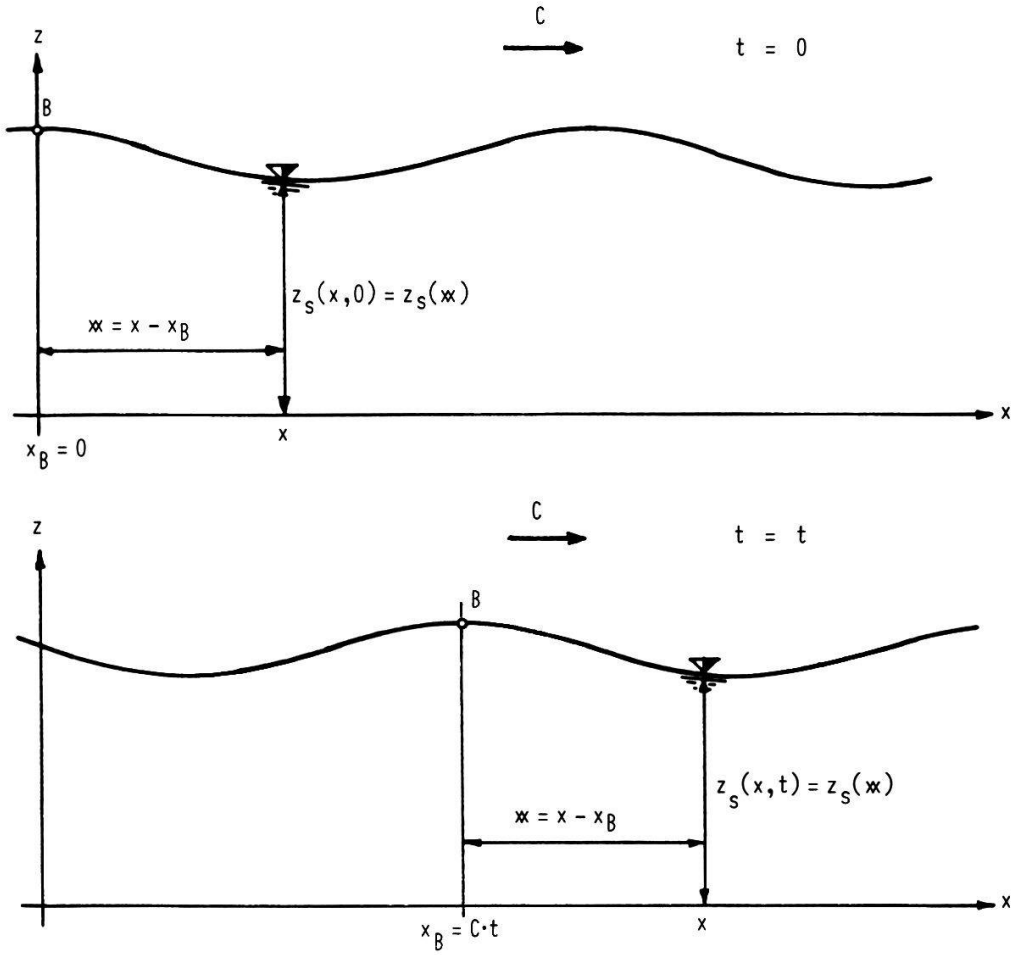


Fig. 3.36. Situation eines gedachten, auf der Welle im Punkt B mitwandernden Beobachters. Die Wahl des Punktes B ist natürlich frei, zur Verdeutlichung wurde hier ein Wellenscheitel gewählt.

fortpflanzungsgeschwindigkeit C können sowohl Ort, als auch Zeit im Phasenwinkel Θ berücksichtigt werden:

$$\Theta = 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \quad \text{[rad]} \quad (32.142)$$

a) Form der Wasseroberfläche und Geschwindigkeit der Wasserteilchen nach der linearen Theorie.
Mit den Bezeichnungen der Fig. 3.12. (S. 84) gelten folgende Beziehungen:

- Form der Wasseroberfläche:

$$\zeta = \frac{H}{2}\cos\Theta \quad \text{[m]} \quad (32.143)$$

ζ ... Vertikale Abweichung des Wasserspiegels von der Ruhelage [m]
H ... Wellenhöhe [m]
Θ ... Phasenwinkel = $2\pi\cdot(x/L - t/T)$
L ... Wellenlänge [m]
T ... Wellenperieode [s]

- Orbitalgeschwindigkeiten:

$$u = \frac{\pi H}{T}\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kd)}\cos\Theta \quad \text{[m/s]} \quad (32.144)$$

$$v = \frac{\pi H}{T}\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kd)}\sin\Theta \quad \text{[m/s]} \quad (32.145)$$

u ... Waagrechte Orbitalgeschwindigkeit der Wasserteilchen [m/s]
v ... Senkrechte Orbitalgeschwindigkeit der Wasserteilchen [m/s]
k ... Wellenzahl ($2\pi/L$)
z ... Senkrechte Koordinate = Entfernung vom Seegrund [m]
d ... Wassertiefe (bis zum Ruhewasserspiegel) [m]

- Lokale Beschleunigungen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{2\pi^2 H}{T^2}\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kd)}\sin\Theta \quad \text{[m/s}^2\text{]} \quad (32.146)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2}\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kd)}\cos\Theta \quad \text{[m/s}^2\text{]} \quad (32.147)$$

$\frac{\partial}{\partial t}$ ... Partielle Ableitung nach der Zeit, ergibt lokale Beschleunigung der Wasserteilchen in waagrechter (u) und senkrechter (v) Richtung

Die graphische Darstellung einer sinusoidalen Welle mit den Kenngrößen des Beispiels aus Kapitel 3.2.2. (S.144ff) zeigt Fig. 3.37..
Im Gültigkeitsbereich der linearen Theorie können die Bahnkoordinaten der

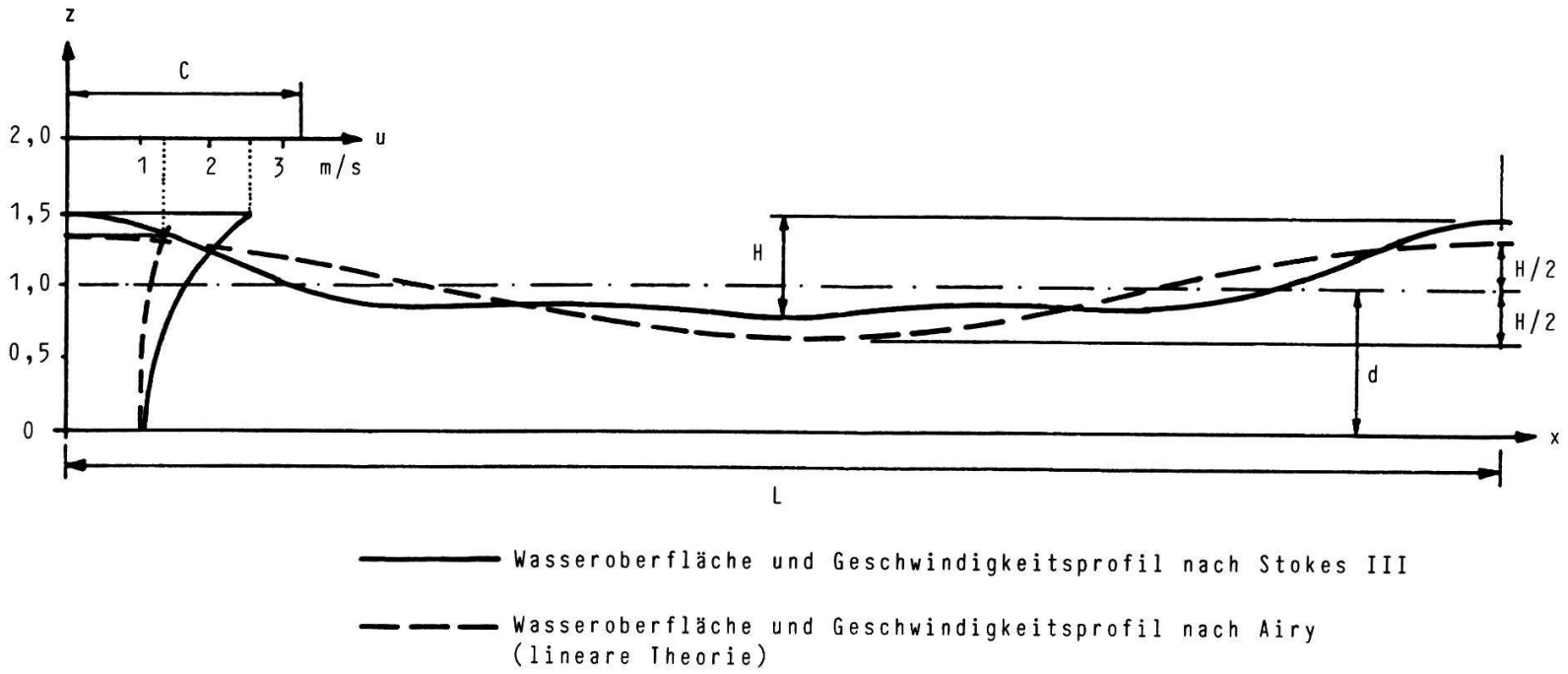


Fig. 3.37. Form einer Welle ($T = 3{,}3$ s; $d = 1$ m; $L = 10{,}6$ m; $H = 0{,}66$ m, $C = 3{,}2$ m/s) und Geschwindigkeitsprofil (waagrecht) unter dem Wellenscheitel, nach der linearen oder sinusoidalen Theorie erster Ordnung (Airy-Laplace) und nach der sinusoidalen Theorie dritter Ordnung (Stokes III).
Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß in diesem Fall die lineare Theorie sowohl für die maximale Erhebung des Wasserspiegels über die Ruhelage, wie auch für die maximale Geschwindigkeit der Wasserteilchen unter dem Wellenscheitel, zu geringe Werte liefern würde, wogegen die Orbitalgeschwindigkeiten am Seegrund nach beiden Theorien ungfähr gleich groß sind.

Wasserteilchen durch einfache Integration über die Zeit von (32.144) und (32.145) erhalten werden, wobei für x und z die Koordinaten der Ruhelage des betreffenden Wasserteilchens (x_0, z_0) in die Formeln eingesetzt werden. Diese Näherung ist genügend genau, solange die Durchmesser der Orbitalbahnen klein sind gegenüber der Wellenlänge L (waagrechter Durchmeser) bzw. der Wassertiefe d (senkrechter Durchmesser). Die Bestimmungsgleichugnen für die Bahnkoordinaten der Wasserteilchen lauten dann:

$$x - x_0 = -\frac{H}{2}\cdot\frac{\cosh(kz_0)}{\sinh(kd)}\cdot \sin\Theta \qquad \text{[m] (32.148)}$$

$$z - z_0 = +\frac{H}{2}\cdot\frac{\sinh(kz_0)}{\sinh(kd)}\cdot \cos\Theta \qquad \text{[m] (32.149)}$$

Dies sind Gleichungen für eine Ellipse mit den Halbachsen

$$r_x = \frac{H}{2}\cdot\frac{\cosh(kz_0)}{\sinh(kd)} \qquad \text{[m] (32.150)}$$

$$r_z = \frac{H}{2}\cdot\frac{\sinh(kz_0)}{\sinh(kd)} \; . \qquad \text{[m] (32.151)}$$

An der Wasseroberfläche vereinfachen sich diese Ausdrücke zu

$$r_x = \frac{H}{2}\coth(kd) \qquad \text{[m] (32.152)}$$

$$r_z = \frac{H}{2} \qquad \text{[m] (32.153)}$$

Für $d/L = 0{,}5$ (Grenze des Tiefwasserbereichs) wird $k\cdot d = 2\pi\cdot 0{,}5 = 3{,}14...$ wofür der hyperbolische Cotangens = 1,004 (also praktisch gleich 1) wird. In diesem Fall werden die Orbitalbahnen zu Kreisen, deren Radius an der Wasseroberfläche gleich der halben Wellenhöhe (der Durchmesser also gleich der Wellenhöhe) ist. Da der hyperbolische Cotangens für kleine Argumente (d.h. im Flachwasserbereich) groß wird, zeigt sich aus den obigen Gleichungen, daß im Seichtwasser die waagrechte Bewegung der Wasserteilchen die senkrechte bei weitem übertrifft.
Am Seegrund ($z_0 = 0$) werden die Bahnradien

$$r_x = \frac{H}{2}\cdot\frac{1}{\sinh(kd)} \qquad \text{[m] (32.154)}$$

$$r_z = 0 \qquad \text{[m] (32.155)}$$

Gleichung (32.154) kann die Frage beantworten, von welcher Tiefe (bezogen auf die Wellenlänge) an auch die waagrechte Bewegung der Wasserteilchen am Seegrund praktisch verschwindet. Nehmen wir die bereits wiederholt erwähnte Grenze von d/L = 0,5, so wird der hyperbolische Sinus von $k \cdot d$ gleich sinh(3,14...) = 11,5 , das heißt, die Gesamtbewegung ist eine halbe Wellenlänge unter dem Seespiegel etwas weniger als ein Zehntel so groß wie die Wellenhöhe.
Die Gleichungen (32.152) (waagrechte Bewegung an der Oberfläche) und (32.154) (waagrechte Bewegung am Seegrund) unterscheiden sich um den Faktor $\cosh(k \cdot d)$; für d/L = 0,04 (Seichtwasserwellen) wird dieser gleich 1,03: die waagrechte Bewegung der Wasserteilchen ist somit im Flachwasser über die gesamte Wasserteife fast gleich groß.

b) Form der Wasseroberfläche und Geschwindigkeit der Wasserteilchen nach der Theorie dritter Ordnung (Stokes III).
Die im folgenden verwendeten Parameter α und kl wurden bereits im vorigen Kapitel eingeführt (32.107 - 32.112).

- Form der Wasseroberfläche:

$$\zeta = \zeta_1 \cos\Theta + \zeta_2 \cos(2\Theta) + \zeta_3 \cos(3\Theta) \qquad \text{[m]} \quad (32.156)$$

mit

$$\zeta_1 = \frac{L\,\alpha}{2\pi} \left\{ \sinh(kl) + \frac{\alpha^2}{64} \frac{9\sinh(5kl) + 15\sinh(3kl) + 6\sinh(kl)}{\cosh(2kl) - 1} \right\} \qquad \text{[m]} \quad (32.157)$$

$$\zeta_2 = \frac{L\,\alpha^2}{16\pi} \cdot \frac{\sinh(4kl) + 4\sinh(2kl)}{\cosh(2kl) - 1} \qquad \text{[m]} \quad (32.158)$$

$$\zeta_3 = \frac{L\,\alpha^2}{256\pi} \frac{3\sinh(7kl) + 15\sinh(5kl) + 27\sinh(3kl) + 39\sinh(kl)}{[\cosh(2kl) - 1]^2} \qquad \text{[m]} \quad (32.159)$$

- Orbitalgeschwindigkeiten:

$$u = u_1 \cosh(kz) \cos\Theta + u_2 \cosh(2kz) \cos(2\Theta) + u_3 \cosh(3kz) \cos(3\Theta) \qquad \text{[m/s]} \quad (32.160)$$

$$v = u_1 \sinh(kz) \cdot \sin\Theta + u_2 \sinh(2kz) \sin(2\Theta) + u_3 \sinh(3kz) \sin(3\Theta) \qquad \text{[m/s]} \quad (32.161)$$

mit

$$u_1 = \frac{L\,\alpha}{T} \qquad [m] \quad (32.162)$$

$$u_2 = \frac{3\,L\,\alpha^2}{2T} \cdot \frac{1}{\cosh(2kl) - 1} \qquad [m] \quad (32163)$$

$$u_3 = -\frac{3\,L\,\alpha^2}{16\,T} \cdot \frac{2\cosh(2kl) - 11}{[\cosh(2kl) - 1]^2} \qquad [m] \quad (32.164)$$

-Lokale Beschleunigungen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{2\pi}{T} u_1 \cosh(kz) \sin\Theta + \frac{4\pi}{T} u_2 \cosh(2kz) \sin(2\Theta) +$$

$$+ \frac{6\pi}{T} u_3 \cosh(3kz) \sin(3\Theta) \qquad [m/s^2] \quad (32.165)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{2\pi}{T} u_1 \sinh(kz) \cos\Theta - \frac{4\pi}{T} u_2 \sinh(2kz)\cos(2\Theta) -$$

$$- \frac{6\pi}{T} u_3 \sinh(3kz) \cos(3\Theta) \qquad [m/s^2] \quad (32.166)$$

Die Bahnkoordinaten können bei Wellen mit größerer Amplitude nicht mehr in geschlossener Form (wie 32.118 und 32.119) angegeben werden, da für x und z in den Gleichungen der Orbitalgeschwindigkeit auch nicht näherungsweise die Ruhekoordinaten x_0 und z_0 eingesetzt werden dürfen. Wie in Fig. 3.37. sichtbar ist, nimmt die Teilchengeschwindigkeit gegen den Scheitel stark zu ("Konzentration der Geschwindigkeit im Wellenberg"). Im eigentlichen Seichtwasser verstärkt sich diese Erscheinung und kann nur durch die cnoidale und schließlich die Einzelwellentheorie zutreffend beschrieben werden. Kurz bevor die Welle bricht, wird die Teilchengeschwindigkeit u im Wellenscheitel gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit C der Welle.
Die obigen Festellungen stehen in einem scheinbaren Widerspruch zu den Überlegungen zur Gleichung (32.154); diese gelten jedoch nur für Wellen mit kleiner Höhe gegenüber der Wassertiefe. Doch ist auch bei Wellen größerer Amplitude im Seichtwasserbereich die Teilchengeschwindigkeit unterhalb des Ruhewasserspiegels bis zum Seegrund von gleicher Größenordnung.
Die in Fig. 3.37. dargestellte Welle mit dem Geschwindigkeitsprofil unter dem Wellenscheitel ist dieselbe, die im Zahlenbeispiel zum vorigen Kapitel berechnet wurde:

$$T = 3{,}3 \text{ s}; \quad H = 0{,}66 \text{ m}$$

$$kl = 0{,}56$$

$\alpha = 0{,}213$ Dieser Wert stimmt nicht mit dem auf S. 145 erhaltenen überein, denn dort wurde mit H = 0,68 m gerechnet. Wenn wir bei der Darstellung der Oberlfächenform die exakte Wellenhöhe von 0,66 m erhalten wollen, müssen wir α aus (32.111) iterativ berechnen oder durch Interpolation aus der Tabelle 3.4. bestimmen. Mit dem neuen α wird die Wellenlänge L = 10,6 m statt wie im Beispiel angenommen 10,7 m: der Unterschied ist unbedeutend und durfte bei der Bestimmung nur der Kenngrößen vernachlässigt werden.

$L = 10{,}6$ m

$C = L/T = 10{,}6/3{,}3 = 3{,}21$ m/s

(32.157): $$\zeta_1 = \frac{10{,}6 \cdot 0{,}213}{2\pi} \cdot \left\{ \sinh 0{,}56 + \frac{0{,}213^2}{64} \cdot \frac{9\sinh(5 \cdot 0{,}56) + 15\sinh(3 \cdot 0{,}56) + 6\sinh 0{,}56}{\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 1} \right\}$$

$$= 0{,}255 \text{ m}$$

(32.158): $$\zeta_2 = \frac{10{,}6 \cdot 0{,}213^2}{16\pi} \cdot \frac{\sinh(4 \cdot 0{,}56) + 4\sinh(2 \cdot 0{,}56)}{\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 1}$$

$$= 0{,}140 \text{ m}$$

(32.159): $$\zeta_3 = \frac{10{,}6 \cdot 0{,}213^3}{256\pi} \cdot \frac{3\sinh(7\cdot,56) + 15\sinh(5\cdot,56) + 27\sinh(3\cdot,56) + 39\sinh 0{,}56}{[\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 1]^2}$$

$$= 0{,}077 \text{ m}$$

Die Gleichung der Wasseroberfläche lautet damit:

(32.156): $$\zeta = 0{,}255\cos\Theta + 0{,}140\cos(2\Theta) + 0{,}077\cos(3\Theta)$$

Für den Wellenberg ($\Theta = 0, 2\pi, 4\pi, \ldots$) wird

$$\zeta(0) = 0{,}255 + 0{,}140 + 0{,}077 = 0{,}472 \text{ m}$$

und für das Wellental ($\Theta = \pi, 3\pi, 5\pi, \ldots$)

$$\zeta(\pi) = -0{,}255 + 0{,}140 - 0{,}077 = -0{,}192 \text{ m} .$$

Die betragsmäßige Summe der Verschiebungen des Wasserspiegels im Wellenberg und im Wellental ergibt die Wellenhöhe:

$$H = 0{,}472 + 0{,}192 = 0{,}664 \text{ m} ,$$

was mit dem angenommenen Wert übereinstimmt und die Richtigkeit der obigen Rechnung bestätigt.

Das Profil der waagrechten Komponente der Orbitalgeschwindigkeit kann mit

(32.162): $u_1 = \frac{10{,}6 \cdot 0{,}213}{3{,}3} = 0{,}685$ m/s

(32.163): $u_2 = \frac{3 \cdot 10{,}6 \cdot 0{,}213^2}{2 \cdot 3{,}3 \cdot [\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 1]} = 0{,}315$ m/s

(32.164): $u_3 = \frac{3 \cdot 10{,}6 \cdot 0{,}213^2}{16 \cdot 3{,}3} \cdot \frac{2\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 11}{[\cosh(2 \cdot 0{,}56) - 1]^2} = 0{,}092$ m/s

angeschrieben werden als:

(32.160): $$u = 0{,}685 \cosh(\frac{2\pi z}{10{,}6})\cos\Theta + 0{,}315 \cosh(\frac{4\pi z}{10{,}6})\cos(2\Theta) + + 0{,}092 \cosh(\frac{6\pi z}{10{,}6})\cos(3\Theta)$$

Die senkrechten Komponenten folgen aus

(32.161): $$v = 0{,}685 \sinh(\frac{2\pi z}{10{,}6})\sin\Theta + 0{,}315 \sinh(\frac{4\pi z}{10{,}6})\sin(2\Theta) + + 0{,}092 \sinh(\frac{6\pi z}{10{,}6})\sin(3\Theta) \quad .$$

c) Bereiche der anwendbaren Theorie.

Die Wasserteilchengeschwindigkeit in den Wellen war schon seit langem Gegenstand theoretischer und experimenteller Forschung. Aus der Fülle der entsprechendne Literatur seien hier die Untersuchungen von LE MÉHAUTÉ et al. (1968), IWAGAKI und SAKAI (1970) sowie TSUCHIYA und YAMAGUCHI (1972) herausgegriffen.

Für den Gültigkeitsbereich der linearen Theorie kann im Übergangs- und Flachwasserbereich die schon bei der Berechnung der Wellenkenngrößen verwendete Grenze (32.86)

$$U = \frac{HL^2}{d^3} \leq 15 \quad ,$$

angewandt werden. Zur Berechnung der Teilchengeschwindigkeit am Seegrund ist die lineare Theorie auch bei Wellen größerer Amplituden geeignet (BÜSCHING 1974; dies geht auch aus den obgenannten Arbeiten hervor).

Für die unmittelbare Wirkung der Wellen auf den Schilfhalm ist allerdings die Geschwindigkeit am Seegrund unbedeutend, da das vom Wasser verursachte Biegemoment proportional zum Abstand vom Einspannort (= Seegrund) ist. Für die noch stärkere, indirekte Wirkung durch das von den Wellen bewegte, schwimmende Treibzeug ist natürlich die Teilchengeschwindigkeit an der Wasseroberfläche maßgebend. Wie bereits auf S. 158, festgestellt

wurde, beschreibt die Stokes'sche Theorie dritter Ordnung bei flachem Wasser die starke Zunahme der Orbitalgeschwindigkeit oberhalb des Ruhewasserspiegels nur unvollkommen. Die so berechneten Geschwindigkeiten sind somit am Seegrund tendenziell zu groß, an der Oberfläche tendenziell zu klein.

Da nicht alle der genannten Arbeiten die Theorie Stokes III berücksichtigen, wurden wo nötig die entsprechenden Werte mit den in dieser Arbeit zitierten Formeln (zurückgehend auf CHAPPELEAR und BORGMAN 1958) nachgerechnet. Einige stichprobenweise Kontrollen zeigten ferner, daß diese Formeln (im Sinne der Experimente) eher bessere Resultate liefern als die in einigen der obigen Untersuchungen angewandten (vgl. S. 123f).

Unter Berücksichtigung dieser Aspekte lassen sich aus den obgenannten Arbeiten folgende Schlüsse ziehen:

Nach IWAGAKI und SAKAI (1970) ergibt die Stokes'sche Theorie dritter Ordnung im Bereich des Ruhewasserspiegels für alle untersuchten Fälle befriedigende Resultate, das heißt bis $d/L \geq 0{,}06$ (entsprechend $d/L_0' \geq 0{,}02$; dabei ist $L_0' = gT^2/2\pi$ = entsprechende Tiefwasserwellenlänge bei kleiner Amplitude). Die relative Wellenhöhe betrug bei diesen Versuchen ungefähr $H/d \approx 0{,}24 \div 0{,}3$. Betrachtet man das ganze Geschwindigkeitsprofil, so sollte die Grenze etwa bei $d/L \geq 0{,}1$ (entsprechend $d/L_0' \geq 0{,}06$) gezogen werden. Die Wellensteilheit sollte nicht mehr als $H/L = H/d \cdot d/L \approx 0{,}24 \cdot 0{,}1 \approx 0{,}024$ (entsprechend $H/L_0' \approx 0{,}015$) betragen. Da die Geschwindigkeiten nach Stokes III auf der Höhe des Ruhewasserspiegels mit den experimentellen Werten übereinstimmen, sind sie demnach oberhalb des Ruhewasserspiegels im flachen Bereich nicht nur tendenziell, sondern absolut zu klein.

Dagegen zeigen die Versuche von LE MÉHAUTÉ et al. (1968) ein etwas anderes Bild: Dort stimmen zum Teil Theorie und Experiment für den Flachwasserbereich unmittelbar unter dem Wellenscheitel überein, wo nicht, sind die theoretischen Werte generell zu groß. Da LE MÉHAUTÉ und seine Mitarbeiter relative Wellenhöhen von $H/d \approx 0{,}4$ und $H/d \approx 0{,}5$ untersuchten, kann nach ihren Ergebnissen die Begrenzung für die Anwendung von Stokes III in Abhängigkeit von der Wellensteilheit H/L differenziert werden: Für Wellen mit $H/L \approx 0{,}02$ (entsprechend $H/L_0' \approx 0{,}0045$) liefert die Theorie Stokes III befriedigende Resultate im ganzen Übergangsbereich, das heißt bis $d/L \geq 0{,}04$ (entsprechend $d/L_0' \geq 0{,}010$). Beträgt die Wellensteilheit $H/L \approx 0{,}025$ (entsprechend $H/L_0' \approx 0{,}009$), so liegt die Begrenzung bei $d/L \geq 0{,}06$ (entsprechend $d/L_0' \geq 0{,}022$). Bei noch steileren Wellen mit $H/L \approx 0{,}030$ (entsprechend $H/L_0' \approx 0{,}012$) kann nur noch bis etwa $d/L \geq 0{,}10$ (entsprechend $d/L_0' \geq 0{,}058$) mit Stokes III gerechnet werden.

Der Großteil der von TSUCHIYA und YAMAGUCHI (1972) gezeigten Meßresultate wurden 71% bzw. 86% der Wassertiefe über dem Seegrund erhoben, wo

sich die lineare Theorie am besten den Daten anpaßt. Für vier Fälle wird in dieser Arbeit auch noch ein ganzes Geschwindigkeitsprofil gezeigt, wobei für d/L = 0,128 bzw. 0,122 mit H/L = 0,04 bzw. 0,068 (entsprechend d/L_0' = 0,089 mit H/L_0' = 0,028 bzw. 0,050) die Meßwerte gut mit Stokes III übereinstimmten, während für d/L = 0,051 bzw. 0,052 mit H/L = 0,023 bzw. 0,032 (entsprechend d/L_0' = 0,020 mit H/L_0' = 0,0089 bzw. 0,0124) die Werte der Theorie im Bereich des Ruhewasserspiegels um 30 - 50% zu groß werden. Im Gegensatz dazu hatten LE MÉHAUTÉ et al. (1968) bei einer Steilheit $H/L \approx 0{,}06$ bereits für eine Wassertiefe $d/L \approx 0{,}125$ keine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment mehr festgestellt.
Daß die Meßwerte teils über (IWAGAKI und SAKAI 1970), teils unter (LE MÉHAUTÉ et al. 1968 sowie TSUCHIYA und YAMAGUCHI 1970) den theoretischen liegen, erklärt sich wahrscheinlich durch die verschiedenen Methoden der Geschwindigkeitsmessungen (Wasserstoffblasen, bzw. suspendierte "Nitrile rubber"-Würfelchen bzw. Doppler-Strömungsmesser). Es ist darum anzunehmen, daß die Messungen zwar den relativen Verlauf der Orbitalgeschwindigkeiten richtig erfassen, während offen bleiben muß, ob und allenfalls mit welcher Methode auch absolut zutreffendste Werte erhalten werden.

Was für Folgerungen lassen sich aus diesen Ergebnissen für die vorliegende Arbeit ziehen? Das im Kapitel 3.2.2. durchgerechnete Beispiel des Schilffeldes in Altenrhein ergab unter den vorausgesetzten Annahmen (Windstärke und -dauer) eine relative Wassertiefe d/L =1/10,7 $\approx$ 0,1 und H/L = 0,66/10,7 $\approx$ 0,06, was zumindest nach den Resultaten von TSUCHIYA und YAMAGUCHI (1972) gerade noch im Gültigkeitsbereich der Stokes'schen Theorie dritter Ordnung liegt. Bei schweren Stürmen sind zwar durchaus auch größere Wellen möglich, dann ist allerdings in zunehmendem Maße (sobald die Wellenhöhe größer als $\approx 0{,}78d \approx$ 0,8 m wird) mit brechenden Wellen zu rechnen, welche sich der theoretischen Erfassung ohnehin praktisch vollständig entziehen. Der Schilfbestand von Altenrhein ist einer der exponiertesten der Schweiz, er liegt am schmalen Ufer einer ungefähr parallel zu einer Hauptwindrichtung liegenden, großen Wasserfläche. Für die meisten anderen ist daher auch bei starkem Wind mit z.T. wesentlich kleineren Wellen zu rechnen. Es erscheint daher gerechtfertigt, im Rahmen dieser Arbeit die Orbitalgeschwindigkeiten mit der linearen Theorie zu berechnen, bzw. bei größeren Wellenhöhen ($U > 15$) mit Stokes III.

3.3. DIE BELASTUNG DURCH DAS TREIBZEUG

3.3.1. Allgemeines

Von allen äußeren Belastungen natürlicher Schilfbestände ist das auf dem Wasser schwimmende Treibzeug bei weitem die gefährlichste. Nur geschwächte Bestände (z.B. durch sehr starke Überdüngung oder toxische Einflüsse) können bereits durch die reine Wind- und Wellenbelastung "normalen" Ausmaßes geschädigt werden (HÜRLIMANN 1951): Andernfalls hätten sich an den Seeufern gar keine umfangreichen und langlebigen Schilfbestände entwickeln können.

Bei sehr starken Stürmen ist es durchaus möglich, daß ein Teil der oberirdischen Organe des Schilfes nur durch die unmittelbare Einwirkung von Wellen und Wind zerstört wird, ein gesunder Bestand wird jedoch durch ein solch außergewöhnliches Ereignis nicht nachhaltig geschädigt, da er sich in den ruhigen Zwischenphasen genügend erholen kann.

Verschiedene Faktoren haben in den letzten Jahrzehnten zu einer starken Zunahme des Treibzeugs geführt:

- Natürlicherweise anfallendes Treibholz wird von der ansäßigen Bevölkerung nicht mehr genutzt und bleibt deshalb im See.
- Durch gedankenloses Handeln gelangen Unmengen von Zivilisationsabfällen unmittelbar oder durch die einmündenden Bäche und Flüsse in den See. Durch Strömung und Windverfrachtung gelangen sie früher oder später an irgendein Ufer. Dabei handelt es sich um alle nur denkbaren Produkte, die leichter als Wasser sind (vgl. Teil I, Kapitel 2.3. und MORET 1980, 1981).
- Erreicht der Gehalt des Wassers an Nährstoffen einen bestimmten Wert, so entwickeln sich in der warmen Jahreszeit Fadenalgen (*Cladophora* spp.). Diese bilden mächtige, schwimmende Watten, welche sich unter Umständen zu einem großflächigen, dichten Teppich vereinigen. Entsteht ein solcher Teppich inerhalb eines Schilfbestandes, so ist eine Schädigung schon bei kleinerem Wellengang unausweichlich. Auch ein einzelnes Algenpaket, welches sich um einen Schilfhalm legt, wirkt auf dieselbe schädigende Art. Es wird im übrigen vermutet (SCHRÖDER 1979, 1987, HENNING und KOHL 1981), daß die in einem Schilfbestand verbleibenden Algenwatten bei ihrem Abbau Giftstoffe freisetzen, welche das durch die mechanischen Einwirkungen bereits geschädigte Schilf noch zusätzlich belasten.

3.3.2. Wirkungsmechanismus

Vereinfachend lassen sich zwei Wirkungsweisen feststellen, die sich allerdings in der Natur nicht immer sauber trennen lassen:

- Das Treibzeug ist eine mehr oder weniger feste, einigermaßen kompakte Masse, die sich unabhängig vom Schilfhalm bewegt (Fig. 3.38.), oder
- das Treibgut besteht aus einer wenig festen Masse, die sich um den Halm legt und sich mehr oder weniger stark mit ihm verbindet (Algenwatten, Fig. 3.39.)



Fig. 3.38. Schwimmendes, festes Treibzeug (Treibholz und abgebrochene Schilfhalme) in einem Schilfbestand (Photo F. Klötzli).

Treibzeug der ersten Art (Holzstücke, abgebrochene Halme usw.), welches eine bestimmte Ausdehnung überschreitet, sammelt sich vor der Bestandesfront an, wenn diese einigermaßen geschlossen ist (Fig. 3.40.). Die Wellen bewegen dieses Treibzeug ständig hin und her, es wird von jeder Welle gegen das Schilf getrieben. Die Halme biegen sich unter dieser Last; entsprechend





Fig. 3.39. Algenwatten in Schilfbeständen.
Oben: Zusammenhängender Algenteppich in einem Schilfbestand bei Küsnacht ZH. (Photo Amt für Gewässerschutz des Kantons Zürich)
Unten: Bei sinkendem Wasserstand durch das Gewicht der Algen niedergedrückte Schilfhalme in Altenrhein. Wegen des tiefen Wasserstandes auf diesem Winterbild sind auch die Überreste abgebrochener Halme deutlich sichtbar.

der Halmsteifigkeit entsteht dabei eine Rückstellkraft F_R, welche zusammen mit dem rückströmenden Wasser des Wellentales den Halm zurückfedern läßt und das Treibzeug wieder zurückstößt (Fig. 3.41.).
Sind die Wellen klein, so überwiegt die Rückstellkraft, und es braucht mehrere Wellen, bis das zurückgeworfene Treibzeug wieder mit dem Halm in Berührung kommt; hört der Wellengang auf, so steht der Halm (bei Windstille) wieder senkrecht.
Nimmt die Größe der Wellen zu, so wird irgendwann ein Punkt erreicht, wo sich die Verhältnisse rapid verschlechtern: Durch die starke Schräglage bedingt, wirkt nur noch eine reduzierte Komponente der Rückstellkraft wegschiebend auf das Treibzeug. Als weiteres Hemmnis tritt die Reibungskraft zwischen Halm und Treibzeug in Erscheinung. Wegen dem nun größeren Abstand zwischen dem Fußpunkt des Halmes und dem Berührungspunkt mit dem Treibzeug werden die Hebelverhältnisse für den Schilfhalm ungünstiger, außerdem werden so auch die ohnehin weniger steifen, oberen Halmpartien mit einbezogen, was die Rückstellkraft noch weiter verringert. Kritische Verhältnisse sind dann erreicht, wenn der Halm während des Wellentals das Treibzeug nicht mehr "abschütteln" kann. Es wird dann von jeder Welle noch ein Stück weiter auf dem Halm nach oben geschoben, der Halm wird richtiggehend überrollt. Ist der Wasserstand hoch, so ist der Halm wegen des längeren Hebelarmes für den Angriffspunkt des Treibzeugs beweglicher, die ausgeübten Kräfte sind generell kleiner, und der Halm wird deshalb eher überrollt als bei niedrigem Seestand. Andererseits sind in diesem Falle die Beanspruchungen (und damit die Schäden) für das Schilf kleiner, da ein verhältnismäßig größerer Teil des Halmes schon unter Wasser liegt und die Spitze des Halmes schon mit relativ kleiner Krümmung des Stengels auf die Wasseroberfläche gedrückt werden kann und so dem Treibgut erlaubt, darüber hinweg zu gleiten. Wegen der geringeren Kraft ist bei hohem Seestand auch die Gefahr, daß sich das Treibgut in den Blättern verfängt, weniger groß. Bei normalen Verhältnissen ist meist der über dem Wasser liegende Teil des Halmes so groß, daß das Überrolen nicht glatt vor sich geht; der Halm wird geschwächt, ein Teil der Blätter wird zerfetzt und die Grenzbeanspruchung im Stengel (vgl. Teil III, Kap. 1.2., S. 346) wird fast immer überschritten, so daß sich der Halm nicht mehr vollständig wieder aufrichtet.
Ob der Halm überrollt wird ist deshalb (abgesehen von den belastenden Faktoren) eine Frage seiner **Steifigkeit** (Widerstand gegen Verkrümmung), ob und wie er diesen Fall überlebt dagegen eine Frage seiner **Festigkeit** (maximal ertragbare Beanspruchung).

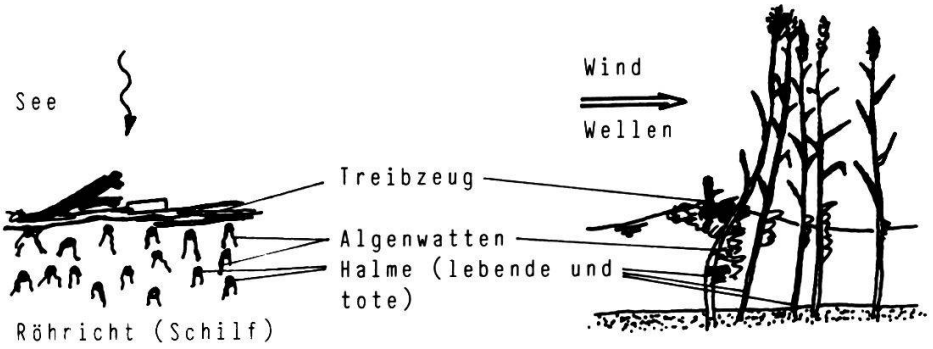


Fig. 3.40. Schematische Darstellung eines durch Treibzeug belasteten Schilfbestandes (seeseitige Front) (aus BINZ 1978).

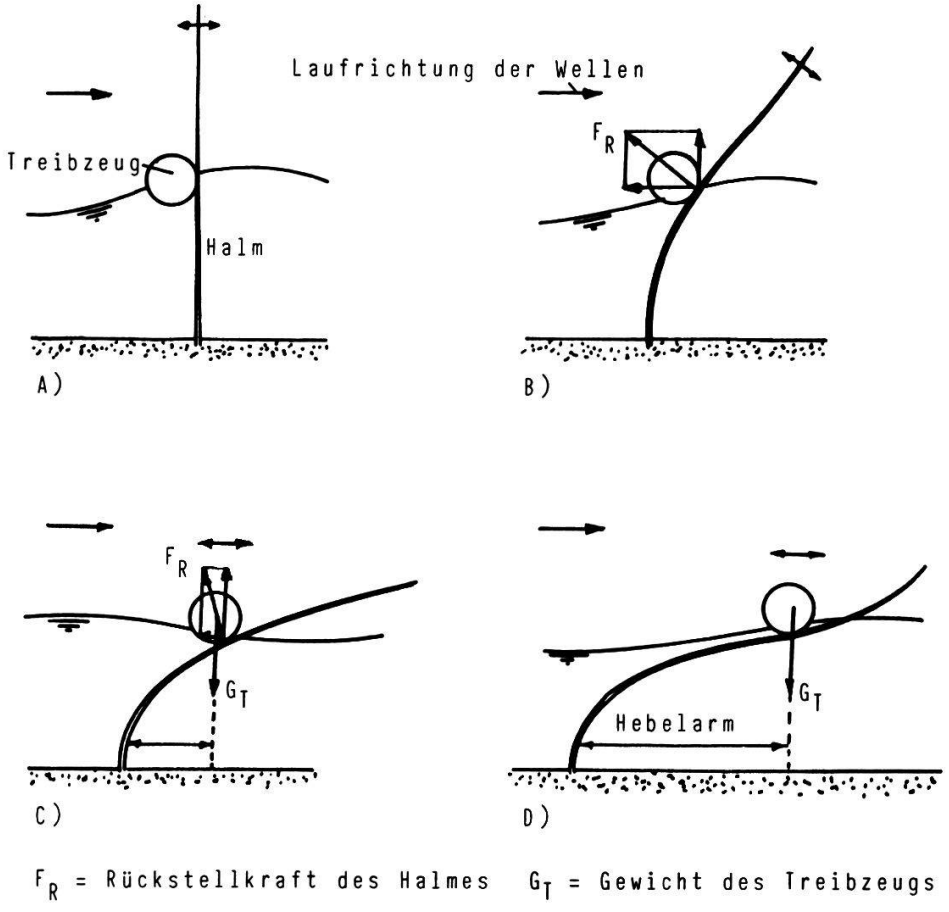


Fig. 3.41. Einzelne Phasen beim Überrollen eines Halmes durch festes Treibgut (Schema; wegen der Übersichtlichkeit wurde nur ein Halm gezeichnet). In Wirklichkeit lassen sich die einzelnen Phasen nicht eindeutig gegeneinander abgrenzen, sondern gehen allmählich ineinander über.

Nimmt beim Überrollvorgang die Wellenbewegung ab oder verschwindet ganz, so bleibt das Treibzeug auf dem Halm liegen (Fig. 3.41. d) und drückt ihn (teilweise) unter Wasser. Schilfblätter können unter Wasser nicht assimilieren (HÜRLIMANN 1951), sie sterben nach einiger Zeit ab und verfaulen. Bleibt bei ungünstigen Verhältnissen der ganze Halm während längerer Zeit unter den Wasserspiegel, so stirbt er ganz ab. Wenn sich Halm und Treibzeug auf unglückliche Weise verklemmen, kann die dem Stengel aufgezwungene Bewegung so groß werden, daß er bricht. Da die Bruchstelle fast immer unter Wasser liegt, gelangt Wasser durch den Halmstumpf bis ins Rhizomsystem hinunter. Dies beeinträchtigt den Sauerstofftransport zwischen den verschiedenen Organen der Pflanze und führt in schweren Fällen zum fortschreitenden Absterben einzelner Partien oder ganzer Bestände ("Schilfsterben"). Das gleiche geschieht, wenn Halme unter Wasser verfaulen (KLÖTZLI 1971, SUKOPP et al. 1975).
Wird der Halm nur teilweise ins Wasser gedrückt, so kann er sich bis zu einem gewissen Grad an die neue Situation anpassen: Durch asymmetrische Wachstum in den Knoten (HÜRLIMANN 1951) richtet sich der obere Teil des Halmes mit der Zeit wieder auf, die Pflanze wird ~-förmig, in seltenen Fällen beginnt der Halm in der Horizontalen weiter zu wachsen (Leghalme; vgl. Teil I, Kap. 1.1., S. 21). Wurde der Halm durch das Treibzeug verletzt, so bilden sich in einem oder mehreren Knoten neue Austriebe. Diese Tochtersprosse erreichen aber nie auch nur annähernd die ursprüngliche Größe des Primärtriebes. So wird trotz dieser Anpassungsmechanismen der Halm durch Wellen und Treibzeug geschwächt, was sich auf längere Sicht fatal auswirken kann: Die reduzierte Blattfläche produziert weniger Sauerstoff und Assimilate, dazu mobilisiert die Bildung der Tochtersprosse Stoffe und Kräfte, die normalerweise im Rhizom für den Neuaustrieb der nächsten Halmgeneration gespeichert werden. Wassereinbrüche bringen Teile des Rhizoms zum Absterben. Durch all diese Umstände ist die Halmgeneration des nächsten Jahres bereits von vorneherein benachteiligt, sie wird daher der Belastung noch weniger Widerstand leisten können als die letzte.

Während die soeben beschriebene erste Art von Treibzeug (nur) bei bestimmten Ereignissen (starker Wind, Sturm) zur Schädigung des Schilfbestandes führt, wirkt die zweite Art (Algenwatten) auch bei schwachem Seegang nachteilig. Bei starkem Wellengang ist die Wirkung ähnlich wie bei festem Treibgut, nur daß das filzige Gewebe der Algen beim Überrollen des Schilfhalmes in jedem Fall den größten Teil der Blätter zerfetzt.

Der Wellenberg hebt die Algenwatte an (Fig. 3.42.), was ohne großen Widerstand geschieht, da das schwimmende Algenpaket sehr locker um den Halm liegt. Beim folgenden Wellental gelangt das Algenpaket an die Luft und legt sich, weil nicht mehr durch das Wasser getragen, sehr eng um den Halm. Die dadurch entstehende Reibung verhindert, daß die Algen dem Wasserspiegel folgend nach unten rutschen, das Paket klebt ungefähr in der Höhe des Wellenscheitels am Schilfhalm. Es ist klar, daß durch Knoten und Blätter die Reibung noch zusätzlich verstärkt wird. Da der Halm durch die Welle in die Schräge gedrückt wird, verursacht das Gewicht der am Halm klebenden Algen ein umkippendes (Dreh-)Moment, welches verhindert, daß sich der Halm wieder vollständig aufrichtet, wenn dieses Moment größer ist als das Rückstellmoment des gekrümmten Stengels. Folgt nun eine größere Welle, so bringt sie das ganze Algenpaket erneut zum Schwimmen und schiebt es wieder ein Stückchen dem Halm entlang nach oben, wodurch wegen dem nun längeren Hebelarm das umkippende Moment noch größer wird, was den Halm in eine noch stärkere Schräglage drückt, was wiederum den Hebelarm des Algenpakets verlängert. Dieser Prozeß führt nur darum nicht zum sofortigen Bruch des Stengels, weil beim Kippen des Halmes das Algenpaket wieder auf die Wasseroberfläche gelangt und schwimmt, so daß sein Gewicht nun ständig vom Wasser getragen wird. Auch in diesem Fall beginnt sich die Spitze des niedergedrückten Halmes durch entsprechendes Wachstum aufzurichten, der Halm wird ~-förmig, der Stengel bleibt auch ohne äußeres Biegemoment gekrümmt. Eine Rückstellkraft entsteht somit erst wieder bei einer zusätzlichen Verformung. Da die Anzahl der während eines Tages gegen das Ufer laufenden Wellen in der Größenordnung von vielen Tausenden liegt, sieht man leicht, daß eine starke Schädigung des Schilfes unausweichlich ist, wenn auch nur jede hundertste Welle das Algenpaket ein wenig weiter schiebt.

Für die Halmschädigung spielt somit das Gewicht des Algenpaketes eine große Rolle. Die Algen selbst sind zwar nicht schwer, wegen ihrer wattigen Struktur vermögen sie aber wie ein Schwamm große Mengen von Wasser aufzusaugen und (eine zeitlang) festzuhalten, wodurch das Algenpaket ein beträchtliches Gewicht erhält. Bis es durch Abtropfen und Austrocknen wieder so leicht geworden ist, daß es für den Halm keine Gefahr mehr darstellt, hat sich dieser je nach Situation meist längst an seine neue Form angepaßt. Außerdem kann das Algenpaket durch Regen, eine besonders hohe Welle oder Gischt wieder erneut Wasser aufnehmen.

Bei dieser zweiten Art von Treibzeug ist vor allem die Menge des um den Halm schwimmenden Treibzeugs für den Schaden ausschlaggebend, während

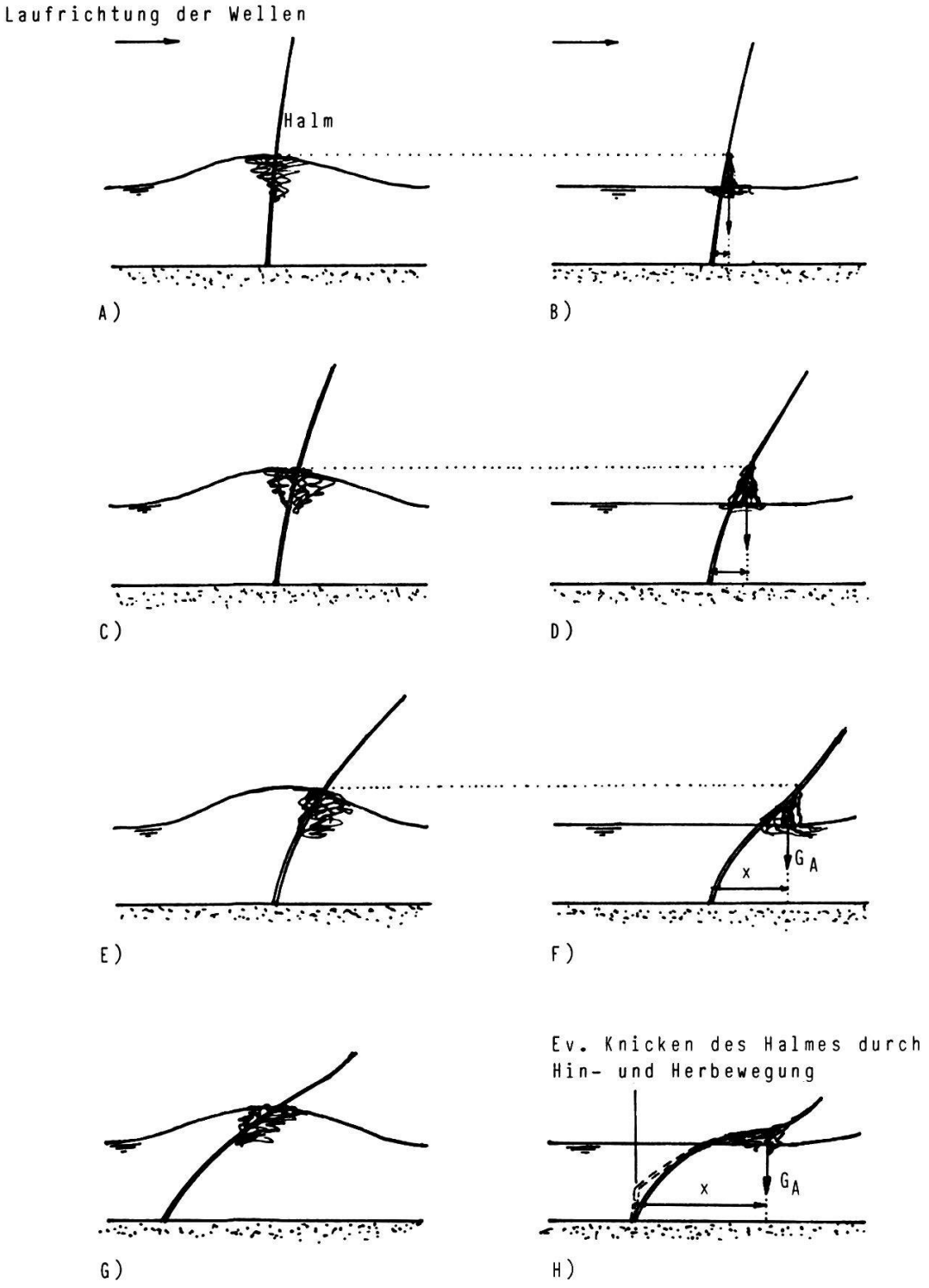


Fig. 3.42. Einzelne Phasen der Halmzerstörung durch ein Algenpaket (Schema). Je nach vorhandenem Wellenklima können zwischen den einzelnen Phasen längere Ruhepausen liegen. Hat der Halm eine bestimmte Schräglage erreicht, so wirkt sich sinkender Wasserstand in ähnlicher Weise aus (vgl. Fig. 3.39.).

die kritische Größe der Wellen so klein ist, daß sie an einem See mit Sicherheit immer wieder überschritten wird. Bemühungen zur Erhaltung des Schilfes müssen sich daher in erster Linie darauf richten, den Bestand so weit wie möglich von schwimmenden Algenwatten frei zu halten. Der Versuch, die natürliche Wellenbelastung zu verringern, erscheint wenig erfolgreich. Daß dies, wenn auch mit etwas anderen Akzenten, ebenso für das feste Treibzeug (erste Art) gilt, zeigte sich als Ergebnis der Arbeiten am und mit dem mathematischen Modell.
Die obigen Darlegungen zeigen, daß bei Algenbehang im Prinzip die Anzahl der Wellen auch eine entscheidende Rolle spielt. Bei solchen Schilfbeständen sollte deshalb darauf geachtet werden, daß diese Zahl nicht noch aus künstlichen Quellen (Boote, Schiffe) vermehrt wird, so daß sich das Schilf wenigstens während der Perioden der Windstille etwas erholen kann.

3.3.3. Bewegungsdifferentialgleichung für das Treibzeug

Um eine Berechnung überhaupt möglich zu machen, muß das Treibzeug idealisiert werden. Wir behandeln hier das Getreibsel als starren, schwimmenden, "langen", prismatischen Körper, der von den Wellen auf eine geschlossene, gerade Bestandesfront geworfen wird (Fig. 3.40.). Diesen Annahmen entspricht in der Natur z.B. ein vor dem Röhrichtgürtel schwimmendes Rund- oder Kantholz. Die Voraussetzung der "Länge" des Treibzeugs hat den gleichen Grund wie die Annahme langkämmiger Wellen: Alle Vorgänge spielen sich in der x-z-Ebene ab (Fig. 3.43.). Die Betrachtung erstreckt sich auf einen Streifen dessen Breite quer zur Uferlinie gleich "1" ist.
Es ist naheliegend, bei der Formulierung der auf das Treibgut wirkenden Kräfte von einem ähnlichen Ansatz auszugehen, wie er für den Wasser- und Winddruck auf den Halm verwendet wird (vgl. Kap. 3.2.1.3. und 3.1.3.): Auch das Treibzeug ist ein vom Wasser umströmter Körper, der in seiner freien Bewegung behindert ist, und zwar einerseits durch die Schilfhalme und andererseits durch seine eigene Trägheit (Masse). Alles, was über die direkte Belastung des Halmes durch die Wellen gesagt wurde, gilt deshalb zumindest qualitativ hier genauso. Im einzelnen sind gewisse Änderungen zu beachten, so ist das Treibzeug weder fest am Boden verankert, noch reicht es bis auf den Seegrund hinunter. Ein weiterer Faktor, der in die Rechnung einbezogen werden muß, sind (wie bereits angedeutet) die Massen des Treibzeugs und des von ihm verdrängten Wassers. Im Gegensatz zum leichten Halm mit seinen gerin-

gen Abmessungen können nämlich im Fall des Treibzeugs die beiden obgenannten Massen beträchtliche Werte annehmen, so daß sie nicht mehr vernachlässigt werden dürfen; sie sind nicht um Größenordnungen kleiner als etwa das als Bezugsgröße zu wählende Volumen eines kleineren Wellenberges. Die zur Formulierung des Belastungsansatzes herbeigezogene Gleichung (32.42) muß also um einen die erwähnten Massen berücksichtigenden Term erweitert werden, man spricht vom Überlagerungsverfahren (BURKHARDT 1967). Der Anschaulichkeit wegen ist es besser, die Belastungsgleichung als Bewegungsdifferentialgleichung für das Treibzeug zu formulieren (das Produkt aus Masse und Beschleunigung des Treibzeugs ist gleich der Summe aller wirkenden Kräfte). Trotzdem sind die aus (32.42) stammenden Ausdrücke ohne weiteres zu erkennen.

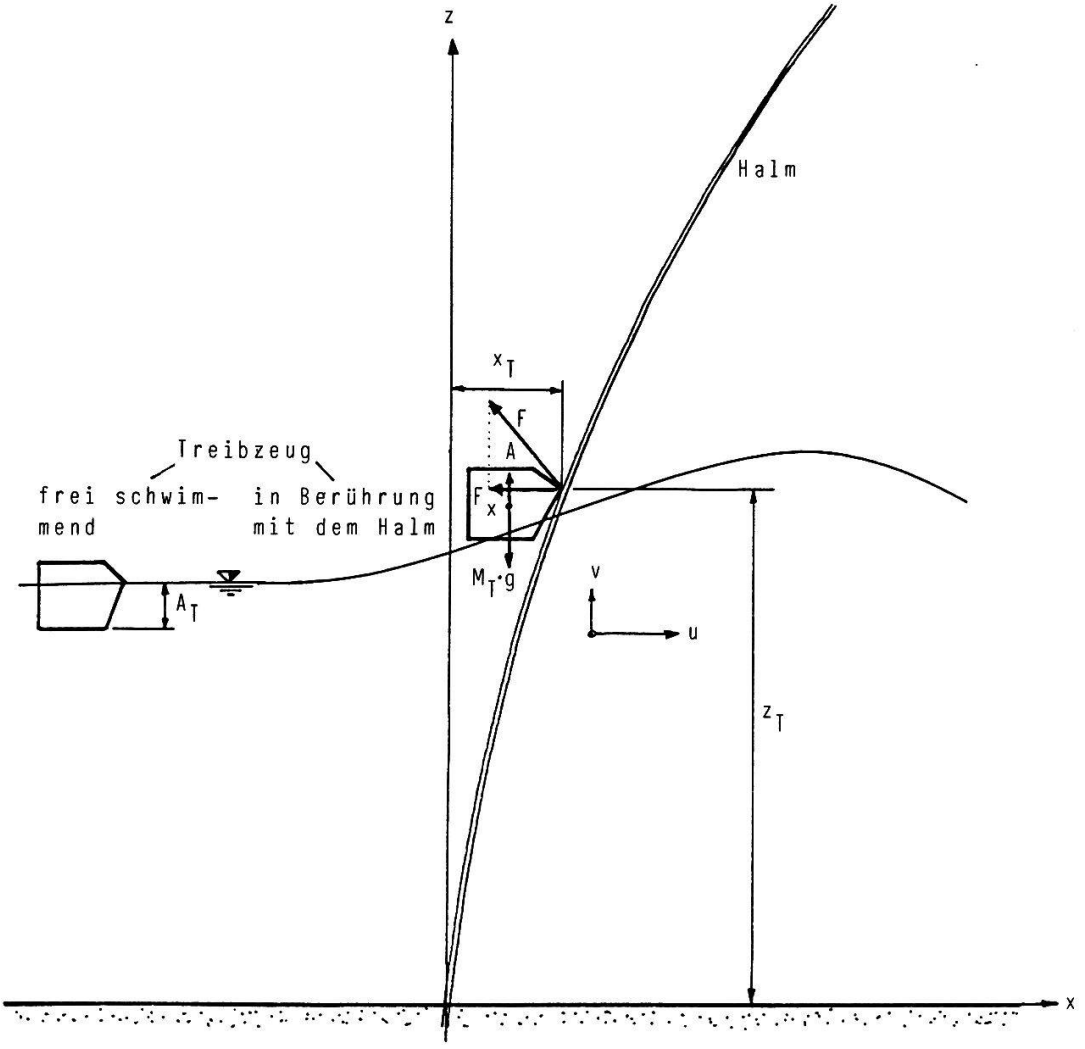


Fig. 3.43. Definitionsskizze zu den Bewegungsdifferentialgleichungen (33.1ff) des Treibzeugs.

Für die horizontalen Komponenten lautet die Gleichung (mit den Bezeichnungen der Figur 3.43.):

$$(M + M')\cdot x'' = (M + M')\cdot u' + G_d\,\rho_w/2\,A_T\,(u - x')\,|u - x'| - F_x \quad [\mathrm{N}] \qquad (33.1)$$

M ... (Verdrängte) Masse des Treibzeugs [kg]
M' ... Wassermasse, die physikalisch dem Treibzeug zuzuordnen ist (s.u.)
x'' ... Beschleunigung des Treibzeugs in x-Richtung [m/s^2]
u' ... Beschleunigung der Wassserteilchen in x-Richtung [m/s^2]
G_d ... Wasserwiderstandskoeffizient des Treibzeugs, entspricht dem c_w des Halmes [-]
ρ_w ... Dichte des Wassers [kg/m^3]
A_T ... Benetzte Fläche des Treibzeugs = Eintauchtiefe·1 [m^2/m']
u ... Geschwindigkeit der Wasserteilchen in x-Richtung [m/s]
x' ... Geschwindigkeit des Treibzeugs in x-Richtung [m/s]
F_x ... x-Komponente der vom Halm auf das Treibzeug (und umgekehrt) ausgeübten Kraft [N]
x ... Lagekoordinate des Treibzeugs (s. Fig. 3.43.) [m]

Die linke Seite von (33.1), das Produkt von Masse und Beschleunigung, kann in entgegengesetzter Richtung auch als sogenannte **Trägheitskraft** des Treibzeugs interpretiert werden; diese Trägheitskraft steht mit den äußeren Kräften im Gleichgewicht.
Der erste Term auf der rechten Seite ist die aus dem Druckgradienten (ersichtlich am Wasserspiegelgefälle) resultierende **hydrostatische Kraft**, der zweite ist die **hydordynamische Kraft** als Folge der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Wasser und Treibzeug.
Der Betrag der hydrostatischen Kraft wird mit folgender Überlegung gefunden: Das Treibzeug verdrängt ein Wasservolumen mit derselben Masse; denkt man sich anstelle des Treibzeugs dieses Wasservolumen, so erfährt dieses durch den Druckgradienten die Beschleunigung u', genauso wie die Wasserteilchen der Umgebung. Die gesamte hydrostatische Kraft auf das betrachtete Volumen ist daher gleich dem Produkt von dessen Masse mal Beschleunigung. Wird das betrachtete Wasservolumen durch einen festen Körper (Treibzeug) eingenommen, so wirkt auf diesen natürlich die genau gleiche hydrostatische Kraft. Da nun allerdings der freie Fluß des Wassers gestört ist, muß das umgebende Wasser ausweichen, bestimmte Wasserteilchen müssen deshalb mehr beschleunigt werden als in einer ungestörten Welle. Dieser Effekt wird berücksichtigt, indem der Masse M des Treibzeugs noch eine Zusatzmasse M' zugezählt wird, anders gesagt, ein Teil des Umgebungswasser wird als zum Treibzeug gehörig mitgerechnet. Die Gesamtmasse $(M + M')$ wird als **virtuelle Masse** bezeichnet, im Gegensatz zur effektiven Masse des Treibzeugs,

welche gleich der von diesem verdrängten Masse ist. Die Größe der Zusatzmasse M' (und damit die Größe der gesamten virtuellen Masse) ist abhängig von der Form des Treibzeugs und vom Strömungszustand, sie kann deshalb nicht theoretisch bestimmt weden. Es wird angenommen, daß sie proportional zur verdrängten Masse sei. Das Verhältnis zwischen den beiden kann dann durch einen Strömungsbeschleunigungsbeiwert oder kürzer: Massenkoeffizient (inertial coefficient, mass coefficient)

$$G_m = \frac{(M + M')}{M} \qquad [-] \quad (33.2)$$

ausgedrückt werden.
Der Wasserwiderstandsbeiwert, den wir schon bei der direkten Wirkung der Wellen auf den Halm angetroffen haben (Gl. 32.42ff und Kap. 3.2.1.4.), wird hier mit G_d bezeichnet um ihn von dem für den zylindrischen Schilfhalm geltenden c_w zu unterscheiden. In Analogie zum Massenkoeffizienten spricht man bei der Anwendung des Überlagerungsverfahrens hier auch vom Schubkoeffizienten (drag coefficient). Sowohl der Massen-, wie auch der Schubkoeffizient müssen experimentell bestimmt werden (vgl. Kap. 3.3.4.). Mit diesen beiden Koeffizienten kann (33.1) umgeschrieben und vereinfacht werden zu

$$G_m \cdot M \cdot \ddot{x} = G_m \cdot M \cdot \dot{u} + G_d \frac{\rho_w}{2} A_T (u - \dot{x}) |u - \dot{x}| - F_x \qquad (33.3)$$

Dieser Ansatz entspricht in seiner Form genau der Gleichung, die RAICHLEN (1965) zur Beschreibung der Bewegung verankerter Boote verwendete. Der einzige Unterschied besteht darin, daß Halm und Treibzeug nicht fest miteinander verbunden sind, während die von RAICHLEN untersuchten Boote durch die Verankerung festgehalten werden. In unserem Fall kann daher die Kraft F_x nur eine Druckkraft oder dann gleich 0 sein.
Eine Komplikation bedeutet die Tatsache, daß das Treibzeug bald vollständig oder teilweise untergetaucht ist, bald vollständig aus dem Wasser herausgehoben ist. So wie die Bewegungsdifferentialgleichung für das Treibzeug oben formuliert wurde, gilt sie für die normale Schwimmlage, d. h., die Masse des Treibzeug ist gleich der von ihm verdrängten Wassermasse. In allen anderen Fällen müssen auf der rechten und linken Seite der Gleichung andere Massen eingesetzt werden: Für die Trägheit (linke Seite) bestimmend ist die effektive Masse des Treibzeugs plus die Zusatzmasse. Für die hydrostatische Kraft darf nur das untergetauchte Volumen plus die entsprechende Zusatzmasse berücksichtigt werde, das Treibzeug wird hier also nur mit der von ihm effektiv ver-

drängten Masse berücksichtigt (analog wird für die hydrodynamische Kraft die momentane effektive Eintauchtiefe berücksichtigt). Um die Rechnung nicht noch mehr zu komplizieren, nehmen wir an, daß sowohl die vom Treibzeug effektiv verdrängte Wassermasse, wie auch die Zusatzmasse, direkt proportional zur Eintauchtiefe des Treibzeugs seien (vgl. Fig. 3.44.):

$$M = f_p \cdot M_T \qquad [\text{kg}] \qquad (33.4)$$

M ... Effektiv verdrängte Masse des Treibzeugs [kg]
M_T ... Masse des Treibzeugs [kg]
f_p ... Proportionalitätsfaktor [-]

und (vgl. Gl. 33.2):

$$M' = f_p \cdot (G_m - 1) \cdot M_T \quad . \qquad [\text{kg}] \qquad (33.5)$$

Wie aus (33.4) und dem oben gesagten hervorgeht, ist der Proportionalitätsfaktor f_p so angesetzt, daß er in der Ruhe-Schwimmlage des Treibzeugs den Wert 1 annimmt. Für die übrigen Lagen gilt:

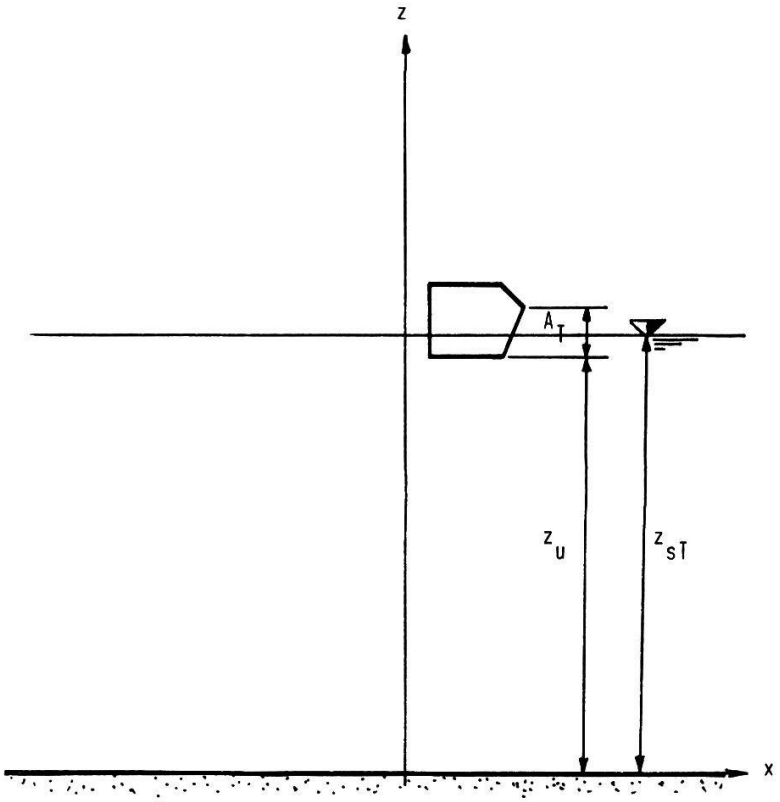


Fig. 3.44. Definitionsskizze zu den Größen im Zusammenhang mit der momentanen Eintauchtiefe des Treibzeugs. (Um die Maßlinien übersichtlicher zeichnen zu können, wurde hier der Wasserspiegel vereinfachend als waagrechte Linie gezeichnet.)

$$0 \leq f_p = \frac{z_{sT} - z_u}{A_T} \leq \frac{\rho_w}{\rho_T} \qquad (33.6)$$

z_{sT} ... Höhe des Wasserspiegels am Ort des Treibzeugs (Fig. 3.3.7.) [m]
z_u ... Höhenlage der Unterkante des Treibzeugs [m]
A_T ... Eintauchtiefe des Treibzeugs in der Ruheschwimmlage [m]
ρ_w ... Dichte des Wassers [kg/m^3]
ρ_T ... Dichte des Treibzeugs

Die obere Begrenzung entspricht dem vollständig untergetauchten Treibzeug, die von ihm verdrängte Wassermasse ist dann um das Verhältnis der beiden Dichten größer (da das Treibzeug schwimmt, ist seine Dichte kleiner als jene des Wassers) als die Masse des Treibzeugs. Der Wert 0 wird erreicht, wenn das Treibzeug vollständig aus dem Wasser gehoben ist. Gehen wir mit diesen Annahmen in Gleichung (33.1) so wird diese

$$[M_T + f_p(G_m - 1)\, M_T]\, \ddot{x} = [f_p \cdot M_T + f_p(G_m - 1)\, M_T] \cdot \dot{u} + \\ + G_d \frac{\rho_w}{2} f_p \cdot A_T\, (u - \dot{x})|u - \dot{x}| - F_x\,, \qquad (33.7)$$

mit Ausklammerung

$$[1 + f_p(G_m - 1)]\, M_T \ddot{x} = f_p[G_m M_T \dot{u} + G_d \frac{\rho_w}{2} A_T\, (u - \dot{x})|u - \dot{x}|] - F_x \qquad (33.8)$$

und schließlich

$$M_T \ddot{x} = \frac{f_p}{f_m}[G_m M_T \dot{u} + G_d \frac{\rho_w}{2} A_T \cdot (u - \dot{x})|u - \dot{x}|] - \frac{F_x}{f_m} \qquad (33.9)$$

mit

$$f_m = 1 + f_p(G_m - 1) \qquad (33.10)$$

Dabei wurde stillschweigend angenommen, daß auch die Schubkraft proportional zur Eintauchtiefe sei. Verliert das Treibzeug den Kontakt mit dem Halm, so wird die äußere Kraft $F_x = 0$.

Für die Berechnung der vertikalen Bewegungen des Treibzeugs berücksichtigen wir in erster Linie die Schwerkraft (Gewicht und Auftrieb des Treibzeugs):

$$\text{Gewicht} = M_T \cdot g \quad [\text{N}] \qquad (33.11)$$
$$\text{Auftrieb} = f_p \cdot M_T \cdot g \quad [\text{N}] \qquad (33.12)$$

g ... Erdbeschleunigung (= 9,81 m/s^2)

In der Ruheschwimmlage ($f_p = 1$) sind Gewicht und Auftrieb einander natürlich gleich. In allen anderen Fällen entsteht eine nach oben ($f_p > 1$) oder nach unten ($f_p < 1$) gerichtete, antreibende Kraft. Der Wasserwiderstand bei der senkrechten Bewegung des Treibzeugs (bzw. die antreibende hydrodynamische Kraft, wenn die Geschwindigkeit v der Wasserteilchen größer ist als die Geschwindigkeit des Treibzeugs) muß mangels besserer Kenntnisse analog wie bei der waagrechten Bewegung angenommen werden:

$$W_z = G_d \frac{\rho_w}{2} A_T (v - z^{\cdot})|v - z^{\cdot}| \quad [\mathrm{N}] \quad (33.13)$$

W_z ... Wasserwiderstand (hydrodynamischer Druck) (positiv in z-Richtung)
$z^{\cdot}$ ... Geschwindigkeit des Treibzeugs in z-Richtung [m/s]
v ... Senkrechte Geschwindigkeit der Wasserteilchen [m/s]

Da die senkrechte Bewegung des Treibzeugs praktisch rechtwinklig zum Wasserspiegel geht, wird für den Wasserwiderstand die Eintauchtiefe nicht speziell berücksichtigt, das heißt wir nehmen an, der Wasserwiderstand (bzw. –antrieb) sei immer voll wirksam. Sobald sich das Treibzeug vollständig außerhalb des Wassers befindet, übt das Wasser natürlich keinerlei Kraft mehr auf das Treibzeug aus. Da der exakten Erfassung der senkrechten Bewegung des Treibzeugs geringere Bedeutung zukommt und angesichts der übrigen Unsicherheiten, sind diese Vereinfachungen gerechtfertigt.
Die Bewegungsdifferentialgleichung für die z-Komponente erhält damit die folgende Form:

$$f_m \cdot M_T \cdot z^{\cdot\cdot} = \text{Auftrieb} - \text{Gewicht} + W_z + F_z \quad [\mathrm{N}] \quad (33.14)$$

F_z ... z-Komponente der vom Halm auf das Treibzeug ausgeübten Kraft

bzw. mit Berücksichtigung von (33.11 - 33.13):

$$M_T \cdot z^{\cdot\cdot} = \frac{1}{f_m} \left[M_T \cdot g \, (f_p - 1) - G_d \, \frac{\rho_w}{2} A_T (v - z^{\cdot})|v - z^{\cdot}| + F_z \right]$$

f_m nach (33.10) (33.15)

Die Berechnung von F_x und F_z erfolgt in Kap. 4.2.2.1. (S. 218).

3.3.4. Untersuchungen zur Bestimmung der Koeffizienten G_d und G_m

3.3.4.1. Versuchseinrichtung

Zur Durchführung der Versuche mit Wellen stand an der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH (VAW) eine in einer entsprechenden Rinne montierte Wellenmaschine zur Verfügung (Fig. 3.45.). Eine oszillierende Metallschaufel erzeugte die Wellen. Sie wurde mittels zweier Pleuelstangen durch einen stufenlos regulierbaren Elektromotor in Bewegung gesetzt. Die Exzentrizität der Pleuelstangen, und damit die Amplitude der Bewegung, ließ sich verstellen. Damit konnte die Wellenhöhe reguliert werden. Wie bereits in Kap. 3.1.4. erwähnt, erfolgte die Kraftübertragung zwischen dem Motorengetriebe und der Exzenterachse durch zwei Riementransmissionen, welche die maximal übertragbare Leistung begrenzten (Schlupf). Die größtmögliche mittlere Wellenhöhe betrug 16 cm (15 bis 17 cm). Der Bereich möglicher Wellenperioden war von Seiten der Maschine auf 0,4 - 1,5 s begrenzt.
Die Maße der Rinne (Fig. 3.46.) betrugen: Länge rund 10 m, Breite 1,0 m und Tiefe 1,25 m.
Zur Vermeidung von Wellenreflexionen war das rückwärtige Ende der Rinne als Schotterböschung mit einer Neigung von 1:2 ausgebildet. Ein Glasfenster im Bereich der zu untersuchenden Einbauten erlaubte die Beobachtung und vor allem das photographische Festhalten der Bewegungen.
Da im ursprünglichen Konzept auch (hier nicht besprochene) Versuche mit lebenden Halmen vorgesehen waren, entschlossen wir uns, trotz der relativ geringen Abmessungen der Rinne und der erzeugten Wellen, die Versuche im Maßstab 1:1 durchzuführn. Dies hatte einerseits den zusätzlichen Vorteil, daß die komplexen Ähnlichkeitsprobleme (hydraulische, statische und dynamische Ähnlichkeit hätte berücksichtigt werden müssen) umgangen werden konnten, andererseits den Nachteil, daß von der Wellenmaschine nur der oberste Leistungsbereich ausgenutzt werden konnte. Dadurch war der Spielraum für die veränderlichen Parameter stark eingeschränkt.
Wegen des kleinen Durchmessers der verwendeten Stäbe war es mit vertretbarem Aufwand nicht möglich, die Beanspruchungen unmittelbar zu messen. Stattdessen registrierten wir die Verformungen und berechneten daraus die Beanspruchungen. Dazu photographierten wir die Einbauten während der Belastung genau von der Seite, und zwar mit einer Belichtungsdauer, die etwas

größer als die Wellenperiode war. Dadurch waren der maximale und der minimale Ausschlag in jeder Höhe im Rahmen der Bildgenauigkeit bestimmbar. Ein verschiebbares Gitternetz mit 5 cm Maschenweite diente als "Koordinatennetz" und erlaubte das Ausmessen der Ausschläge. Da auch das mathematische Modell die Resultate in erster Linie als Verformungen liefert, war der Vergleich mit den Modellversuchen einfach. Aus den durch die Ausschläge in

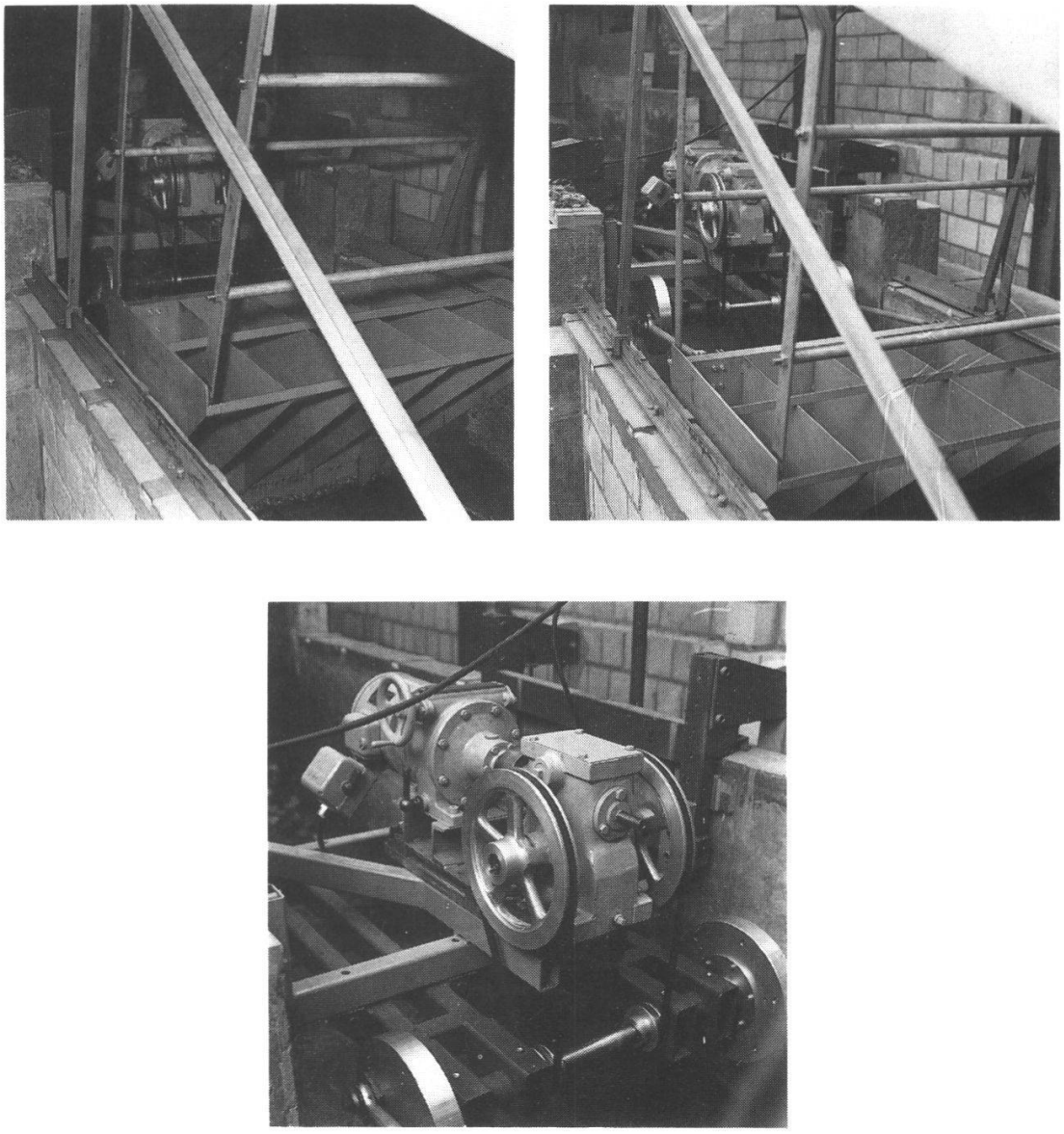


Fig. 3.45. Wellenmaschine an der VAW. Die durch Leitbleche ausgesteifte Schaufel (oben) erzeugt durch ihre Hin- und Herbewegung die Wellen. Der Antrieb erfolgt durch einen Elektromotor (unten) mit Übersetzungsgetriebe und zwei Transmissionsriemen auf eine Achse mit zwei Exzenterscheiben, die durch Pleuelstangen mit der Schaufel verbunden sind.

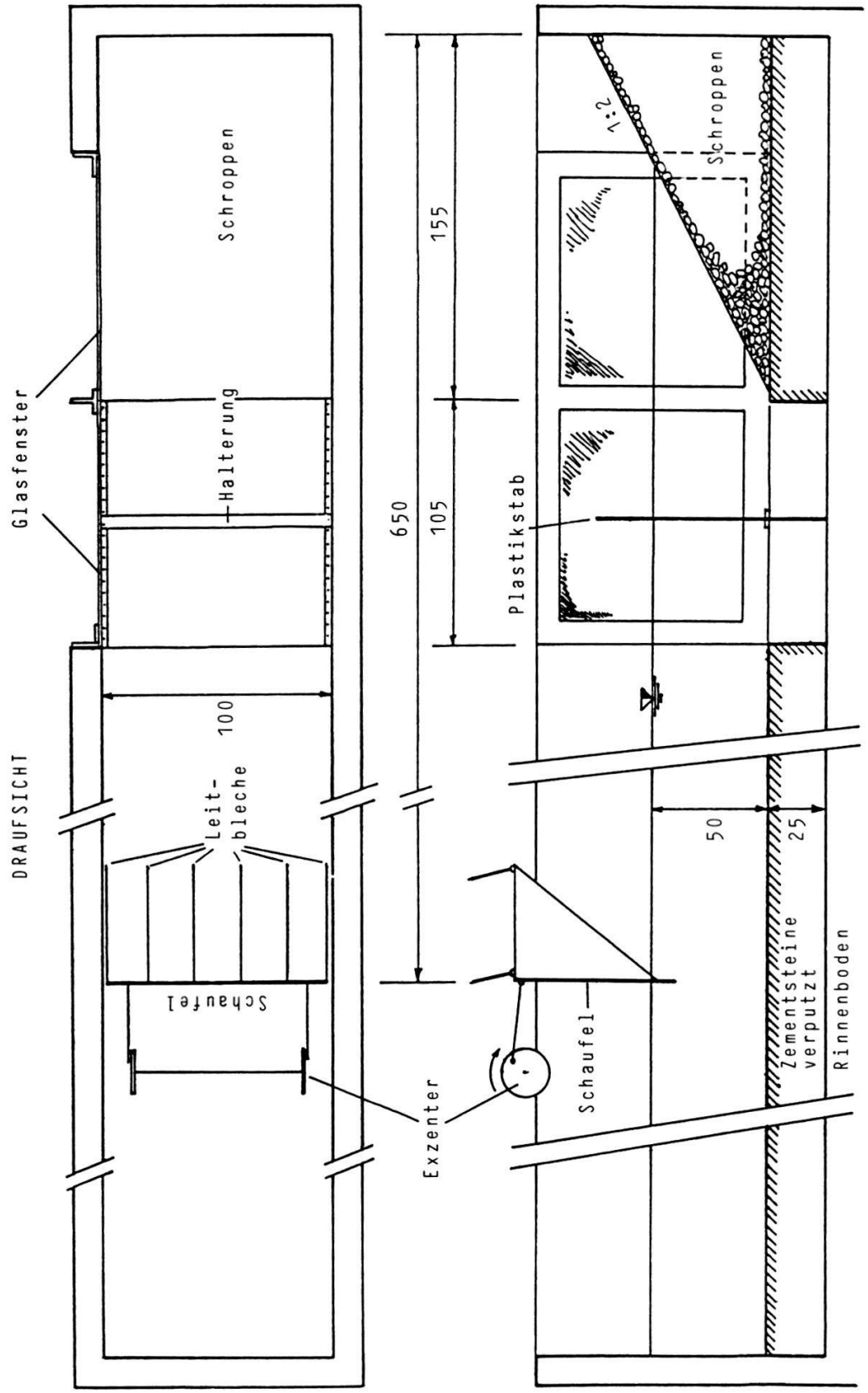
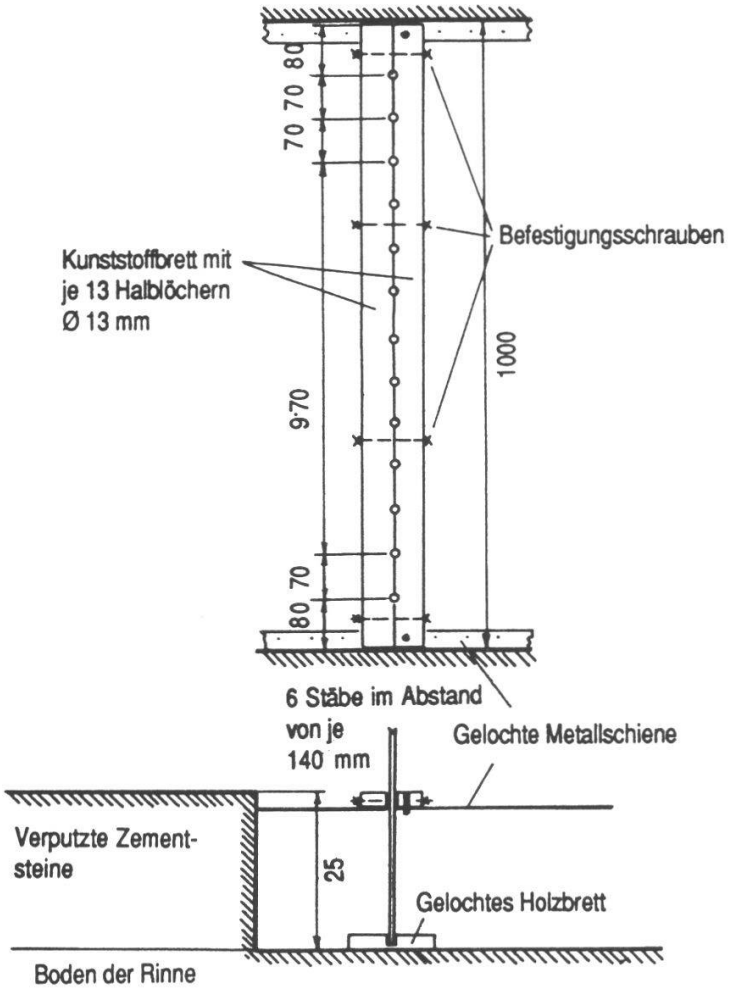


Fig. 3.46. Wellenrinne an der VAW. Draufsicht und Längsschnitt (vgl. auch die folgenden Figuren).

verschiedenen Höhen definierten Krümmungen ließ sich bei Bedarf das Biegemoment berechnen. Dazu ist allerdings die genaue Kenntnis der Biegesteifigkeit in jedem Punkt des untersuchten Stabes notwendig. Deshalb verwendeten wir zur Bestimmung der Widerstandskoeffizienten nicht lebende Halme, sondern Kunststoffstäbe mit einem Durchmesser D von 1 cm und einer Biegesteifigkeit $E \cdot J$ von 15689 N·cm^2, die spezifische Masse (Dichte·Querschnitt) betrug 1,14 g/cm. Durchmesser und Biegesteifigkeit entsprechen einem mittleren bis kleineren Schilfhalm, dagegen ist die spezifische Masse erheblich größer (ungefähr um den Faktor 2).
Die Stäbe wurden in zwei Punkten befestigt (Fig. 3.47.): das (untere) Ende steckte in etwa 1 cm tiefen, passenden Löchern, die wir in ein am Boden befestigtes Holzbrett gebohrt hatten. Die zweite Halterung bestand aus einer gelochten Kunststoffschiene in einer Höhe von 25 cm oberhalb des Rinnenbodens. Damit erstrebten wir eine ungefähr den natürlichen Verhältnissen entsprechende, elastische Einspannung der Stäbe. Entsprechend wurde auch der Grund der Rinne vor den Einbauten durch verputzte Zementsteine um 25 cm angehoben (die nutzbare Tiefe der Rinne betrug damit noch 1 m). In die beschriebene Halterung montierten wir sechs Stäbe in einem Abstand von je 14 cm. Zur besseren Erkennung auf den Photos färbten wir jeden zweiten davon weiß (die übrigen waren rot).
Als Treibzeug (Fig. 3.48.) verwendeten wir Kanthölzer von 12 cm Seitenlänge, deren eine Ecke in einem 45°-Winkel abgeschnitten und unterhalb des Schnittes wieder befestigt wurde, so daß die Schnittfläche des abgeschnittenen Stückes auf der ursprünglichen vorderen Fläche lag. Dadurch berührte das Treibholz die Stäbe nur in einem, wohldefinierten Punkt. Einige Leitschaufeln aus Sperrholz dienten zur Stabilisierung. Dies war nötig, da in den beengten Verhältnissen der Rinne das Treibzeug selbst Reflexionen der Wellen verursachte, welche das Treibholz gegen die Längsrichtung der Rinne abdrehten. Die beiden verwendeten Hölzer hatten gleiche Außenmaße, aber wegen verschiedener Dichte des Holzes unterschiedliche Massen von 4,90 bzw. 5,99 kg.
Die für diese Versuche erzeugten Wellen hatten eine Höhe H von 12 cm (11 - 13 cm) bzw. 16 cm (15 - 17 cm) und eine Periode T von 0,92 s, was einer Wellenlänge L von 130 cm entspricht (vgl. Kap. 3.2.2.2.). Das Wasser war 50 cm tief, die relative Wassertiefe d/L demnach gleich 50/130 = 0,385. Damit befanden wir uns im Übergangsbereich zwischen Tief- und Flachwasser. Der Ursell-Parameter U (s. Gl. 32.85) für die beiden Wellenhöhen ergab $U = 12 \cdot 130^2/50^3$ bzw. $16 \cdot 130^2/50^3$ und legte somit die Verwendung der linearen Wellentheorie (Airy) nahe.



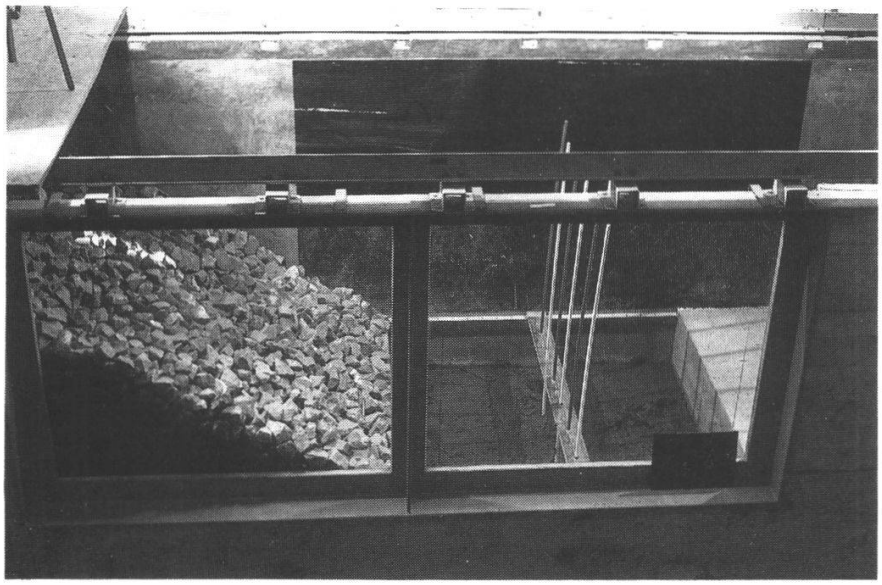


Fig. 3.47. Halterung der Plastikstäbe in der Wellenrinne der VAW.
Oben: Draufsicht und Längsschnitt. Unten: Blick durch die seitlichen Beobachtungsfenster.

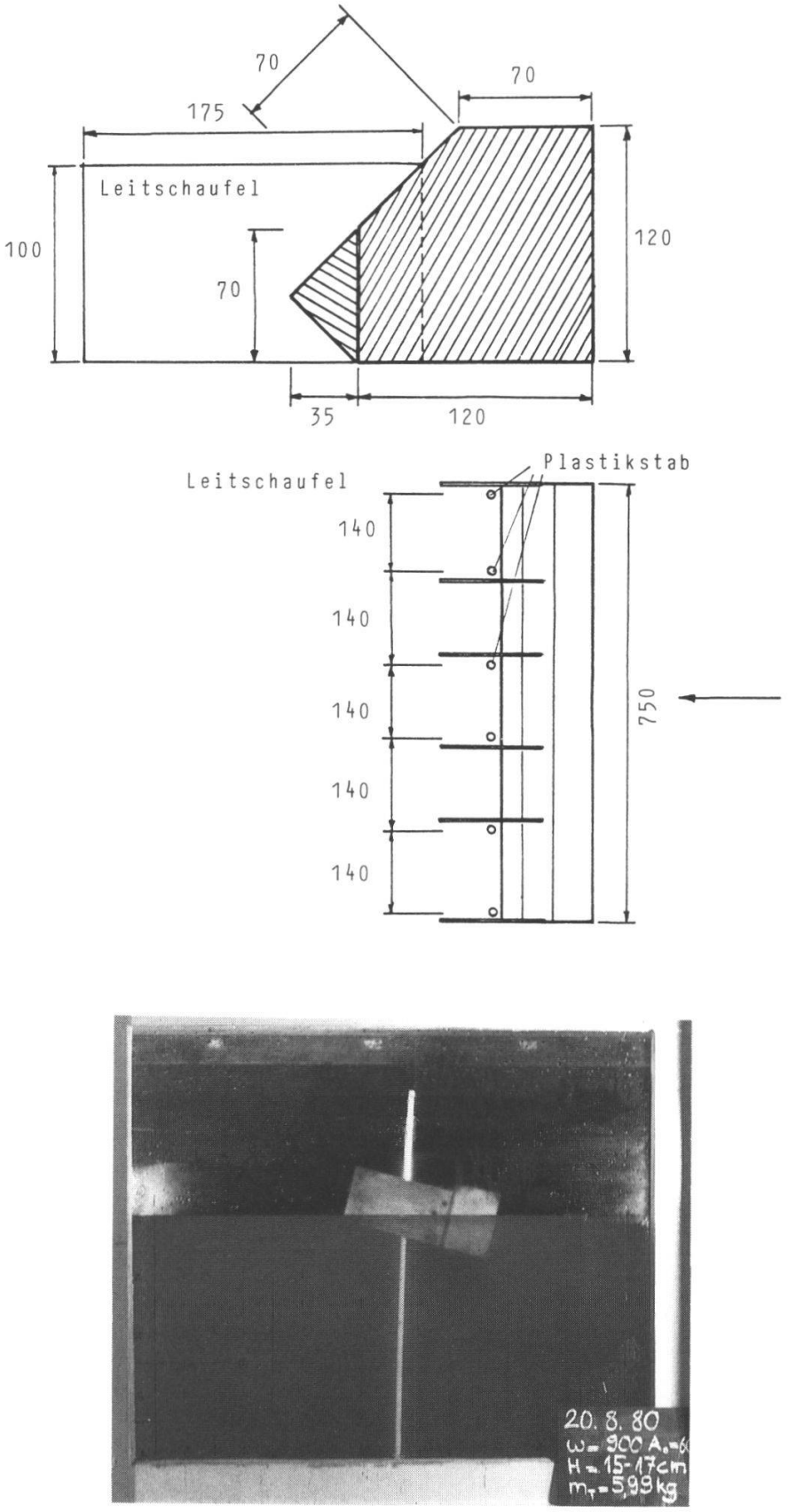


Fig. 3.48. Modelltreibzeug.
Oben: Querschnitt und Draufsicht. Unten: Aufnahme durch das Beobachtungsfenster.

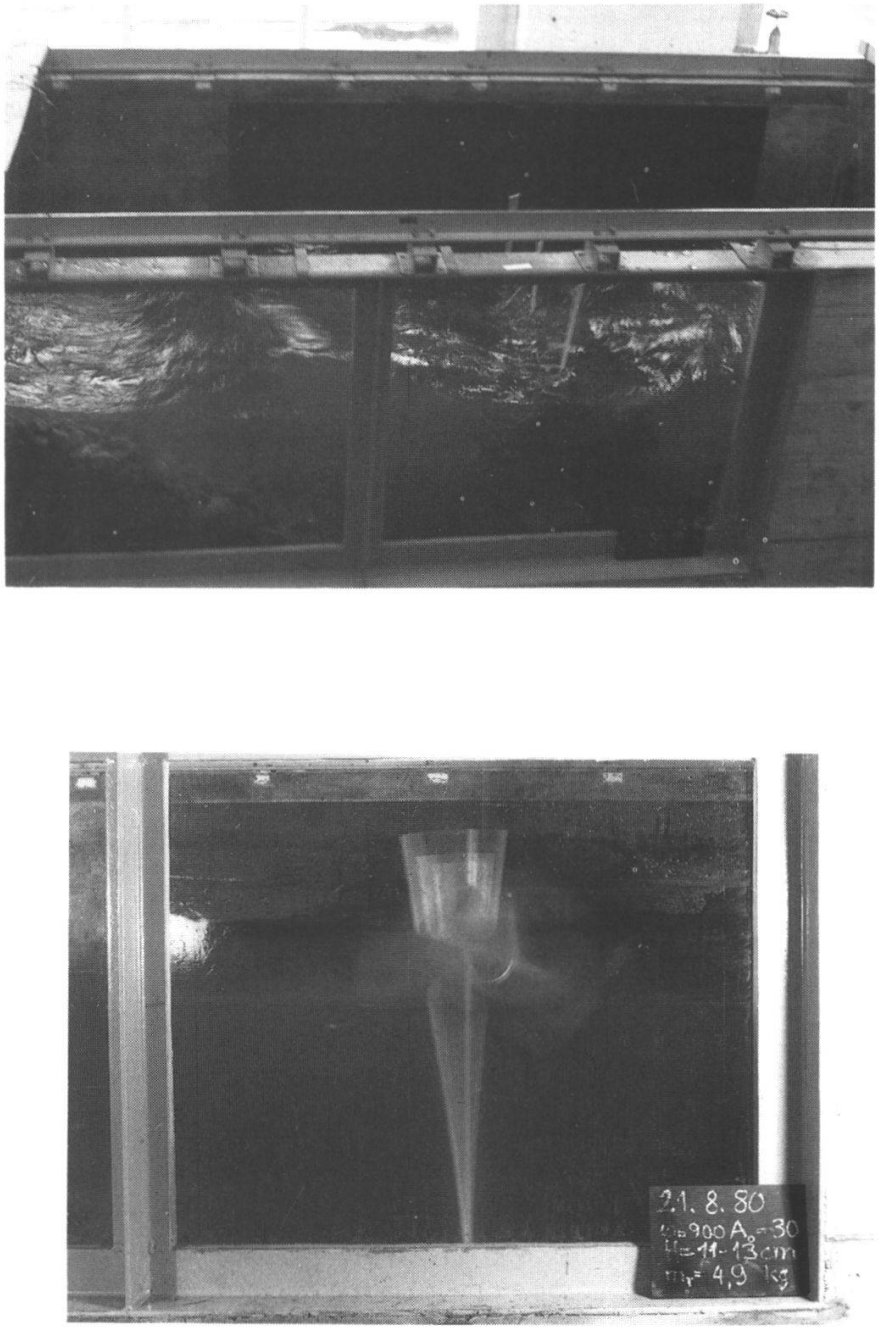


Fig. 3.49. Laufende Versuche mit Kunststoffstäben in der Wellenrinne.
Oben: Momentaufnahme eines Versuchs ohne Holzstück (vgl. Kap. 3.2.1.4.). Um auf den Bildern die Bewegungen besser sichtbar zu machen, ist jeder zweite Stab weiß gefärbt.
Unten: Belichtungsdauer 1 s (Wellenperiode 0,92 s). Da die Kamera auf der Höhe des Ruhewasserspiegels montiert ist, sind die oberen Enden der drei weißen Stäbe deutlich sichtbar.

Eine Aufnahme bei laufendem Versuch zeigt Fig. 3.49. Daraus ist ersichtlich, daß die Bewegungen keineswegs ganz regelmäßig verliefen, sondern daß infolge der oben erwähnten Reflexionen die Ausschläge bald auf der einen, bald auf der andern Seite größer waren. Indem wir verschiedene Phasen dieses Vorgangs festhielten, suchten wir einen annehmbaren Mittelwert für die Verformungen zu erhalten.

3.3.4.2. Ergebnisse

Es muß hier gleich vorweggenommen werden, daß die Versuche nicht die gewünschten Resultate in dem Sinne lieferten, daß nun für das Treibzeug Werte von G_d und G_m eindeutig definiert wären. Die Gründe dafür und die daraus zu ziehenden Schlußfolgerungen werden weiter unten erörtert.
Es ist nicht möglich die beiden gesuchten Koeffizienten unmittelbar aus den Halmbewegungen zu berechnen (wie etwa den Luftwiderstandsbeiwert c_l aus den Windkanalversuchen), denn die Situation des zeitweise freischwimmenden, zeitweise auf die Stäbe drückenden Treibzeugs ist nicht vergleichbar mit dem festeingespannten, quasi starren Pfahl, der in der Literatur schon ausgiebig behandelt wurde. Deshalb blieb nichts anderes übrig, als mit dem mathematischen Modell Läufe für unterschiedlich angenommene Wertepaare (G_d, G_m) durchzurechnen und die Resultate (Ausschläge) mit den photographierten Bildern zu vergleichen. Dabei nahmen wir an, daß jene Kombination von G_d und G_m, welche in allen drei Fällen mit den Bildern einigermaßen übereinstimmende Werte lieferte, die "richtige" sei.
Die Läufe wurden für eine Dauer von 25 s gerechnet, wobei zur Beurteilung der Resulate die ersten 3,2 s (entsprechend 3 1/2 Wellenperioden) nicht berücksichtigt wurden. Damit sollte der Einfluß der notwendigerweise willkürlich gewählten Anfangsbedingungen ausgeschaltet werden. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in den Figuren 3.50 - 3.52 (S. 189÷191) für die drei untersuchten Fälle wiedergegeben. Dargestellt sind die berechneten Auslenkungen in positiver Richtung für den obersten Stabpunkt, und zwar je der Maximalwert und Mittelwert innerhalb der letzten 3 1/2 Wellenperioden sowie der Maximalwert eines ganzen Laufes. Zur Berechnung des Mittelwertes wurden nur jene Schwingungen berücksichtigt, wo das Treibzeug in Kontakt mit den Stäben war. Bei einigen Kombinationen von G_d und G_m kam es vor, daß jede zweite Schwingung viel kleiner war; in diesen Fällen rechneten wir zwei Mittelwerte aus, nämlich einen für alle Ausschläge und einen nur für die

"großen" (in den Figuren durch eine senkrechte Linie miteinadner verbunden).
Aus den aufgenommenen Bildern (je drei pro Fall) maßen wir folgende Ausschwünge des obersten Stabendes (Tabelle 3.8.):

Tab. 3.8. Gemessene Ausschläge in cm der oberen Stabenden bei den Versuchen mit Treibzeug (Mittelwert und, soweit unterscheidbar, Einzelwerte der 3 weißen Stäbe).

Masse des Treibholzes M_T = 5,99 kg, Wellenhöhe H = 16 cm (Fall 1)				
Bild Nr.	Mittelwert [cm]	Einzelwerte [cm]		
		1	2	3
1.1	22,8	26,6	22,0	19,7
1.2	24,3	30,2	24,1	18,7
1.3	<u>20,2</u>	20,3	20,1	19,7
Masse des Treibholzes M_T = 5,99 kg, Wellenhöhe H = 12cm (Fall 2)				
Bild Nr.	Mittelwert [cm]	Einzelwerte [cm]		
		1	2	3
2.1	14,7	26,1	14,1	3,8
2.2	<u>12,0</u>	12,5	11,4	
2.3	11,0	4,2	11,3	17,4
Masse des Treibholzes M_T = 4,90 kg, Wellenhöhe H = 12 cm (Fall 3)				
Bild Nr.	Mittelwert [cm]	Einzelwerte [cm]		
		1	2	3
3.1	<u>11,7</u>	13,1	12,6	9,4
3.2	12,7	16,0	9,3	
3.3	9,4	5,4	9,5	13,3

Man ersieht aus den zum Teil stark verschiedenen Einzelwerten, daß das Holzstück bisweilen in eine starke Schräglage gedrückt wurde. In diesen Momenten konzentrierte sich fast die ganze Last auf einen oder zwei der Stäbe, während die anderen praktisch unbelastet blieben. Aus diesem Grund wählten wir als Vergleichswert nicht einfach den Mittelwert oder Median aus den drei Bildern jedes Falles, sondern den in der Tabelle unterstrichenen Wert jenes Bildes, wo die Differenz zwischen den Auslenkungen der drei sichtbaren Stäbe minimal war. Diese Werte sind auch in den Figuren 3.50. - 3.52. als Linien

zum Vergleich eingezeichnet. Außer im ersten Fall (M_T = 5,99 kg, H = 16 cm) sind dies gleichzeitig die Medianwerte.
Man kann sich fragen, womit man diese Meßwerte vergleichen soll. Da wir beim Photographieren darauf achteten, eher große Ausschläge zu "erwischen", erscheint es naheliegend, den Bereich Mittelwert-Maximum der letzten 3 1/2 Wellenperioden zu wählen (in den Figuren durch o [Mittel] bzw. x [Maximum] dargestellt). Sucht man nun G_d-G_m-Kombinationen, bei welchen in allen drei Fällen die oben erwähnte Linie durch den verlangten Bereich geht, so findet man nur

$G_d = 2{,}0$ $\qquad$ $G_m = 1{,}25$ $\qquad$ und
$G_d = 1{,}75$ $\qquad$ $G_m = 1{,}25$

Man kann somit für ein Treibzeug in der Form eines Kantholzes mit Koeffizienten von

$$\underline{G_m = 1{,}25} \qquad [-] \quad (33.16)$$

und

$$\underline{G_d = 1{,}75 \div 2{,}0} \qquad [-] \quad (33.17)$$

rechnen. Bezüglich des Schubkoeffizienten G_d gilt sinngemäß auch das, was in Kap. 3.2.1.4. über den Wasserwiderstandskoeffizienten c_w gesagt wurde, es dürfte deshalb auch hier eher der niedrigere Wert der Wirklichkeit entsprechen. Verglichen mit den bei BURKHARDT (1967) und DIETZE (1964) angegebenen Werten für den Massenkoeffizienten G_m liegen unsere Versuchsergebnisse wesentlich niedriger: Die meisten der von den verschiedenen Autoren angegebenen Werte bewegen sich in der Nähe der für Potentialströmungen theoretisch ableitbaren Größe von G_m = 2,0. Da aber die Strömung um ein von Wellen bewegtes Treibholz alles andere als eine Potentialströmung ist, gibt es keinen Grund, von dem aus den Versuchen ermittelten G_m = 1,25 abzusehen. Es ist übrigens anzunehmen, daß in einer hin- und hergehenden Strömung die Wassermasse, welche physikalisch dem festen Körper zuzuordnen ist, weniger groß ist als in einer stetigen Strömung, denn dieser von der übrigen Strömung umflossene Wasserkörper muß ja bei jedem Richtungswechsel neu aufgebaut werden. Noch wichtiger ist wahrscheinlich der Umstand, daß das Treibzeug meist nur teilweise im Wasser liegt und deshalb nicht wie die in der Literatur behandelten Strukturen allseitig umströmt wird.
Aus den Figuren 3.50. - 3.52. geht hervor, daß die Größe der Ausschläge nicht in einfacher Weise von den Koeffizienten G_d undG_m abhängt (wie etwa der Wasserwiderstandskoeffizient c_w des Halmes im Falle ohne Treibzeug,

wo die Bewegung mit wachsendem c_w stetig zunimmt; vgl. Fig. 3.16.). Diese Erscheinung läßt sich auch bei der Variation anderer Parameter beobachten (z.B. der Wellenhöhe, aber auch beim eben erwähnen c_w im Falle von vorhandenem Treibzeug). Der Grund liegt darin, daß es sich beim Zusammenwirken von Wellen, Halm und Treibzeug um ein schwingendes System mehrer Teile handelt, die je unterschiedliche Eigenfrequenzen haben. Stetige, große Ausschläge sind daher die Folge von Resonanzerscheinungen. Eine Erhöhung des G_m-Wertes, eigentlich eine Erhöhung der Masse des Treibzeugs, vergrößert dessen Trägheit und erniedrigt damit seine Eigenfrequenz. Andererseits wird dadurch die Wucht des Aufpralls auf den Halm stärker, was zu größeren Ausschlägen führt. Dies wiederum hat eine hohe Rückstellkraft in den Stäben zur Folge. Dadurch wird das Treibzeug, sobald der Wellenberg vorübergezogen ist, mit großer Kraft nach rückwärts gestoßen und dadurch unter Umständen so weit von den Stäben entfernt, daß es mehrerer Wellenberge bedarf, bis das Treibgut erneut mit den Halmen in Berührung kommt. Hohe Massenbeiwerte führen deshalb zu seltenen, aber umso heftigeren Zusammenstößen. Dagegen bewirkt eine Erhöhung des Schubkoeffizienten G_d eher eine regelmäßige Bewegung: Die Strömungskraft des Wassers auf das Treibzeug ist größer, deshalb folgt dieses stärker der Bewegung der Wasserteilchen. Da beim Treibzeug der Seen wegen der unterschiedlichen Beschaffenheit der einzelnen Objekte die effektiven G_d- und G_m-Werte erheblich streuen, da ferner Frequenz und Höhe der natürlichen Wellen ständig wechseln, ist eine genaue Voraussage der zu erwartenden Beanspruchung kaum möglich. Eine kleine Veränderung eines der obgenannten Parameter (vgl. die Ergebnisse der Modellrechnungen in den Figuren 3.50. - 3.52. und in Kap. 4.4) kann ohne weiteres zu 50% größeren oder kleineren Ausschlägen führen. Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß für das Überleben des Schilfes in erster Linie die Frage "Treibzeug vorhanden oder nicht?" entscheidend ist. Die Wellenhöhen scheinen daneben zwar nicht bedeutungslos, aber doch erst in zweiter Linie maßgebend zu sein.

Fig. 3.50. - 3.52. (S.189 - 191) Berechnete Ausschläge von Plastikstäben in positiver Richtung unter der Einwirkung von Wellen und Treibholz (gleiche Situation wie in den Modellversuchen), in Abhängigkeit von den Schub- und Massenkoeffizienten G_d und G_m.

- △ Maximum während der ganzen Rechnungsdauer (23,5 s)
- □ Maximum während der letzten 3 1/2 Wellenperioden (3,3 s)
- o Mittelwert und Anzahl der dabei berücksichtigten Ausschläge während der letzten 3,3 s.
- ∞ Rechnung instabil (bedeutet, daß das Treibholz über die Stäbe geworfen wird).

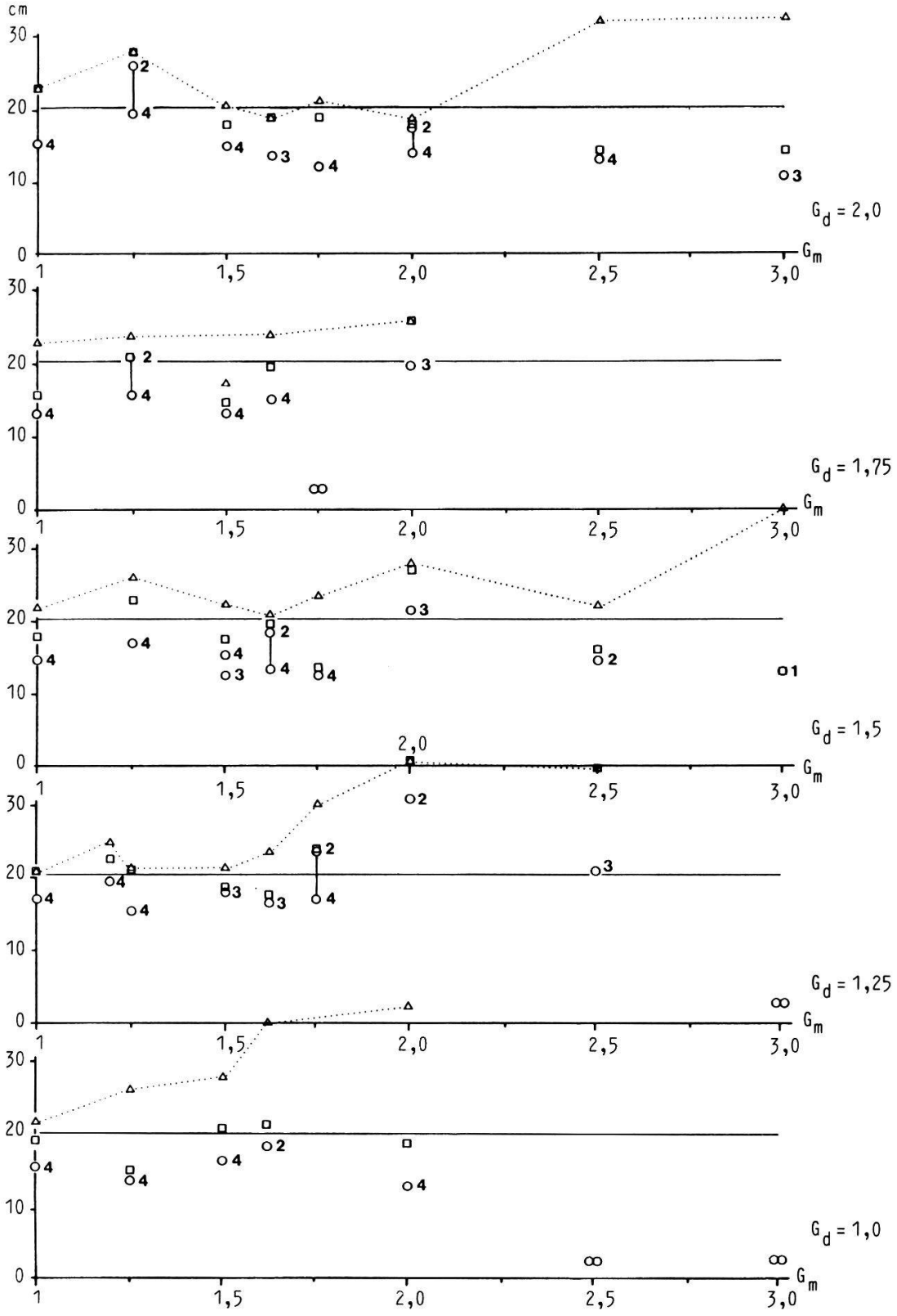


Fig. 3.50. Wellenperiode T = 0,92 s, Wellenhöhe H = 16 cm, Masse des Treibzeugs M_T = 5,99 kg (generelle Legende s. S. 188).

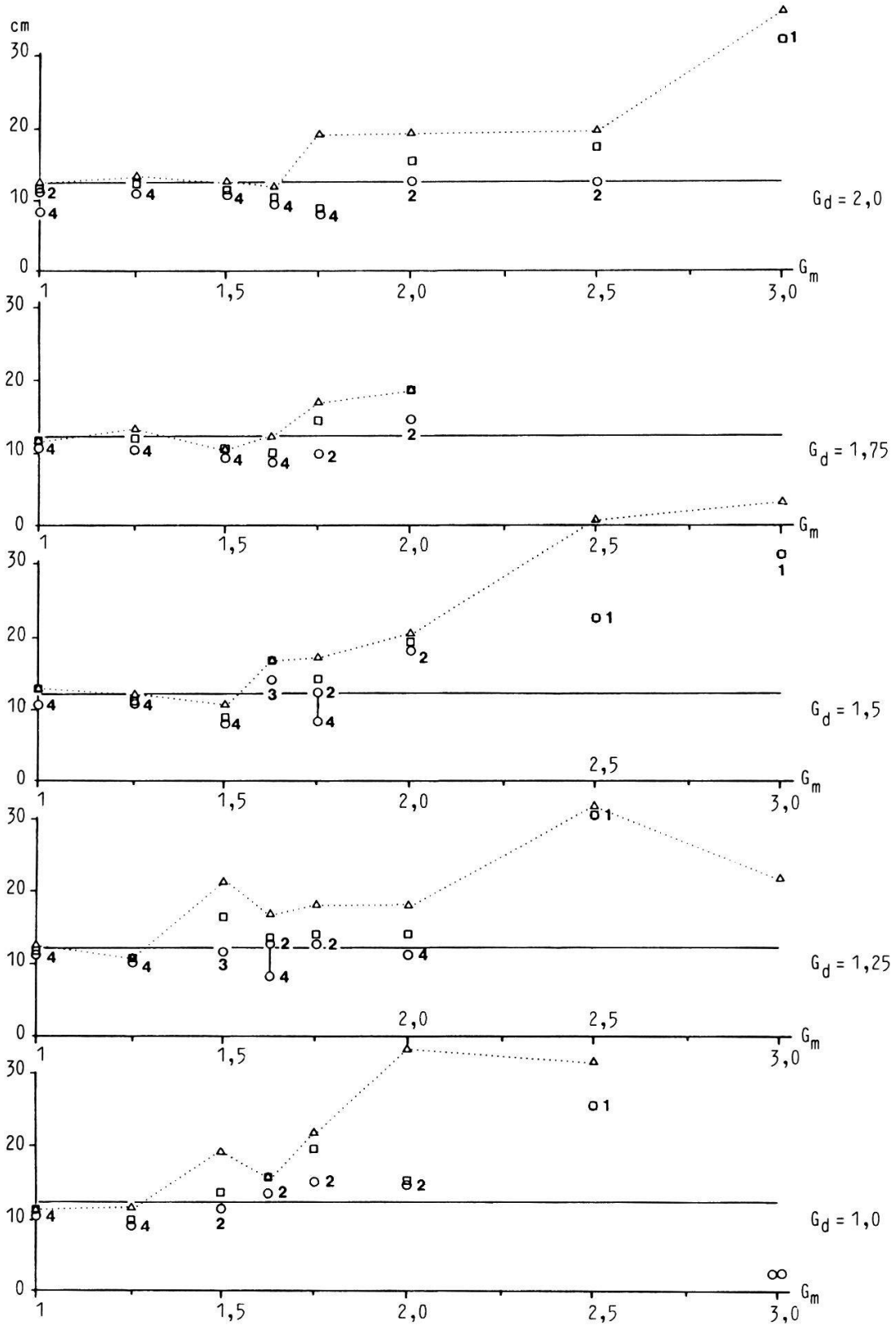


Fig. 3.51. Wellenperiode T = 0,92 s, Wellenhöhe H = 12 cm, Masse des Treibzeugs M_T = 5,99 kg (generelle Legende s. S. 188).

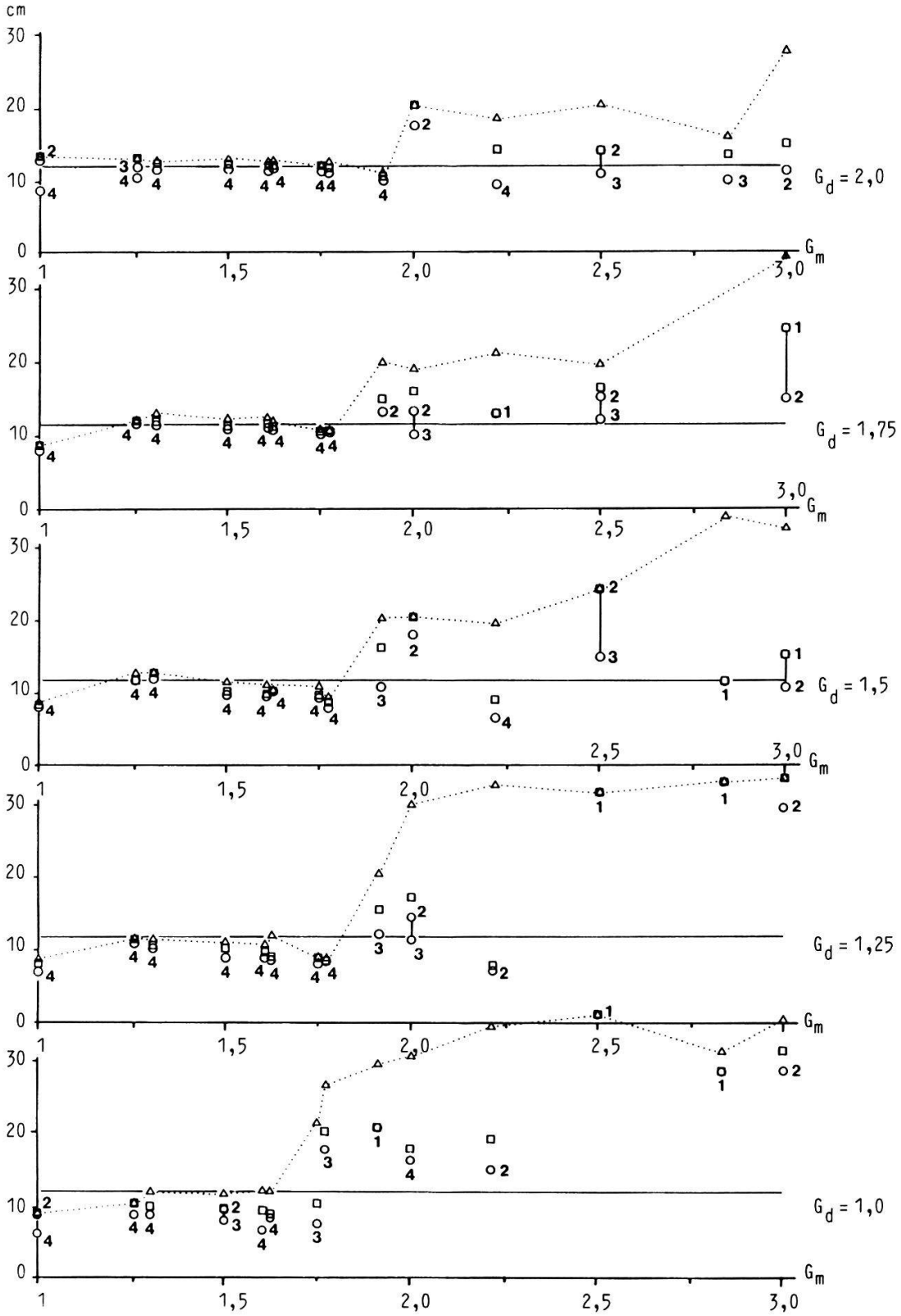


Fig. 3.52. Wellenperiode T = 0,92 s, Wellenhöhe H = 12 cm, Masse des Treibzeugs M_T = 4,90 kg (generelle Legende s. S. 188).

4. WECHSELWIRKUNGEN ZWISCHEN HALM UND TREIBZEUG - EIN MATHEMATISCHES MODELL

4.1 ALLGEMEINES

Im vorangegangen Kapitel 3 haben wir die auf das Schilf wirkenden Belastungen zusammengestellt, im noch folgenden Teil III werden Festigkeit und Steifigkeit der Halme besprochen, welche das Schilf den Belastungen entgegensetzt. Hier geht es nun darum, all diese Größen und Gleichungen (Wind- und Wasserdruck, Bewegung des Treibzeugs, die noch zu besprechende Verformung des Halmes) miteinander zu verknüpfen und die daraus resultierenden Bewegungen zu formulieren (mathematisches Modell). Diese Bewegungen verursachen zeitlich veränderliche Durchbiegungen δ (Auslenkungen gegenüber dem Ruhezustand, vgl. Fig. 4.1.); sind diese Durchbiegungen für jeden Punkt des Halmes bekannt (Biegelinie), so lassen sich daraus die Verformun-

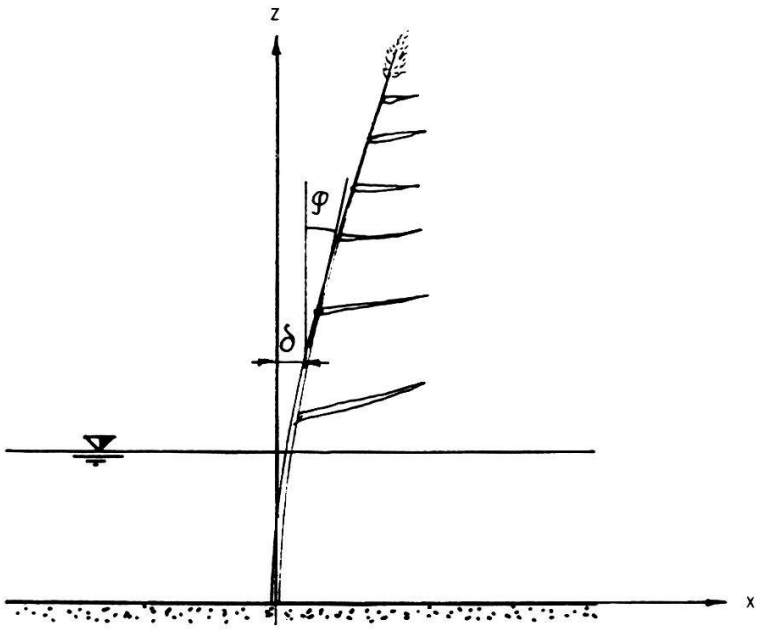


Fig. 4.1. Schilfhalm mit den durch die Belastung verursachten Durchbiegungen $\delta(z)$. $\delta'(z)$ ist gleich dem Tangens des eingezeichneten Winkels φ.

gen des Halmes (Krümmung Φ) und aus diesen die Beanspruchungen (Biegemoment M) ableiten.
Diese Begriffe werden in Teil III, Kapitel 1., definiert und näher erläutert. Ebenso sind dort die Beziehungen zwischen äußeren Belastungen und den Durchbiegungen dargestellt. Wir sehen dort in Gleichung (III 1.19), daß das Biegemoment direkt proportional zur Halmkrümmung Φ ist. Unter den für Festigkeitsversuche zutreffenden Voraussetzungen kleiner Verformungen und näherungsweise über das ganze betrachtete Stück konstanter Querschnittswerte (Trägheitsmoment J, Elastizitätsmodul E) kann die Krümmung Φ gleich der zweiten Ableitung δ'' der Durchbiegung in Richtung der z-Achse gesetzt werden. Die daraus entstehende Differentialgleichung kann geschlossen integriert werden, wodurch sich eine einfache Beziehung zwischen Last und Durchbiegung ergibt.
Betrachten wir den ganzen Halm, so gelten beide Voraussetzungen dazu nicht mehr: Schon kleine Beanspruchungen führen in den oberen Halmpartien zu großen Auslenkungen, da der Halm nur an seinem unteren Ende gehalten wird und im Verhältnis zu seinem Durchmesser sehr lang ist. Zur Betrachtung des ganzen Halmes muß deshalb die exakte Gleichung zur Berechnung der Krümmung in Verbindung mit (III 1.19) verwendet werden:

$$\Phi = \frac{\delta''}{(1 + \delta'^2)^{3/2}} = \frac{M}{E \cdot J} \qquad \text{[rad/m]} \quad (41.1)$$

Φ ... Halmkrümmung [rad/m = m^{-1}]
M ... Biegemoment [N·m]
$E \cdot J$ ... Biegesteifigkeit (vgl. Teil III) [$N \cdot m^2$]
δ ... Durchbiegung (Auslenkung) des Halmes in x-Richtung [m]
δ' ... Erste Ableitung der Durchbiegung nach z (= Tangens des Drehwinkels) [-]
δ'' ... Zweite Ableitung der Durchbiegung nach z [m^{-1}]

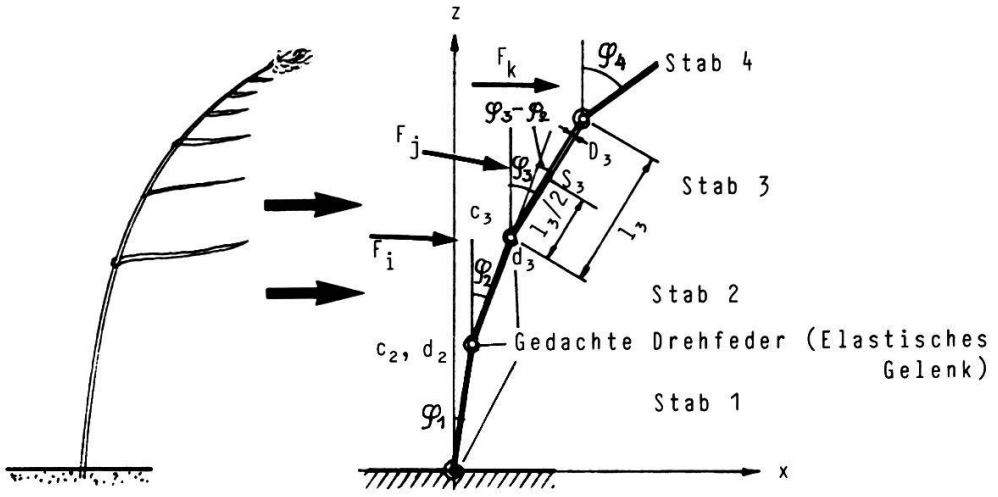
Daß diese Differentialgleichung nicht mehr geschlossen integrierbar ist, braucht wohl kaum besonders hervorgehoben zu werden. Die Querschnitte ($E \cdot J$) verändern sich längs des Halmes sehr stark, der Halm ist unten dick und besteht aus stark verfestigtem Gewebe, oben dagegen ist er dünn und wenig verfestigt. Es ist an sich möglich, (41.1) numerisch zu integrieren (wozu noch das Biegemoment M als Funktion der äußeren Belastung ausgedrückt werden müßte), dieser Weg wäre jedoch nur bei einem statischen Problem gangbar. Beim Schilfhalm, der durch dynamische Einflüsse (Wellen, Wind) belastet wird, sind aber gerade die zeitlichen Veränderungen von Belastung und Verformung (= Bewegung) charakteristisch. Gleichung (41.1) muß daher noch

sachten Bewegungen ergänzt werden. Diese Ergänzung liefert das zweite Newton'sche Prinzip ("Kraft = Masse mal Beschleunigung"). Die Beschleunigung eines Masseteilchen ist gleich der vollständigen zweiten Ableitung (Differenzierung) der Bewegung nach der Zeit. Für ein Element, das sich nur in x-Richtung (entsprechend δ) bewegt heißt dies

$$a_x = \frac{d^2x}{dt^2} = x^{\cdot\cdot} \qquad [m/s^2] \quad (41.2)$$

a_x ... Beschleunigung in x-Richtung
t ... Zeit [s]

Dasselbe gilt analog für die y- und z-Richtung. Auch bei den Durchbiegungen sind noch die beiden anderen Raumdimensionen zu berücksichtigen, denn bei stärkerer Biegung verschiebt sich ein Element des Halmes nicht nur waagrecht, sondern auch nach unten. Die y-Dimension kann vernachlässigt werden, wenn wir, wie bei den Wellentheorien, eine ebene Bewegung voraussetzen und die x- und z-Achse in dieser Ebene liegen. Diese Voraussetzung ist dann einigermaßen erfüllt, wenn die Wellen langkämmig sind und sich in der Windrichtung fortpflanzen und wenn sich innerhalb des betrachteten Zeitraumes diese Richtungen nicht ändern.
Verknüpft man das für die Situation des Schilfhalmes formulierte, zweite Newton'sche Prinzip mit der ebenfalls entsprechend umgeformten Gleichung (41.1), so entsteht ein System von Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit Ableitungen sowohl nach der Zeit, als auch nach den Raumkoordinaten. Der enorme Aufwand einer numerischen Integration dieser Gleichungen wäre mit den heutigen elektronischen Rechenanlagen zu bewältigen. Dies wäre jedoch nur dann sinnvoll, wenn die benötigten Parameter (Biegesteifigkeit und spezifische Masse des Halmes in jedem Punkt, Wasser- und Luftwiderstandskoeffizienten usw.) bei vernünftigem Aufwand mit einer adäquaten Genauigkeit bestimmt werden könnten. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie aus Kap. 3. und dem noch folgenden Teil III hervorgeht.
Aus diesen Gründen, und weil schon die Gleichung (III 1.19) und damit (41.1) Modelle auf Grund bestimmter Annahmen sind, erscheint es sinnvoll, den Schilfhalm mit einem noch weiter abstrahierenden Modell zu beschreiben. Der Grundgedanke dieses Modells besteht darin, das Kontinuum Schilfhalm zu diskretisieren, das heißt wir stellen uns den Halm unterteilt in mehrere prismatische, starre Teilstäbe vor (Fig. 4.2.). Diese Stäbe biegen sich demnach nicht; Verformungen sind dadurch möglich, daß die Stäbe unter sich durch "elastische Gelenke" (die man sich als Drehfedern vorstellen kann) ver-



l_3 ... Länge von Stab 3
m_3 ... Masse von Stab 3
φ_3 ... Drehwinkel von Stab 3
c_3 ... Federkonstante von Gelenk 3
d_3 ... Dämpfungskonstante von Gelenk 3

Fig. 4.2. Abstraktion des Schilfhalmes zu einem Modell aus (hier 4) starren Teilstäben, die durch elastische Gelenke untereinander verbunden sind. Die äußeren Kräfte F_i entsprechen den Belastungen durch Wind, Wellen, Treibzeug usw.

bunden sind.

Der Ausdruck "elastisches Gelenk" bedeutet, daß der Winkel zwischen zwei Teilstäben direkt proportional dem herrschenden Biegemoment ist, die gedachte Drehfeder ist also dann entspannt, wenn die beiden Teilstäbe in einer Linie liegen.

Da die Verformungen ziemlich rasch entstehen und sich verändern, ist die dabei entstehende innere Reibung nicht zu vernachlässigen. Sie äußert sich als Dämpfungsmoment in den Gelenken. Mangels weiterer Grundlagen wird auch hier ein linearer Ansatz verwendet, der die Reibungsphänomene bei nicht zu großer Geschwindigkeit in der Regel zutreffend erfaßt. Das Dämpfungsmoment ist daher direkt proportional zur Geschwindigkeit $\Delta\varphi_i^{\cdot}$ der Winkeländerung zwischen den betreffenden Teilstäben, die Richtung ist entgegengesetzt der Winkelgeschwindigkeit.

Im i-ten Gelenk (zwischen dem [i-1]-sten und dem i-ten Teilstab) wirkt als totales Moment die Summe des elastischen (Biegemoment) und des Dämpfungsmomentes:

$$M_i = c_i \cdot \Delta\varphi_i + d_i \cdot \Delta\dot{\varphi}_i \qquad [\text{N·m}] \quad (41.3)$$

M_i ... Totales Moment im i-ten Gelenk [N·m]
c_i ... Proportionalitätsfaktor für das (elastische) Biegemoment ("Federkonstante") [N·m/rad]
d_i ... Proportionalitätsfaktor für das Dämpfungsmoment ("Dämpfungskonstante") [N·m·s/rad]
$\Delta\varphi_i$ ... Winkel zwischen den beiden Teilstäben [rad]
$\Delta\dot{\varphi}_i$ ... Änderung des Winkels $\Delta\varphi_i$ pro Zeiteinheit [rad/s]

Die "Federkonstanten" c_i dieses Modells entsprechen der (kontinuierlichen) Biegesteifigkeit des Halmes, der Winkel $\Delta\varphi_i$ entspricht dem Produkt von mittlerer Halmkrümmung und dem Abstand von Mitte zu Mitte der beiden an das betreffende Gelenk anschließenden Teilstäbe i und i-1 (Fig. 4.3.), bzw.:

$$\Phi_m = \frac{\Delta\varphi_i}{1/2\,(l_{i-1} + l_i)} \qquad [\text{rad/m}] \quad (41.4)$$

Φ_m ... Mittlere Krümmung des dem i-ten Gelenk entsprechenden Halmstücks [rad/m]
l_i, l_{i-1} ... Länge des i-ten bzw. (i-1)-sten Teilstab [m]

Da sich nach der schon erwähnten Annahme alle Bewegung in der x-z-Ebene abspielen, kann die Lage jedes Stabes durch eine einzige Größe eindeutig definiert werden (1 Freiheitsgrad pro Stab): Nehmen wir an, i-1 Stäbe seien in ihrer Lage festgelegt, so kann sich der i-te Stab nur um sein unteres (das i-te) Gelenk drehen. Es ist deshalb naheliegend, als Lagekoordinate für die Teilstä-

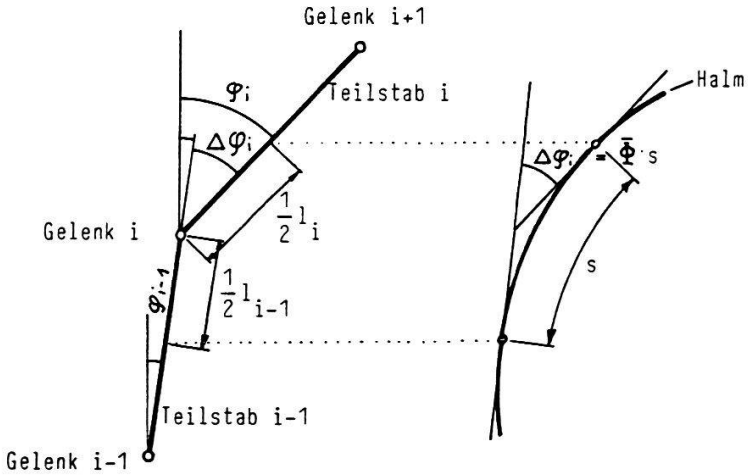


Fig. 4.3. Beziehung zwischen dem Winkel zweier Teilstäbe und der mittleren Krümmung des entsprechenden Halmstücks.

be diesen Drehwinkel φ zu wählen, bezogen auf die z-Achse und positiv im Uhrzeigersinn.
In den folgenden Kapiteln wird zunächst das System der Bewegungsdifferentialgleichungen für dieses Mehrstäbemodell hergeleitet, anschließend wird der Zusammenhang zwischen den Halmeigenschaften (Steifigkeit usw.) und den Modellparametern ("Federkonstanten" usw.) hergestellt.

4.2 FORMULIERUNG DES MATHEMATISCHEN MODELLS

4.2.1. Bewegungsgleichungen des Mehrstäbemodells

Die Bewegungsgleichungen eines mehrgliedrigen Systems werden am einfachsten mit Hilfe der Gleichungen von Lagrange (*1726 †1813) hergeleitet (vgl. ZIEGLER 1966 oder DANKERT 1977 u.a.). Diese Gleichungen sind eine Anwendung des Prinzips der virtuellen Arbeit, welches besagt, daß bei einem virtuellen (d.h. gedachten) Verschiebungszustand die Summe der von den äußeren, den inneren und den Trägheitskräften geleisteten Arbeit gleich 0 ist. Ist das System durch genau so viele Lagekoordinaten q beschrieben, wie es Freiheitsgrade hat, so kann die inkrementale Veränderung ("unendlich kleine" Zunahme δq) jeder einzelnen Lagekoordinate (wobei die übrigen konstant bleiben) als virtueller Verschiebungszustand im obigen Sinne aufgefaßt werden. Dies ist der Fall bei dem im vorigen Kapitel vorgestellten Mehrstäbemodell mit n Stäben, wenn die Drehwinkel der einzelnen Stäbe als Lagekoordinaten gewählt werden. Formuliert man das Prinzip der virtuellen Arbeiten für dieses Modell, indem man zur inkrementalen Veränderung jedes Stabdrehwinkels die entsprechenden Arbeiten der genannten Kräfte summiert und gleich 0 setzt, erhält man n (= Anzahl Stäbe) Bewegungsdifferentialgleichungen.
Eine inkrementale Veränderung der i-ten Lagekoordinate q_i (in unserem Modell: Drehwinkel φ_i) heißt kurz i-te Elementarverschiebung. Die virtuelle Arbeit der Trägheitskräfte wird in den Lagrange'schen Gleichungen als Funktion der kinetischen Energie des Systems im allgemeinen Bewegungszustand (d.h. wenn sich alle Lagekoordinaten q_i mit der "verallgemeinerten Geschwindigkeit" $\dot{q}_i$ verändern) ausgedrückt, und zwar getrennt für jede einzelne Lagekoordinate q_i (linke Seite der Gleichung 42.1). Der Ausdruck "verallgemeinerte Geschwindigkeit" bezeichnet die Tatsache, daß es sich hier um effektive Geschwindigkeiten [m/s] oder Winkelgeschwindigkeiten [rad/s] handeln kann, je nachdem ob die entsprechende Lagekoordinate eine Strecke oder ein Winkel ist. Die Gleichungen von Lagrange lauten somit:

$$\frac{d}{dt}\cdot\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial T}{\partial q_i} = \frac{\delta A_i}{\delta q_i} = Q_i \quad , \; i = 1 \ldots n \tag{42.1}$$

T ... Kinetische Energie des Systems im allgemeinen Bewegungszustand
q_i ... i-te Lagekoordinate
$\dot{q}_i$ ... i-te verallgemeinerte Geschwindigkeit (Ableitung von q_i nach der Zeit)

δA_i ... Virtuelle Arbeit aller inneren und äußeren Kräfte bei einer Elementarverschiebung δq_i
Q_i ... i-te verallgemeinerte Kraft

Die i-te verallgemeinerte Kraft ist der Quotient aus der virtuellen Arbeit aller inneren und äußeren Kräfte bei einer Elementarverschiebung δq_i und hat die Dimension einer Kraft, wenn q_i eine Strecke, und die Dimension eines Momentes, wenn q_i ein Winkel ist.
In unserem Modell sind die Winkel φ zwischen der z-Achse und der Stabachse die Lagekoordinaten. In dem mit der obigen Gleichung definierten Gleichungssystem kann deshalb einfach q_i durch φ_i und $q_i^{\cdot}$ durch $\varphi_i^{\cdot}$ ersetzt werden.
Die **kinetische Energie** jedes Teilstabes setzt sich zusammen aus der Translationsenergie T_T und der Rotationsenergie T_R. Bezeichnet v_{si} die (vektorielle) Geschwindigkeit des Schwerpunktes S_i des i-ten Teilstabes und v_{si} deren Betrag, so wird die Translationsenergie dieses Teilstabes

$$T_{Ti} = 1/2\, m_i \cdot v_{si}^2 \qquad [\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2 = \text{N}\cdot\text{m} = \text{J}] \quad (42.2)$$

und die Rotationsenergie

$$T_{Ri} = 1/2\, I_{si} \cdot \varphi_i^{\cdot 2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_i\, l_i^2}{12} \varphi_i^{\cdot 2} \qquad [\text{J}] \quad (42.3)$$

I_{si} ... Massenträgheitsmoment des i-ten Teilstabes bezüglich des Schwerpunktes [kg·m^2]
m_i ... Masse des i-ten Teilstabes [kg]
l_i ... Länge des i-ten Teilstabes [m]

Die Rotationsenergie ist in (42.3) bereits als Funktion der (Ableitung der) Lagekoordinaten ausgedrückt. Dagegen muß die Geschwindigkeit des Schwerpunktes für (42.3) entsprechend berechnet werden. In der Figur 4.4. sind die Geschwindigkeiten der Schwer- bzw. Gelenkpunkte der Stäbe eingezeichnet. Zusätzlich ist in dieser Figur zu sehen, wie diese Geschwindigkeiten durch vektorielle Addition der für jeden Stab neu hinzutretenden Komponenten ($v_{i0} = \varphi_i^{\cdot} \cdot l_i$ für das obere Stabende bzw. $1/2 v_{i0}$ für den Schwerpunkt) zustande kommen. Bei der Numerierung ist zu beachten, daß die Gelenke jeweils dem oberen der beiden Teilstäbe zugeordnet sind.
Schreiben wir diese Geschwindigkeiten als Vektoren in x- und z-Komponenten, so folgt aus den geometrischen Verhältnissen der Figur 4.4.:

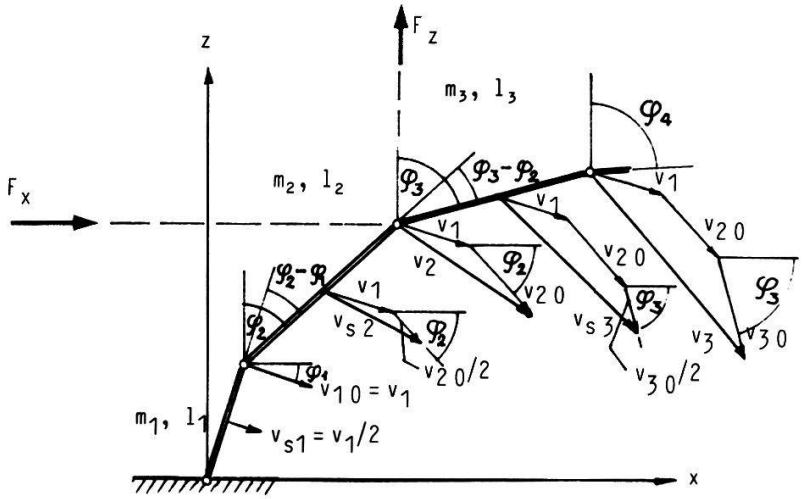


Fig. 4.4. Mehrstäbemodell eines Schilfhalmes mit eingezeichneten Geschwindigkeiten der Stabmitten (Schwerpunkte) und der Stabenden. Die äußere Kraft F (zerlegt in x- und z-Komponente) muß nicht notwendigerweise in einem Gelenk angreifen. Alle linearen Komponenten sind positiv in Richtung der eingezeichneten x- und z-Achse, die Winkel sind positiv im Uhrzeigersinn.

$$
\begin{aligned}
v_{10} &= \dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \{\cos\varphi_1, -\sin\varphi_1\} \\
&\vdots \\
v_{i0} &= \dot{\varphi}_i \cdot l_i \{\cos\varphi_i, -\sin\varphi_i\} \\
&\vdots \\
v_{n0} &= \dot{\varphi}_n \cdot l_n \{\cos\varphi_n, -\sin\varphi_n\} \qquad \text{[m/s]} \quad (42.4)
\end{aligned}
$$

und

$$
\begin{aligned}
v_{s1} &= 1/2\, v_{10} && = 1/2\, \dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \{\cos\varphi_1, -\sin\varphi_1\} \\
v_1 &= v_{10} && = \dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \{\cos\varphi_1, -\sin\varphi_1\} \\
v_{s2} &= v_1 + 1/2\, v_{20} && = \{\dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \cos\varphi_1 + 1/2\dot{\varphi}_2 \cdot l_2 \cos\varphi_2, \\
& && \quad -\dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \sin\varphi_1 - 1/2\dot{\varphi}_2 \cdot l_2 \sin\varphi_2\} \\
v_2 &= v_1 + v_{20} && = \{\dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \cos\varphi_1 + \dot{\varphi}_2 \cdot l_2 \cos\varphi_2, \\
& && \quad -\dot{\varphi}_1 \cdot l_1 \sin\varphi_1 - \dot{\varphi}_2 \cdot l_2 \sin\varphi_2\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
v_{si} &= v_{i-1} + 1/2\, v_{i0} && = \{\sum_{k=1}^{i-1} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \cos\varphi_k + 1/2\dot{\varphi}_i \cdot l_i \cos\varphi_i, \qquad (42.5) \\
& && \quad -\sum_{k=1}^{i-1} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \sin\varphi_k - 1/2\dot{\varphi}_i \cdot l_i \sin\varphi_i\}
\end{aligned}
$$

$$v_i = v_{i-1} + v_{i0} = \{ \sum_{k=1}^{i} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \cos\varphi_k , \; - \sum_{k=1}^{i} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \sin\varphi_k \}$$

$$\vdots$$

$$v_n = v_{n-1} + v_{n0} = \{ \sum_{k=1}^{n} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \cos\varphi_k , \; - \sum_{k=1}^{n} \dot{\varphi}_k \cdot l_k \sin\varphi_k \} \qquad (42.6)$$

Die Quadrate des Betrags der Geschwindigkeiten der Schwerpunkte erhält man durch Addition der Quadrate der entsprechenden x- und z-Komponenten. Mit Berücksichtigung der trigonometrischen Identitäten

$$\cos^2\varphi_i + \sin^2\varphi_i \equiv 1 \qquad (42.7)$$

und

$$\cos\varphi_i \cos\varphi_j + \sin\varphi_i \sin\varphi_j \equiv \cos(\varphi_i - \varphi_j) \qquad (42.8)$$

sowie der von nun an geltenden Abkürzung

$$c_{ij} = \cos(\varphi_i - \varphi_j) = c_{ji} \qquad (42.9)$$

(nicht zu verwechseln mit den "Federkonstanten" c_i der elastischen Gelenke) werden diese Geschwindigkeitsquadrate gleich

$$v_{s1}^2 = 1/4 \, (\dot{\varphi}_1)^2 \cdot l_1^2$$

$$v_{s2}^2 = [\, (\dot{\varphi}_1)^2 \cdot l_1^2 + 1/4 \, (\dot{\varphi}_2)^2 \cdot l_2^2 + \dot{\varphi}_1 \dot{\varphi}_2 l_1 l_2 \cdot c_{21}]$$

$$\vdots$$

$$v_{si}^2 = [\sum_{j=1}^{i-1} (\dot{\varphi}_j)^2 \cdot l_j^2 + 1/4 \, (\dot{\varphi}_i)^2 \cdot l_i^2 + 2 \sum_{k=2}^{j-1} \sum_{j=1}^{k-1} \dot{\varphi}_j \dot{\varphi}_k \cdot l_j \, l_k \cdot c_{kj} + + \sum_{j=1}^{i-1} \dot{\varphi}_j \dot{\varphi}_i \cdot l_j \, l_i \cdot c_{ij}] \quad . \qquad (42.10)$$

Damit kann die kinetische Energie der Teilstäbe berechnet werden, indem die Geschwindigkeitsquadrate (42.10) in (42.2) eingesetzt werden ($v_{si}^2 = |v_{si}|^2 = v_{si}^2$). Addiert man dazu die Rotationsenergie und berücksichtigt, daß

$$1/12 \, (\dot{\varphi}_i)^2 \cdot l_i^2 + 1/4 \, (\dot{\varphi}_i)^2 \cdot l_i^2 = 1/3 \, (\dot{\varphi}_i)^2 \cdot l_i^2 \qquad (42.11)$$

so wird die gesamte kinetische Energie der Teilstäbe gleich

$$T_1 = 1/2 \, m_1 \cdot [1/3 (\dot{\varphi}_1)^2 \cdot l_1^2]$$

$$T_2 = 1/2 \, m_1 \cdot [\, (\dot{\varphi}_1)^2 \cdot l_1^2 + 1/3 \, (\dot{\varphi}_2)^2 \cdot l_2^2 + \dot{\varphi}_1 \dot{\varphi}_2 l_1 l_2 \cdot c_{21}]$$

$$\vdots$$

$$T_i = 1/2\, m_i \,[\sum_{j=1}^{i-1} (\varphi_j^{\cdot})^2 \cdot l_j^{\,2} + 1/3\, (\varphi_i^{\cdot})^2 \cdot l_i^{\,2} + 2 \sum_{k=2}^{j-1} \sum_{j=1}^{k-1} \varphi_j^{\cdot}\, \varphi_k^{\cdot} \cdot l_j\, l_k \cdot c_{kj} + 2 \sum_{j=1}^{i-1} \varphi_j^{\cdot}\, \varphi_i^{\cdot} \cdot l_j\, l_i \cdot c_{ij}] \quad . \qquad (42.12)$$

Summiert man die kinetische Energie aller Teilstäbe ($i = 1 \ldots n$), so erhält man die kinetische Energie des ganzen Systems:

$$\begin{aligned} 2\,T = {} & (\varphi_1^{\cdot})^2 \cdot l_1^{\,2}\, (1/3 m_1 + \sum_{k=2}^{n} m_k) + (\varphi_2^{\cdot})^2 \cdot l_2^{\,2}\, (1/3 m_2 + \sum_{k=3}^{n} m_k) + \ldots \\ & + (\varphi_i^{\cdot})^2 \cdot l_i^{\,2}\, (1/3 m_i + \sum_{k=i+1}^{n} m_k) + \ldots + (\varphi_n^{\cdot})^2 \cdot l_n^{\,2} \cdot 1/3 m_n + \ldots \\ & + 2\, \varphi_1^{\cdot}\, \varphi_2^{\cdot}\, l_1 l_2\, c_{21}\, (1/2 m_2 + \sum_{k=3}^{n} m_k) + \ldots \\ & + 2 \sum_{j=1}^{i-1} [\varphi_j^{\cdot}\, \varphi_i^{\cdot} \cdot l_j\, l_i\, c_{ij}\, (1/2 m_i + \sum_{k=i+1}^{n} m_k)] + \ldots \\ & + 2 \sum_{j=1}^{n-1} [\varphi_j^{\cdot}\, \varphi_n^{\cdot} \cdot l_j\, l_n\, c_{nj} \cdot 1/2 m_n] \end{aligned} \qquad (42.13)$$

Die Ausdrücke in den runden Klammern ( ) sind Konstante, die im folgenden mit

$$M_{in} = 1/3 m_i + \sum_{k=i+1}^{n} m_k \quad [\text{kg}] \quad (42.14)$$

$$M_{nn} = 1/3 m_n \quad [\text{kg}] \quad (42.15)$$

$$M_{in}' = 1/2 m_i + \sum_{k=i+1}^{n} m_k = M_{in} + 1/6 m_i \quad [\text{kg}] \quad (42.16)$$

$$M_{nn} = 1/2 m_n \quad [\text{kg}] \quad (42.17)$$

abgekürzt werden. Die kinetische Energie des Stabsystems lautet damit:

$$T = 1/2 \sum_{i=1}^{n} (\varphi_i^{\cdot})^2 \cdot l_i^{\,2} M_{in} + \sum_{i=2}^{n} [M_{in}' \cdot \sum_{j=1}^{i-1} (\varphi_j^{\cdot}\, \varphi_i^{\cdot} \cdot l_j\, l_i \cdot c_{ij})] \,. \qquad (42.18)$$

Analog zu den c_{ij} definieren wir nun

$$s_{ij} = \sin(\varphi_i - \varphi_j) = -s_{ji} \quad . \qquad (42.19)$$

In den Gleichungen von Lagrange (42.1) kommen Ableitungen nach den φ_i, nach den $\varphi_i^{\cdot}$ und nach der Zeit vor. Die c_{ij} nach diesen drei Variablen abgeleitet sind:

$$\frac{\partial c_{ij}}{\partial \varphi_i} = -\sin(\varphi_i - \varphi_j) = -s_{ij} = s_{ji} \tag{42.20}$$

$$\frac{\partial c_{ij}}{\partial \dot{\varphi}_j} = \sin(\varphi_i - \varphi_j) = s_{ij} \tag{42.21}$$

$$\frac{dc_{ij}}{dt} = -(\dot{\varphi}_i - \dot{\varphi}_j)\ \sin(\varphi_i - \varphi_j) = -(\dot{\varphi}_i - \dot{\varphi}_j)s_{ij} \tag{42.22}$$

So können die Ausdrücke auf der linken Seite von (42.1) nun in Funktion der Lagekoordinaten formuliert werden. Mit

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_i} = (\dot{\varphi}_i)^2\, l_i^2\, M_{in} + M_{in}' \sum_{j=1}^{i-1}(\dot{\varphi}_j\, l_j\, l_i\, c_{ij}) + + \sum_{k=i+1}^{n} [M_{kn}'\, \dot{\varphi}_k\, l_i\, l_k\, c_{ki}] \tag{42.23}$$

wird

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}_i} = \ddot{\varphi}_i\, l_i^2 M_{in} + M_{in}' \sum_{j=1}^{i-1} \{l_j l_i [\ddot{\varphi}_i\, c_{ij} - \dot{\varphi}_j(\dot{\varphi}_i - \dot{\varphi}_j)s_{ij}]\} + + \sum_{k=i+1}^{n} [M_{kn}'\, l_i l_k \{\ddot{\varphi}_k\, c_{ki} - \dot{\varphi}_k(\dot{\varphi}_k - \dot{\varphi}_i)s_{ki}\}] \tag{42.24}$$

und

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi_i} = -M_{in}' \sum_{j=1}^{i-1} \{\dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_j \cdot l_j l_i \cdot s_{ij}\} + \sum_{k=i+1}^{n} [M_{kn}'\, \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_k \cdot l_i l_k \cdot s_{ki}]. \tag{42.25}$$

Durch Subtraktion der Gleichung (42.25) von (42.26) erhalten wir die linke Seite von (42.1):

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial T}{\partial q_i} &= \ddot{\varphi}_i\, l_i^2 M_{in} + M_{in}' \sum_{j=1}^{i-1} \{l_j l_i (\ddot{\varphi}_i\, c_{ij} - \dot{\varphi}_j \dot{\varphi}_i s_{ij} + \dot{\varphi}_j^2 s_{ij} + \\ &\qquad + \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_j s_{ij})\} + \\ &\quad + \sum_{k=i+1}^{n} [M_{kn}'\, l_i l_k \{\ddot{\varphi}_k\, c_{ki} - \dot{\varphi}_k^2 s_{ki} + \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_k s_{ki} - \\ &\qquad - \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_k s_{ki}\}] \\ &= \ddot{\varphi}_i\, l_i^2 M_{in} + M_{in}' \sum_{j=1}^{i-1} \{l_j l_i (\ddot{\varphi}_i\, c_{ij} + \dot{\varphi}_j^2 s_{ij})\} + \\ &\quad + \sum_{k=i+1}^{n} [M_{kn}'\, l_i l_k \{\ddot{\varphi}_k\, c_{ki} + \dot{\varphi}_k^2 s_{ik}\}]\end{aligned} \tag{42.26}$$

Auf der rechten Seite der Gleichung (42.1) steht die virtuelle Arbeit der innern und äußeren Kräfte bei einer Elementarverschiebung $\delta\varphi_i$, kurz als i-te Elementararbeit bezeichnet. Es sei nochmals daran erinnert, daß bei der i-ten Elementarverschiebung der Winkel φ_i um $\delta\varphi_i$ vergrößert wird, während die übrigen unverändert bleiben. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache sind folgende Beiträge zur i-ten Elementararbeit δA_i zu berücksichtigen:

- δA_F: Die Arbeit der äußeren Kräfte F, so weit ihr Angriffspunkt bei der i-ten Elementarverschiebung verschoben wird. In unserem Modell sind dies all jene Kräfte, deren Angriffspunkt oberhalb des i-ten Gelenks liegt.
- δA_{el}: Elastische Arbeit des Stabes i. Durch die Verdrehung dieses Stabes um $\delta\varphi_i$ wird der Winkel zwischen dem (i-1)-ten und dem i-ten Stab um $\delta\varphi_i$ vergrößert, jener zwischen dem i-ten und dem (i+1)-ten um $\delta\varphi_i$ verkleinert. Die in diesen beiden Gelenken wirkenden elastischen Momente leisten damit (elastische) Arbeit.
- δA_d: Dämpfungsarbeit des Stabes i. Analog zum elastischen Moment in den Gelenken i und i+1 leistet auch das dortige Dämpfungsmoment Arbeit.

Die Berechnung von δA_{Fi} folgt aus den in Fig. 4.5. dargestellten geometrischen Verhältnissen. Dabei sind alle äußeren Kräfte F, welche oberhalb oder innerhalb des i-ten Teilstabes angreifen, zu berücksichtigen (die unterhalb angreifenden werden bei einer Winkeländerung $\delta\varphi_i$ nicht verschoben und leisten damit keine Arbeit).

- Kraft F oberhalb des Stabes i angreifend:

$$\delta A_{Fi} = F_x\,\delta x + F_z\,\delta z = (F_x \cos\varphi_i - F_z \sin\varphi_i)\, l_i \cdot \delta\varphi_i \qquad (42.27)$$

F_x, F_z ... Waagrechte und senkrechte Komponente der äußeren Kraft F
δx, δz ... Waagrechte und senkrechte Komponente der durch die Winkeländerung $\delta\varphi_i$ bewirkten Verschiebung des Angriffspunktes der äußeren Kraft F

- Kraft F' innerhalb des Stabes i angreifend:

$$\delta A_{Fi} = (F_x' \cos\varphi_i - F_z' \sin\varphi_i)\, l_{Fi} \cdot \delta\varphi_i \qquad (42.28)$$

l_{Fi} ... Abstand des Angriffspunktes der Kraft F' vom unteren Ende des Stabes i

Bei der Berechnung der Arbeit des elastischen und des Dämpfungsmomentes ist zu berücksichtigen, daß beide Momente, wenn sie positiv sind (d.h. $\varphi_{i+1} > \varphi_i$, bzw. $\varphi_{i+1}^{\cdot} > \varphi_i^{\cdot}$) verkleinernd auf den Winkel zwischen den zwei betreffenden Stäben wirken. Damit wird

$$\delta A_{el\,i} = [-c_i\,(\varphi_i - \varphi_{i-1}) + c_{i+1}\,(\varphi_{i+1} - \varphi_i)]\cdot\delta\varphi_i \qquad (42.29)$$

und

$$\delta A_{d\,i} = [-d_i\,(\dot{\varphi_i} - \dot{\varphi_{i-1}}) + d_{i+1}\,(\dot{\varphi_{i+1}} - \dot{\varphi_i})]\cdot\delta\varphi_i \quad . \qquad (42.30)$$

Durch Addition und Ausklammern erhalten wir die gesamte i-te Elementararbeit:

$$\begin{aligned}\delta A_i &= \delta A_{Fi} + \delta A_{el\,i} + \delta A_{d\,i} \\ &= \delta\varphi_i \{\, c_i\,\varphi_{i-1} - (c_i + c_{i+1})\varphi_i + c_{i+1}\varphi_{i+1} + \\ &\quad + d_i\,\dot{\varphi}_{i-1} - (d_i + d_{i+1})\dot{\varphi}_{i+1} + d_{i+1}\dot{\varphi}_{i+1} + \\ &\quad + l_i \sum_{F \text{ oberh. des Stabes } i} (F_x \cos\varphi_i - F_z \sin\varphi_i) + \\ &\quad + \sum_{F' \text{ innerh. des Stabes } i} [\, l_{Fi}\,(F_x' \cos\varphi_i - F_z' \sin\varphi_i] \,\} \end{aligned} \qquad (42.31)$$

Die i-te Lagrange'sche Gleichung unseres Mehrstäbemodells erhalten wir durch Gleichsetzen der Gleichungen (42.26) mit (42.31) und Dividieren durch $\delta\varphi_i$.

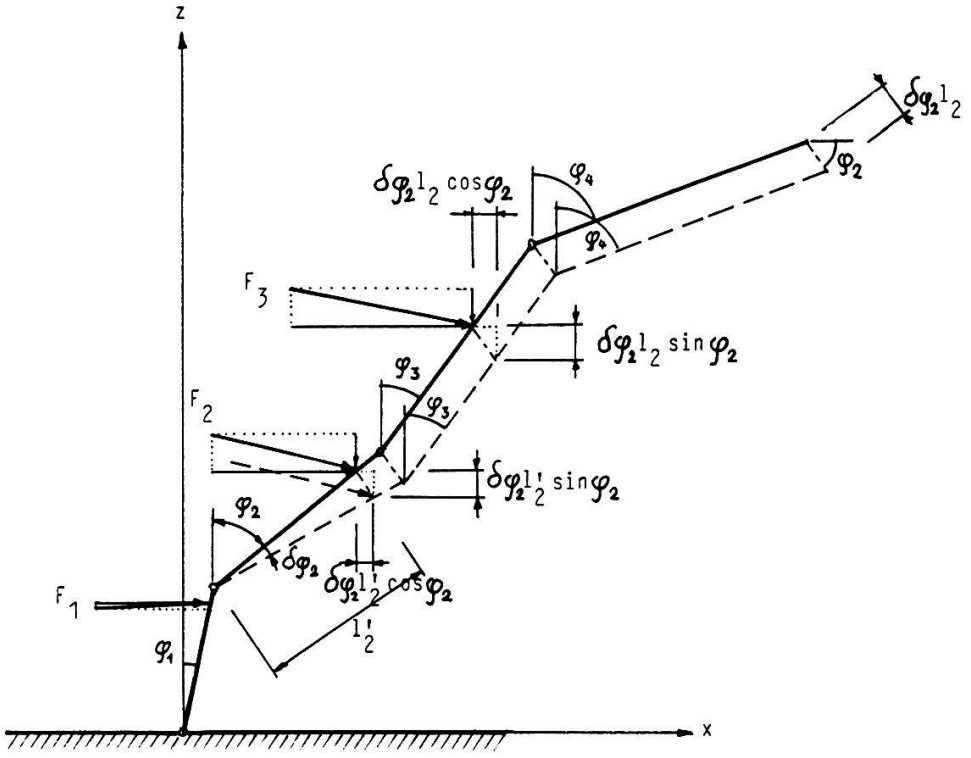


Fig. 4.5. Verschiebung der äußeren Kräfte F infolge einer Elementarverschiebung $\delta\varphi_i$ (hier: $\delta\varphi_2$).

Zur besseren Übersichtlichkeit werden dazu folgende Abkürzungen definiert:

$$\omega_{ii}^2 = l_i^2 M_{in} \tag{42.32}$$
$$\omega_{ij}^2 = l_j\, l_i\, M_{in}' \tag{42.33}$$
$$\gamma_{i\,i-1} = c_i = \gamma_{i-1\,i} \tag{42.34}$$
$$\gamma_{i\,i} = c_i + c_{i+1} \tag{42.35}$$
$$\gamma_{i\,i+1} = c_{i+1} \tag{42.36}$$
$$\delta_{i\,i-1} = d_i = \delta_{i-1\,i} \tag{42.37}$$
$$\delta_{i\,i} = d_i + d_{i+1} \tag{42.38}$$
$$\delta_{i\,i+1} = d_{i+1} \tag{42.39}$$

Nimmt man alle "inneren" Größen auf die linke und alle "äußeren" auf die rechte Seite des Gleichheitszeichens, so erhält die i-te Bewegungsdifferentialgleichung des Systems die Form

$$\sum_{j=1}^{i-1}(\omega_{ji}^2 c_{ij}\ \ddot{\varphi}_j) + \omega_{ii}^2\ddot{\varphi}_i + \sum_{k=i+1}^{n}(\omega_{ik}^2 c_{ki}\ \ddot{\varphi}_k) + \sum_{j=1}^{i-1}(\omega_{ji}^2 s_{ij}\ \dot{\varphi}_j^2) + \sum_{k=i+1}^{n}(\omega_{ik}^2 s_{ik}\ \dot{\varphi}_k^2)$$

$$- \delta_{i\,i-1}\dot{\varphi}_{i-1} + \delta_{i\,i}\dot{\varphi}_i - \delta_{i\,i+1}\dot{\varphi}_{i+1} - \gamma_{i\,i-1}\varphi_{i-1} + \gamma_{i\,i}\varphi_i - \gamma_{i\,i+1}\varphi_{i+1} =$$

$$= l_i \sum_F (F_x \cos\varphi_i - F_z \sin\varphi_i) + \sum_{F'} l_{Fi}\,(F_x' \cos\varphi_i - F_z' \sin\varphi_i)$$

(42.40)

Definiert man folgende Vektoren:

$$\varphi = \begin{Bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_n \end{Bmatrix} \quad \dot{\varphi} = \begin{Bmatrix} \dot{\varphi}_1 \\ \dot{\varphi}_2 \\ \vdots \\ \dot{\varphi}_n \end{Bmatrix} \quad \dot{\varphi}^2 = \begin{Bmatrix} \dot{\varphi}_1^2 \\ \dot{\varphi}_2^2 \\ \vdots \\ \dot{\varphi}_n^2 \end{Bmatrix} \quad \ddot{\varphi} = \begin{Bmatrix} \ddot{\varphi}_1 \\ \ddot{\varphi}_2 \\ \vdots \\ \ddot{\varphi}_n \end{Bmatrix}, \tag{42.41}$$

analog dazu den Belastungsvektor ψ mit den Gliedern der rechten Seite von (42.41) als "Störfunktion"

$$\psi = \begin{Bmatrix} l_1 \sum_F (F_x \cos\varphi_1 - F_z \sin\varphi_1) + \sum_{F'} l_{F1}\,(F_x' \cos\varphi_1 - F_z' \sin\varphi_1) \\ l_2 \sum_F (F_x \cos\varphi_2 - F_z \sin\varphi_2) + \sum_{F'} l_{F2}\,(F_x' \cos\varphi_2 - F_z' \sin\varphi_2) \\ \vdots \\ l_n \sum_F (F_x \cos\varphi_n - F_z \sin\varphi_n) + \sum_{F'} l_{Fn}\,(F_x' \cos\varphi_n - F_z' \sin\varphi_n) \end{Bmatrix}$$

und die Matrizen

$$M_c = \begin{vmatrix} \omega_{11}^2 & \omega_{12}^2 c_{12} & \omega_{13}^2 c_{13} & \dots & \omega_{1n}^2 c_{1n} \\ \omega_{12}^2 c_{21} & \omega_{22}^2 & \omega_{23}^2 c_{23} & \dots & \omega_{2n}^2 c_{2n} \\ \omega_{13}^2 c_{31} & \omega_{23}^2 c_{32} & \omega_{33}^2 & \dots & \omega_{3n}^2 c_{3n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ \omega_{1n}^2 c_{n1} & \omega_{2n}^2 c_{n2} & \omega_{3n}^2 c_{n3} & \dots & \omega_{n\,n}^2 \end{vmatrix} \tag{42.43}$$

$$\Omega = \begin{vmatrix} 0 & \omega_{12}^2 s_{12} & \omega_{13}^2 s_{13} & \dots & \omega_{1n}^2 s_{1n} \\ \omega_{12}^2 s_{21} & 0 & \omega_{23}^2 s_{23} & \dots & \omega_{2n}^2 s_{2n} \\ \omega_{13}^2 s_{31} & \omega_{23}^2 s_{32} & 0 & \dots & \omega_{3n}^2 s_{3n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ \omega_{1n}^2 s_{n1} & \omega_{2n}^2 s_{n2} & \omega_{3n}^2 s_{n3} & \dots & 0 \end{vmatrix} \tag{42.44}$$

$$\Gamma = \begin{vmatrix} \gamma_{11} & -\gamma_{12} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -\gamma_{21} & \gamma_{22} & -\gamma_{23} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{32} & \gamma_{33} & -\gamma_{34} & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \gamma_{n\,n-1} & \gamma_{n\,n} \end{vmatrix} \tag{42.45}$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \delta_{11} & -\delta_{12} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -\delta_{21} & \delta_{22} & -\delta_{23} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -\delta_{32} & \delta_{33} & -\delta_{34} & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \delta_{n\,n-1} & \delta_{n\,n} \end{vmatrix} \tag{42.46}$$

dann kann das ganze Gleichungssystem nach einigen Umstellungen viel einfacher angeschrieben werden:

$$M_c \ddot{\varphi} = \psi - \Omega \dot{\varphi}^2 - \Delta \dot{\varphi} - \Gamma \varphi \tag{42.47}$$

Die Glieder der Koeffizientenmatrizen berechnen sich nach (42.42 - 42.46), (42.32 - 42.39), (42.14 - 42.17) sowie (42.9) und (42.19).
Wie aus den Gleichungen (42.9), (42.34) und (42.37) hervorgeht, sind die Matrizen M_c, Γ und Δ symmetrisch, dagegen ist Ω gemäß (42.19) antimetrisch.

Die Analogie von (42.27) mit einer "normalen" Schwingungsdifferentialgleichung fällt sofort auf. Als Folge der großen Ausschläge, welche eine Linearisierung verbieten, sind allerdings die Koeffizienten nicht konstant und erscheint zusätzlich eine Funktion der $\dot{\varphi}^2$. Zur Integration muß deshalb das Differentialgleichungssystem (42.47) bei jedem Schritt zuerst nach $\ddot{\varphi}$ aufgelöst werden, die Matrix M_c kann nicht "ein für alle Mal" invertiert werden.

4.2.2. Berücksichtigung der äußeren Kräfte in den Bewegungsgleichungen des Mehrstäbemodells (Störfunktion)

Der Belastungsvektor ψ (Störfunktion) erfaßt die Einwirkungen der äußeren Kräfte auf den Halm. Er setzt sich zusammen aus einem Teil ψ_T für den Einfluß des schwimmenden Treibzeugs (Normal- und Reibunskraft in der Berührungsstelle Halm-Treibzeug), aus ψ_{w+l} infolge der direkten Einwirkung von Wind und Wellen auf den Halm (Wasser- und Luftdruck) sowie dem Anteil ψ_g, resultierend aus dem Eigengewicht des Halms.

4.2.2.1. Der Einfluß des schwimmenden Treibzeugs

Die Bewegung des Treibzeugs infolge des Wellenganges wurde in Kapitel 3.3. untersucht und in den Gleichungen (33.9), (33.10) und (33.15) formuliert. Für jene Fälle, wo Treibzeug und Schilfhalm miteinander in Berührung stehen, müssen diese Gleichungen nach der wirkenden Kraft F aufgelöst werden. Diese Kraft kann dann entsprechend in die Störfunktion ψ des Gleichungssystems (42.47) eingesetzt werden. In der Figur 4.6. sind alle dazu notwendigen Größen eingezeichnet. Es ist zu beachten, daß in der Berührungsstelle Halm-Treibzeug zwei Punkte definiert werden, nämlich der Punkt T als Bestandteil des Treibzeugs und der Punkt B als Bestandteil des Halmes. Obwohl diese zwei Punkte momentan zusammenfallen, bewegen sie sich doch je mit verschiedener Geschwindigkeit.
Das Treibzeug berührt den b-ten Teilstab, während der den Wasserspiegel schneidende als der q-te bezeichnet sei. Selbstverständlich kann es sich auch beide Male um den selben Teilstab handeln ($b = q$). Der b-te Teilstab definiert ein lokales Koordinatensystem, in welchem der Ort des Treibzeugs durch die lokale Lagekoordinate r (= Abstand des Punktes T vom unteren Ende des b-ten Teilstabes) bestimmt ist. Die Länge l_r bezeichnet den Abstand

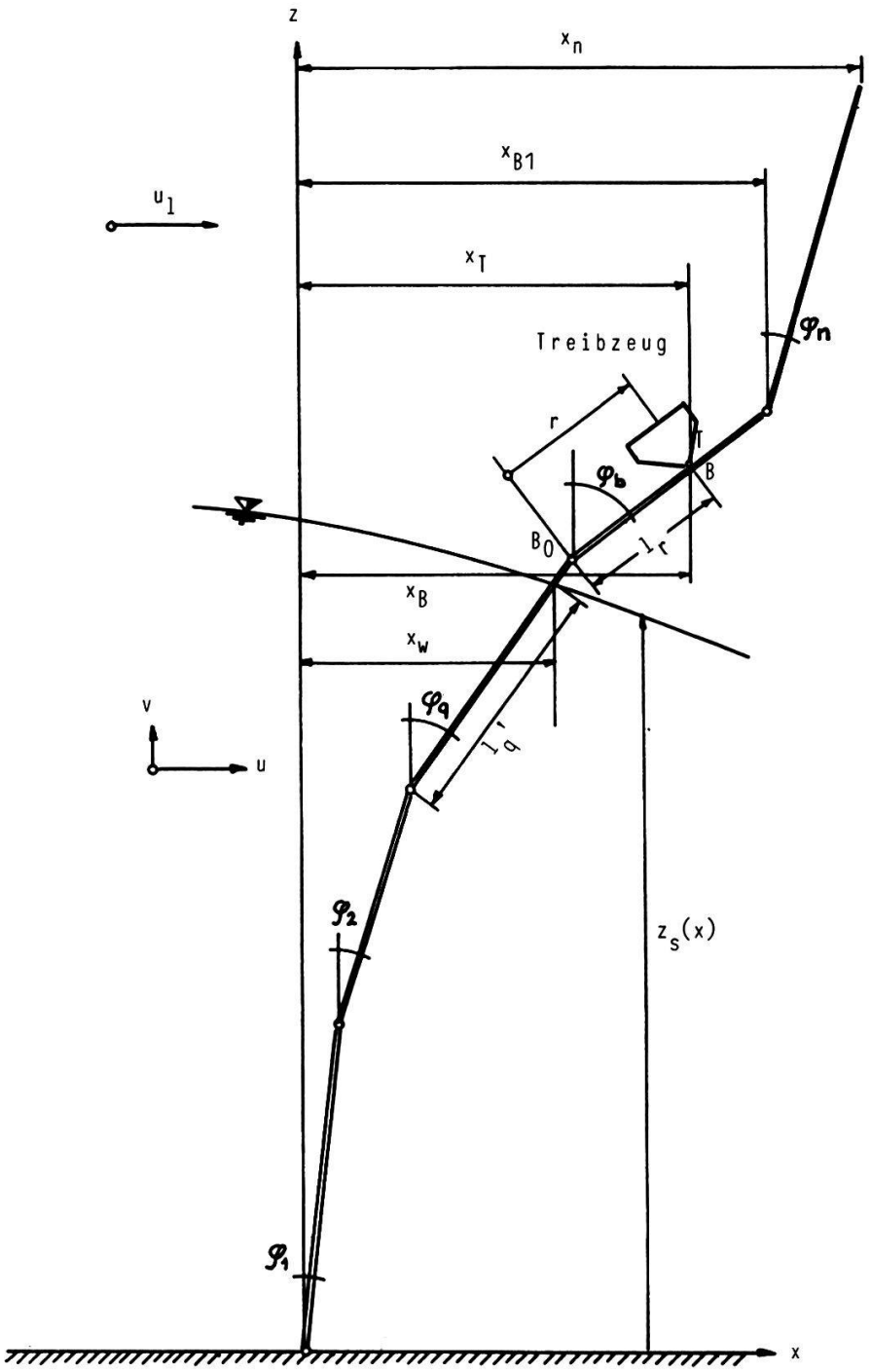


Fig. 4.6. Definitionsskizze für die zur Beschreibung des Zusammenwirkens von Treibzeug und Halm notwendigen Größen. (In diesem Beispiel ist der q-te Teilstab der dritte, der b-te der vierte.)

des Punktes B vom unteren Ende des b-ten Teilstabes. Die übrigen Größen gehen ohne weiteres aus der Figur 4.6. hervor.
Zusätzlich seien noch zwei Vektoren definiert:

$$\boldsymbol{x} = \begin{Bmatrix} x \\ z \end{Bmatrix} \tag{42.48}$$

(Ortsvektor; der entsprechende Punkt wird durch einen Index [$_T$ für Treibzeug, $_B$ für den Punkt B]bezeichnet)

Die Ortsvektoren können einmal (= Geschwindigkeit) oder zweimal (= Beschleunigung) nach der Zeit abgeleitet werden.

$$\boldsymbol{r} = \begin{Bmatrix} r \sin\varphi_b \\ r \cos\varphi_b \end{Bmatrix} \tag{42.49}$$

(Relativer Ortsvektor in dem zu x und z parallelen, lokalen Koordinatensystem des b-ten Teilstabes)

Die Berechnung wird übersichtlicher, wenn wir zuerst die Relativbewegung des Treibzeug bezüglich des b-ten Teilstabes betrachten und hernach mit der Bewegung des Stabes b überlagern. In Figur 4.7. sind der b-te Teilstab und das Treibzeug noch einmal isoliert gezeichnet. Daraus gehen zusammen mit der Figur 4.6. folgende Zusammenhänge hervor:

$$x_T(t) = x_{B0}(t) + r(t)\sin\varphi_b(t) = \sum_{i=1}^{b-1} l_i \sin\varphi_i(t) + r(t)\sin\varphi_b(t) \tag{42.50}$$

$$z_T(t) = z_{B0}(t) + r(t)\cos\varphi_b(t) = \sum_{i=1}^{b-1} l_i \cos\varphi_i(t) + r(t)\cos\varphi_b(t) \quad , \tag{42.51}$$

analog

$$x_B(t) = x_{B0}(t) + l_r(t)\sin\varphi_b(t) = \sum_{i=1}^{b-1} l_i \sin\varphi_i(t) + l_r(t)\sin\varphi_b(t) \tag{42.52}$$

$$z_B(t) = z_{B0}(t) + l_r(t)\cos\varphi_b(t) = \sum_{i=1}^{b-1} l_i \cos\varphi_i(t) + l_r(t)\cos\varphi_b(t) \quad . \tag{42.53}$$

Aus (42.50) und (42.51) folgt

$$r(t) = \frac{x_T(t) - x_{B0}(t)}{\sin\varphi_b(t)} = \frac{z_T(t) - z_{B0}(t)}{\cos\varphi_b(t)} \tag{42.54}$$

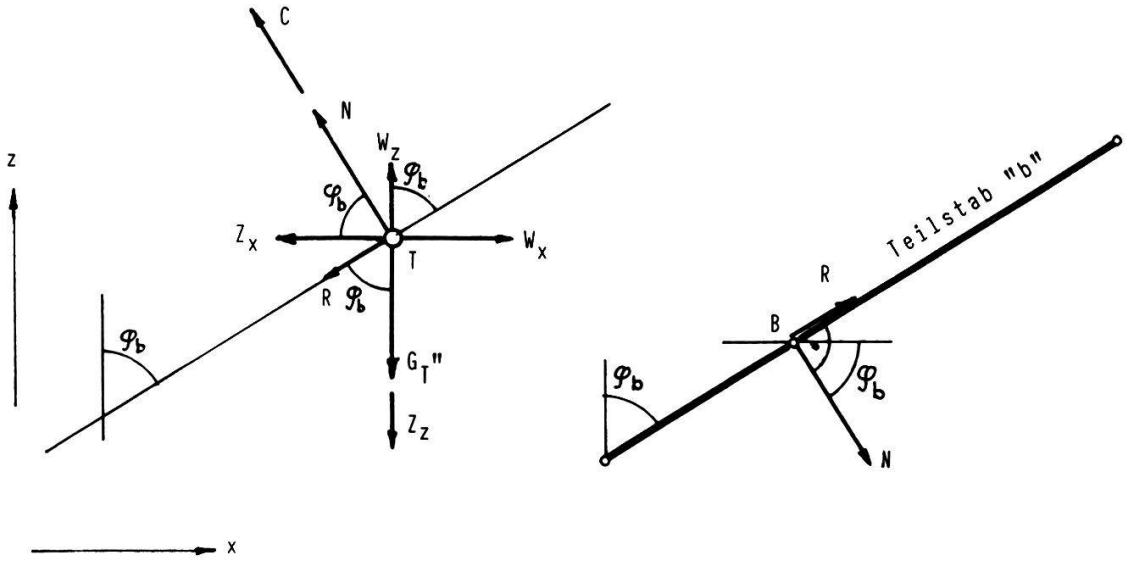


Fig. 4.7. Die an Halm und Treibzeug angreifenden Kräfte.
Links: Auf das Treibzeug wirkende Kräfte.
Rechts: Auf den Halm wirkende Kräfte

G_T"	Gewicht des Treibzeugs, ggf. unter Wasser	W_x, W_z	Dynamischer Wasserdruck
C	Corioliskraft	Z_x, Z_z	Führungskraft
N	Normalkraft	R	Reibungskraft

Da außer den Teilstablängen l_i alle verwendeten Größen Funktionen der Zeit sind, wird im folgenden die Indexierung (t) weggelassen.

Für die Geschwindigkeit des Treibzeugs gilt:

Absolute Geschwindigkeit = Führungsgeschwindigkeit + Relativgeschwindigkeit

$$\dot{x_T} = \dot{x_B} + \dot{r} \quad , \tag{42.55}$$

in Komponenten ausgeschrieben

$$\dot{x_T} = \dot{x_B} + \dot{r} \sin\varphi_b \tag{42.56}$$

$$\dot{z_T} = \dot{z_B} + \dot{r} \cos\varphi_b \tag{42.57}$$

Daraus die Relativgeschwindigkeit des Treibzeugs zum Stab:

$$\dot{r} = \frac{\dot{x_T} - \dot{x_B}}{\sin\varphi_b} = \frac{\dot{z_T} - \dot{z_B}}{\cos\varphi_b} \quad . \tag{42.58}$$

Dabei ist

$$\dot{x_B} = \dot{x_{B0}} + l_r \dot{\varphi_b} \cos\varphi_b = \sum_{i=1}^{b-1} l_i \dot{\varphi_i} \cos\varphi_i + l_r \dot{\varphi_b} \cos\varphi_b \tag{42.59}$$

und

$$z_B^{\cdot} = z_{B0}^{\cdot} - l_r\,\varphi_b^{\cdot}\sin\varphi_b = -\sum_{i=1}^{b-1} l_i\,\varphi_i^{\cdot}\sin\varphi_i - l_r\,\varphi_b^{\cdot}\sin\varphi_b \quad . \tag{42.60}$$

Für die Beschleunigungen gilt analog:

Absolute Beschleunigung = Führungsbeschl. + Relative Beschl. + Coriolisbeschl.

$$\boldsymbol{x_T^{\cdot\cdot}} = \boldsymbol{x_B^{\cdot\cdot}} + \boldsymbol{r^{\cdot\cdot}} + r^{\cdot}\frac{\partial}{\partial r}(\boldsymbol{x_B^{\cdot}} + \boldsymbol{x_T^{\cdot}}) \tag{42.61}$$

Der letzte Term der obigen Gleichung, die Coriolisbeschleunigung, entsteht dadurch, daß der Berührungspunkt $B(t+dt)$, in welchem das Treibzeug den Stab zur Zeit $t+dt$ berühren wird, eine andere Geschwindigkeit hat als der Punkt $B(t)$, wo das Treibzeug den Stab zur Zeit t berührt (Beschleunigung infolge der Verschiebung).
Die Differentialgleichung für die Bewegung des Treibzeugs auf dem Teilstab b folgt aus dem zweiten Newton'schen Prinzip, welches für Relativbewegungen folgende Form hat:

$$M\,\boldsymbol{r^{\cdot\cdot}} = \sum(\text{Äußere Kräfte}) - \boldsymbol{Z} - \boldsymbol{C} \quad . \tag{42.62}$$

Dabei werden die aus der Führungs- und der Coriolisbeschleunigung entstehenden Trägheitskräfte (Führungskraft $\boldsymbol{Z}$ und Corioliskraft $\boldsymbol{C}$ = Produkt von der Masse mit der entsprechenden Beschleunigung) als **fiktive äußere Kräfte** eingeführt. Die Führungskraft $\boldsymbol{Z}$ ist bei einer reinen Rotation des "Fahrzeugs" nichts anderes als die aus der Anschauung wohl bekannte Zentrifugalkraft. M ist die Masse des Treibzeugs M_T nebst der diesem zuzurechnenden Wassermasse M' gemäß Gleichung (33.5); vgl. Kap. 3.3.3..
Die Führungsbeschleunigung erhält man durch Ableitung der Gleichungen (42.59) und (42.60) nach der Zeit:

$$x_B^{\cdot\cdot} = \sum_{i=1}^{b-1}(\varphi_i^{\cdot\cdot} l_i\cos\varphi_i - \varphi_i^{\cdot 2} l_i\sin\varphi_i) + \varphi_b^{\cdot\cdot} l_r\cos\varphi_b - \varphi_b^{\cdot 2} l_r\sin\varphi_b \tag{42.63}$$

und

$$z_B^{\cdot\cdot} = \sum_{i=1}^{b-1}(-\varphi_i^{\cdot\cdot} l_i\sin\varphi_i - \varphi_i^{\cdot 2} l_i\cos\varphi_i) - \varphi_b^{\cdot\cdot} l_r\sin\varphi_b - \varphi_b^{\cdot 2} l_r\cos\varphi_b \quad , \tag{42.64}$$

die Coriolisbeschleunigung durch Ableitung derselben Gleichungen nach der Lagekoordinate r :

$$\frac{\partial}{\partial r} x_B^{\cdot} = \varphi_b^{\cdot} \cos \varphi_b = \frac{\partial}{\partial r} x_T^{\cdot} \tag{42.65}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} z_B^{\cdot} = \varphi_b^{\cdot} \sin \varphi_b = \frac{\partial}{\partial r} z_T^{\cdot} \tag{42.66}$$

und Multiplikation mit $2r^{\cdot}$. Die Kräfte $\boldsymbol{Z}$ und $\boldsymbol{F}$ sind gleich der Masse M multipliziert mit den zugehörigen Beschleunigungen, sie sind diesen entgegengerichtet. In Komponenten ausgeschrieben sieht dies so aus, wenn die Kräfte in der in Figur 4.7. eingezeichneten Richtung positiv gesetzt werden:

$$Z_x = M x_B^{\cdot\cdot} \tag{42.67}$$

$$Z_z = M z_B^{\cdot\cdot} \tag{42.68}$$

$$C_x = M r^{\cdot} \frac{\partial}{\partial r} (x_B^{\cdot} + x_T^{\cdot}) = 2 M r^{\cdot} \varphi_b^{\cdot} \cos \varphi_b \tag{42.69}$$

$$C_z = M r^{\cdot} \frac{\partial}{\partial r} (z_B^{\cdot} + z_T^{\cdot}) = 2 M r^{\cdot} \varphi_b^{\cdot} \sin \varphi_b \tag{42.70}$$

Zu den äußeren Kräften gehört neben dem bereits in Kap. 3.3. behandelten Gewicht $\boldsymbol{G_T}$, dem Auftrieb $\boldsymbol{A}$ und dem (dynamischen) Wasserdruck $\boldsymbol{W}$ noch die zwischen Halm und Treibzeug wirksame Kraft $\boldsymbol{F}$. Diese wird zweckmäßigerweise aufgeteilt in den senkrecht zum b-ten Teilstab wirkenden Normaldruck $\boldsymbol{N}$ und die Reibungskraft $\boldsymbol{R}$. Nach dem Gleitreibungsgesetz von Coulomb ist der Betrag der Reibungskraft direkt proportional zum Normaldruck:

$$R = \begin{cases} \text{sign}(r^{\cdot})\, \mu_1 N & (N > 0) \\ 0 & (N \le 0) \end{cases} \tag{42.71}$$

μ_1 ... Gleitreibungszahl [-]

Die Vorzeichenfunktion sign($r^{\cdot}$) stellt sicher, daß die Reibungskraft dann positiv gemäß Fig. 4.7. ist, wenn $r^{\cdot}$ positiv ist. Die Gleitreibungszahl ist ein Parameter, der experimentell bestimmt oder aus der Erfahrung geschätzt werden muß. Sie entspricht dem Tangens jenes Neigungswinkels einer Unterlage aus dem zur Diskussion stehenden Material, worauf der betrachtete Körper infolge seines Eigengewichts gerade ins Rutschen (Gleiten) gerät. Da Gewicht und Auftrieb immer in entgegengesetzt gleicher Richtung wirken, können sie zu einem einzigen Ausdruck vereinigt werden, dessen Größe und Richtung eine Funktion der Eintauchtiefe des Treibzeugs sind:

$$G_T'' = G_T - A \tag{42.72}$$

In der Ruheschwimmlage ist G_T'' gleich 0, vollständig aus dem Wassergehoben wird $G_T'' = G_T$ (kein Auftrieb in der Luft), während bei tieferem Eintauchen die resultierende Kraft G_T'' nach oben zeigt (Betrag von Gewicht und Auftrieb nach Gl. 33.11 und 33.12).

Zerlegen wir das System "Halm mit Treibzeug" wie in der Figur 4.7. in die zwei Teilsysteme "Treibzeug" und "Halm (Teilstab b)", so lassen sich alle Kräfte übersichtlich darstellen. Dabei entsprechen die im linken Bild gezeichneten Kräfte der rechten Seite von (42.62), während jene des rechten Bildes in die Störfunktion ψ (Belastungsvektor) der Gleichung (42.47) eingehen, zusammen mit den später zu besprechenden direkten Einwirkungen von Wind und Wasser. Es ist zu beachten, daß (42.62) die Bewegung des Treibzeugs relativ zum Stab b beschreibt, wogegen (42.47) die absolute Bewegung im Koordinatensystem (x, z) formuliert. Deshalb erscheinen die (fiktiven) Kräfte C und Z der Relativbewegung im rechten Bild der Figur 4.7. nicht, sondern nur die resultierenden, wirklichen Kräfte Normaldruck N und Reibung R.

Gleichung (42.62) ist eine vektorielle Gleichung mit zwei Komponenten, d.h. ein Gleichungssystem, mit dem zwei Unbekannte eliminiert werden können. Zieht man noch das Gleitreibungsgesetz (42.71) hinzu, so können Normaldruck N, Relativbeschleunigung r'' und Reibungskraft R bestimmt bzw. eliminiert werden. Während die Relativbeschleunigung in der späteren Rechnung nicht mehr benötigt wird, können die Kräfte N und R, zusammengefaßt zu einer einzigen Kraft F, einerseits in (42.47), andererseits in die Bewegungsgleichungen (33.9) und (33.15) des Treibzeugs komponentenweise eingesetzt werden. Diese Gleichungen sind damit vollständig bestimmt. Dazu ist es zweckmäßig, die Gleichung (42.62) nicht in x- und z-Komponenten zu formulieren, sondern in dem durch den Teilstab b definerten Achsensystem (parallel und senkrecht zu diesem Teilstab, vgl. Fig. 4.7.):

- parallel:

$$W_x \sin\varphi_b + W_z \cos\varphi_b - Z_x \sin\varphi_b - R - G_T'' \cos\varphi_b - Z_z \cos\varphi_b = M r'' \tag{42.73}$$

mit

$$M = M_T f_m \tag{42.74}$$

M_T ... Masse des Treibzeugs
f_m ... Faktor für die Zusatzmasse nach Gl. (33.10)

- senkrecht:

$$N + C + Z_x \cos\varphi_b - W_z \sin\varphi_b - W_x \cos\varphi_b - G_T'' \sin\varphi_b - Z_z \sin\varphi_b = 0 \tag{42.75}$$

Mit C bzw. Z nach den Gleichungen (42.67÷70) erhalten wir aus (42.75) für den Betrag N der Normalkraft N

$$N = W_x \cos\varphi_b + (G_T'' - W_z) \sin\varphi_b - M\,(x_B'' \cos\varphi_b - z_B'' \sin\varphi_b + 2\,r'\varphi_b' \tag{42.76}$$

Die einzelnen Größen lauten (in Klammern die zugehörige Gleichung):

$$W_x = f_p\,(G_m M_T u' + G_d \rho_w/2\, A_T\,(u - x')\,|u - x'| \qquad \text{(nach 33.8)}$$

$$f_m = 1 + f_p\,(G_m - 1) \qquad (33.10)$$

$$f_p = \frac{z_{sT} - z_u}{A_T},\ 0 \le f_p \le \rho_w/\rho_T \qquad (33.6)$$

$$G_T'' = M_T\, g\,(f_p - 1) \qquad \text{(42.72 und 33.11÷12)}$$

$$W_z = G_d\, \rho_w/2\, A_T\,(v - z')\,|v - z'| \qquad (33.13)$$

$$M = f_m M_T \qquad (42.74)$$

$$x_B'' = \sum_{i=1}^{b-1} (\varphi_i'' l_i \cos\varphi_i - \varphi_i'^2 l_i \sin\varphi_i) + \varphi_b'' l_r \cos\varphi_b - \varphi_b'^2 l_r \sin\varphi_b \qquad (42.63)$$

$$z_B'' = \sum_{i=1}^{b-1} (-\varphi_i'' l_i \sin\varphi_i - \varphi_i'^2 l_i \cos\varphi_i) - \varphi_b'' l_r \sin\varphi_b - \varphi_b'^2 l_r \cos\varphi_b \qquad (42.64)$$

$$r' = \frac{x_T' - x_B'}{\sin\varphi_b} = \frac{z_T' - z_B}{\cos\varphi_b} \qquad (42.58)$$

$$x_B' = \sum_{i=1}^{b-1} l_i\, \varphi_i' \cos\varphi_i + l_r\, \varphi_b' \cos\varphi_b \qquad (42.59)$$

$$z_B' = \sum_{i=1}^{b-1} -l_i\, \varphi_i' \sin\varphi_i - l_r\, \varphi_b' \sin\varphi_b \qquad (42.60)$$

G_m ... Massenkoeffizient des Treibzeugs [-]
G_d ... Schubkoeffizient des Treibzeugs [-]
M_T ... Masse des Treibzeugs [kg]
ρ_w ... Dichte des Wassers [kg/m^3]
ρ_T ... Dichte des Treibzeugs [kg/m^3]
A_T ... Eintauchtiefe des Treibzeugs [m]
z_{sT} ... Wassertiefe am Ort des Treibzeugs [m]
z_u ... Höhe der Unterkante des Treibzeugs über Grund [m]
u ... Waagrechte Geschwindigkeit der Wasserteilchen [m/s]
v ... Senkrechte Geschwindigkeit der Wasserteilchen [ms]

Der Betrag der Reibungskraft ist nach (42.71)

$$R = \mu_s N \tag{42.77}$$

mit $$\mu_s = \text{sign}(\dot{r})\, \mu_1 \ . \tag{42.78}$$

Im Fall, daß N nach (42.76) negativ würde, wird $N = 0$ gesetzt, was bedeutet, daß das Treibzeug nicht mehr in Berührung mit dem Halm steht.
Da der Normaldruck N senkrecht auf dem b-ten Teilstab steht, kann gezeigt werden, daß sein Beitrag zur i-ten Komponente des Vektors ψ_T der Störfunktion, nämlich $l_i' \cdot [N_x \cos\varphi_i - N_z \sin\varphi_i]$ (Gl. 42.27 und 42.28, l_i' s.u., 42.80), als

$$\psi_{T\,i/N} = l_i' N \cos(\varphi_b - \varphi_i) = l_i' N c_{bi} \tag{42.79}$$

mit $$l_i' = \begin{cases} l_i & i < b \\ l_r & i = b \\ 0 & i > b \end{cases} \tag{42.80}$$

geschrieben werden kann.
Analog gilt für die Reibungskraft $\boldsymbol{R}$:

$$\psi_{T\,i/R} = l_i' R \sin(\varphi_b - \varphi_i) = l_i' R s_{bi} \tag{42.81}$$

Wird R nach (42.77) eingesetzt, so kann der gesamte Beitrag ψ_T des Treibzeugs für Störfunktion ψ zusammengefaßt werden und die i-te Komponente wird

$$\psi_{T\,i} = l_i' N(c_{bi} + \mu_s s_{bi}) \qquad (l_i' \text{ nach } 42.80) \tag{42.82}$$

Da in N auch $x_B^{\cdot\cdot}$ und $z_B^{\cdot\cdot}$ vorkommen (vgl. 42.76), ist der durch das Treibzeug bestimmte Teil ψ_T der Störfunktion ψ abhängig von $\varphi^{\cdot\cdot}$. Für die Berechnung ist es zweckmäßig, ψ_T in einen von $\varphi^{\cdot\cdot}$ abhänigen Teil ψ_T'' und den von $\varphi^{\cdot\cdot}$ unabhängigen Rest ψ_T' aufzuspalten. Es wird

$$\begin{aligned} \psi_T''_i &= -l_i' M \left\{ \sum_{j=1}^{b} l_j' \varphi_j^{\cdot\cdot} \cos\varphi_j \cos\varphi_b - \sum_{j=1}^{b} l_j' \varphi_j^{\cdot\cdot} \sin\varphi_j \sin\varphi_b \right\} (c_{bi} + \mu_s s_{bi}) \\ &= -l_i' M \sum_{j=1}^{b} \{ l_j' \varphi_j^{\cdot\cdot} c_{bj} \} (c_{bi} + \mu_s s_{bi}) \end{aligned} \tag{42.83}$$

l_i', l_j' nach Gleichung (42.80)

und

$$\begin{aligned} \psi_T'_i = l_i' \{ & W_x \cos\varphi_b + (G_T'' - W_z) \sin\varphi_b - M \Big(\sum_{j=1}^{b} -l_j' \varphi_j^{\cdot 2} \sin\varphi_j \cos\varphi_b - \\ & - \sum_{j=1}^{b} -l_j' \varphi_j^{\cdot 2} \cos\varphi_j \sin\varphi_b + 2 r^{\cdot} \varphi_b^{\cdot} \Big) \} \ (c_{bi} + \mu_s s_{bi}) \end{aligned}$$

$$= l_i' \{W_x \cos\varphi_b + (G_T'' - W_z) \sin\varphi_b - M (\sum_{j=1}^{b} l_j' \dot{\varphi}_j^2 s_{bj} + 2 r \dot{\varphi}_b)\} \cdot \cdot (c_{bi} + \mu_s s_{bi}) \quad (42.84)$$

l_i', l_j' nach Gleichung (42.80)

Gleichung (42.83) kann, wie die linke Seite von (42.47), als Produkt einer Matrix L_c mit dem Vektor $\ddot{\varphi}$ geschrieben werden. Allerdings ist diese Matrix nicht symmetrisch (s.unten, Gl. 42.85), und damit natürlich auch nicht die Differenz der Matrizen $M_c - L_c$, mit welcher der Vektor $\ddot{\varphi}$ in der Gesamtgleichung multipliziert wird. Da ein Gleichungssystem mit unsymmetrischer Koeffizientenmatrix für die gesuchten Glieder nur mit einem bedeutenden numerischen Mehraufwand gelöst werden kann, vernachlässigen wir in den Reibungsanteil in ψ_T'', wodurch die Matrix L_c symmetrisch wird:

$$L_c = -M \cdot \begin{vmatrix} c_{b1}^2 l_1^2 & c_{b1} c_{b2} l_1 l_2 & c_{b1} c_{b3} l_1 l_3 & \dots c_{b1} c_{bb} l_1 l_r & 0 \dots 0 \\ c_{b2} c_{b1} l_2 l_1 & c_{b2}^2 l_2^2 & c_{b2} c_{b3} l_2 l_3 & \dots c_{b2} c_{bb} l_2 l_r & 0 \dots 0 \\ c_{b3} c_{b1} l_3 l_1 & c_{b3} c_{b2} l_3 l_2 & c_{b3}^2 l_3^2 & \dots c_{b3} c_{bb} l_3 l_r & 0 \dots 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ c_{bi} c_{b1} l_i l_1 & c_{bi} c_{b2} l_i l_2 & c_{bi} c_{b3} l_i l_3 & \dots c_{bi} c_{bb} l_i l_r & 0 \dots 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ c_{bb} c_{b1} l_r l_1 & c_{bb} c_{b2} l_r l_2 & c_{bb} c_{b3} l_r l_3 & \dots c_{bb}^2 l_r^2 & 0 \dots 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots 0 & 0 \dots 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ 0 & 0 & 0 & \dots 0 & 0 \dots 0 \end{vmatrix}$$

M nach Gleichung (42.74) (42.85)

Da die übrigen äußeren Einwirkungen (Luft, Wasser, Eigengewicht) von $\ddot{\varphi}$ unabhängig sind, erhält die Bewegungsdifferentialgleichung für den Schilfhalm zusammen mit dem Treibgut damit die endgültige Form

$$[M_c - L_c] \ddot{\varphi} = \{\psi_T' + \psi_{w+l} + \psi_g\} - \Omega \dot{\varphi}^2 - \Delta \dot{\varphi} - \Gamma \varphi \quad (42.86)$$

ψ_{w+l} ... Störfunktion des direkten Wasser- und Luftdrucks (Abschnitt 4.2.2.2.)

ψ_g ... Störfunktion des Eigengewichtes des Halmes (Abschnitt 4.2.2.3.)

Rechnet man (42.73) auf absolute Beschleunigung um, so erhält man die Be-

wegungsdifferentialgleichungen des Treibzeugs von Kapitel 3.3. (33.9 und 33.15) mit

$$F_x = N\cos\varphi_b + R\sin\varphi_b = N(\cos\varphi_b + \mu_s\sin\varphi_b) \quad (42.87)$$

und

$$F_z = N\sin\varphi_b - R\cos\varphi_b = N(\sin\varphi_b - \mu_s\cos\varphi_b) \quad . \quad (42.88)$$

4.2.2.2. Die direkte Einwirkung von Wasser und Wind auf den Halm

Die Formel für den Wasserdruck infolge der Wasserbewegung (Orbitalbahnen der Wasserteilchen) steht in Kapitel 3.2. (Gleichung 32.44), die genau gleich aufgebaute für den Luftdruck in Kap. 3.1. (Gleichung 31.1). Da diese Drücke zumindest über bestimmte Abschnitte des Halmes stetig verteilt sind, ist ihr Beitrag ψ_{w+l} zur Störfunktion nicht eine Summe, sondern ein Integral, dessen Auflösung nicht explizite in einer Formel angeschrieben werden kann. Um die numerische Integration zu vermeiden, fassen wir Wasser- und Luftdruck zu mehreren Einzellasten, sogenannten Knotenlasten, zusammen.
Dabei werden bestimmte vereinfachende Annahmen über den Verlauf der stetig verteilten Drücke getroffen, so daß eine explizite Integration möglich wird. Je nachdem, ob man den Verlauf zwischen den bestimmten Punkten (den "Knoten") linear oder als quadratische Parabel interpoliert, erhält man die "Tapez-" oder die "Parabelformel" (vgl. z.B. STÜSSI 1962; selbstverständlich sind auch andere Interpolationskurven möglich).
Da der Verlauf der Drücke sicher nicht linear, sondern kurvenförmig ist, wählen wir hier zur Berechnung die Parabelformel, die im Gegensatz zur Trapezformel allerdings voraussetzt, daß die Abstände zwischen den "Knoten" eines Abschnittes gleich groß sind. Mit Ausnahme des q-ten Teilstabes, der die Wasserlinie durchstößt, ist jeder Teilstab ein Abschnitt, der in zwei gleichgroße Intervalle aufgeteilt wird, also drei "Knoten" umfaßt (unteres Ende, Mitte, oberes Ende). Der q-te Teilstab wird in zwei Abschnitte geteilt, nämlich vom unteren Ende bis zur Wasserlinie (benetzter Teil) und von der Wasserlinie bis zum oberen Ende (vgl. Fig. 4.8.).
Da die Wasserdrücke rechtwinklig auf den Halm wirken, stehen auch die zugehörigen Knotenlasten W senkrecht auf den betreffenden Teilstäben. Deren Beträge sind:

$$W_{ju} = \frac{l_j}{24}(3{,}5\,q_{ju} + 3\,q_{jm} - 0{,}5\,q_{jo})$$

$$W_{jm} = \frac{l_j}{24}(q_{ju} + 10\,q_{jm} + q_{jo})$$

$$W_{jo} = \frac{l_j}{24}(-0{,}5\,q_{ju} + 3\,q_{jm} + 3{,}5\,q_{jo}) \qquad (42.89)$$

$\sim_{ju}$ ... am unteren Ende des Teilstabes j
$\sim_{jm}$ ... in der Mitte des Teilstabes j
$\sim_{jo}$ ... am oberen Ende des Teilstabes j
l_j ... Länge des Teilstabes j
q ... - unter Wasser: Wasserdruck an der entsprechenden Stelle (32.44)
- über Wasser: Luftddruck an der entsprechenden Stelle (31.2)

Beim q-ten Teilstab ist die Berechnung der Knotenlasten für beide Abschnitte separat durchzuführen, die entsprechenden Längen von l_j für die obige Gleichung sind (vgl. Fig. 4.8.)

$$l_j = l_q' \text{ (unterer Abschnitt)} \qquad (42.90)$$

und

$$l_j = l_q - l_q' \text{ (oberer Abschnitt)} \qquad (42.91)$$

Da diese Kräfte senkrecht auf den Teilstäben stehen, kann ihr Beitrag ψ_{w+l} zur Störfunktion nach (42.42) einfach formuliert werden:

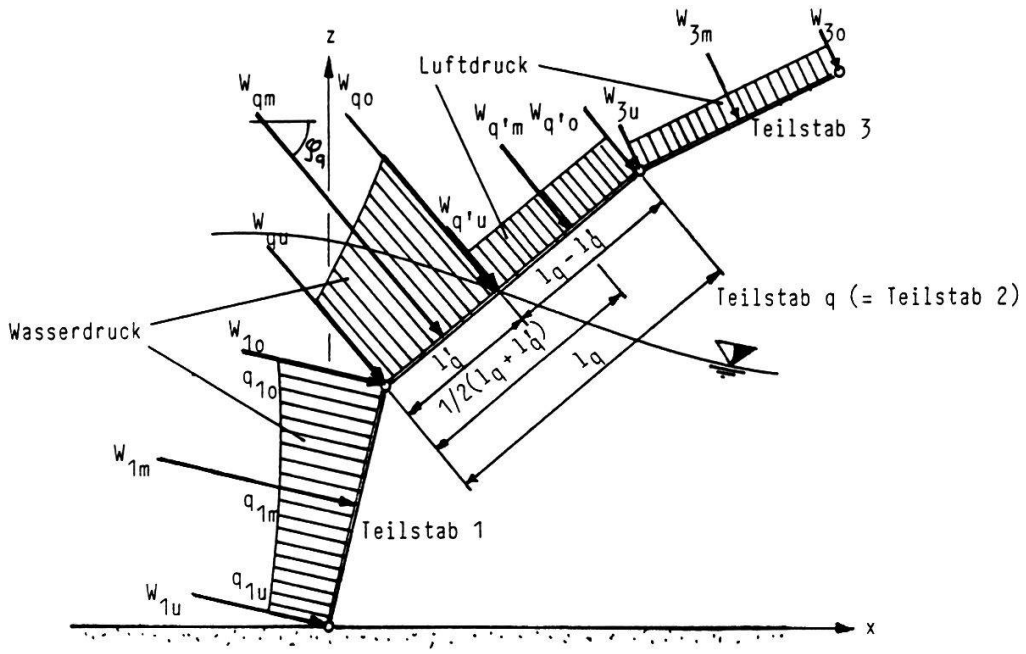


Fig. 4.8. Direkt auf den Halm wirkende Luft- und Wasserdrücke und ihre Zusammenfassung zu Einzelkräften (Knotenlasten).

$$\psi_{w+l\ i} = l_i \left[1/2\ W_{im} + W_{io} + \sum_{j=i+1}^{n} (W_{ju} + W_{jm} + W_{jo})\ c_{ji}\right] \quad (42.92)$$

für die q-te Gleichung:

$$\psi_{w+l\ q} = l_q' (1/2\ W_{qm} + W_{qo} + W_{q'u}) + 1/2\ (l_q' + l_q)\ W_{q'm} + l_q\ W_{q'o} + l_q \sum_{j=q+1}^{n} (W_{ju} + W_{jm} + W_{jo})\ c_{jq} \quad (42.93)$$

Selbstverständlich müssen in (42.92) für $i < q$ bei der Summierung über den q-ten Teilstab alle sechs Kräfte (beide Abschnitte) berücksichtigt werden.

4.2.2.3. Der Einfluß des Eigengewichtes des Halms

Das Eigengewicht des Halmes ist eine verteilte, senkrecht nach unten wirkende Kraft, die ähnlich wie Wasser- und Luftdruck zu Einzellasten zusammengefaßt wird. Da die Halme sehr leicht sind, ist die Bedeutung des Eigengewichtes nicht sehr groß. Deshalb wird für jeden Teilstab die Schwerkraft zu einer einzigen Kraft vereinigt. Diese ist gleich dem Gewicht des betreffenden Teilstabes und greift in dessen Mitte an.
Weil der Schilfhalm etwas leichter ist als Wasser müßte für die unter dem Seespiegel liegenden Halmpartien eigentlich der resultierende Auftrieb in die Rechnung einbezogen werden. Dieser wird jedoch vernachlässigt, da er gegenüber den anderen Kräften klein ist und wegen des verhätnismäßig kleinen Abstandes seiner Wirkungslinie vom Fußpunkt nur eine geringe Wirkung hat.
Das Eigengewicht tritt somit vom oberen Abschnitt des q-ten Teilstabes an aufwärts in Erscheinung. Das Gewicht des q-ten Teilstabes wird proportional zur Länge des oberen Abschnittes reduziert, der Angriffspunkt liegt in dessen Mitte. Der Beitrag des Eigengewichtes zum Belastungsvektor ψ wird damit:

$$\psi_{g\ i} = l_i \left[1/2\ G_i + \sum_{j=i+1}^{n} G_j\right] \sin\varphi_i \qquad i > q \quad (42.94)$$

$$\psi_{g\ i} = l_i \left[\sum_{j=q+1}^{n} G_j\right] \sin\varphi_i \qquad i < q \quad (42.95)$$

für die q-te Gleichung:

$$\psi_{g\ q} = \left[1/2\ (l_q + l_q')\ G_q\ \frac{l_q + l_q'}{l_q} + l_q \sum_{j=i+1}^{n} G_j\right] \sin\varphi_i \quad (42.96)$$

G_i, G_j, G_q ... Gewicht der Teilstäbe [kg]

4.2.2.4. Korrektur der Stoßwirkung

Betrachtet man Treibzeug und Teilstäbe als starr (wie dies in den bisherigen Ausführungen vorausgesetzt wurde), so entstehen im Moment des Zusammenstoßes von Halm und Treibzeug sehr große Beschleunigungen und damit Kräfte, denn die vorher freie Bewegung des Treibzeuges wird plötzlich durch die Stäbe geführt. In Wirklichkeit sind weder das Treibzeug noch der Schilfhalm starr, diese plötzlichen Bewegungsänderungen und kurzfristigen Beschleunigungsspitzen treten deshalb nicht auf, der Stoß wird sowohl durch das elastische Nachgeben des Treibzeugs und des Halmquerschnittes, wie auch wegen der lokalen Einbiegung des Halmes (s. Fig. 4.9.) sehr stark gemildert.
Um diesen Tatsachen im mathematischen Modell Rechnung zu tragen, nehmen wir an, daß sich das Treibzeug während der Phase der gegenseitigen Berührung nicht genau auf der Oberfläche des entsprechenden Teilstabes befinden muß, sondern um eine Strecke δ "eindringen" kann. Dabei entsteht eine rückwärts treibende Kraft ΔN senkrecht zur Stabachse, welche zum Normaldruck nach (42.76) zugezählt wird. Der Betrag dieser Zusatzkraft sei direkt proportional zur "Eindringtiefe" δ. Da Stöße meist nicht vollkommen elastisch verlaufen (Energieverlust durch innere Reibung), kann bei rückläufiger Bewegung (d.h., wenn die "Eindringtiefe" δ abnimmt) ΔN um einen Faktor $f_{el} < 1$

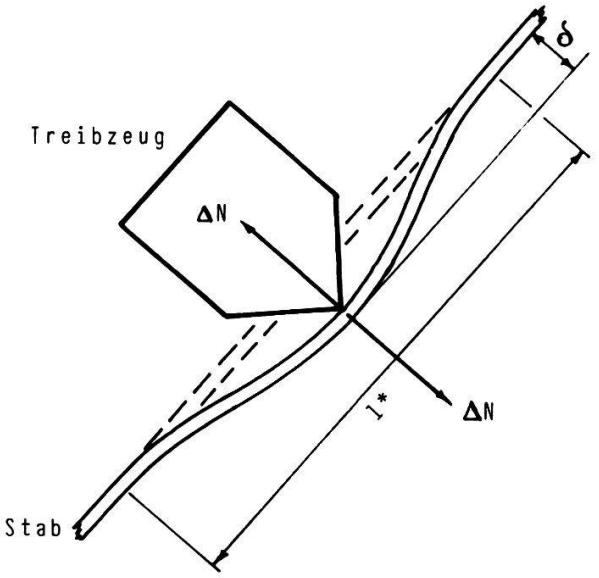


Fig. 4.9. Lokale Einbiegung im Stab als Folge des Stoßes beim Zusammenprall von Treibzeug und Halm.

vermindert werden. Dieser Faktor muß willkürlich angenommen werden.
Der Proportionalitätsfaktor zwischen ΔN und δ wird mit folgenden Überlegungen abgeschätzt:
Wir nehmen an, während eines (Integrations-)Zeitschrittes habe sich im Stab eine lokale Einbiegung mit der Ausdehnung l^* ausgebildet (Fig. 4.9.). Dieses Stück kann als beidseitig eingespannter, in der Mitte belasteter Stab aufgefaßt werden. Die Durchbiegung δ in Funktion der einwirkenden Kraft ΔN ist

$$\delta = \frac{\Delta N \, l^{*3}}{192 \, E{\cdot}J} \tag{42.97}$$

$E{\cdot}J$ ... Mittlere Biegesteifigkeit des betrachteten Teilstücks

Es ist nicht so wichtig, diese Funktion in ihrer genauen Größe zu kennen, entscheidend ist vor allem, sie überhaupt zu berücksichtigen, weil damit sozusagen dem Stoß die (bei starren Verhältnissen ∞ große) "Spitze gebrochen" wird. Auf welches Niveau der Maximalwert reduziert wird, ist angesichts der kurzen Berechnungszeitschritte (und damit kurzen Wirkungsdauer der Kraftspitzen) von untergeordneter Bedeutung. Es erscheint daher gerechtfertigt, für das Verhältnis $\Delta N/\delta$ unabhängig vom Ort des Zusammenstoßes nur einen konstanten Wert zu definieren. Für l^* setzen wir die Länge eines der unteren Teilstäbe, d. h. im Falle eines Modells mit vier Teilstäben eine Größenordnung von $l^* \approx 60$ cm für einen mittelgroßen Schilfhalm. Die mittlere Biegesteifigkeit der unteren Halmpartien liegt in der Größenordnung von 15'000 N cm^2 (vgl. Teil III, Kap. 3.4). Aus Gleichung (42.97) erhalten wir mit diesen Werten für das Verhältnis $\Delta N/\delta$ die Größenordnung von

$$\frac{\Delta N}{\delta} \approx \frac{192 \cdot 1{,}5 \text{ N m}^2}{0{,}6^3 \text{ m}^3} = 1330 \text{ N/m} \tag{42.98}$$

Die Zusammendrückbarkeit (Nachgiebigkeit) des Treibzeugs müßte von Fall zu Fall gemessen werden. Für ein Holzstück, dessen Elastizitätsmodul ungefähr bekannt ist, kann mit einer Annahme über die vom Berührungspunkt ausgehende Spannungsverteilung im Holz die aus der Kraft ΔN resultierende Verformung berechnet und auf der rechten Seite von (42.97) addiert werden. Dieser Beitrag ist allerdings im Vergleich mit der lokalen Durchbiegung des Halmes so klein, daß er ohne weiteres vernachlässigt werden kann.

4.2.3. Berechnung der Modellparameter aus den Halmeigenschaften

Für das mathematische Modell sind folgende Modellparameter zu bestimmen (vgl. Kap. 4.1.):

- Massen der Teilstäbe m_i
- Federkonstanten der Gelenke zwischen den Teilstäben c_i
- Dämpfungskonstanten der Gelenke d_i

Die Anzahl n der Teilstäbe kann frei gewählt werden, ebenso deren Länge. Allerdings nimmt der Rechenaufwand überproportional zur Anzahl Teilstäbe zu. Wegen der größeren Krümmungen im unteren und mittleren Halmteil ist es zweckmäßig, dort die Teilstäbe kürzer zu wählen als oben.

Zur Berechnung der Modellparameter müssen die spezifische Masse μ (pro Längeneinheit) und die Biegesteifigkeit $E \cdot J$ bekannt sein. Wir nehmen an, diese Halmeigenschaften seien in mehreren Punkten in den Höhen h_j' über Grund bestimmt worden. Fallen die Enden der Teilstäbe nicht auf einen dieser

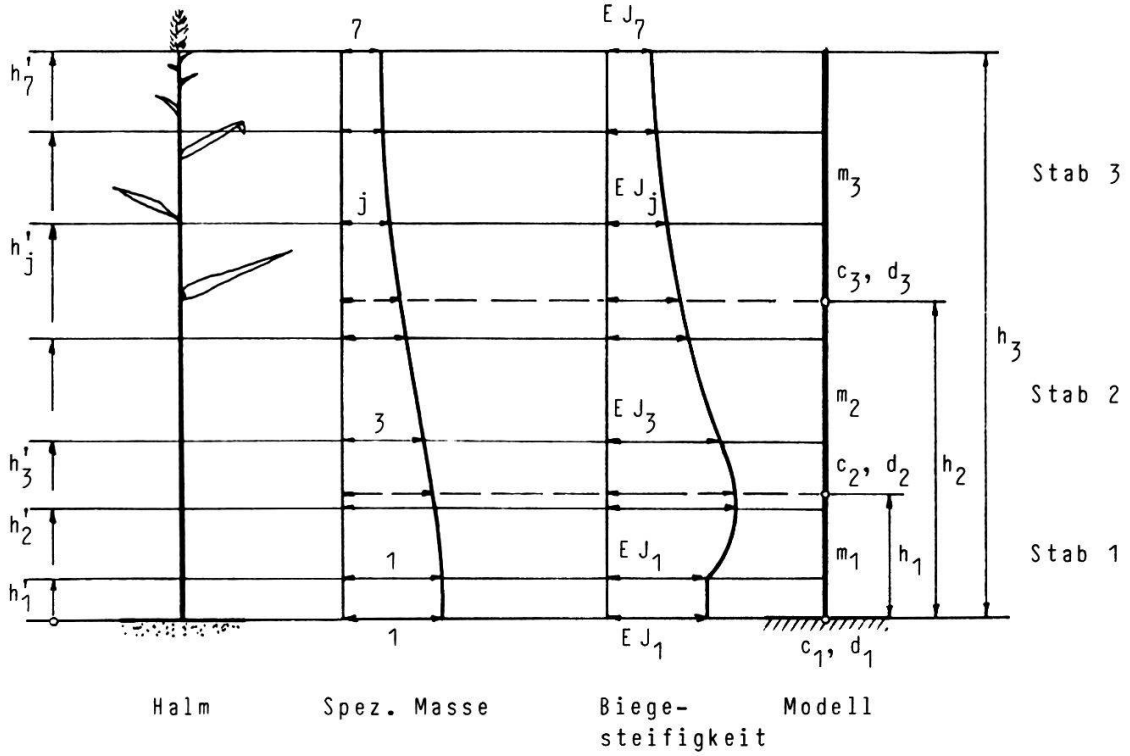


Fig. 4.10. Gegenüberstellung von Halmeigenschaften und Modellparametern anhand eines Beispiels mit drei Teilstäben und sieben Meßpunkten, in denen die Halmeigenschaften bestimmt wurden.

Meßpunkte, so werden die Halmeigenschaften an diesen Stellen durch lineare Interpolation zwischen den beiden benachbarten Meßpunkten erhalten. Unmittelbar am Boden ($h_j' = 0$) kann meist nicht gemessen werden, für diesen Punkt werden daher die Werte aus dem ersten Meßpunkt (h_1') übernommen (vgl. Fig. 4.10.). Die Durchmesser d der Teilstäbe werden für die Berechnung des Luft- und Wasserwiderstandes benötigt, sie werden gleich dem mittleren Durchmesser des entsprechenden Halmabschnittes gesetzt.
Die folgenden Überlegungen werden mit den Bezeichnungen der Figur 4.10. anhand eines Beispiels mit $n = 3$ Teilstäben und $m = 7$ Meßpunkten gezeigt. Die Verallgemeinerung auf andere Anzahlen ergibt sich von selbst.

4.2.3.1. Berechnung der Masse der Teilstäbe

An sich könnten die Massen der Teilstäbe gleich der Masse des entsprechenden Halmabschnittes gesetzt werden. Sind mehr Meßpunkte als Teilstäbe vorhanden, so kann der Halmverjüngung innerhalb des einem Teilstab entsprechenden Halmstückes einigermaßen Rechnung getragen werden. Dazu werden die Massen der Teilstäbe so bestimmt, daß ihr Massenträgheitsmoment bezüglich des ersten Gelenks (Fußpunkt des Halmes) gleich groß ist, wie das der entsprechenden Halmstücke:
Das Massenträgheitsmoment I_j des Halmstücks zwischen den Meßpunkten j und j-1 ist mit den Bezeichnungen der Figur 4.10. gleich der Masse · Abstand im Quadrat + das Eigenträgheitsmoment:

$$I_j = 1/2\ (\mu_{j-1} + \mu_j)(h_j' - h_{j-1}')\{[1/2\ (h_j' + h_{j-1}')]^2 + 1/12\ (h_j' - h_{j-1}')\} \quad [\text{kg m}^2] \quad (42.99)$$

μ_{j-1}, μ_j ... Spezifische Masse des Schilfhalmes im Meßpunkt j-1 bzw. j [kg/m]

Für den ganzen Teilstab werden die entsprechenden Teilträgheitsmomente I_j aufsummiert, wobei für die Endpunkte allenfalls die interpolierten Werte benützt werden müssen. Das Trägheitsmoment des i-ten Teilstabes ist andererseits (analog zu 42.99)

$$I_i = m_i \{[1/2\ (h_{i-1} + h_i)]^2 + 1/12\ (h_i - h_{i-1})^2\} \quad [\text{kg m}^2] \quad (42.100)$$

m_i ... Masse des i-ten Teilstabes [kg]

Gleichsetzen der beiden Trägheitsmomente und Auflösen nach m_i liefert die gesuchte Masse des i-ten Teilstabes:

$$m_i = \frac{\sum_{j \text{ innerh. Teilstab } i} I_j}{[1/2\,(h_{i-1} + h_i)]^2 + 1/12\,(h_i - h_{i-1})^2} \qquad (42.101)$$

4.2.3.2. Berechnung der Federkonstanten der Gelenke zwischen den Teilstäben

Genau genommen sind die Federkonstanten der Gelenke gar nicht konstant, sondern abhängig von der Verteilung des Biegemomentes über dem Stab: Nach den Gleichungen (41.3) und (41.4) entspricht die Winkeländerung $\Delta\varphi$ der mittleren Halmkrümmung multipliziert mit der Länge des zugehörigen Teilstücks. Nun ist diese mittlere Halmkrümmung z.B. dann größer, wenn ein verhältnismäßig größeres Biegemoment auf eine schwächere Partei des betrachteten Abschnittes fällt, als wenn das größere Biegemoment auf eine stärkere Partie dieses Abschnittes fällt, selbst wenn das mittlere Biegemoment des Abschnittes in beiden Fällen gleichgroß ist und im Gelenkpunkt dasselbe Moment vorhanden ist.
Fast noch gravierender ist der Einfluß der einseitigen Einspannung: Eine kleine Verdrehung nahe der Einspannstelle bewirkt eine große Verschiebung oben. Da bei einseitiger Einspannung im allgemeinen das Biegemoment von oben nach unten zunimmt, ist gerade im Punkt 1 (Fußpunkt), wo das Einspannmoment über die Federkonstante c_1 mit dem Winkel φ_1 verknüpft ist, das vorhandene Biegemoment größer als das mittlere Moment des zugehörigen Abschnittes, denn hier kann ja nur ein oberhalb des ersten Gelenkes liegender Halmteil berücksichtigt werden. (Für die anderen Punkte wird jeweils sowohl ein Stück oberhalb, als auch unterhalb des Gelenkes in die Berechnung einbezogen.) Die mit c_1 und M_1 berechnete Verdrehung φ_1 wird somit etwas zu groß. Aus diesem Grunde müßten selbst bei einem homogenen, prismatischen Halm und bei gleichlangen Teilstäben die unteren Gelenke etwas steifer gewählt werden, um den Einfluß des nach oben abnehmenden Biegemomentes zu kompensieren. Diese Überlegungen liegen der folgenden Berechnung der Federkonstanten c_i zu Grunde:
Man berechnet für eine möglichst repräsentativen Lastfall die Biegelinie des wirklichen Halmes und bestimmt die Federkonstanten so, daß unter der gleichen Belastung die Durchbiegung in den Gelenkpunkten gleich wie jene des wirklichen Halmes ist, daß also das Mehrstäbemodell die wirkliche Biegelinie

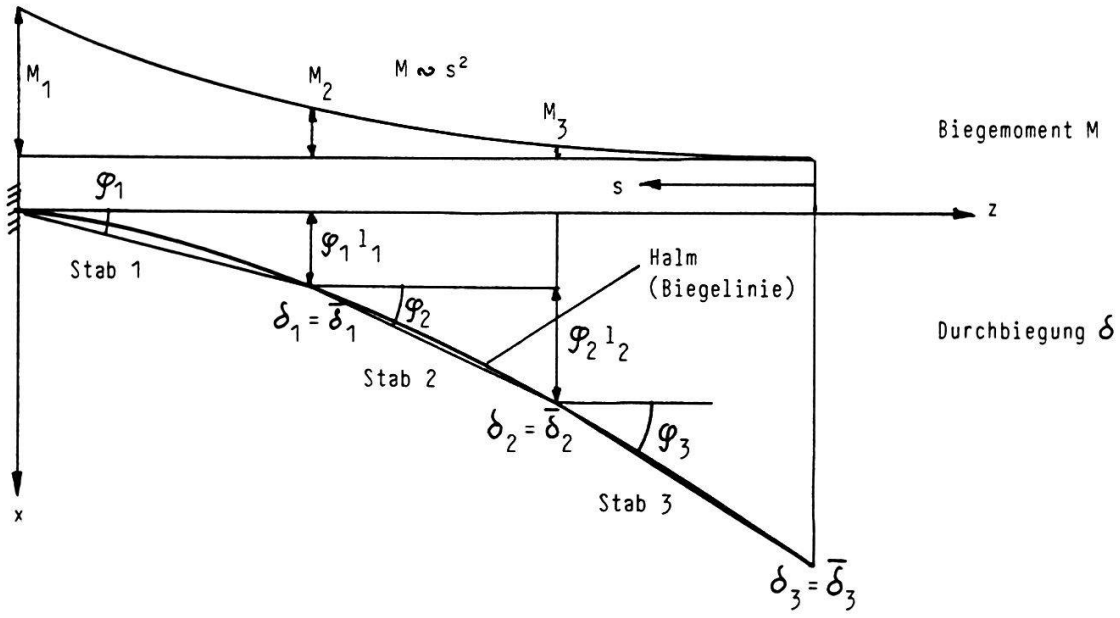


Fig. 4.11. Definitionsskizze zur Berechnung der Federkonstanten. Diese werden so bestimmt, daß die Gelenke des Modells beim angenommenen Lastfall auf der wirklichen Biegelinie liegen (Sehnenpolygon).
(Figur ist in x-Richtung stark überhöht gezeichnet.)

durch ein Sehnenpolygon annähert (vgl. Fig. 4.11.). Weil es hier darum geht, die elastischen Eigenschaften des Mehrstäbemodells zu bestimmen und nicht um effektive Verformungsberechnungen, können wir uns hier auf "kleine" Durchbiegungen beschränken und mit den Beziehungen der klassischen Statik rechnen (Linearität zwischen Belastung und Durchbiegung, Verschiebung in z-Richtung vernachlässigbar): Gibt das Modell die elastischen Eigenschaften des Halmes richtig wieder, so werden sich die zusätzlichen Einflüsse großer Verformungen bei Halm und Modell in derselben Weise auswirken. Dann kann

$$\sin\varphi_k \approx \varphi_k \tag{42.102}$$

gesetzt werden, woraus mit den Bezeichnungen der Fig. 4.11. folgt:

$$\delta_i = \sum_{k=1}^{i} l_k \varphi_k \tag{42.103}$$

Nach (41.3) ist (mit M = Biegemoment im betreffenden Gelenkpunkt)

$$\varphi_i = \frac{M_i}{c_i} + \varphi_{i-1} = \sum_{k=1}^{i} \frac{M_k}{c_k} \tag{42.104}$$

Gleichung (42.104) eingesetzt in (42.103) liefert für die Durchbiegungen δ_i des Modells

$$\delta_i = \sum_{k=1}^{i}\left(l_k \sum_{l=1}^{k} \frac{M_l}{c_l}\right) = \bar{\delta}_i \qquad (42.105)$$

Mit $\bar{\delta}_i$ sind die für den wirklichen Halm gerechneten Durchbiegungen bezeichnet, welche gemäß den getroffenen Annahmen in den Gelenkpunkten des Modells gleich groß wie jene des Modells sein sollen. Aus (42.105) läßt sich die folgende Formel zur rekursiven Bestimmung der c_i herleiten:

$$\frac{M_i}{c_i} = \frac{1}{l_i}\left[\bar{\delta}_i - \left(\bar{\delta}_{i-1} + l_i \sum_{k=1}^{i-1} \frac{M_k}{c_k}\right)\right] = \Delta\varphi_i \qquad (42.106)$$

woraus

$$c_i = \frac{\Delta\varphi_i}{M_i} \qquad (42.107)$$

Das in den obigen Gleichungen vorkommende Biegemoment M ergibt sich aus dem zur Berechnung angenommenen Lastfall. In Versuchen hat sich gezeigt, daß die Annahme eines von der Halmspitze nach unten quadratisch zunehmenden Biegemomentes günstig ist, was einer gleichmäßig verteilten Belastung entspricht, denn die daraus resultierenden c-Werte stellen auch bei anderen Lastfällen eine sehr gute Näherung dar. So unterscheiden sich beispielsweise bei einem homogenen, prismatischen Stab, der in 2/3 seiner Höhe mit einer Einzelkraft belastet wird, die Durchbiegungen des Modells mit drei gleichlangen Teilstäben nur um maximal 2,2 % vom Sehnenpolygon des wirklichen Stabes. Da unter den obgenannten Voraussetzung Belastung, Moment und Durchbiegung zueinander direkt proportional sind, muß das angenommene Biegemoment nicht als absolute Größe, sondern nur in seinem relativen Verlauf festgelegt werden.

Die Berechnung der Biegelinie ($\bar{\delta}_i$) des wirklichen Halmes aus dem angenommenen Biegemoment erfolgt am einfachsten mit Hilfe der Mohr'schen Analogie (vgl. z.B. STÜSSI 1962). Danach erhält man die Durchbiegungen eines Trägers, wenn man diesen mit dem (vorhandenen) Biegemoment, dividiert durch die lokale Biegesteifigkeit $E \cdot J$ "belastet" und das dieser "Belastung" entsprechende "Biegemoment" berechnet. Die Neigung der wirklichen Biegelinie entspricht der auf dieselbe Weise erhaltenen "Querkraft". Die Lagerung des zu dieser Berechnung verwendeten "Analogieträgers" muß so ge-

wählt werden, daß die Randbedingungen des wirklichen Trägers erfüllt werden. So entspricht zum Beispiel eine feste Einspannung des wirklichen Trägers einem freien Ende des Analogieträgers und umgekehrt (am eingespannten Ende des wirklichen Trägers sind Durchbiegung und Neigung gleich 0, am freien Ende des Analogieträgers sind "Biegemoment" und "Querkraft" gleich 0).
Da die Biegesteifigkeit des Schilfhalmes nur in einzelnen Punkten bekannt ist, fassen wir die über den ganzen Stab verteilte "Belastung" zweckmäßigerweise zu Knotenlasten zusammen (analog wie bei der Berücksichtigung des Wasser- und Luftdruckes in der Bewegungsgleichung des Halmes, Kap. 4.2.2.2.). Es kann gezeigt werden, daß sich der Einfluß der elastischen Einspannung des Halmes im Untergrund (vgl. Teil III, Kap. 5.) ebenfalls berücksichtigen läßt, indem man am Fußpunkt zusätzlich zur entsprechenden Knotenlast noch eine weitere "Einzellast" vom Betrag M_1/c_E einführt (M_1 = Biegemoment am Fuß des Halmes, c_E = Einspanngrad nach Teil III, Kap. 5.).

4.2.2.3. Abschätzung der Dämpfungskonstanten der Gelenke

Die Dämpfungskonstanten können nur grob geschätzt werden, da sich angesichts ihrer geringen Bedeutung der Aufwand einer genaueren Bestimmung nicht lohnt (der dämpfende Einfluß des Wasser und Luftwiderstandes ist viel größer).
Um einen Anhaltspunkt über die Größenordnung zu erhalten, betrachten wir zunächst ein einzelnes Gelenk mit dem dazugehörigen Teilstab, also ein Modell mit nur einem Teilstab. Die Bewegungsdifferentialgleichung für dieses reduzierte Modell lautet:

$$I\cdot\ddot{\varphi} + d\cdot\dot{\varphi} + c\cdot\varphi = 0 \qquad (42.108)$$

j ... Drehwinkel des Stabes
d ... Dämpfungskonstante des (Fuß-)Gelenks
c ... Federkonstante des (Fuß-)Gelenks
I ... Massenträgheitsmoment des Stabes bezüglich des Fußpunktes $= m\,l^2/3$
m ... Masse des Stabes
l ... Länge des Stabes

(42.108) ist entspricht genau der Bewegungsgleichung eines schwingenden Massenpunktes und kann geschlossen integriert werden (vgl. ZIEGLER 1966). Aus dieser Lösung kann das sogenannte logarithmische Dekrement ∂ berechnet werden. Dieses ist der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zwei-

er aufeinanderfolgender Maximalausschläge und somit ein Maß für die innere Dämpfung. Um dieselben Ausdrücke wie ZIEGLER zu verwenden setzen wir

$$\frac{d}{I} = 2\gamma \tag{42.109}$$

und

$$\frac{c}{I} = \kappa^2 \tag{42.110}$$

Dann wird das logarithmische Dekrement gleich

$$\partial_L = \frac{2\pi\gamma}{\sqrt{(\kappa^2 - \gamma^2)}} \tag{42.111}$$

Andererseits läßt sich das logarithmische Dekrement ziemlich leicht experimentell abschätzen: Man versetzt den Stab in Schwingung und zählt die Anzahl n der Schwingungen, bis die Amplitude z.B. auf $\alpha = 1/10$ oder 1 % des ursprünglichen Ausschlages gesunken ist. Aus der Definition des logarithmischen Dekrementes folgt dann

$$\partial_L = \frac{1}{n} \ln \alpha \tag{42.112}$$

Ist ∂_L bekannt, so kann (42.111) nach γ aufgelöst werden, dies wiederum ergibt nach (42.109) die Dämpfungskonstante d:

$$d = \frac{2\sqrt{(c\,I)}\,\partial_L}{\sqrt{(4\pi^2 + \partial_L^2)}} = \frac{2\,l\,\sqrt{(\frac{c\,m}{3})}\,\partial_L}{\sqrt{(4\pi^2 + \partial_L^2)}} \tag{42.113}$$

Damit kann die Dämpfungskonstante aller Teilstäbe berechnet werden, indem man Federkonstante c_i und Masse m_i der betreffenden Teilstäbe in diese Gleichung einsetzt, für das logarithmische Dekrement kann immer derselbe Wert genommen werden, da nicht anzunehmen ist, daß die innere Dämpfung sich entlang dem Halm wesentlich ändert und weil, wie bereits gesagt, die Bedeutung der inneren Dämpfung gegenüber der Dämpfung durch den Luftwiderstand in den Hintergrund tritt.

4.3. LÖSUNG DER BEWEGUNGSGLEICHUNGEN

4.3.1. Numerische Integration des Differentialgleichungssystems

Die Bewegungsgleichungen eines Schilfhalmes unter der Einwirkung von Wind, Wellen und Treibzeug (Gleichung 42.86) lassen sich durch Auflösung nach $\ddot{\varphi}$ allgemein als Gleichungssystem der Form

$$\ddot{\varphi} = f(\varphi, \dot{\varphi}, t) \qquad (43.1)$$

t ... Zeit [s]

darstellen. Dies ist ein Gleichungssystem von n gewöhnlichen Differentialgleichungen, wenn n die Anzahl Teilstäbe des Modells bezeichnet. Es sind Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit nicht konstanten Koeffizienten. Solche Gleichungssysteme lassen sich nur in Sonderfällen explizite lösen, ganz abgesehen davon, daß auch die Auflösung der Gleichung (42.86) in die Form (43.1) für $n > 2$ kaum mehr explicite zu berwerkstelligen ist.
Zur numerischen Integration von Differentialgleichungssystemen gibt es mehrere bewährte Algorithmen (vgl. z.B. DANKERT 1977). Ein Kriterium zur Wahl des Verfahrens ist in unserem Fall die Tatsache, daß die Funktionswertberechnung (Gleichung 43.1) sehr aufwendig ist, denn dazu muß zuerst das Gleichungssystem (42.86) mit den (zeitlich veränderlichen) Matrizen $\boldsymbol{M}_c$, $\boldsymbol{L}_c$, und $\boldsymbol{\Omega}$ und der Störfunktion ψ (Berechnung der äußeren Kräfte und ihres Einflusses) aufgestellt und nach $\ddot{\varphi}$ aufgelöst werden. Dies verlangt eine sehr große Zahl von Rechenoperationen. Darum fällt das Verfahren Runge-Kutta außer Betracht, da es pro (Rechen-)Zeitschritt vier Funktionswertberechnungen verlangt. Nur zwei solcher Berechnungen benötigt der bei DANKERT (1977) als Verfahren von Hamming bezeichente Algorithmus. Dabei handelt es sich um ein Praedictor-Corrector-Verfahren. Ausgehend von den zur Zeit t bekannten Werten von φ und den zugehörigen Ableitungen $\dot{\varphi}$ und $\ddot{\varphi}$ werden zur Berechnung von $\varphi(t+\Delta t)$ auch die Ableitungen $\dot{\varphi}(t+\Delta t)$ und $\ddot{\varphi}(t+\Delta t)$ benötigt, was aber nach (43.1) die Kenntnis von $\varphi(t+\Delta t)$ voraussetzt. Diese Werte müssen daher zunächst geschätzt werden (Praedictor), worauf dann der "eigentliche" Vektor $\varphi(t+\Delta t)$, der Corrector, berechnet wird. Es versteht sich von selbst, daß der Corrector wiederum als Praedictor verwendet werden kann, daß also der Schritt so lange wiederholt werden kann, bis eine genügende Genauigkeit erreicht ist, d.h. bis sich Praedictor und Corrector höchstens um einen festgesetzten (kleinen) Wert unterscheiden. Mit der Wiederholung des Rechenschrittes müssen jedoch wieder

neue Funktionswertberechnungen nach (43.1) durchgeführt werden, was den Vorteil dieses Verfahrens gegenüber dem nach Runge-Kutta wieder zunichte macht. Da bei der Methode von Hamming Praedictor und Corrector während eines Berechnungsschrittes noch zusätzlich verbessert werden, ist eine solche Wiederholung bei geeigneter Wahl der Schrittweite Δt nicht nötig. Die Funktionsberechnung wird somit nur je einmal für den verbesserten Praedictor und den verbesserten Corrector durchgeführt.

Das Verfahren von Hamming wird bei DANKERT (1977) ziemlich ausführlich beschrieben, allerdings für Differentialgleichungen erster Ordnung. Die Erweiterung auf solche zweiter Ordnung ist einfach möglich und wird im folgenden rezeptartig kurz vorgestellt. Damit die Gleichungen nicht wegen vieler Indices allzu unübersichtlich werden, lassen wir im folgenden den Index i (bezogen auf die Gleichung für den i-ten Teilstab und seinen Drehwinkel φ_i) weg, denn im Gleichungssystem (43.1) kommen in jeder Gleichung nur Funktionen der betreffenden (i-ten) Lagekoordinate und ihrer Ableitungen vor. Jede dieser Gleichungen (43.1) kann deshalb für sich integriert werden. Auch die Lagekoordinaten des Treibzeugs (x_T, z_T) werden auf diese Art durch Integration der Differentialgleichungen (33.9) und (33.15) mit Berücksichtigung von (42.87) und (42.88) erhalten, indem in den folgenden Formeln φ durch x_T und z_T ersetzt wird.

Die Zeit wird nachstehend mit dem Index j bezeichnet, und zwar gilt für den Zeitpunkt t der Wert j, für den Zeitpunkt $t + \Delta t$ der Index j+1, für $t - \Delta t$ steht j-1 usw. Der Praedictor für φ (und damit für x_T und z_T) sei p, der Corrector analog c, für die Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\varphi}$ (und damit für $\dot{x}_T$ und $\dot{z}_T$) stehen entsprechend $p^{\cdot}$ und $c^{\cdot}$. Für den Zeitpunkt j seinen alle Größen bekannt. Damit wird

$$p_{j+1}^{\cdot} = \varphi_{j-3}^{\cdot} + 4/3\,\Delta t\,(2\varphi_j^{\cdot\cdot} - \varphi_{j-1}^{\cdot\cdot} + 2\varphi_{j-2}^{\cdot\cdot}) \qquad (43.2)$$

Praedictor Winkelgeschwindigkeit

$$p_{j+1/v}^{\cdot} = p_{j+1}^{\cdot} + 112/121\,(c_j^{\cdot} - p_j^{\cdot}) \qquad (43.3)$$

Verbesserter Praedictor Winkelgeschw.

$$p_{j+1} = \varphi_{j-3} + 4/3\,\Delta t\,(2\varphi_j^{\cdot} - \varphi_{j-1}^{\cdot} + 2\varphi_{j-2}^{\cdot}) \qquad (43.4)$$

Praedictor Winkel

$$c_{j+1/1} = 1/8\,[9\varphi_j - \varphi_{j-2} + 3\Delta t\,(p_{j+1/v}^{\cdot} + 2\varphi_j^{\cdot} - \varphi_{j-1}^{\cdot})] \qquad (43.5)$$

Erster Corrector Winkel

$$c_{j+1/v} = c_{j+1/1} - 9/121\,(c_{j+1/1} - p_{j+1}) \qquad (43.6)$$

Verbesserter erster Corrector Winkel

$$\ddot{\varphi}_{j+1/1} = f(c_{j+1/v}, p_{j+1/v}, t+\Delta t) \qquad (43.7)$$

Erste Funktionswertberechnung

$$\dot{c}_{j+1} = 1/8\,[9\dot{\varphi}_j - \dot{\varphi}_{j-2} + 3\Delta t\,(\ddot{\varphi}_{j+1/1} + 2\ddot{\varphi}_j - \ddot{\varphi}_{j-1})] \qquad (43.8)$$

Corrector Winkelgeschwindigkeit

$$\dot{\varphi}_{j+1} = \dot{c}_{j+1} - 9/121(\dot{c}_{j+1} - \dot{p}_{j+1}) \qquad (43.9)$$

Verbesserter Corrector Winkelgeschwindigkeit

$$c_{j+1} = 1/8\,[9\varphi_j - \varphi_{j-2} + 3\Delta t\,(\dot{\varphi}_{j+1} + 2\dot{\varphi}_j - \dot{\varphi}_{j-1})] \qquad (43.10)$$

Corrector Winkel

$$\varphi_{j+1} = c_{j+1} - 9/121(c_{j+1} - p_{j+1}) \qquad (43.11)$$

Verbesserter Corrector Winkel

$$\ddot{\varphi}_{j+1} = f(\varphi_{j+1}, \dot{\varphi}_{j+1}, t+\Delta t) \qquad (43.12)$$

Zweite Funktionswertberechnung

$$\dot{p}_{j+2} = \dot{\varphi}_{j-2} + 4/3\,\Delta t\,(2\ddot{\varphi}_{j+1} - \ddot{\varphi}_j + 2\ddot{\varphi}_{j-1}) \qquad (43.2)$$

Beginn nächster Zeitschritt

...

Wie aus den obigen Gleichungen hervorgeht, funktioniert dieses Verfahren erst für $j > 3$. Für die ersten drei Zeitschritte müssen die Werte in einer sogenannten Anlaufsrechnung nach einem anderen Verfahren mit entsprechender Genauigkeit berechnet werden. Dafür eignet sich die schon genannte Methode nach Runge-Kutta, die keine spezielle Anlaufsrechnung benötigt. Weil nur drei Zeitschritte berechnet werden müssen, fällt der Nachteil dieser Methode, die doppelte Anzahl von Funktionswertberechnungen, gegenüber dem Gesamtrechenaufwand nicht ins Gewicht.

4.3.2. Programmierung

Bei der Programmierung geht es darum, alle in den vorangehenden Kapiteln beschriebenen Berechnungen miteinander zu verbinden und in eine für den Computer lesbare Sprache zu übertragen. Dazu wurde die Programmiersprache FORTRAN IV extended für die CDC 6500 des Rechenzentrums der ETH verwendet, wo das Programm entwickelt und angewendet wurde. Es existiert auch eine Version in FORTRAN 77 für den Macintosh SE bzw. Macintosh II.
Um verschiedenen Wellentheorien Rechnung tragen zu können, wurden drei Varianten dieses Programms hergestellt, nämlich eine für die lineare Theorie,

eine für Stokes III und eine für die Darstellung der Wellen in Form eines Spektrums. Die erste und dritte Variante unterscheiden sich nur dadurch voneinander, daß beim Spektrum mehrere sinusoidale Wellen überlagert werden, was lediglich die Wiederholung bestimmter Schritte und Summierung der entsprechenden Zwischenresultate verlangt. Diese beiden Varianten werden daher im folgenden nicht mehr unterschieden.
Der Übersichtlichkeit halber (vgl. Fig. 4.12.) ist das Programm aufgegliedert in ein Hauptprogramm und eine Reihe von Unterprogrammen (SUBROUTINEN). Die Berechnung von Wasserteilchengeschwindigkeit, –beschleunigung und Wasserspiegelhöhe geschieht in den Varianten 1 und 3 mit FUNCTION-Unterprogrammen, die in der Figur als dünn gezeichnete Rechtecke eingetragen sind. Die übrigen Programmsegmente (Hauptprogramm und Unterprogramme) sind als vereinfachte Flußdiagramme gezeichnet, die mit einem Namensschild beginnen und mit einem Kreis enden. Der Rücksprung in das aufrufende Programmsegment erfolgt normalerweise am Schluß des Unterprogrammes und führt zum Ort des Aufrufs zurück. Nur dort wo dies nicht der Fall ist (je beim ersten Aufruf der Subroutinen WELLE und DARST), ist der Rücksprung mit einem speziellen Pfeil gekennzeichnet. Im einzelnen geschieht folgendes:
Das HAUPTPROGRAMM beginnt mit dem Einlesen der Modellparameter Zeitintervall t_a, t_e der Berechnung, Zeitschritt Δt, Zeitintrevall t_{print} für die Ausgabe der Resultate, Anzahl n_H Halme, Anzahl n der Teilstäbe des Modells, Anfangsbedingungen für die Lagekoordinaten der Teilstäbe (Neigungswinkel φ und Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$), Anfangslage x_T und Anfangsgeschwindigkeit $\dot{x}_T$ des Treibzeugs. Aus programmtechnischen Gründen wird Einlesen der Modellparameter fortgesetzt in der Subroutine MATRIX mit Längen l der Teilstäbe, Durchmesser D der Teilstäbe, Anzahl Meßpunkte mit bekannten Halmeigenschaften (vgl. Kap. 4.2.3.1. und 4.2.3.2.), für jeden dieser Punkte Höhe h über Grund, spezifische Masse μ und lokale Biegesteifigkeit $E \cdot J$, logarithmisches Dekrement ∂ der Eigenschwingung (vgl. Kap. 4.2.3.3.), Einspanngrad c_E des Halmes im Boden (vgl. Teil III, Kap. 6.). Dann übernimmt wieder das HAUPTPROGRAMM das Einlesen der Wassertiefe d, der Wellenperiode T_w, der Wellenhöhe H, der Erdbeschleunigung g, von Masse M_T und Eintauchtiefe A_T des Treibzeugs, des Schubkoeffizienten G_d und des Massekoeffizienten G_m des Treibzeugs (vgl. Kap. 3.2.1.3. und 3.2.1.4.), des Gleitreibungsbeiwertes μ_1 zwischen Halm und Treibzeug (Gl. 42.71), der Dichte ρ_T des Treibzeugs, des Zusammendrückmoduls $E_q = \Delta N/\delta$ und des Reduktionsfaktors f_{el} für die Zusatzkraft ΔN bei rücklaufiger

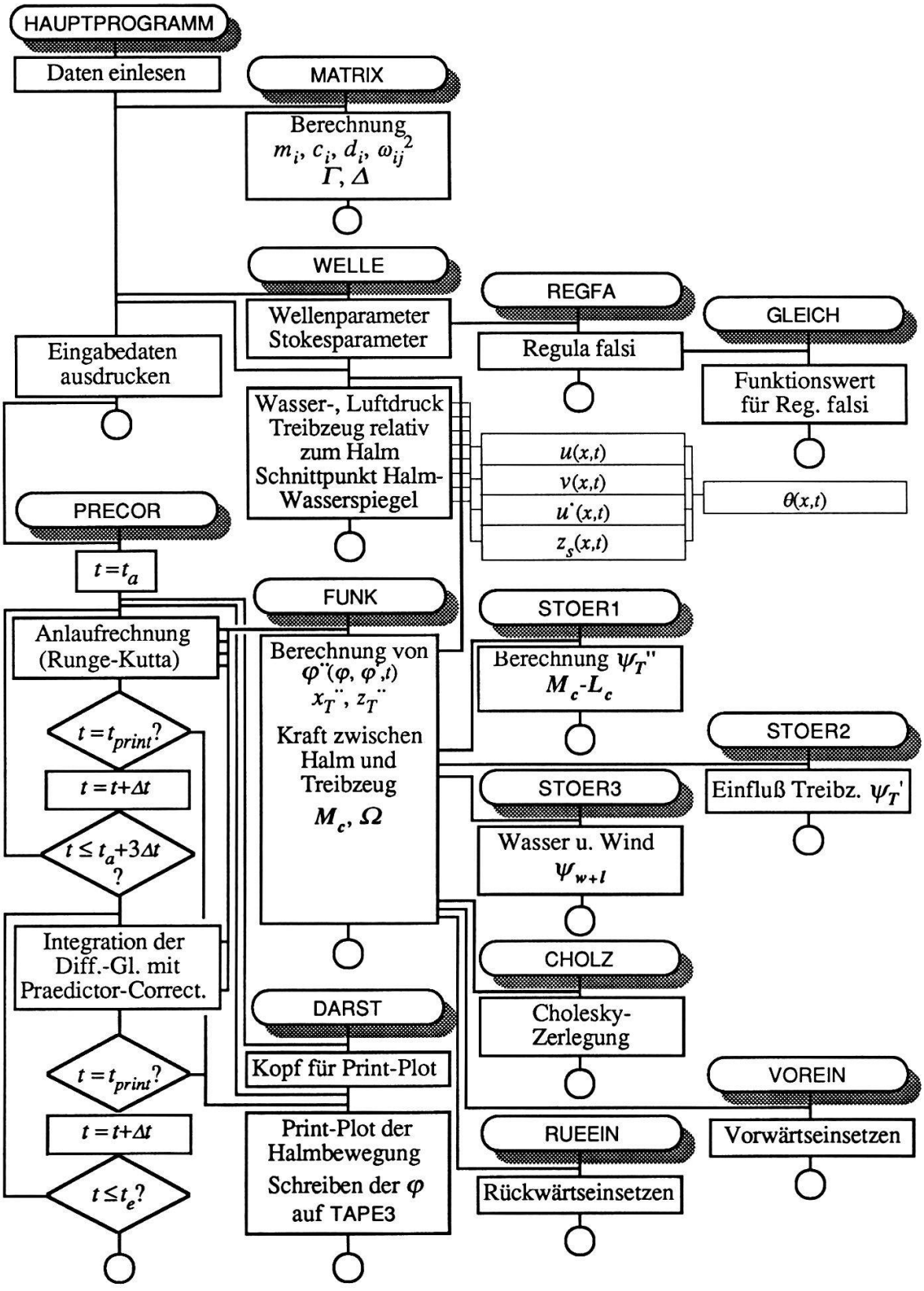


Fig. 4.12. Schema des Rechenprogramms zur Simulation der Bewegungen eines Schilfhalmes (Erklärung s. Text).

Bewegung (Kap.4.2.2.4.), der Dichte ρ_w des Wasers und ρ_l der Luft, des Widerstandskoeffizienten c_w für das Wasser (Kap. 3.2.1.3. und 3.2.1.4.) bzw. c_l für die Luft (Kap. 3.1.) und schließlich der Windgeschwindigkeit u_l. Der Bereich in x-Richtung, der auf dem Printplot ausgedruckt werden soll, wird beim ersten Aufruf von der Subroutine DARST eingelesen.
Nachdem das Hauptprogramm die erste Gruppe der Eingabedaten gelesen hat, ruft es die Subroutine MATRIX auf, in welcher aus den Halmeigenschaften die Massen m_i der Teilstäbe gemäß Kapitel 4.2.3.1., Gleichung 42.101, die Federkonstanten c_i nach den Gleichungen (42.106) und (42.107) des Kapitels 4.2.3.2. und die Dämpfungskonstanten d_i nach Gleichung (42.113) (Kap. 4.2.3.3.) berechnet werden. Mit diesen Werten erzeugt MATRIX dann die Matrizen Γ und Δ (Kap. 4.2.1., Gleichungen 42.34 - 42.35 und 42.46 bzw. 42.37. 42.39 und 42.45) und berechnet die konstanten Glieder ω_{ij}^2 der Matrizen $\boldsymbol{M_c}$ und $\boldsymbol{\Omega}$ (Kap. 4.2.1., Gleichungen 42.14 - 42.17 und 42.32 - 42.33).
Ein erster Aufruf der Subroutine WELLE berechnet aus den eingegebenen Wellenkenngrößen in der Variante für die lineare Theorie die Wellenlänge nach Gleichung (32.94). Die Variante für die Stokes'sche Theorie dritter Ordnung berechnet die Wellenlänge aus (32.107 - 32.111). Diese Gleichungen werden numerisch mit Hilfe der Regula falsi in den Subroutinen REGFA und GLEICH gelöst. Zusätzlich berechnet WELLE in dieser Variante noch die notwendigen Stokesparameter $\zeta_{1...3}$ und $u_{1...3}$ (Gleichungen 32.157 - 32.159 bzw. 32.162 - 32.164).
Anschließend druckt das HAUPTPROGRAMM die Eingeabedaten und die daraus abgeleiteten Größen aus.
Die Kontrolle geht nun über auf die Subroutine PRECOR, welche den im vorigen Kapitel beschriebenen Algorithmus (Gleichungen 43.2 - 43.12) zur Integration des Differentialgleichungssystems (42.86) samt der notwendigen Anlaufsrechnung nach Runge-Kutta ausführt. Die Subroutine PRECOR ist so aufgebaut, daß die Funktionswerte $\ddot{\varphi}$ nach Gleichung (42.1), d.h. als Lösung des Gleichungssystems (42.86), in einem weitern Unterprogramm, der Subroutine FUNK, berechnet werden. Darin werden zunächst die Matrizen $\boldsymbol{M_c}$ und $\boldsymbol{\Omega}$ mit (42.43) respektive (42.44) erzeugt, indem die bereits in MATRIX berechneten (konstanten) ω_{ij} mit den zugehörigen (zeitabhängigen) c_{ij} (42.9) und s_{ij} (42.19) multipliziert werden. Die Mulitplikation der Matrizen $\boldsymbol{\Omega}$, Γ und Δ mit $\dot{\varphi}^2$, $\dot{\varphi}$ bzw. φ liefert einen ersten Beitrag zu dem die rechte Seite des Gleichungssystems (42.86) bildenden Vektor. Dazu wird noch ein Vektor ψ_g (Gleichung 42.94 - 42.96) für die Berücksichtigung des Halmeigengewichtes addiert. Die für die weitere Rechnung notwendigen Grundlagen

werden durch einen Aufruf der Subroutine WELLE bereitgestellt, nämlich die Lage des Schnittpunktes Halm-Wasserspiegel, sowie die Kräfte aus Wasser- und Luftdruck (Knotenlasten je unten, in der Mitte und oben an jedem Teilstab).
Der Schnittpunkt Halm-Wasserspiegel wird iterativ bestimmt. Zuerst wird von unten jener Teilstab gesucht, welcher den Wasserspiegel durchstößt (d.i. der erste Stab, dessen oberes Ende über dem Wasserspiegel liegt). Die Kote des Wasserspiegels $z_s(x,t)$ ist durch die Wassertiefe d und die aktuelle Erhebung bzw. Absenkung des Wasserspiegels gegenüber der Ruhelage $\zeta(x,t)$ bestimmt $[z_s(x,t) = d + \zeta(x,t)]$. Dazu werden die Gleichungen (32.143) für die lineare Theorie, bzw. (32.156) für die Theorie dritter Ordnung verwendet. Während die Berechnung der Wasserspiegellage nach der linearen Theorie mit einer einfachen Anweisungsfunktion in der Subroutine WELLE möglich ist, ruft die Variante für die Theorie dritter Ordnung hiezu das in der Figur 4.12. mit dünner Umrandung eingezeichnete, entsprechende FUNCTION-Unterprogramm auf. Dasselbe gilt für die Wasserteilchengeschwindigkeiten $u(x,z,t)$ und $v(x,z,t)$, welche zur Berechnung der Wasserdrücke auf die Teilstäbe benötigt werden (Gl. 32.144 - 32.145 für die lineare Theorie, Gl. 32.160 - 32.164 für Stokes III). Das zu diesen Funktionen benötigte Argument $\theta(x,t)$ (Gl. 32.142) wird bei der linearen Theorie ebenfalls mit einer einfa chen Anweisungsfunktion in der Subroutine WELLE berechnet, in der Variante mit Stokes III dagegen ist darum ein FUNCTION-Unterprogramm notwendig, weil es von verschiedenen Programmsegmenten aufgerufen wird. Die Wasser- und Luftdrücke (die Windgeschwindigkeit u_l ist konstant und gehört zu den Eingabedaten) werden mit (32.44) bzw. (31.2) berechnet, die entsprechenden Knotenlasten mit (42.89 - 42.91).
Im Falle wo Treibzeug vorhanden ist ($M_T \neq 0$), wird dessen Lage relativ zum Halm berechnet (Lagekoordinate r auf dem entsprechenden Teilstab, Fig. 4.6., und "Eindringtiefe" δ nach Kap. 4.2.2.4., beide bestimmt aus den absoluten Lagekoordinaten x_T und z_T des Treibzeugs). Auch der durch die lokale Halmkrümmung (entsprechend der "Eindringtiefe", vgl. Kap. 4.2.2.4.) bedingte Anteil ΔN der Normalkraft N zwischen Halm und Treibzeug wird hier berechnet.
Damit sind die notwendigen Grundlagen vorhanden, die Berechnung wird von der Subroutine FUNK fortgesetzt, welche durch Aufruf von STOER1, STOER2 und STOER3 das zu lösende Gleichungssystem (42.86) vervollständigt.
STOER1 berechnet mit (42.85) die Koeffizientenmatrix $\boldsymbol{L_c}$ der linken Seite

der Bewegungsdifferentialgleichung (42.86). Die Subroutine STOER2 berechnet das "Störglied" ψ_T' (Anteil des Treibzeugs am Belastungsvektor, Gl. 42.84) und addiert ihn zu dem bereits berechneten Anteil des Vektors auf der rechten Seite von (42.86). Als letzter Beitrag ist noch der direkte Einfluß ψ_{w+l} (Gl. 42.92 - 42.93) der Wasser- und Luftdrücke zuzuzählen, was in der Subroutine STOER3 geschieht.
Damit ist das (lineare) Gleichungssystem (42.86) vollständig und muß nun nach φ'' aufgelöst werden. Aus der Menge der dafür zur Verfügung stehenden Algorithmen wählten wir das in DANKERT (1977) beschriebene Verfahren mit der Cholesky-Zerlegung. Dabei wird die (symmetrische) Koeffizientenmatrix der linken Seite von (42.86) so in ein Produkt zweier Dreiecksmatrizen zerlegt, daß die eine gleich der transponierten Darstellung der anderen ist. Schreiben wir (42.86) in der vereinfachten Weise

$$\boldsymbol{A}\ \boldsymbol{\varphi}'' = \boldsymbol{b} \quad , \tag{43.13}$$

so erzeugt die Cholesky-Zerlegung daraus

$$\boldsymbol{R}^T \boldsymbol{R}\ \boldsymbol{\varphi}'' = \boldsymbol{b} \quad , \tag{43.14}$$

wobei $\boldsymbol{R}$ eine Dreiecksmatrix ist. Faßt man $\boldsymbol{R}\ \boldsymbol{\varphi}''$ zu einem neuen Vektor $\boldsymbol{y}$ zusammen, so kann das daraus entstehende Gleichungssystem

$$\boldsymbol{R}^T \boldsymbol{y} = \boldsymbol{b} \tag{43.15}$$

leicht nach $\boldsymbol{y}$ aufgelöst werden, da wegen der Dreiecksform von $\boldsymbol{R}^T$ die erste Gleichung nur eine Unbekannte hat, die sofort bestimmt werden kann. Bei jeder folgenden Gleichung tritt jeweils eine neue Unbekannte dazu, die dann ebenfalls sofort berechnet werden kann. Diesen Prozeß nennt man Vorwärtseinsetzen. Der Vektor wird dann als Lösung des Gleichungssystems

$$\boldsymbol{R}\ \boldsymbol{\varphi}'' = \boldsymbol{y} \tag{43.16}$$

gewonnen. Dies geschieht gleich wie bei der Lösung von (43.15), nur daß wegen der zu $\boldsymbol{R}^T$ gespiegelten Form von $\boldsymbol{R}$ mit der letzten Gleichung begonnen wird, der Prozeß heißt entsprechend Rückwärtseinsetzen. Diesen Algorithmus führen die Subroutinen CHOLZ, VOREIN und RUEEIN durch, deren Benennungen für sich selbst sprechen. Diese drei Unterprogramme konnten unmittelbar aus DANKERT (1977) übernommen werden.
Obwohl das soeben beschriebene Verfahren auf den ersten Blick kompliziert aussieht, ist nach DANKERT der Rechenaufwand nur etwa halb so groß, wie beim allgemeiner bekannten Gauß-Algorithmus.

Mit diesen Operationen ist das Gleichungssystem (42.86) in die für die Integration notwendige Form (43.1) übergeführt. Die Beschreibung dürfte klar gemacht haben, wie aufwendig die Funktionswertberechnung ist, weshalb für die Integration das Verfahren von Hamming benutzt wurde, welches pro Integrationsschritt nur zwei solcher Funktionswertberechnungen verlangt, während die hier nur in der Anlaufsrechnung verwendete Methode nach Runge-Kutta pro Integrationsschritt viermal die Berechnung von $\ddot{\varphi}$ benötigt.
Das ganze Procedere der Subroutine PRECOR (Integration von 42.86) wird für das in den Eingabedaten festgelegte Zeitintervall t_a bis t_e mit dem ebenfalls in der Eingabe anzugebenden Integrationszeitschritt Δt ausgeführt. Dabei wird periodisch, jeweils nach einem einzugebenden Zeitintervall t_{print} die Subroutine DARST zur Ausgabe und Darstellung der Resultate aufgerufen. Beim ersten Aufruf dieses Unterprogramms wird der Kopf des Print-Plots für die Darstellung der Halmschwingung erzeugt. Diese wird bei den folgenden Aufrufen der Subroutine DARST dargestellt, und zwar so, wie sich die Situation einem senkrecht von oben schauenden Beobachter darbietet, d. h., es werden die x-Koordinaten der Endpunkte der Teilstäbe, des Schnittpunktes Halm-Wasserspiegel und des Treibzeugs dargestellt (s. Fig. 4.13.). Zusätzlich werden die numerischen Werte der Drehwinkel φ der einzelnen Teilstäbe sowie die beiden Lagekoordinaten des Treibzeugs (x_T und z_T) im verwendeten Maßsystem (durch die Einheiten der Eingabedaten definiert) auf ein besonderes File (TAPE3) geschrieben. Beim letzten Aufruf der Subroutine DARST werden die Drehwinkel der Teilstäbe, die beiden Lagekoordinaten des Treibzeugs, die Winkelgeschwindigkeiten der Teilstäbe, die Geschwindigkeit des Treibzeugs in x-Richtung und die Normalkraft zwischen Halm und Treibzeug (allenfalls der letzte berechnete Wert, falls das Treibzeug zu diesem Zeitpunkt den Halm nicht berührt) ausgedruckt. Dazu kommen noch je die Maximal- und Minimalwerte der Drehwinkel und Auslenkungen (x-Richtung) der Teilstäbe, die maximalen Momente in den Gelenkpunkten sowie das quadratische Mittel je des positiven und des negativen Biegemomentes und der positiven und negativen Auslenkung der Stabenden.

4.4. BEISPIELE UND DISKUSSION

4.4.1. Beispiele

Als Beispiele für die Anwendung des mathematischen Modells wählten wir zwei Standorte des Schilffeldes Altenrhein, nämlich die als Fläche 1.2 und Fläche 4.3 bezeichneten Stellen (Beschreibung und Lokalisierung s. Teil III, Kap. 3.4.1.). Unmittelbar aus den im Teil III beschriebenen Festigkeitsversuchen ließen sich die Werte für Biegesteifigkeit, Festigkeit und Durchmesser entnehmen (vgl. Teil III, Tab. 3.1., 3.5. und 3.6.; dort sind allerdings nur die Werte der drei untersten geprüften Halmstücke aufgeführt). Die spezifische Masse bestimmten wir mit einer Regressionsgleichung, für welche die Werte aus einer Anzahl Proben verschiedener Flächen verwendet wurde:

$$\mu = 0{,}422\, D^{2{,}11}\, e^{-0{,}0031h} \qquad \text{[g/cm(!)]} \quad (44.1)$$

μ ... spezifische Masse [g/cm]
D ... Halmdurchmesser [cm]
h ... Höhe über Grund [cm]

Der Einspanngrad c_E folgt ebenfalls aus einer Regressionsgleichung, der Gleichung (III 5.11):

$$c_E = 0{,}06542\ [\text{cm}^{-1}] \cdot E \cdot J \qquad \text{[N·cm/rad]} \quad (44.2)$$

c_E ... Einspanngrad [N·cm/rad]
$E \cdot J$ ... Biegesteifigkeit des Halmes am Fußpunkt [N·cm^2]

Für die Berechnung der Dämpfungskonstanten wurde ein logarithmisches Dekrement von $\partial_L = 0{,}46$ festgelegt, was bedeutet, daß sich bei der Eigenschwingung die Amplitude mit jedem Ausschlag auf 63% der vorhergehenden verkleinert und daß nach 10 Schwingungen die Amplitude auf 1% des ursprünglichen Wertes abgesunken ist.
Der Reibungsbeiwert zwischen Halm und Treibzeug wurde (willkürlich) zu

$$\mu_1 = 0{,}4 \qquad \text{[-]} \quad (44.3)$$

μ_1 ... Gleitreibungszahl = Verhältnis zwischen Normaldruck und Reibungskraft, wenn die beiden Körper aufeinander gleiten

festgelegt, was bedeutet, daß das Treibzeug auf einer mit 40% (gegenüber der Waagrechten) geneigten Fläche von Schilfhalmen gerade abzurutschen beginnt.
Die aus den Halmeigenschaften resultierenden Modellparameter wurden nach Kap. 4.2.3. berechnet und sind in der Tabelle 4.1. zusammengestellt. Die Fe-

Tab. 4.1. Halmeigenschaften und Modellparameter der für die Rechenbeispiele verwendeten Fälle (Festigkeitswerte aus den Versuchen mit Schilf aus Altenrhein, vgl. Teil III, Tab. 3.1., 3.5. und 3.6.)

h_j = Höhe [cm] über Grund am Halm
D_j = Halmdurchmesser [mm]
μ_j = Spezifische Masse [g/cm]
$E \cdot J_j$ = Biegesteifigkeit [N·cm^2]
M_{Gr} = Grenzmoment [N·cm]
M_{Br} = Bruchmoment [N·cm]

h_i = Höhe [cm] des Gelenkpunktes über Grund
D_i = Durchmesser [mm] des Teilstabes
m_i = Masse [g] des Teilstabes
c_i = Federkonstante [N·cm/rad] des Gelenks
d_i = Dämpfungskonstante [N·cm·s/rad]

Fläche 1.2, 13. 6.									d_{See} = 70 cm	
Halm				Modell (4 Teilstäbe)					Festigkeit	
h_j	D_j	μ_j	$E \cdot J_j$	h_i	D_i	m_i	c_i	d_i	M_{Gr}	M_{Br}
				0			496	0,661	99	190
18	10,85	0,47	17'200		10,90	13,75			87	167
				30			502	1,290	76	150
67	10,05	0,35	12'800		10,50	18,60			43	108
				80			193	1,140	37	97
127	9,80	0,27	5'900		9,80	19,30			17	56
				150			70	0,465		
187	8,00	0,15	2'020		6,00	8,86				
220	[0]	[0,01]	[100]	(220)						
Fläche 1.2, 27. 6.									d_{See} = 90 cm	
				0			857	1,350	180	370
					11,40	18,80				
				40			773	2,320	170	300
50	11,40	0,47	32'450		11,00	25,20			156	288
91	11,00	0,39	28'730						104	219
				100			370	1,930	100	200
146	10,00	0,27	18'000		10,00	22,00			59	122
				180			142	1,270		
198	9,00	0,18	8'560		6,00	12,70				
239	8,30	0,14	4'610							
292	[0]	[0,01]	[100]	(292)						

Tab. 4.1. (Fortsetzung)

h_j = Höhe [cm] über Grund am Halm
D_j = Halmdurchmesser [mm]
μ_j = Spezifische Masse [g/cm]
$E \cdot J_j$ = Biegesteifigkeit [N·cm^2]
M_{Gr} = Grenzmoment [N·cm]
M_{Br} = Bruchmoment [N·cm]

h_i = Höhe [cm] des Gelenkpunktes über Grund
D_i = Durchmesser [mm] des Teilstabes
m_i = Masse [g] des Teilstabes
c_i = Federkonstante [N·cm/rad] des Gelenks
d_i = Dämpfungskonstante [N·cm·s/rad]

Fläche 1.2, 23. 7.								d_{See} = 90 cm		
Halm				Modell (4 Teilstäbe)					Festigkeit	
h_j	D_j	μ_j	$E \cdot J_j$	h_i	D_i	m_i	c_i	d_i	M_{Gr}	M_{Br}
				0			976	1,450	210	440
20	11,00	0,49	37'288		11,00	18,80			207	401
				40			868	2,220	200	370
65	10,60	0,39	35'250		10,60	22,30			200	324
				100			455	1,990	165	260
119	10,00	0,29	27'670		9,50	19,10			146	231
170	8,80	0,19	15'700							
				180			162	1,220		
219	8,30	0,14	7'615		7,00	10,90				
289	[0]	[0,02]	[200]	(289)						
Fläche 4.3, 13. 6.								d_{See} = 70 cm		
				0			318	0,421	70	150
12	8,70	0,30	12'960		8,70	8,70			64	140
				30			665	1,210	53	120
79	8,30	0,22	7'868		8,50	12,40			22	69
				80			110	0,700	22	69
123	8,00	0,18	4'712		8,00	12,80			17	56
				150			56	0,393		
179	7,50	0,13	1'899		7,00	6,86				
225	[0]	[0,01]	[100]	(225)						
Fläche 4.3, 27. 6.								d_{See} = 90 cm		
				0			600	1,000	130	220
33	9,80	0,37	21'830		9,80	14,70			108	188
				40			447	1,420	100	180
82	9,30	0,28	17'880		9,30	17,70			78	141
				100			234	1,210	65	120
138	8,75	0,21	11'130		8,70	15,60			37	88
				175			109	0,920		
217	8,10	0,14	3'800		6,00	10,30				
278	[0]	[0,01]	[100]	(278)						

Tab. 4.1. (Fortsetzung)

h_j = Höhe [cm] über Grund am Halm
D_j = Halmdurchmesser [mm]
μ_j = Spezifische Masse [g/cm]
$E \cdot J_j$ = Biegesteifigkeit [N·cm^2]
M_{Gr} = Grenzmoment [N·cm]
M_{Br} = Bruchmoment [N·cm]

h_i = Höhe [cm] des Gelenkpunktes über Grund
D_i = Durchmesser [mm] des Teilstabes
m_i = Masse [g] des Teilstabes
c_i = Federkonstante [N·cm/rad] des Gelenks
d_i = Dämpfungskonstante [N·cm·s/rad]

Fläche 4.3, 23. 7.								$d_{See} = 90$ cm		
Halm				Modell (4 Teilstäbe)					Festigkeit	
h_j	D_j	μ_j	$E \cdot J_j$	h_i	D_i	m_i	c_i	d_i	M_{Gr}	M_{Br}
				0			687	1,010	150	280
17	9,30	0,34	25'700		9,30	13,10			149	271
				40			605	1,580	150	260
59	9,10	0,29	25'550		9,10	16,20			155	256
				100			340	1,380	130	210
114	8,60	0,22	20'580		8,30	13,90			122	197
170	7,90	0,15	12'830							
				175			148	0,971		
278	[0]	[0,02]	[200]	(278)	5,00	8,45				

stigkeitswerte in den Gelenkpunkten wurden aus den Werten der benachbarten Meßpunkte interpoliert (für den Fußpunkt extrapoliert). Die Längen der Teilstäbe folgen unmittelbar aus den Höhen über Grund der einzelnen Gelenkpunkte, bzw. der Halmspitze.

Der Wassserwiderstandsbeiwert des Halmes wurde nach Kap. 3.2.1.4.

$$c_w = 1{,}2 \tag{44.4}$$

gewählt.

Als Treibzeug nahmen wir ein Kantholz der selben Art an, wie es in den Modellversuchen (vgl. Kap. 3.3.4.) verwendet wurde, nämlich ein Holzstück mit 10 cm Kantenlänge und einer Masse von

$$M_T = 6\,\text{kg} \quad . \tag{44.5}$$

Dies ist bezogen auf einen 1 m langen Ausschnitt der Schilffront, da das Modell mit einer "Dicke" der x-z-Ebene (vgl. Fig. 4.1.) gleich einer Längeneinheit rechnet und in diesen Beispielen die SI-Einheiten ([m], [kg], [s] usw.) gelten.

Die Dichte des Treibzeugs entsprach dem schwereren Holzstück der erwähnten Modellversuche, nämlich

$$\rho_T = 600\ \text{kg/m}^3 \tag{44.6}$$

Dem entspricht (bei einer Kantenlänge von 10 cm) eine Eintauchtiefe von

$$A_T = 0{,}06\ \text{m} \quad . \tag{44.7}$$

Die Widerstandskoeffizienten betragen auf Grund der selben Modellversuche

$$G_d = 1{,}8 \tag{44.8}$$

und

$$G_m = 1{,}25 \tag{44.9}$$

(Gleichungen 33.16 - 33.17).
Das in Kap. 4.2.2.4. beschriebene Verhältnis von (zusätzlicher) Stoßkraft zur "Eindringtiefe" legten wir für alle Fälle fest zu

$$E_q = \frac{\Delta N}{\delta} = 1900\ \text{N/m} \quad , \tag{44.10}$$

dem im selben Kapitel behandelten Faktor f_{el} (Abminderungsfaktor für ΔN, wenn sich das Treibzeug vom Halm wegbewegt) gaben wir den (willkürlichen) Wert von

$$f_{el} = 50\% \quad . \tag{44.11}$$

Als weitere Parameter kommen noch dazu:
Die Dichte des Wassers mit

$$\rho_w = 1000\ \text{kg/m}^3 \quad , \tag{44.12}$$

die Dichte der Luft

$$\rho_l = 1{,}2\ \text{kg/m}^3 \quad , \tag{44.13}$$

und der Luftwiderstandskoeffizient des Halmes

$$c_l = 1{,}88 \quad , \tag{44.14}$$

was etwa der unteren Streuungsgrenze für die in allen Beispielen angenommene Windgeschwindigkeit von

$$u_l = 3\ \text{m/s} \tag{44.15}$$

entspricht (vgl. Kap. 3.1.2. und Fig. 3.10.).
Die Anzahl der in einem Meter Schilffront stehenden Halme wurde gleich 9 gesetzt, entsprechend einer Dichte von etwas weniger als 81 Halme /m^2, da ja

die Halme nie regelmäßig auf einer Linie stehen und deshalb nicht nur die vorderste Reihe vom Treibzeug belastet wird.
In allen Fällen verwendeten wir ein Modell mit $n = 4$ Teilstäben, deren Längen jeweils der Situation angepaßt wurden, und zwar in der Art, daß der Bereich vom Seegrund bis 10 cm oberhalb des Ruhewasserspiegels in zwei Teilstäbe unterteilt wurde. Für den Luftteil des Halmes blieben dann noch einmal zwei Teilstäbe. Die Längen können aus der Tabelle 4.1. entnommen werden, sie sind gleich den Differenzen der h_i (Kolonne 5). Da bei Belastung der Halm unten stärker gekrümmt ist, wurden die Teilstäbe gegen unten kürzer genommen.
Die den Beispielen zu Grunde gelegten Wellenhöhen und –perioden sind in Tab. 4.2. aufgelistet. Die leer gelassenen Felder dieser Tabelle sind Fälle, die nicht gerechnet wurden. Bei allen Beispielen der Tabelle 4.1. wurden die Wellen solange der Tabelle 4.2. folgend vergrößert, bis die Halme vom Treibzeug "überfahren" wurden (Instabilität der Rechnung bei zu großer Verformung). Diese Grenze ist aus den Ergebnissen (Tab. 4.4.) zu ersehen. Bei den Wellen mit einer Periode von 3 s entstand für Wellenhöhen von weniger als 15 cm kein sichtbarer Effekt.
Der zu den verwendeten Wellenkenngrößen gehörige Ursell-Parameter (vgl. Kap. 3.2.2.2.2. Gl. 32.85) bewegte sich innerhalb der Grenzen von

$$U = 1{,}62 \div 108 \quad . \tag{44.16}$$

Da die Gültigkeitsgrenze für die lineare Wellentheorie bei $U \leq 15$ liegt, hätten an sich die kleineren Wellen mit dieser Theorie gerechnet werden können; da jedoch die Theorie dritter Ordnung nach Stokes auch in diesen Fällen keine falschen Resultate liefert (die Werte nähern sich mit abnehmender Wellenhöhe jenen der linearen Theorie), rechneten wir alle Beispiele einheitlich mit Stokes III (Kap. 3.2.2.2.2., Abschn. 1b und Kap. 3.2.3., Abschn. b).
Aus den zahlreichen Kombinationen möglicher Fälle wählten wir die in Tab. 4.3. zusammengestellten 15 Beispiele. Wo nichts anderes vermerkt ist, wurden die variablen Wellenperioden gemäß Kolonne 2 der Tabelle 4.2. verwendet. Außer für die ebenfalls speziell gekennzeichneten Beispiele (s. Tab. 4.1. und 4.3.) legten wir die Wassertiefe von $d = 90$ cm zu Grunde.
Als Bezugspunkt für den Vergleich der Beispiele wurden die Halme der Fläche 1.2 und 4.3 (Versuchsgebiet Altenrhein) am 27. 6. gewählt (Beispiele ST711 und ST731). Die Wirkung flacherer Wellen untersuchten die Beispiele ST721 und ST741 mit einer für alle Wellenhöhen konstanten Periode von 3 s, während bei den übrigen Beispielen die Wellen derart gewählt wurden, daß

Tab.4.2. Übersicht über die für die Beispiele verwendeten Wellenhöhen, -perioden und -längen.

H_w = Wellenhöhe [cm] L = Wellenlänge [m] T_w = Wellenperiode [s]
d = Wassertiefe [cm]

H_w	T_w	L		T_w	L
		$d = 90$	$d = 70$		$d = 90$
10	1,25	2,43	2,36		
15	1,53	3,46	3,27	3,00	8,41
20	1,76	4,30	4,02	3,00	8,47
25	1,97	5,07	4,71	3,00	8,55
30	2,16	5,78	5,36	3,00	8,64
35	2,33	6,42	5,96	3,00	8,73
40	2,49	7,05	6,56	3,00	8,83
45	2,65	7,70	7,18	3,00	8,94
50	2,79	8,29		3,00	9,04
55	2,92	8,86			
60	3,05	9,45			
65	3,18	10,05			
70	3,30	10,63			

Tab. 4.3. Übersicht über die als Beispiele gerechneten Fälle.

Beispiel #	Datum	Fläche	Besonderes
ST 771	13. 6.	1.2	Wassertiefe $d = 70$ cm
SO 761	13. 6.	1.2	Wassertiefe $d = 70$ cm; ohne Treibzeug ($M_T = 0$)
ST 791	13. 6.	4.3	Wassertiefe $d = 70$ cm
SO 781	13. 6.	4.3	Wassertiefe $d = 70$ cm; ohne Treibzeug
ST 711	27. 6.	1.2	
SO 751	27. 6.	1.2	Ohne Treibzeug
ST 751	27. 6.	1.2	Treibzeug mit doppelter Masse ($M_T = 12$ kg, $A_T = 8{,}5$ cm)
ST 721	27. 6.	1.2	Wellenperiode $T = 3$ s
ST 731	27. 6.	4.3	
SO 731	27. 6.	4.3	Ohne Treibzeug
ST 741	27. 6.	4.3	Wellenperiode $T = 3$ s
ST 811	23. 7.	1.2	
SO 801	23. 7.	1.2	Ohne Treibzeug
ST 831	23. 7.	4.3	
SO821	23. 7.	4.3	Ohne Treibzeug

das Verhältnis H/T^2 ungefähr konstant ist, was bedeutet, daß diese Wellen im Tiefwasser ungefähr die gleiche Steilheit haben. Um den Einfluß verschiedener Halmsteifigkeiten zu bestimmen, hätte man die Steifigkeitswerte der Halme vom 27. 6. um einen bestimmten Faktor vergrößern und verkleinern können. Da aber in der Natur Steifigkeit und Festigkeit eng miteinander verknüpft sind, erschien es uns realistischer, auf gemessene Werte zurückzugreifen, wofür sich die zu verschiedenen anderen Daten geprüften Halme der gleichen Flächen anboten. Damit wurde gleichzeitig das Element der jahreszeitlichen Entwicklung in die Berechnungen eingebracht. Wegen dem im Frühsommer noch tieferen Wasserstand wurde bei den Beispielen mit Halmen vom 13. 6. mit einer Wassertiefe von nur 70 cm gerechnet. Auf weitere Vor- und Nachteile dieser Wahl wird bei der Besprechung der Resultate eingegangen.
Für jedes Datum und jede Fläche rechneten wir auch den Fall ohne Treibzeug (SO761, SO 781, SO751, SO801 und SO821), für die Fläche 1.2 am 27.6. noch zusätzlich die Variante mit einem Treibholz doppelter Masse (ST751). Damit suchten wir den vom Treibzeug verursachten Anteil an der Halmbeanspruchung festzustellen.
Das Zeitintervall für die Berechnung (t_{Anfang} = 1,5 s; t_{End} = 25,1 s) und die Anfangsbedingungen sind willkürlich festgelegt. Es wurde angenommen, daß zu Beginn der Rechnung der Halm senkrecht steht und sich nicht bewegt ($\varphi(0) = \varphi^{\cdot}(0) = \mathbf{0}$), das Treibzeug schwimmt in 50 cm Entfernung vom Halm auf dem Wasserspiegel und bewegt sich mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Wasserteilchen. Da die Anfangsbedingungen willkürlich gewählt wurden, stellt sich der quasi-stationäre Schwingungszustand erst nach einer gewissen Einschwingungszeit ein. Bei der Beurteilung der Resultate wurde deshalb die Zeitspanne der ersten 3 1/2 Wellenperioden nicht berücksichtigt. Bei kleinen Wellenhöhen ($H < \approx 25$ cm) ist diese Zeitspanne insofern zu klein, als es einige Wellenperioden dauert, bis das Treibzeug den Halm überhaupt erreicht. Der erste, manchmal auch der zweite Schlag des Holzstücks auf den Halm sind dann wenig bis deutlich größer als im quasistationären Zustand (vgl. Fig. 4.13. - 4.16. am Schluß dieses Kapitels). Immerhin entspricht auch dieser Fall einer Situation in der Natur, da das Treibzeug ja oft von irgendwo hergeschwemmt wird und irgendwann auf die Halmfront trifft. Bei der Beurteilung der Resultate wird auf diese Tatsache Rücksicht genommen.
Die Schrittweite Δt für die Integration der Differentialgleichungen wurde zu

$$\Delta t = 0{,}001 \text{ s} \qquad (44.17)$$

festgelegt, da sich damit eine hinreichende Genauigkeit erzielen ließ. Der

Ausdruck der Resultate (Werte der Lagekoordinaten, Printplot; vgl. Beschreibung des Programms in Kap. 4.3.) erfolgte alle 0,2 s , d.h. nach je 200 Integrationsschritten.
Die Ergebnisse erscheinen primär als Werte aller Lagekoordinaten in Funktion der Zeit. Die vom Programm (Subroutine DARST) erzeugten Printplots der Bewegungen der Gelenkpunkte und des Treibzeugs in x-Richtung (Fig. 4.13. - 4.25 am Schluß dieses Kapitels) dienten in erster Linie der qualitativen Beurteilung der Halmschwingung. Ebenfalls der Veranschaulichung dienten die mit Hilfe eines HEWLETT-PACKARD Intelligent Graphics Terminal HP 2647A mit zugehörigem HP 9872 Graphics Plotter hergestellten Bildchen (Fig. 4.32.), welche den Schwingungsvorgang in der Seitenansicht zeigen. Dazu wurden die vom Rechenprogramm auf TAPE3 geschriebenen Werte auf eine Magnetbandkassette übertragen und mit einem durch AGL ("A Graphics Language") erweiterten BASIC-Programm verarbeitet.
Zur quantitativen Beurteilung dienen die vom Programm ebenfalls gelieferten Größen von Maximalwert und quadratischem Mittel ("Standardabweichung") des positiven Biegemomentes in den Gelenkpunkten (Tab. 4.4. am Schluß dieses Kapitels).
Nicht leicht beantworten läßt sich die Frage, wie diese Beanspruchungen mit den in der Tabelle 4.1. ebenfalls aufgeführten Festigkeitswerten in Beziehung gesetzt werden sollen. Ein notwendiges Kriterium für den Vergleich von Beanspruchung und Festigkeit ist sicher die Forderung, daß das maximale Biegemoment kleiner sei als das Bruchmoment, da der Halm sonst in jedem Fall bricht, auch bei nur einmaliger Beanspruchung. Dieses Kriterium ist aber sicher nicht hinreichend, weil ja die Beanspruchung als periodische Schwingung auftritt, und zwar mit einer Amplitude (Maximalwert), die um ein bestimmtes Mittelmaß streut (vgl. Fig. 4.13. - 4.25.). Diese oft wiederholte Beanspruchung führt schon dann zum Versagen des Halmes, wenn das Grenzmoment M_{Gr} (vgl. Teil III, Kap. 1.2.) überschritten wird (bleibende Verformung durch jeden Ausschlag). Dieses "Mittelmaß" der Schwingungsamplitude kann vom Programm nicht berechnet werden, da es z.B. bei stark schwankenden Ausschlägen nicht sinnvoll wäre, jede Schwingung mitzuberücksichtigen: Ob und welche Schwingungen allenfalls bei dieser Berechnung des Mittelwertes wegzulassen sind, ist eine Ermessensfrage und kann nur mit dem Überblick über das Schwingungsbild des ganzen Berechnungsintervalls entschieden werden.
Dagegen ist das quadratische Mittel

$$\sigma_M = \left[\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} M(t)^2 \, dt\right]^{1/2} \qquad (44.18)$$

σ_M ... Quadratisches Mittel des Biegemomentes
$M(t)$ ... Biegemoment in Funktion der Zeit
t_1, t_2 ... Anfang bzw. Ende des Berechnungszeitintervalls

("Standardabweichung") ein besseres Maß für die mittlere Beanspruchung. Mit den folgenden Überlegungen soll versucht werden, damit den ungefähren mittleren Ausschlag abzuschätzen: Die wirkliche Schwingung wird vereinfachend als Sinusschwingung betrachtet. Wegen der Überlagerung der Wellenwirkung durch den stetigen Winddruck und wegen der stärkeren Wirkung der Wellen in ihrer Fortpflanzungsrichtung ist diese Schwingung allerdings nicht symmetrisch bezüglich des Nullpunktes, sondern in positiver x-Richtung (bezogen auf die Koordinaten des mathematischen Modells) verschoben. Betrachten wir die Bewegungen der einzelnen Gelenkpunkte des Modells auf den Figuren 4.13. - 4.25. (am Schluß dieses Kapitels), so sehen wir, daß die Schwingung in der Größenordnung um eine halbe Amplitude verschoben ist, d.h. der maximale Rückschwung liegt nahe bei der Nullinie. Diese vereinfachte Schwingung läßt sich somit in der Form

$$y = \frac{A}{2} + \frac{A}{2} \sin b\,t \qquad (44.19)$$

y ... Wert (z.B. Biegemoment oder Halmbewegung)
$A/2$ ... Amplitude der Schwingung (= halbe Schwingungsweite)
b ... Kreisfrequenz der Schwingung
t ... Zeit

anschreiben. Berechnet man das mittlere Quadrat (Varianz) einer solchen Schwingung, so wird (in Analogie zu 44.18)

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{A^2}{4} [1 + \sin^2(b\,t)] \, dt = \frac{3}{8} A^2 \qquad (44.20)$$

und

$$\sigma_y = \sqrt{(3/8)}\, A \quad . \qquad (44.21)$$

Auf unser Problem angewendet kann man somit schreiben:

$$M_{max\,m} = \sqrt{(8/3)}\, \sigma_M \qquad (44.22)$$

$M_{max\,m}$ ... Mittleres Maximum oder mittlerer Ausschlag des Biegemomentes

Es liegt nun nahe, dieses mittlere Maximum mit dem Grenzmoment zu vergleichen. Um die Asymmetrie der Schwingung zu berücksichtigen werden zur

Berechnung des quadratischen Mittels der wirklichen Schwingung nur die positiven Momente berücksichtigt. Der Faktor $\sqrt{(8/3)}$ als Verhältnis zwischen dem quadratischen Mittel und dem mittleren Ausschlag stimmt allerdings nur dann, wenn die Schwingung ungefähr Sinusform hat. Je schärfer ausgeprägt die Spitzen und damit verbunden je flacher und breiter die "Täler" dazwischen, umso höher müßte dieser Proportionalitätsfaktor angesetzt werden. Obwohl ein Blick auf die Fig. 4.18. - 4.20 zeigt, daß dies tatsächlich in einigen Fällen berechtigt wäre, verzichteten wir darauf, da bei der Messung der Festigkeit (Teil III, Kap. 3.1.) die Belastung vergleichsweise langsam aufgebracht wurde, was zu eher niedrigeren Festigkeitswerten führt.
Mit diesen Überlegungen legten wir in den folgenden Beispielen für jeden Lastfall eine "zulässige Wellenhöhe" derart fest, daß einerseits

$$M_{max\,b} = M_{Br} \quad (\Rightarrow H_B) \tag{44.23}$$

und andererseits

$$M_{max\,g} = \sqrt{(8/3)}\,\sigma_M = M_{Gr} \quad (\Rightarrow H_G) \tag{44.24}$$

Damit konnten die "zulässigen Wellenhöhen" H_B und H_G aus der Tabelle 4.4. durch Interpolation gewonnen werden. Wird die "zulässige Wellenhöhe" überschritten, so wird der Halm geschädigt, wobei an sich natürlich der kleinere der beiden Werte maßgebend ist. Da aber H_G und H_B je auf ganz verschiedenem Weg gewonnen wurden und beide ihre eigenen Fehlerquellen und Unsichereheiten aufweisen, geben wir jeweils beide Werte an.
Als weitere Anwendungen des mathematischen Modells können die Nachrechnungen der Modellversuche an der VAW (vgl. Kap. 3.3.4.) gelten, obwohl dort nicht die Beanspruchungen, sondern die Bewegungen interessierten. Als Beispiel, wie bei bestimmten Konstellationen der Parameter äußerst unregelmäßige Schwingungen entstehen können, zeigen wir die Schwingungsbilder für den Versuch mit dem Holzstück von 5,99 kg und 16 cm Wellenhöhe, wobei in dieser Reihe für einen als konstant angenommenen Schubkoeffizienten G_d der Massekoeffizient G_m im Bereich von 1,0 bis 2,0 variiert wurde (Fig. 4.27. - 4.32.). Dazu sei noch auf die Ausführungen in Kap. 3.3.3. hingewiesen, aus denen hervorgeht, daß eine Erhöhung des Massekoeffizienten G_m ungefähr gleich wirkt, wie eine Vergrößerung der Treibzeugmasse, während eine Erhöhung des Schubkoeffizienten G_d einen ähnlichen Effekt hat wie eine größere Eintauchtiefe A_T.

4.4.2. Resultate der Beispielsrechungen und Diskussion

Wie aus den Darlegungen in den vorigen Kapiteln und auch im nachfolgenden Teil III mit hoffentlich genügender Deutlichkeit hervorgeht, ist jeder einzelne Parameter des mathematischen Modells mit kleineren bis erheblichen Ungenauigkeiten behaftet. Die im folgenden vorgestellten Resultate der im vorangehenden Kapitel beschriebenen Beispiele dürfen deshalb nicht als absolute Größen zum Nennwert genommen werden, auch wenn sie durchaus plausibel erscheinen. Die Stärke des mathematischen Modells liegt eher im relativen Vergleich; es wird ersichtlich, was passiert, wenn gewisse Gegebenheiten (wie z.B. die Biegesteifigkeit) verändert werden.

Diese Unsicherheiten sind mit jedem der im Ingenieurwesen verwendeten Verfahren zur Dimensionierung von Bauwerken untrennbar verbunden. Damit diese Konstruktionen trotzdem nicht einstürzen, werden ausreichende Sicherheitsfaktoren festgelegt, d.h. das Bauwerk wird (vereinfachend gesagt) so dimensioniert, daß die rechnerisch zulässige Belastung um diesen Sicherheitsfaktor größer ist als die vorhandene. Dazu genügt meist eine geringe Vergrößerung einiger Abmessungen, da Festigkeit und Steifigkeit eines Bauteils überproportional zur Größe zunehmen. Auf das Schilf läßt sich diese Denkweise jedoch nicht anwenden, da die Halme von der Natur dimensioniert wurden, welche nicht mit Sicherheitsfaktoren rechnet, weil der Verlust eines bestimmten Anteils der Individuen das Überleben der Art in keiner Weise gefährdet: Würden wir bei der Berechnung der Beanspruchung von Schilfhalmen noch einen Sicherheitsfaktor einführen, so erhielten wir als Resultat, daß Schilfhalme auch der normalen natürlichen Beanspruchung gar nicht standhalten könnten, das theoretisch nachgezeichnete Bild würde noch mehr verfälscht.

Um die Besprechung und den Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Beispiele zu vereinfachen, werden sie im folgenden so behandelt, wie wenn es sich um "richtige" Werte handelte; der Leser muß sich aber der genannten Einschränkungen stets bewußt bleiben. Die Ergebnisse werden am Schluß dieses Kapitels (S. 262 - 297) zahlenmäßig und graphisch präsentiert.

In der Tabelle 4.4. sind die berechneten Beanspruchungen zusammengestellt, nämlich jeweils für jeden Gelenkpunkt das maximale Biegemoment und das quadratische Mittel des Biegemomentes. Die Figuren 4.33. - 4.35. zeigen das Biegemoment im Fußpunkt des Halmes in Abhängigkeit von der Wellenhöhe. Bestimmen wir aus den Beanspruchungen und den Festigkeiten (Tab. 4.4. und 4.1.) die "zulässigen Wellenhöhen" H_G (bezogen auf das Grenzmoment) bzw. H_B (bezogen auf das Bruchmoment) nach der im vorigen Kapitel beschriebenen Weise, so erhalten wir die Tabelle 4.5.. Die äußerste Kolonne rechts in dieser Tabelle, H_{max}, gibt an, bei welcher Wellenhöhe der Halm gerade noch nicht überrollt wird.

Eine Bemerkung verdient zunächst die Kolonne mit H_{max}: Wie bereits am

Schluß von Kapitel 4.3.2. erwähnt, bricht die Rechnung mit einem Vermerk auf dem Output ab, wenn der Halm überfahren wird, oder der Integrationsalgorithmus wird instabil, was ebenfalls zum Abbruch der Rechnung führt. Welches der beiden Ereignisse jeweils eintritt, ist offenbar mehr oder weniger eine Frage des Zufalls und abhängig von der spezifischen Parameterkombination. Wie aus Tab. 4.5. hervorgeht, ist für das Versagen des Halmes in allen durchgerechneten Beispielen die Beanspruchung und nicht die Stabilität (Überfahren) maßgebend: In den unteren Punkten ist die Bruchfestigkeit bereits erreicht oder überschritten, bevor der Halm überfahren wird.
Die gemessenen Festigkeiten sind ebenfalls mit einer bestimmten Unsicherheit behaftet. Es ist nicht ausgeschlossen, daß die Art und Weise, wie die Belastung in der Natur aufgebracht wird, etwas größere Biegemomente zuläßt als die Versuchseinrichtung im Labor (vgl. Teil III, Kap. 3.1.). Daher ist es gerechtfertigt, auch die maximalen Wellenhöhen H_{max}, bezogen auf das Überfahrenwerden, kurz zu betrachten. Zuerst fällt auf, daß in den Fällen ohne Treibzeug (SO...) diese Grenze bis zur maximal berücksichtigten Wellenhöhe von 70 cm gar nicht erreicht wird, was zu erwarten war. Der entscheidende Einfluß des Treibzeugs wird hier deutlich: Bei den Halmen der Fläche 1.2 vom 27. 6. reduziert ein Treibholz von 6 kg (pro Laufmeter Uferlinie) die "Überrollgrenze" auf 45 cm Wellenhöhe, während ein doppelt so schweres Holzstück (Beispiel ST751) diese Grenze nur noch um 5 cm auf 40 cm erniedrigt. Im übrigen zeigen die Werte von H_{max} ein getreues Abbild der Steifigkeitsverhältnisse, wenn auch nur in den unteren Bereichen: Bei den Halmen der Fläche 1.2 liegt die Grenze für den 27. 6. (ST711, ST721) ebenso wie für den 23. 7. (ST811) bei 45 cm, während sie für die (etwas weicheren; vgl. Tab. 4.1.) Halme der Fläche 4.3 erst am 23. 7. (ST831) diesen Wert erreicht. Am 27. 6. liegt die kritische Grenze noch bei 40 cm Wellenhöhe. Am 13. 6., wo die Halme noch weniger stark ausgebildet sind, wird die Schilffront schon bei 30 cm Wellenhöhe (Fläche 4.3, ST791) bzw. 35 cm (Fläche 1.2, ST771) vom angenommenen Treibholz überfahren, obwohl wegen der noch geringeren Wassertiefe von nur 70 cm der Hebelarm für das Treibholz kürzer ist. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß dieses H_{max} nicht zum Nennwert genommen werden darf, weil bei Berücksichtigung der gemessenen Festigkeiten der Halmbruch meist schon früher eintritt. H_{max} ist daher nur ein oberster Grenzwert, bei dem die Schilffront, unabhängig von der Festigkeit der Halme, durch das Treibzeug zerstört wird.
In der Natur ist die Situation noch etwas anders, da die vordersten Halme eines Bestandes von den dahinter stehenden in einem gewissen Maße gestützt wer-

den. Sie "liegen" deshalb nicht so schnell "ab". Dieser Einfluß darf andererseits in seiner günstigen Wirkung auch nicht überschätzt werden, denn die Abstützung behindert die Bewegung und erhöht damit die mechanische Beanspruchung (das System wird steifer). Außerdem ist nicht zu vergessen, daß die Abstützung erst bei verhältnismäßig großer Verformung wirksam wird, da ja die hinteren Halme in einem gewissen Abstand zu den vorderen stehen und die durch Wind und Wellen verursachte Bewegung ebenfalls mitmachen. Darum darf die Vermutung gewagt werden, daß die hinteren Halme das Zerstörungswerk von Treibzeug und Wellen nur verzögern, dagegen längerfristig nicht aufzuhalten vermögen, wenn die vordersten Halme allein der Beanspruchung nicht gewachsen sind.

Betrachten wir nun, mit den notwendigen Vorbehalten, die "zulässigen Wellenhöhen", die sich auf Grund von Beanspruchung und Festigkeit ergeben (Tab. 4.5.). Als erstes stellen wir fest, daß aus dem Vergleich von mittlerer Amplitude mit dem Grenzmoment kleinere Werte resultieren (H_G) als aus dem Vergleich der Maximalbeanspruchung mit dem Bruchmoment (H_B). Der Grund ist einfach: Das Grenzmoment ist wesentlich niedriger als das Bruchmoment, nämlich um den Faktor 1/2 - 1/3. Da andererseits die Schwingungen der Rechenbeispiele doch ziemlich regelmäßig sind (Fig. 4.13. - 4.25.), ist die mittlere Amplitude nicht viel kleiner als der Maximalausschlag. Im weiteren fällt auf, daß offenbar die Beanspruchung im Gelenk 3 (10 cm über dem Ruhewasserspiegel) nicht maßgebend ist, da für diesen Punkt laut Tab. 4.5. höhere Wellen "zulässig" sind als für die beiden unteren. Zwischen den beiden unteren Punkten (Fußpunkt und je nach Halmgröße 30 - 40 cm über Grund gemäß Tab. 4.1.) sind die Unterschiede wenigstens in den Fällen mit Treibzeug nicht groß. Zu unterst sind die "zulässigen Wellenhöhen" eher etwas kleiner, was an sich bedeutet, daß die Halme am Fußpunkt brechen würden. In Wirklichkeit muß dies nicht der Fall sein, da die Festigkeit des Fußpunktes durch Extrapolation aus den höher gelegenen Meßpunkten bestimmt und damit sehr wahrscheinlich unterschätzt wurde, denn die untersten Internodien eines Halmes sind sehr kurz und stark verfestigt. Aus diesem Grund konzentrieren wir unsere Betrachtungen der "zulässigen Wellenhöhen" auf den Gelenkpunkt 2, mit der Annahme, daß diese maßgeblich seien.

Das Bild, das sich zeigt, ist ähnlich wie bei den maximalen Wellenhöhen H_{max}. Allerdings zeigt sich ein deutlicher Unterschied (von etwa 4 cm) zwischen den beiden Flächen 1.2 und 4.3 nur für den 27. 6. (ST711 mit H_G/H_B = 38/44 cm "zulässiger Wellenhöhe" und ST721 mit 37/44 [Fläche 1.2] gegenüber ST731 mit 34/40 und ST741 mit 34/39 [Fläche 4.3]). Dabei darf nicht

vergessen werden, daß die Unterteilung für H_{max} mit 5 cm-Stufen gröber ist als jene für die beiden anderen "zulässigen Wellenhöhen" H_G und H_B , denn für H_{max} kann nicht zwischen den gerechneten Beispielen interpoliert werden. Es ist daher möglich, daß in einzelnen Fällen H_{max} bis gegen 5 cm größer ist als in der Tabelle 4.5. aufgeführt.
Obschon die weicheren Halme der Fläche 4.3 am 27.6. weniger stark beansprucht werden (vgl. Fig. 4.37.) mögen sie weniger hohe Wellen auszuhalten als jene der Fläche 1.2 zum gleichen Datum, das heißt, der Unterschied zwischen den beiden Flächen ist bei der Festigkeit wirkungsmäßig größer als bei der Steifigkeit. Bei den anderen Daten (13. 6. und 23. 7.) ist dies nicht der Fall, die "zulässigen Wellenhöhen" sind für beide Flächen ungefähr gleich (ST771 mit 27/31 cm "zulässiger Wellenhöhe" gegenüber ST791 mit 26/30 für den 13.6. bzw. ST811 mit 40/47 gegenüber ST831 mit 38/46). In der Beanspruchung (Fig. 4.38.) zeigen sich dagegen dieselben, durch die verschiedenen Steifigkeiten bedingten, Unterschiede wie am 23. 6., was bedeutet, daß Festigkeit und Steifigkeit hier wirkungsmäßig im gleichen Verhältnis stehen. Der Grund für diesen nicht ganz einleuchtenden Sachverhalt läßt sich nur vermuten: Offenbar entwickelten sich die Halme der Fläche 4.3 zuerst vor allem in ihrer Dicke (Steifigkeit) während die Bildung des Festigungsgewebes weniger rasch erfolgte und dem (für die Berechnung angenommenen) Seeanstieg von 70 auf 90 cm zwischen dem 13. 6. und 27. 6. nicht zu folgen vermochte. Dies läßt sich tendenzmäßig der Fig. 4.39. entnehmen, wo Durchmesser, Festigkeit und Steifigkeit der Halme über dem Datum aufgetragen sind. Daß in dieser Figur der Durchmesser der Halme vom 27. 6. zum 23.7. abnimmt, zeigt nicht etwa eine Rückentwicklung der Halme, sondern ist eine Folge der Auslese der geprüften Halme, denn am 23. 7. wurde ein Mittelwert aus sechs verschieden großen Halmen genommen, während am 27. 6. nur je zwei "große" Halme beider Flächen untersucht wurden. Angesichts dieser schmalen Datenbasis sollten im übrigen für die zeitliche Entwicklung keine weitergehenden Schlüsse gezogen werden (die hier behandelten Beispiele sollen ja auch nur den Einfluß unterschiedlicher Biegesteifigkeit aufzeigen).
In den Unterschieden zwischen den verschiedenen Daten spiegelt sich nicht nur der Einfluß verschiedener Festigkeit und Steifigkeit an sich, sondern auch die von unten nach oben sich entwickelnde Halmverfestigung: Bei den späteren Halmen nehmen Festigkeit und Steifigkeit von unten nach oben viel weniger stark ab als bei den früheren, sie sind deshalb den Angriffen der Wellen besser gewachsen. Der Unterschied ist besonders markant zwischen dem 13.6. und dem 27. 6. (ST791 mit 26/30 gegenüber ST731 mit 34/40 [Fläche

4.3] bzw. ST771 mit 27/31 gegenüber ST711 mit 38/44 cm "zulässiger Wellenhöhe" [Fläche 1.2]). Die Verfestigung geht übrigens nach Ende Juli noch weiter (vgl. mit den Werten für den 12. 8. in Teil III, Tab. 3.1., 3.5. und 3.6.). Andererseits sinkt in dieser Zeit der Wasserspiegel normalerweise bereits wieder, so daß diese stärkeren Halme sogar noch weniger beansprucht werden. Trotz aller Vorbehalte gegenüber einem mathematischen Modell decken sich die hier vorgestellten Resultate mit der Tatsache, daß die Schilfhalme in der Zeit des Aufwuchses am stärksten gefährdet sind (KLÖTZLI 1974).
Bemerkenswerterweise gelten die obigen Schlußfolgerungen auch dann, wenn kein Treibzeug vorhanden ist, außer daß die Absolutwerte der "zulässigen Wellenhöhen" natürlich größer sind. Das Entfernen des Treibholzes erhöht die "zulässigen Wellen" um 22%/35% in der Fläche 1.2 am 13. 6., um 40%/34% am 27. 6. und um 38%/40% am 23. 7. Für die Fläche 4.3 lauten die entsprechenden Zahlen: 19%/42% (13. 6.), 32%/35% (27. 6.) und 45%/39% (23. 7.).
Auch die Masse des Treibzeugs wirkt hinsichtlich der "zulässigen Wellenhöhen" auf Grund der Beanspruchung analog wie bei der maximalen Wellenhöhe in bezug auf die Stabilität (Überfahren): Obwohl nach den Berechnungen auch für den Fall ohne Treibzeug eine Wellenhöhe von weniger als 70 cm zum Bruch führt, (SO751 mit 53/59 cm "zulässiger Wellenhöhe"), ist auch nach dem Bruchkriterium der Unterschied viel größer zwischen dem Fall ohne (SO751) und mit einem Holzstück von 6 kg Masse (ST711 mit 38/44 cm) als zwischen diesem und einem Treibholz von 12 kg (ST751 mit 38/>40 cm). Dies geht auch aus der Fig. 4.33. deutlich hervor, wo die Beanspruchungen in Funktion der Wellenhöhe dargestellt sind.
Der Einfluß der Wellenperiode (und damit der -steilheit) auf die "zulässige Wellenhöhe" ist im Rahmen der besprochenen Beispiele verschwindend (ST711 mit 38/44 [≈ konstante Steilheit] gegenüber ST721 mit 37/44 [konstante Periode von 3 s] für die Fläche 1.2 bzw. ST731 mit 34/40 gegenüber ST741 mit 34/39 cm "zulässiger Wellenhöhe"für die Fläche 4.3). Dabei ist zu beachten, daß sich die Perioden der Wellen mit zunehmender Höhe mehr und mehr nähern (vgl. Tab. 4.2.: Bei rund 60 cm Wellenhöhe stimmen die Perioden überein), im Bereich von 40 cm Wellenhöhe ist allerdings der Unterschied noch erheblich: 2,49 s gegenüber 3 s, Wellenlänge entsprechend 7,05 m gegenüber 8,8 m. Die Steilheiten H/L betragen 0,4/7,05 = 1/17,6 (ST711 und ST731), bzw. 0,4/8,8 = 1/22 (ST721 und ST741). Die Beanspruchungen (Biegemoment am Halmfuß) zeigt Fig. 4.37. in Abhängigkeit von der Wellenhöhe. Daß das maximale Biegemoment bei den Wellen unter 25 cm Höhe für die

kleineren Perioden deutlich höher liegt ist die Folge der im vorigen Kapitel besprochenen Schläge beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm, welche bei den Wellenperioden von 3 s nicht vorkommen (s. Fig. 4.24. und 4.25. im Vergleich mit Fig. 4.22. und 4.23.). Dieses einmalige Maximum wirkt sich natürlich auf das quadratische Mittel praktisch nicht aus, die Unterschiede in den mittleren Amplituden σ_M sind denn auch bei den kleinen Wellenhöhen für die verschiedenen Wellenperioden nur klein (Fig. 4.37. unten).
Bevor noch weitere Aspekte der Beanspruchung der Schilfhalme in Funktion der Wellenhöhe diskutiert werden, muß die Frage nach der **Plausibilität der Resultate** des mathematischen Modells aufgeworfen werden. Führen all die unvermeidbaren Unsicherheiten und Fehler zu "unmöglichen" oder vielleicht doch zu brauchbaren Ergebnissen?
Werfen wir einen Blick auf die Tabelle mit den "zulässigen Wellenhöhen" (Tab. 4.5.), so stellen wir fest, daß diese am 13. 6. für beide Flächen in der Größenordnung von 30 cm liegen. Am 27. 6. finden wir eine Größenordnung von 40 - 45 cm (für die Fläche 1.2 gilt ein etwas höherer Wert) und am 23. 7. liegt die "zulässige Wellenhöhe" im Bereich von 45 cm. Auffallend ist auch, daß bei der Betrachtung nur der Größenordnungen der Unterschied zwischen H_{max} und H_B kaum mehr eine Rolle spielt (wogegen H_G im Mittel um etwa 5 - 6 cm kleiner ist, worüber schon gesprochen wurde). Zur Beurteilung dieser "zulässigen Wellenhöhen" muß man sich zunächst vor Augen halten, daß bei der Berechnung angenommen wird, alle Wellen seien gleich, jede Welle bewirke somit ungefähr die gleiche, berechnete Beanspruchung (Unterschiede ergeben sich nur durch die Unregelmäßigkeit der Schwingungen, vgl. Fig. 4.13. bis 4.25.). In der Natur herrschen selbstverständlich ganz andere Verhältnisse, hier folgen sich kleine und große Wellen in zufälliger Reichenfolge. Nach einer oder zwei hohen Wellen folgt meist eine Periode relativer Ruhe mit vielen kleinen Wellen. Deshalb kann für den Vergleich mit der "zulässigen Wellenhöhe" H_G auf Grund des Grenzmomentes als "vorhandene Wellenhöhe" die mittlere Wellenhöhe H_m des beobachteten Seegangs gesetzt werden (zu den "kennzeichnenden Größen des natürlichen Seegangs vgl. Kap. 3.2.1.2.). Die signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ (= Mittlere Höhe des höchsten Drittels aller Wellen) ist größer als die mittlere, und zwar gilt nach LONGUET-HIGGINS (1952, zit. in SCHÜTTRUMPF 1973) die folgende statistische Beziehung:

$$H_{1/3} = 1{,}6\, H_m \quad . \tag{44.25}$$

Daraus ergäben sich folgende "zulässige" Werte für die signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ (in Klammern als zusätzliche Angabe die Werte auf Grund des

Bruchmomentes): am 13. 6. rund 40 cm (50 cm), am 27. 6. rund 60 cm (70 cm) für die Fläche 1.2 und etwa 55 cm (65 cm) für die Fläche 4.3, am 23. 7. ungefähr 65 cm (75 cm) für die Fläche 1.2 und etwa 60 cm (75 cm) für die Fläche 4.3. Diese Werte können wir mit einer Beobachtung vom 13. 7. (nicht desselben Jahres) vergleichen, wo bei einer Windgeschwindigkeit von 7,5 - 8 m/s (≈ 30 km/h) die größeren Wellen eine Höhe von 50 - 70 cm erreichten (vgl. das Beispiel Kap. 3.2.2.2., wo diese Situation nachgerechnet wurde und ein $H_{1/3}$ von nicht ganz 70 cm ergab). Dabei erscheinen die theoretischen Werte in fast unerwarteter Weise plausibel, da der Schilfbestand damals an seiner Front tatsächlich geschädigt wurde, wenn auch verhältnismäßig langsam. Das Treibzeug bestand (im Gegensatz zur Rechnung) nicht aus festem Treibholz, sondern aus abgebrochenen Schilfhalmen vermischt mit Watten von Fadenalgen (*Cladophora*).

Allerdings sind die obigen theoretischen Werte für "zulässiges" $H_{1/3}$ auch auf Grund von H_G größer als die "zulässige Wellenhöhe" H_B auf Grund des Bruchkriteriums, sie sind auch größer als H_{max}. Dies würde an sich bedeuten, daß die Halme bei Wellen dieser Größe brechen müßten oder überfahren würden, da für beides ein einmaliges Überschreiten der entsprechenden Wellenhöhe eigentlich genügt. Trotzdem erachten wir die "zulässige" signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ auf Grund des Grenzmomentes, also: $H_m = H_G$ und $H_{1/3} = 1{,}6\ H_m$, als einigermaßen zutreffend, nicht nur aus Plausibilitätsgründen, sondern auch, weil die Stützwirkung der weiter hinten liegenden Halme für die vordersten vor allem bei vereinzelten, hohen Wellen zum Tragen kommt (also bei Wellen höher als H_m), während die weiter oben angebrachten Vorbehalte gegen diese günstige Wirkung mehr für ständig sich wiederholende Wellen gelten. Die dort ebenfalls aufgestellte Vermutung über das Versagen der Halme kann also dahingehend präzisiert werden, daß für die Halme in der Front die Belastung dann zu groß ist, wenn die mittlere Wellenhöhe H_m größer ist als die mittels des Grenzmomentes bestimmte "zulässige Wellenhöhe" H_G (vgl. Tab. 4.5.), wobei die signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$ des Seegangs etwa 1,6 Mal so groß ist wie H_m. Hingegen sind die Werte für eine "zulässige" signifikante Wellenhöhe $H_{1/3}$, die aus der Gleichsetzung von H_m mit der "zulässigen Wellenhöhe" H_B auf Grund des Bruchmomentes resultieren (die oben angegebenen, eingeklammerten Werte), wahrscheinlich zu groß.

Die bisherigen Überlegungen galten für den "Normalfall" unserer Beispiele, nämlich mit einem Treibholz von 6 kg. Der Blick auf die Tabelle 4.5. sowie auf die Fig. 4.33. zeigt, daß die Erhöhung der Treibholzmasse auf 12 kg kei-

nen nennenswerten Unterschiede bewirkt, lediglich H_{max} wird um höchstens 5 cm kleiner. Einzelne hohe Spitzen gefährden mithin das Schilf bei 12 kg Treibholz pro Meter Uferlinie etwas stärker als bei nur 6 kg pro Meter.
Anders liegt der Fall, wenn gar kein Treibholz vorhanden ist (Beispiele SO...): Hier ist die "zulässige Wellenhöhe" H_G auf Grund des Grenzmomentes im Gelenk 2 gemäß Tab. 4.5. für die Fläche 1.2 am 13.6. gleich 33 cm (SO761), 53 cm am 27. 6. (SO751) und 55 cm am 23. 7. (SO801). Auf der Fläche 4.3 lauten die entsprechenden Werte von H_G für die gleichen Daten: 31 cm (SO 781), 45 cm (SO731) und ebenfalls 55 cm (SO821). Die entsprechenden, gerade noch "erträglichen" signifikanten Wellenhöhen betragen demgemäß: am 13. 6. rund 50 cm, am 27. 6. ungefähr 85 cm auf der Fläche 1.2 und 70 cm auf der Fläche 4.3, schließlich am 23. 7. rund 90 cm auf beiden Flächen.
Außer am 23. 7., wo die Wassertiefe meist wieder geringer ist, sind solche Wellenhöhen bei stärkeren Winden durchaus zu erwarten. Dies bedeutet, daß nach den Berechnungen auch ohne Treibzeug Schäden an den Schilfbeständen zu erwarten sind. Dem widerspricht die Feststellung, daß es Stürme schon immer gegeben hat und die Schilfbestände trotzdem überleben konnten. In die gleiche Richtung weist die Tatsache, daß Pflanzen an ihre natürlichen Standorte meist optimal angepaßt sind. Auch HÜRLIMANN (1951) berichtet, daß "das Schilf den Wirkungen des bewegten Wassers allein standzuhalten vermag."
Für diesen Sachverhalt bieten sich drei mögliche Erklärungen an:

1. Das mathematische Modell berechnet für den Fall ohne Treibzeug zu hohe Beanspruchungen.
2. Die wirkliche Festigkeit der Schilfhalme ist bei rasch wechselnder Beanspruchung größer als die im Labor gemessene.
3. Die Halme im Schilffeld von Altenrhein sind heute weniger fest als vor einigen Jahrzehnten.

Es muß offen bleiben, welche dieser Erklärungen zutrifft, für jede gibt es sowohl Gründe dafür, wie dagegen. Ob die dritte Möglichkeit zutrifft, könnte nur bei Vorliegen älterer Festigkeitsmessungen stichhaltig entschieden werden, da sich nur so der Einfluß der Eutrophierung (und anderer nachteiliger Umwelteinflüsse) einwandfrei nachweisen ließe. Bei Messungen an räumlich verschiedenen Beständen spielen nämlich außer der morphologischen Ausbildung so viele weitere Standortfaktoren eine Rolle, daß der Einfluß zunehmender Eutrophierung, wenn überhaupt, nur mit einer sehr breiten statistischen Basis nachgewiesen werden könnte. Allerdings haben schon zahlreiche Autoren (TOBLER 1943, KLÖTZLI 1971, SUKOPP et al. 1975, SUKOPP und MARKSTEIN

1981, BORNKAMM und RAGHI-ATRI 1980, TROLLIET 1980) den Zusammenhang von Düngung bzw. Eutrophierung und Ausbildung des Halmquerschnittes untersucht, teils verbunden mit Festigkeitsmessungen (KLÖTZLI 1974, SUKOPP et al. 1975, BORNKAMM und RAGHI-ATRI 1980; vgl. Teil III, Kap. 2.). Sie alle stellten einen verminderten Anteil des Festigungsgewebes (Sklerenchym) am Halmquerschnitt bei größerem Nährstoffangebot fest. Trotz der (von einigen der erwähnten Autoren mitgeteilten) Schwierigkeiten und Fehlermöglichkeiten solcher Versuche muß deshalb wohl der Zusammenhang zwischen Eutrophierung und Sklerenchymanteil als gegeben betrachtet werden. Da das Festigungsgewebe Festigkeit und Steifigkeit des Halmes fast ausschließlich bestimmt, muß auch in bezug auf diese zwei Größen ein Zusammenhang negativer Art angenommen werden. In die gleiche Richtung weisen auch die Resultate eigener Versuche mit Schilf aus der Kläranlage Othfresen (Teil III, Kap. 3.4.2., 4.2.2. und 4.3.2.), welche allerdings nur den eutrophen bis hypertrophen Bereich abdeckten. Für die Erklärung 3 spricht auch eine Beobachtung von KLÖTZLI (mdl.), wonach in Altenrhein sogar bereits der Wind allein unter bestimmten Umständen Schilfhalme zu knicken vermag.

Aufschlußreich ist der Blick auf die Beanspruchungen in Funktion der Wellenhöhe (Tab. 4.4., die Biegemomente im Fußpunkt außerdem in Fig. 4.33. bis 4.38. graphisch dargestellt; da hier nicht mit der Festigkeit verglichen wird, wählten wir für die Figuren das Biegemoment am Halmfuß). Bei den steiferen Halmen (Fläche 1.2 am 27. 6. sowie beide Flächen am 23. 7., also die Beispiele ST711, ST811 und ST831) fällt auf, daß die Kurve der Maximalmomente nicht stetig ansteigt: zwischen H = 25 cm und H = 30 cm nimmt die Beanspruchung ab oder immerhin viel weniger stark zu als auf Grund des vorangehenden Kurvenverlaufs zu erwarten wäre (ST811 in Fig. 4.38.). Außer für ST811 ist diese Erscheinung bei den genannten Beispielen auch im Bild des quadratischen Mittels (Fig. 4.38. unten) festzustellen, wenn auch abgeschwächt. Dieses Phänomen haben wir schon bei der Nachrechnung der Modellversuche zur Bestimmung des Schub- (G_d) und Massekoeffizienten (G_m) des Treibzeugs festgestellt (vgl. Kap. 3.3.4.2.). Die dort angegebene Begründung (Resonanzerscheinungen) trifft auch hier sinngemäß zu. Abgesehen davon zeigt der Verlauf der Beanspruchungen ab einer bestimmten Wellenhöhe einen überproportionalen Anstieg (nämlich ab H = 25 cm für die Halme vom 13. 6., ST771 und ST791 und ab H = 30 cm für die übrigen, bei ST751 [Masse Treibholz = 12 kg] weniger stark ausgeprägt ab H = 35 cm). Diese Erscheinung hat ihren Grund in den zunehmend ungünstigeren Hebelverhältnissen ab einer gewisse Schräglage (vgl. Kap. 3.3.2.). Ein weiterer Grund ist auch der,

daß bei den kleinen Wellen die Wirkung des Windes (angenommene Windegschwindigkeit in allen Beispielen 3 m/s) relativ stärker hervortritt (vgl. Fig. 4.13. - 4.25.). Damit ist auch die scheinbar widersprüchliche Tatsache erklärt, daß die noch weniger steifen Halme am 13. 6. (ST771 und ST791) bei Wellenhöhen von 30 cm und mehr stärker beansprucht werden als die steiferen der anderen Daten (vgl. Fig. 4.38.): die überproportionale Zunahme des Biegemomentes erfolgt hier eben schon bei H = 25 cm und nicht erst bei 30 cm wie für die übrigen. Ganz in dieses Bild passen auch die Kurven für die Beispiele ohne Treibzeug (SO..., Fig. 4.34. und 4.35.): Da die Kraft des Wassers stetig (wenn auch nicht konstant) über den ganzen benetzten Teil des Halmes verteilt ist, entsteht keine sozusagen plötzliche Verschlechterung der Hebelverhältnisse. Die Kurven verlaufen deshalb regelmäßiger.
Aus den soeben besprochenen Kurven der Beanspruchung in Funktion der Wellenhöhe (Fig. 4.33. - 4.36.) bzw. den diesen zu Grunde liegenden Zahlenwerten der Tabelle 4.4. lassen sich Graphiken für den Vergleich der Beanspruchung mit und ohne Treibzeug konstruieren (Fig. 4.40. und 4.41.): Dargestellt ist das Verhältnis H_T/H_0 derjenigen Wellenhöhen, welche einmal zusammen mit einem Treibholz von 6 kg Masse und einmal ohne Treibzeug das gleiche Biegemoment im Halmfuß bewirken. Als Abszisse ist die Wellenhöhe H_0 gewählt. Damit kann für jede Wellenhöhe berechnet werden, um wieviel sie reduziert werden müßte, damit bei Vorhandensein eines Treibholzes von 6 kg Masse die Beanspruchung des Halmes gleich groß würde. So kann die Wirksamkeit des Einsammelns von Treibholz beurteilt und allenfalls mit anderen Maßnahmen (Wellendämpfung) verglichen werden.
Eigenartigerweise zeigen alle diese Kurven der Figuren 4.40. und 4.41. bei einer Wellenhöhe H_0 zwischen etwa 25 und 35 cm ein Maximum von über 90%, d.h. das Treibzeug hat in diesem Bereich fast keinen Einfluß. Einleuchtend ist die Abnahme von H_T/H_0 bei größeren Wellenhöhen, da das Treibholz mit seiner großen Angriffsfläche der Wellenwirkung viel stärker ausgesetzt ist als die schlanken Halme. Warum auch bei den kleinsten Wellenhöhe der Einfluß des Treibzeugs wieder zunimmt (abnehmendes Verhältnis H_T/H_0), läßt sich nicht leicht erklären. Vermutlich liegt es an den bereits wiederholt erwähnten Resonanzerscheinungen, daß sich die Beanspruchungen mit und ohne Treibholz bei Wellen von ungefähr 30 cm Höhe stark annähern (vgl. dazu Fig. 4.33. - 4.36.; aus Fig. 4.33. ist ersichtlich, daß diese Erscheinung nur beim Treibholz von 6 kg auftritt, während sich die Kurven der Beanspruchung für die Halme mit [ST751] und ohne [SO751] Treibholz von 12 kg stetig voneinander entfernen: die Wirkung des Treibzeugs nimmt hier stetig zu).

Aus den Annahmen für die Beispiele folgt, daß bei den kleineren Wellenhöhen in den Figuren 4.40. und 4.41. für das Verhältnis H_T/H_0 zwei verschiedene Werte (gestrichelte und strichpunktierte Linie) erhalten werden, nämlich je nachdem, ob man zur Beurteilung das maximale Biegemoment oder das quadratische Mittel wählt: Das erste wird stark durch die besonders starken Schläge beim ersten Zusammentreffen von Halm und Treibzeug bestimmt, während sich im zweiten vorwiegend die vom Wind herrührende "Grundlast" manifestiert. Der zum Teil sprunghafte Verlauf dieser Kurven im unteren Bereich ist die Folge der im Falle von Treibzeug unregelmäßig ansteigenden Beanspruchung bei zunehmender Wellenhöhe (Fig. 4.33. - 4.38.).
Bemerkenswert ist die weitgehende Übereinstimmung der Kurven H_T/H_0 für beide Flächen zu den beiden späteren Daten im "gesicherten" (weil eindeutigen) abnehmenden Bereich rechts vom Maximum, während sie am 13. 6. für beide Flächen übereinstimmend um etwa 5 cm auf der H_0-Achse nach links verschoben sind, wahrscheinlich als Folge der geringeren Wassertiefe und der nach oben hin rasch abnehmenden Steifigkeit der Halme.
Generell darf trotz aller Vorbehalte gegenüber dem mathematischen Modell und der kleinen Anzahl von Beispielen aus den Kurven der Figuren 4.40. und 4.41. geschlossen werden, daß die Entfernung des Getreibsels hinsichtlich der mechanischen Beanspruchung eine der wirksamsten Maßnahmen darstellt. Im Gegensatz zu flexiblen Wellendämpfern nimmt hier die Wirkung bei wachsender Wellenhöhe sogar noch zu.
Zusammenfassend kann gesagt weden, daß das mathematische Modell trotz der ungünstigen Ausgangslage (ungenaue Kenntnis der Modellparameter bzw. der ihnen zu Grunde liegenden Halmeigenschaften) wenigstens im Rahmen der hier besprochenen Beispiele im Allgemeinen plausible, durch Anschauung oder Beobachtung in der Natur gut deutbare Resultate liefert. Wir möchten deshalb den Schluß wagen, daß die in der Tabelle 4.5. angegebenen "zulässigen Wellenhöhen" H_G auf Grund des Grenzmomentes im zweiten Modellgelenk einigermaßen zutreffende Werte für eine kritische mittlere Wellenhöhe sind, die ein Schilfbestand gerade noch aushält, wenn er in Festigkeit und Steifigkeit etwa jenem von Altenrhein entspricht. Die entsprechende "kritische signifikante Wellenhöhe" $H_{1/3}$ ist dann gemäß Gl. (44.25) 1,6 Mal größer. Dies gilt selbstredend nur für natürliche Wellen. Schiffe und Boote erzeugen einen Zug von mehreren aufeinanderfolgenden, annähernd gleich großen Wellen. Zur Beurteilung solcher Wellen müssen deshalb die Werte H_G aus der Tabelle 4.5. entnommen und durch einen angemessenen Sicherheitsfaktor dividiert werden.

Ob das mathematische Modell auch für andere Standorte brauchbare Resultate liefert, müßte durch Nachrechnen anderer Verhältnisse und weitere Beobachtungen abgeklärt werden. Immerhin beruht unser Modell auf allgemein gültigen physikalischen Gesetzmäßigkeiten, so daß dessen Brauchbarkeit bei richtiger Erfassung der standortsbedingten Eigenschaften (Modellparameter) zumindest vermutet werden darf.

Tab. 4.4. Berechnete Beanspruchung (Biegemoment) der im Text besprochenen Beispiele von Schilfhalmen, die durch Wellen, Wind und Treibzeug belastet werden.

H_w = Wellenhöhe [cm]
T_w = Wellenperiode [s]
$M_{1...4}$ = Positives Biegemoment [N·cm] in den vier Gelenkpunkten
σ = (Quadratisches) Mittel ("Standardabweichung")
max = Maximalwert
** Die maximalen Momente sind in diesen Fällen durch die beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm entstehenden, erhöhten Ausschläge bestimmt.

Fläche 1.2, 13. 6. (ST 771)										
H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
10	1,25	22	36	17	26	9	16	2	5	**
15	1,53	25	60	19	45	10	25	2	7	**
20	1,76	33	60	23	39	10	22	2	6	**
25	1,97	41	79	27	54	11	27	3	7	
30	2,16	102	181	70	126	21	43	5	10	
35	2,33	153	253	115	192	43	115	6	16	
40	2,49	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	
Fläche 1.2, 13. 6., ohne Treibzeug (SO 761)										
10	1,25	21	25	17	20	9	11	2	3	
15	1,53	23	33	17	24	9	13	2	3	
20	1,76	28	46	19	32	10	17	2	4	
25	1,97	40	69	25	48	11	24	3	6	
30	2,16	58	107	36	74	14	31	4	7	
35	2,33	79	152	51	107	20	39	4	8	
40	2,49	104	188	68	138	28	51	5	13	
45	2,65	117	207	77	163	33	80	6	21	
50	2,79	140	231	93	186	42	91	8	30	
55	2,92	146	258	94	202	38	97	9	35	
60	3,05	172	284	110	217	42	101	11	39	
65	3,18	193	308	108	231	38	104	7	33	
70	3,30	196	333	110	244	40	100	9	27	

Tab. 4.4. (Fortsetzung)

H_w = Wellenhöhe [cm]
T_w = Wellenperiode [s]
$M_{1...4}$ = Positives Biegemoment [N·cm] in den vier Gelenkpunkten
σ = (Quadratisches) Mittel ("Standardabweichung")
max = Maximalwert
** Die maximalen Momente sind in diesen Fällen durch die beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm entstehenden, erhöhten Ausschläge bestimmt.

H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
Fläche 4.3, 13. 6. (ST 791)										
10	1,25	22	39	17	27	10	18	3	5	**
15	1,53	24	52	19	35	10	20	3	5	**
20	1,76	29	51	22	35	11	21	3	6	
25	1,97	34	69	24	46	11	22	3	8	
30	2,16	77	146	53	110	16	35	4	6	
35	2,33	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	
Fläche 4.3,13. 6., ohne Treibzeug (SO 781)										
10	1,25	21	24	17	19	10	11	3	3	
15	1,53	22	29	17	22	10	13	3	3	
20	1,76	25	40	19	28	10	15	3	4	
25	1,97	32	58	23	39	11	20	3	5	
30	2,16	42	85	29	58	13	26	3	7	
35	2,33	58	118	37	84	15	32	4	8	
40	2,49	76	144	48	105	19	40	4	11	
45	2,65	90	160	55	126	24	64	5	23	
50	2,79	104	180	64	139	27	64	5	20	
55	2,92	108	202	63	151	24	64	7	32	
60	3,05	126	223	70	162	26	70	8	32	
65	3,18	134	240	72	173	24	72	6	26	
70	3,30	141	261	79	184	29	77	6	24	
Fläche 1.2, 27. 6. (ST 711)										
10	1,25	36	61	28	41	16	28	5	12	**
15	1,53	39	79	30	56	16	32	5	11	**
20	1,76	44	83	33	54	17	37	5	13	**
25	1,97	56	123	39	89	18	48	6	16	**
30	2,16	62	112	42	79	18	41	6	16	
35	2,33	120	215	74	161	26	54	8	18	
40	2,49	187	317	122	217	36	75	10	16	
45	2,65	254	406	187	306	64	141	12	28	
50	2,79	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	

Tab. 4.4. (Fortsetzung)

H_w = Wellenhöhe [cm]
T_w = Wellenperiode [s]
$M_{1...4}$ = Positives Biegemoment [N·cm] in den vier Gelenkpunkten
σ = (Quadratisches) Mittel ("Standardabweichung")
max = Maximalwert
** Die maximalen Momente sind in diesen Fällen durch die beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm entstehenden, erhöhten Ausschläge bestimmt.

H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
Fläche 1.2, 27. 6., ohne Treibzeug (SO 751)										
10	1,25	35	38	27	30	16	18	5	6	
15	1,53	37	47	28	35	16	21	5	7	
20	1,76	41	61	30	42	16	24	5	8	
25	1,97	47	79	33	53	17	29	5	10	
30	2,16	56	103	37	67	18	35	6	11	
35	2,33	77	134	43	86	19	41	6	14	
40	2,49	101	174	54	112	23	48	8	16	
45	2,65	128	223	64	146	26	56	8	18	
50	2,79	161	278	90	187	33	66	10	22	
55	2,92	192	333	108	242	43	95	11	31	
60	3,05	253	378	155	307	71	166	16	61	
65	3,18	287	415	163	327	69	164	22	75	
70	3,30	310	450	172	346	72	182	19	77	
Fläche 1.2, 27. 6., Treibzeug 12 kg (ST 751)										
10	1,25	38	68	29	48	16	33	5	14	**
15	1,53	40	77	30	54	16	35	5	11	**
20	1,76	45	87	33	57	17	38	6	14	**
25	1,97	55	112	39	71	18	43	6	15	
30	2,16	68	147	45	91	19	50	7	18	
35	2,33	108	211	66	152	25	64	8	22	
40	2,49	196	351	131	233	39	81	11	26	
45	2,65	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	
Fläche 1.2, 27. 6. (ST 721)										
15	3,00	37	54	28	39	16	22	5	7	
20	3,00	42	72	30	48	16	25	5	8	
25	3,00	52	94	35	60	17	27	5	10	
30	3,00	68	127	44	84	19	37	6	12	
35	3,00	121	224	74	152	24	51	8	16	
40	3,00	195	338	125	242	37	74	9	19	
45	3,00	262	414	194	319	70	164	12	32	
50	3,00	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	

Tab. 4.4. (Fortsetzung)

H_w = Wellenhöhe [cm]
T_w = Wellenperiode [s]
$M_{1...4}$ = Positives Biegemoment [N·cm] in den vier Gelenkpunkten
σ = (Quadratisches) Mittel ("Standardabweichung")
max = Maximalwert
** Die maximalen Momente sind in diesen Fällen durch die beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm entstehenden, erhöhten Ausschläge bestimmt.

H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
Fläche 4.3, 27. 6. (ST 731)										
10	1,25	31	40	24	31	13	20	4	6	**
15	1,53	33	58	25	43	14	26	4	10	**
20	1,76	37	68	28	50	14	30	5	11	**
25	1,97	44	81	32	52	15	33	5	11	
30	2,16	56	111	40	76	17	40	5	13	
35	2,33	93	175	63	125	21	39	6	11	
40	2,49	145	241	103	179	32	63	8	15	
45	2,65	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	
Fläche 4.3, 27. 6., ohne Treibzeug (SO 731)										
10	1,25	30	33	24	26	13	15	4	5	
15	1,53	31	39	24	29	14	17	4	6	
20	1,76	34	50	26	35	14	20	4	7	
25	1,97	40	66	29	45	15	24	5	8	
30	2,16	48	88	33	59	16	30	5	10	
35	2,33	65	116	39	78	17	35	6	12	
40	2,49	87	151	50	103	21	39	7	13	
45	2,65	107	187	59	129	23	47	7	15	
50	2,79	129	214	73	155	29	59	8	17	
55	2,92	151	236	83	190	37	96	9	35	
60	3,05	179	258	101	205	45	108	10	44	
65	3,18	199	284	106	218	44	120	11	48	
70	3,30	221	310	114	231	48	128	12	51	
Fläche 4.3, 27. 6. (ST 741)										
15	3,00	32	51	24	33	13	19	4	6	
20	3,00	36	58	26	38	14	19	4	7	
25	3,00	44	75	30	48	14	21	5	8	
30	3,00	58	112	38	73	16	30	5	12	
35	3,00	96	183	65	119	20	40	6	10	
40	3,00	138	242	95	186	30	71	7	17	
45	3,00	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	

Tab. 4.4. (Fortsetzung)

H_w = Wellenhöhe [cm]
T_w = Wellenperiode [s]
$M_{1...4}$ = Positives Biegemoment [N·cm] in den vier Gelenkpunkten
σ = (Quadratisches) Mittel ("Standardabweichung")
max = Maximalwert
** Die maximalen Momente sind in diesen Fällen durch die beim ersten Zusammenstoß von Treibzeug und Halm entstehenden, erhöhten Ausschläge bestimmt.

H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
Fläche 1.2, 23. 7. (ST 811)										
10	1,25	36	63	28	46	16	28	5	11	**
15	1,53	39	71	30	55	16	27	5	11	**
20	1,76	44	83	32	51	17	33	5	13	**
25	1,97	55	132	38	86	18	46	6	15	**
30	2,16	66	142	44	93	19	45	6	17	
35	2,33	118	218	72	156	24	49	8	16	
40	2,49	186	330	115	231	33	74	9	16	
45	2,65	248	448	161	323	51	121	11	27	
50	2,79	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	
Fläche 1.2, 23. 7., ohne Treibzeug (SO 801)										
10	1,25	35	41	28	32	16	18	5	6	
15	1,53	37	49	28	36	16	20	5	7	
20	1,76	41	63	30	43	16	23	5	8	
25	1,97	49	86	34	57	17	29	5	9	
30	2,16	60	119	40	76	18	35	6	11	
35	2,33	86	162	49	104	20	41	7	13	
40	2,49	118	218	65	140	25	48	8	16	
45	2,65	149	281	80	184	29	58	8	19	
50	2,79	184	335	107	229	39	78	10	24	
55	2,92	210	384	120	283	46	118	10	32	
60	3,05	256	419	159	343	71	189	17	66	
65	3,18	296	455	171	366	74	194	19	81	
70	3,30	328	495	182	389	78	215	18	81	
Fläche 4.3, 23. 7. (ST 831)										
10	1,25	26	46	20	34	11	20	3	7	**
15	1,53	29	58	22	42	11	21	3	7	**
20	1,76	34	65	24	44	11	26	4	9	**
25	1,97	44	97	30	69	13	31	4	10	**
30	2,16	54	98	32	67	13	28	4	12	
35	2,33	101	185	61	129	18	35	5	11	
40	2,49	160	273	105	189	27	55	7	12	
45	2,65	201	329	146	245	46	105	8	20	
50	2,79	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	

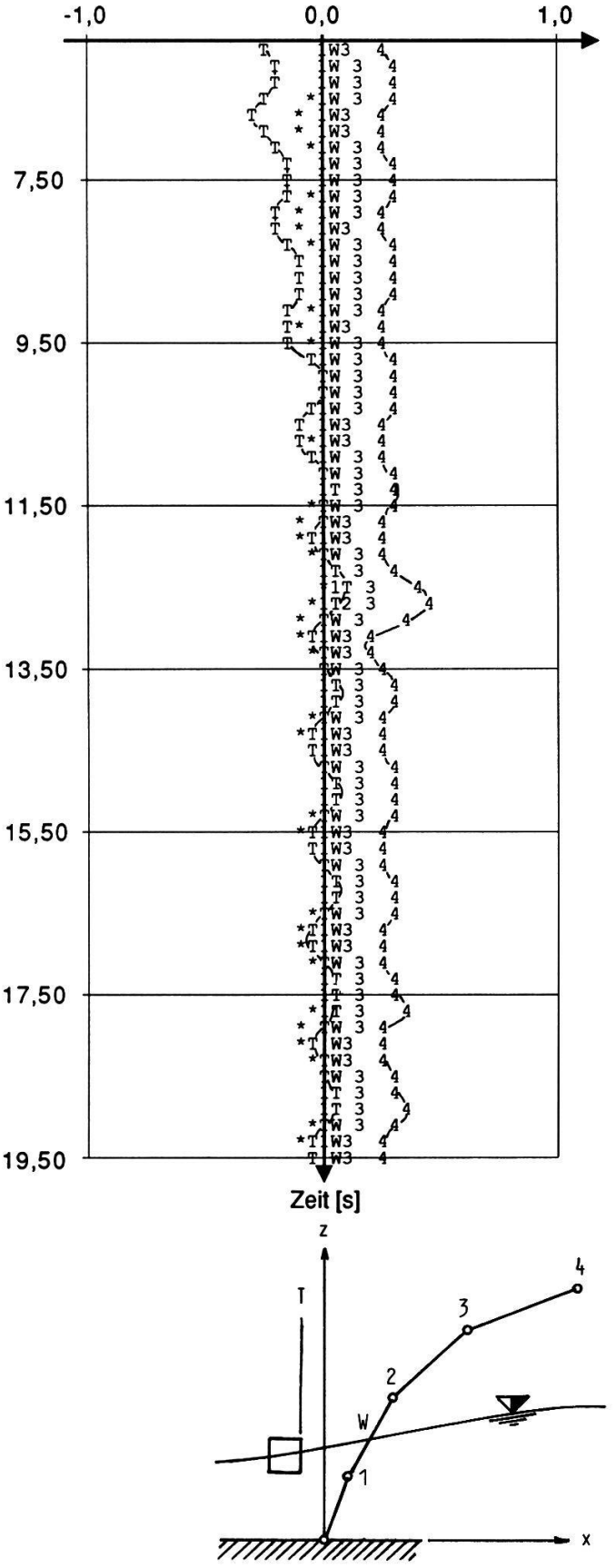
Tab. 4.4. (Fortsetzung)

Fläche 4.3, 23. 7., ohne Treibzeug (SO 821)										
H_w	T_w	M_1		M_2		M_3		M_4		
		σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	σ	*max*	
10	1,25	25	30	19	23	11	13	3	4	
15	1,53	27	37	20	26	11	14	3	5	
20	1,76	30	48	22	33	11	17	3	5	
25	1,97	37	66	25	43	12	20	4	6	
30	2,16	51	92	30	58	13	24	4	8	
35	2,33	68	125	37	78	14	28	4	9	
40	2,49	94	165	49	104	17	33	5	11	
45	2,65	118	209	60	136	21	40	6	13	
50	2,79	146	245	80	167	28	58	7	17	
55	2,92	169	281	90	208	34	88	7	22	
60	3,05	210	306	118	248	51	132	11	47	
65	3,18	241	335	124	265	51	133	14	59	
70	3,30	269	364	135	281	57	150	15	61	

Tab. 4.5. "Zulässige Wellenhöhen" der gerechneten Beispiele.

H_G: in bezug auf das Grenzmoment; H_B: in bezug auf das Bruchmoment; H_{max}: Stabilitätskriterium (vgl. Text)

Beispiel #	Datum	Fläche	"Zulässige Wellenhöhe" H_G / H_B [cm] für			H_{max}
			Fußpunkt	Gelenk 2	Gelenk 3	[cm]
ST 771	13. 6.	1.2	27 / 30	27 / 31	30 / 34	35
SO 761	13. 6.	1.2 $M_T = 0$	31 / 41	33 / 42	35 / 59	>70
ST 791	13. 6.	4.3	26 / 30	26 / 31	27 / >30	30
SO 781	13. 6.	4.3 $M_T = 0$	29 / 42	31 / 44	31 / 61	>70
ST 711	27. 6.	1.2	34 / 43	38 / 44	44 / >45	45
SO 751	27. 6.	1.2 $M_T = 0$	42 / 59	53 / 59	58 / >70	>70
ST 751	27. 6.	1.2 M_T = 12 kg	35 / 40	38 / >40	>40 / >40	40
ST 721	27. 6.	1.2 T = 3 s	34 / 42	37 / 44	44 / >45	45
ST 731	27. 6.	4.3	33 / 38	34 / 40	>40 / >40	40
SO 731	27. 6.	4.3 $M_T = 0$	38 / 51	45 / 54	57 / 65	>70
ST 741	27. 6.	4.3 T = 3 s	33 / 38	34 / 39	>40 / >40	40
ST 811	23. 7.	1.2	36 / 44	40 / 47	>45 / >45	45
SO 801	23. 7.	1.2 $M_T = 0$	42 / 63	55 / 66	>70 / >70	>70
ST 831	23. 7.	4.3	34 / 40	38 / 46	>45 / >45	45
SO821	23. 7.	4.3 $M_T = 0$	39 / 55	55 / 64	>70 / >70	>70



Generelle Legende zu den Figuren 4.13. - 4.25.: Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes (Modell) unter der Einwirkung von Wellen, Wind und Treibzeug. Dargestellt sind die waagrechten Bewegungen (x-Richtung) der oberen Enden der Teilstäbe (Punkte 1 bis 4), des Treibzeugs (T) und des Schnittpunktes Halm-Wasserfläche (W) gemäß der eingefügten Definitionsskizze. Nachgezogen sind die Linien für die Halmspitze (Punkt 4) und das Treibzeug (T). Die Sternchen (*) bezeichnen die Bewegung eines unbeeinflußten Wasserteilchens auf dem Ruhewasserspiegel.

Fig. 4.13. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 10 cm, Wellenperiode T = 1,25 s

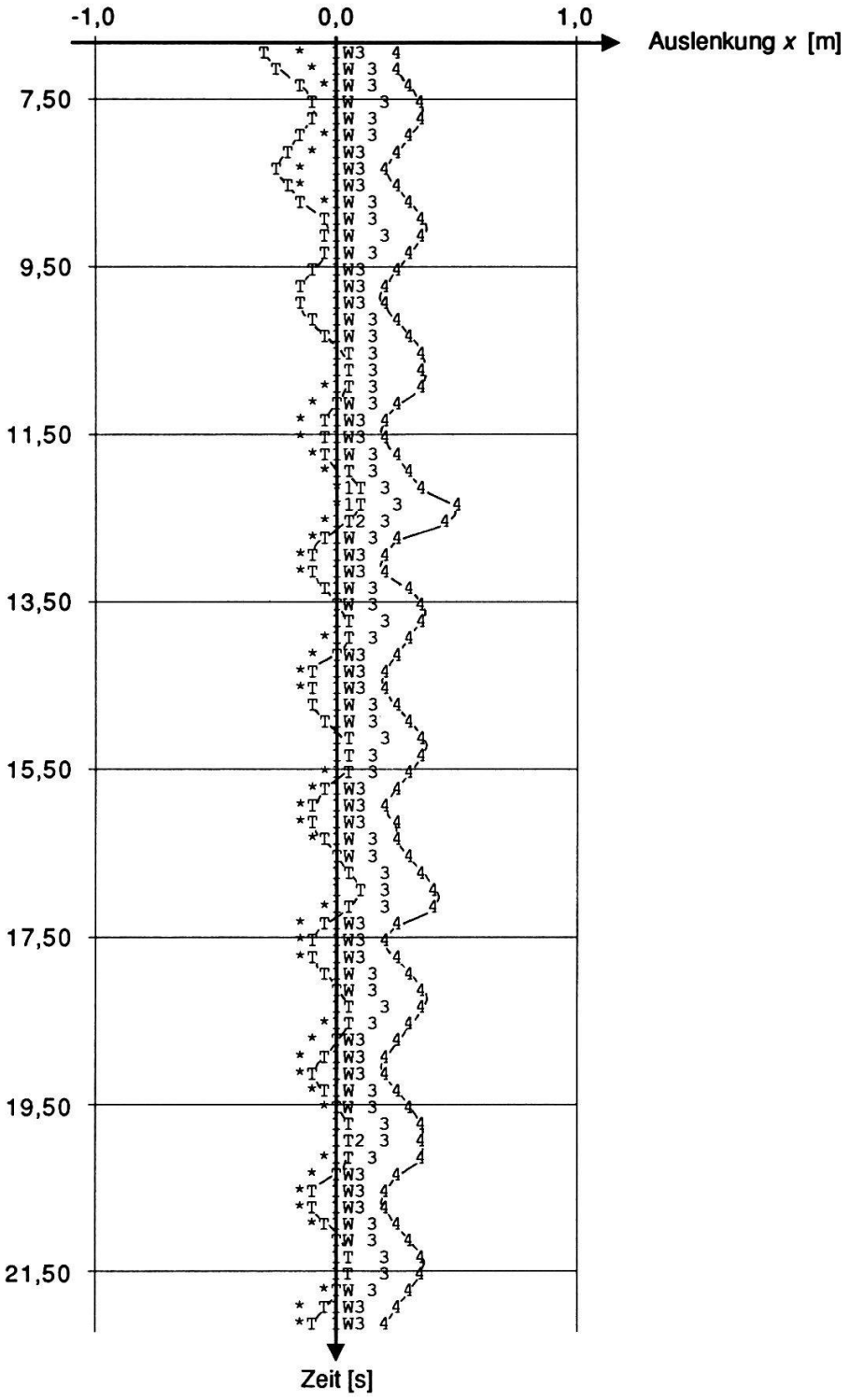


Fig. 4.14. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 15 cm, Wellenperiode T = 1,53 s.
Man beachte, wie das Treibzeug am Anfang den Halm noch nicht berührt; der erste fühlbare Kontakt zwischen Halm und Treibzeug erfolgt ungefähr zur Zeit t = 12 s und hat einen besonders starken Ausschlag zur Folge. (Dies gilt bei diesem Beispiel für alle Fälle mit einer Wellenhöhe von nicht mehr als 25 cm, d.h. auch für die Figuren 4.13., 4.15. und 4.16.
Generelle Legende s. Fig. 4.13.

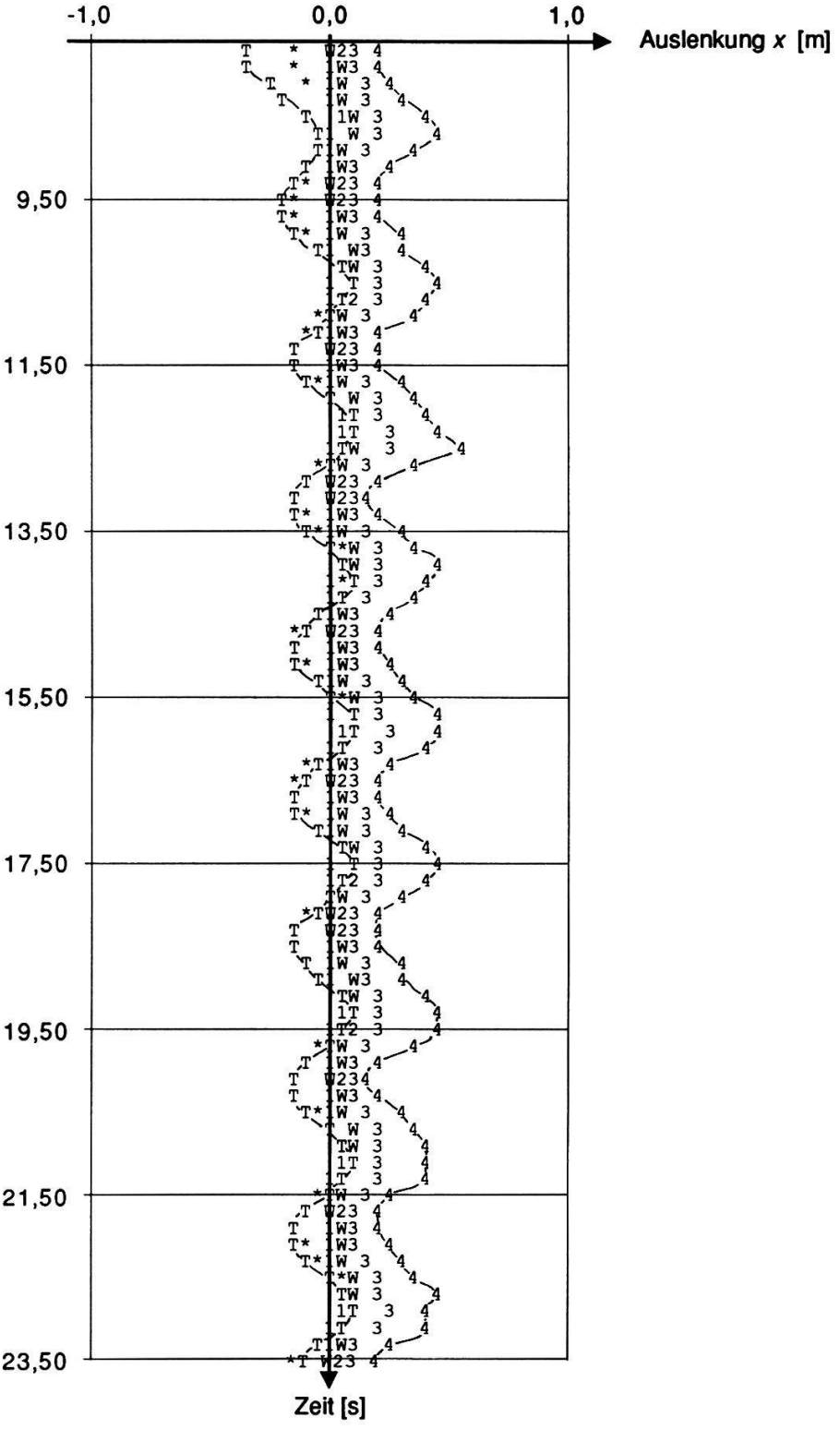


Fig. 4.15. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 1,76 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

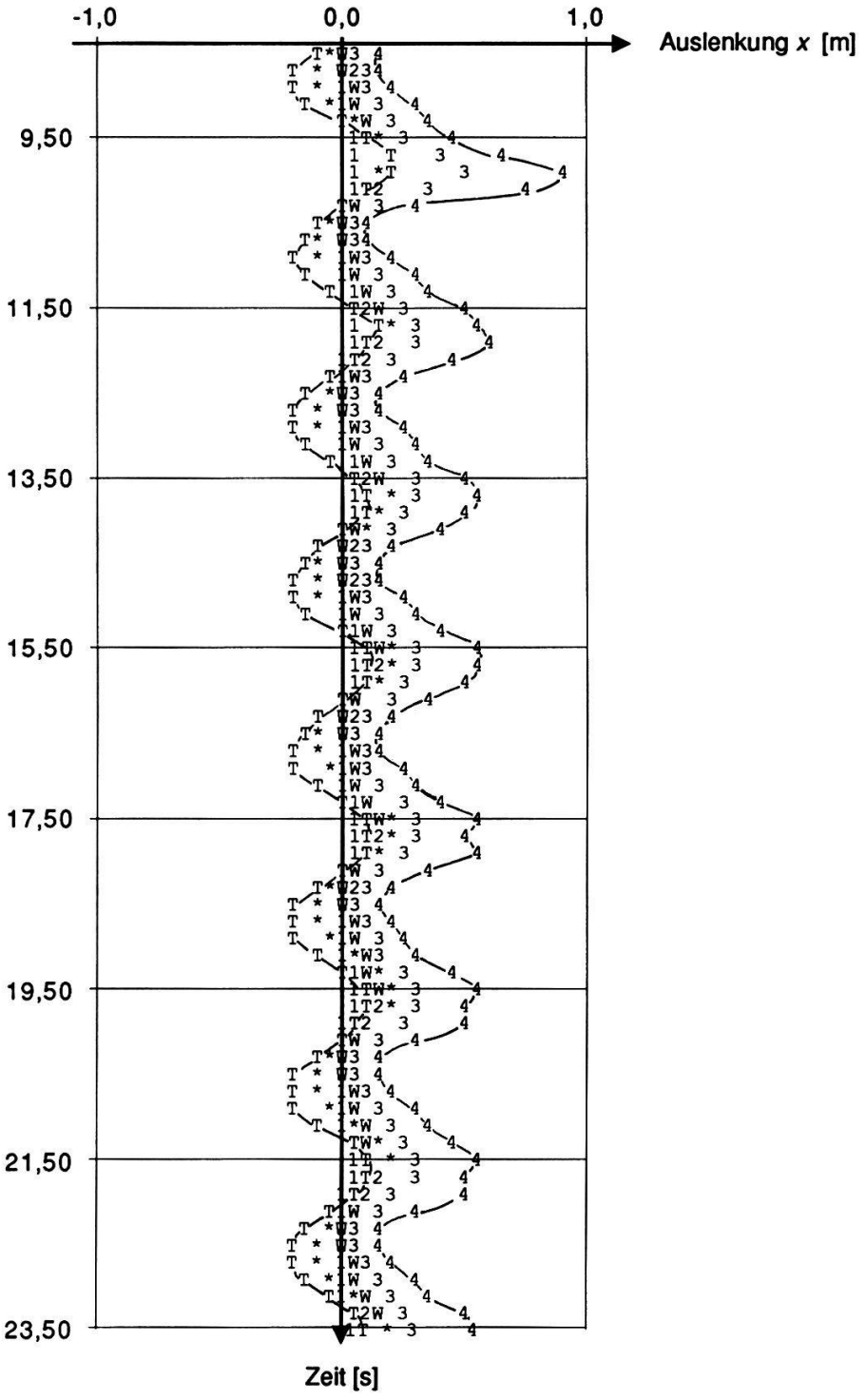


Fig. 4.16. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 25 cm, Wellenperiode T = 1,97 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

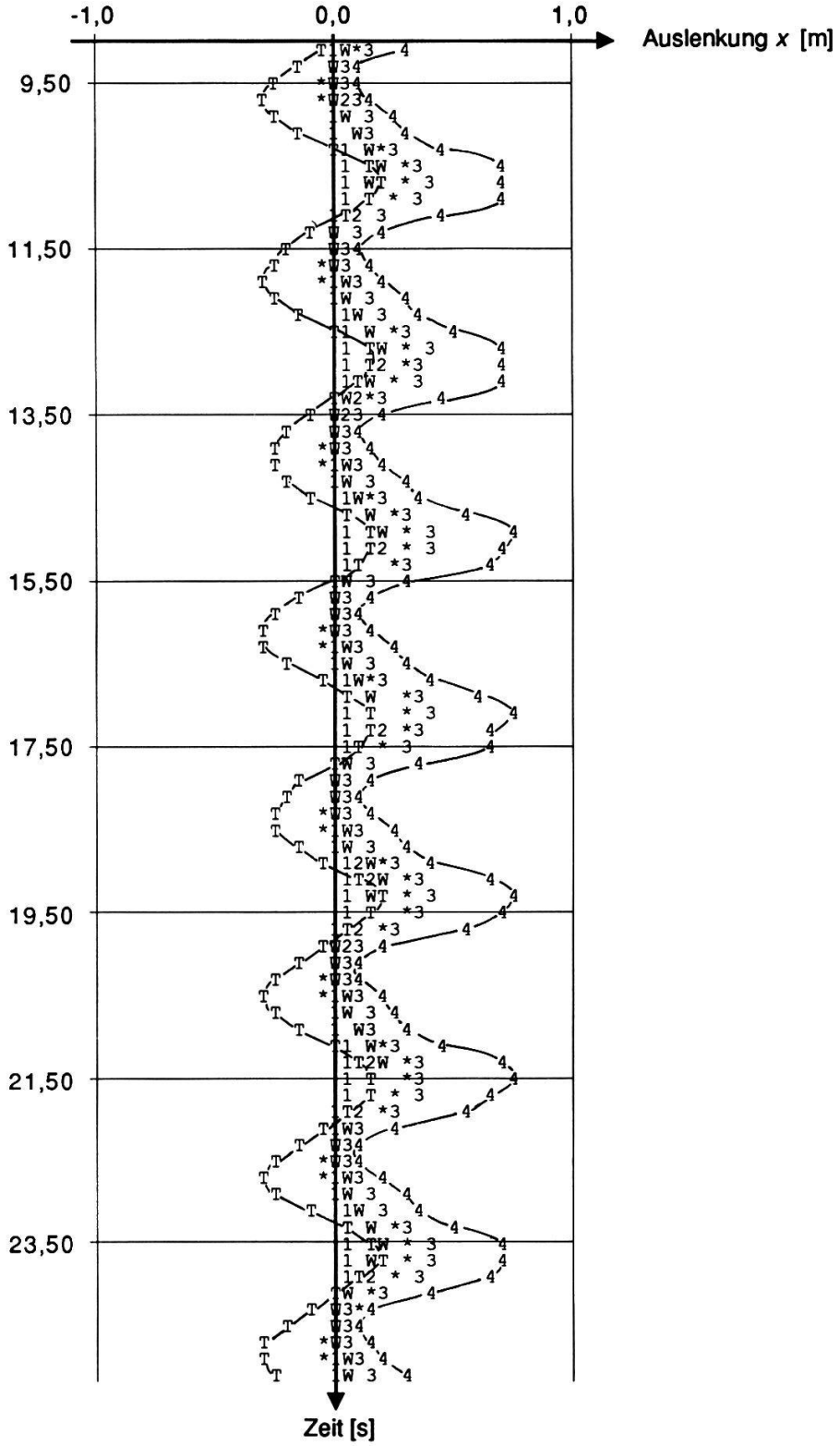


Fig. 4.17. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 30 cm, Wellenperiode T = 2,16 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

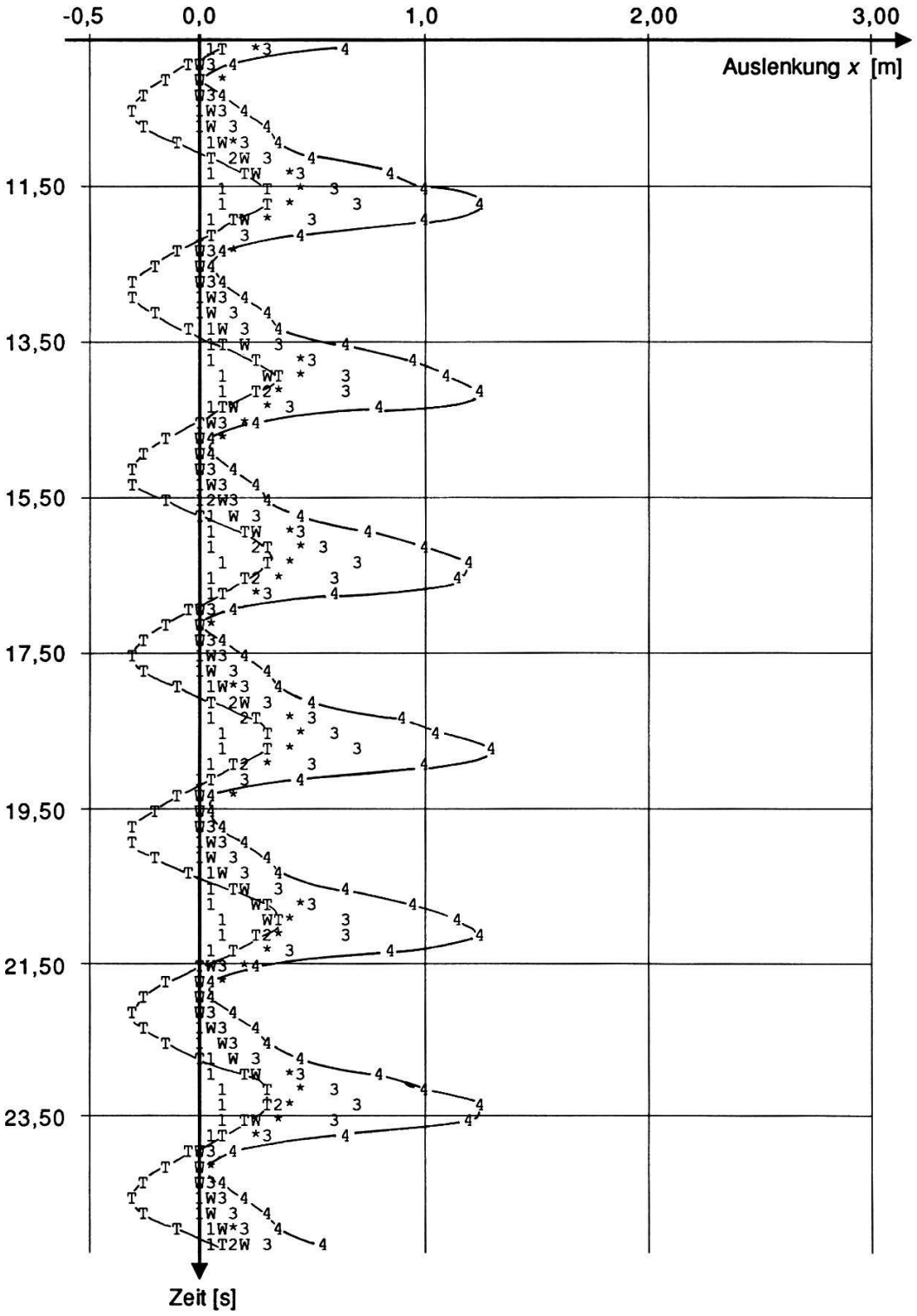


Fig. 4.18. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 35 cm, Wellenperiode T = 2,33 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

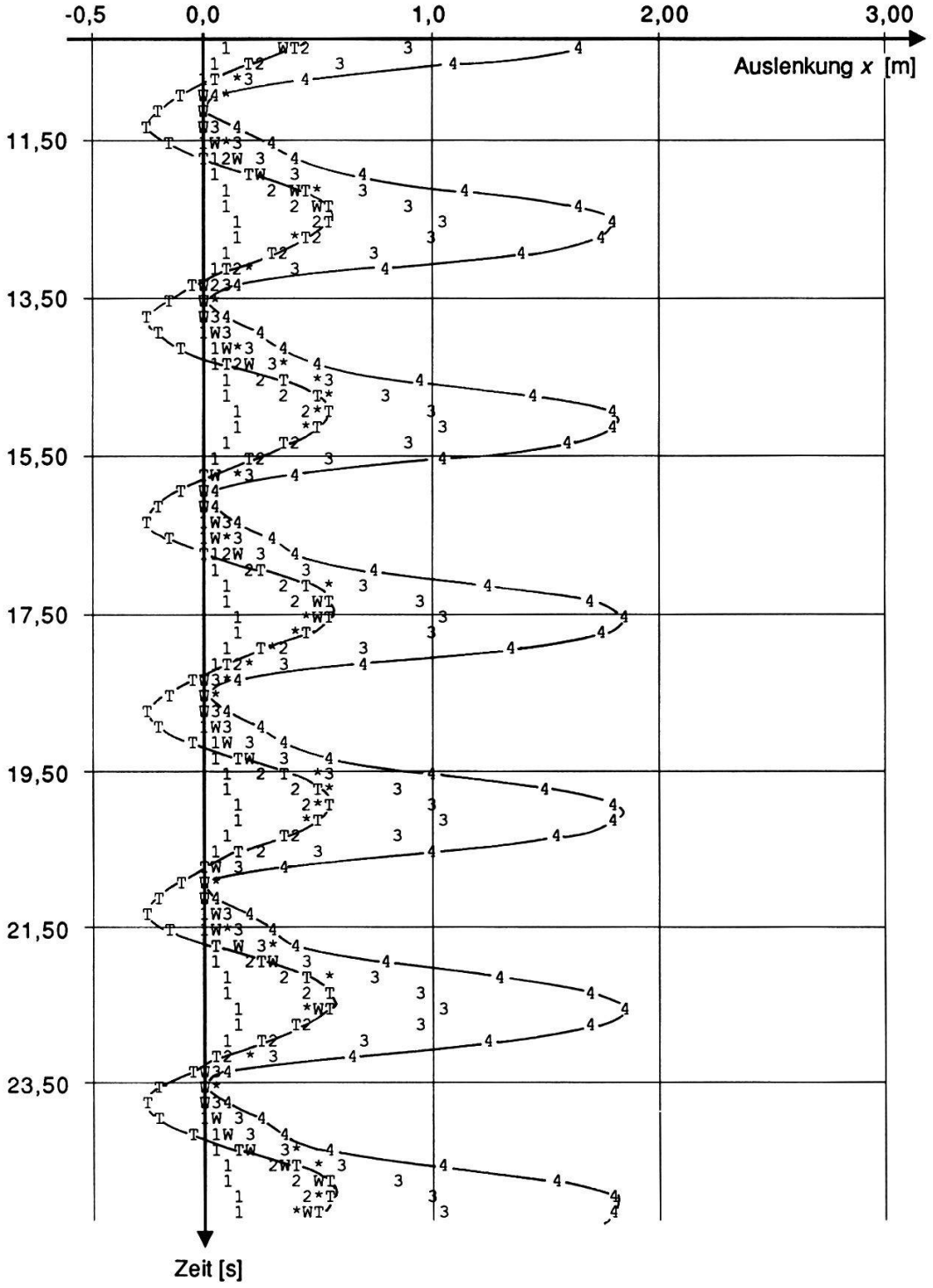


Fig. 4.19. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 40 cm, Wellenperiode T = 2,49 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

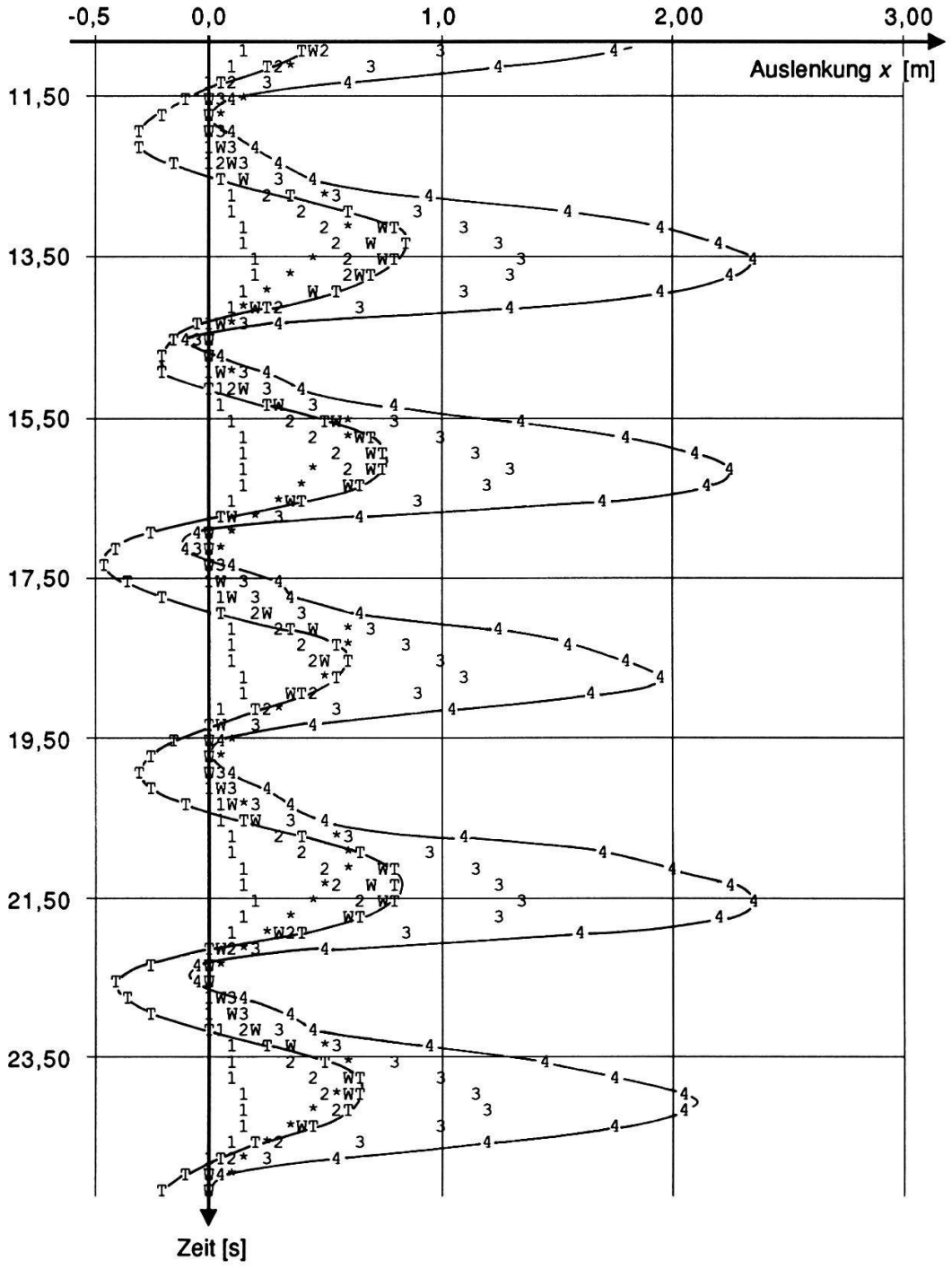


Fig. 4.20. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 45 cm, Wellenperiode T = 2,65 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

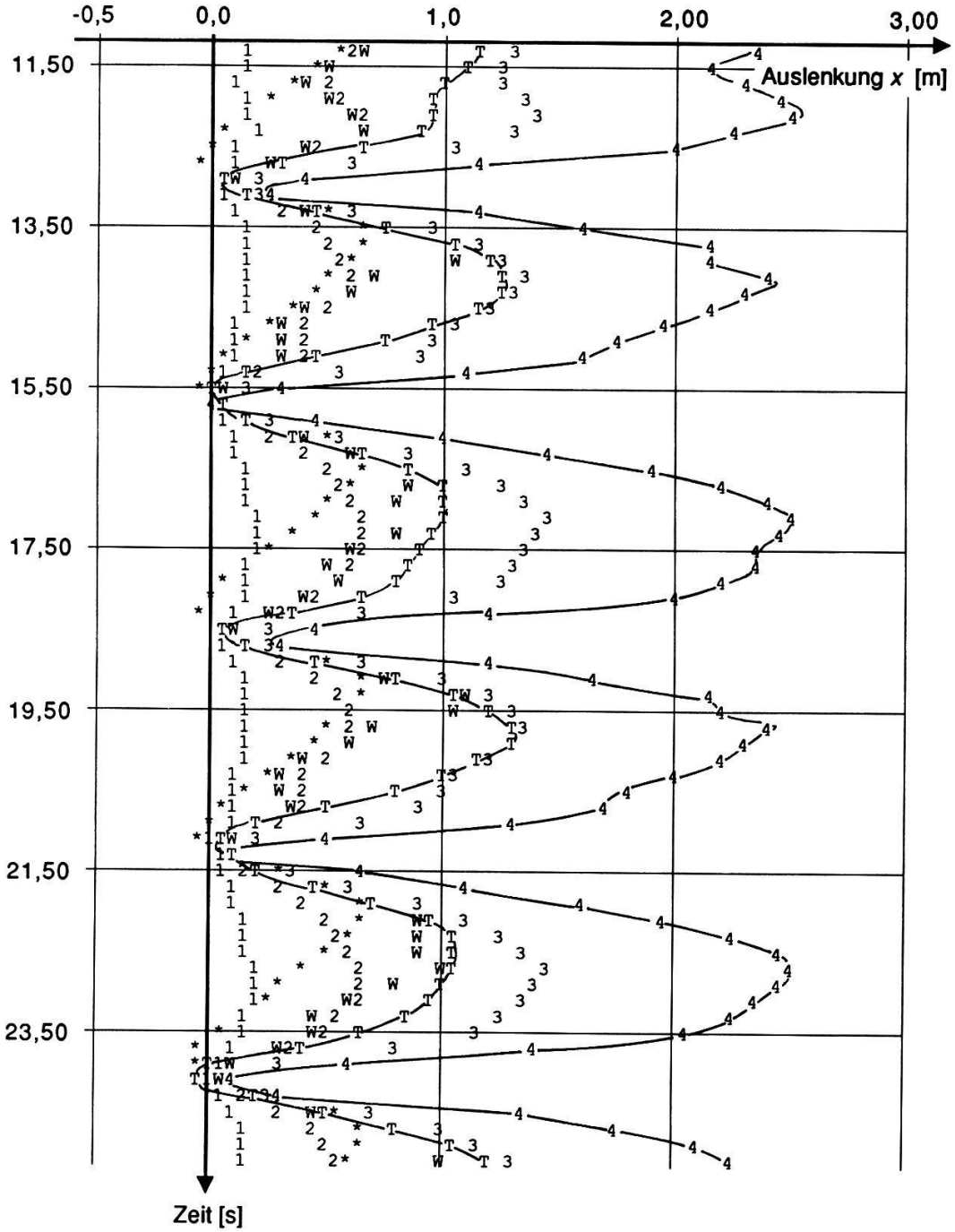


Fig. 4.21. Beispiel ST811, Wellenhöhe H = 50 cm, Wellenperiode T = 2,79 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

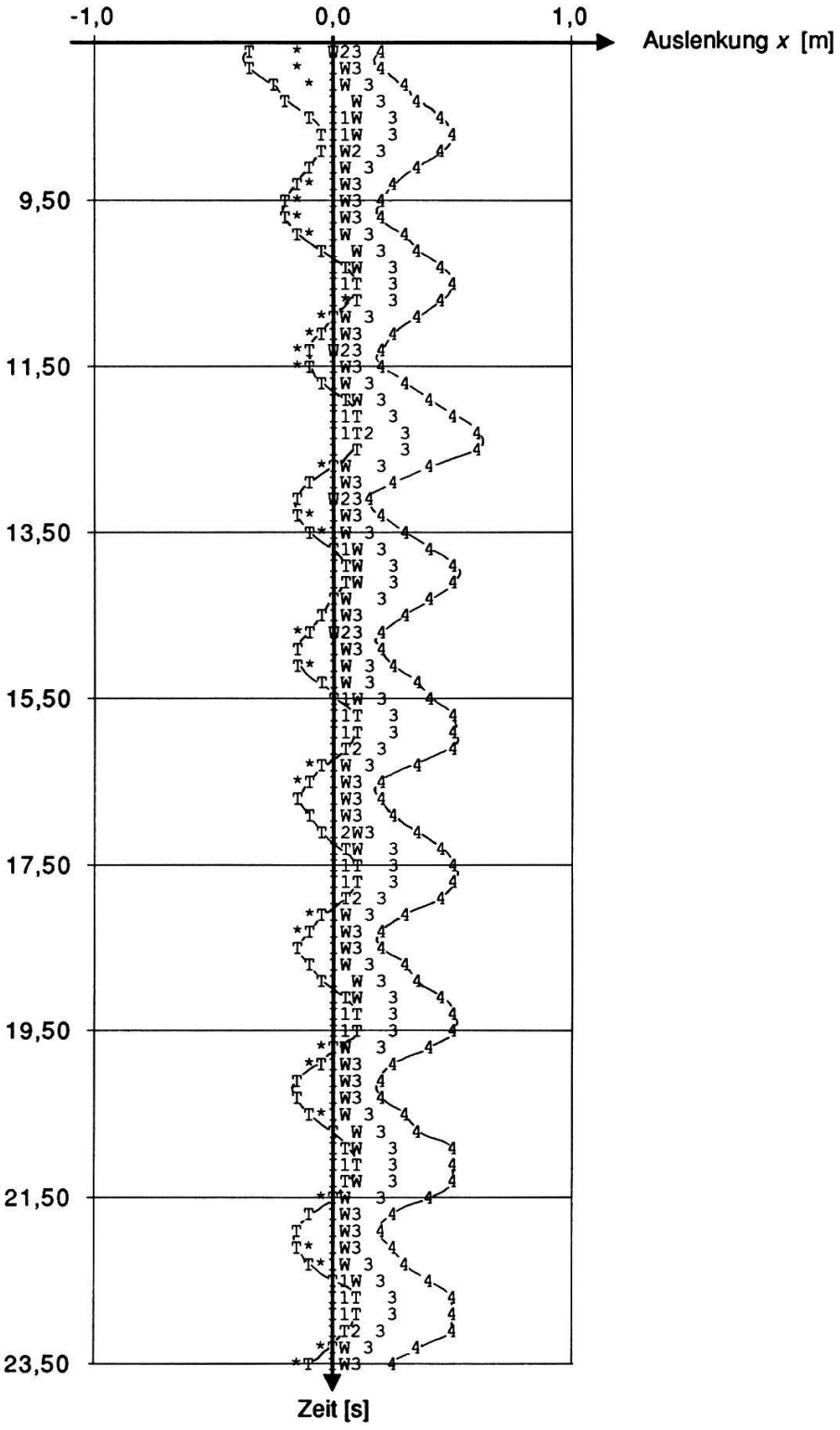


Fig. 4.22. Beispiel ST711, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 1,76 s. Generelle Legende s. Fig. 4.13.

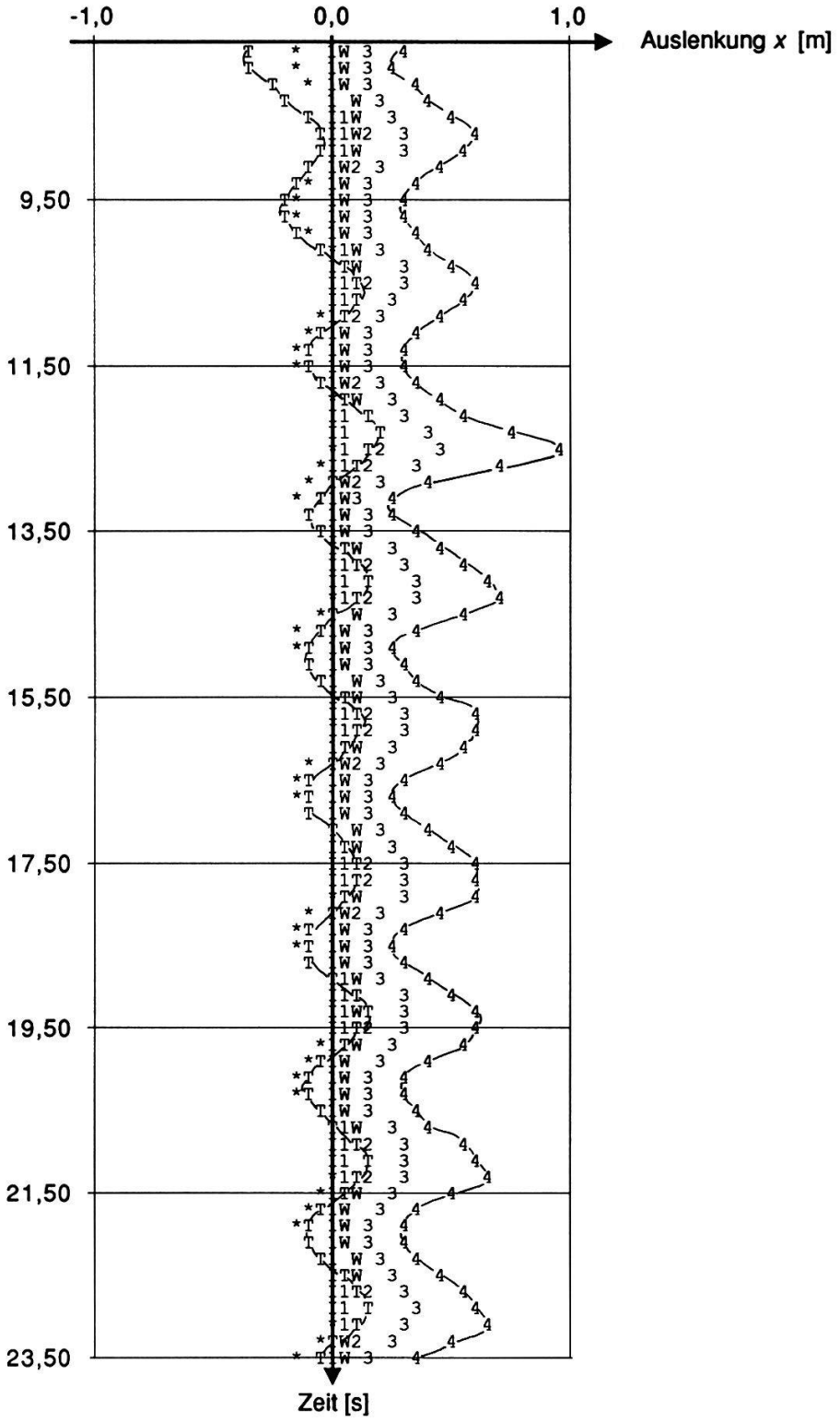


Fig. 4.23. Beispiel ST731, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 1,76 s.
Die gegenüber dem Beispiel ST711 (Fläche 1.2) weicheren Halme der Fläche 4.3 vollführen unter den gleichen äußeren Einwirkungen größere Bewegungen, die daraus resultierenden Beanspruchungen (Biegemoment) sind aber trotzdem kleiner (vgl. Tab. 4.4.)
Generelle Legende s. Fig. 4.13.

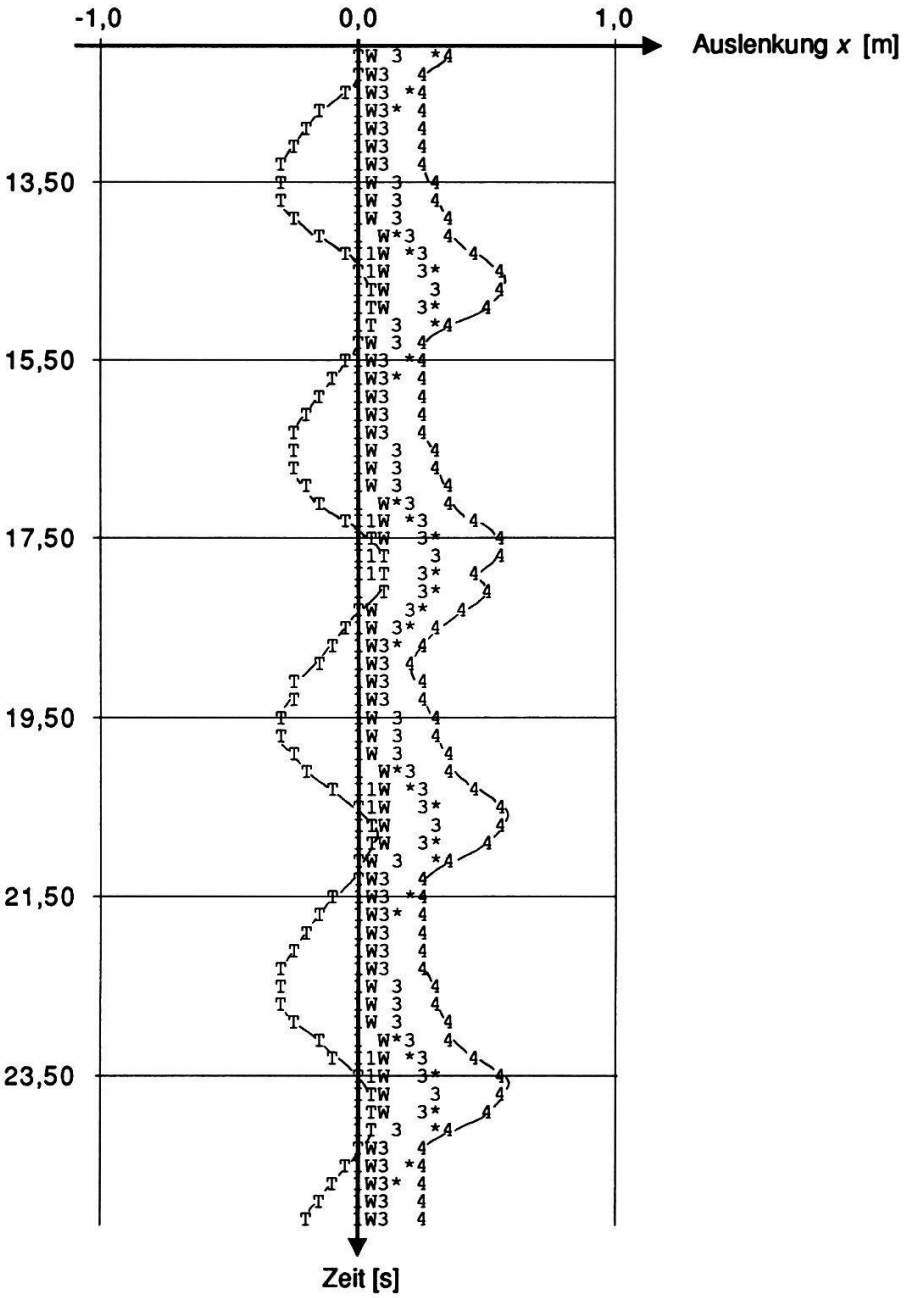


Fig. 4.24. Beispiel ST721, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 3,0 s.
Obwohl die Wellen der Figuren 4.24. und 4.4.25. mit T = 3 s fast doppelt so lange Perioden haben wie jene der Fig. 4.22. und 4.23., sind die Ausschläge fast gleich groß.
Generelle Legende s. Fig. 4.13.

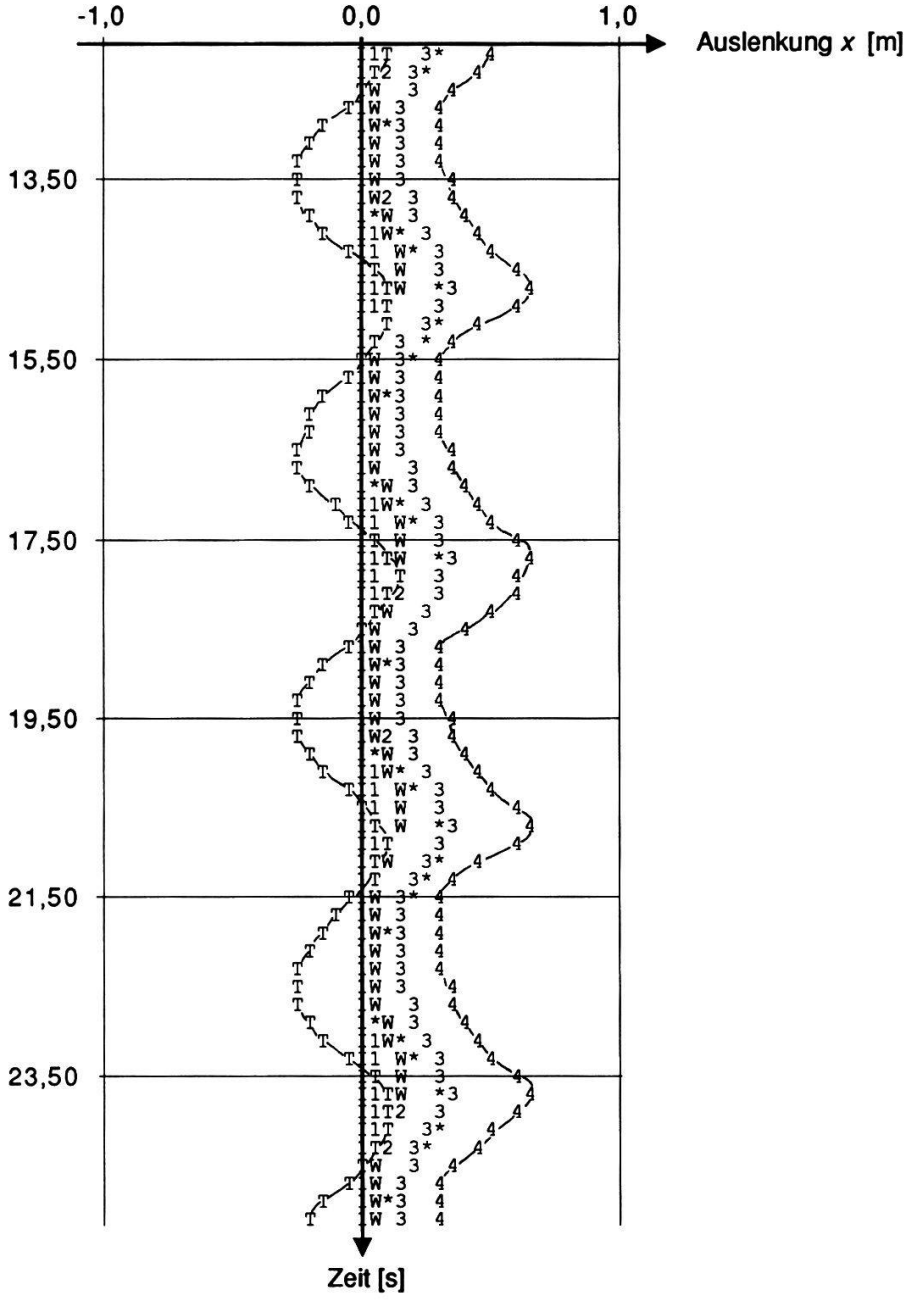


Fig. 4.25. Beispiel ST741, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 3,0 s.
Obwohl die Wellen der Figuren 4.24. und 4.25. mit T = 3 s fast doppelt so lange Perioden haben wie jene der Fig. 4.22. und 4.23., sind die Ausschläge fast gleich groß.
Generelle Legende s. Fig. 4.13.

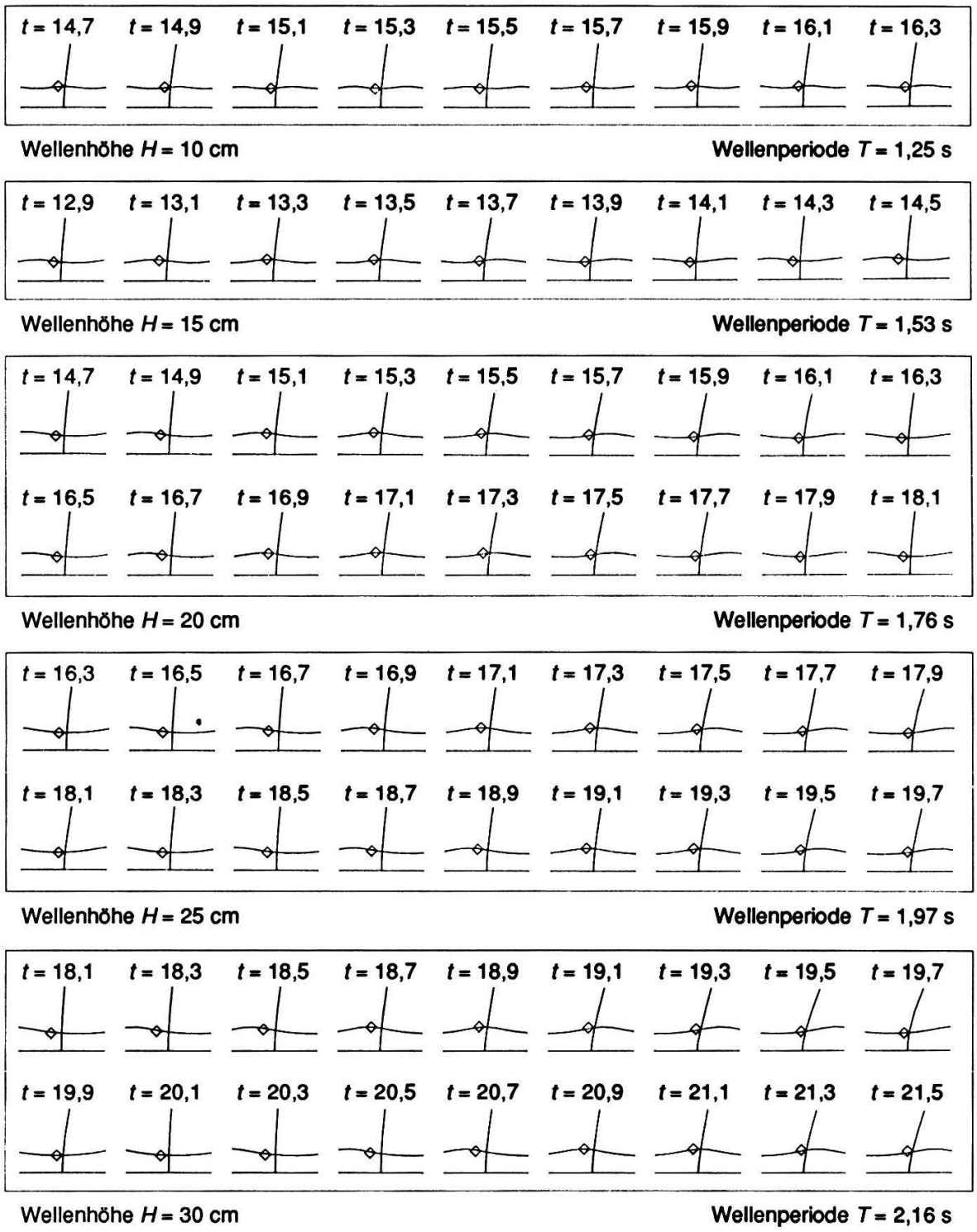


Fig. 4.26. Darstellung der berechneten Halmschwingung in Seitenansicht (entsprechend der Definitionsskizze in Fig. 4.13.) Als Beispiel wurde die gleiche Serie gewählt wie in den Figuren 4.13. - 4.21. (Beispiel ST811). Durch senkrechte gestrichelte Linien sind Zeiträume von ungefähr einer Wellenperiode abgegrenzt.

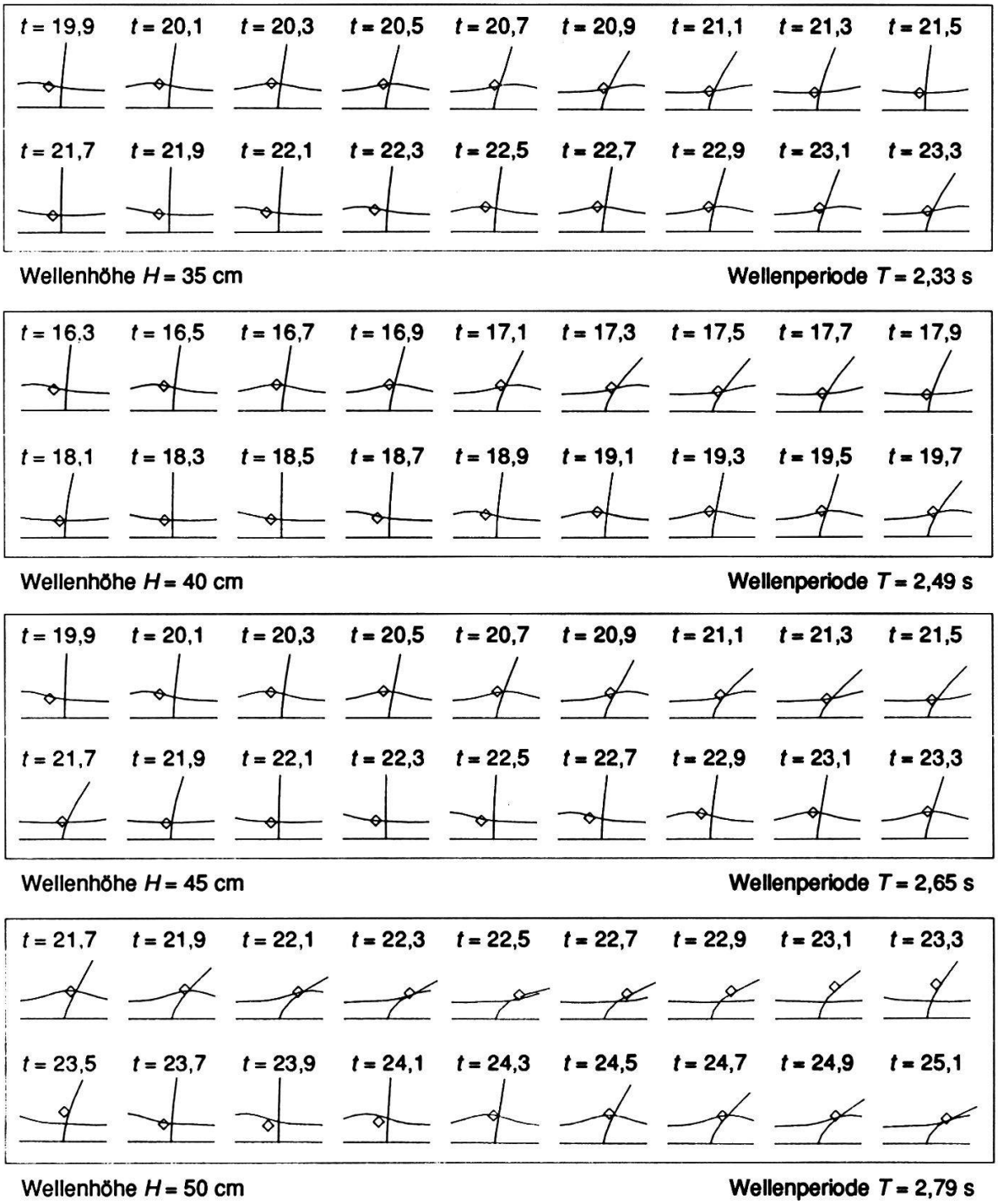


Fig. 4.26. (Fortsetzung)

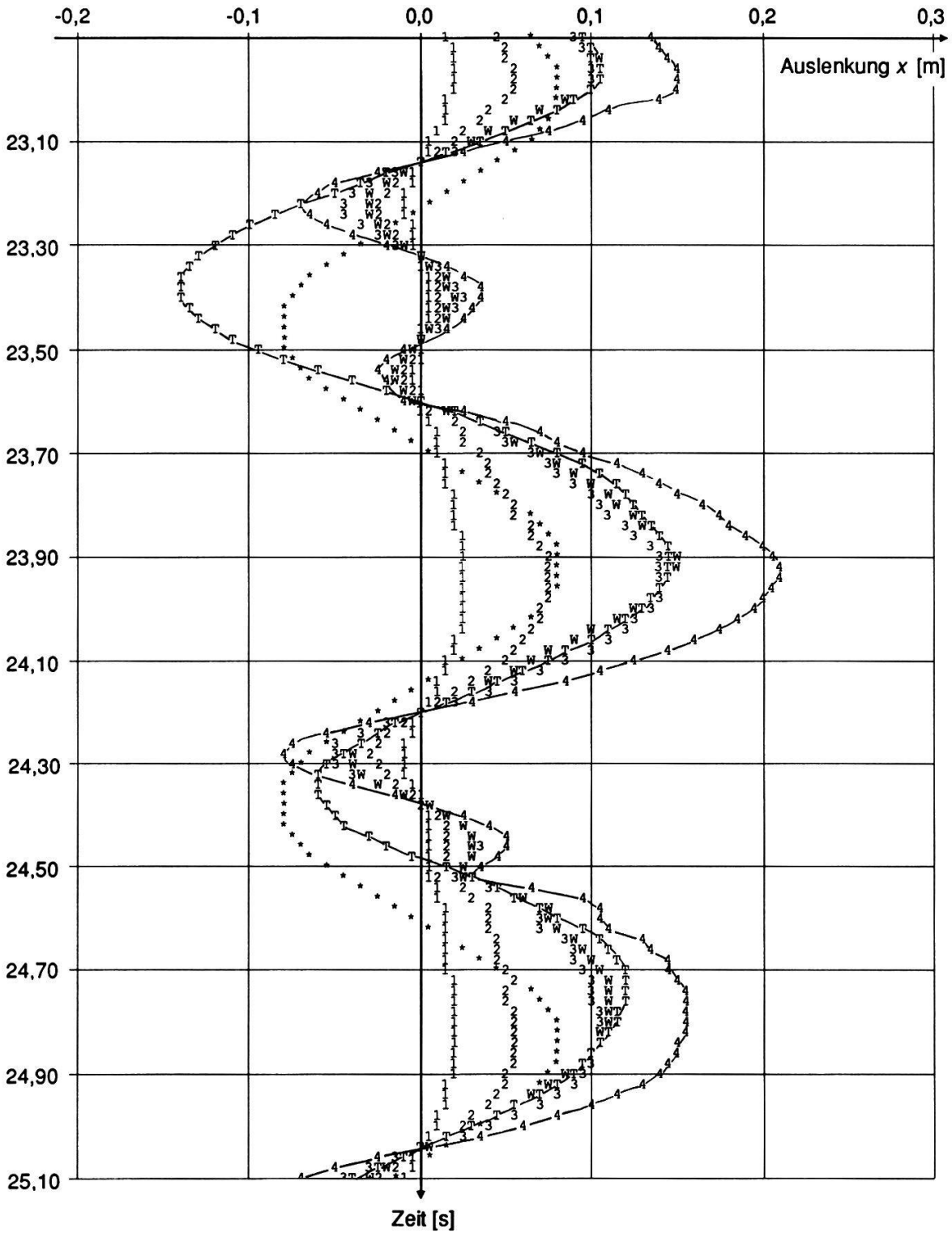


Fig. 4.27. Nachgerechnete Schwingung von Plastikstäben unter der Einwirkung von Wellen und Treibholz (Modellversuche an der Versuchsanstalt für Wasserbau an der ETH, vgl. Kap. 3.3.4.). Die verschiedenen Schwingungsbilder in dieser und den 5 folgenden Figuren resultieren aus der Änderung des jeweils angenommenen Massenkoeffizienten G_m. Der Schubkoeffizient G_d ist bei allen sechs Bildern gleich 1,25, die Masse des Treibholzes beträgt 5,99 kg, die Wellenhöhe H ist 16 cm, die Wellenperiode $T = 0{,}92$ s. $G_m = 1{,}0$.
Die Darstellungsart entspricht den Figuren 4.13. - 4.25..

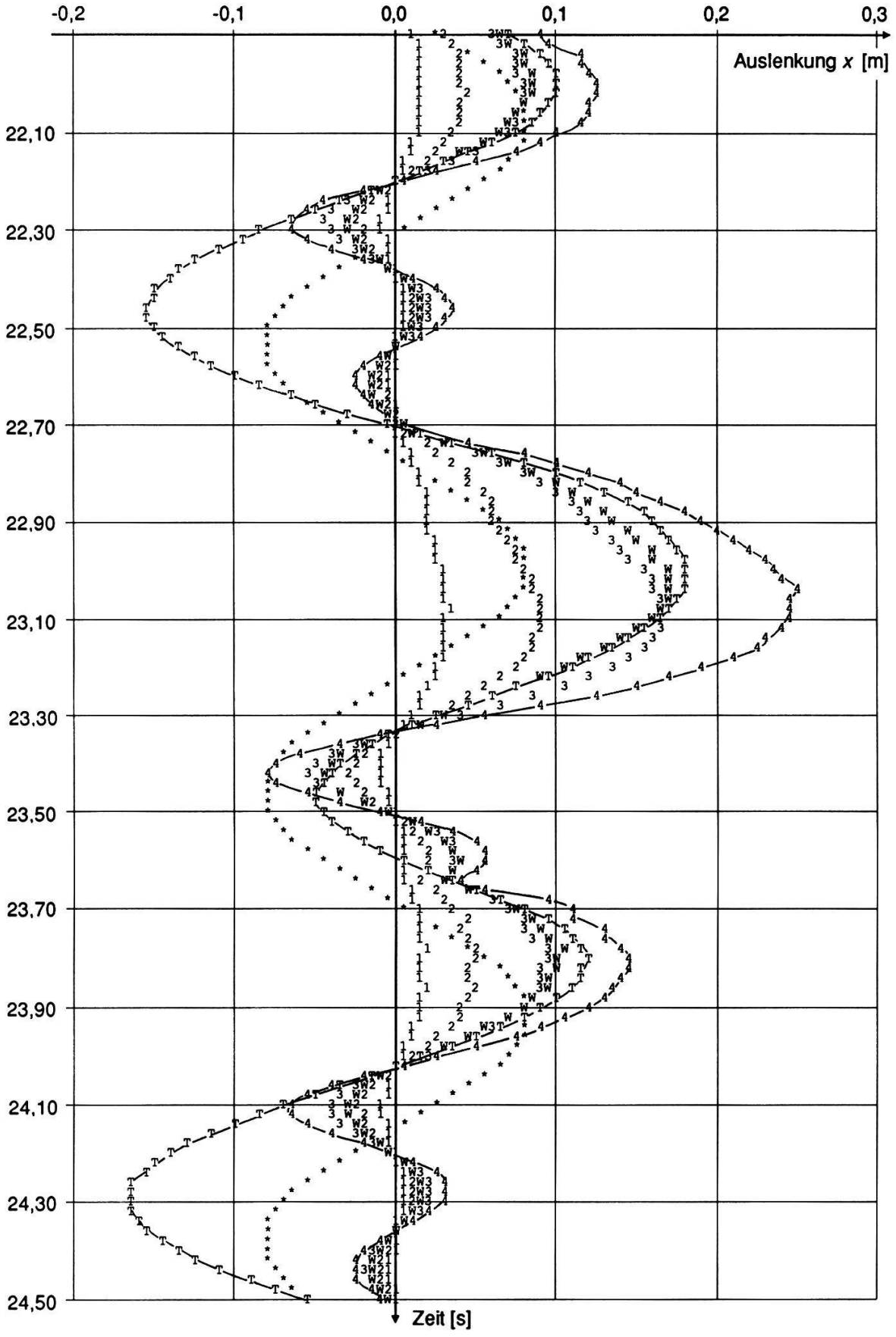


Fig. 4.28. Wie Fig. 4.27.; $G_m = 1{,}25$.

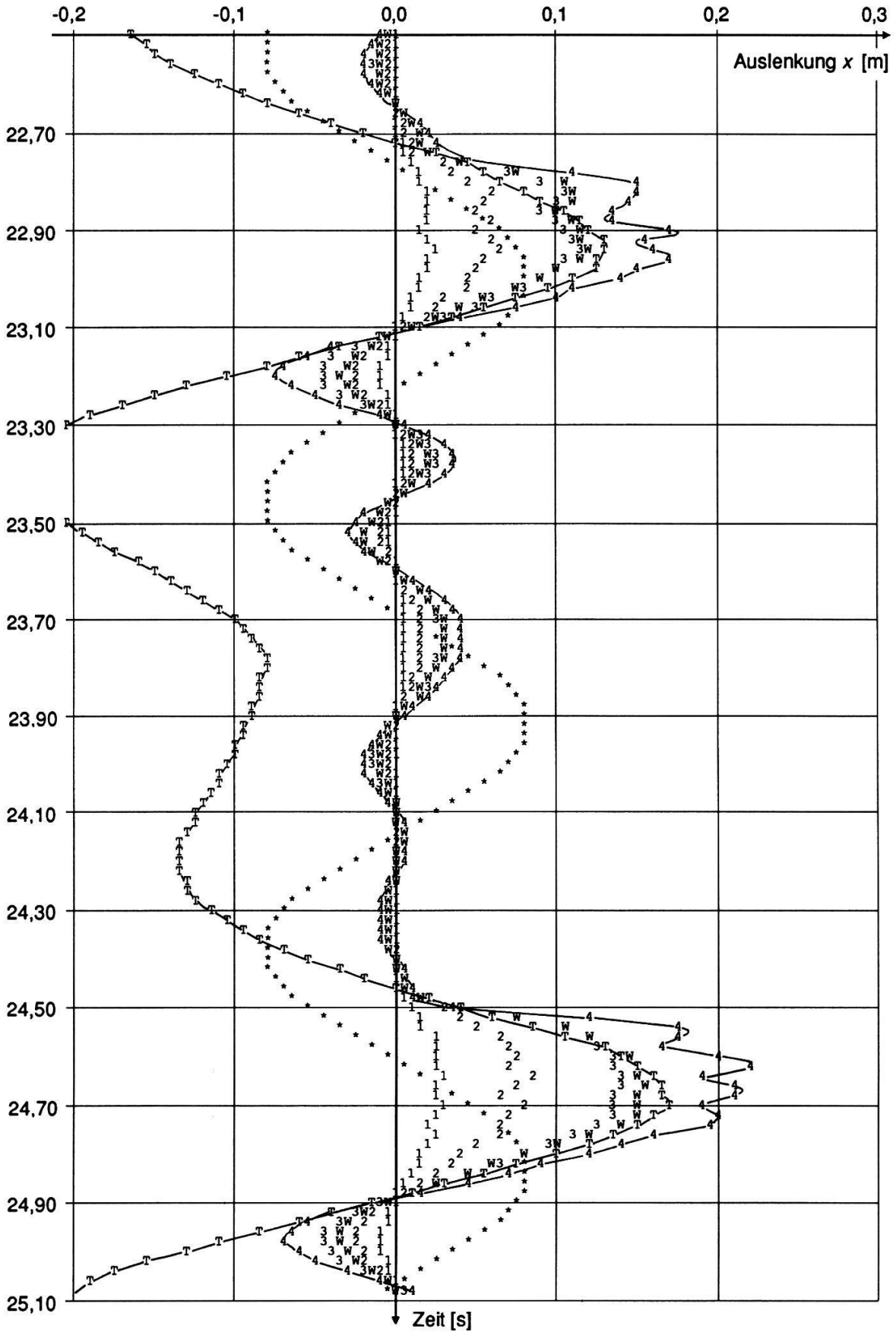


Fig. 4.29. Wie Fig. 4.27.; $G_m = 1{,}5$.

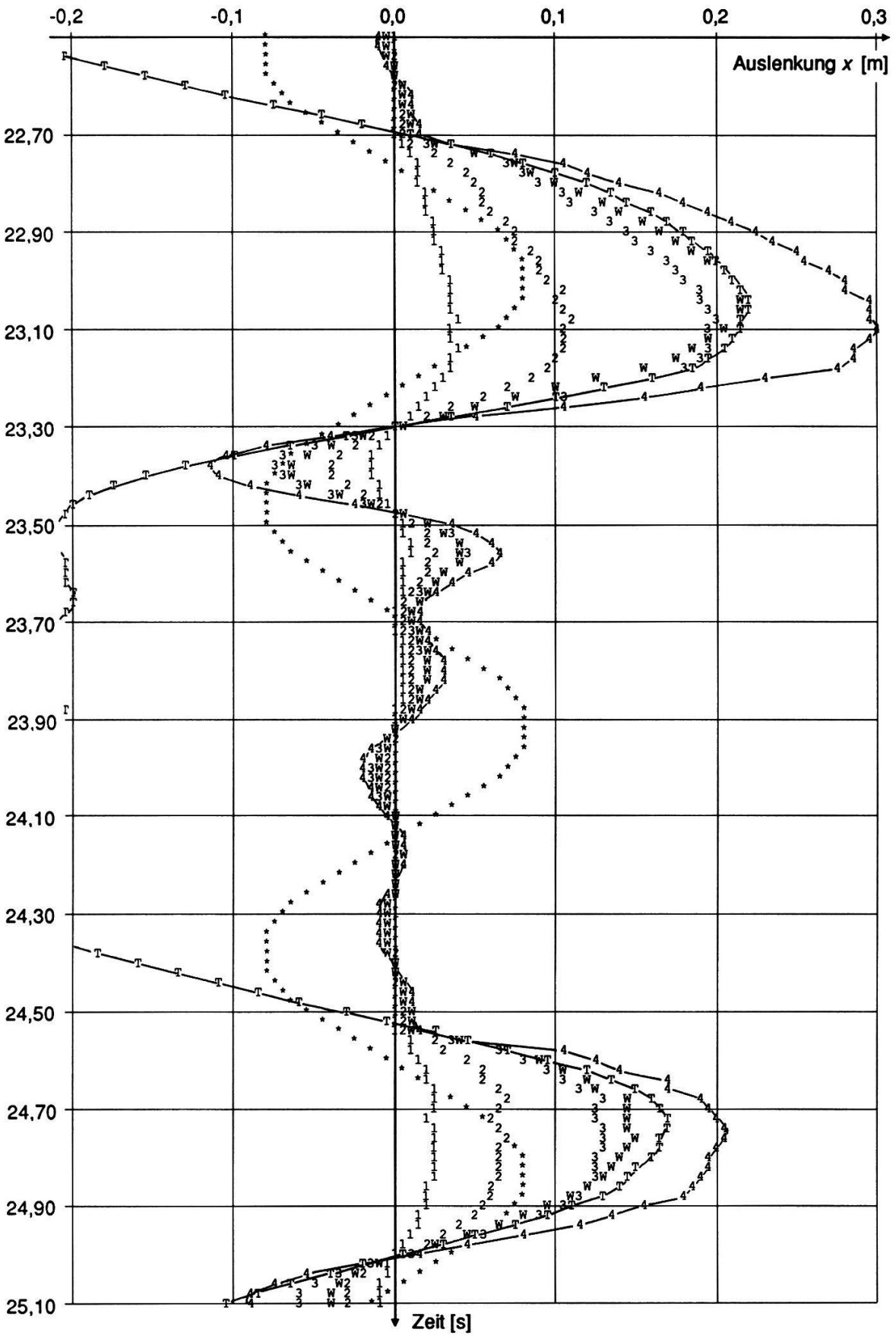


Fig. 4.30. Wie Fig. 4.27.; $G_m = 1{,}75$.

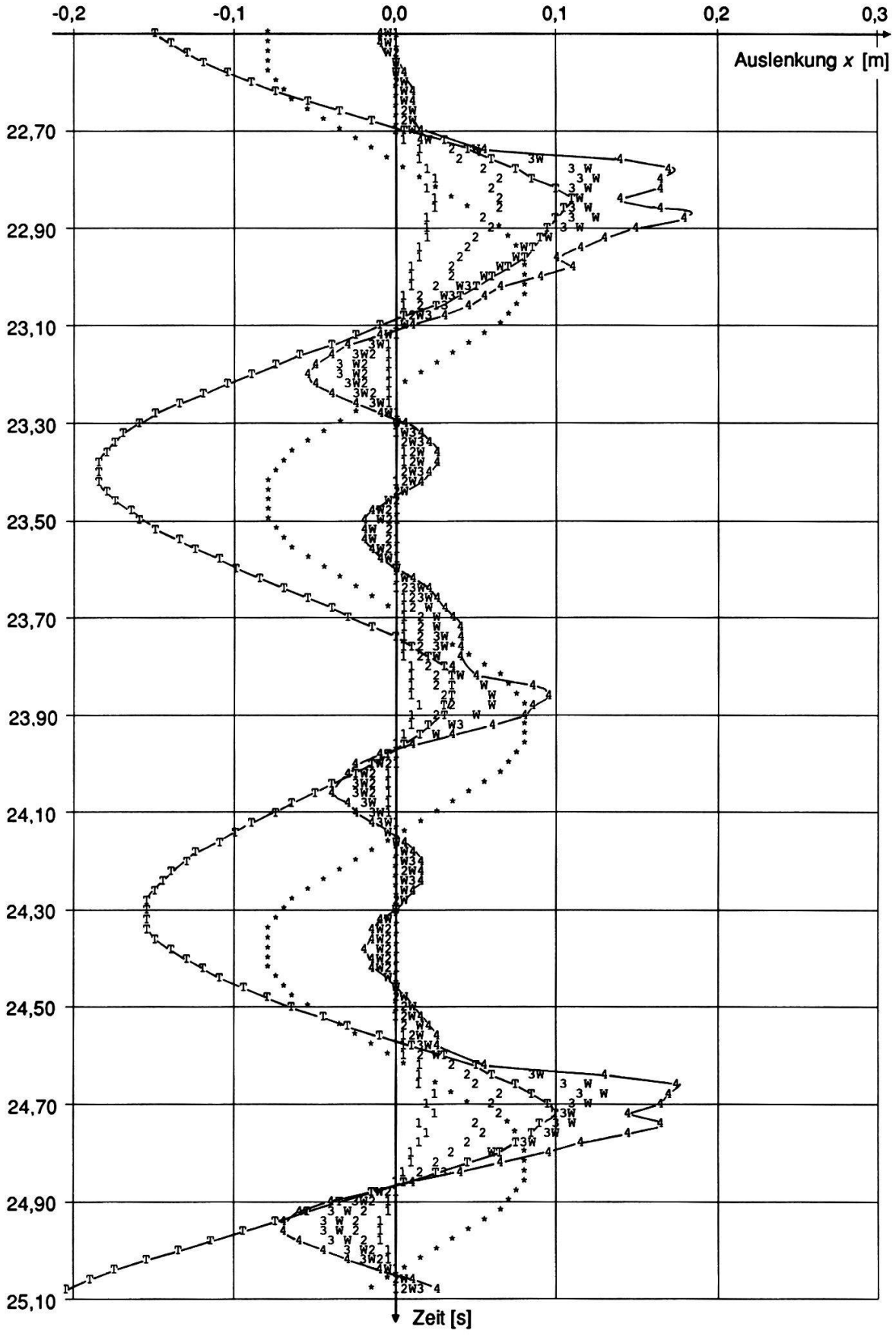


Fig. 4.31. Wie Fig. 4.27.; $G_m = 2{,}0$.

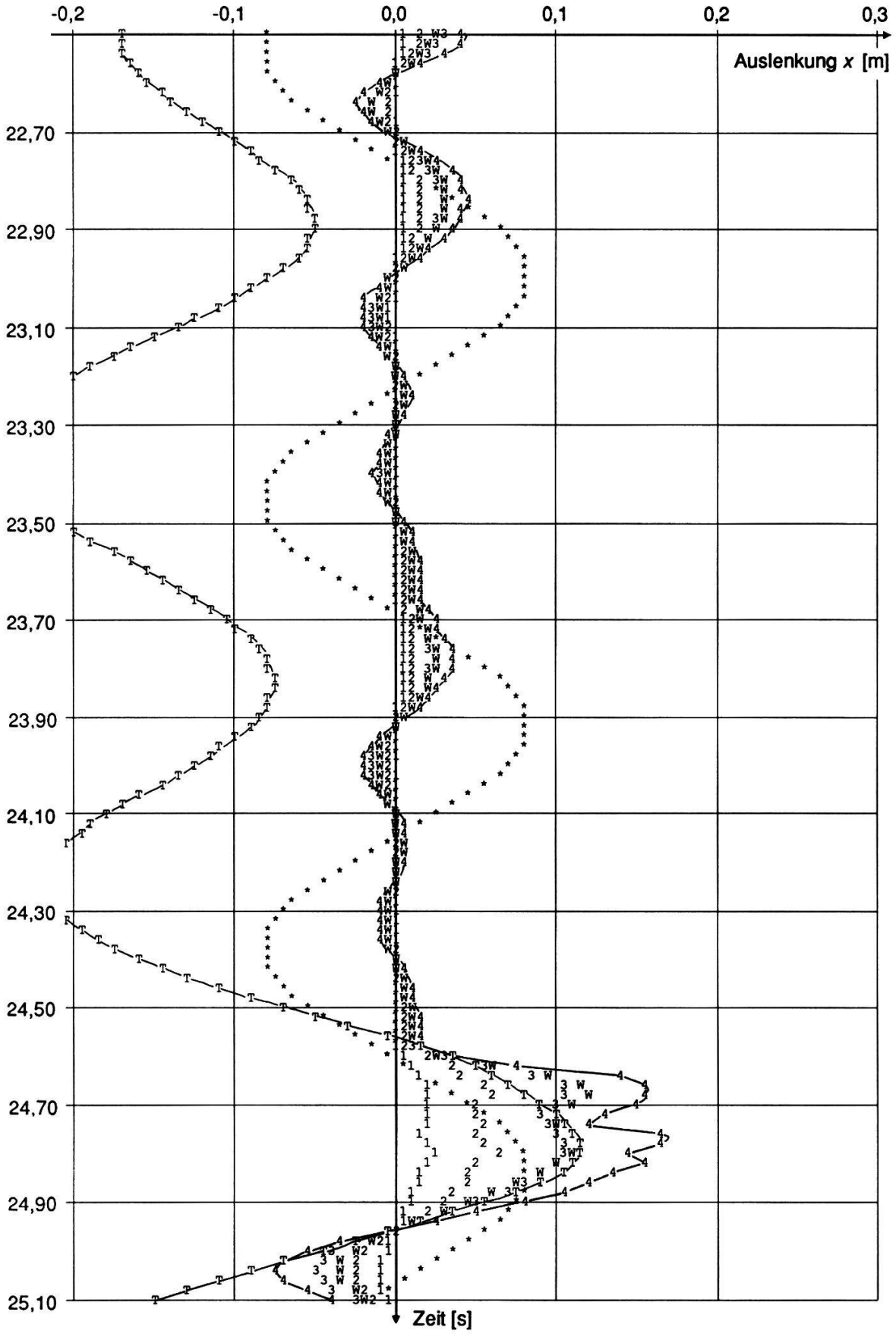


Fig. 4.32. Wie Fig. 4.27.; G_m=2,5.

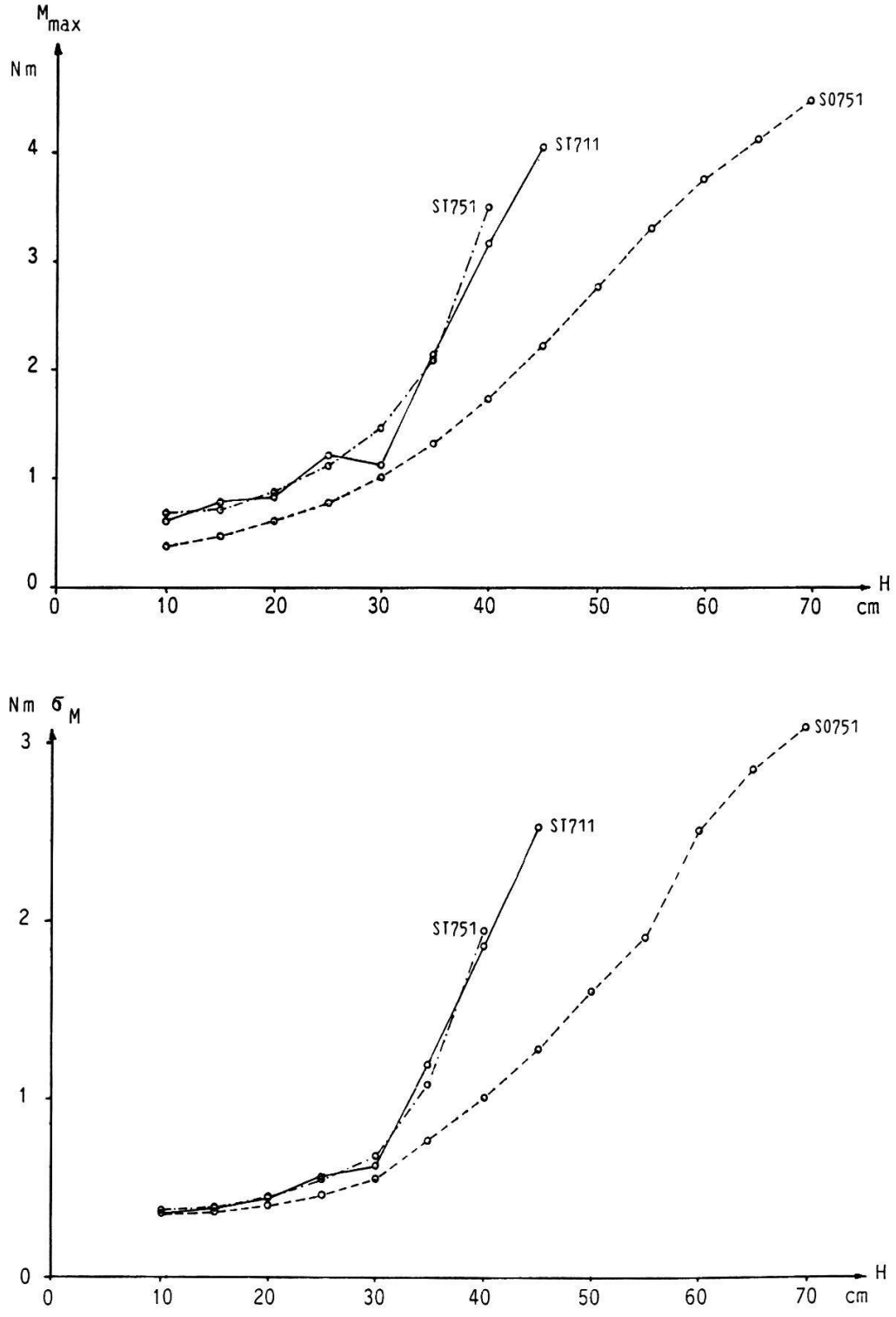


Fig. 4.33. Berechnetes Biegemoment im Fußpunkt der Schilfhalme in Abhängigkeit von der Wellenhöhe H aus den im Text besprochenen Beispielen.
Einfluß des Treibzeugs. Halme vom 27. 6. aus der Fläche 1.2 .
------- (SO751): Ohne Treibzeug
——— (ST711): Mit Treibholz von 6 kg Masse
-·-·-·- (ST751): Mit Treibholz von 12 kg Masse
Oben: Maximalwert M_{max} der Rechnungsperiode Unten: Quadratisches Mittel σ_M

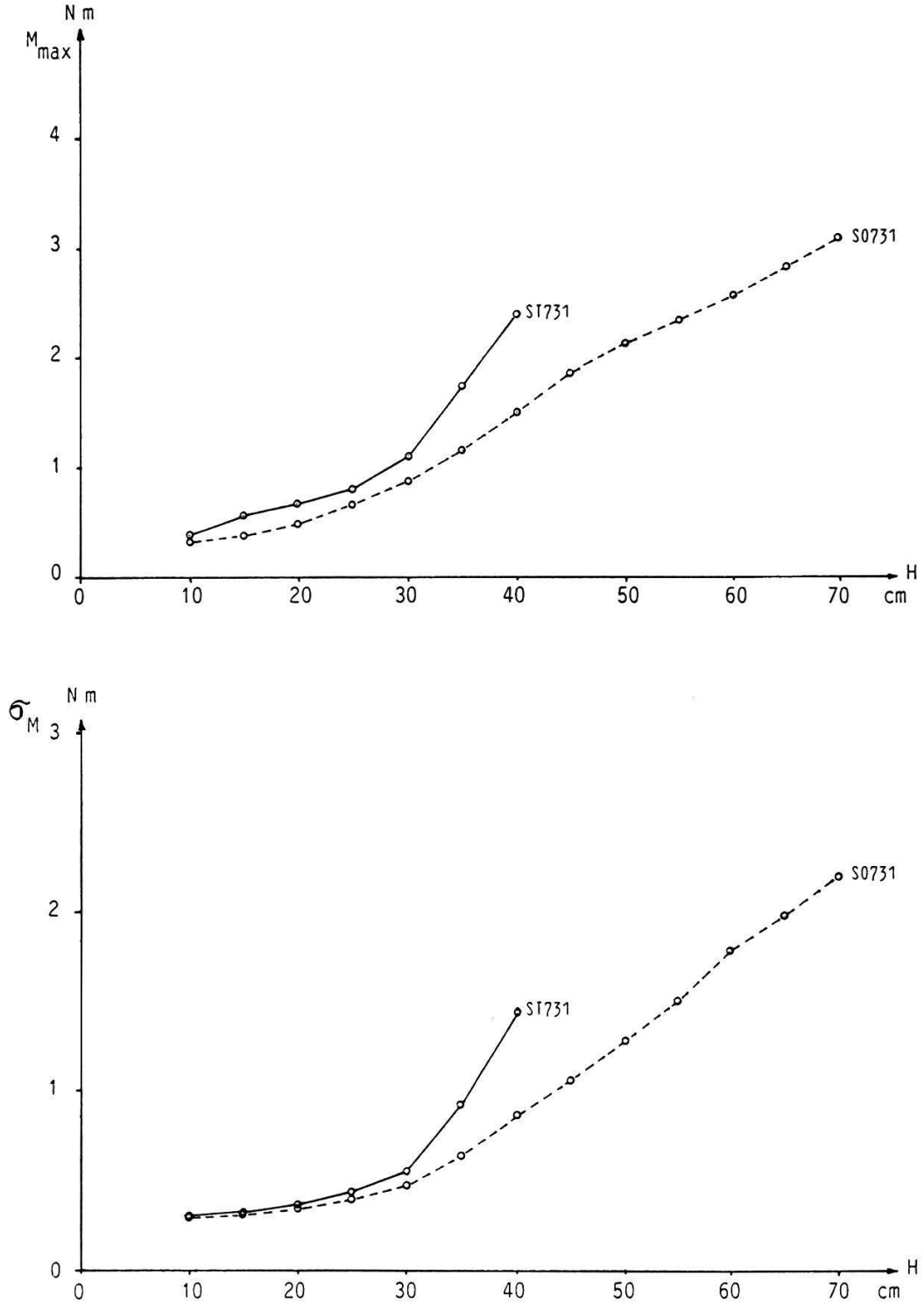


Fig. 4.34. Wie Fig. 4.33.:
Einfluß des (fehlenden) Treibzeugs. Halme vom 27.6. aus der Fläche 4.3 .
------- (SO731): Ohne Treibzeug
—— (ST731): Treibholz von 6 kg Masse

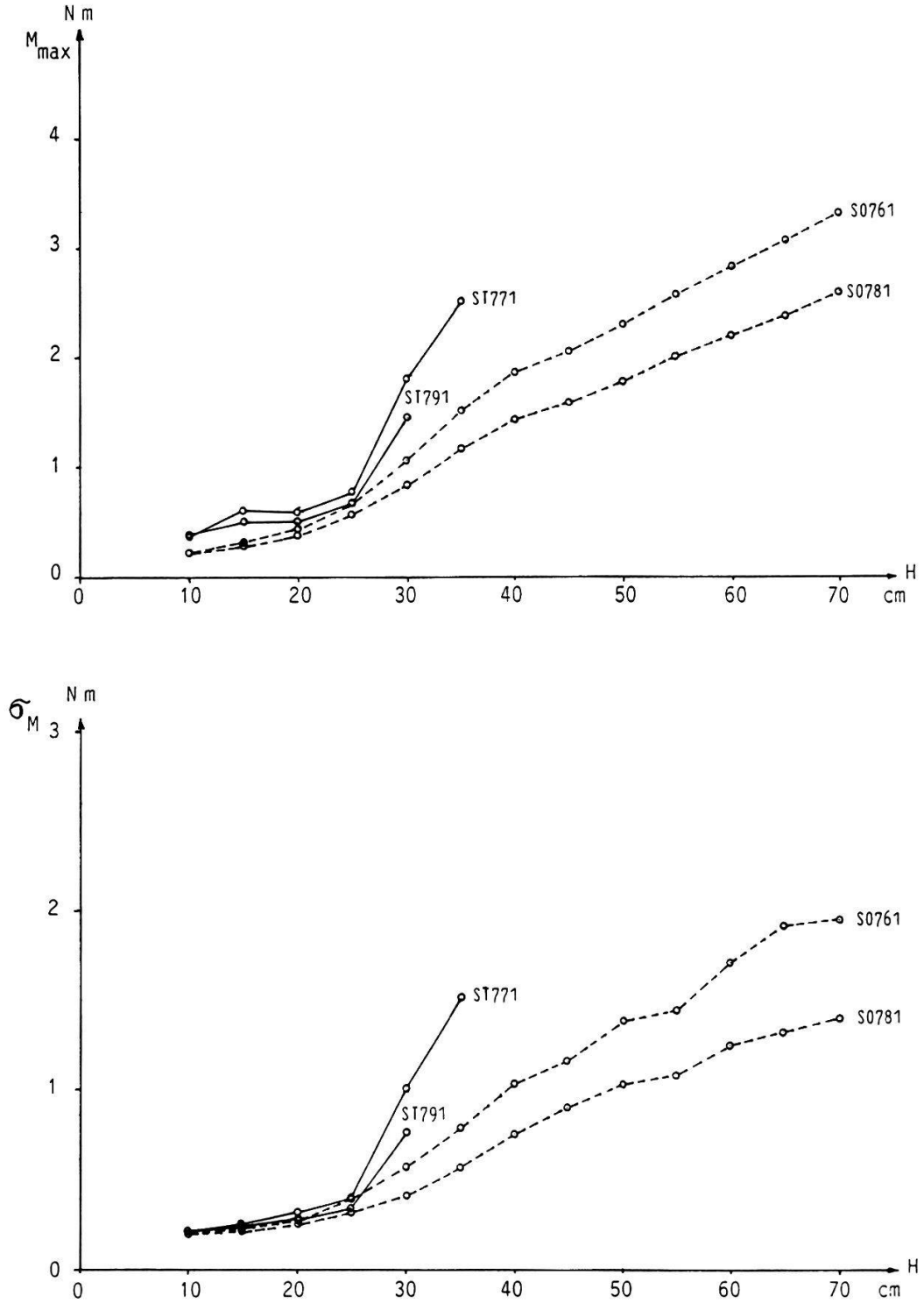


Fig. 4.35. Wie Fig. 4.33.: Einfluß des (fehlenden) Treibzeugs. Halme vom 13.6. aus den Flächen 1.2 (ST771, SO761) und 4.3 (ST791, SO781).
------ (SO761, SO781): Ohne Treibzeug
—— (ST711, ST791): Treibholz von 6 kg Masse

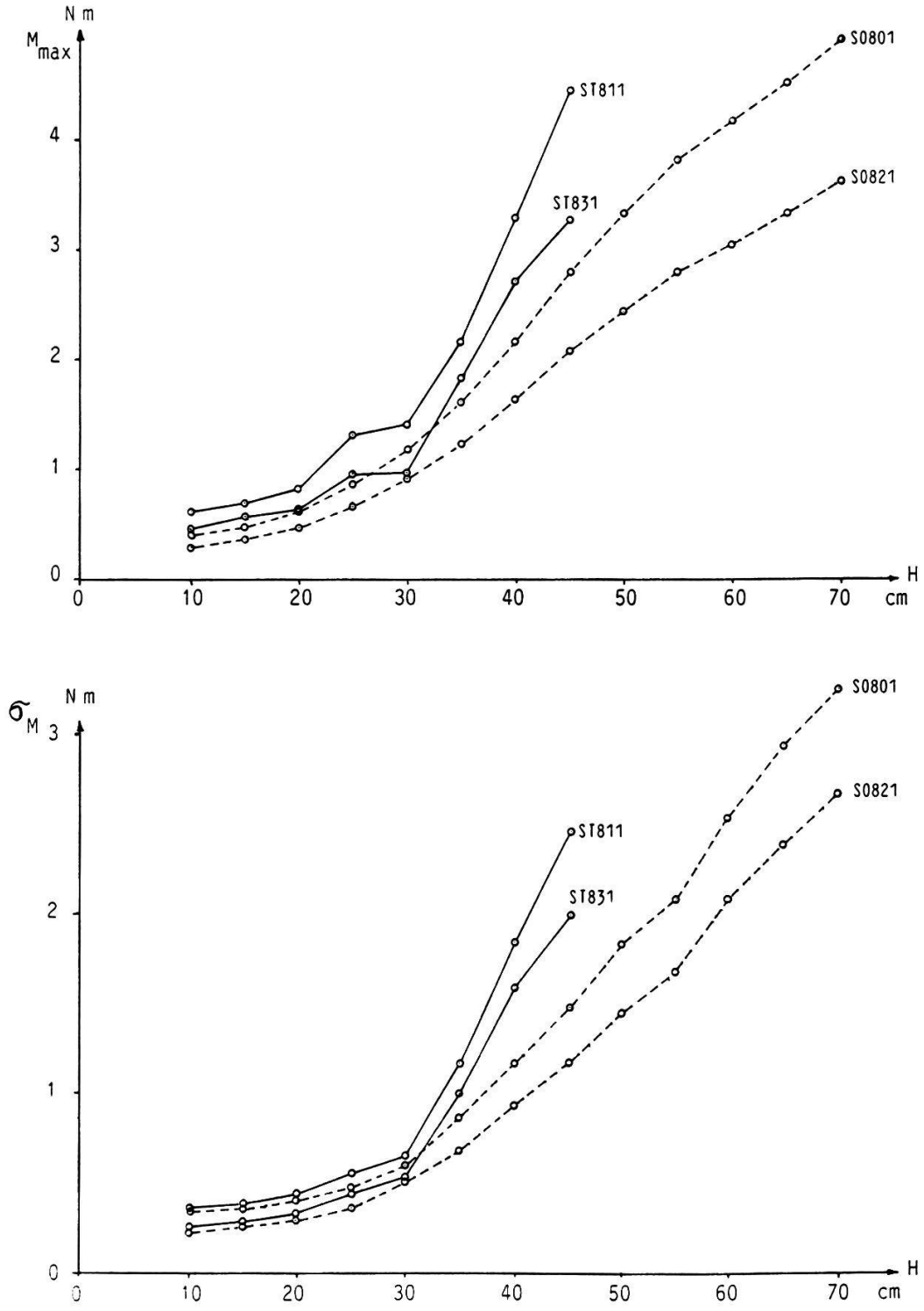


Fig. 4.36. Wie Fig. 4.33.: Einfluß des (fehlenden) Treibzeugs. Halme vom 23.7. aus den Flächen 1.2 (ST811, SO801) und 4.3 (ST831, SO821).
------ (SO801, SO821): Ohne Treibzeug
—— (ST811, ST831): Treibholz von 6 kg Masse

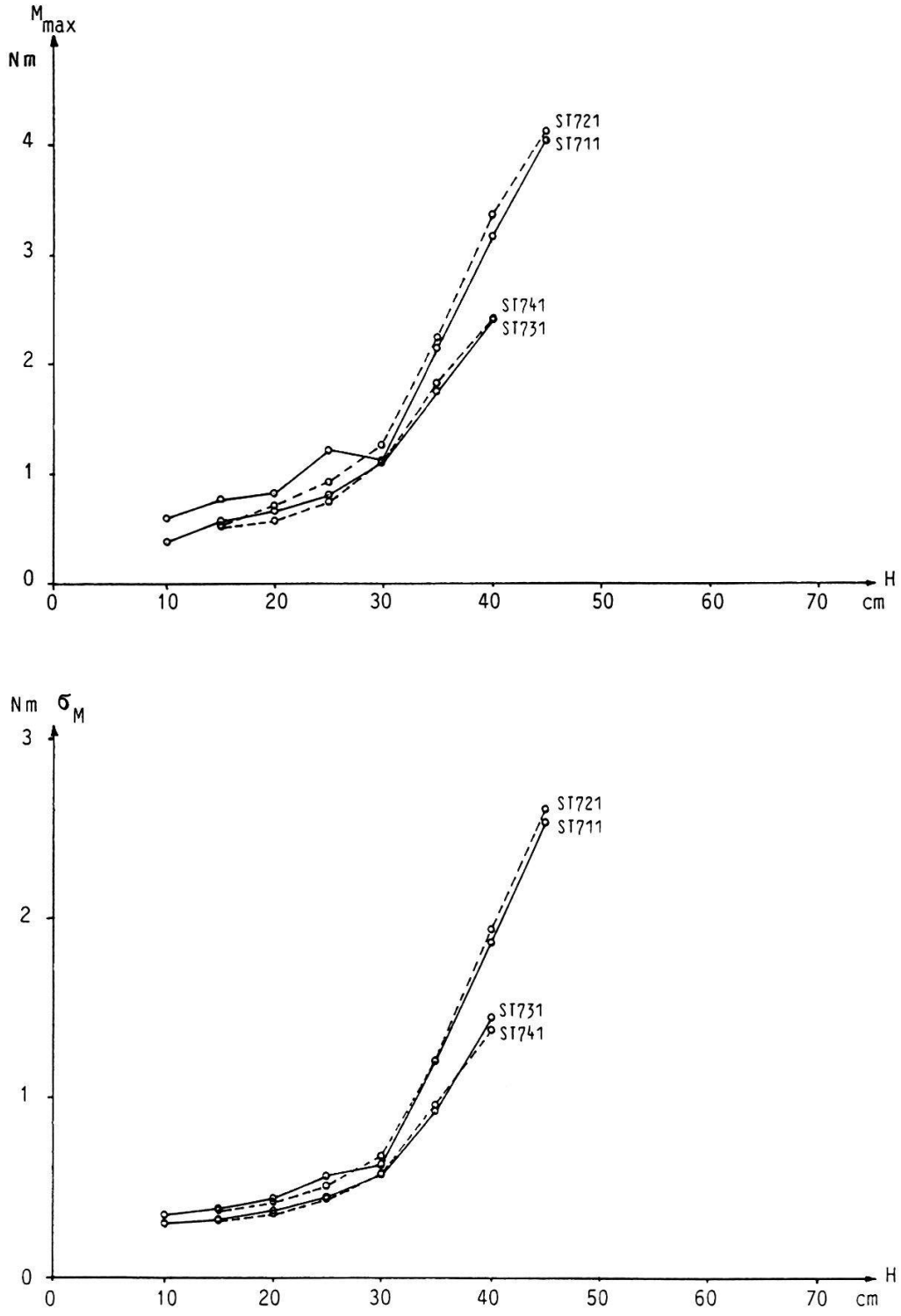


Fig. 4.37. Wie Fig. 4.33.: Einfluß der Wellenperiode *T*. Halme vom 27.6. aus den Flächen 1.2 (ST711, ST721) und 4.3 (ST731, ST741).

—— (ST711, ST731): Wellenperiode zunehmend gemäß Tab. 4.2. von 1,25 s ($H = 10$ cm) bis 2,65 s ($H = 45$ cm)

------ (ST721, ST741): Wellenperiode konstant $T = 3$ s für alle Wellenhöhen

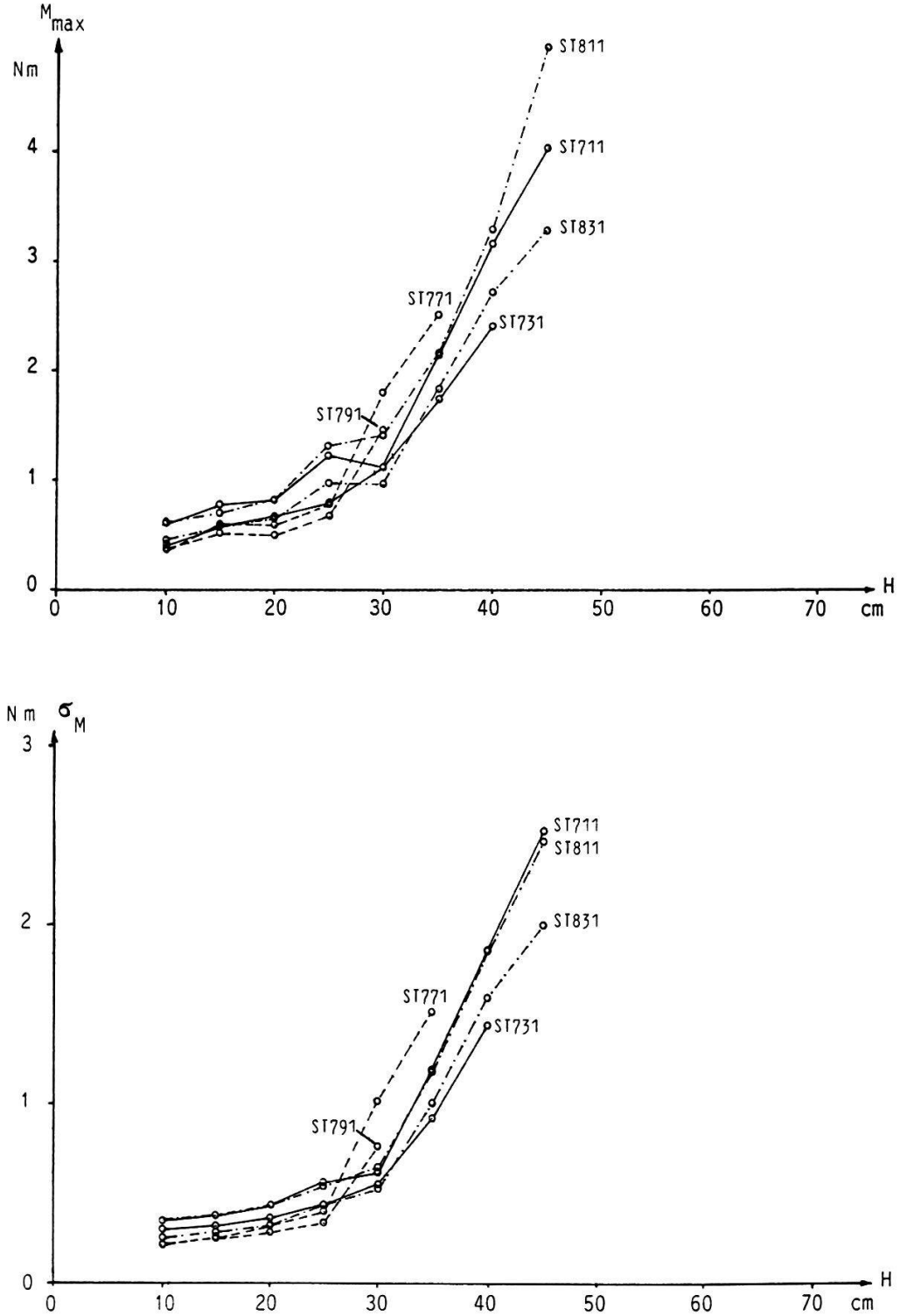
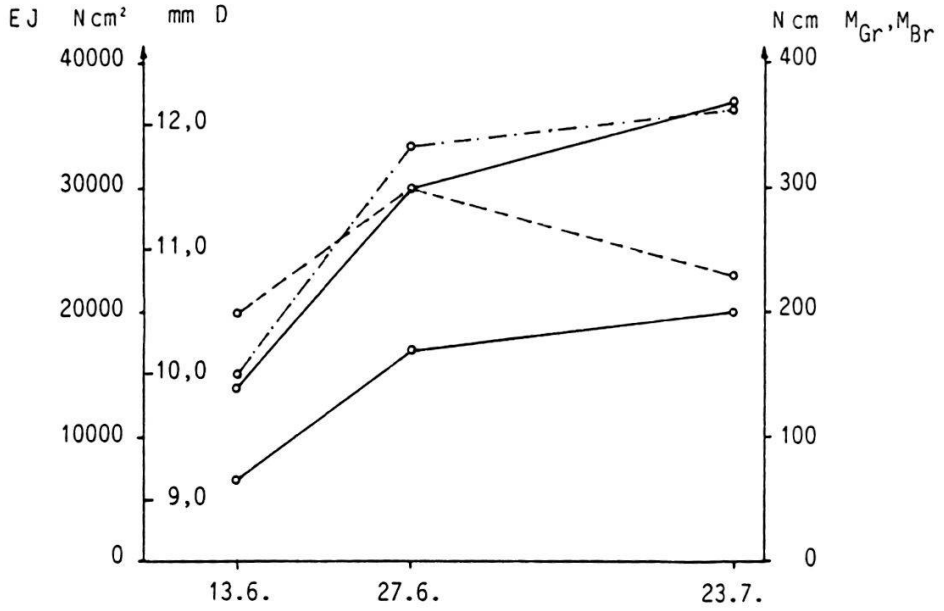


Fig. 4.38. Wie Fig. 4.33.: Einfluß der Biegesteifigkeit bzw. Jahreszeit. Halme aus den Flächen 1.2 (ST711, ST771, ST811) und 4.3 (ST731, ST791, ST831).
------- (ST771, ST791): Halme vom 13.6.
——— (ST711, ST731): Halme vom 27.6.
-·-·-·- (ST811, ST831): Halme vom 23.7.

Fläche 1.2



Fläche 4.3

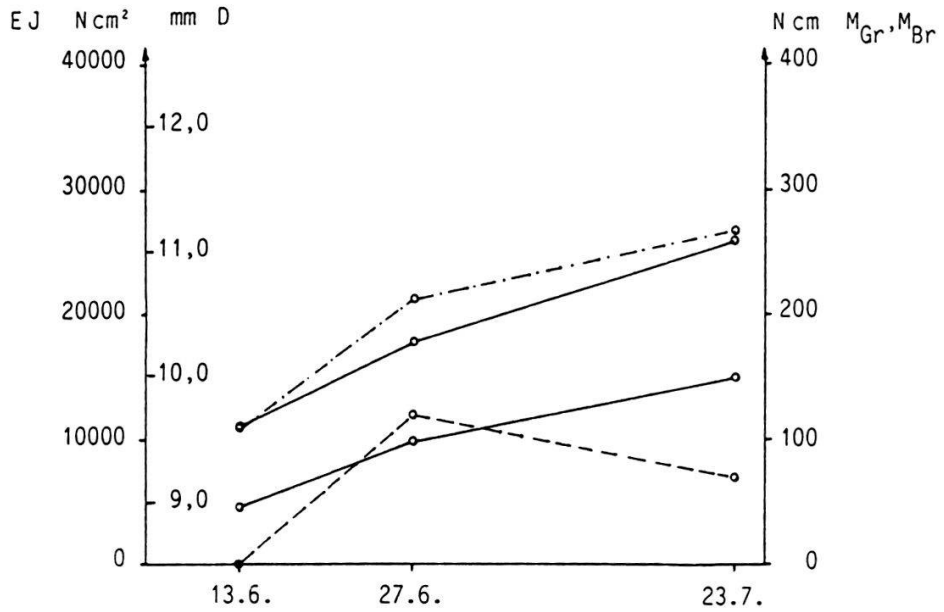


Fig. 4.39. Zeitliche Entwicklung von Durchmesser D, Biegesteifigkeit $E{\cdot}J$, Grenzmoment M_{Gr} und Bruchmoment M_{Br} der in den Beispielen verwendeten Halme.

------- Durchmesser D

------- Biegesteifigkeit $E{\cdot}J$

——— Grenzmoment M_{Gr} (untere Linie) und M_{Br} (obere Linie)

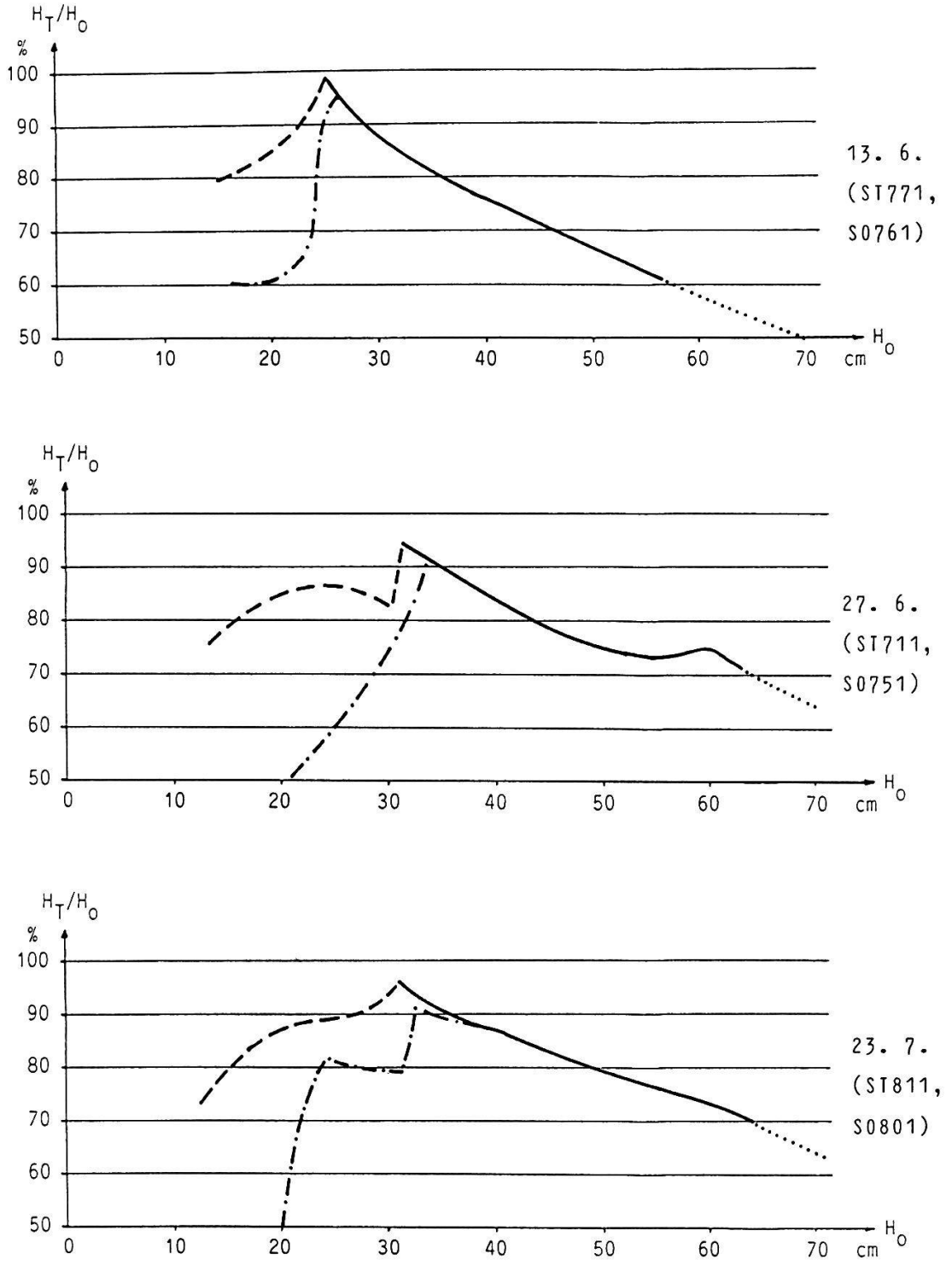


Fig. 4.40. Wellenhöhen, welche einmal ohne (H_0), einmal zusammen mit einem Treibholz von 6 kg Masse (H_T) ein gleich großes Biegemoment im Halmfuß bewirken, dargestellt in Funktion der Wellenhöhe H_0.

----- Kurve aufgrund des quadratischen Mittels

-·-·- aufgrund des maximalen Momentes

····· In diesem Bereich wird der Halm durch das Treibzeug überrollt

Halme aus der Fläche 1.2 .

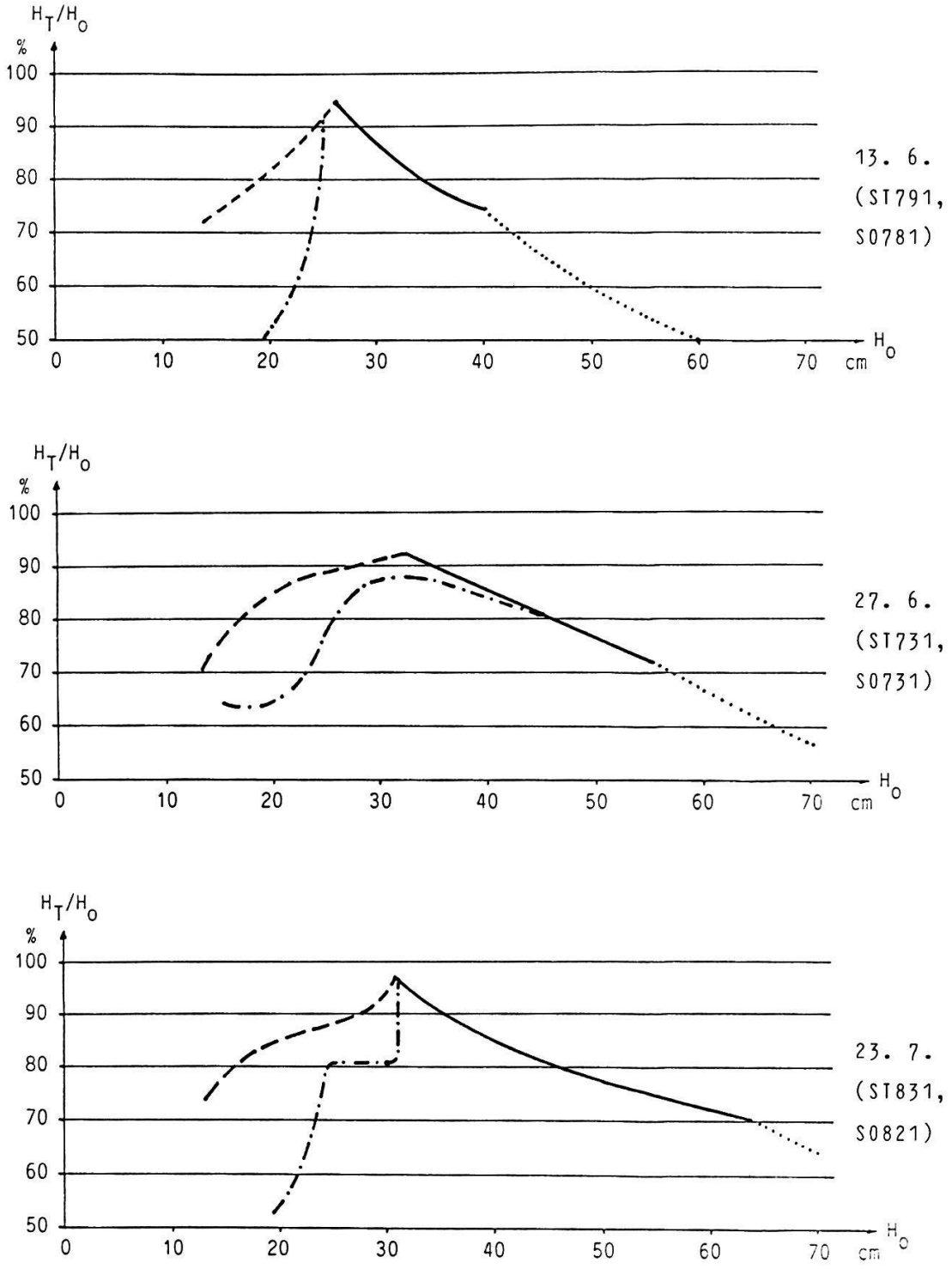


Fig. 4.41. Wie Fig. 4.40.: Halme aus der Fläche 4.3 .

ANHANG zu Teil II: **Tab. 3.4.** Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d (gerechnet in Funktion von d/L_0' und kl).
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}01$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0497	0,252	0,0230	75,640	0,0401	0,2493	0,0939	0,0267	0,0059	0,00611	0,00118
0,0865	0,250	0,0364	76,774	0,0398	0,2512	0,1491	0,0674	0,0238	0,01560	0,00487
0,1195	0,248	0,0461	77,935	0,0395	0,2531	0,1891	0,1086	0,0492	0,02535	0,01017
0,1521	0,246	0,0540	79,125	0,0392	0,2550	0,2222	0,1501	0,0808	0,03538	0,01691
0,1853	0,244	0,0608	80,345	0,0389	0,2570	0,2511	0,1920	0,1183	0,04568	0,02504
0,2195	0,242	0,0669	81,595	0,0386	0,2591	0,2773	0,2343	0,1613	0,05628	0,03455
0,2551	0,240	0,0725	82,877	0,0383	0,2612	0,3013	0,2770	0,2099	0,06718	0,04545
0,2921	0,238	0,0777	84,191	0,0380	0,2633	0,3237	0,3201	0,2638	0,07839	0,05781
0,3307	0,236	0,0825	85,539	0,0377	0,2654	0,3449	0,3637	0,3233	0,08991	0,07166
0,3710	0,234	0,0870	86,922	0,0374	0,2676	0,3650	0,4076	0,3884	0,10177	0,08709
0,4129	0,232	0,0913	88,341	0,0371	0,2698	0,3842	0,4520	0,4591	0,11398	0,10417
0,4567	0,230	0,0953	89,797	0,0367	0,2721	0,4027	0,4969	0,5358	0,12653	0,12298
0,5022	0,228	0,0992	91,292	0,0364	0,2744	0,4205	0,5422	0,6184	0,13946	0,14363
0,5496	0,226	0,1029	92,827	0,0361	0,2768	0,4378	0,5881	0,7072	0,15276	0,16621
0,5990	0,224	0,1064	94,403	0,0358	0,2792	0,4546	0,6344	0,8025	0,16646	0,19086
0,6504	0,222	0,1098	96,023	0,0355	0,2817	0,4710	0,6812	0,9045	0,18056	0,21769
0,7038	0,220	0,1131	97,686	0,0352	0,2842	0,4870	0,7285	1,0134	0,19509	0,24684
0,7592	0,218	0,1163	99,396	0,0349	0,2867	0,5027	0,7763	1,1296	0,21005	0,27846
0,8169	0,216	0,1194	101,154	0,0346	0,2893	0,5181	0,8247	1,2533	0,22546	0,31271
0,8768	0,214	0,1223	102,961	0,0342	0,2920	0,5332	0,8736	1,3848	0,24135	0,34975
$d/L_0' = 0{,}02$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0138	0,362	0,0067	39,426	0,0576	0,3471	0,0396	0,0017	0,0001	0,000247	6,41E-06
0,0694	0,360	0,0326	39,802	0,0573	0,3489	0,1924	0,0401	0,0066	0,005894	0,000751
0,1008	0,358	0,0456	40,184	0,0570	0,3506	0,2697	0,0787	0,0183	0,011664	0,002105
0,1276	0,356	0,0556	40,573	0,0568	0,3524	0,3296	0,1177	0,0337	0,017562	0,003914
0,1524	0,354	0,0641	40,969	0,0565	0,3542	0,3805	0,1569	0,0523	0,023590	0,006133
0,1762	0,352	0,0716	41,371	0,0562	0,3561	0,4257	0,1963	0,0738	0,029751	0,008744
0,1996	0,350	0,0783	41,781	0,0559	0,3579	0,4667	0,2361	0,0980	0,036048	0,011740
0,2227	0,348	0,0845	42,198	0,0556	0,3598	0,5047	0,2762	0,1250	0,042484	0,015121
0,2459	0,346	0,0903	42,622	0,0553	0,3617	0,5403	0,3165	0,1545	0,049062	0,018892
0,2692	0,344	0,0957	43,054	0,0550	0,3637	0,5739	0,3572	0,1866	0,055786	0,023060
0,2927	0,342	0,1008	43,494	0,0547	0,3656	0,6058	0,3981	0,2214	0,062658	0,027635
0,3165	0,340	0,1056	43,942	0,0544	0,3676	0,6364	0,4394	0,2587	0,069682	0,032631
0,3407	0,338	0,1103	44,398	0,0541	0,3697	0,6658	0,4810	0,2986	0,076862	0,038060
0,3652	0,336	0,1147	44,862	0,0538	0,3717	0,6942	0,5228	0,3411	0,084201	0,043940
0,3902	0,334	0,1190	45,334	0,0535	0,3738	0,7216	0,5650	0,3864	0,091704	0,050285
0,4156	0,332	0,1231	45,816	0,0532	0,3759	0,7483	0,6076	0,4343	0,099373	0,057116
0,4415	0,330	0,1270	46,306	0,0529	0,3780	0,7742	0,6504	0,4850	0,107214	0,064453
0,4679	0,328	0,1309	46,806	0,0526	0,3802	0,7996	0,6936	0,5385	0,115229	0,072315
0,4949	0,326	0,1346	47,314	0,0523	0,3824	0,8243	0,7371	0,5949	0,123424	0,080727
0,5224	0,324	0,1382	47,833	0,0520	0,3846	0,8485	0,7810	0,6542	0,131803	0,089713

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}02$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,5505	0,322	0,1417	48,361	0,0517	0,3869	0,8723	0,8252	0,7165	0,14037	0,09930
0,5791	0,320	0,1451	48,899	0,0514	0,3892	0,8956	0,8698	0,7820	0,14913	0,10951
0,6084	0,318	0,1485	49,448	0,0511	0,3915	0,9185	0,9147	0,8506	0,15809	0,12038
0,6383	0,316	0,1517	50,007	0,0508	0,3939	0,9411	0,9601	0,9224	0,16724	0,13193
0,6689	0,314	0,1549	50,577	0,0505	0,3963	0,9634	1,0057	0,9977	0,17661	0,14420
0,7001	0,312	0,1580	51,159	0,0502	0,3987	0,9853	1,0518	1,0763	0,18619	0,15722
0,7320	0,310	0,1610	51,751	0,0498	0,4012	1,0070	1,0983	1,1586	0,19599	0,17102
0,7646	0,308	0,1640	52,356	0,0495	0,4037	1,0285	1,1451	1,2445	0,20601	0,18566
0,7979	0,306	0,1669	52,972	0,0492	0,4063	1,0497	1,1923	1,3341	0,21626	0,20115
0,8319	0,304	0,1697	53,601	0,0489	0,4089	1,0707	1,2400	1,4277	0,22675	0,21755
0,8667	0,302	0,1725	54,243	0,0486	0,4115	1,0915	1,2881	1,5253	0,23748	0,23491
0,9023	0,300	0,1753	54,898	0,0483	0,4141	1,1122	1,3366	1,6270	0,24845	0,25326
0,9387	0,298	0,1780	55,566	0,0480	0,4168	1,1327	1,3855	1,7331	0,25968	0,27265
0,9758	0,296	0,1806	56,247	0,0477	0,4196	1,1530	1,4348	1,8435	0,27117	0,29314
$d/L_0' = 0{,}03$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0260	0,448	0,0125	27,837	0,0713	0,4207	0,0923	0,0051	0,0002	0,000547	1,63E-05
0,0756	0,446	0,0356	28,030	0,0710	0,4223	0,2634	0,0414	0,0053	0,004486	0,000383
0,1059	0,444	0,0488	28,226	0,0708	0,4240	0,3614	0,0779	0,0137	0,008503	0,001006
0,1312	0,442	0,0592	28,424	0,0705	0,4256	0,4386	0,1146	0,0246	0,012601	0,001826
0,1539	0,440	0,0680	28,626	0,0702	0,4273	0,5044	0,1516	0,0376	0,016780	0,002822
0,1753	0,438	0,0757	28,830	0,0699	0,4290	0,5630	0,1888	0,0525	0,021043	0,003987
0,1956	0,436	0,0828	29,037	0,0696	0,4307	0,6164	0,2263	0,0693	0,025390	0,005315
0,2154	0,434	0,0893	29,248	0,0694	0,4325	0,6659	0,2640	0,0878	0,029824	0,006806
0,2348	0,432	0,0953	29,461	0,0691	0,4342	0,7123	0,3019	0,1080	0,034345	0,008460
0,2540	0,430	0,1010	29,678	0,0688	0,4360	0,7561	0,3401	0,1299	0,038957	0,010280
0,2730	0,428	0,1064	29,897	0,0685	0,4378	0,7978	0,3786	0,1534	0,043659	0,012268
0,2919	0,426	0,1116	30,120	0,0682	0,4397	0,8377	0,4172	0,1785	0,048455	0,014429
0,3108	0,424	0,1165	30,347	0,0679	0,4415	0,8761	0,4562	0,2053	0,053345	0,016767
0,3298	0,422	0,1212	30,577	0,0677	0,4434	0,9131	0,4954	0,2337	0,058332	0,019286
0,3488	0,420	0,1258	30,810	0,0674	0,4453	0,9490	0,5348	0,2638	0,063417	0,021992
0,3679	0,418	0,1301	31,046	0,0671	0,4472	0,9837	0,5746	0,2955	0,068603	0,024892
0,3872	0,416	0,1344	31,287	0,0668	0,4491	1,0176	0,6146	0,3288	0,073891	0,027992
0,4066	0,414	0,1385	31,531	0,0665	0,4511	1,0506	0,6548	0,3639	0,079283	0,031298
0,4262	0,412	0,1425	31,778	0,0662	0,4531	1,0829	0,6953	0,4006	0,084781	0,034818
0,4460	0,410	0,1464	32,030	0,0659	0,4551	1,1144	0,7362	0,4391	0,090387	0,038560
0,4659	0,408	0,1501	32,285	0,0656	0,4571	1,1453	0,7772	0,4794	0,096104	0,042531
0,4861	0,406	0,1538	32,544	0,0653	0,4592	1,1757	0,8186	0,5214	0,101933	0,046741
0,5066	0,404	0,1574	32,808	0,0650	0,4613	1,2055	0,8602	0,5652	0,107878	0,051199
0,5273	0,402	0,1609	33,075	0,0647	0,4634	1,2348	0,9022	0,6109	0,113939	0,055913
0,5482	0,400	0,1644	33,347	0,0644	0,4655	1,2637	0,9444	0,6585	0,120119	0,060895

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}03$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,5694	0,398	0,1678	33,623	0,0641	0,4677	1,2921	0,9869	0,7080	0,12642	0,06615
0,5909	0,396	0,1711	33,903	0,0638	0,4699	1,3202	1,0297	0,7595	0,13285	0,07170
0,6127	0,394	0,1743	34,187	0,0635	0,4721	1,3479	1,0729	0,8129	0,13940	0,07755
0,6348	0,392	0,1775	34,476	0,0632	0,4744	1,3753	1,1163	0,8685	0,14608	0,08370
0,6571	0,390	0,1806	34,770	0,0629	0,4766	1,4023	1,1600	0,9261	0,15290	0,09019
0,6798	0,388	0,1837	35,069	0,0626	0,4789	1,4291	1,2041	0,9859	0,15985	0,09701
0,7029	0,386	0,1867	35,372	0,0623	0,4813	1,4557	1,2485	1,0479	0,16693	0,10417
0,7262	0,384	0,1896	35,680	0,0620	0,4836	1,4819	1,2931	1,1121	0,17416	0,11171
0,7499	0,382	0,1925	35,993	0,0617	0,4860	1,5080	1,3382	1,1786	0,18153	0,11962
0,7740	0,380	0,1954	36,312	0,0614	0,4884	1,5338	1,3835	1,2475	0,18904	0,12793
0,7984	0,378	0,1982	36,635	0,0611	0,4909	1,5594	1,4292	1,3189	0,19671	0,13665
0,8232	0,376	0,2010	36,964	0,0608	0,4934	1,5849	1,4752	1,3927	0,20452	0,14580
0,8484	0,374	0,2037	37,298	0,0605	0,4959	1,6101	1,5216	1,4690	0,21250	0,15539
0,8739	0,372	0,2064	37,638	0,0602	0,4984	1,6353	1,5683	1,5480	0,22063	0,16545
0,8998	0,370	0,2091	37,984	0,0599	0,5010	1,6602	1,6153	1,6297	0,22892	0,17599
0,9262	0,368	0,2117	38,335	0,0596	0,5036	1,6850	1,6627	1,7142	0,23738	0,18703
0,9530	0,366	0,2143	38,693	0,0593	0,5062	1,7098	1,7105	1,8014	0,24601	0,19860
0,9801	0,364	0,2169	39,056	0,0590	0,5089	1,7343	1,7587	1,8916	0,25481	0,21071
$d/L_0' = 0{,}04$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0580	0,522	0,0275	22,286	0,0831	0,4813	0,2394	0,0225	0,0018	0,00190	8,52E-05
0,0935	0,520	0,0436	22,402	0,0829	0,4828	0,3806	0,0568	0,0071	0,00482	0,000347
0,1203	0,518	0,0552	22,521	0,0826	0,4843	0,4827	0,0913	0,0145	0,00780	0,000718
0,1433	0,516	0,0648	22,641	0,0823	0,4859	0,5672	0,1261	0,0236	0,01083	0,001182
0,1643	0,514	0,0732	22,762	0,0821	0,4875	0,6412	0,1610	0,0342	0,01392	0,001733
0,1838	0,512	0,0807	22,885	0,0818	0,4891	0,7080	0,1961	0,0461	0,01707	0,002366
0,2024	0,510	0,0876	23,010	0,0815	0,4907	0,7694	0,2315	0,0594	0,02028	0,003080
0,2204	0,508	0,0939	23,136	0,0813	0,4923	0,8267	0,2671	0,0740	0,02355	0,003876
0,2379	0,506	0,0999	23,264	0,0810	0,4939	0,8806	0,3029	0,0898	0,02689	0,004753
0,2550	0,504	0,1056	23,394	0,0807	0,4956	0,9318	0,3389	0,1067	0,03028	0,005712
0,2718	0,502	0,1110	23,525	0,0804	0,4973	0,9807	0,3751	0,1248	0,03374	0,006755
0,2885	0,500	0,1162	23,658	0,0802	0,4990	1,0275	0,4116	0,1441	0,03726	0,007884
0,3050	0,498	0,1211	23,793	0,0799	0,5007	1,0727	0,4482	0,1646	0,04085	0,009100
0,3214	0,496	0,1258	23,930	0,0796	0,5024	1,1163	0,4851	0,1862	0,04451	0,010405
0,3378	0,494	0,1304	24,069	0,0793	0,5042	1,1587	0,5223	0,2090	0,04823	0,011803
0,3541	0,492	0,1349	24,209	0,0791	0,5060	1,1998	0,5596	0,2329	0,05202	0,013296
0,3704	0,490	0,1392	24,351	0,0788	0,5078	1,2398	0,5972	0,2580	0,05588	0,014886
0,3867	0,488	0,1434	24,496	0,0785	0,5096	1,2789	0,6350	0,2842	0,05982	0,016577
0,4031	0,486	0,1474	24,642	0,0782	0,5114	1,3171	0,6731	0,3117	0,06382	0,018372
0,4196	0,484	0,1514	24,790	0,0779	0,5133	1,3545	0,7114	0,3403	0,06791	0,020274

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}04$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,4361	0,482	0,1553	24,940	0,0776	0,5152	1,3912	0,7499	0,3701	0,07206	0,02229
0,4526	0,480	0,1590	25,093	0,0774	0,5170	1,4272	0,7887	0,4012	0,07629	0,02442
0,4693	0,478	0,1627	25,247	0,0771	0,5190	1,4626	0,8277	0,4334	0,08060	0,02666
0,4861	0,476	0,1664	25,403	0,0768	0,5209	1,4974	0,8670	0,4670	0,08499	0,02903
0,5030	0,474	0,1699	25,562	0,0765	0,5229	1,5317	0,9065	0,5018	0,08946	0,03153
0,5200	0,472	0,1734	25,723	0,0762	0,5248	1,5655	0,9463	0,5379	0,09401	0,03415
0,5371	0,470	0,1768	25,886	0,0759	0,5268	1,5989	0,9863	0,5753	0,09864	0,03692
0,5544	0,468	0,1801	26,051	0,0756	0,5289	1,6318	1,0266	0,6140	0,10336	0,03982
0,5719	0,466	0,1834	26,219	0,0753	0,5309	1,6643	1,0672	0,6541	0,10816	0,04287
0,5894	0,464	0,1867	26,389	0,0751	0,5330	1,6964	1,1080	0,6956	0,11306	0,04607
0,6072	0,462	0,1899	26,561	0,0748	0,5351	1,7282	1,1490	0,7384	0,11804	0,04943
0,6251	0,460	0,1930	26,736	0,0745	0,5372	1,7597	1,1904	0,7827	0,12311	0,05295
0,6432	0,458	0,1961	26,913	0,0742	0,5393	1,7909	1,2320	0,8285	0,12827	0,05664
0,6614	0,456	0,1991	27,093	0,0739	0,5415	1,8218	1,2738	0,8757	0,13353	0,06050
0,6799	0,454	0,2021	27,275	0,0736	0,5437	1,8524	1,3160	0,9245	0,13888	0,06455
0,6985	0,452	0,2051	27,460	0,0733	0,5459	1,8827	1,3584	0,9748	0,14433	0,06878
0,7173	0,450	0,2080	27,647	0,0730	0,5481	1,9129	1,4011	1,0267	0,14988	0,07320
0,7363	0,448	0,2109	27,837	0,0727	0,5504	1,9428	1,4441	1,0801	0,15553	0,07782
0,7555	0,446	0,2138	28,030	0,0724	0,5526	1,9724	1,4874	1,1353	0,16129	0,08266
0,7750	0,444	0,2166	28,226	0,0721	0,5549	2,0019	1,5309	1,1921	0,16715	0,08771
0,7946	0,442	0,2193	28,424	0,0718	0,5573	2,0313	1,5748	1,2506	0,17311	0,09298
0,8145	0,440	0,2221	28,626	0,0715	0,5596	2,0604	1,6190	1,3109	0,17918	0,09848
0,8346	0,438	0,2248	28,830	0,0712	0,5620	2,0894	1,6634	1,3730	0,18536	0,10423
0,8549	0,436	0,2275	29,037	0,0709	0,5644	2,1182	1,7082	1,4369	0,19166	0,11023
0,8754	0,434	0,2301	29,248	0,0706	0,5669	2,1469	1,7532	1,5026	0,19807	0,11648
0,8962	0,432	0,2327	29,461	0,0703	0,5693	2,1755	1,7986	1,5703	0,20460	0,12300
0,9172	0,430	0,2353	29,678	0,0700	0,5718	2,2039	1,8443	1,6400	0,21124	0,12980
0,9385	0,428	0,2379	29,897	0,0696	0,5743	2,2322	1,8903	1,7116	0,21801	0,13689
0,9600	0,426	0,2404	30,120	0,0693	0,5769	2,2604	1,9366	1,7853	0,22490	0,14428
0,9818	0,424	0,2429	30,347	0,0690	0,5795	2,2885	1,9832	1,8612	0,23191	0,15198
$d/L_0' = 0{,}05$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0642	0,590	0,0300	19,088	0,0940	0,5322	0,2997	0,0256	0,0019	0,00173	6,19E-05
0,0976	0,588	0,0451	19,164	0,0937	0,5336	0,4510	0,0579	0,0064	0,00394	2,14E-04
0,1233	0,586	0,0564	19,240	0,0934	0,5351	0,5638	0,0904	0,0125	0,00620	4,24E-04
0,1454	0,584	0,0657	19,318	0,0932	0,5365	0,6582	0,1231	0,0199	0,00849	6,83E-04
0,1654	0,582	0,0739	19,397	0,0929	0,5380	0,7412	0,1560	0,0284	0,01083	9,89E-04
0,1840	0,580	0,0814	19,476	0,0927	0,5395	0,8164	0,1890	0,0381	0,01321	0,00134
0,2016	0,578	0,0882	19,557	0,0924	0,5410	0,8857	0,2223	0,0487	0,01563	0,00173
0,2185	0,576	0,0945	19,638	0,0922	0,5425	0,9504	0,2558	0,0603	0,01810	0,00217
0,2348	0,574	0,1005	19,721	0,0919	0,5441	1,0115	0,2894	0,0729	0,02061	0,00265
0,2507	0,572	0,1061	19,805	0,0916	0,5456	1,0695	0,3233	0,0864	0,02317	0,00318

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}05$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2663	0,570	0,1115	19,890	0,0914	0,5472	1,1249	0,3573	0,1008	0,02578	0,00375
0,2815	0,568	0,1166	19,976	0,0911	0,5488	1,1781	0,3916	0,1160	0,02843	0,00437
0,2966	0,566	0,1216	20,063	0,0908	0,5504	1,2294	0,4260	0,1322	0,03113	0,00503
0,3115	0,564	0,1263	20,151	0,0906	0,5520	1,2790	0,4607	0,1492	0,03388	0,00575
0,3263	0,562	0,1309	20,240	0,0903	0,5537	1,3271	0,4956	0,1671	0,03668	0,00651
0,3410	0,560	0,1354	20,330	0,0900	0,5553	1,3738	0,5306	0,1859	0,03953	0,00732
0,3556	0,558	0,1397	20,422	0,0898	0,5570	1,4194	0,5659	0,2055	0,04243	0,00818
0,3701	0,556	0,1439	20,514	0,0895	0,5587	1,4639	0,6014	0,2260	0,04539	0,00910
0,3846	0,554	0,1480	20,608	0,0892	0,5604	1,5074	0,6371	0,2474	0,04839	0,01007
0,3991	0,552	0,1520	20,703	0,0890	0,5621	1,5500	0,6730	0,2697	0,05145	0,01110
0,4136	0,550	0,1559	20,800	0,0887	0,5638	1,5917	0,7092	0,2928	0,05456	0,01219
0,4281	0,548	0,1598	20,897	0,0884	0,5656	1,6327	0,7455	0,3169	0,05773	0,01334
0,4427	0,546	0,1635	20,996	0,0881	0,5673	1,6730	0,7821	0,3418	0,06095	0,01455
0,4572	0,544	0,1672	21,096	0,0879	0,5691	1,7127	0,8188	0,3677	0,06423	0,01583
0,4718	0,542	0,1708	21,197	0,0876	0,5709	1,7518	0,8559	0,3945	0,06757	0,01717
0,4864	0,540	0,1743	21,300	0,0873	0,5727	1,7902	0,8931	0,4223	0,07097	0,01858
0,5011	0,538	0,1778	21,404	0,0870	0,5746	1,8282	0,9305	0,4509	0,07443	0,02006
0,5159	0,536	0,1812	21,509	0,0867	0,5764	1,8657	0,9682	0,4806	0,07794	0,02162
0,5307	0,534	0,1845	21,616	0,0865	0,5783	1,9027	1,0061	0,5112	0,08152	0,02325
0,5456	0,532	0,1878	21,724	0,0862	0,5802	1,9394	1,0443	0,5428	0,08516	0,02496
0,5606	0,530	0,1911	21,833	0,0859	0,5821	1,9756	1,0826	0,5754	0,08887	0,02675
0,5757	0,528	0,1943	21,944	0,0856	0,5841	2,0114	1,1212	0,6091	0,09264	0,02862
0,5909	0,526	0,1975	22,057	0,0853	0,5860	2,0469	1,1601	0,6437	0,09647	0,03058
0,6061	0,524	0,2006	22,170	0,0850	0,5880	2,0820	1,1991	0,6794	0,10037	0,03264
0,6215	0,522	0,2037	22,286	0,0847	0,5900	2,1168	1,2385	0,7162	0,10434	0,03478
0,6370	0,520	0,2067	22,402	0,0845	0,5920	2,1514	1,2780	0,7541	0,10838	0,03702
0,6525	0,518	0,2097	22,521	0,0842	0,5940	2,1856	1,3178	0,7930	0,11248	0,03936
0,6682	0,516	0,2127	22,641	0,0839	0,5961	2,2196	1,3579	0,8331	0,11666	0,04180
0,6840	0,514	0,2156	22,762	0,0836	0,5982	2,2534	1,3982	0,8743	0,12091	0,04434
0,7000	0,512	0,2185	22,885	0,0833	0,6003	2,2869	1,4387	0,9167	0,12523	0,04700
0,7160	0,510	0,2213	23,010	0,0830	0,6024	2,3202	1,4795	0,9603	0,12963	0,04977
0,7322	0,508	0,2242	23,136	0,0827	0,6045	2,3533	1,5206	1,0051	0,13410	0,05265
0,7485	0,506	0,2270	23,264	0,0824	0,6067	2,3862	1,5619	1,0511	0,13865	0,05566
0,7650	0,504	0,2297	23,394	0,0821	0,6089	2,4189	1,6035	1,0983	0,14328	0,05879
0,7815	0,502	0,2325	23,525	0,0818	0,6111	2,4514	1,6453	1,1468	0,14799	0,06205
0,7983	0,500	0,2352	23,658	0,0815	0,6133	2,4838	1,6874	1,1966	0,15277	0,06545
0,8151	0,498	0,2379	23,793	0,0812	0,6155	2,5160	1,7297	1,2478	0,15764	0,06898
0,8322	0,496	0,2405	23,930	0,0809	0,6178	2,5480	1,7724	1,3003	0,16260	0,07266
0,8493	0,494	0,2432	24,069	0,0806	0,6201	2,5799	1,8153	1,3541	0,16763	0,07648
0,8666	0,492	0,2458	24,209	0,0803	0,6224	2,6117	1,8584	1,4094	0,17276	0,08046
0,8841	0,490	0,2484	24,351	0,0800	0,6248	2,6434	1,9019	1,4661	0,17797	0,08460
0,9018	0,488	0,2509	24,496	0,0797	0,6271	2,6749	1,9456	1,5242	0,18327	0,08890
0,9196	0,486	0,2535	24,642	0,0794	0,6295	2,7064	1,9896	1,5839	0,18866	0,09337
0,9376	0,484	0,2560	24,790	0,0791	0,6320	2,7377	2,0339	1,6451	0,19414	0,09801
0,9557	0,482	0,2585	24,940	0,0788	0,6344	2,7690	2,0785	1,7078	0,19972	0,10284

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}06$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0585	0,654	0,0271	17,110	0,1041	0,5762	0,3036	0,0203	0,0012	0,001120	2,71E-05
0,0933	0,652	0,0428	17,161	0,1039	0,5775	0,4798	0,0506	0,0047	0,002812	0,000108
0,1191	0,650	0,0542	17,211	0,1036	0,5789	0,6078	0,0811	0,0095	0,004535	0,000223
0,1410	0,648	0,0636	17,263	0,1034	0,5803	0,7139	0,1118	0,0155	0,006290	0,000367
0,1606	0,646	0,0718	17,315	0,1032	0,5817	0,8068	0,1427	0,0224	0,008077	0,000536
0,1787	0,644	0,0792	17,368	0,1029	0,5831	0,8907	0,1737	0,0302	0,009896	0,000732
0,1957	0,642	0,0860	17,422	0,1027	0,5845	0,9680	0,2049	0,0388	0,011749	0,000951
0,2120	0,640	0,0923	17,476	0,1024	0,5859	1,0400	0,2363	0,0482	0,013635	0,001196
0,2276	0,638	0,0982	17,531	0,1021	0,5874	1,1079	0,2679	0,0583	0,015555	0,001465
0,2426	0,636	0,1039	17,587	0,1019	0,5888	1,1724	0,2996	0,0692	0,017510	0,001759
0,2573	0,634	0,1092	17,644	0,1016	0,5903	1,2339	0,3316	0,0808	0,019500	0,002079
0,2717	0,632	0,1143	17,701	0,1014	0,5918	1,2930	0,3637	0,0931	0,021526	0,002424
0,2858	0,630	0,1193	17,759	0,1011	0,5933	1,3499	0,3960	0,1061	0,023587	0,002795
0,2997	0,628	0,1240	17,818	0,1009	0,5948	1,4049	0,4285	0,1198	0,025686	0,003194
0,3135	0,626	0,1286	17,877	0,1006	0,5963	1,4583	0,4611	0,1342	0,027821	0,003620
0,3270	0,624	0,1330	17,937	0,1004	0,5979	1,5102	0,4940	0,1493	0,029994	0,004074
0,3405	0,622	0,1374	17,998	0,1001	0,5994	1,5607	0,5271	0,1650	0,032206	0,004557
0,3539	0,620	0,1416	18,060	0,0998	0,6010	1,6100	0,5603	0,1815	0,034456	0,005070
0,3671	0,618	0,1457	18,123	0,0996	0,6026	1,6582	0,5938	0,1986	0,036745	0,005614
0,3803	0,616	0,1497	18,186	0,0993	0,6042	1,7055	0,6274	0,2164	0,039075	0,006189
0,3935	0,614	0,1536	18,250	0,0990	0,6058	1,7517	0,6612	0,2349	0,041445	0,006797
0,4067	0,612	0,1574	18,315	0,0988	0,6074	1,7972	0,6952	0,2541	0,043856	0,007439
0,4198	0,610	0,1612	18,381	0,0985	0,6091	1,8419	0,7295	0,2740	0,046309	0,008115
0,4329	0,608	0,1648	18,448	0,0982	0,6107	1,8858	0,7639	0,2946	0,048805	0,008827
0,4460	0,606	0,1684	18,516	0,0980	0,6124	1,9291	0,7985	0,3159	0,051343	0,009575
0,4591	0,604	0,1720	18,584	0,0977	0,6141	1,9717	0,8333	0,3379	0,053925	0,010362
0,4722	0,602	0,1755	18,653	0,0974	0,6158	2,0138	0,8684	0,3606	0,056551	0,011188
0,4853	0,600	0,1789	18,723	0,0972	0,6175	2,0553	0,9036	0,3841	0,059222	0,012055
0,4985	0,598	0,1823	18,794	0,0969	0,6192	2,0964	0,9390	0,4083	0,061939	0,012963
0,5117	0,596	0,1856	18,866	0,0966	0,6210	2,1369	0,9747	0,4333	0,064702	0,013914
0,5249	0,594	0,1889	18,939	0,0963	0,6228	2,1770	1,0105	0,4590	0,067512	0,014910
0,5382	0,592	0,1921	19,013	0,0961	0,6245	2,2167	1,0466	0,4855	0,070370	0,015952
0,5515	0,590	0,1953	19,088	0,0958	0,6263	2,2560	1,0829	0,5127	0,073276	0,017041
0,5648	0,588	0,1985	19,164	0,0955	0,6282	2,2949	1,1194	0,5407	0,076231	0,018180
0,5783	0,586	0,2016	19,240	0,0952	0,6300	2,3334	1,1561	0,5696	0,079236	0,019369
0,5917	0,584	0,2046	19,318	0,0950	0,6319	2,3716	1,1930	0,5992	0,082291	0,020610
0,6053	0,582	0,2077	19,397	0,0947	0,6337	2,4095	1,2301	0,6297	0,085398	0,021905
0,6189	0,580	0,2107	19,476	0,0944	0,6356	2,4472	1,2675	0,6610	0,088557	0,023256
0,6326	0,578	0,2136	19,557	0,0941	0,6375	2,4845	1,3051	0,6931	0,091768	0,024664
0,6463	0,576	0,2166	19,638	0,0938	0,6394	2,5216	1,3429	0,7261	0,095034	0,026132
0,6601	0,574	0,2195	19,721	0,0935	0,6414	2,5584	1,3809	0,7599	0,098354	0,027661
0,6740	0,572	0,2223	19,805	0,0933	0,6433	2,5949	1,4192	0,7946	0,101729	0,029254
0,6880	0,570	0,2252	19,890	0,0930	0,6453	2,6313	1,4576	0,8303	0,105160	0,030912
0,7021	0,568	0,2280	19,976	0,0927	0,6473	2,6674	1,4964	0,8668	0,108648	0,032637
0,7162	0,566	0,2308	20,063	0,0924	0,6493	2,7033	1,5353	0,9043	0,112194	0,034432

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}06$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,7304	0,564	0,2336	20,151	0,0921	0,6513	2,7391	1,5745	0,9427	0,11580	0,03630
0,7448	0,562	0,2363	20,240	0,0918	0,6534	2,7746	1,6139	0,9820	0,11946	0,03824
0,7592	0,560	0,2390	20,330	0,0915	0,6555	2,8100	1,6535	1,0223	0,12319	0,04026
0,7737	0,558	0,2417	20,422	0,0912	0,6575	2,8452	1,6934	1,0637	0,12697	0,04236
0,7883	0,556	0,2444	20,514	0,0910	0,6597	2,8803	1,7335	1,1060	0,13082	0,04454
0,8031	0,554	0,2470	20,608	0,0907	0,6618	2,9152	1,7739	1,1493	0,13473	0,04680
0,8179	0,552	0,2496	20,703	0,0904	0,6639	2,9500	1,8145	1,1937	0,13871	0,04915
0,8328	0,550	0,2522	20,800	0,0901	0,6661	2,9847	1,8554	1,2392	0,14275	0,05159
0,8478	0,548	0,2548	20,897	0,0898	0,6683	3,0192	1,8965	1,2857	0,14686	0,05413
0,8630	0,546	0,2574	20,996	0,0895	0,6705	3,0536	1,9378	1,3333	0,15103	0,05676
0,8782	0,544	0,2599	21,096	0,0892	0,6727	3,0879	1,9795	1,3820	0,15528	0,05948
0,8936	0,542	0,2624	21,197	0,0889	0,6750	3,1221	2,0213	1,4319	0,15959	0,06231
0,9091	0,540	0,2649	21,300	0,0886	0,6773	3,1562	2,0634	1,4830	0,16397	0,06525
0,9247	0,538	0,2674	21,404	0,0883	0,6796	3,1902	2,1058	1,5352	0,16843	0,06830
0,9405	0,536	0,2699	21,509	0,0880	0,6819	3,2241	2,1485	1,5886	0,17296	0,07146
$d/L_0' = 0{,}08$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0171	0,774	0,0078	15,090	0,1232	0,6494	0,1053	0,0016	0,0000	6,19E-05	2,50E-07
0,0714	0,772	0,0322	15,111	0,1230	0,6506	0,4372	0,0282	0,0017	0,001071	1,81E-05
0,1002	0,770	0,0449	15,131	0,1227	0,6519	0,6105	0,0550	0,0046	0,002098	5,00E-05
0,1230	0,768	0,0548	15,152	0,1225	0,6531	0,7454	0,0819	0,0084	0,003145	9,24E-05
0,1428	0,766	0,0632	15,174	0,1223	0,6544	0,8603	0,1089	0,0129	0,004210	0,000144
0,1606	0,764	0,0706	15,196	0,1220	0,6556	0,9624	0,1361	0,0180	0,005295	0,000204
0,1770	0,762	0,0774	15,218	0,1218	0,6569	1,0553	0,1635	0,0238	0,006400	0,000273
0,1925	0,760	0,0837	15,240	0,1215	0,6582	1,1414	0,1910	0,0301	0,007524	0,000350
0,2072	0,758	0,0895	15,263	0,1213	0,6595	1,2220	0,2186	0,0369	0,008669	0,000436
0,2213	0,756	0,0951	15,287	0,1211	0,6608	1,2982	0,2464	0,0443	0,009834	0,000529
0,2349	0,754	0,1003	15,311	0,1208	0,6621	1,3708	0,2744	0,0522	0,011020	0,000632
0,2481	0,752	0,1053	15,335	0,1206	0,6634	1,4402	0,3025	0,0605	0,012227	0,000743
0,2610	0,750	0,1101	15,360	0,1203	0,6647	1,5070	0,3308	0,0693	0,013456	0,000862
0,2735	0,748	0,1148	15,385	0,1201	0,6661	1,5715	0,3592	0,0786	0,014706	0,000991
0,2859	0,746	0,1193	15,410	0,1199	0,6674	1,6339	0,3878	0,0884	0,015978	0,001129
0,2980	0,744	0,1236	15,436	0,1196	0,6688	1,6944	0,4166	0,0986	0,017272	0,001276
0,3100	0,742	0,1278	15,462	0,1194	0,6702	1,7534	0,4455	0,1093	0,018589	0,001433
0,3218	0,740	0,1319	15,489	0,1191	0,6716	1,8109	0,4745	0,1205	0,019929	0,001600
0,3335	0,738	0,1359	15,517	0,1189	0,6730	1,8670	0,5038	0,1320	0,021292	0,001777
0,3450	0,736	0,1399	15,544	0,1186	0,6744	1,9219	0,5332	0,1441	0,022679	0,001965
0,3565	0,734	0,1437	15,572	0,1184	0,6758	1,9758	0,5628	0,1566	0,024089	0,002164
0,3679	0,732	0,1474	15,601	0,1181	0,6772	2,0286	0,5925	0,1695	0,025524	0,002374
0,3792	0,730	0,1511	15,630	0,1179	0,6786	2,0805	0,6224	0,1830	0,026983	0,002595
0,3904	0,728	0,1547	15,659	0,1176	0,6801	2,1315	0,6524	0,1968	0,028467	0,002828
0,4016	0,726	0,1582	15,689	0,1174	0,6816	2,1817	0,6827	0,2111	0,029976	0,003073

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}08$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,4128	0,724	0,1617	15,720	0,1171	0,6830	2,2312	0,7131	0,2259	0,03151	0,00333
0,4239	0,722	0,1651	15,750	0,1169	0,6845	2,2800	0,7437	0,2412	0,03307	0,00360
0,4350	0,720	0,1685	15,782	0,1166	0,6860	2,3281	0,7744	0,2569	0,03466	0,00389
0,4461	0,718	0,1718	15,814	0,1164	0,6875	2,3757	0,8053	0,2731	0,03627	0,00418
0,4571	0,716	0,1751	15,846	0,1161	0,6890	2,4226	0,8364	0,2897	0,03791	0,00450
0,4682	0,714	0,1783	15,879	0,1158	0,6906	2,4691	0,8677	0,3068	0,03958	0,00482
0,4792	0,712	0,1815	15,912	0,1156	0,6921	2,5150	0,8991	0,3244	0,04128	0,00517
0,4902	0,710	0,1847	15,946	0,1153	0,6937	2,5604	0,9307	0,3425	0,04300	0,00553
0,5013	0,708	0,1878	15,980	0,1151	0,6953	2,6055	0,9625	0,3611	0,04475	0,00590
0,5123	0,706	0,1908	16,015	0,1148	0,6968	2,6501	0,9945	0,3802	0,04654	0,00629
0,5234	0,704	0,1939	16,050	0,1145	0,6984	2,6943	1,0267	0,3998	0,04835	0,00670
0,5344	0,702	0,1969	16,086	0,1143	0,7000	2,7381	1,0590	0,4198	0,05019	0,00712
0,5455	0,700	0,1999	16,122	0,1140	0,7017	2,7816	1,0915	0,4404	0,05206	0,00757
0,5566	0,698	0,2028	16,159	0,1138	0,7033	2,8247	1,1242	0,4615	0,05396	0,00803
0,5677	0,696	0,2057	16,196	0,1135	0,7049	2,8676	1,1571	0,4831	0,05589	0,00851
0,5789	0,694	0,2086	16,234	0,1132	0,7066	2,9101	1,1902	0,5053	0,05785	0,00902
0,5901	0,692	0,2115	16,272	0,1130	0,7083	2,9523	1,2234	0,5279	0,05985	0,00954
0,6013	0,690	0,2143	16,311	0,1127	0,7100	2,9943	1,2569	0,5511	0,06188	0,01009
0,6125	0,688	0,2171	16,350	0,1124	0,7117	3,0360	1,2905	0,5749	0,06394	0,01065
0,6238	0,686	0,2199	16,390	0,1121	0,7134	3,0775	1,3243	0,5992	0,06603	0,01124
0,6351	0,684	0,2227	16,431	0,1119	0,7151	3,1187	1,3583	0,6241	0,06816	0,01185
0,6464	0,682	0,2254	16,472	0,1116	0,7168	3,1597	1,3925	0,6495	0,07032	0,01249
0,6578	0,680	0,2281	16,514	0,1113	0,7186	3,2006	1,4269	0,6755	0,07252	0,01315
0,6692	0,678	0,2308	16,556	0,1111	0,7204	3,2412	1,4615	0,7021	0,07475	0,01384
0,6807	0,676	0,2335	16,599	0,1108	0,7222	3,2816	1,4963	0,7293	0,07702	0,01456
0,6922	0,674	0,2362	16,642	0,1105	0,7240	3,3218	1,5313	0,7571	0,07932	0,01530
0,7038	0,672	0,2388	16,686	0,1102	0,7258	3,3619	1,5665	0,7854	0,08166	0,01607
0,7154	0,670	0,2414	16,731	0,1100	0,7276	3,4018	1,6019	0,8144	0,08403	0,01687
0,7271	0,668	0,2440	16,776	0,1097	0,7294	3,4415	1,6375	0,8440	0,08645	0,01769
0,7388	0,666	0,2466	16,822	0,1094	0,7313	3,4811	1,6733	0,8743	0,08890	0,01855
0,7506	0,664	0,2492	16,869	0,1091	0,7332	3,5206	1,7093	0,9052	0,09139	0,01944
0,7624	0,662	0,2518	16,916	0,1088	0,7351	3,5599	1,7455	0,9367	0,09392	0,02037
0,7743	0,660	0,2543	16,963	0,1086	0,7370	3,5991	1,7819	0,9689	0,09649	0,02133
0,7862	0,658	0,2568	17,012	0,1083	0,7389	3,6382	1,8185	1,0017	0,09910	0,02232
0,7982	0,656	0,2593	17,061	0,1080	0,7408	3,6771	1,8553	1,0353	0,10175	0,02335
0,8103	0,654	0,2618	17,110	0,1077	0,7428	3,7160	1,8923	1,0695	0,10444	0,02441
0,8224	0,652	0,2643	17,161	0,1074	0,7448	3,7547	1,9296	1,1044	0,10718	0,02551
0,8345	0,650	0,2668	17,211	0,1071	0,7467	3,7934	1,9670	1,1400	0,10995	0,02666
0,8468	0,648	0,2692	17,263	0,1068	0,7487	3,8319	2,0047	1,1764	0,11277	0,02784
0,8591	0,646	0,2717	17,315	0,1066	0,7508	3,8704	2,0426	1,2135	0,11564	0,02906
0,8715	0,644	0,2741	17,368	0,1063	0,7528	3,9088	2,0807	1,2513	0,11855	0,03033
0,8839	0,642	0,2765	17,422	0,1060	0,7548	3,9471	2,1190	1,2898	0,12150	0,03164
0,8964	0,640	0,2789	17,476	0,1057	0,7569	3,9854	2,1575	1,3292	0,12450	0,03300
0,9090	0,638	0,2813	17,531	0,1054	0,7590	4,0236	2,1963	1,3693	0,12754	0,03440
0,9217	0,636	0,2837	17,587	0,1051	0,7611	4,0617	2,2353	1,4102	0,13064	0,03585

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}10$										
$\frac{H}{L_0'}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,06243	0,884	0,0274	14,497	0,1408	0,7103	0,4384	0,0211	0,0010	0,000558	4,71E-06
0,09116	0,882	0,0398	14,499	0,1406	0,7115	0,6376	0,0446	0,0031	0,001185	1,47E-05
0,11328	0,880	0,0492	14,502	0,1403	0,7126	0,7891	0,0681	0,0058	0,001825	2,83E-05
0,13215	0,878	0,0572	14,505	0,1401	0,7138	0,9168	0,0919	0,0091	0,002476	4,50E-05
0,14901	0,876	0,0642	14,509	0,1399	0,7149	1,0297	0,1157	0,0128	0,003139	6,47E-05
0,16450	0,874	0,0706	14,512	0,1396	0,7161	1,1322	0,1397	0,0171	0,003814	8,73E-05
0,17897	0,872	0,0764	14,516	0,1394	0,7173	1,2269	0,1638	0,0217	0,004501	0,000113
0,19266	0,870	0,0819	14,521	0,1392	0,7185	1,3154	0,1880	0,0267	0,005201	0,000141
0,20572	0,868	0,0871	14,525	0,1390	0,7197	1,3991	0,2124	0,0321	0,005913	0,000172
0,21828	0,866	0,0920	14,530	0,1387	0,7209	1,4786	0,2369	0,0379	0,006638	0,000206
0,23042	0,864	0,0967	14,535	0,1385	0,7221	1,5547	0,2615	0,0440	0,007376	0,000243
0,24220	0,862	0,1013	14,541	0,1383	0,7233	1,6278	0,2863	0,0505	0,008127	0,000283
0,25368	0,860	0,1056	14,546	0,1380	0,7245	1,6983	0,3112	0,0573	0,008891	0,000327
0,26491	0,858	0,1098	14,552	0,1378	0,7257	1,7666	0,3362	0,0644	0,009669	0,000373
0,27591	0,856	0,1139	14,559	0,1376	0,7270	1,8328	0,3614	0,0719	0,010461	0,000423
0,28672	0,854	0,1179	14,565	0,1373	0,7282	1,8973	0,3867	0,0797	0,011266	0,000476
0,29736	0,852	0,1217	14,572	0,1371	0,7295	1,9601	0,4121	0,0879	0,012085	0,000532
0,30785	0,850	0,1255	14,579	0,1368	0,7307	2,0215	0,4377	0,0963	0,012919	0,000592
0,31821	0,848	0,1292	14,587	0,1366	0,7320	2,0815	0,4635	0,1051	0,013766	0,000656
0,32845	0,846	0,1328	14,594	0,1364	0,7333	2,1403	0,4893	0,1142	0,014629	0,000723
0,33859	0,844	0,1363	14,603	0,1361	0,7346	2,1980	0,5153	0,1236	0,015506	0,000795
0,34864	0,842	0,1397	14,611	0,1359	0,7359	2,2547	0,5415	0,1333	0,016398	0,000870
0,35861	0,840	0,1431	14,620	0,1357	0,7372	2,3104	0,5677	0,1434	0,017306	0,000950
0,36851	0,838	0,1465	14,629	0,1354	0,7385	2,3652	0,5942	0,1538	0,018229	0,001034
0,37835	0,836	0,1498	14,638	0,1352	0,7398	2,4192	0,6208	0,1645	0,019167	0,001122
0,38813	0,834	0,1530	14,648	0,1349	0,7411	2,4725	0,6475	0,1755	0,020122	0,001215
0,39787	0,832	0,1562	14,657	0,1347	0,7425	2,5251	0,6743	0,1868	0,021092	0,001313
0,40756	0,830	0,1593	14,668	0,1344	0,7438	2,5770	0,7013	0,1985	0,022079	0,001415
0,41722	0,828	0,1624	14,678	0,1342	0,7452	2,6282	0,7285	0,2105	0,023082	0,001523
0,42684	0,826	0,1655	14,689	0,1340	0,7465	2,6789	0,7558	0,2228	0,024102	0,001635
0,43644	0,824	0,1685	14,700	0,1337	0,7479	2,7291	0,7833	0,2354	0,025139	0,001753
0,44601	0,822	0,1715	14,712	0,1335	0,7493	2,7787	0,8109	0,2484	0,026193	0,001877
0,45557	0,820	0,1745	14,724	0,1332	0,7507	2,8279	0,8386	0,2617	0,027264	0,002006
0,46511	0,818	0,1774	14,736	0,1330	0,7521	2,8765	0,8665	0,2754	0,028353	0,002142
0,47464	0,816	0,1803	14,748	0,1327	0,7535	2,9248	0,8946	0,2894	0,029460	0,002283
0,48416	0,814	0,1831	14,761	0,1325	0,7549	2,9727	0,9228	0,3037	0,030585	0,002430
0,49368	0,812	0,1860	14,774	0,1322	0,7564	3,0201	0,9511	0,3183	0,031729	0,002584
0,50320	0,810	0,1888	14,788	0,1320	0,7578	3,0672	0,9797	0,3333	0,032891	0,002745
0,51271	0,808	0,1916	14,802	0,1317	0,7593	3,1140	1,0083	0,3487	0,034071	0,002913
0,52223	0,806	0,1943	14,816	0,1315	0,7607	3,1604	1,0372	0,3644	0,035271	0,003088
0,53175	0,804	0,1971	14,830	0,1312	0,7622	3,2065	1,0661	0,3805	0,036491	0,003270
0,54128	0,802	0,1998	14,845	0,1309	0,7637	3,2523	1,0953	0,3969	0,037730	0,003459
0,55082	0,800	0,2025	14,860	0,1307	0,7652	3,2979	1,1246	0,4137	0,038988	0,003657
0,56037	0,798	0,2052	14,876	0,1304	0,7667	3,3431	1,1541	0,4308	0,040267	0,003862
0,56994	0,796	0,2078	14,892	0,1302	0,7682	3,3881	1,1837	0,4484	0,041567	0,004076

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}10$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,5795	0,794	0,2105	14,908	0,1299	0,7697	3,4329	1,2135	0,4663	0,04289	0,00430
0,5891	0,792	0,2131	14,925	0,1297	0,7713	3,4775	1,2434	0,4845	0,04423	0,00453
0,5987	0,790	0,2157	14,941	0,1294	0,7728	3,5218	1,2735	0,5032	0,04559	0,00477
0,6084	0,788	0,2183	14,959	0,1291	0,7744	3,5659	1,3038	0,5222	0,04697	0,00502
0,6180	0,786	0,2208	14,976	0,1289	0,7759	3,6098	1,3343	0,5417	0,04838	0,00528
0,6277	0,784	0,2234	14,995	0,1286	0,7775	3,6535	1,3649	0,5615	0,04981	0,00555
0,6374	0,782	0,2259	15,013	0,1284	0,7791	3,6971	1,3956	0,5817	0,05126	0,00583
0,6471	0,780	0,2284	15,032	0,1281	0,7807	3,7405	1,4266	0,6023	0,05273	0,00612
0,6568	0,778	0,2309	15,051	0,1278	0,7823	3,7837	1,4577	0,6233	0,05423	0,00642
0,6666	0,776	0,2334	15,070	0,1276	0,7839	3,8267	1,4890	0,6448	0,05575	0,00673
0,6764	0,774	0,2359	15,090	0,1273	0,7856	3,8696	1,5205	0,6666	0,05729	0,00705
0,6863	0,772	0,2384	15,111	0,1270	0,7872	3,9124	1,5521	0,6889	0,05886	0,00739
0,6961	0,770	0,2408	15,131	0,1268	0,7889	3,9550	1,5839	0,7116	0,06045	0,00774
0,7060	0,768	0,2433	15,152	0,1265	0,7906	3,9976	1,6159	0,7348	0,06206	0,00810
0,7160	0,766	0,2457	15,174	0,1262	0,7922	4,0399	1,6480	0,7583	0,06370	0,00847
0,7259	0,764	0,2481	15,196	0,1260	0,7939	4,0822	1,6804	0,7824	0,06537	0,00886
0,7359	0,762	0,2506	15,218	0,1257	0,7956	4,1244	1,7129	0,8068	0,06706	0,00926
0,7460	0,760	0,2530	15,240	0,1254	0,7974	4,1664	1,7455	0,8318	0,06878	0,00968
0,7560	0,758	0,2553	15,263	0,1251	0,7991	4,2084	1,7784	0,8571	0,07052	0,01011
0,7661	0,756	0,2577	15,287	0,1249	0,8008	4,2503	1,8115	0,8830	0,07229	0,01055
0,7763	0,754	0,2601	15,311	0,1246	0,8026	4,2921	1,8447	0,9093	0,07409	0,01101
0,7865	0,752	0,2624	15,335	0,1243	0,8044	4,3338	1,8781	0,9361	0,07591	0,01149
0,7967	0,750	0,2648	15,360	0,1240	0,8062	4,3754	1,9117	0,9634	0,07777	0,01198
0,8070	0,748	0,2671	15,385	0,1238	0,8079	4,4169	1,9455	0,9912	0,07965	0,01249
0,8173	0,746	0,2695	15,410	0,1235	0,8098	4,4584	1,9794	1,0194	0,08155	0,01302
0,8276	0,744	0,2718	15,436	0,1232	0,8116	4,4998	2,0136	1,0482	0,08349	0,01356
0,8380	0,742	0,2741	15,462	0,1229	0,8134	4,5412	2,0479	1,0775	0,08546	0,01413
0,8485	0,740	0,2764	15,489	0,1227	0,8153	4,5825	2,0825	1,1073	0,08746	0,01471
0,8590	0,738	0,2787	15,517	0,1224	0,8171	4,6237	2,1172	1,1376	0,08948	0,01531
0,8695	0,736	0,2810	15,544	0,1221	0,8190	4,6649	2,1521	1,1685	0,09154	0,01594

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}12$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0542	0,992	0,0231	14,737	0,1580	0,7597	0,4278	0,0159	0,0006	0,000295	1,13E-06
0,0825	0,990	0,0350	14,726	0,1577	0,7608	0,6483	0,0365	0,0021	0,000681	4,00E-06
0,1036	0,988	0,0438	14,715	0,1575	0,7618	0,8121	0,0572	0,0042	0,001074	8,01E-06
0,1215	0,986	0,0512	14,705	0,1573	0,7629	0,9490	0,0780	0,0067	0,001475	1,30E-05
0,1374	0,984	0,0576	14,695	0,1571	0,7640	1,0695	0,0989	0,0095	0,001882	1,90E-05
0,1518	0,982	0,0635	14,685	0,1568	0,7651	1,1785	0,1200	0,0127	0,002298	2,58E-05
0,1653	0,980	0,0689	14,675	0,1566	0,7662	1,2791	0,1411	0,0162	0,002720	3,36E-05
0,1780	0,978	0,0740	14,666	0,1564	0,7673	1,3730	0,1623	0,0201	0,003151	4,23E-05
0,1901	0,976	0,0788	14,656	0,1562	0,7684	1,4617	0,1837	0,0242	0,003589	5,20E-05
0,2017	0,974	0,0833	14,647	0,1559	0,7695	1,5459	0,2052	0,0286	0,004035	6,26E-05
0,2129	0,972	0,0876	14,639	0,1557	0,7706	1,6264	0,2267	0,0332	0,004489	7,42E-05
0,2237	0,970	0,0918	14,630	0,1555	0,7718	1,7037	0,2484	0,0381	0,004951	8,68E-05
0,2342	0,968	0,0958	14,622	0,1553	0,7729	1,7782	0,2702	0,0433	0,005421	0,000100
0,2445	0,966	0,0996	14,614	0,1550	0,7740	1,8503	0,2921	0,0487	0,005900	0,000115
0,2545	0,964	0,1034	14,606	0,1548	0,7752	1,9203	0,3142	0,0544	0,006387	0,000131
0,2643	0,962	0,1070	14,598	0,1546	0,7763	1,9883	0,3363	0,0603	0,006883	0,000148
0,2740	0,960	0,1106	14,591	0,1543	0,7775	2,0546	0,3586	0,0665	0,007387	0,000166
0,2835	0,958	0,1141	14,584	0,1541	0,7786	2,1194	0,3810	0,0729	0,007900	0,000185
0,2928	0,956	0,1175	14,577	0,1539	0,7798	2,1827	0,4035	0,0795	0,008422	0,000206
0,3021	0,954	0,1208	14,570	0,1537	0,7810	2,2447	0,4261	0,0864	0,008953	0,000227
0,3112	0,952	0,1240	14,564	0,1534	0,7822	2,3056	0,4488	0,0935	0,009493	0,000251
0,3202	0,950	0,1272	14,558	0,1532	0,7834	2,3653	0,4717	0,1008	0,010043	0,000275
0,3292	0,948	0,1304	14,552	0,1530	0,7846	2,4241	0,4947	0,1084	0,010602	0,000301
0,3381	0,946	0,1335	14,546	0,1527	0,7858	2,4819	0,5178	0,1162	0,011170	0,000329
0,3468	0,944	0,1365	14,541	0,1525	0,7870	2,5388	0,5410	0,1243	0,011748	0,000357
0,3556	0,942	0,1395	14,536	0,1522	0,7882	2,5950	0,5643	0,1325	0,012336	0,000388
0,3643	0,940	0,1424	14,531	0,1520	0,7894	2,6503	0,5878	0,1410	0,012934	0,000420
0,3729	0,938	0,1454	14,526	0,1518	0,7906	2,7050	0,6114	0,1498	0,013541	0,000454
0,3815	0,936	0,1482	14,522	0,1515	0,7919	2,7591	0,6351	0,1588	0,014159	0,000490
0,3900	0,934	0,1511	14,518	0,1513	0,7931	2,8125	0,6589	0,1680	0,014788	0,000527
0,3985	0,932	0,1539	14,514	0,1511	0,7944	2,8653	0,6829	0,1775	0,015427	0,000566
0,4070	0,930	0,1567	14,510	0,1508	0,7956	2,9176	0,7069	0,1871	0,016076	0,000608
0,4154	0,928	0,1594	14,507	0,1506	0,7969	2,9694	0,7311	0,1971	0,016736	0,000651
0,4238	0,926	0,1621	14,503	0,1503	0,7982	3,0206	0,7555	0,2073	0,017407	0,000696
0,4322	0,924	0,1648	14,501	0,1501	0,7994	3,0715	0,7800	0,2177	0,018089	0,000744
0,4406	0,922	0,1675	14,498	0,1499	0,8007	3,1219	0,8046	0,2283	0,018782	0,000793
0,4489	0,920	0,1701	14,495	0,1496	0,8020	3,1719	0,8293	0,2392	0,019487	0,000845
0,4573	0,918	0,1727	14,493	0,1494	0,8033	3,2215	0,8541	0,2504	0,020203	0,000900
0,4656	0,916	0,1753	14,491	0,1491	0,8046	3,2707	0,8791	0,2618	0,020931	0,000956
0,4739	0,914	0,1779	14,490	0,1489	0,8060	3,3196	0,9042	0,2734	0,021670	0,001016
0,4823	0,912	0,1805	14,488	0,1486	0,8073	3,3681	0,9295	0,2853	0,022422	0,001078
0,4906	0,910	0,1830	14,487	0,1484	0,8086	3,4164	0,9549	0,2974	0,023185	0,001142
0,4989	0,908	0,1855	14,486	0,1482	0,8100	3,4643	0,9804	0,3098	0,023961	0,001209
0,5072	0,906	0,1880	14,486	0,1479	0,8113	3,5120	1,0061	0,3225	0,024750	0,001280
0,5155	0,904	0,1905	14,485	0,1477	0,8127	3,5594	1,0318	0,3354	0,025550	0,001353

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}12$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,5238	0,902	0,1930	14,485	0,1474	0,8140	3,6065	1,0578	0,3486	0,026364	0,001429
0,5321	0,900	0,1955	14,485	0,1472	0,8154	3,6534	1,0838	0,3620	0,027191	0,001508
0,5404	0,898	0,1979	14,486	0,1469	0,8168	3,7001	1,1100	0,3757	0,028030	0,001591
0,5488	0,896	0,2003	14,487	0,1467	0,8182	3,7465	1,1364	0,3897	0,028883	0,001677
0,5571	0,894	0,2027	14,488	0,1464	0,8196	3,7927	1,1629	0,4040	0,029750	0,001766
0,5654	0,892	0,2051	14,489	0,1462	0,8210	3,8388	1,1895	0,4185	0,030630	0,001859
0,5738	0,890	0,2075	14,490	0,1459	0,8224	3,8846	1,2162	0,4333	0,031524	0,001956
0,5822	0,888	0,2099	14,492	0,1457	0,8238	3,9303	1,2431	0,4483	0,032432	0,002056
0,5905	0,886	0,2123	14,494	0,1454	0,8252	3,9758	1,2702	0,4637	0,033354	0,002161
0,5989	0,884	0,2146	14,497	0,1452	0,8267	4,0211	1,2974	0,4793	0,034290	0,002269
0,6073	0,882	0,2170	14,499	0,1449	0,8281	4,0663	1,3247	0,4952	0,035241	0,002382
0,6158	0,880	0,2193	14,502	0,1447	0,8296	4,1113	1,3522	0,5114	0,036207	0,002499
0,6242	0,878	0,2216	14,505	0,1444	0,8310	4,1562	1,3798	0,5279	0,037188	0,002620
0,6327	0,876	0,2239	14,509	0,1441	0,8325	4,2009	1,4076	0,5447	0,038184	0,002746
0,6411	0,874	0,2262	14,512	0,1439	0,8340	4,2455	1,4355	0,5618	0,039195	0,002876
0,6496	0,872	0,2285	14,516	0,1436	0,8355	4,2900	1,4636	0,5792	0,040222	0,003012
0,6582	0,870	0,2308	14,521	0,1434	0,8370	4,3344	1,4918	0,5969	0,041264	0,003152
0,6667	0,868	0,2331	14,525	0,1431	0,8385	4,3787	1,5202	0,6149	0,042322	0,003298
0,6752	0,866	0,2353	14,530	0,1429	0,8400	4,4228	1,5487	0,6332	0,043397	0,003448
0,6838	0,864	0,2376	14,535	0,1426	0,8416	4,4669	1,5773	0,6518	0,044488	0,003605
0,6924	0,862	0,2399	14,541	0,1423	0,8431	4,5109	1,6062	0,6708	0,045595	0,003767
0,7011	0,860	0,2421	14,546	0,1421	0,8447	4,5547	1,6351	0,6901	0,046720	0,003934
0,7097	0,858	0,2443	14,552	0,1418	0,8462	4,5985	1,6643	0,7096	0,047861	0,004108
0,7184	0,856	0,2466	14,559	0,1415	0,8478	4,6423	1,6935	0,7296	0,049020	0,004288
0,7271	0,854	0,2488	14,565	0,1413	0,8494	4,6859	1,7230	0,7498	0,050196	0,004474
0,7358	0,852	0,2510	14,572	0,1410	0,8510	4,7295	1,7526	0,7704	0,051389	0,004666
0,7446	0,850	0,2532	14,579	0,1408	0,8526	4,7730	1,7823	0,7913	0,052601	0,004866
0,7534	0,848	0,2554	14,587	0,1405	0,8542	4,8165	1,8122	0,8126	0,053831	0,005072
0,7622	0,846	0,2576	14,594	0,1402	0,8558	4,8599	1,8423	0,8342	0,055079	0,005285
0,7710	0,844	0,2598	14,603	0,1400	0,8574	4,9032	1,8726	0,8562	0,056346	0,005506
0,7799	0,842	0,2620	14,611	0,1397	0,8591	4,9465	1,9029	0,8785	0,057632	0,005734
0,7888	0,840	0,2642	14,620	0,1394	0,8607	4,9897	1,9335	0,9012	0,058936	0,005970
0,7978	0,838	0,2663	14,629	0,1392	0,8624	5,0329	1,9642	0,9243	0,060261	0,006214
0,8067	0,836	0,2685	14,638	0,1389	0,8641	5,0761	1,9951	0,9477	0,061604	0,006466
0,8157	0,834	0,2707	14,648	0,1386	0,8657	5,1192	2,0262	0,9715	0,062968	0,006726
0,8248	0,832	0,2728	14,657	0,1383	0,8674	5,1623	2,0574	0,9956	0,064352	0,006995
0,8338	0,830	0,2750	14,668	0,1381	0,8691	5,2054	2,0888	1,0202	0,065756	0,007273
0,8429	0,828	0,2771	14,678	0,1378	0,8709	5,2484	2,1203	1,0451	0,067181	0,007561
0,8521	0,826	0,2793	14,689	0,1375	0,8726	5,2914	2,1520	1,0705	0,068626	0,007857
0,8612	0,824	0,2814	14,700	0,1372	0,8743	5,3344	2,1839	1,0962	0,070093	0,008164

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}15$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0511	1,150	0,0206	16,304	0,1831	0,8192	0,4674	0,0146	0,0005	0,000158	9,35E-08
0,0755	1,148	0,0304	16,275	0,1829	0,8202	0,6888	0,0316	0,0016	0,000345	3,15E-07
0,0940	1,146	0,0378	16,247	0,1827	0,8212	0,8559	0,0487	0,0031	0,000536	6,36E-07
0,1097	1,144	0,0440	16,219	0,1824	0,8222	0,9963	0,0659	0,0049	0,000730	1,05E-06
0,1237	1,142	0,0495	16,191	0,1822	0,8232	1,1202	0,0832	0,0069	0,000928	1,57E-06
0,1364	1,140	0,0545	16,164	0,1820	0,8242	1,2325	0,1005	0,0092	0,001129	2,19E-06
0,1482	1,138	0,0590	16,136	0,1818	0,8252	1,3362	0,1180	0,0117	0,001334	2,91E-06
0,1594	1,136	0,0633	16,109	0,1816	0,8262	1,4331	0,1355	0,0144	0,001543	3,75E-06
0,1700	1,134	0,0674	16,082	0,1813	0,8272	1,5246	0,1531	0,0173	0,001755	4,71E-06
0,1801	1,132	0,0713	16,055	0,1811	0,8282	1,6116	0,1708	0,0204	0,001972	5,80E-06
0,1898	1,130	0,0749	16,029	0,1809	0,8293	1,6947	0,1886	0,0236	0,002192	7,01E-06
0,1993	1,128	0,0785	16,003	0,1807	0,8303	1,7746	0,2065	0,0271	0,002416	8,37E-06
0,2084	1,126	0,0819	15,977	0,1804	0,8313	1,8516	0,2244	0,0307	0,002644	9,88E-06
0,2173	1,124	0,0852	15,951	0,1802	0,8324	1,9261	0,2425	0,0345	0,002877	1,15E-05
0,2260	1,122	0,0884	15,925	0,1800	0,8334	1,9984	0,2606	0,0385	0,003113	1,34E-05
0,2345	1,120	0,0916	15,900	0,1798	0,8345	2,0687	0,2788	0,0426	0,003354	1,54E-05
0,2428	1,118	0,0946	15,875	0,1795	0,8355	2,1373	0,2971	0,0469	0,003598	1,75E-05
0,2510	1,116	0,0976	15,850	0,1793	0,8366	2,2042	0,3155	0,0514	0,003847	1,99E-05
0,2591	1,114	0,1005	15,825	0,1791	0,8377	2,2696	0,3340	0,0560	0,004101	2,25E-05
0,2670	1,112	0,1034	15,801	0,1788	0,8387	2,3337	0,3526	0,0608	0,004358	2,52E-05
0,2749	1,110	0,1062	15,776	0,1786	0,8398	2,3966	0,3712	0,0657	0,004621	2,82E-05
0,2826	1,108	0,1089	15,752	0,1784	0,8409	2,4583	0,3900	0,0708	0,004887	3,14E-05
0,2902	1,106	0,1116	15,728	0,1782	0,8420	2,5190	0,4088	0,0760	0,005159	3,49E-05
0,2978	1,104	0,1143	15,705	0,1779	0,8430	2,5787	0,4278	0,0814	0,005434	3,86E-05
0,3053	1,102	0,1169	15,681	0,1777	0,8441	2,6376	0,4468	0,0870	0,005715	4,26E-05
0,3127	1,100	0,1195	15,658	0,1775	0,8452	2,6956	0,4659	0,0927	0,006000	4,68E-05
0,3201	1,098	0,1220	15,635	0,1772	0,8463	2,7528	0,4852	0,0986	0,006291	5,13E-05
0,3274	1,096	0,1245	15,613	0,1770	0,8474	2,8092	0,5045	0,1046	0,006586	5,62E-05
0,3347	1,094	0,1270	15,590	0,1768	0,8485	2,8650	0,5239	0,1107	0,006886	6,13E-05
0,3419	1,092	0,1295	15,568	0,1765	0,8497	2,9202	0,5434	0,1171	0,007191	6,67E-05
0,3491	1,090	0,1319	15,546	0,1763	0,8508	2,9747	0,5630	0,1235	0,007501	7,25E-05
0,3562	1,088	0,1343	15,524	0,1761	0,8519	3,0287	0,5827	0,1302	0,007817	7,87E-05
0,3633	1,086	0,1367	15,502	0,1758	0,8530	3,0821	0,6025	0,1369	0,008137	8,52E-05
0,3704	1,084	0,1391	15,481	0,1756	0,8542	3,1351	0,6224	0,1439	0,008463	9,21E-05
0,3775	1,082	0,1414	15,460	0,1754	0,8553	3,1876	0,6424	0,1510	0,008795	9,93E-05
0,3845	1,080	0,1437	15,439	0,1751	0,8564	3,2396	0,6625	0,1582	0,009131	0,000107
0,3915	1,078	0,1460	15,418	0,1749	0,8576	3,2911	0,6826	0,1656	0,009474	0,000115
0,3984	1,076	0,1483	15,398	0,1747	0,8587	3,3423	0,7029	0,1732	0,009822	0,000124
0,4054	1,074	0,1506	15,377	0,1744	0,8599	3,3931	0,7233	0,1809	0,010175	0,000133
0,4123	1,072	0,1528	15,357	0,1742	0,8611	3,4436	0,7438	0,1888	0,010535	0,000142
0,4193	1,070	0,1551	15,337	0,1740	0,8622	3,4937	0,7644	0,1968	0,010900	0,000152
0,4262	1,068	0,1573	15,318	0,1737	0,8634	3,5434	0,7851	0,2050	0,011271	0,000163
0,4331	1,066	0,1595	15,298	0,1735	0,8646	3,5929	0,8059	0,2134	0,011648	0,000174
0,4400	1,064	0,1617	15,279	0,1733	0,8658	3,6420	0,8268	0,2219	0,012031	0,000185
0,4469	1,062	0,1638	15,260	0,1730	0,8670	3,6909	0,8478	0,2306	0,012420	0,000197

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}15$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,4537	1,060	0,1660	15,241	0,1728	0,8682	3,7395	0,8689	0,2395	0,01282	0,000210
0,4606	1,058	0,1682	15,223	0,1725	0,8694	3,7879	0,8901	0,2485	0,01322	0,000224
0,4675	1,056	0,1703	15,205	0,1723	0,8706	3,8360	0,9114	0,2576	0,01363	0,000237
0,4743	1,054	0,1724	15,186	0,1721	0,8718	3,8839	0,9328	0,2670	0,01404	0,000252
0,4812	1,052	0,1746	15,169	0,1718	0,8730	3,9315	0,9544	0,2765	0,01446	0,000267
0,4880	1,050	0,1767	15,151	0,1716	0,8742	3,9790	0,9760	0,2862	0,01489	0,000284
0,4949	1,048	0,1788	15,134	0,1713	0,8755	4,0262	0,9977	0,2960	0,01532	0,000300
0,5018	1,046	0,1809	15,116	0,1711	0,8767	4,0733	1,0196	0,3061	0,01577	0,000318
0,5086	1,044	0,1829	15,099	0,1709	0,8779	4,1201	1,0415	0,3163	0,01621	0,000336
0,5155	1,042	0,1850	15,083	0,1706	0,8792	4,1669	1,0636	0,3266	0,01667	0,000355
0,5224	1,040	0,1871	15,066	0,1704	0,8804	4,2134	1,0858	0,3372	0,01713	0,000375
0,5293	1,038	0,1891	15,050	0,1701	0,8817	4,2598	1,1081	0,3479	0,01760	0,000396
0,5361	1,036	0,1912	15,034	0,1699	0,8830	4,3060	1,1305	0,3588	0,01808	0,000418
0,5430	1,034	0,1932	15,018	0,1696	0,8842	4,3521	1,1530	0,3699	0,01856	0,000440
0,5499	1,032	0,1953	15,002	0,1694	0,8855	4,3981	1,1756	0,3812	0,01905	0,000464
0,5568	1,030	0,1973	14,987	0,1691	0,8868	4,4439	1,1984	0,3926	0,01955	0,000489
0,5637	1,028	0,1993	14,972	0,1689	0,8881	4,4896	1,2212	0,4042	0,02006	0,000514
0,5707	1,026	0,2014	14,957	0,1687	0,8894	4,5352	1,2442	0,4160	0,02058	0,000541
0,5776	1,024	0,2034	14,942	0,1684	0,8907	4,5807	1,2673	0,4280	0,02110	0,000569
0,5846	1,022	0,2054	14,927	0,1682	0,8920	4,6261	1,2905	0,4402	0,02163	0,000598
0,5915	1,020	0,2074	14,913	0,1679	0,8933	4,6714	1,3138	0,4526	0,02217	0,000628
0,5985	1,018	0,2094	14,899	0,1677	0,8946	4,7165	1,3372	0,4652	0,02271	0,000659
0,6055	1,016	0,2114	14,885	0,1674	0,8960	4,7616	1,3608	0,4780	0,02327	0,000692
0,6125	1,014	0,2134	14,872	0,1672	0,8973	4,8067	1,3845	0,4909	0,02383	0,000725
0,6195	1,012	0,2154	14,858	0,1669	0,8986	4,8516	1,4082	0,5041	0,02441	0,000760
0,6265	1,010	0,2173	14,845	0,1667	0,9000	4,8965	1,4322	0,5175	0,02499	0,000797
0,6335	1,008	0,2193	14,832	0,1664	0,9014	4,9412	1,4562	0,5310	0,02558	0,000835
0,6406	1,006	0,2213	14,819	0,1662	0,9027	4,9860	1,4803	0,5448	0,02617	0,000874
0,6476	1,004	0,2232	14,807	0,1659	0,9041	5,0306	1,5046	0,5588	0,02678	0,000915
0,6547	1,002	0,2252	14,795	0,1657	0,9055	5,0752	1,5290	0,5729	0,02740	0,000957
0,6618	1,000	0,2272	14,783	0,1654	0,9068	5,1198	1,5535	0,5873	0,02802	0,001001
0,6689	0,998	0,2291	14,771	0,1652	0,9082	5,1643	1,5782	0,6019	0,02866	0,001047
0,6761	0,996	0,2311	14,759	0,1649	0,9096	5,2088	1,6029	0,6168	0,02930	0,001094
0,6832	0,994	0,2330	14,748	0,1646	0,9110	5,2532	1,6278	0,6318	0,02996	0,001143
0,6904	0,992	0,2350	14,737	0,1644	0,9124	5,2976	1,6528	0,6470	0,03062	0,001194
0,6976	0,990	0,2369	14,726	0,1641	0,9139	5,3419	1,6780	0,6625	0,03129	0,001247
0,7048	0,988	0,2389	14,715	0,1639	0,9153	5,3862	1,7033	0,6782	0,03198	0,001301
0,7120	0,986	0,2408	14,705	0,1636	0,9167	5,4305	1,7287	0,6941	0,03267	0,001358
0,7193	0,984	0,2427	14,695	0,1634	0,9182	5,4747	1,7542	0,7102	0,03337	0,001416
0,7265	0,982	0,2447	14,685	0,1631	0,9196	5,5189	1,7798	0,7266	0,03409	0,001477
0,7338	0,980	0,2466	14,675	0,1629	0,9211	5,5631	1,8056	0,7432	0,03481	0,001540
0,7411	0,978	0,2485	14,666	0,1626	0,9225	5,6073	1,8316	0,7600	0,03555	0,001605
0,7485	0,976	0,2504	14,656	0,1623	0,9240	5,6515	1,8576	0,7771	0,03629	0,001672
0,7558	0,974	0,2524	14,647	0,1621	0,9255	5,6957	1,8838	0,7944	0,03705	0,001742
0,7632	0,972	0,2543	14,639	0,1618	0,9270	5,7398	1,9101	0,8119	0,03782	0,001814

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}15$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,7706	0,970	0,2562	14,630	0,1616	0,9285	5,7839	1,9366	0,8297	0,038595	0,001888
0,7780	0,968	0,2581	14,622	0,1613	0,9300	5,8281	1,9631	0,8478	0,039385	0,001965
0,7855	0,966	0,2600	14,614	0,1610	0,9315	5,8722	1,9899	0,8661	0,040186	0,002045
0,7929	0,964	0,2620	14,606	0,1608	0,9330	5,9163	2,0167	0,8846	0,040999	0,002128
0,8004	0,962	0,2639	14,598	0,1605	0,9345	5,9605	2,0437	0,9034	0,041824	0,002213
0,8080	0,960	0,2658	14,591	0,1602	0,9361	6,0046	2,0708	0,9224	0,042660	0,002301
0,8155	0,958	0,2677	14,584	0,1600	0,9376	6,0487	2,0981	0,9417	0,043508	0,002392
0,8231	0,956	0,2696	14,577	0,1597	0,9392	6,0929	2,1255	0,9613	0,044369	0,002486
0,8307	0,954	0,2715	14,570	0,1595	0,9407	6,1370	2,1531	0,9811	0,045242	0,002583
0,8383	0,952	0,2734	14,564	0,1592	0,9423	6,1812	2,1808	1,0012	0,046127	0,002684
$d/L_0' = 0{,}20$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0497	1,412	0,0181	22,111	0,2248	0,8895	0,5587	0,0154	0,0005	6,63E-05	-1,2E-07
0,0814	1,408	0,0296	21,988	0,2244	0,8913	0,9109	0,0409	0,0023	0,000178	-5,2E-07
0,1044	1,404	0,0379	21,867	0,2239	0,8932	1,1639	0,0665	0,0047	0,000294	-1,1E-06
0,1236	1,400	0,0448	21,746	0,2235	0,8950	1,3738	0,0924	0,0077	0,000415	-1,8E-06
0,1407	1,396	0,0508	21,627	0,2230	0,8968	1,5581	0,1184	0,0112	0,000539	-2,6E-06
0,1563	1,392	0,0563	21,509	0,2225	0,8987	1,7251	0,1447	0,0151	0,000669	-3,5E-06
0,1709	1,388	0,0615	21,392	0,2221	0,9006	1,8794	0,1712	0,0194	0,000802	-4,5E-06
0,1847	1,384	0,0662	21,276	0,2216	0,9024	2,0239	0,1979	0,0242	0,000941	-5,6E-06
0,1978	1,380	0,0708	21,162	0,2212	0,9043	2,1607	0,2248	0,0293	0,001085	-6,7E-06
0,2105	1,376	0,0752	21,048	0,2207	0,9062	2,2911	0,2520	0,0348	0,001233	-8,0E-06
0,2227	1,372	0,0793	20,936	0,2202	0,9081	2,4163	0,2794	0,0406	0,001387	-9,3E-06
0,2347	1,368	0,0834	20,824	0,2198	0,9100	2,5369	0,3070	0,0468	0,001546	-1,1E-05
0,2463	1,364	0,0873	20,714	0,2193	0,9119	2,6537	0,3348	0,0533	0,001711	-1,2E-05
0,2577	1,360	0,0911	20,605	0,2188	0,9139	2,7671	0,3628	0,0602	0,001881	-1,4E-05
0,2689	1,356	0,0949	20,497	0,2184	0,9158	2,8777	0,3911	0,0674	0,002057	-1,5E-05
0,2799	1,352	0,0985	20,390	0,2179	0,9178	2,9856	0,4197	0,0749	0,002239	-1,7E-05
0,2907	1,348	0,1021	20,284	0,2174	0,9198	3,0912	0,4484	0,0828	0,002427	-1,9E-05
0,3015	1,344	0,1056	20,180	0,2170	0,9217	3,1948	0,4774	0,0910	0,002621	-2,0E-05
0,3121	1,340	0,1091	20,076	0,2165	0,9237	3,2966	0,5067	0,0996	0,002822	-2,2E-05
0,3226	1,336	0,1125	19,974	0,2160	0,9257	3,3967	0,5362	0,1085	0,003029	-2,4E-05
0,3331	1,332	0,1159	19,872	0,2156	0,9278	3,4953	0,5659	0,1177	0,003243	-2,6E-05
0,3435	1,328	0,1192	19,772	0,2151	0,9298	3,5926	0,5959	0,1272	0,003464	-2,8E-05
0,3538	1,324	0,1225	19,672	0,2146	0,9318	3,6886	0,6262	0,1371	0,003692	-3,0E-05
0,3641	1,320	0,1258	19,574	0,2142	0,9339	3,7836	0,6567	0,1473	0,003928	-3,2E-05
0,3743	1,316	0,1290	19,477	0,2137	0,9360	3,8775	0,6875	0,1579	0,004171	-3,3E-05
0,3845	1,312	0,1322	19,381	0,2132	0,9380	3,9705	0,7185	0,1688	0,004422	-3,5E-05
0,3947	1,308	0,1354	19,285	0,2127	0,9401	4,0627	0,7498	0,1801	0,004680	-3,7E-05
0,4049	1,304	0,1386	19,191	0,2123	0,9422	4,1541	0,7814	0,1917	0,004947	-3,9E-05
0,4150	1,300	0,1417	19,098	0,2118	0,9444	4,2448	0,8132	0,2037	0,005222	-4,1E-05
0,4251	1,296	0,1448	19,006	0,2113	0,9465	4,3349	0,8454	0,2160	0,005506	-4,2E-05

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}20$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,4353	1,292	0,1480	18,915	0,2108	0,9486	4,4244	0,8778	0,2287	0,005799	-4,4E-05
0,4454	1,288	0,1511	18,825	0,2103	0,9508	4,5133	0,9105	0,2418	0,006101	-4,6E-05
0,4555	1,284	0,1541	18,736	0,2099	0,9530	4,6018	0,9434	0,2552	0,006412	-4,7E-05
0,4657	1,280	0,1572	18,648	0,2094	0,9552	4,6898	0,9767	0,2690	0,006732	-4,8E-05
0,4758	1,276	0,1603	18,560	0,2089	0,9574	4,7775	1,0102	0,2832	0,007063	-5,0E-05
0,4860	1,272	0,1633	18,474	0,2084	0,9596	4,8648	1,0441	0,2978	0,007403	-5,1E-05
0,4962	1,268	0,1664	18,389	0,2079	0,9618	4,9517	1,0782	0,3127	0,007754	-5,1E-05
0,5064	1,264	0,1694	18,305	0,2075	0,9641	5,0384	1,1126	0,3281	0,008115	-5,2E-05
0,5167	1,260	0,1724	18,222	0,2070	0,9663	5,1248	1,1474	0,3438	0,008487	-5,3E-05
0,5270	1,256	0,1755	18,140	0,2065	0,9686	5,2110	1,1824	0,3599	0,008871	-5,3E-05
0,5373	1,252	0,1785	18,058	0,2060	0,9709	5,2970	1,2178	0,3765	0,009266	-5,3E-05
0,5476	1,248	0,1815	17,978	0,2055	0,9732	5,3828	1,2535	0,3935	0,009672	-5,2E-05
0,5580	1,244	0,1845	17,899	0,2050	0,9755	5,4684	1,2895	0,4109	0,010091	-5,2E-05
0,5684	1,240	0,1875	17,821	0,2045	0,9779	5,5539	1,3258	0,4287	0,010521	-5,0E-05
0,5788	1,236	0,1905	17,743	0,2040	0,9802	5,6394	1,3624	0,4470	0,010965	-4,9E-05
0,5893	1,232	0,1935	17,667	0,2035	0,9826	5,7247	1,3994	0,4657	0,011421	-4,7E-05
0,5998	1,228	0,1965	17,591	0,2030	0,9850	5,8100	1,4367	0,4848	0,011891	-4,5E-05
0,6104	1,224	0,1995	17,517	0,2025	0,9874	5,8952	1,4743	0,5044	0,012375	-4,2E-05
0,6210	1,220	0,2025	17,443	0,2021	0,9899	5,9804	1,5123	0,5245	0,012872	-3,8E-05
0,6317	1,216	0,2055	17,370	0,2016	0,9923	6,0656	1,5506	0,5450	0,013384	-3,4E-05
0,6424	1,212	0,2085	17,299	0,2011	0,9948	6,1508	1,5893	0,5661	0,013911	-2,9E-05
0,6532	1,208	0,2116	17,228	0,2006	0,9972	6,2361	1,6283	0,5876	0,014452	-2,4E-05
0,6640	1,204	0,2146	17,158	0,2001	0,9997	6,3213	1,6677	0,6096	0,015009	-1,8E-05
0,6749	1,200	0,2176	17,089	0,1995	1,0023	6,4067	1,7074	0,6321	0,015582	-1,1E-05
0,6859	1,196	0,2206	17,021	0,1990	1,0048	6,4921	1,7475	0,6551	0,016172	-2,6E-06
0,6969	1,192	0,2236	16,954	0,1985	1,0073	6,5775	1,7880	0,6786	0,016778	6,25E-06
0,7079	1,188	0,2266	16,888	0,1980	1,0099	6,6631	1,8288	0,7027	0,017401	1,62E-05
0,7190	1,184	0,2297	16,822	0,1975	1,0125	6,7488	1,8700	0,7273	0,018042	2,72E-05
0,7302	1,180	0,2327	16,758	0,1970	1,0151	6,8346	1,9116	0,7524	0,018701	3,94E-05
0,7414	1,176	0,2357	16,694	0,1965	1,0178	6,9205	1,9536	0,7781	0,019378	5,29E-05
0,7528	1,172	0,2388	16,632	0,1960	1,0204	7,0066	1,9959	0,8044	0,020074	6,77E-05
0,7641	1,168	0,2418	16,570	0,1955	1,0231	7,0928	2,0387	0,8313	0,020790	8,39E-05
0,7756	1,164	0,2448	16,509	0,1950	1,0258	7,1792	2,0818	0,8587	0,021525	0,000102
0,7871	1,160	0,2479	16,449	0,1945	1,0285	7,2658	2,1254	0,8867	0,022281	0,000121
0,7987	1,156	0,2509	16,390	0,1939	1,0313	7,3526	2,1693	0,9154	0,023057	0,000142
0,8103	1,152	0,2540	16,332	0,1934	1,0340	7,4396	2,2137	0,9447	0,023855	0,000165
0,8220	1,148	0,2571	16,275	0,1929	1,0368	7,5267	2,2584	0,9746	0,024676	0,000190
0,8338	1,144	0,2602	16,219	0,1924	1,0396	7,6141	2,3036	1,0051	0,025518	0,000218
0,8457	1,140	0,2632	16,164	0,1919	1,0425	7,7017	2,3492	1,0363	0,026384	0,000247
0,8577	1,136	0,2663	16,109	0,1913	1,0453	7,7896	2,3953	1,0682	0,027273	0,000279

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}25$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0272	1,682	0,0088	33,607	0,2677	0,9337	0,3645	0,0055	0,0001	8,66E-06	-1,3E-08
0,0525	1,679	0,0170	33,439	0,2674	0,9350	0,7010	0,0202	0,0008	3,23E-05	-9,1E-08
0,0693	1,676	0,0224	33,272	0,2670	0,9362	0,9238	0,0349	0,0018	5,66E-05	-2,1E-07
0,0830	1,673	0,0268	33,105	0,2667	0,9375	1,1041	0,0497	0,0030	8,16E-05	-3,6E-07
0,0950	1,670	0,0306	32,940	0,2663	0,9388	1,2602	0,0647	0,0044	0,000107	-5,4E-07
0,1057	1,667	0,0341	32,776	0,2660	0,9400	1,4003	0,0796	0,0060	0,000134	-7,5E-07
0,1157	1,664	0,0373	32,613	0,2656	0,9413	1,5287	0,0947	0,0078	0,000161	-9,8E-07
0,1250	1,661	0,0402	32,451	0,2652	0,9426	1,6483	0,1098	0,0098	0,000188	-1,2E-06
0,1338	1,658	0,0430	32,290	0,2649	0,9438	1,7608	0,1250	0,0119	0,000217	-1,5E-06
0,1422	1,655	0,0457	32,130	0,2645	0,9451	1,8675	0,1403	0,0141	0,000246	-1,8E-06
0,1503	1,652	0,0482	31,971	0,2642	0,9464	1,9694	0,1556	0,0165	0,000276	-2,1E-06
0,1581	1,649	0,0507	31,813	0,2638	0,9477	2,0672	0,1711	0,0190	0,000307	-2,5E-06
0,1656	1,646	0,0531	31,656	0,2634	0,9490	2,1614	0,1866	0,0217	0,000339	-2,9E-06
0,1730	1,643	0,0554	31,500	0,2631	0,9503	2,2526	0,2022	0,0245	0,000371	-3,3E-06
0,1801	1,640	0,0576	31,345	0,2627	0,9516	2,3410	0,2178	0,0274	0,000404	-3,7E-06
0,1871	1,637	0,0598	31,191	0,2624	0,9529	2,4271	0,2336	0,0304	0,000438	-4,1E-06
0,1940	1,634	0,0619	31,038	0,2620	0,9542	2,5109	0,2494	0,0335	0,000473	-4,6E-06
0,2007	1,631	0,0640	30,886	0,2616	0,9555	2,5929	0,2653	0,0368	0,000509	-5,1E-06
0,2073	1,628	0,0661	30,735	0,2613	0,9568	2,6730	0,2812	0,0402	0,000546	-5,6E-06
0,2139	1,625	0,0681	30,584	0,2609	0,9581	2,7516	0,2973	0,0436	0,000584	-6,2E-06
0,2203	1,622	0,0701	30,435	0,2606	0,9595	2,8287	0,3134	0,0473	0,000622	-6,8E-06
0,2267	1,619	0,0720	30,287	0,2602	0,9608	2,9045	0,3297	0,0510	0,000662	-7,4E-06
0,2329	1,616	0,0740	30,140	0,2598	0,9621	2,9791	0,3460	0,0548	0,000702	-8,0E-06
0,2392	1,613	0,0759	29,994	0,2595	0,9635	3,0525	0,3624	0,0588	0,000744	-8,6E-06
0,2453	1,610	0,0778	29,848	0,2591	0,9648	3,1249	0,3788	0,0628	0,000786	-9,3E-06
0,2514	1,607	0,0796	29,704	0,2588	0,9662	3,1963	0,3954	0,0670	0,000830	-1,0E-05
0,2575	1,604	0,0815	29,561	0,2584	0,9675	3,2668	0,4120	0,0713	0,000875	-1,1E-05
0,2635	1,601	0,0833	29,418	0,2580	0,9689	3,3365	0,4288	0,0757	0,000920	-1,2E-05
0,2695	1,598	0,0851	29,276	0,2577	0,9702	3,4054	0,4456	0,0802	0,000967	-1,2E-05
0,2754	1,595	0,0869	29,136	0,2573	0,9716	3,4736	0,4625	0,0848	0,001015	-1,3E-05
0,2813	1,592	0,0887	28,996	0,2569	0,9730	3,5411	0,4795	0,0895	0,001064	-1,4E-05
0,2872	1,589	0,0905	28,857	0,2566	0,9743	3,6080	0,4965	0,0944	0,001115	-1,5E-05
0,2930	1,586	0,0923	28,719	0,2562	0,9757	3,6743	0,5137	0,0993	0,001166	-1,6E-05
0,2989	1,583	0,0940	28,582	0,2559	0,9771	3,7401	0,5310	0,1044	0,001219	-1,7E-05
0,3047	1,580	0,0958	28,446	0,2555	0,9785	3,8053	0,5483	0,1096	0,001273	-1,8E-05
0,3105	1,577	0,0975	28,311	0,2551	0,9799	3,8700	0,5657	0,1149	0,001328	-1,9E-05
0,3162	1,574	0,0992	28,176	0,2548	0,9813	3,9343	0,5833	0,1203	0,001384	-2,0E-05
0,3220	1,571	0,1009	28,043	0,2544	0,9827	3,9981	0,6009	0,1258	0,001442	-2,1E-05
0,3277	1,568	0,1026	27,910	0,2540	0,9841	4,0616	0,6186	0,1314	0,001501	-2,2E-05
0,3334	1,565	0,1044	27,778	0,2537	0,9855	4,1246	0,6364	0,1372	0,001562	-2,3E-05
0,3391	1,562	0,1060	27,647	0,2533	0,9869	4,1874	0,6543	0,1430	0,001624	-2,4E-05
0,3449	1,559	0,1077	27,517	0,2529	0,9884	4,2497	0,6723	0,1490	0,001687	-2,6E-05
0,3506	1,556	0,1094	27,388	0,2526	0,9898	4,3118	0,6904	0,1551	0,001752	-2,7E-05
0,3563	1,553	0,1111	27,260	0,2522	0,9912	4,3735	0,7086	0,1613	0,001818	-2,8E-05
0,3619	1,550	0,1128	27,132	0,2519	0,9926	4,4350	0,7269	0,1676	0,001886	-3,0E-05

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}25$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,3695	1,546	0,1150	26,964	0,2514	0,9946	4,5166	0,7515	0,1762	0,001978	-3,1E-05
0,3771	1,542	0,1173	26,796	0,2509	0,9965	4,5978	0,7762	0,1850	0,002074	-3,3E-05
0,3847	1,538	0,1195	26,631	0,2504	0,9984	4,6785	0,8011	0,1940	0,002172	-3,5E-05
0,3923	1,534	0,1217	26,466	0,2499	1,0004	4,7589	0,8262	0,2033	0,002273	-3,7E-05
0,3999	1,530	0,1239	26,304	0,2494	1,0024	4,8390	0,8514	0,2127	0,002378	-3,9E-05
0,4075	1,526	0,1261	26,142	0,2489	1,0043	4,9188	0,8769	0,2224	0,002485	-4,2E-05
0,4151	1,522	0,1283	25,982	0,2484	1,0063	4,9983	0,9025	0,2323	0,002596	-4,4E-05
0,4227	1,518	0,1306	25,824	0,2479	1,0083	5,0776	0,9284	0,2424	0,002710	-4,6E-05
0,4303	1,514	0,1328	25,667	0,2475	1,0103	5,1566	0,9544	0,2527	0,002827	-4,9E-05
0,4379	1,510	0,1350	25,511	0,2470	1,0123	5,2354	0,9806	0,2633	0,002948	-5,1E-05
0,4456	1,506	0,1372	25,357	0,2465	1,0143	5,3141	1,0070	0,2741	0,003072	-5,4E-05
0,4533	1,502	0,1394	25,204	0,2460	1,0164	5,3926	1,0336	0,2851	0,003200	-5,6E-05
0,4610	1,498	0,1416	25,052	0,2455	1,0184	5,4710	1,0604	0,2964	0,003331	-5,9E-05
0,4687	1,494	0,1438	24,902	0,2450	1,0204	5,5493	1,0874	0,3078	0,003466	-6,2E-05
0,4764	1,490	0,1460	24,753	0,2445	1,0225	5,6274	1,1146	0,3196	0,003606	-6,5E-05
0,4842	1,486	0,1482	24,606	0,2440	1,0246	5,7055	1,1420	0,3315	0,003749	-6,8E-05
0,4920	1,482	0,1504	24,460	0,2435	1,0267	5,7835	1,1696	0,3438	0,003896	-7,1E-05
0,4998	1,478	0,1527	24,315	0,2430	1,0287	5,8614	1,1974	0,3562	0,004048	-7,4E-05
0,5076	1,474	0,1549	24,172	0,2425	1,0308	5,9394	1,2254	0,3689	0,004203	-7,7E-05
0,5155	1,470	0,1571	24,029	0,2420	1,0330	6,0173	1,2537	0,3819	0,004364	-8,0E-05
0,5234	1,466	0,1593	23,889	0,2415	1,0351	6,0951	1,2822	0,3951	0,004528	-8,4E-05
0,5313	1,462	0,1616	23,749	0,2410	1,0372	6,1730	1,3108	0,4086	0,004698	-8,7E-05
0,5392	1,458	0,1638	23,611	0,2405	1,0394	6,2509	1,3397	0,4223	0,004872	-9,1E-05
0,5472	1,454	0,1660	23,474	0,2400	1,0415	6,3289	1,3689	0,4363	0,005051	-9,4E-05
0,5552	1,450	0,1683	23,338	0,2395	1,0437	6,4069	1,3982	0,4506	0,005235	-9,8E-05
0,5633	1,446	0,1705	23,204	0,2390	1,0459	6,4849	1,4278	0,4651	0,005424	-0,00010
0,5714	1,442	0,1728	23,071	0,2385	1,0481	6,5630	1,4576	0,4800	0,005618	-0,00011
0,5795	1,438	0,1750	22,939	0,2380	1,0503	6,6412	1,4876	0,4951	0,005818	-0,00011
0,5877	1,434	0,1773	22,808	0,2375	1,0525	6,7194	1,5179	0,5105	0,006024	-0,00011
0,5959	1,430	0,1796	22,679	0,2370	1,0547	6,7978	1,5484	0,5262	0,006235	-0,00012
0,6041	1,426	0,1819	22,550	0,2365	1,0570	6,8762	1,5792	0,5421	0,006451	-0,00012
0,6124	1,422	0,1841	22,423	0,2360	1,0592	6,9548	1,6102	0,5584	0,006674	-0,00013
0,6207	1,418	0,1864	22,298	0,2355	1,0615	7,0335	1,6414	0,5750	0,006903	-0,00013
0,6291	1,414	0,1887	22,173	0,2350	1,0637	7,1123	1,6729	0,5918	0,007138	-0,00013
0,6375	1,410	0,1910	22,050	0,2345	1,0660	7,1913	1,7046	0,6090	0,007380	-0,00014
0,6459	1,406	0,1933	21,927	0,2340	1,0683	7,2704	1,7366	0,6265	0,007628	-0,00014
0,6544	1,402	0,1957	21,806	0,2335	1,0707	7,3497	1,7688	0,6443	0,007882	-0,00015
0,6629	1,398	0,1980	21,687	0,2330	1,0730	7,4291	1,8013	0,6625	0,008144	-0,00015
0,6715	1,394	0,2003	21,568	0,2325	1,0753	7,5087	1,8341	0,6810	0,008413	-0,00016
0,6801	1,390	0,2027	21,450	0,2320	1,0777	7,5885	1,8671	0,6998	0,008689	-0,00016
0,6888	1,386	0,2050	21,334	0,2315	1,0801	7,6685	1,9004	0,7189	0,008972	-0,00017
0,6975	1,382	0,2074	21,219	0,2310	1,0824	7,7487	1,9340	0,7384	0,009263	-0,00017
0,7062	1,378	0,2097	21,105	0,2304	1,0848	7,8291	1,9678	0,7582	0,009562	-0,00017
0,7151	1,374	0,2121	20,992	0,2299	1,0873	7,9097	2,0019	0,7784	0,009869	-0,00018
0,7239	1,370	0,2145	20,880	0,2294	1,0897	7,9905	2,0363	0,7990	0,010184	-0,00018

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}30$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0989	1,940	0,0278	52,832	0,3095	0,9693	1,5242	0,0839	0,0065	4,99E-05	-2,8E-07
0,1061	1,937	0,0298	52,545	0,3091	0,9705	1,6324	0,0961	0,0079	5,77E-05	-3,5E-07
0,1130	1,934	0,0317	52,260	0,3088	0,9717	1,7348	0,1082	0,0095	6,58E-05	-4,2E-07
0,1195	1,931	0,0335	51,976	0,3084	0,9728	1,8322	0,1204	0,0112	7,41E-05	-5,0E-07
0,1258	1,928	0,0353	51,694	0,3080	0,9740	1,9255	0,1327	0,0129	8,26E-05	-5,8E-07
0,1319	1,925	0,0370	51,414	0,3076	0,9752	2,0152	0,1450	0,0147	9,13E-05	-6,8E-07
0,1378	1,922	0,0387	51,136	0,3073	0,9764	2,1018	0,1574	0,0167	0,000100	-7,7E-07
0,1436	1,919	0,0403	50,859	0,3069	0,9776	2,1857	0,1698	0,0187	0,000109	-8,8E-07
0,1492	1,916	0,0418	50,584	0,3065	0,9788	2,2671	0,1823	0,0208	0,000119	-9,9E-07
0,1547	1,913	0,0433	50,310	0,3061	0,9800	2,3464	0,1948	0,0229	0,000128	-1,1E-06
0,1600	1,910	0,0448	50,039	0,3058	0,9811	2,4237	0,2073	0,0252	0,000138	-1,2E-06
0,1653	1,907	0,0463	49,769	0,3054	0,9823	2,4993	0,2199	0,0275	0,000148	-1,4E-06
0,1705	1,904	0,0477	49,500	0,3050	0,9836	2,5732	0,2326	0,0300	0,000159	-1,5E-06
0,1756	1,901	0,0492	49,233	0,3046	0,9848	2,6457	0,2453	0,0324	0,000169	-1,6E-06
0,1806	1,898	0,0505	48,968	0,3043	0,9860	2,7169	0,2581	0,0350	0,000180	-1,8E-06
0,1856	1,895	0,0519	48,705	0,3039	0,9872	2,7868	0,2709	0,0377	0,000191	-2,0E-06
0,1905	1,892	0,0533	48,443	0,3035	0,9884	2,8555	0,2838	0,0404	0,000203	-2,1E-06
0,1953	1,889	0,0546	48,182	0,3031	0,9896	2,9233	0,2967	0,0432	0,000214	-2,3E-06
0,2001	1,886	0,0559	47,924	0,3028	0,9908	2,9900	0,3097	0,0460	0,000226	-2,5E-06
0,2049	1,883	0,0573	47,667	0,3024	0,9921	3,0559	0,3227	0,0490	0,000239	-2,7E-06
0,2096	1,880	0,0586	47,411	0,3020	0,9933	3,1208	0,3358	0,0520	0,000251	-2,9E-06
0,2143	1,877	0,0599	47,157	0,3017	0,9945	3,1851	0,3489	0,0551	0,000264	-3,1E-06
0,2189	1,874	0,0611	46,905	0,3013	0,9958	3,2485	0,3621	0,0582	0,000277	-3,3E-06
0,2235	1,871	0,0624	46,654	0,3009	0,9970	3,3113	0,3753	0,0614	0,000291	-3,5E-06
0,2281	1,868	0,0637	46,404	0,3005	0,9982	3,3734	0,3886	0,0647	0,000304	-3,8E-06
0,2326	1,865	0,0649	46,156	0,3002	0,9995	3,4349	0,4020	0,0681	0,000318	-4,0E-06
0,2372	1,862	0,0662	45,910	0,2998	1,0007	3,4959	0,4154	0,0715	0,000333	-4,2E-06
0,2417	1,859	0,0674	45,665	0,2994	1,0020	3,5563	0,4289	0,0751	0,000348	-4,5E-06
0,2461	1,856	0,0686	45,422	0,2990	1,0032	3,6162	0,4424	0,0786	0,000363	-4,8E-06
0,2506	1,853	0,0699	45,180	0,2987	1,0045	3,6756	0,4560	0,0823	0,000378	-5,1E-06
0,2550	1,850	0,0711	44,940	0,2983	1,0058	3,7346	0,4696	0,0860	0,000394	-5,4E-06
0,2595	1,847	0,0723	44,701	0,2979	1,0070	3,7931	0,4833	0,0898	0,000410	-5,7E-06
0,2639	1,844	0,0735	44,464	0,2975	1,0083	3,8512	0,4971	0,0937	0,000427	-6,0E-06
0,2683	1,841	0,0747	44,228	0,2972	1,0096	3,9090	0,5109	0,0976	0,000444	-6,3E-06
0,2727	1,838	0,0759	43,993	0,2968	1,0108	3,9664	0,5247	0,1016	0,000461	-6,6E-06
0,2770	1,835	0,0771	43,760	0,2964	1,0121	4,0234	0,5387	0,1057	0,000478	-7,0E-06
0,2814	1,832	0,0783	43,529	0,2960	1,0134	4,0802	0,5527	0,1099	0,000497	-7,4E-06
0,2858	1,829	0,0795	43,298	0,2957	1,0147	4,1366	0,5667	0,1141	0,000515	-7,7E-06
0,2901	1,826	0,0807	43,070	0,2953	1,0160	4,1928	0,5808	0,1184	0,000534	-8,1E-06
0,2944	1,823	0,0819	42,842	0,2949	1,0173	4,2486	0,5950	0,1227	0,000553	-8,5E-06
0,2988	1,820	0,0831	42,616	0,2945	1,0186	4,3042	0,6092	0,1272	0,000573	-8,9E-06
0,3031	1,817	0,0842	42,392	0,2942	1,0199	4,3596	0,6235	0,1317	0,000593	-9,4E-06
0,3074	1,814	0,0854	42,169	0,2938	1,0212	4,4148	0,6379	0,1363	0,000614	-9,8E-06
0,3118	1,811	0,0866	41,947	0,2934	1,0225	4,4697	0,6523	0,1409	0,000635	-1,0E-05
0,3161	1,808	0,0878	41,727	0,2930	1,0238	4,5244	0,6668	0,1457	0,000656	-1,1E-05

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}30$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,3218	1,804	0,0894	41,435	0,2925	1,0256	4,5970	0,6862	0,1521	0,000686	-1,1E-05
0,3276	1,800	0,0909	41,145	0,2920	1,0273	4,6694	0,7057	0,1586	0,000716	-1,2E-05
0,3334	1,796	0,0925	40,858	0,2915	1,0291	4,7414	0,7253	0,1653	0,000747	-1,3E-05
0,3391	1,792	0,0941	40,574	0,2910	1,0309	4,8132	0,7451	0,1721	0,000780	-1,3E-05
0,3449	1,788	0,0956	40,292	0,2905	1,0326	4,8847	0,7649	0,1791	0,000813	-1,4E-05
0,3506	1,784	0,0972	40,012	0,2900	1,0344	4,9559	0,7849	0,1862	0,000847	-1,5E-05
0,3564	1,780	0,0988	39,734	0,2895	1,0362	5,0270	0,8050	0,1934	0,000882	-1,6E-05
0,3622	1,776	0,1003	39,459	0,2890	1,0380	5,0979	0,8253	0,2007	0,000918	-1,7E-05
0,3680	1,772	0,1019	39,186	0,2885	1,0398	5,1685	0,8456	0,2082	0,000955	-1,8E-05
0,3738	1,768	0,1035	38,915	0,2880	1,0417	5,2391	0,8661	0,2159	0,000993	-1,9E-05
0,3796	1,764	0,1050	38,646	0,2875	1,0435	5,3094	0,8867	0,2236	0,001032	-1,9E-05
0,3854	1,760	0,1066	38,380	0,2870	1,0453	5,3797	0,9074	0,2315	0,001072	-2,0E-05
0,3912	1,756	0,1082	38,116	0,2865	1,0471	5,4498	0,9282	0,2396	0,001113	-2,2E-05
0,3970	1,752	0,1098	37,854	0,2860	1,0490	5,5198	0,9492	0,2478	0,001156	-2,3E-05
0,4029	1,748	0,1114	37,594	0,2855	1,0508	5,5898	0,9703	0,2561	0,001200	-2,4E-05
0,4087	1,744	0,1129	37,336	0,2850	1,0527	5,6596	0,9916	0,2646	0,001245	-2,5E-05
0,4146	1,740	0,1145	37,081	0,2845	1,0546	5,7294	1,0129	0,2732	0,001291	-2,6E-05
0,4205	1,736	0,1161	36,828	0,2840	1,0564	5,7992	1,0344	0,2820	0,001338	-2,7E-05
0,4264	1,732	0,1177	36,576	0,2835	1,0583	5,8689	1,0560	0,2909	0,001387	-2,9E-05
0,4324	1,728	0,1193	36,327	0,2830	1,0602	5,9385	1,0778	0,3000	0,001437	-3,0E-05
0,4383	1,724	0,1209	36,080	0,2825	1,0621	6,0082	1,0997	0,3093	0,001489	-3,1E-05
0,4443	1,720	0,1225	35,835	0,2819	1,0640	6,0778	1,1217	0,3186	0,001542	-3,3E-05
0,4502	1,716	0,1241	35,592	0,2814	1,0659	6,1474	1,1439	0,3282	0,001596	-3,4E-05
0,4562	1,712	0,1258	35,351	0,2809	1,0679	6,2171	1,1662	0,3379	0,001652	-3,6E-05
0,4623	1,708	0,1274	35,112	0,2804	1,0698	6,2867	1,1887	0,3477	0,001709	-3,7E-05
0,4683	1,704	0,1290	34,875	0,2799	1,0717	6,3564	1,2113	0,3578	0,001768	-3,9E-05
0,4744	1,700	0,1306	34,640	0,2794	1,0737	6,4261	1,2340	0,3679	0,001829	-4,1E-05
0,4805	1,696	0,1323	34,407	0,2789	1,0756	6,4959	1,2569	0,3783	0,001891	-4,2E-05
0,4866	1,692	0,1339	34,176	0,2784	1,0776	6,5657	1,2800	0,3888	0,001955	-4,4E-05
0,4927	1,688	0,1356	33,947	0,2779	1,0795	6,6356	1,3031	0,3994	0,002020	-4,6E-05
0,4989	1,684	0,1372	33,720	0,2774	1,0815	6,7055	1,3265	0,4103	0,002088	-4,8E-05
0,5051	1,680	0,1389	33,495	0,2769	1,0835	6,7755	1,3500	0,4213	0,002157	-5,0E-05
0,5113	1,676	0,1405	33,272	0,2764	1,0855	6,8456	1,3736	0,4325	0,002228	-5,2E-05
0,5175	1,672	0,1422	33,050	0,2759	1,0875	6,9158	1,3974	0,4438	0,002301	-5,4E-05
0,5238	1,668	0,1439	32,831	0,2754	1,0895	6,9861	1,4214	0,4554	0,002376	-5,6E-05
0,5300	1,664	0,1456	32,613	0,2748	1,0915	7,0564	1,4455	0,4671	0,002452	-5,8E-05
0,5364	1,660	0,1472	32,397	0,2743	1,0936	7,1269	1,4697	0,4790	0,002531	-6,1E-05
0,5427	1,656	0,1489	32,183	0,2738	1,0956	7,1975	1,4942	0,4911	0,002612	-6,3E-05
0,5491	1,652	0,1506	31,971	0,2733	1,0976	7,2683	1,5187	0,5033	0,002695	-6,5E-05
0,5555	1,648	0,1523	31,760	0,2728	1,0997	7,3391	1,5435	0,5158	0,002780	-6,8E-05
0,5619	1,644	0,1541	31,552	0,2723	1,1018	7,410	1,5684	0,5284	0,002868	-7,0E-05
0,5684	1,640	0,1558	31,345	0,2718	1,1038	7,481	1,5935	0,5412	0,002958	-7,3E-05
0,5748	1,636	0,1575	31,140	0,2713	1,1059	7,552	1,6187	0,5542	0,003050	-7,6E-05
0,5814	1,632	0,1592	30,936	0,2708	1,1080	7,624	1,6442	0,5675	0,003144	-7,9E-05
0,5879	1,628	0,1610	30,735	0,2702	1,1101	7,696	1,6698	0,5809	0,003241	-8,1E-05

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}35$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0140	2,248	0,0034	93,874	0,3578	0,9782	0,2507	0,0022	0,0000	3,87E-07	-2,9E-10
0,0375	2,244	0,0090	93,162	0,3573	0,9796	0,6688	0,0153	0,0005	2,79E-06	-5,6E-09
0,0513	2,240	0,0123	92,455	0,3568	0,9810	0,9141	0,0285	0,0013	5,28E-06	-1,5E-08
0,0623	2,236	0,0150	91,753	0,3563	0,9824	1,1081	0,0417	0,0023	7,86E-06	-2,6E-08
0,0718	2,232	0,0173	91,058	0,3557	0,9839	1,2744	0,0551	0,0034	1,05E-05	-4,1E-08
0,0804	2,228	0,0193	90,368	0,3552	0,9853	1,4227	0,0684	0,0048	1,33E-05	-5,7E-08
0,0882	2,224	0,0212	89,683	0,3547	0,9867	1,5583	0,0818	0,0062	1,61E-05	-7,6E-08
0,0955	2,220	0,0230	89,004	0,3542	0,9881	1,6842	0,0953	0,0078	1,91E-05	-9,8E-08
0,1024	2,216	0,0246	88,331	0,3537	0,9896	1,8025	0,1088	0,0096	2,22E-05	-1,2E-07
0,1090	2,212	0,0262	87,662	0,3532	0,9910	1,9145	0,1224	0,0114	2,53E-05	-1,5E-07
0,1153	2,208	0,0277	86,999	0,3527	0,9925	2,0214	0,1361	0,0134	2,86E-05	-1,8E-07
0,1214	2,204	0,0292	86,342	0,3521	0,9939	2,1239	0,1498	0,0154	3,19E-05	-2,1E-07
0,1273	2,200	0,0306	85,690	0,3516	0,9954	2,2226	0,1635	0,0176	3,54E-05	-2,4E-07
0,1331	2,196	0,0320	85,043	0,3511	0,9968	2,3181	0,1774	0,0199	3,90E-05	-2,8E-07
0,1387	2,192	0,0334	84,401	0,3506	0,9983	2,4107	0,1912	0,0223	4,27E-05	-3,2E-07
0,1441	2,188	0,0347	83,764	0,3501	0,9997	2,5007	0,2052	0,0247	4,66E-05	-3,6E-07
0,1495	2,184	0,0360	83,132	0,3496	1,0012	2,5885	0,2192	0,0273	5,05E-05	-4,0E-07
0,1548	2,180	0,0373	82,506	0,3491	1,0027	2,6742	0,2332	0,0300	5,46E-05	-4,5E-07
0,1599	2,176	0,0385	81,884	0,3485	1,0042	2,7581	0,2474	0,0328	5,89E-05	-5,0E-07
0,1650	2,172	0,0398	81,268	0,3480	1,0057	2,8403	0,2615	0,0356	6,32E-05	-5,5E-07
0,1700	2,168	0,0410	80,656	0,3475	1,0071	2,9210	0,2758	0,0386	6,77E-05	-6,1E-07
0,1750	2,164	0,0422	80,050	0,3470	1,0086	3,0003	0,2901	0,0416	7,23E-05	-6,7E-07
0,1799	2,160	0,0434	79,448	0,3465	1,0101	3,0783	0,3045	0,0447	7,71E-05	-7,3E-07
0,1848	2,156	0,0446	78,851	0,3460	1,0116	3,1552	0,3189	0,0480	8,20E-05	-8,0E-07
0,1896	2,152	0,0457	78,259	0,3455	1,0131	3,2309	0,3334	0,0513	8,71E-05	-8,7E-07
0,1943	2,148	0,0469	77,671	0,3449	1,0147	3,3057	0,3479	0,0547	9,23E-05	-9,5E-07
0,1991	2,144	0,0480	77,089	0,3444	1,0162	3,3795	0,3626	0,0581	9,77E-05	-1,0E-06
0,2038	2,140	0,0492	76,510	0,3439	1,0177	3,4525	0,3773	0,0617	1,03E-04	-1,1E-06
0,2084	2,136	0,0503	75,937	0,3434	1,0192	3,5247	0,3920	0,0654	1,09E-04	-1,2E-06
0,2131	2,132	0,0515	75,368	0,3429	1,0208	3,5961	0,4068	0,0691	1,15E-04	-1,3E-06
0,2177	2,128	0,0526	74,804	0,3424	1,0223	3,6668	0,4217	0,0729	1,21E-04	-1,4E-06
0,2223	2,124	0,0537	74,244	0,3419	1,0238	3,7369	0,4367	0,0769	1,27E-04	-1,5E-06
0,2268	2,120	0,0548	73,689	0,3413	1,0254	3,8064	0,4517	0,0809	1,34E-04	-1,6E-06
0,2314	2,116	0,0559	73,139	0,3408	1,0269	3,8753	0,4668	0,0850	1,40E-04	-1,7E-06
0,2359	2,112	0,0570	72,592	0,3403	1,0285	3,9437	0,4820	0,0891	1,47E-04	-1,8E-06
0,2404	2,108	0,0581	72,050	0,3398	1,0300	4,0116	0,4972	0,0934	1,54E-04	-1,9E-06
0,2449	2,104	0,0592	71,513	0,3393	1,0316	4,0790	0,5125	0,0977	1,61E-04	-2,1E-06
0,2494	2,100	0,0603	70,980	0,3388	1,0332	4,1460	0,5279	0,1022	1,69E-04	-2,2E-06
0,2539	2,096	0,0615	70,451	0,3382	1,0347	4,2126	0,5433	0,1067	1,77E-04	-2,3E-06
0,2584	2,092	0,0625	69,926	0,3377	1,0363	4,2788	0,5588	0,1113	1,84E-04	-2,5E-06
0,2629	2,088	0,0636	69,405	0,3372	1,0379	4,3447	0,5744	0,1160	1,93E-04	-2,6E-06
0,2673	2,084	0,0647	68,889	0,3367	1,0395	4,4102	0,5901	0,1208	2,01E-04	-2,8E-06
0,2718	2,080	0,0658	68,377	0,3362	1,0411	4,4754	0,6058	0,1256	2,09E-04	-2,9E-06
0,2762	2,076	0,0669	67,869	0,3357	1,0427	4,5403	0,6216	0,1306	2,18E-04	-3,1E-06
0,2807	2,072	0,0680	67,365	0,3352	1,0443	4,6050	0,6375	0,1356	2,27E-04	-3,3E-06

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}35$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2851	2,068	0,0691	66,865	0,3346	1,0459	4,6693	0,6535	0,1408	2,37E-04	-3,5E-06
0,2896	2,064	0,0702	66,369	0,3341	1,0475	4,7335	0,6695	0,1460	2,46E-04	-3,7E-06
0,2940	2,060	0,0713	65,878	0,3336	1,0491	4,7974	0,6856	0,1513	2,56E-04	-3,9E-06
0,2985	2,056	0,0724	65,390	0,3331	1,0508	4,8611	0,7018	0,1567	2,66E-04	-4,1E-06
0,3030	2,052	0,0735	64,906	0,3326	1,0524	4,9246	0,7181	0,1622	2,77E-04	-4,3E-06
0,3074	2,048	0,0746	64,426	0,3321	1,0540	4,9880	0,7344	0,1677	2,87E-04	-4,5E-06
0,3119	2,044	0,0757	63,950	0,3315	1,0557	5,0512	0,7509	0,1734	2,99E-04	-4,8E-06
0,3163	2,040	0,0768	63,477	0,3310	1,0573	5,1142	0,7674	0,1792	3,10E-04	-5,0E-06
0,3208	2,036	0,0779	63,009	0,3305	1,0590	5,1771	0,7839	0,1850	3,21E-04	-5,3E-06
0,3253	2,032	0,0791	62,544	0,3300	1,0606	5,2398	0,8006	0,1909	3,33E-04	-5,5E-06
0,3298	2,028	0,0802	62,083	0,3295	1,0623	5,3025	0,8174	0,1970	3,46E-04	-5,8E-06
0,3343	2,024	0,0813	61,626	0,3290	1,0640	5,3650	0,8342	0,2031	3,58E-04	-6,1E-06
0,3388	2,020	0,0824	61,172	0,3284	1,0656	5,4274	0,8511	0,2093	3,71E-04	-6,4E-06
0,3433	2,016	0,0835	60,722	0,3279	1,0673	5,4898	0,8681	0,2156	3,85E-04	-6,7E-06
0,3478	2,012	0,0846	60,276	0,3274	1,0690	5,5520	0,8852	0,2220	3,98E-04	-7,0E-06
0,3523	2,008	0,0858	59,833	0,3269	1,0707	5,6142	0,9023	0,2285	4,12E-04	-7,4E-06
0,3568	2,004	0,0869	59,394	0,3264	1,0724	5,6764	0,9196	0,2351	4,27E-04	-7,7E-06
0,3614	2,000	0,0880	58,959	0,3259	1,0741	5,7384	0,9369	0,2418	4,42E-04	-8,1E-06
0,3659	1,996	0,0891	58,527	0,3253	1,0758	5,8005	0,9544	0,2486	4,57E-04	-8,4E-06
0,3705	1,992	0,0903	58,098	0,3248	1,0775	5,8625	0,9719	0,2555	4,72E-04	-8,8E-06
0,3751	1,988	0,0914	57,673	0,3243	1,0792	5,9245	0,9895	0,2625	4,89E-04	-9,2E-06
0,3797	1,984	0,0926	57,251	0,3238	1,0810	5,9864	1,0072	0,2696	5,05E-04	-9,6E-06
0,3843	1,980	0,0937	56,833	0,3233	1,0827	6,0484	1,0249	0,2768	5,22E-04	-1,0E-05
0,3900	1,975	0,0951	56,315	0,3226	1,0849	6,1258	1,0473	0,2859	5,44E-04	-1,1E-05
0,3958	1,970	0,0966	55,802	0,3220	1,0870	6,2032	1,0698	0,2952	5,66E-04	-1,1E-05
0,4016	1,965	0,0980	55,295	0,3213	1,0892	6,2807	1,0924	0,3046	5,89E-04	-1,2E-05
0,4075	1,960	0,0995	54,792	0,3207	1,0914	6,3581	1,1152	0,3142	6,13E-04	-1,2E-05
0,4133	1,955	0,1010	54,295	0,3200	1,0936	6,4357	1,1382	0,3240	6,38E-04	-1,3E-05
0,4192	1,950	0,1024	53,802	0,3194	1,0959	6,5132	1,1613	0,3339	6,64E-04	-1,4E-05
0,4251	1,945	0,1039	53,315	0,3187	1,0981	6,5908	1,1845	0,3440	6,90E-04	-1,4E-05
0,4310	1,940	0,1054	52,832	0,3181	1,1003	6,6686	1,2079	0,3543	7,18E-04	-1,5E-05
0,4370	1,935	0,1069	52,355	0,3174	1,1026	6,7463	1,2315	0,3647	7,46E-04	-1,6E-05
0,4430	1,930	0,1084	51,882	0,3168	1,1048	6,8242	1,2552	0,3753	7,75E-04	-1,7E-05
0,4490	1,925	0,1099	51,414	0,3161	1,1071	6,9022	1,2790	0,3861	8,05E-04	-1,8E-05
0,4550	1,920	0,1114	50,951	0,3155	1,1094	6,9803	1,3031	0,3971	8,36E-04	-1,9E-05
0,4611	1,915	0,1129	50,493	0,3148	1,1117	7,059	1,3272	0,4082	8,68E-04	-2,0E-05
0,4672	1,910	0,1145	50,039	0,3142	1,1140	7,137	1,3516	0,4195	9,01E-04	-2,0E-05
0,4733	1,905	0,1160	49,590	0,3135	1,1163	7,215	1,3761	0,4310	9,35E-04	-2,1E-05
0,4795	1,900	0,1176	49,145	0,3129	1,1186	7,294	1,4008	0,4427	9,70E-04	-2,3E-05
0,4857	1,895	0,1191	48,705	0,3122	1,1209	7,373	1,4256	0,4546	1,01E-03	-2,4E-05
0,4919	1,890	0,1207	48,269	0,3116	1,1233	7,452	1,4507	0,4666	0,001044	-2,5E-05
0,4981	1,885	0,1222	47,838	0,3109	1,1256	7,531	1,4759	0,4789	0,001083	-2,6E-05
0,5044	1,880	0,1238	47,411	0,3103	1,1280	7,610	1,5012	0,4913	0,001123	-2,7E-05
0,5107	1,875	0,1254	46,989	0,3096	1,1303	7,690	1,5268	0,5040	0,001164	-2,8E-05
0,5171	1,870	0,1270	46,570	0,3090	1,1327	7,770	1,5525	0,5168	0,001206	-3,0E-05

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}40$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0732	2,520	0,0148	158,595	0,4017	0,9957	1,4660	0,0697	0,0049	4,30E-06	-1,5E-08
0,0793	2,516	0,0160	157,365	0,4012	0,9970	1,5850	0,0813	0,0062	5,09E-06	-1,9E-08
0,0850	2,512	0,0172	156,145	0,4007	0,9983	1,6965	0,0929	0,0075	5,90E-06	-2,4E-08
0,0905	2,508	0,0183	154,934	0,4002	0,9996	1,8021	0,1045	0,0090	6,75E-06	-2,9E-08
0,0957	2,504	0,0194	153,734	0,3996	1,0009	1,9027	0,1161	0,0105	7,62E-06	-3,5E-08
0,1008	2,500	0,0204	152,543	0,3991	1,0023	1,9990	0,1278	0,0122	8,52E-06	-4,1E-08
0,1056	2,496	0,0214	151,361	0,3986	1,0036	2,0918	0,1396	0,0139	9,45E-06	-4,7E-08
0,1103	2,492	0,0224	150,189	0,3980	1,0049	2,1813	0,1514	0,0157	1,04E-05	-5,5E-08
0,1149	2,488	0,0233	149,027	0,3975	1,0063	2,2681	0,1632	0,0175	1,14E-05	-6,2E-08
0,1194	2,484	0,0242	147,873	0,3970	1,0076	2,3524	0,1751	0,0195	1,24E-05	-7,1E-08
0,1238	2,480	0,0251	146,729	0,3965	1,0089	2,4346	0,1870	0,0215	1,35E-05	-7,9E-08
0,1281	2,476	0,0260	145,594	0,3959	1,0103	2,5147	0,1989	0,0236	1,46E-05	-8,9E-08
0,1323	2,472	0,0269	144,468	0,3954	1,0116	2,5930	0,2109	0,0258	1,57E-05	-9,9E-08
0,1365	2,468	0,0278	143,351	0,3949	1,0130	2,6697	0,2229	0,0280	1,69E-05	-1,1E-07
0,1406	2,464	0,0286	142,243	0,3943	1,0143	2,7450	0,2350	0,0303	1,81E-05	-1,2E-07
0,1446	2,460	0,0295	141,143	0,3938	1,0157	2,8188	0,2471	0,0327	1,93E-05	-1,3E-07
0,1486	2,456	0,0303	140,053	0,3933	1,0171	2,8915	0,2593	0,0351	2,06E-05	-1,5E-07
0,1525	2,452	0,0311	138,971	0,3928	1,0184	2,9629	0,2715	0,0376	2,19E-05	-1,6E-07
0,1564	2,448	0,0319	137,898	0,3922	1,0198	3,0333	0,2838	0,0402	2,32E-05	-1,7E-07
0,1603	2,444	0,0327	136,833	0,3917	1,0212	3,1027	0,2961	0,0429	2,46E-05	-1,9E-07
0,1641	2,440	0,0336	135,777	0,3912	1,0226	3,1712	0,3084	0,0456	2,60E-05	-2,0E-07
0,1679	2,436	0,0343	134,729	0,3906	1,0239	3,2388	0,3208	0,0483	2,75E-05	-2,2E-07
0,1717	2,432	0,0351	133,690	0,3901	1,0253	3,3056	0,3332	0,0512	2,90E-05	-2,4E-07
0,1754	2,428	0,0359	132,659	0,3896	1,0267	3,3717	0,3457	0,0541	3,06E-05	-2,6E-07
0,1791	2,424	0,0367	131,636	0,3891	1,0281	3,4371	0,3582	0,0570	3,22E-05	-2,7E-07
0,1828	2,420	0,0375	130,622	0,3885	1,0295	3,5019	0,3708	0,0601	3,39E-05	-2,9E-07
0,1865	2,416	0,0383	129,615	0,3880	1,0309	3,5660	0,3834	0,0632	3,56E-05	-3,2E-07
0,1901	2,412	0,0390	128,617	0,3875	1,0323	3,6295	0,3961	0,0663	3,74E-05	-3,4E-07
0,1938	2,408	0,0398	127,626	0,3870	1,0337	3,6925	0,4088	0,0695	3,92E-05	-3,6E-07
0,1974	2,404	0,0406	126,644	0,3864	1,0351	3,7551	0,4215	0,0728	4,10E-05	-3,9E-07
0,2010	2,400	0,0414	125,669	0,3859	1,0365	3,8171	0,4343	0,0761	4,29E-05	-4,1E-07
0,2046	2,396	0,0421	124,702	0,3854	1,0380	3,8787	0,4472	0,0795	4,49E-05	-4,4E-07
0,2082	2,392	0,0429	123,743	0,3848	1,0394	3,9398	0,4601	0,0830	4,69E-05	-4,6E-07
0,2117	2,388	0,0437	122,792	0,3843	1,0408	4,0006	0,4730	0,0865	4,90E-05	-4,9E-07
0,2153	2,384	0,0444	121,848	0,3838	1,0423	4,0609	0,4860	0,0901	5,12E-05	-5,2E-07
0,2188	2,380	0,0452	120,911	0,3833	1,0437	4,1210	0,4990	0,0938	5,34E-05	-5,6E-07
0,2224	2,376	0,0460	119,982	0,3827	1,0451	4,1806	0,5121	0,0975	5,57E-05	-5,9E-07
0,2259	2,372	0,0467	119,061	0,3822	1,0466	4,2400	0,5253	0,1013	5,80E-05	-6,2E-07
0,2295	2,368	0,0475	118,147	0,3817	1,0480	4,2991	0,5384	0,1051	6,04E-05	-6,6E-07
0,2330	2,364	0,0482	117,240	0,3811	1,0495	4,3579	0,5517	0,1090	6,28E-05	-7,0E-07
0,2365	2,360	0,0490	116,341	0,3806	1,0509	4,4164	0,5650	0,1130	6,54E-05	-7,4E-07
0,2400	2,356	0,0498	115,448	0,3801	1,0524	4,4747	0,5783	0,1170	6,80E-05	-7,8E-07
0,2435	2,352	0,0505	114,563	0,3796	1,0539	4,5327	0,5917	0,1211	7,07E-05	-8,2E-07
0,2471	2,348	0,0513	113,685	0,3790	1,0553	4,5905	0,6052	0,1253	7,34E-05	-8,6E-07
0,2506	2,344	0,0521	112,814	0,3785	1,0568	4,6481	0,6187	0,1295	7,62E-05	-9,1E-07

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}40$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2541	2,340	0,0528	111,950	0,3780	1,0583	4,7055	0,6322	0,1337	7,91E-05	-9,6E-07
0,2585	2,335	0,0538	110,879	0,3773	1,0601	4,7770	0,6492	0,1392	8,29E-05	-1,0E-06
0,2629	2,330	0,0547	109,819	0,3767	1,0620	4,8482	0,6663	0,1447	8,68E-05	-1,1E-06
0,2673	2,325	0,0557	108,770	0,3760	1,0639	4,9192	0,6835	0,1504	9,08E-05	-1,2E-06
0,2717	2,320	0,0567	107,731	0,3753	1,0657	4,9900	0,7008	0,1561	9,49E-05	-1,2E-06
0,2761	2,315	0,0576	106,703	0,3747	1,0676	5,0605	0,7181	0,1619	9,92E-05	-1,3E-06
0,2805	2,310	0,0586	105,685	0,3740	1,0695	5,1309	0,7355	0,1679	1,04E-04	-1,4E-06
0,2849	2,305	0,0596	104,677	0,3733	1,0714	5,2011	0,7531	0,1739	1,08E-04	-1,5E-06
0,2893	2,300	0,0606	103,679	0,3727	1,0733	5,2711	0,7707	0,1800	1,13E-04	-1,6E-06
0,2937	2,295	0,0615	102,691	0,3720	1,0752	5,3410	0,7884	0,1863	1,18E-04	-1,6E-06
0,2982	2,290	0,0625	101,713	0,3714	1,0771	5,4107	0,8061	0,1926	1,23E-04	-1,7E-06
0,3026	2,285	0,0635	100,745	0,3707	1,0790	5,4803	0,8240	0,1991	1,28E-04	-1,8E-06
0,3071	2,280	0,0645	99,786	0,3700	1,0810	5,5499	0,8420	0,2056	1,33E-04	-1,9E-06
0,3115	2,275	0,0655	98,837	0,3694	1,0829	5,6193	0,8600	0,2123	1,39E-04	-2,1E-06
0,3160	2,270	0,0665	97,898	0,3687	1,0848	5,6887	0,8782	0,2190	1,45E-04	-2,2E-06
0,3205	2,265	0,0675	96,968	0,3681	1,0868	5,7580	0,8964	0,2259	1,51E-04	-2,3E-06
0,3250	2,260	0,0685	96,047	0,3674	1,0887	5,8272	0,9148	0,2329	1,57E-04	-2,4E-06
0,3295	2,255	0,0695	95,135	0,3667	1,0907	5,8964	0,9332	0,2399	1,63E-04	-2,5E-06
0,3340	2,250	0,0705	94,233	0,3661	1,0927	5,9656	0,9517	0,2471	1,70E-04	-2,7E-06
0,3385	2,245	0,0716	93,339	0,3654	1,0947	6,0348	0,9704	0,2544	1,76E-04	-2,8E-06
0,3431	2,240	0,0726	92,455	0,3648	1,0966	6,104	0,9891	0,2618	1,83E-04	-3,0E-06
0,3476	2,235	0,0736	91,579	0,3641	1,0986	6,173	1,0079	0,2693	1,90E-04	-3,1E-06
0,3522	2,230	0,0747	90,712	0,3634	1,1006	6,242	1,0268	0,2770	1,98E-04	-3,3E-06
0,3568	2,225	0,0757	89,854	0,3628	1,1026	6,311	1,0459	0,2847	2,06E-04	-3,5E-06
0,3614	2,220	0,0767	89,004	0,3621	1,1047	6,381	1,0650	0,2926	2,13E-04	-3,6E-06
0,3661	2,215	0,0778	88,163	0,3614	1,1067	6,450	1,0842	0,3005	2,22E-04	-3,8E-06
0,3707	2,210	0,0788	87,330	0,3608	1,1087	6,519	1,1035	0,3086	2,30E-04	-4,0E-06
0,3754	2,205	0,0799	86,506	0,3601	1,1107	6,588	1,1230	0,3168	2,39E-04	-4,2E-06
0,3800	2,200	0,0810	85,690	0,3595	1,1128	6,658	1,1425	0,3251	2,48E-04	-4,4E-06
0,3847	2,195	0,0820	84,882	0,3588	1,1148	6,727	1,1621	0,3335	2,57E-04	-4,7E-06
0,3894	2,190	0,0831	84,082	0,3581	1,1169	6,797	1,1819	0,3421	2,66E-04	-4,9E-06
0,3942	2,185	0,0842	83,290	0,3575	1,1190	6,866	1,2017	0,3507	2,76E-04	-5,1E-06
0,3989	2,180	0,0853	82,506	0,3568	1,1211	6,936	1,2217	0,3595	2,86E-04	-5,4E-06
0,4037	2,175	0,0864	81,730	0,3561	1,1231	7,006	1,2418	0,3684	2,97E-04	-5,6E-06
0,4085	2,170	0,0875	80,961	0,3555	1,1252	7,076	1,2620	0,3775	3,07E-04	-5,9E-06
0,4133	2,165	0,0886	80,201	0,3548	1,1273	7,146	1,2823	0,3866	3,18E-04	-6,2E-06
0,4181	2,160	0,0897	79,448	0,3542	1,1294	7,216	1,3027	0,3959	3,30E-04	-6,5E-06
0,4230	2,155	0,0908	78,702	0,3535	1,1316	7,286	1,3232	0,4053	3,42E-04	-6,8E-06
0,4279	2,150	0,0920	77,964	0,3528	1,1337	7,356	1,3439	0,4149	3,54E-04	-7,1E-06
0,4328	2,145	0,0931	77,234	0,3522	1,1358	7,427	1,3646	0,4245	3,66E-04	-7,4E-06
0,4377	2,140	0,0943	76,510	0,3515	1,1380	7,497	1,3855	0,4343	3,79E-04	-7,8E-06
0,4426	2,135	0,0954	75,794	0,3508	1,1401	7,568	1,4065	0,4442	3,93E-04	-8,2E-06
0,4476	2,130	0,0966	75,086	0,3502	1,1423	7,639	1,4276	0,4543	4,06E-04	-8,5E-06
0,4526	2,125	0,0977	74,384	0,3495	1,1445	7,710	1,4488	0,4645	4,21E-04	-8,9E-06
0,4576	2,120	0,0989	73,689	0,3488	1,1466	7,781	1,4702	0,4748	4,35E-04	-9,3E-06

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}45$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0647	2,820	0,0108	285,531	0,4495	1,0012	1,4506	0,0667	0,0046	1,25E-06	-3,3E-09
0,0709	2,815	0,0118	282,731	0,4488	1,0027	1,5853	0,0795	0,0060	1,52E-06	-4,4E-09
0,0767	2,810	0,0128	279,959	0,4481	1,0042	1,7106	0,0922	0,0074	1,80E-06	-5,6E-09
0,0821	2,805	0,0138	277,214	0,4474	1,0057	1,8285	0,1050	0,0090	2,09E-06	-7,0E-09
0,0873	2,800	0,0146	274,497	0,4468	1,0072	1,9403	0,1179	0,0108	2,40E-06	-8,5E-09
0,0923	2,795	0,0155	271,807	0,4461	1,0088	2,0470	0,1308	0,0126	2,71E-06	-1,0E-08
0,0971	2,790	0,0163	269,144	0,4454	1,0103	2,1494	0,1437	0,0145	3,04E-06	-1,2E-08
0,1018	2,785	0,0171	266,507	0,4447	1,0118	2,2482	0,1567	0,0165	3,38E-06	-1,4E-08
0,1063	2,780	0,0179	263,896	0,4441	1,0133	2,3437	0,1697	0,0186	3,73E-06	-1,6E-08
0,1107	2,775	0,0187	261,312	0,4434	1,0149	2,4364	0,1828	0,0208	4,10E-06	-1,8E-08
0,1151	2,770	0,0194	258,753	0,4427	1,0164	2,5265	0,1960	0,0231	4,49E-06	-2,1E-08
0,1193	2,765	0,0202	256,220	0,4421	1,0180	2,6144	0,2091	0,0254	4,88E-06	-2,4E-08
0,1235	2,760	0,0209	253,712	0,4414	1,0195	2,7003	0,2224	0,0279	5,30E-06	-2,7E-08
0,1276	2,755	0,0216	251,229	0,4407	1,0211	2,7843	0,2357	0,0304	5,73E-06	-3,0E-08
0,1316	2,750	0,0223	248,770	0,4400	1,0227	2,8667	0,2490	0,0330	6,17E-06	-3,3E-08
0,1356	2,745	0,0230	246,336	0,4394	1,0242	2,9476	0,2624	0,0357	6,63E-06	-3,7E-08
0,1395	2,740	0,0237	243,927	0,4387	1,0258	3,0271	0,2758	0,0385	7,11E-06	-4,1E-08
0,1434	2,735	0,0244	241,541	0,4380	1,0274	3,1054	0,2893	0,0414	7,61E-06	-4,5E-08
0,1473	2,730	0,0251	239,179	0,4373	1,0290	3,1824	0,3028	0,0443	8,12E-06	-4,9E-08
0,1511	2,725	0,0258	236,840	0,4367	1,0305	3,2584	0,3164	0,0473	8,66E-06	-5,4E-08
0,1549	2,720	0,0265	234,525	0,4360	1,0321	3,3334	0,3300	0,0504	9,21E-06	-5,9E-08
0,1586	2,715	0,0272	232,233	0,4353	1,0337	3,4075	0,3437	0,0536	9,79E-06	-6,4E-08
0,1623	2,710	0,0278	229,964	0,4346	1,0353	3,4807	0,3575	0,0568	1,04E-05	-6,9E-08
0,1660	2,705	0,0285	227,717	0,4340	1,0369	3,5532	0,3713	0,0602	1,10E-05	-7,5E-08
0,1697	2,700	0,0292	225,493	0,4333	1,0386	3,6248	0,3851	0,0636	1,16E-05	-8,1E-08
0,1734	2,695	0,0298	223,291	0,4326	1,0402	3,6958	0,3990	0,0670	1,23E-05	-8,8E-08
0,1770	2,690	0,0305	221,111	0,4319	1,0418	3,7662	0,4130	0,0706	1,30E-05	-9,5E-08
0,1806	2,685	0,0312	218,952	0,4313	1,0434	3,8359	0,4270	0,0742	1,37E-05	-1,0E-07
0,1843	2,680	0,0318	216,815	0,4306	1,0451	3,9051	0,4410	0,0779	1,44E-05	-1,1E-07
0,1879	2,675	0,0325	214,699	0,4299	1,0467	3,9738	0,4551	0,0817	1,52E-05	-1,2E-07
0,1914	2,670	0,0332	212,605	0,4293	1,0483	4,0419	0,4693	0,0855	1,60E-05	-1,3E-07
0,1950	2,665	0,0338	210,531	0,4286	1,0500	4,1096	0,4835	0,0894	1,68E-05	-1,4E-07
0,1986	2,660	0,0345	208,478	0,4279	1,0516	4,1769	0,4978	0,0934	1,76E-05	-1,5E-07
0,2022	2,655	0,0351	206,445	0,4272	1,0533	4,2438	0,5122	0,0975	1,85E-05	-1,6E-07
0,2057	2,650	0,0358	204,433	0,4266	1,0550	4,3103	0,5266	0,1016	1,94E-05	-1,7E-07
0,2093	2,645	0,0365	202,440	0,4259	1,0566	4,3764	0,5410	0,1058	2,03E-05	-1,8E-07
0,2128	2,640	0,0371	200,468	0,4252	1,0583	4,4422	0,5555	0,1101	2,13E-05	-1,9E-07
0,2164	2,635	0,0378	198,515	0,4245	1,0600	4,5077	0,5701	0,1145	2,23E-05	-2,0E-07
0,2199	2,630	0,0385	196,581	0,4239	1,0617	4,5728	0,5847	0,1189	2,33E-05	-2,1E-07
0,2234	2,625	0,0391	194,667	0,4232	1,0634	4,6378	0,5994	0,1234	2,44E-05	-2,3E-07
0,2270	2,620	0,0398	192,772	0,4225	1,0651	4,7024	0,6142	0,1280	2,55E-05	-2,4E-07
0,2305	2,615	0,0405	190,896	0,4218	1,0668	4,7669	0,6290	0,1327	2,66E-05	-2,6E-07
0,2340	2,610	0,0412	189,038	0,4212	1,0685	4,8311	0,6438	0,1374	2,78E-05	-2,7E-07
0,2376	2,605	0,0418	187,199	0,4205	1,0702	4,8950	0,6588	0,1422	2,90E-05	-2,9E-07
0,2411	2,600	0,0425	185,378	0,4198	1,0719	4,9588	0,6738	0,1471	3,03E-05	-3,1E-07

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}45$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2447	2,595	0,0432	183,576	0,4191	1,0736	5,0225	0,6888	0,1520	3,15E-05	-3,2E-07
0,2482	2,590	0,0439	181,791	0,4185	1,0753	5,0859	0,7039	0,1571	3,29E-05	-3,4E-07
0,2518	2,585	0,0446	180,024	0,4178	1,0771	5,1492	0,7191	0,1622	3,43E-05	-3,6E-07
0,2553	2,580	0,0453	178,275	0,4171	1,0788	5,2124	0,7343	0,1674	3,57E-05	-3,8E-07
0,2589	2,575	0,0459	176,543	0,4164	1,0806	5,2754	0,7496	0,1726	3,72E-05	-4,0E-07
0,2624	2,570	0,0466	174,828	0,4158	1,0823	5,3384	0,7650	0,1780	3,87E-05	-4,3E-07
0,2660	2,565	0,0473	173,131	0,4151	1,0841	5,4012	0,7804	0,1834	4,02E-05	-4,5E-07
0,2696	2,560	0,0480	171,450	0,4144	1,0858	5,4639	0,7959	0,1889	4,19E-05	-4,8E-07
0,2732	2,555	0,0487	169,786	0,4138	1,0876	5,5265	0,8115	0,1944	4,35E-05	-5,0E-07
0,2768	2,550	0,0494	168,139	0,4131	1,0894	5,5891	0,8271	0,2001	4,53E-05	-5,3E-07
0,2804	2,545	0,0501	166,508	0,4124	1,0912	5,6515	0,8428	0,2058	4,70E-05	-5,6E-07
0,2840	2,540	0,0509	164,894	0,4117	1,0930	5,7140	0,8586	0,2116	4,89E-05	-5,9E-07
0,2876	2,535	0,0516	163,295	0,4111	1,0947	5,7763	0,8744	0,2175	5,08E-05	-6,2E-07
0,2912	2,530	0,0523	161,713	0,4104	1,0965	5,8387	0,8903	0,2234	5,27E-05	-6,5E-07
0,2948	2,525	0,0530	160,146	0,4097	1,0983	5,9010	0,9063	0,2295	5,47E-05	-6,8E-07
0,2985	2,520	0,0537	158,595	0,4090	1,1002	5,9632	0,9223	0,2356	5,68E-05	-7,2E-07
0,3021	2,515	0,0545	157,059	0,4084	1,1020	6,0255	0,9384	0,2418	5,90E-05	-7,5E-07
0,3058	2,510	0,0552	155,538	0,4077	1,1038	6,0877	0,9546	0,2481	6,12E-05	-7,9E-07
0,3095	2,505	0,0559	154,033	0,4070	1,1056	6,1499	0,9708	0,2544	6,35E-05	-8,3E-07
0,3131	2,500	0,0567	152,543	0,4063	1,1075	6,2122	0,9871	0,2609	6,58E-05	-8,8E-07
0,3168	2,495	0,0574	151,067	0,4057	1,1093	6,2744	1,0035	0,2674	6,82E-05	-9,2E-07
0,3205	2,490	0,0582	149,607	0,4050	1,1111	6,3366	1,0200	0,2740	7,07E-05	-9,6E-07
0,3243	2,485	0,0589	148,161	0,4043	1,1130	6,3989	1,0365	0,2807	7,33E-05	-1,0E-06
0,3280	2,480	0,0597	146,729	0,4036	1,1149	6,4612	1,0531	0,2875	7,60E-05	-1,1E-06
0,3317	2,475	0,0604	145,311	0,4030	1,1167	6,5235	1,0698	0,2943	7,87E-05	-1,1E-06
0,3355	2,470	0,0612	143,908	0,4023	1,1186	6,5859	1,0865	0,3013	8,15E-05	-1,2E-06
0,3393	2,465	0,0620	142,519	0,4016	1,1205	6,6483	1,1034	0,3083	8,44E-05	-1,2E-06
0,3430	2,460	0,0627	141,143	0,4009	1,1224	6,7108	1,1203	0,3154	8,75E-05	-1,3E-06
0,3468	2,455	0,0635	139,781	0,4003	1,1243	6,7733	1,1373	0,3226	9,05E-05	-1,3E-06
0,3506	2,450	0,0643	138,433	0,3996	1,1262	6,8359	1,1543	0,3299	9,37E-05	-1,4E-06
0,3545	2,445	0,0651	137,099	0,3989	1,1281	6,8985	1,1715	0,3373	9,70E-05	-1,5E-06
0,3583	2,440	0,0659	135,777	0,3982	1,1300	6,9613	1,1887	0,3447	1,00E-04	-1,5E-06
0,3621	2,435	0,0667	134,469	0,3976	1,1319	7,0240	1,2060	0,3523	1,04E-04	-1,6E-06
0,3660	2,430	0,0675	133,174	0,3969	1,1338	7,0869	1,2233	0,3599	1,07E-04	-1,7E-06
0,3699	2,425	0,0683	131,891	0,3962	1,1357	7,1499	1,2408	0,3677	1,11E-04	-1,8E-06
0,3738	2,420	0,0691	130,622	0,3955	1,1377	7,2129	1,2583	0,3755	1,15E-04	-1,8E-06
0,3777	2,415	0,0699	129,365	0,3949	1,1396	7,2761	1,2759	0,3834	1,19E-04	-1,9E-06
0,3816	2,410	0,0707	128,121	0,3942	1,1416	7,3393	1,2936	0,3914	1,23E-04	-2,0E-06
0,3856	2,405	0,0715	126,889	0,3935	1,1435	7,4027	1,3114	0,3995	1,27E-04	-2,1E-06
0,3895	2,400	0,0724	125,669	0,3928	1,1455	7,4661	1,3293	0,4077	1,31E-04	-2,2E-06
0,3935	2,395	0,0732	124,462	0,3922	1,1475	7,5297	1,3472	0,4160	1,36E-04	-2,3E-06
0,3975	2,390	0,0740	123,266	0,3915	1,1495	7,5934	1,3653	0,4244	1,40E-04	-2,4E-06
0,4015	2,385	0,0749	122,083	0,3908	1,1514	7,6572	1,3834	0,4329	1,45E-04	-2,5E-06
0,4055	2,380	0,0757	120,911	0,3901	1,1534	7,7211	1,4016	0,4414	1,50E-04	-2,6E-06
0,4096	2,375	0,0766	119,751	0,3895	1,1554	7,7852	1,4199	0,4501	1,55E-04	-2,7E-06

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}50$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0624	3,120	0,0085	516,896	0,4973	1,0054	1,5474	0,0748	0,0054	4,26E-07	-8,9E-10
0,0673	3,115	0,0092	511,793	0,4966	1,0068	1,6640	0,0863	0,0067	5,01E-07	-1,1E-09
0,0719	3,110	0,0098	506,741	0,4959	1,0082	1,7740	0,0977	0,0081	5,79E-07	-1,4E-09
0,0762	3,105	0,0104	501,740	0,4952	1,0096	1,8784	0,1093	0,0096	6,60E-07	-1,7E-09
0,0804	3,100	0,0110	496,788	0,4946	1,0110	1,9782	0,1208	0,0112	7,44E-07	-2,0E-09
0,0845	3,095	0,0116	491,885	0,4939	1,0124	2,0741	0,1324	0,0128	8,32E-07	-2,4E-09
0,0884	3,090	0,0122	487,031	0,4932	1,0138	2,1665	0,1440	0,0145	9,23E-07	-2,8E-09
0,0922	3,085	0,0127	482,226	0,4925	1,0152	2,2559	0,1557	0,0163	1,02E-06	-3,2E-09
0,0959	3,080	0,0132	477,468	0,4918	1,0166	2,3427	0,1674	0,0182	1,12E-06	-3,6E-09
0,0996	3,075	0,0138	472,758	0,4911	1,0181	2,4271	0,1791	0,0202	1,22E-06	-4,1E-09
0,1032	3,070	0,0143	468,095	0,4904	1,0195	2,5095	0,1909	0,0222	1,33E-06	-4,6E-09
0,1067	3,065	0,0148	463,478	0,4898	1,0209	2,5899	0,2027	0,0243	1,44E-06	-5,2E-09
0,1101	3,060	0,0153	458,907	0,4891	1,0223	2,6686	0,2145	0,0264	1,55E-06	-5,8E-09
0,1135	3,055	0,0158	454,381	0,4884	1,0238	2,7457	0,2264	0,0286	1,67E-06	-6,5E-09
0,1168	3,050	0,0163	449,901	0,4877	1,0252	2,8214	0,2383	0,0309	1,79E-06	-7,1E-09
0,1201	3,045	0,0168	445,465	0,4870	1,0266	2,8958	0,2503	0,0333	1,92E-06	-7,9E-09
0,1234	3,040	0,0172	441,073	0,4863	1,0281	2,9690	0,2623	0,0357	2,05E-06	-8,7E-09
0,1266	3,035	0,0177	436,725	0,4857	1,0295	3,0410	0,2743	0,0382	2,19E-06	-9,5E-09
0,1298	3,030	0,0182	432,420	0,4850	1,0310	3,1120	0,2864	0,0408	2,33E-06	-1,0E-08
0,1329	3,025	0,0187	428,158	0,4843	1,0325	3,1821	0,2985	0,0434	2,48E-06	-1,1E-08
0,1361	3,020	0,0191	423,938	0,4836	1,0339	3,2512	0,3107	0,0460	2,63E-06	-1,2E-08
0,1392	3,015	0,0196	419,761	0,4829	1,0354	3,3196	0,3229	0,0488	2,79E-06	-1,3E-08
0,1423	3,010	0,0201	415,625	0,4822	1,0369	3,3871	0,3351	0,0516	2,95E-06	-1,5E-08
0,1453	3,005	0,0205	411,530	0,4815	1,0383	3,4539	0,3474	0,0544	3,12E-06	-1,6E-08
0,1484	3,000	0,0210	407,476	0,4809	1,0398	3,5201	0,3597	0,0574	3,30E-06	-1,7E-08
0,1514	2,995	0,0215	403,462	0,4802	1,0413	3,5856	0,3720	0,0603	3,48E-06	-1,8E-08
0,1544	2,990	0,0219	399,489	0,4795	1,0428	3,6505	0,3844	0,0634	3,67E-06	-2,0E-08
0,1574	2,985	0,0224	395,554	0,4788	1,0443	3,7149	0,3969	0,0665	3,86E-06	-2,1E-08
0,1604	2,980	0,0229	391,659	0,4781	1,0458	3,7787	0,4093	0,0696	4,07E-06	-2,3E-08
0,1634	2,975	0,0233	387,803	0,4774	1,0473	3,8421	0,4219	0,0729	4,28E-06	-2,4E-08
0,1664	2,970	0,0238	383,985	0,4767	1,0488	3,9050	0,4344	0,0761	4,49E-06	-2,6E-08
0,1693	2,965	0,0242	380,205	0,4761	1,0503	3,9674	0,4470	0,0795	4,71E-06	-2,8E-08
0,1723	2,960	0,0247	376,463	0,4754	1,0518	4,0294	0,4597	0,0829	4,94E-06	-3,0E-08
0,1752	2,955	0,0252	372,758	0,4747	1,0533	4,0911	0,4724	0,0863	5,18E-06	-3,2E-08
0,1781	2,950	0,0256	369,090	0,4740	1,0548	4,1524	0,4851	0,0898	5,43E-06	-3,4E-08
0,1811	2,945	0,0261	365,458	0,4733	1,0564	4,2133	0,4979	0,0934	5,69E-06	-3,6E-08
0,1840	2,940	0,0266	361,863	0,4726	1,0579	4,2739	0,5107	0,0970	5,95E-06	-3,9E-08
0,1869	2,935	0,0270	358,303	0,4720	1,0594	4,3342	0,5235	0,1007	6,22E-06	-4,1E-08
0,1898	2,930	0,0275	354,779	0,4713	1,0610	4,3942	0,5364	0,1045	6,50E-06	-4,4E-08
0,1927	2,925	0,0280	351,289	0,4706	1,0625	4,4539	0,5494	0,1083	6,79E-06	-4,6E-08
0,1956	2,920	0,0284	347,835	0,4699	1,0641	4,5134	0,5624	0,1121	7,09E-06	-4,9E-08
0,1985	2,915	0,0289	344,415	0,4692	1,0656	4,5727	0,5754	0,1161	7,40E-06	-5,2E-08
0,2014	2,910	0,0294	341,029	0,4685	1,0672	4,6317	0,5885	0,1200	7,72E-06	-5,5E-08
0,2044	2,905	0,0298	337,676	0,4678	1,0687	4,6905	0,6016	0,1241	8,05E-06	-5,8E-08
0,2073	2,900	0,0303	334,357	0,4672	1,0703	4,7491	0,6148	0,1282	8,40E-06	-6,2E-08

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}50$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2107	2,894	0,0309	330,418	0,4663	1,0722	4,8191	0,6307	0,1332	8,82E-06	-6,6E-08
0,2142	2,888	0,0315	326,526	0,4655	1,0741	4,8889	0,6466	0,1383	9,26E-06	-7,1E-08
0,2177	2,882	0,0320	322,680	0,4647	1,0760	4,9585	0,6626	0,1434	9,72E-06	-7,6E-08
0,2212	2,876	0,0326	318,880	0,4639	1,0779	5,0279	0,6787	0,1487	1,02E-05	-8,1E-08
0,2247	2,870	0,0332	315,126	0,4630	1,0798	5,0971	0,6948	0,1540	1,07E-05	-8,6E-08
0,2282	2,864	0,0338	311,416	0,4622	1,0817	5,1661	0,7110	0,1594	1,12E-05	-9,2E-08
0,2317	2,858	0,0344	307,751	0,4614	1,0837	5,2349	0,7273	0,1649	1,17E-05	-9,8E-08
0,2352	2,852	0,0349	304,129	0,4606	1,0856	5,3036	0,7436	0,1705	1,23E-05	-1,0E-07
0,2387	2,846	0,0355	300,550	0,4598	1,0875	5,3721	0,7601	0,1762	1,29E-05	-1,1E-07
0,2423	2,840	0,0361	297,015	0,4589	1,0895	5,4405	0,7765	0,1820	1,35E-05	-1,2E-07
0,2458	2,834	0,0367	293,521	0,4581	1,0914	5,5088	0,7931	0,1878	1,41E-05	-1,3E-07
0,2493	2,828	0,0373	290,069	0,4573	1,0934	5,5770	0,8097	0,1937	1,47E-05	-1,3E-07
0,2529	2,822	0,0379	286,659	0,4565	1,0954	5,6451	0,8264	0,1998	1,54E-05	-1,4E-07
0,2564	2,816	0,0385	283,289	0,4556	1,0973	5,7132	0,8432	0,2059	1,61E-05	-1,5E-07
0,2600	2,810	0,0392	279,959	0,4548	1,0993	5,7812	0,8600	0,2121	1,68E-05	-1,6E-07
0,2635	2,804	0,0398	276,669	0,4540	1,1013	5,8491	0,8770	0,2184	1,75E-05	-1,7E-07
0,2671	2,798	0,0404	273,418	0,4532	1,1033	5,9170	0,8940	0,2247	1,83E-05	-1,8E-07
0,2707	2,792	0,0410	270,206	0,4524	1,1053	5,9848	0,9110	0,2312	1,91E-05	-1,9E-07
0,2743	2,786	0,0416	267,032	0,4515	1,1073	6,0527	0,9282	0,2378	1,99E-05	-2,0E-07
0,2779	2,780	0,0423	263,896	0,4507	1,1093	6,1205	0,9454	0,2444	2,08E-05	-2,1E-07
0,2816	2,774	0,0429	260,798	0,4499	1,1114	6,1883	0,9627	0,2512	2,17E-05	-2,2E-07
0,2852	2,768	0,0436	257,737	0,4491	1,1134	6,2561	0,9801	0,2580	2,26E-05	-2,4E-07
0,2888	2,762	0,0442	254,712	0,4482	1,1155	6,3239	0,9975	0,2649	2,36E-05	-2,5E-07
0,2925	2,756	0,0448	251,723	0,4474	1,1175	6,3918	1,0150	0,2719	2,46E-05	-2,7E-07
0,2962	2,750	0,0455	248,770	0,4466	1,1196	6,4597	1,0326	0,2790	2,56E-05	-2,8E-07
0,2999	2,744	0,0462	245,852	0,4458	1,1216	6,5276	1,0503	0,2862	2,67E-05	-3,0E-07
0,3036	2,738	0,0468	242,969	0,4450	1,1237	6,5955	1,0681	0,2935	2,78E-05	-3,1E-07
0,3073	2,732	0,0475	240,121	0,4441	1,1258	6,6635	1,0860	0,3009	2,89E-05	-3,3E-07
0,3110	2,726	0,0482	237,306	0,4433	1,1279	6,7316	1,1039	0,3084	3,01E-05	-3,5E-07
0,3147	2,720	0,0488	234,525	0,4425	1,1300	6,7997	1,1219	0,3160	3,13E-05	-3,7E-07
0,3185	2,714	0,0495	231,778	0,4417	1,1321	6,8679	1,1400	0,3237	3,26E-05	-3,9E-07
0,3223	2,708	0,0502	229,063	0,4408	1,1342	6,9362	1,1582	0,3314	3,39E-05	-4,1E-07
0,3260	2,702	0,0509	226,380	0,4400	1,1363	7,0046	1,1765	0,3393	3,53E-05	-4,3E-07
0,3299	2,696	0,0516	223,729	0,4392	1,1384	7,0730	1,1948	0,3473	3,67E-05	-4,5E-07
0,3337	2,690	0,0523	221,111	0,4384	1,1406	7,1416	1,2133	0,3554	3,81E-05	-4,8E-07
0,3375	2,684	0,0530	218,523	0,4376	1,1427	7,2103	1,2318	0,3635	3,97E-05	-5,0E-07
0,3414	2,678	0,0537	215,966	0,4367	1,1449	7,2790	1,2504	0,3718	4,12E-05	-5,3E-07
0,3452	2,672	0,0544	213,440	0,4359	1,1470	7,3479	1,2691	0,3802	4,28E-05	-5,6E-07
0,3491	2,666	0,0551	210,944	0,4351	1,1492	7,4169	1,2879	0,3887	4,45E-05	-5,9E-07
0,3530	2,660	0,0559	208,478	0,4343	1,1514	7,4861	1,3068	0,3972	4,63E-05	-6,2E-07
0,3569	2,654	0,0566	206,041	0,4334	1,1535	7,5553	1,3258	0,4059	4,81E-05	-6,5E-07
0,3609	2,648	0,0573	203,633	0,4326	1,1557	7,6247	1,3448	0,4147	4,99E-05	-6,8E-07
0,3648	2,642	0,0581	201,254	0,4318	1,1579	7,6943	1,3640	0,4236	5,19E-05	-7,2E-07
0,3688	2,636	0,0588	198,904	0,4310	1,1602	7,7640	1,3832	0,4326	5,39E-05	-7,6E-07
0,3728	2,630	0,0596	196,581	0,4302	1,1624	7,8338	1,4026	0,4417	5,59E-05	-7,9E-07

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}55$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0539	3,430	0,0059	957,387	0,5466	1,0063	1,4682	0,0670	0,0046	1,11E-07	-1,6E-10
0,0589	3,424	0,0065	946,015	0,5457	1,0078	1,6018	0,0795	0,0060	1,35E-07	-2,2E-10
0,0636	3,418	0,0070	934,779	0,5449	1,0094	1,7263	0,0920	0,0074	1,59E-07	-2,8E-10
0,0681	3,412	0,0075	923,677	0,5441	1,0109	1,8435	0,1046	0,0090	1,86E-07	-3,5E-10
0,0723	3,406	0,0080	912,707	0,5432	1,0125	1,9548	0,1172	0,0107	2,13E-07	-4,2E-10
0,0764	3,400	0,0085	901,868	0,5424	1,0140	2,0611	0,1298	0,0124	2,42E-07	-5,1E-10
0,0804	3,394	0,0090	891,159	0,5416	1,0156	2,1631	0,1425	0,0143	2,72E-07	-6,0E-10
0,0842	3,388	0,0094	880,577	0,5407	1,0171	2,2615	0,1553	0,0163	3,03E-07	-7,1E-10
0,0879	3,382	0,0098	870,122	0,5399	1,0187	2,3568	0,1680	0,0183	3,36E-07	-8,2E-10
0,0916	3,376	0,0103	859,791	0,5391	1,0203	2,4492	0,1809	0,0205	3,71E-07	-9,4E-10
0,0951	3,370	0,0107	849,583	0,5382	1,0219	2,5391	0,1937	0,0227	4,07E-07	-1,1E-09
0,0986	3,364	0,0111	839,497	0,5374	1,0235	2,6268	0,2066	0,0250	4,44E-07	-1,2E-09
0,1020	3,358	0,0115	829,532	0,5366	1,0250	2,7125	0,2196	0,0274	4,84E-07	-1,4E-09
0,1054	3,352	0,0119	819,685	0,5357	1,0266	2,7965	0,2326	0,0298	5,25E-07	-1,5E-09
0,1087	3,346	0,0123	809,956	0,5349	1,0282	2,8787	0,2456	0,0324	5,67E-07	-1,7E-09
0,1120	3,340	0,0127	800,343	0,5341	1,0298	2,9595	0,2587	0,0350	6,12E-07	-1,9E-09
0,1152	3,334	0,0131	790,845	0,5332	1,0314	3,0389	0,2718	0,0377	6,59E-07	-2,1E-09
0,1184	3,328	0,0135	781,459	0,5324	1,0331	3,1170	0,2850	0,0405	7,07E-07	-2,4E-09
0,1216	3,322	0,0139	772,186	0,5316	1,0347	3,1940	0,2982	0,0433	7,58E-07	-2,6E-09
0,1247	3,316	0,0143	763,024	0,5307	1,0363	3,2699	0,3115	0,0462	8,11E-07	-2,9E-09
0,1278	3,310	0,0147	753,970	0,5299	1,0379	3,3448	0,3248	0,0492	8,66E-07	-3,1E-09
0,1309	3,304	0,0151	745,025	0,5291	1,0396	3,4188	0,3381	0,0523	9,24E-07	-3,4E-09
0,1340	3,298	0,0155	736,187	0,5282	1,0412	3,4919	0,3515	0,0554	9,84E-07	-3,8E-09
0,1370	3,292	0,0159	727,454	0,5274	1,0429	3,5643	0,3650	0,0586	1,05E-06	-4,1E-09
0,1400	3,286	0,0162	718,825	0,5266	1,0445	3,6359	0,3785	0,0619	1,11E-06	-4,5E-09
0,1430	3,280	0,0166	710,299	0,5257	1,0462	3,7068	0,3920	0,0653	1,18E-06	-4,8E-09
0,1460	3,274	0,0170	701,874	0,5249	1,0478	3,7771	0,4056	0,0687	1,25E-06	-5,2E-09
0,1490	3,268	0,0174	693,551	0,5241	1,0495	3,8468	0,4192	0,0722	1,32E-06	-5,7E-09
0,1520	3,262	0,0178	685,326	0,5232	1,0512	3,9159	0,4329	0,0757	1,40E-06	-6,1E-09
0,1549	3,256	0,0182	677,200	0,5224	1,0528	3,9845	0,4467	0,0794	1,48E-06	-6,6E-09
0,1579	3,250	0,0186	669,170	0,5216	1,0545	4,0526	0,4604	0,0831	1,56E-06	-7,1E-09
0,1608	3,244	0,0190	661,237	0,5207	1,0562	4,1203	0,4743	0,0868	1,65E-06	-7,7E-09
0,1638	3,238	0,0193	653,398	0,5199	1,0579	4,1875	0,4881	0,0907	1,73E-06	-8,3E-09
0,1667	3,232	0,0197	645,652	0,5191	1,0596	4,2543	0,5021	0,0946	1,83E-06	-8,9E-09
0,1696	3,226	0,0201	637,999	0,5182	1,0613	4,3207	0,5160	0,0986	1,92E-06	-9,5E-09
0,1726	3,220	0,0205	630,437	0,5174	1,0630	4,3868	0,5301	0,1026	2,02E-06	-1,0E-08
0,1755	3,214	0,0209	622,966	0,5166	1,0647	4,4525	0,5442	0,1067	2,13E-06	-1,1E-08
0,1784	3,208	0,0213	615,583	0,5157	1,0664	4,5179	0,5583	0,1109	2,24E-06	-1,2E-08
0,1813	3,202	0,0217	608,289	0,5149	1,0682	4,5830	0,5725	0,1152	2,35E-06	-1,3E-08
0,1842	3,196	0,0221	601,081	0,5141	1,0699	4,6479	0,5867	0,1195	2,47E-06	-1,3E-08
0,1871	3,190	0,0225	593,960	0,5132	1,0716	4,7125	0,6010	0,1239	2,59E-06	-1,4E-08
0,1900	3,184	0,0229	586,924	0,5124	1,0734	4,7769	0,6153	0,1283	2,71E-06	-1,5E-08
0,1929	3,178	0,0233	579,971	0,5116	1,0751	4,8410	0,6297	0,1329	2,84E-06	-1,6E-08
0,1959	3,172	0,0237	573,102	0,5107	1,0769	4,9049	0,6441	0,1375	2,98E-06	-1,7E-08
0,1988	3,166	0,0241	566,314	0,5099	1,0786	4,9686	0,6586	0,1421	3,12E-06	-1,9E-08

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 0{,}55$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,2017	3,160	0,0245	559,607	0,5091	1,0804	5,0322	0,6732	0,1468	3,27E-06	-2,0E-08
0,2046	3,154	0,0250	552,981	0,5082	1,0822	5,0956	0,6878	0,1517	3,42E-06	-2,1E-08
0,2075	3,148	0,0254	546,433	0,5074	1,0839	5,1588	0,7024	0,1565	3,57E-06	-2,2E-08
0,2105	3,142	0,0258	539,964	0,5066	1,0857	5,2219	0,7171	0,1615	3,74E-06	-2,4E-08
0,2134	3,136	0,0262	533,571	0,5057	1,0875	5,2849	0,7319	0,1665	3,91E-06	-2,5E-08
0,2163	3,130	0,0266	527,255	0,5049	1,0893	5,3477	0,7467	0,1716	4,08E-06	-2,7E-08
0,2193	3,124	0,0271	521,015	0,5041	1,0911	5,4104	0,7616	0,1767	4,26E-06	-2,8E-08
0,2222	3,118	0,0275	514,849	0,5032	1,0929	5,4731	0,7765	0,1819	4,45E-06	-3,0E-08
0,2252	3,112	0,0279	508,756	0,5024	1,0947	5,5356	0,7915	0,1872	4,65E-06	-3,2E-08
0,2281	3,106	0,0283	502,736	0,5016	1,0965	5,5981	0,8065	0,1926	4,85E-06	-3,4E-08
0,2311	3,100	0,0288	496,788	0,5007	1,0984	5,6605	0,8216	0,1980	5,06E-06	-3,6E-08
0,2340	3,094	0,0292	490,911	0,4999	1,1002	5,7228	0,8368	0,2035	5,28E-06	-3,8E-08
0,2370	3,088	0,0297	485,103	0,4991	1,1020	5,7851	0,8520	0,2091	5,51E-06	-4,0E-08
0,2400	3,082	0,0301	479,366	0,4982	1,1039	5,8473	0,8673	0,2147	5,74E-06	-4,2E-08
0,2430	3,076	0,0305	473,696	0,4974	1,1057	5,9095	0,8826	0,2205	5,98E-06	-4,5E-08
0,2460	3,070	0,0310	468,095	0,4966	1,1076	5,9716	0,8980	0,2263	6,23E-06	-4,7E-08
0,2490	3,064	0,0314	462,560	0,4957	1,1094	6,0338	0,9135	0,2321	6,50E-06	-5,0E-08
0,2520	3,058	0,0319	457,091	0,4949	1,1113	6,0959	0,9290	0,2381	6,77E-06	-5,3E-08
0,2550	3,052	0,0323	451,687	0,4941	1,1132	6,1580	0,9445	0,2441	7,04E-06	-5,6E-08
0,2580	3,046	0,0328	446,348	0,4932	1,1151	6,2201	0,9602	0,2501	7,33E-06	-5,9E-08
0,2611	3,040	0,0333	441,073	0,4924	1,1170	6,2822	0,9758	0,2563	7,63E-06	-6,2E-08
0,2641	3,034	0,0337	435,860	0,4916	1,1188	6,3444	0,9916	0,2625	7,95E-06	-6,6E-08
0,2672	3,028	0,0342	430,710	0,4907	1,1207	6,4065	1,0074	0,2688	8,27E-06	-6,9E-08
0,2703	3,022	0,0347	425,621	0,4899	1,1227	6,4687	1,0233	0,2752	8,60E-06	-7,3E-08
0,2733	3,016	0,0352	420,593	0,4891	1,1246	6,5309	1,0392	0,2817	8,95E-06	-7,7E-08
0,2764	3,010	0,0356	415,625	0,4882	1,1265	6,5931	1,0552	0,2882	9,30E-06	-8,1E-08
0,2795	3,004	0,0361	410,716	0,4874	1,1284	6,6554	1,0713	0,2948	9,67E-06	-8,5E-08
0,2826	2,998	0,0366	405,866	0,4866	1,1303	6,7177	1,0874	0,3015	1,01E-05	-9,0E-08
0,2858	2,992	0,0371	401,073	0,4857	1,1323	6,7801	1,1036	0,3083	1,05E-05	-9,5E-08
0,2889	2,986	0,0376	396,338	0,4849	1,1342	6,8425	1,1199	0,3151	1,09E-05	-1,0E-07
0,2920	2,980	0,0381	391,659	0,4841	1,1362	6,9050	1,1362	0,3220	1,13E-05	-1,0E-07
0,2952	2,974	0,0386	387,036	0,4832	1,1381	6,9675	1,1526	0,3290	1,17E-05	-1,1E-07
0,2984	2,968	0,0391	382,469	0,4824	1,1401	7,0302	1,1690	0,3361	1,22E-05	-1,2E-07
0,3015	2,962	0,0396	377,955	0,4816	1,1421	7,0929	1,1855	0,3432	1,27E-05	-1,2E-07
0,3047	2,956	0,0401	373,496	0,4807	1,1441	7,1557	1,2021	0,3504	1,31E-05	-1,3E-07
0,3079	2,950	0,0406	369,090	0,4799	1,1460	7,2185	1,2188	0,3578	1,36E-05	-1,4E-07
0,3112	2,944	0,0412	364,736	0,4791	1,1480	7,2815	1,2355	0,3651	1,42E-05	-1,4E-07
0,3144	2,938	0,0417	360,434	0,4782	1,1500	7,3446	1,2523	0,3726	1,47E-05	-1,5E-07
0,3176	2,932	0,0422	356,184	0,4774	1,1520	7,4077	1,2692	0,3802	1,53E-05	-1,6E-07
0,3209	2,926	0,0427	351,984	0,4766	1,1541	7,4710	1,2861	0,3878	1,58E-05	-1,6E-07
0,3242	2,920	0,0433	347,835	0,4757	1,1561	7,5343	1,3031	0,3955	1,64E-05	-1,7E-07
0,3274	2,914	0,0438	343,735	0,4749	1,1581	7,5978	1,3202	0,4033	1,71E-05	-1,8E-07
0,3307	2,908	0,0444	339,684	0,4741	1,1601	7,6614	1,3373	0,4112	1,77E-05	-1,9E-07
0,3341	2,902	0,0449	335,681	0,4732	1,1622	7,7251	1,3545	0,4192	1,84E-05	-2,0E-07
0,3374	2,896	0,0455	331,726	0,4724	1,1642	7,7890	1,3718	0,4272	1,90E-05	-2,1E-07

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 1{,}00$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,0316	6,220	0,0004	252715	0,9907	1,0094	1,5602	0,0749	0,0054	1,77E-12	-1,7E-16
0,0342	6,210	0,0004	247711	0,9892	1,0109	1,6831	0,0869	0,0068	2,13E-12	-2,2E-16
0,0366	6,200	0,0005	242806	0,9877	1,0124	1,7987	0,0989	0,0083	2,53E-12	-2,9E-16
0,0389	6,190	0,0005	237998	0,9863	1,0139	1,9083	0,1109	0,0098	2,95E-12	-3,6E-16
0,0411	6,180	0,0005	233285	0,9848	1,0154	2,0130	0,1230	0,0115	3,41E-12	-4,4E-16
0,0432	6,170	0,0005	228666	0,9833	1,0170	2,1133	0,1351	0,0132	3,90E-12	-5,3E-16
0,0453	6,160	0,0006	224138	0,9818	1,0185	2,2101	0,1473	0,0150	4,42E-12	-6,4E-16
0,0473	6,150	0,0006	219700	0,9804	1,0200	2,3036	0,1594	0,0169	4,98E-12	-7,5E-16
0,0493	6,140	0,0006	215350	0,9789	1,0216	2,3943	0,1717	0,0189	5,58E-12	-8,8E-16
0,0512	6,130	0,0007	211086	0,9774	1,0231	2,4826	0,1839	0,0210	6,23E-12	-1,0E-15
0,0531	6,120	0,0007	206906	0,9759	1,0246	2,5686	0,1962	0,0231	6,91E-12	-1,2E-15
0,0549	6,110	0,0007	202809	0,9745	1,0262	2,6526	0,2086	0,0253	7,65E-12	-1,4E-15
0,0567	6,100	0,0007	198793	0,9730	1,0278	2,7348	0,2209	0,0276	8,43E-12	-1,6E-15
0,0585	6,090	0,0008	194857	0,9715	1,0293	2,8153	0,2334	0,0300	9,27E-12	-1,8E-15
0,0603	6,080	0,0008	190999	0,9700	1,0309	2,8944	0,2458	0,0324	1,02E-11	-2,0E-15
0,0620	6,070	0,0008	187217	0,9686	1,0324	2,9720	0,2583	0,0349	1,11E-11	-2,3E-15
0,0637	6,060	0,0009	183510	0,9671	1,0340	3,0484	0,2708	0,0375	1,21E-11	-2,6E-15
0,0654	6,050	0,0009	179876	0,9656	1,0356	3,1237	0,2834	0,0401	1,32E-11	-2,9E-15
0,0671	6,040	0,0009	176314	0,9641	1,0372	3,1979	0,2960	0,0428	1,44E-11	-3,3E-15
0,0688	6,030	0,0009	172823	0,9627	1,0388	3,2710	0,3086	0,0456	1,56E-11	-3,7E-15
0,0704	6,020	0,0010	169401	0,9612	1,0404	3,3433	0,3213	0,0484	1,69E-11	-4,1E-15
0,0721	6,010	0,0010	166047	0,9597	1,0420	3,4147	0,3340	0,0513	1,83E-11	-4,6E-15
0,0737	6,000	0,0010	162759	0,9583	1,0436	3,4853	0,3468	0,0543	1,97E-11	-5,1E-15
0,0753	5,990	0,0011	159536	0,9568	1,0452	3,5551	0,3596	0,0573	2,13E-11	-5,7E-15
0,0769	5,980	0,0011	156377	0,9553	1,0468	3,6243	0,3724	0,0604	2,30E-11	-6,3E-15
0,0785	5,970	0,0011	153281	0,9538	1,0484	3,6928	0,3853	0,0636	2,47E-11	-6,9E-15
0,0801	5,960	0,0012	150246	0,9524	1,0500	3,7607	0,3982	0,0668	2,66E-11	-7,7E-15
0,0817	5,950	0,0012	147271	0,9509	1,0517	3,8280	0,4112	0,0701	2,86E-11	-8,5E-15
0,0833	5,940	0,0012	144355	0,9494	1,0533	3,8948	0,4242	0,0734	3,07E-11	-9,3E-15
0,0849	5,930	0,0012	141496	0,9479	1,0549	3,9610	0,4372	0,0769	3,29E-11	-1,0E-14
0,0864	5,920	0,0013	138694	0,9465	1,0566	4,0268	0,4503	0,0803	3,53E-11	-1,1E-14
0,0880	5,910	0,0013	135948	0,9450	1,0582	4,0922	0,4634	0,0839	3,78E-11	-1,2E-14
0,0896	5,900	0,0013	133256	0,9435	1,0599	4,1571	0,4766	0,0875	4,05E-11	-1,4E-14
0,0911	5,890	0,0014	130618	0,9420	1,0615	4,2217	0,4898	0,0911	4,33E-11	-1,5E-14
0,0927	5,880	0,0014	128031	0,9406	1,0632	4,2859	0,5030	0,0949	4,63E-11	-1,6E-14
0,0942	5,870	0,0014	125496	0,9391	1,0649	4,3497	0,5163	0,0986	4,94E-11	-1,8E-14
0,0958	5,860	0,0015	123011	0,9376	1,0665	4,4132	0,5296	0,1025	5,28E-11	-1,9E-14
0,0973	5,850	0,0015	120576	0,9361	1,0682	4,4764	0,5430	0,1064	5,63E-11	-2,1E-14
0,0989	5,840	0,0015	118188	0,9347	1,0699	4,5394	0,5564	0,1103	6,01E-11	-2,3E-14
0,1004	5,830	0,0016	115848	0,9332	1,0716	4,6020	0,5699	0,1144	6,40E-11	-2,5E-14
0,1020	5,820	0,0016	113554	0,9317	1,0733	4,6644	0,5834	0,1185	6,82E-11	-2,7E-14
0,1035	5,810	0,0016	111306	0,9302	1,0750	4,7266	0,5969	0,1226	7,27E-11	-3,0E-14
0,1051	5,800	0,0017	109102	0,9288	1,0767	4,7885	0,6105	0,1268	7,73E-11	-3,2E-14
0,1066	5,790	0,0017	106942	0,9273	1,0784	4,8502	0,6241	0,1311	8,23E-11	-3,5E-14
0,1082	5,780	0,0017	104824	0,9258	1,0801	4,9117	0,6378	0,1354	8,75E-11	-3,8E-14

Tab. 3.4. (Fortsetzung) Parameter der Wellentheorie dritter Ordnung nach Stokes, in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d .
$L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$, $u_1/C = \alpha$

$d/L_0' = 1{,}00$										
$\frac{H}{d}$	kl	α	m	$\frac{d}{L}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{100\zeta_1}{L}$	$\frac{100\zeta_2}{L}$	$\frac{100\zeta_3}{L}$	$\frac{u_2}{C}$	$\frac{u_3}{C}$
0,1097	5,770	0,0018	102748	0,9243	1,0818	4,9731	0,6515	0,1398	9,31E-11	-4,2E-14
0,1114	5,759	0,0018	100513	0,9227	1,0837	5,0404	0,6666	0,1447	9,95E-11	-4,5E-14
0,1131	5,748	0,0019	98326	0,9211	1,0857	5,1075	0,6818	0,1497	1,06E-10	-5,0E-14
0,1148	5,737	0,0019	96186	0,9195	1,0876	5,1744	0,6971	0,1547	1,14E-10	-5,4E-14
0,1165	5,726	0,0020	94093	0,9179	1,0895	5,2411	0,7124	0,1598	1,21E-10	-5,9E-14
0,1183	5,715	0,0020	92046	0,9162	1,0914	5,3077	0,7277	0,1650	1,30E-10	-6,5E-14
0,1200	5,704	0,0020	90043	0,9146	1,0934	5,3742	0,7431	0,1703	1,38E-10	-7,0E-14
0,1217	5,693	0,0021	88084	0,9130	1,0953	5,4406	0,7586	0,1757	1,47E-10	-7,7E-14
0,1234	5,682	0,0021	86167	0,9114	1,0972	5,5068	0,7741	0,1811	1,57E-10	-8,4E-14
0,1251	5,671	0,0022	84292	0,9098	1,0992	5,5729	0,7897	0,1866	1,68E-10	-9,1E-14
0,1269	5,660	0,0022	82458	0,9081	1,1012	5,6390	0,8053	0,1921	1,79E-10	-9,9E-14
0,1286	5,649	0,0023	80664	0,9065	1,1031	5,7049	0,8210	0,1978	1,90E-10	-1,1E-13
0,1303	5,638	0,0023	78909	0,9049	1,1051	5,7708	0,8367	0,2035	2,03E-10	-1,2E-13
0,1321	5,627	0,0024	77192	0,9033	1,1071	5,8367	0,8525	0,2093	2,16E-10	-1,3E-13
0,1338	5,616	0,0024	75512	0,9016	1,1091	5,9025	0,8683	0,2151	2,30E-10	-1,4E-13
0,1356	5,605	0,0025	73869	0,9000	1,1111	5,9682	0,8843	0,2211	2,44E-10	-1,5E-13
0,1373	5,594	0,0025	72262	0,8984	1,1131	6,0339	0,9002	0,2271	2,60E-10	-1,6E-13
0,1391	5,583	0,0026	70690	0,8968	1,1151	6,0996	0,9162	0,2332	2,77E-10	-1,8E-13
0,1409	5,572	0,0026	69152	0,8952	1,1171	6,1653	0,9323	0,2393	2,94E-10	-1,9E-13
0,1426	5,561	0,0027	67647	0,8935	1,1192	6,2310	0,9485	0,2456	3,13E-10	-2,1E-13
0,1444	5,550	0,0027	66175	0,8919	1,1212	6,2966	0,9647	0,2519	3,32E-10	-2,2E-13
0,1462	5,539	0,0028	64735	0,8903	1,1232	6,3623	0,9809	0,2583	3,53E-10	-2,4E-13
0,1480	5,528	0,0028	63327	0,8887	1,1253	6,4280	0,9972	0,2648	3,75E-10	-2,6E-13
0,1498	5,517	0,0029	61949	0,8870	1,1273	6,4937	1,0136	0,2713	3,98E-10	-2,9E-13
0,1516	5,506	0,0029	60601	0,8854	1,1294	6,5594	1,0301	0,2779	4,23E-10	-3,1E-13
0,1534	5,495	0,0030	59282	0,8838	1,1315	6,6252	1,0466	0,2846	4,49E-10	-3,3E-13
0,1552	5,484	0,0030	57993	0,8822	1,1336	6,6910	1,0631	0,2914	4,77E-10	-3,6E-13
0,1570	5,473	0,0031	56731	0,8806	1,1356	6,7569	1,0797	0,2983	5,06E-10	-3,9E-13
0,1588	5,462	0,0032	55496	0,8789	1,1377	6,8228	1,0964	0,3052	5,37E-10	-4,2E-13
0,1607	5,451	0,0032	54289	0,8773	1,1398	6,8888	1,1132	0,3123	5,70E-10	-4,6E-13
0,1625	5,440	0,0033	53108	0,8757	1,1419	6,9548	1,1300	0,3194	6,04E-10	-4,9E-13
0,1644	5,429	0,0033	51952	0,8741	1,1441	7,0210	1,1468	0,3265	6,41E-10	-5,3E-13
0,1662	5,418	0,0034	50822	0,8725	1,1462	7,0872	1,1638	0,3338	6,80E-10	-5,8E-13
0,1681	5,407	0,0035	49716	0,8708	1,1483	7,1534	1,1808	0,3411	7,20E-10	-6,2E-13
0,1699	5,396	0,0035	48634	0,8692	1,1505	7,2198	1,1978	0,3485	7,64E-10	-6,7E-13
0,1718	5,385	0,0036	47576	0,8676	1,1526	7,2863	1,2150	0,3560	8,09E-10	-7,2E-13
0,1737	5,374	0,0036	46541	0,8660	1,1548	7,3528	1,2321	0,3636	8,58E-10	-7,8E-13
0,1756	5,363	0,0037	45528	0,8643	1,1569	7,4195	1,2494	0,3713	9,09E-10	-8,4E-13
0,1775	5,352	0,0038	44538	0,8627	1,1591	7,4862	1,2667	0,3790	9,63E-10	-9,1E-13
0,1794	5,341	0,0038	43569	0,8611	1,1613	7,5531	1,2841	0,3869	1,02E-09	-9,8E-13
0,1813	5,330	0,0039	42621	0,8595	1,1635	7,6201	1,3015	0,3948	1,08E-09	-1,1E-12
0,1833	5,319	0,0040	41693	0,8579	1,1657	7,6873	1,3191	0,4028	1,14E-09	-1,1E-12
0,1852	5,308	0,0041	40786	0,8562	1,1679	7,7545	1,3366	0,4109	1,21E-09	-1,2E-12
0,1872	5,297	0,0041	39899	0,8546	1,1701	7,8219	1,3543	0,4190	1,28E-09	-1,3E-12
0,1891	5,286	0,0042	39031	0,8530	1,1723	7,8894	1,3720	0,4273	1,36E-09	-1,4E-12

TEIL III

UNTERSUCHUNGEN ZUR HALMFESTIGKEIT

INHALTSVERZEICHNIS TEIL III

1.	**Definition der Begriffe**	331
1.1.	**Definition der Steifigkeit**	331
1.2.	**Definition der Festigkeit**	342
1.3.	**Die Berechnung der Steifigkeit und Festigkeit bei Biegeversuchen**	346
1.3.1.	Berechnung der Biegesteifigkeit	347
1.3.2.	Berechnung der Biegefestigkeit	349
2.	**Frühere Versuche**	351
3.	**Laborversuche an der EMPA**	355
3.1.	**Versuchseinrichtung**	355
3.2.	**Materialgewinnung und -behandlung**	360
3.3.	**Auswertung**	362
3.4.	**Resultate**	364
3.4.1.	Schilf aus Altenrhein	364
3.4.1.1.	Ideeller Elastizitätsmodul	366
3.4.1.2.	Ideelle Bruchspannung	368
3.4.1.3.	Ideelle Grenzspannung	368
3.4.1.4.	Grenzkrümmung	369
3.4.2.	Schilf aus Othfresen	414
3.4.2.1.	Ideeller Elastizitätsmodul	418
3.4.2.2.	Ideelle Bruchspannung	418
3.4.2.3.	Ideelle Grenzspannung	419
3.4.2.4.	Grenzkrümmung	419
4.	**Feldversuche**	442
4.1.	**Zweck**	442
4.2.	**Messung der Biegebruchfestigkeit mit einer Federwaage**	442
4.2.1.	Versuchsanordnung	442
4.2.2.	Resultate	444
4.3.	**Messung der Biegesteifigkeit mit einer transportablen Prüfeinrichtung**	455
4.3.1.	Versuchsanordnung	455
4.3.2.	Resultate	457
5.	**Versuche zur Bestimmung des Einspanngrades im Feld**	461
5.1.	**Allgemeines**	461
5.2.	**Versuchsanordnung**	462
5.3.	**Ergebnisse**	466

1. DEFINITION DER BEGRIFFE

Festigkeit ist ein Begriff, unter welchem eine Vielzahl von physikalischen Größen verstanden werden können. Für die vorliegende Arbeit sind zwei davon von Interesse, nämlich die **Bruchfestigkeit** (= Festigkeit im engeren Sinne) und die **Steifigkeit**. Wie der Name des ersten Ausdrucks sagt, gibt dieser an, bei welcher Belastung das Objekt (der Halm) **bricht**. Der zweite Ausdruck dagegen sagt, eine wie große Belastung notwendig ist, um eine bestimmte **Verformung** (z.B. Verbiegung) des Objektes zu erzwingen. In den folgenden Kapiteln werden die hier soeben allgemein definierten Begriffe im Hinblick auf die vorliegende Arbeit weiter eingeschränkt, da nur bestimmte Belastungen und Verformungen (nämlich solche, die bei einem natürlichen Schilfhalm vorwiegend auftreten) interessieren.

1.1. DEFINITION DER STEIFIGKEIT

Ein Schilfhalm wird unter dem Einfluß von Wellen, Wind und Treibzeug praktisch ausschließlich auf **Biegung** belastet.
Zwischen den äußeren Belastungen, den daraus folgenden Beanspruchungen (Biegemoment, Querkraft usw.), den inneren Spannungen (wirkende Kraft pro Flächeneinheit des Querschnitts) und den Verformungen bestehen gesetzmäßige Zusammenhänge, die unter den Annahmen der klassischen Statik (s. z.B. STÜSSI 1962) in einfacher Weise mathematisch formuliert werden können. Soweit es für das Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendig ist, werden diese Beziehungen im folgenden kurz hergeleitet.
Als einfaches Beispiel diene ein Schilfhalm, der in einer bestimmten Höhe h_f über Grund von einer äußeren Kraft F belastet wird (Fig. 1.1.). Uns interessieren die Beanspruchungen, Spannungen und Verformungen in einem beliebig gewählten Halmquerschnitt in der Höhe h über Grund. Dazu denken wir uns ein kurzes Stück des Halmes mit der (sehr kleinen) Länge dl herausgeschnitten. Auf beide Schnittflächen wirken Kräfte, welche die abgeschnittenen Teile auf das betrachtete Halmelement ausüben. Nach dem dritten Newton'schen Prinzip "actio=reactio" übt das betrachtete Halmelement seinerseits die selben Kräfte in umgekehrter Richtung auf die abgeschnittenen Teile aus. Auf den jeweils zusammengehörenden Schnittflächen wirken also die entgegengesetzt gleichen Kräfte und Momente.

Wenn wir der Einfachheit halber das Eigengewicht des oberen abgeschnittenen Halmstückes vernachlässigen, so ist an der oberen Schnittstelle nur der Einfluß der äußeren Kraft F zu berücksichtigen. Dieser äußert sich als "abscherende" Kraft (Querkraft) und (wenn F nicht gerade im betrachteten Querschnitt angreift) als "biegende" Kraft (Biegemoment). Würde die Kraft F nicht (wie in diesem Beispiel angenommen) senkrecht zur Halmachse wirken, so entstünde auch noch eine "drückende" oder "ziehende" Kraft (Normalkraft), deren Einfluß im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen vernachlässigt werden darf.
Der Betrag der Querkraft Q ist gleich der senkrecht zur Halmachse wirkenden Komponente von F. Unter der zunächst anzunehmenden Voraussetzung, daß die Verdrehung α des untersuchten Halmstückes klein sei (und wenn F horizontal wirkt), kann die Querkraft gleich F gesetzt werden:

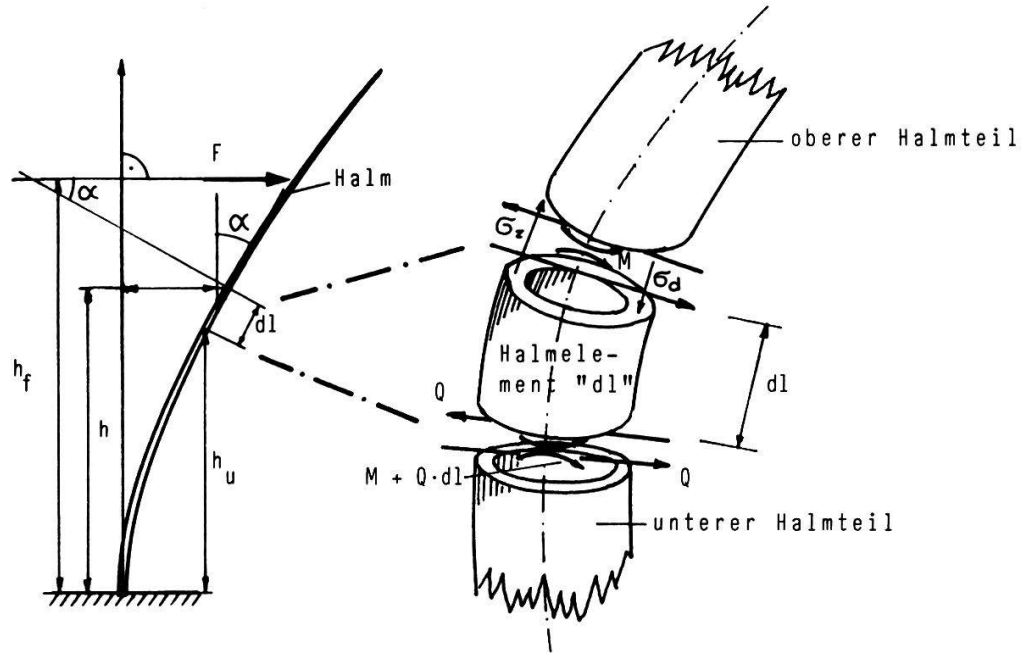


Fig. 1.1. Belastung und Beanspruchung eines Schilfhalmes.
Links: Schematische Darstellung und wichtigste Abmessungen eines Schilfhalmes, der durch eine waagrechte Kraft F beansprucht wird.
Rechts: Herausgeschnitten gedachtes Element des Halmes mit den wirkenden Beanspruchungen an den beiden Querschnitten.

$$Q = F\cos\alpha \qquad [N] \qquad (1.1)$$

bzw.

$$Q \approx F \quad \text{(wenn } \alpha \text{ klein und } F \text{ horizontal)} \qquad [N] \qquad (1.2)$$

Q ... Querkraft [N]
F ... Äußere Kraft [N]
α ... Winkel zwischen der Querschnittsebene und der Wirkungslinie von F [rad]

Das Biegemoment M bewirkt die Verkrümmung des Halmes. Sein Betrag ist gleich dem Produkt aus dem Betrag der äußeren Kraft und dem senkrecht zur Wirkunglsinie dieser Kraft gemessenen Abstand vom betrachteten Punkt, im Beispiel der Fig. 1.1. also

$$M = F\,(h_f - h) \qquad [N\cdot m] \qquad (1.3)$$

M ... Biegemoment [N·m]
F ... Äußere Kraft (Betrag) [N]
h_f ... Höhe über Grund der Wirkungslinie von F
h ... Höhe über Grund des betrachteten Querschnittes

Das Biegemoment kann man sich auch als ein Paar gleich großer, genau entgegengesetzt wirkender Kräfte (Kräftepaar) veranschaulichen, deren Betrag und Abstand voneinander so groß sind, daß das Produkt gleich dem vorhandenen Biegemoment ist:

$$P\cdot a = M \qquad [N\cdot m] \qquad (1.4)$$

P ... Betrag der Kräfte des gedachten Kräftepaares [N]
a ... Abstand der beiden Kräfte [m]
M ... Äquivalentes Biegemoment [N·m]

Bis jetzt haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß die Wirkungslinie der Kraft F irgendwo durch die Halmachse geht. Angesichts der geringen Dicke eines Schilfhalmes ist diese Voraussetzung in unserem Fall stets mit genügender Genauigkeit erfüllt. Andernfalls müßte noch das Torsionsmoment (Verdrehung) berücksichtigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird also nur die Biegung behandelt, unter der abgekürzten Bezeichnung "Moment" ist darum im folgenden immer das Biegemoment zu verstehen.
Im Vergleich der beiden Schnittflächen des gedachten Halmelementes stellen wir fest, daß die Querkraft an beiden Stellen gleich groß ist (außer wenn eine äußere Kraft am Element selbst angreift), denn die Querkraft ist ja gleich einer Komponente der oberhalb der Schnittstelle wirkenden, äußeren Kraft. Das Biegemoment wird dagegen um den Betrag

$$dM = Q\,dl \qquad [N\cdot m] \qquad (1.5)$$

vergrößert, da der Abstand zur äußeren Kraft um *dl* zunimmt. An der unteren Schnittstelle wirkt somit ein Biegemoment vom Betrag

$$\begin{aligned} M_u &= M + dM = F\,(h_f - h) + F\,dl = F\,[h_f - (h - dl)] \\ &= F\,(h_f - h_u) \end{aligned} \tag{1.6}$$

Die Analogie der Gleichung (1.6) mit (1.3) ist offensichtlich, wodurch die Richtigkeit von (1.5) indirekt bestätigt wird. Gleichung (1.5) ist allgemein gültig und besagt nichts anderes, als daß die Querkraft in jedem Punkt eines Stabes gleich der ersten Ableitung des Biegemomentes in Richtung der Stabachse ist:

$$Q = \frac{dM}{dl} \tag{1.7}$$

Was bewirken Querkraft und Biegemoment im betrachteten Halmstückchen selbst? Die Querkraft unterwirft das Halmelement einer Schub- oder Scherspannung; unter ihrem Einfluß erhält das im unbelasteten Zustand von der Seite gesehen rechteckige Halmstück die Form eines Rhomboids (Parallelogramm; vgl. Fig. 1.2.): die Schnittflächen bleiben parallel, werden aber gegenüber der Halmachse verschoben. Es kann gezeigt werden (z. B. STÜSSI 1962 oder ZIEGLER 1968), daß bei schlanken Stäben der Einfluß dieser Schubverformung gegenüber der gleich zu besprechenden Verkrümmung durch das Biegemoment vernachlässigbar ist. Diese Verkrümmung entsteht durch eine Verlängerung des Halmstücks auf der Außenseite der Krümmung (in den Figuren 1.1. und 1.2. auf der linken Seite des Elementes) und eine entsprechende Verkürzung auf der Innenseite (in den beiden Figuren: rechts). Diesen Verformungen entspricht eine Zug- (außen) bzw. Druckspannung (innen). Aus Gleichgewichtsgründen muß (wenn keine Normalkraft wirkt) die Summe der Zugspannungen gleich der Summe der Druckspannungen sein. Ferner müssen die Resultierenden von Zug und Druckspannung ein Kräftepaar bilden, welches dem vorhandenen Biegemoment *M* äquivalent ist. Diese Gleichgewichtsbedingungen reichen aber noch nicht aus, um die Spannungen und Verformungen als Folge äußerer Krafteinwirkungen zu berechnen. Dazu sind noch zwei Annahmen über das Verformungsverhalten notwendig, die in der klassischen Statik wie folgt formuliert werden:

1. Ein im unbelasteten Zustand ebener Querschnitt soll auch unter Belastung und Verformung eben bleiben (Hypothese von Bernoulli-Navier)
2. Die Verformungen sind direkt proportional zu den Spannungen (Hooke'sches Gesetz).

Zur mathematischen Formulierung des Hooke'schen Gesetztes müssen die Begriffe Spannung und Verformung noch genauer definiert werden: Unter (Normal-)Spannung (Zug oder Druck) wird die in irgendeinem Punkt senkrecht zur Querschnittsebene wirkende Kraft pro Flächeneinheit verstanden (die Schubspannung ist anaolog die parallel zur Querschnittsebene wirkende Kraft pro Flächeneinheit). Die hier zu berücksichtigenden Verformungen sind die Dehnungen, welche als relative Längenänderungen, d.h. als Verlängerung oder Verkürzung pro Längeneinheit des Halmelementes, definiert werden:

$$\varepsilon = \frac{\Delta(dl)}{dl} \qquad [-] \qquad (1.8)$$

ε ... Dehnung
$\Delta(dl)$ ... Verlängerung des Halmelementes [m]
dl ... Länge des Halmelementes [m]

Das Hooke'sche Gesetz kann nun dahingehend präzisiert werden, daß die Spannungen direkt proportional zu den Dehnungen angenommen werden:

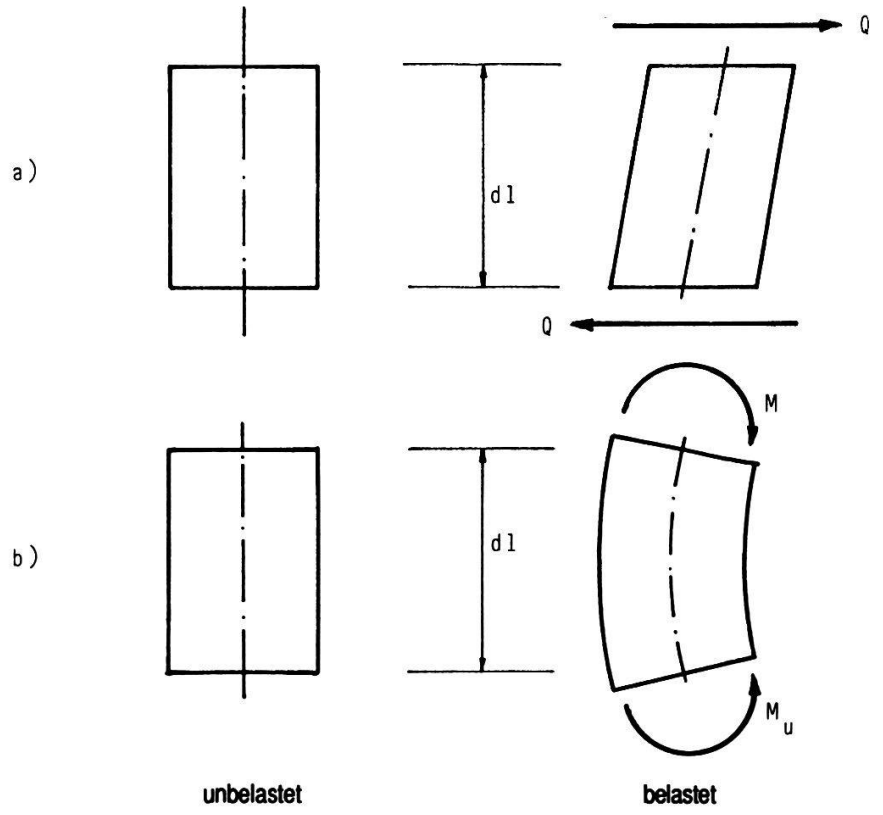


Fig. 1.2. Verformungen eines Stabelementes unter
a) Querkrafteinfluß
b) Biegemoment

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \qquad [N/m^2] \qquad (1.9)$$

σ ... Spannung in einem Punkt des Querschnittes
E ... Proportionalitätsfaktor [N/m^2]
ε ... Dehnung [-]

Zur Veranschaulichung diene Figur 1.3., wo eine gedachte "Faser" des untersuchten Halmelementes im belasteten und unbelasteten Zustand gezeichnet ist.
Der Proportionalitätsfaktor E der Gleichung (1.9) ist eine Materialkonstante und heißt Elastizitätsmodul, abgekürzt E-Modul.
Bevor wir die Hypothese von Bernoulli-Navier für den Schilfhalm formulieren und mit dem Hooke'schen Gesetz verknüpfen, sei noch die Frage berührt, ob die erwähnten Annahmen der klassischen Statik überhaupt "richtig" sind, d.h. brauchbare Ergebnisse erwarten lassen.
Das Ebenbleiben der Querschnitte setzt voraus, daß keine Schubverzerrungen auftreten, was bedeutet, daß rechte Winkel des Halmstücks auch bei Verformung rechte Winkel bleiben, daß also auch der verformte Querschnitt in allen Punkten auf der (ebenfalls verformten) Halmachse senkrecht steht. Diese Annahme trifft für schlanke Stäbe in genügendem Maße zu (s. oben bei den Bemerkungen zur Schubspannung). Die Gültigkeit des Hooke'schen Gesetzes kann nur mit Messungen am Halmmaterial nachgeprüft werden. Dabei sind aber verschiedene Schwierigkeiten zu berücksichtigen: Ein Schilfhalm ist ja kein homogener Stab (vgl. Teil I, Kap. 1.1.). Es ist zu erwarten, daß die ver-

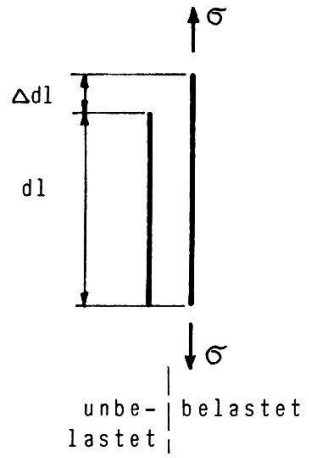


Fig. 1.3. Gedachte, einzelne "Faser" aus dem Halmelement in belastetem und unbelastetem Zustand. (Diese fiktiven "Fasern" dürfen nicht mit den Cellulosefasern, die den wirklichen Stengel aufbauen, verwechselt werden.)

schiedenen Gewebearten je einen eigenen E-Modul haben (sofern das Hooke'sche Gesetz überhaupt gilt). Ebenso ist bei natürlichen Materialien der E-Modul für Zug nicht unbedingt gleich jenem für Druck. Da wir uns im Rahmen dieser Arbeit nicht für das Verhalten im Mikrobereich (einzelne Fasern) interessieren, sondern für den Halm als ganzes, ist die Lösung von einer andern Seite her möglich: Wir nehmen zunächst an, das Hooke'sche Gesetz sei ebenso wie die Hypothesen von Bernoulli-Navier in unserem Fall gültig und überprüfen dann, inwiefern die damit gezogenen Schlußfolgerungen mit dem bei den Festigkeitsmessungen beobachteten Verhalten der Schilfhalme übereinstimmen. Dies ist tatsächlich in genügendem Maße der Fall. Deshalb sei im folgenden der Zusammenhang zwischen äußerer Belastung und Verformung eines Halmes mit den Annahmen der klassischen Statik hergeleitet.
Mit den Bezeichnungen der Figur 1.4. kann das Ebenbleiben der Querschnitte mit der Gleichung

$$\varepsilon = \Phi \cdot \xi \tag{1.10}$$

ε ... Dehnung
Φ ... Proportionalitätsfaktor
ξ ... Abstand von der Halmachse

formuliert werden. Das Gleichgewicht zwischen den (Normal-)Spannungen und dem Biegemoment drückt sich in folgender Gleichung aus:

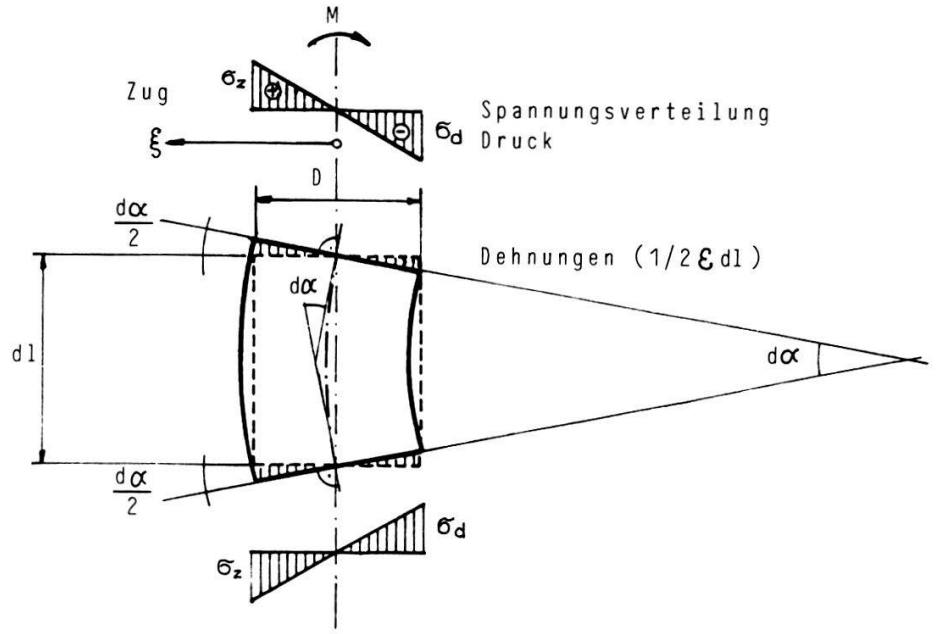


Fig. 1.4. Belastetes Halmelement mit eingezeichenten Spannungen und Dehnungen.

$$M = \int_{QS} \sigma \xi \, dF \tag{1.11}$$

σ ... Spannung
dF ... Flächenelement des Querschnitts
QS ... Querschnitt

Die Kombination der Gleichungen (1.9), (1.10) und (1.11) führt zu

$$M = E \Phi \int_{QS} \xi^2 dF = E \Phi J \tag{1.12}$$

mit

$$J = \int_{QS} \xi^2 dF \qquad [m^4] \tag{1.13}$$

Der Ausdruck J heißt Flächenträgheitsmoment des Querschnitts bezüglich der zur Bildebene (x-z-Ebene, vgl. Fig. 1.1., 1.4.) senkrechten, durch den Schwerpunkt des Querschnitts gehenden η-Achse. Da die Schwerpunkte aller Querschnitte die Halmachse definieren, schneidet diese η-Achse auch die Halmachse.
Der Proportionalitätsfaktor Φ aus Gleichung (1.10) wird uns weiter unten noch beschäftigen. Er wird durch Auflösen der Gleichung (1.12) erhalten:

$$\Phi = \frac{M}{E \cdot J} \qquad [m^{-1}] \tag{1.14}$$

Die Gleichungen (1.9), (1.10) und (1.14) liefern die Formel zur Berechnung der Spannungen:

$$\sigma = \frac{M}{J} \xi \qquad [N/m^2] \tag{1.15}$$

Die Maximalspannungen treten an den Rändern auf, nämlich dort wo ξ maximal ist, d.h. für einen runden Schilfhalm bei $\xi = \pm D/2$.

$$\sigma_{max} = \frac{M}{J} \frac{D}{2} \qquad [N/m^2] \tag{1.16}$$

Die Bedeutung des Faktors Φ wird aus der geometrischen Interpretation des Verhältnisses ε/ξ ersichtlich (Gl. 1.10). Aus der Figur 1.4. geht hervor, daß

$$\frac{1}{2} \frac{\varepsilon \, dl}{\xi} = \tan \frac{d\alpha}{2} \approx \frac{d\alpha}{2} \qquad \text{(weil } d\alpha \text{ klein)} \tag{1.17}$$

Da ε/ξ nichts anderes ist als Φ, kann Gleichung (1.17) mit Berücksichtigung von (1.14) auch so angeschrieben werden:

$$\frac{1}{2}\Phi\, dl = \frac{1}{2}\frac{M}{E{\cdot}J}dl = \frac{d\alpha}{2} \tag{1.18}$$

Auflösung nach Φ ergibt

$$\underline{\Phi = \frac{d\alpha}{dl} = \frac{M}{E{\cdot}J}} \qquad [m^{-1}] \quad (1.19)$$

In der Figur 1.4. sehen wir sofort, daß $d\alpha/dl$ nichts anderes als die Krümmung der Halmachse ist und damit auch gleich dem Kehrwert des Krümmungsradius'. Zusammen mit der Figur 1.1. ist auch der Zusammenhang zwischen der Krümmung, dem Drehwinkel α und der Durchbiegung δ ersichtlich: Die Krümmung des Halmelementes über die Länge dl ist gleich der Änderung des Drehwinkels α längs dieses Halmelementes. Der Tangens des Drehwinkels ist gleich der ersten Ableitung der Durchbiegung in Richtung der z-Achse:

$$\delta' = \tan\alpha \qquad [-] \quad (1.20)$$

Für die meisten Berechnungen der klassischen Statik wird noch als zusätzliche Voraussetzung angenommen, daß die Durchbiegungen δ (und damit auch die Drehwinkel α) klein seien. Dann gilt

$$\delta' = \frac{d\delta}{dz} \approx \frac{d\delta}{dl} \approx \tan\alpha \approx \alpha \qquad [-] \quad (1.21)$$

und damit nach (1.19)

$$\Phi = \frac{d\alpha}{dl} \approx \frac{d\alpha}{dz} \approx \frac{d^2\delta}{dz^2} = \delta'' \qquad [m^{-1}] \quad (1.22)$$

Bei kleinen Durchbiegungen kann damit die Krümmung Φ gleich der zweiten Ableitung δ'' der Durchbiegung in Richtung der unverformten Stabachse (in unserem Beispiel ist es die z-Achse) gesetzt werden. Die Grenze für die Gültigkeit dieser Näherung folgt aus (1.21), der Drehwinkel muß innerhalb der geforderten Genauigkeit mit seinem Tangens übereinstimmen. Sonst muß für den Zusammenhang zwischen Krümmung und Druchbiegung die exakte Gleichung (41.1) aus Teil II benutzt werden, als deren Grenzfall (1.22) für Werte von $\delta' << 1$ betrachtet werden kann.

Gleichung (1.19) ist die gesuchte Verknüpfung zwischen dem Biegemoment M und der Halmkrümmung Φ: Diese ist gleich dem Biegemoment geteilt durch den Ausdruck $E{\cdot}J$ (E-Modul mal Flächenträgheitsmoment des Quer-

schnitts). Daher ist es naheliegend, den Wert $E \cdot J$ als Biegesteifigkeit des Halmelementes (= Widerstand gegen Verkrümmung) zu bezeichnen:

$$E \cdot J = \frac{M}{\Phi} \qquad [\mathrm{N \cdot m^2}] \quad (1.23)$$

$E \cdot J$ ... (lokale) Biegesteifigkeit des Halmes [$\mathrm{N \cdot m^2}$]
E ... (lokaler) Elastizitäsmodul des Halmes [$\mathrm{N/m^2}$]
J ... Flächenträgheitsmoment des Querschnitts [$\mathrm{m^4}$]
Φ ... (lokale) Krümmung des Halmes [rad/m] bzw. [$\mathrm{m^{-1}}$]

Da wir uns in dieser Arbeit nur mit der Biegebeanspruchung des Schilfhalmes befassen, ist mit der Biegesteifigkeit sein Verformungsverhalten vollständig beschrieben. Der Wert ist einerseits von den Materialeigenschaften (E-Modul), andererseits von der Geometrie (Flächenträgheitsmoment des Querschnitts) abhängig. Während sowohl der E-Modul, wie auch das Flächenträgheitsmoment von Schilfhalmen nur mit großem Aufwand gemessen werden können, ist das Produkt der beiden Größen, eben die Biegesteifigkeit, zumindest als Mittelwert über einen bestimmten Halmabschnitt, experimentell einfach zu bestimmen. Die Schwierigkeiten bei der Bestimmung des E-Moduls rühren vor allem von der Inhomogenität des Halmes her, die Messung des Trägheitsmomentes erfordert bei der Bestimmung des Außen- und Innendurchmessers (je nach Unregelmäßigkeit des Querschnitts in mehreren Richtungen) eine Genauigkeit im Bereich 1/100mm, denn das Trägheitsmoment eines ringförmigen Querschnittes ist eine Funktion von der Differenz der vierten Potenz dieser Durchmeser. Die geforderte Präzision führt besonders bei weichen Halmen zu Problemen (Zusammendrücken beim Messen).
Als Charakteristikum des Halmes ist die Biegesteifigkeit $E \cdot J$ unabhängig von der Art der Belastung, sie kann daher als Vergleichsgröße für Schilfpflanzen verschiedener Bestände dienen. Allerdings ist sie keine Materialkonstante, sondern abhängig von der Geometrie. Es mag für Vergleichszwecke wünschenswert sein, diesen Einfluß der Halmgeometrie zumindest teilweise zu eliminieren, was mit gewissen vereinfachenden Annahmen über die Halmgeometrie ohne weiteres möglich ist. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, den Schilfhalm, bzw. den untersuchten Abschnitt daraus, als homogenen, prismatischen Stab mit (vollem) Kreisquerschnitt zu idealisieren. Auf diese Weise wird der Einfluß der Halmdicke eliminiert, während der Einfluß des Halmaufbaus, insbesondere des Verhältnisses von Wandstärke zu Durchmesser, nach wie vor in der gesuchten Größe enthalten sind. Das Trägheitsmoment, das wir als ideelles Trägheitsmoment J_{id} bezeichnen wollen, ist dann nur noch vom Außendurchmesser D abhängig:

$$J_{id} = \frac{\pi}{64} D^4 \qquad [m^4] \quad (1.24)$$

J_{id} ... Idealisierte Trägheitsmoment des Halmquerschnitts [m^4]
D ... Halmdurchmesser (außen) [m]

Bei der Messung des Außendurchmessers ist keine so hohe Präzision nötig, wie bei der exakten Berechnung des Trägheitsmomentes, denn der Meßfehler steht hier im Verhältnis zum ganzen Durchmesser und nicht nur zur Wanddicke. Eine Meßgenauigkeit von 1/20 bis 1/10 mm (Schublehre) ist daher ausreichend. Dagegen ist zu beachten, daß die Halme meistens nicht kreisrund sind. Der Durchmesser muß deshalb in einer genau definierten Weise festgelegt werden. In der vorliegenden Arbeit wird immer der in der Richtung der Belastung liegende Durchmesser des Halmes als repräsentativ genommen, weil diese Dimension den stärksten Einfluß hat. Möglich wäre aber auch die Berechnung eines mittleren Durchmessers aus Messungen in verschiedenen Richtungen.
Mit dem ideellen Trägheitsmoment kann man aus der gemessenen Biegesteifigkeit einen ideellen E-Modul ableiten:

$$E_{id} = \frac{E \cdot J}{J_{id}} \qquad [N/m^2] \quad (1.25)$$

Dieser idealisierte E-Modul ist natürlich keine Materialkonstante, denn er ist, wie bereits gesagt, noch abhängig von der Wandstärke sowie von der Anordnung und Verteilung des Festigungsgewebes. Da der Zweck dieser Arbeit nicht im Vergleich der mechanischen Eigenschaften verschiedener Schilfbestände liegt, machen wir hier Gebrauch von dieser vereinfachten Möglichkeit zur Darstellung der Ergebnisse von Steifigkeitsmessungen.
OSTENDORP (1982, 1983) geht dagegen noch einen Schritt weiter, indem er den Halmquerschnitt als Kreisring annimmt, das Trägheitsmoment mithin zu

$$J_r = \frac{\pi}{64} (D_a^4 - D_i^4) \qquad [m^4] \quad (1.26)$$

J_r ... Trägheitsmoment des Kreisringquerschnitts [m^4]
D_a ... Außendurchmesser des Halmes [m]
D_i ... Innendurchmesser des Halmes [m] (= Außendurchmesser abzüglich Wandstärke)

festlegt.

1.2. DEFINITION DER FESTIGKEIT

Bezeichnet die Steifigkeit den Widerstand des Schilfhalmes gegen Verformung, so steht der Begriff Festigkeit für den Widerstand gegen Bruch. Da in dieser Arbeit nur die Biegebeanspruchung interessiert, verstehen wir unter Festigkeit hier die **Biegebruchfestigkeit** oder kürzer: **Biegefestigkeit** (analog zur Biegesteifigkeit). Der Biegebruch wird durch das Biegemoment und die dadurch bewirkten Spannungen im Halm verursacht. Unter Festigkeit kann man daher sowohl das **Bruchmoment**, wie auch die **Bruchspannung** verstehen. Ein Blick auf Gleichung (1.16) zeigt, daß für Bruchmoment und Bruchspannung hinsichtlich Meß- und Interpretierbarkeit analog dasselbe gilt, wie für Biegesteifigkeit und E-Modul: Das **Bruchmoment** ist unabhängig von der äußeren Belastung und charakterisiert das Halmstück als ganzes, die **Bruchspannung** ist eine **Materialeigenschaft** des Halmgewebes. Analog zum Vorgehen im vorigen Kapitel können wir unter Verwendung des idealisierten Trägheitsmomentes eine ideelle Bruchspannung definieren (vgl. Gl. 1.16):

$$\sigma_{Br\,id} = \frac{M_{Br}}{J_{id}} \frac{D}{2} \qquad [N/m^2] \quad (1.27)$$

$\sigma_{Br\,id}$ ... Idelle Bruchspannung [N/m^2]
J_{id} ... Idealisierte Trägheitsmoment des Halmquerschnitts [m^4]
M_{Br} ... Bruchmoment [N·m]
D ... Halmdurchmesser (außen) [m]

Damit Bruchmoment und Bruchspannung wohldefinierte Größen sind, muß noch festgelegt werden, was genau unter "Bruch" verstanden werden soll. Da bei einem Biegebruch ("Knicken") die beiden Teilstücke in der Regel nicht voneinander abgetrennt werden, ist diese Frage nicht so einfach zu beantworten, wie es auf den ersten Blick scheint. Es wäre an sich naheliegend, den Eintritt des Bruchs als jenen Punkt zu definieren, wo durch die Beanspruchung des Halmes eine **zumindest kurz- und mittelfristig irreversible Schädigung** entsteht. Die zeitliche Einschränkung muß deshalb gemacht werden, weil die Pflanzen eine gewisse Fähigkeit zur Selbstheilung besitzen. Dieser Punkt ist jedoch mit einfachen Mitteln nicht feststellbar, und es muß ein anderer Weg gesucht werden. Dazu ist es zweckmäßig, den Verlauf eines Biegebruches einmal qualitativ zu verfolgen.
Im einfachsten Fall unterstützt man dazu ein Halmstück an seinen beiden Enden und bringt in der Mitte eine Belastung auf (Fig. 1.5.) Mit zunehmender

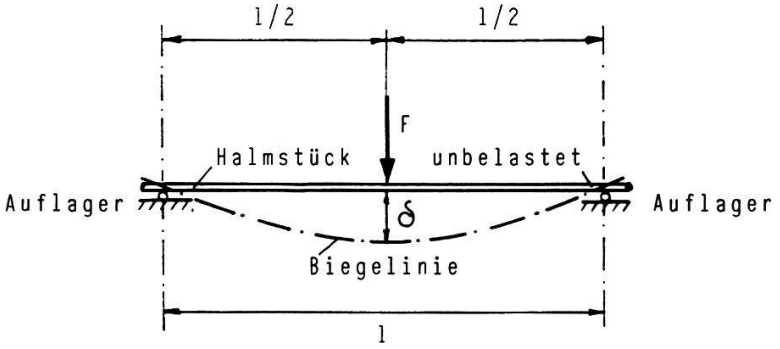


Fig. 1.5. Einfache Versuchsanordnung für einen Biegeversuch
F = Belastung (z.B. Gewicht oder Federwaage)

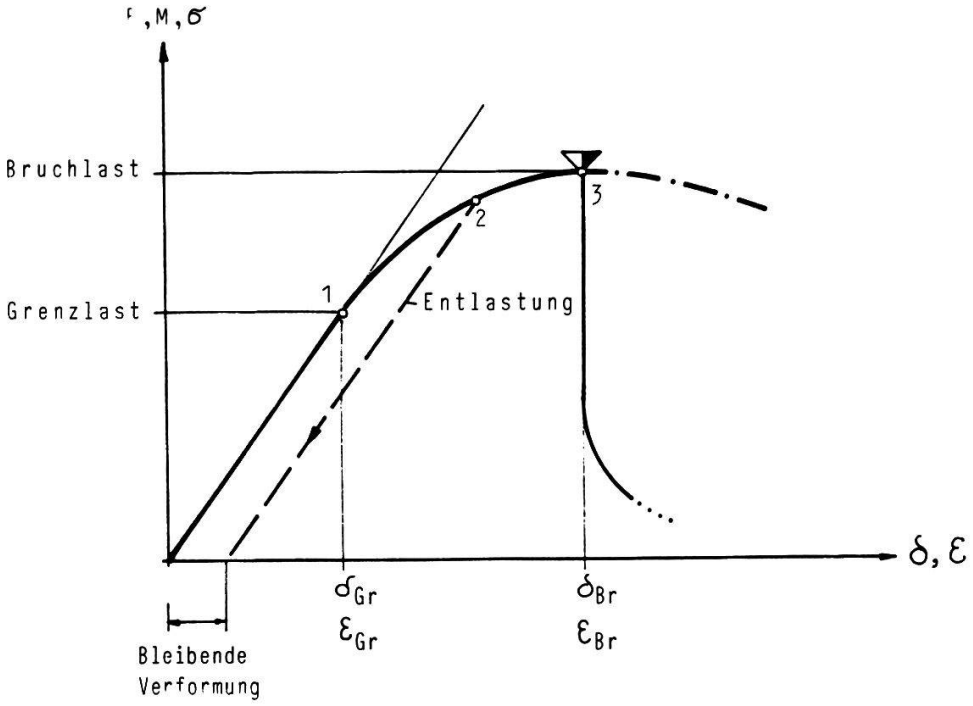


Fig. 1.6. Kraft-Durchbiegungsdiagramm eines Biegeversuchs mit einem Schilfhalm.
Das Bild bleibt qualitativ gleich, wenn anstelle der Kraft F das Biegemoment M oder die (Maximal-)Spannung σ eines Querschnitts auf der Ordinate aufgetragen wird, ebenso wenn auf der Abszisse anstelle der Durchbiegung δ die (Faser-)Dehnung ε dargestellt wird.
Im linear-elastischen Bereich (Punkt 0 bis 1) sind Belastung und Verformung zueinander direkt proportional, die Entlastung folgt derselben Linie (keine bleibenden Verformungen). Wird der Halm über diesen Bereich hinaus belastet, so kehrt er auch bei vollständiger Entlastung nicht mehr in seinen ursprünglichen Zustand zurück, es bleibt eine plastische Verformung (Entlastung folgt bei einer Belastung bis zum Punkt 2 der gestrichelten Linie). Wird der Halm über seine Bruchfestigkeit (Punkt 3) belastet, so ist der weitere Verlauf der Kurve davon abhängig, ob die Last von der Verformung unabhängig ist (z.B. Belastung durch aufgezwungene Durchbiegung, strichpunktierte Linie) oder nicht (z.B. Federwaage, ausgezogene Linie).

Belastung biegt sich der Halm immer mehr durch, bis zu dem Punkt, wo die Belastung nicht mehr gesteigert werden kann, da der Halm "verreist". Zeichnet man Kraft und Druchbiegung gegeneinander auf, so erhält man normalerweise ein Diagramm in der Art der Figur 1.6. Aus den Gleichungen (1.3) und (1.16) geht hervor, daß zumindest bei kleinen Verformungen Belastung, Biegemoment und maximale Spannung zueinander direkt proportional sind. Aus den Gleichungen (1.17), (1.19) und (1.22) folgt, daß die Dehnungen und die Durchbiegungen solange zueinander direkt proportional sind, als die Krümmung mit genügender Näherung gleich der zweiten Ableitung der Biegelinie in Richtung der Halmachse gesetzt werden darf. Deshalb kann die Darstellung der Figur 1.6. mit entsprechender Anpassung der Skalen ebenso als Biegemoment-Durchbiegungs- oder als Spannungs-Dehnungskurve interpretiert werden.

Auf dieser Kurve sind drei Bereiche zu unterscheiden: Zuerst (zwischen Punkt 0 und 1) verläuft die Kurve linear, was bedeutet, daß in diesem Bereich die Annahmen der klassischen Statik gültig sind (die oben erwähnten Proportionalitäten nach der Hypothese von Bernoulli-Navier und dem Hooke'schen Gesetz begründen einen linearen Zusammenhang zwischen den aufgetragenen Größen). Solange der Halm nicht über diesen Bereich hinaus belastet wird, kehrt er nach Wegnehmen der Kraft wieder in seine Ausgangslage zurück. Wir sprechen deshalb vom (linear-)elastischen Bereich. Belasten wir den Halm stärker, so wandert die Kurve allmählich von der ursprünglichen Geraden weg, die Verformungen nehmen überproportional zu. Wird der Halm in diesem zweiten Bereich (z.B. bei Punkt 2 in Fig. 1.6.) entlastet, so kehrt er nicht mehr in die Ausgangslage zurück (gestrichelte Linie): Es entsteht eine bleibende Verformung. Tritt dies (in der Natur) nur einmal auf, so wird sich der Halm durch entsprechende Zellstreckung an die neuen Verhältnisse anpassen. Wird dagegen die Belastung bis jenseits der Elastizitätsgrenze oft wiederholt, so weicht der Halm (im Experiment) immer mehr aus; bei der Art der in der Natur vorkommenden Beanspruchung (Wellenschlag) bedeutet dies meist, daß er "abliegt".

Bei ständiger Zunahme der Belastung steigt die Kurve bis zu einem bestimmten Maximum (Punkt 3 in Fig. 1.6.), wo der Halm im eigentlichen Sinne des Worte bricht. Es entsteht ein deutlich sichtbarer Knick, hervorgerufen durch das Einbeulen der Halmwand auf der Druckseite (in der Anordnung der Figur 1.5. ist dies die Halmoberseite). In einigen Fällen wird der Bruch auch durch das Zerreißen der Fasern auf der Zugseite verursacht, besonders dann, wenn die Anordnung so gewählt wird, daß die Maximalbeanspruchung auf einen

Knoten fällt. Im ersten Fall kann in der Bruchstelle immer noch ein bestimmtes Biegemoment übertragen werden; wird die Belastung durch eine aufgezwungene Verformung gesteuert, so nimmt die Kurve den Verlauf der strichpunktierten Linie in der Figur 1.6., wird die Last mit einer Feder aufgebracht, so fällt die Kraft nach dem Bruch zusammen und sinkt auf Null (ausgezogene Linie in Figur 1.6.).
Als Eintritt des Bruches kann man sinnvollerweise die Punkte 1 oder 3 definieren. Die Wahl wird durch Überlegungen zur Zweckmäßigkeit bestimmt, die hier kurz skizziert seien. Der Punkt 1 in der Figur 1.6. (Elastitzitätsgrenze) entspricht sicher mit guter Näherung dem oben definierten Punkt, wo (kurzfristig) irreversible Schäden entstehen. Um ihn zu bestimmen, muß man die Belastungs-Verformungskurve in ihrem ganzen Verlauf kennen, der kritische Punkt kann dann einfach und recht genau aus der Darstellung herausgemessen werden (vgl. Fig. 1.9.). Dazu sind jedoch umfangreiche Prüfeinrichtungen erforderlich, die für Versuche im Feld nicht in Frage kommen. Bei Feldversuchen hat man keine andere Wahl als den sichtbaren Bruch, d.h. die maximal aufbringbare Last, zu messen. Auch dieser Wert ist eine interessante Vergleichsgröße und ist mit dem entsprechenden Wert der Elastizitätsgrenze stark korreliert. Besteht die Möglichkeit für Labormessungen, so wird man in erster Linie die Elastizitätsgrenze selbst als Bruchkriterium wählen, daneben aber auch den Maximalwert - Punkt 3 - protokollieren und das Verhältnis der beiden ausrechnen.
Da wir sowohl Feld-, als auch Laborversuche durchführten, werden wir im folgenden zur genauen Unterscheidung jene Werte, die der Elastizitätsgrenze entsprechen, mit der Vorsilbe Grenz- kennzeichnen (Grenzmoment, Grenzspannung usw.), die zum Maximalwert gehörigen Größen dagegen mit Bruch- (Bruchmoment, Bruchspannung usw.).

1.3. DIE BERECHNUNG DER STEIFIGKEIT UND FESTIGKEIT BEI BIEGEVERSUCHEN

Der Zweck von Biegeversuchen ist die Bestimmung einzelner oder aller der in den vorigen Kapiteln definierten Größen. Während zur Berechnung der Bruch-(Grenz-)Festigkeit die Messung der Bruch-(Grenz-)Kraft und die Kenntnis der Geometrie der Versuchsanlage genügen, muß zur Bestimmung der Biegesteifigkeit außerdem die der aufgebrachten Last entsprechende Durchbiegung gemessen werden.

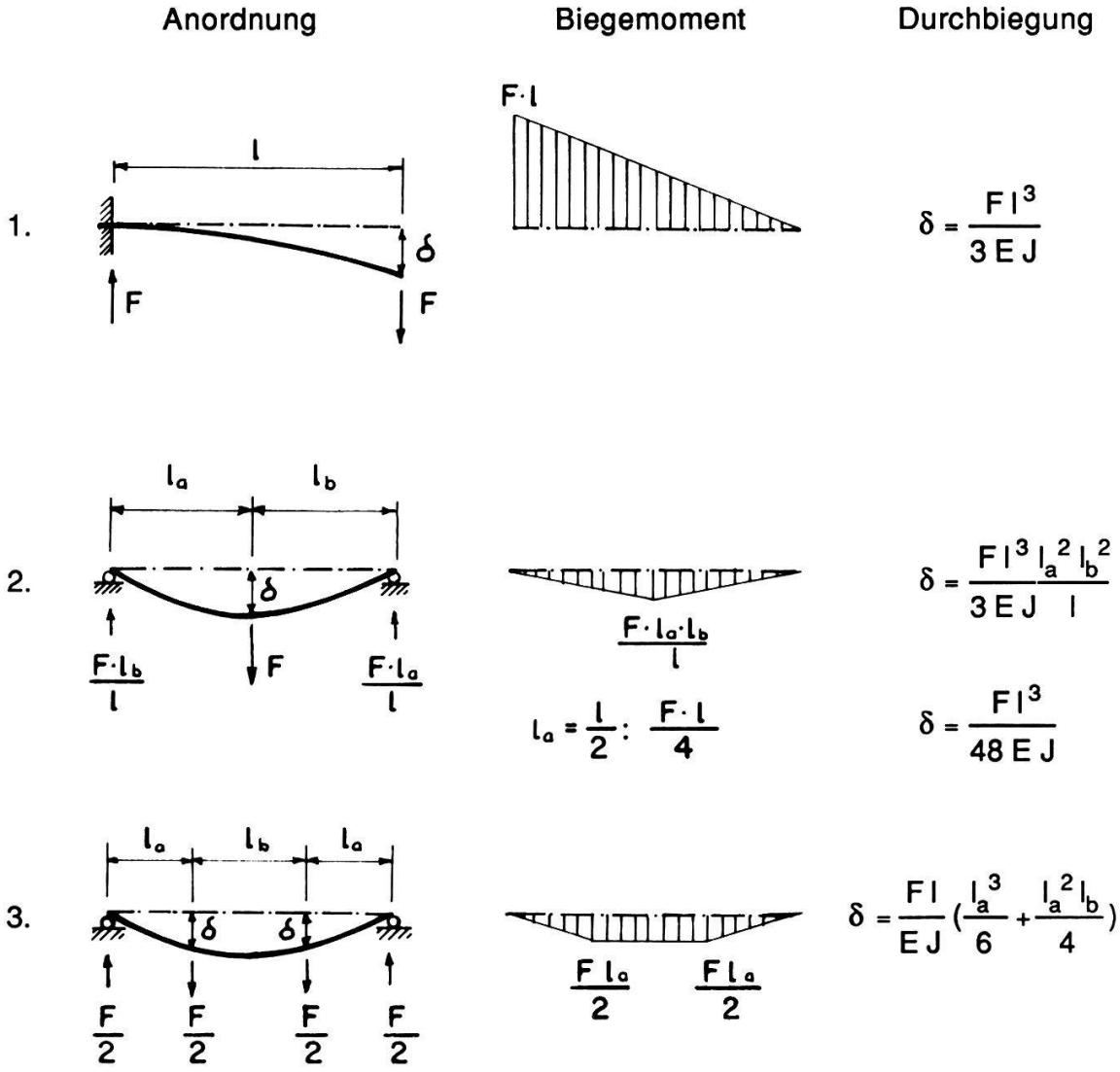


Fig. 1.7. Drei mögliche Prüfanordnungen für Schilfbiegeversuche, mit zugehörigen Auflagerkräften, Biegemomentverteilungen und Durchbiegungen.
1. Halm einseitig fest eingespannt, am anderen Ende belastet
2. Halm beidseitig aufgelegt, dazwischen (bzw. in der Mitte) belastet
3. Halm beidseitig aufgelegt, in zwei symmetrisch gelegenen Punkten belastet

1.3.1. Berechnung der Biegesteifigkeit

Die Figur 1.7. zeigt links drei mögliche Anordnungen für Biegeversuche:

1. Halm auf einer Seite fest eingespannt, am anderen Ende belastet.
2. Halm an beiden Enden aufgelegt, ungefähr in der Mitte belastet ("Dreipunktlagerung").
3. Halm an beiden Enden aufgelegt, in zwei symmetrisch gelegenen Punkten belastet ("Vierpunktlagerung").

In der gleichen Figur sind auch die längs der Halmachse wirkenden Biegemomente und die Auflagerkräfte eingetragen. Diese Größen folgen aus den in jedem Punkt zu erfüllenden Gleichgewichtsbedingungen (Äquivalenz der äußeren - Belastung und Lagerkräfte - und der inneren Kräfte - Querkraft und Biegemoment). Sind die Durchbiegungen δ klein, so ist die Halmkrümmung Φ nach Gleichung (1.22) gleich der zweiten Ableitung δ'' der Biegelinie in Richtung der (unverformten) Stabachse, so daß die zweimalige Integration der rechten Seite von (1.19) über die Stabachse die Gleichung der Biegelinie liefert. Dabei müssen natürlich die für die einzelnen Versuchsanordnungen unterschiedlichen Randbedingungen berücksichtigt werden. Setzt man längs des ganzen Stabes konstante Querschnittswerte ($E{\cdot}J$) voraus, so ist die Integration von (1.19) für die in Fig. 1.7. gezeigten Verläufe des Biegemomentes in geschlossener Form möglich. Für die Durchbiegung unter den Lasteinleitungspunkten sind die entsprechenden Ausdrücke in der Figur 1.7. eingetragen. Da bei den Biegeversuchen sowohl die Belastung (Kraft F), als auch die Durchbiegung δ unter den Lasteinleitungspunkten bekannt sind, kann aus den Formeln der Figur 1.7. die Biegesteifigkeit berechnet werden:

Anordnung 1 (Einseitig eingespannter Stab):

$$E{\cdot}J = \frac{l^3}{3}\frac{dF}{d\delta} \qquad [\mathrm{N{\cdot}m^2}] \quad (1.28)$$

Anordnung 2 (Dreipunktlagerung):

$$E{\cdot}J = \frac{l_a^2 l_b^2}{3\,l}\frac{dF}{d\delta} \qquad [\mathrm{N{\cdot}m^2}] \quad (1.29)$$

- falls $l_a = l_b = l/2$:

$$E{\cdot}J = \frac{l^3}{48}\frac{dF}{d\delta} \qquad [\mathrm{N{\cdot}m^2}] \quad (1.30)$$

Anordnung 3 (Vierpunktlagerung):

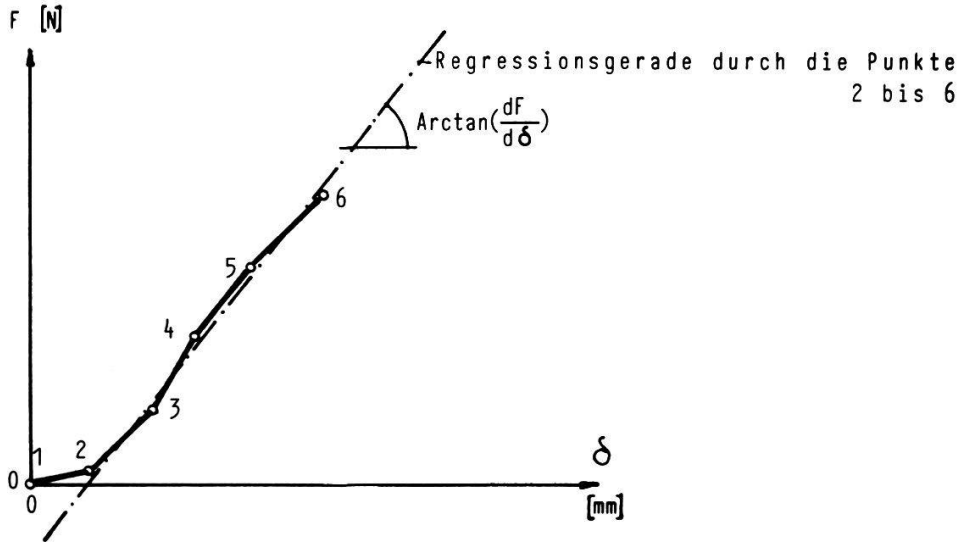


Fig. 1.8. Beispiel eines Biegeversuchs mit stufenförmiger Laststeigerung. Das zur Berechnung der Biegesteifigkeit erforderliche Verhältnis von Lastzunahme: Durchbiegungszunahme ($dF/d\delta$) entspricht der Steigung der Regressionsgeraden durch die Punkte 2 bis 6. Wegen des Schlupfes zu Beginn des Versuchs (Punkte 1 und 2) darf der Punkt 1 für die Regressionsrechnung nicht verwendet werden, ebenso alle Punkte, welche bei höherer Belastung außerhalb des linear-elastischen Bereichs liegen.

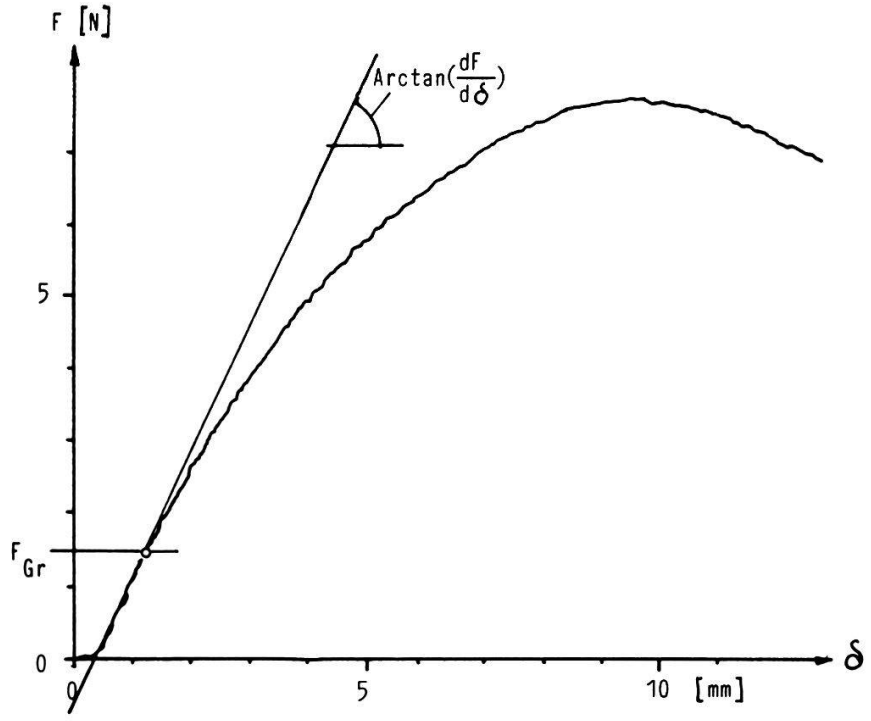


Fig. 1.9. Beispiel eines Biegeversuchs mit stetiger Laststeigerung und automatischer Aufzeichnung von Kraft und Durchbiegung. Die dem linear-elastischen Bereich entsprechende Gerade wird graphisch gefunden, ebenso der Punkt der Grenzbelastung F_{Gr}.

$$E \cdot J = \left(\frac{l_a^3}{6} + \frac{l_a^2 l_b}{4}\right)\frac{dF}{d\delta} \qquad [\mathrm{N \cdot m^2}] \quad (1.31)$$

Die so erhaltene Biegesteifigkeit $E \cdot J$ ist ein Mittelwert für das untersuchte Halmstück, da ja von konstanten Querschnittswerten ausgegangen wurde. In den obigen Formeln ist der Quotient F/δ, welcher eigentlich nach den Gleichungen der Figur 1.7. einzusetzen wäre, durch den Differentialquotienten $dF/d\delta$ ersetzt worden. Da wir für die Bestimmung der Biegesteifigkeit mit der Belastung innerhalb des linear-elastischen Bereichs bleiben müssen, stimmen die beiden Ausdrücke in ihrem Wert überein. Der Differentialquotient kann meßtechnisch leichter bestimmt werden, da der Nullpunkt bei den Biegeversuchen nie genau bekannt ist, denn zu Beginn der Belastung entstehen wegen des unvermeidlichen Schlupfes zusätzliche Verschiebungen, deren Größe unbekannt ist (vgl. Fig. 1.8. und 1.9.). Wegen der immer vorhandenen kleinen Meßfehler ist es außerdem unerläßlich, mehrere Laststufen zu messen. Die "wirkliche" Kraft-Verformungslinie erhält man dann durch lineare Regression. Der Regressionskoeffizient (Steigung der Geraden) ist dann gerade gleich dem gesuchten $dF/d\delta$. Selbstverständlich müssen für die Regressionsrechnung alle Punkte, die sich mit einiger Wahrscheinlichkeit außerhalb des linear-elastischen Bereichs befinden, weggelassen werden. Bei Laborversuchen mit stetiger Aufzeichnung von Last und Durchbiegung findet man die gesuchte Gerade am besten graphisch (Fig. 1.9.) und kann deren Steigung herausmessen.

1.3.2. Berechnung der Biegefestigkeit

Je nach Prüfmethode und Anforderungen kann man aus dem Biegeversuch die Bruch- und/oder die Grenzlast bestimmen. Die folgenden Darlegungen behandeln den Fall der Bruchlast. Da die Zusammenhänge für die Grenzlast die selben sind, kann man für diesen Fall in diesem Kapitel überall den Begriff "Bruch–" durch "Grenz–", bzw. "Br" durch "Gr", ersetzen.
Unter der Voraussetzung, daß der Bruch am Ort des maximalen Biegemomentes eintritt, ergeben sich für die drei Anordnungen der Figur 1.7. die folgenden Bruchmomente:

Anordnung 1 (einseitig eingespannter Stab):

$$M_{Br} = F_{Br} \cdot l \qquad [\mathrm{N \cdot m}] \quad (1.32)$$

Anordnung 2 (Dreipunktlagerung):

$$M_{Br} = F_{Br} \frac{l_a l_b}{l} \quad \text{[N·m]} \quad (1.33)$$

- falls $l_a = l_b = l/2$:

$$M_{Br} = \frac{F_{Br} l}{4} \quad \text{[N·m]} \quad (1.34)$$

Anordnung 3 (Vierpunktlagerung):

$$M_{Br} = \frac{F_{Br} l_a}{2} \quad \text{[N·m]} \quad (1.35)$$

Der Bruch tritt nicht unbedingt am Ort des maximalen Biegemomentes auf, weil die Bruchfestigkeit längs des Halmes variiert: Nimmt die Bruchfestigkeit vom Ort des maximalen Biegemomentes verhältnismäßig rascher ab als das vorhandene Biegemoment, so wird der Bruch an einem anderen Ort eintreten (vgl. Fig. 1.10.). Wie dieser für die Prüfung ungünstige Fall vermieden werden kann, wird bei der Beschreibung der Prüfeinrichtungen gezeigt.

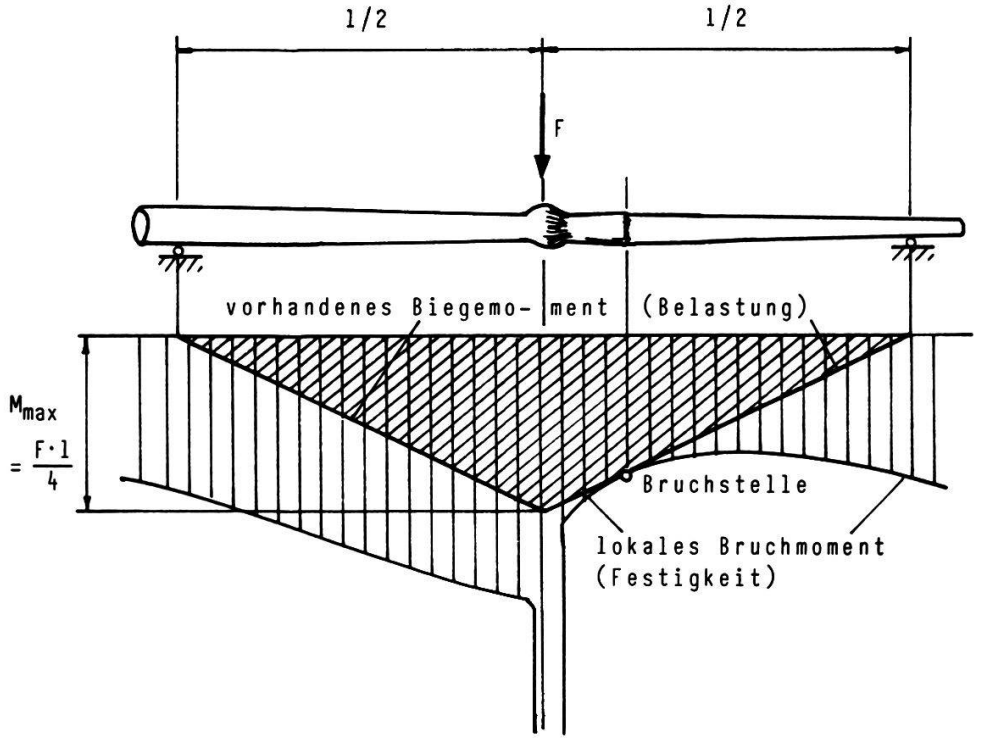


Fig. 1.10. Da die Festigkeit (Bruchmoment) längs des Halmstückes variiert, tritt der Bruch nicht unbedingt am Ort des maximalen vorhandenen Biegemomentes (unter der Krafteinleitung) auf, sondern dort, wo das lokale Biegemoment bei wachsender Belastung zuerst die Größe des (lokalen) Bruchmomentes erreicht.

2. FRÜHERE VERSUCHE

Festigkeitsmessungen an Pflanzenmaterialien wurden und werden schon seit langem durchgeführt. Dies geschah meist im Hinblick auf eine technische Verwendung (z.B. beim Holz). Untersucht wurde das Material daher in einer dem Gebrauchszustand möglichst nahe kommenden Form. Man könnte meinen, daß dies auch für das Schilf gilt, wird doch dieses seit je gewerblich und industriell genutzt (RODEWALD-RUDESCU 1974). In der Literatur finden sich aber nur Versuche beschrieben, welche sich (wie die vorliegende Arbeit) mit dem Verhalten der Pflanze unter mehr oder weniger natürlichen Bedingungen befassen. Im oben zitiertem Standardwerk von RODEWALD werden die mechanischen Eigenschaften des Schilfrohrs überhaupt nicht behandelt. Dem Autor sind die Untersuchungen von SCZCEPANSKI (1970), KLÖTZLI (1974), SUKOPP et al. (1975) sowie BORNKAMM und RAGHI-ATRI (1980) bekannt geworden. Erwähnung verdienen ferner die Forschungen von AHLGRIMM (1970, 1977, 1979). Dieser untersuchte zwar nicht Schilf, sondern Wiesenlieschgras (*Phleum pratense*), die Arbeiten sind aber bemerkenswert wegen iher korrekten Erfassung der mechanischen Zusammenhänge und der klaren Darstellung der Methodik.

SCZCEPANSKIs Untersuchungen standen im Rahmen weiterer Methoden zur morphometrischen und mechanischen Charakterisierung von Schilfbeständen. Obwohl er auch auf den industriellen Wert des Schilfes hinwies, machte er keine Angaben darüber, ob und wie er die Halme vor den Versuchen getrocknet hatte. Er maß zwei Größen, nämlich die "Flexibilität" (ein Begriff, der etwa dem Reziproken der Biegesteifigkeit entspricht) und die "Brüchigkeit (brittleness)". Da er weder das Biegemoment, noch die Biegesteifigkeit oder verwandte Begriffe einführte, war er gezwungen, eine normierte Versuchseinrichtung zu verwenden und vorzuschlagen: Die Flexibilität ist gleich der Durchbiegung eines beidseitig aufgelegten Halmstückes, das in der Mitte mit einer Kraft von 500 p (4,9 N) belastet wird, wobei die Auflagerdistanz 50 cm beträgt. Die Brüchigkeit wird durch eine Bruchkraft charakterisiert, und zwar bei einer Auflagerdistanz von 10 cm. Den Inhomogenitäten des Schilfhalmes Rechnung tragend unterschied SCZCEPANSKI eine Festigkeit des Knotens und eine solche des Internodiums, allerdings ohne nähere Angaben über die Einzelheiten der Lagerung und der Krafteinleitung (Problem des Querdrucks, wenn die Last auf einem Internodium eingeleitet wird). Als Bezugsgröße wählte SCZCEPANSKI den Halmradius r und fand eine direkte Proportio-

nalität zwischen der Flexibilität und $1/r^4$, bzw. zwischen der Bruchkraft und r^2. Diese zweite Beziehung gilt wegen der starken Streuungen jedoch nur als erste Näherung.

SUKOPP et al. (1975) maßen die "Biegungsfähigkeit" (Flexibilität) nach dem Vorschlag von SCZCEPANSKI und setzten sie in Beziehung mit der Querschnittsfläche des äußeren Sklerenchymrings.

KLÖTZLI (1974) untersuchte die "Knickfestigkeit" in Abhängigkeit vom Standort. Zur Messung benutzte er ebenfalls eine Anordnung nach Fig. 1.7., nämlich eine Dreipunktlagerung mit Belastung in der Mitte. An jedem Halmstück machte er zwei Versuche, zuerst mit 40 cm Auflagerdistanz, dann an der unteren Hälfte des gebrochenen Stücks mit 20 cm Spannweite. Die Kraft wurde mit einer Federwaage aufgebracht, wobei eine zweite Person das Halmstück in den Händen hielt. Bei beiden Versuchen wurde der von der Federwaage abgelesene Maximalwert protokolliert. Als Knickfestigkeit definierte KLÖTZLI den halben Mittelwert dieser zwei Ablesungen Der Grund für das Halbieren liegt in dem von KLÖTZLI entworfenen Modell (vgl. Teil II, Kap. 2.1.): Betrachtet man im Biegeversuch mit Dreipunktlagerung nur die eine Hälfte, so ist die Verteilung und Größe des Biegemomentes dieselbe, wie wenn der Halm in der Mitte des untersuchten Stücks eingespannt wäre und durch die Auflagerkraft des Versuchs belastet würde. Diese Auflagerkraft, die gleich der Hälfte der aufgebrachten Last ist, konnte KLÖTZLI unmittelbar mit der zwischen Halm und Treibzeug wirksamen Kraft F_{max} seines Modells (Teil II, Gl. 21.5) vergleichen, was allerdings insofern nicht ganz korrekt ist, als der oben erwähnte Mittelwert einer Auflagerdistanz von 30 cm entspricht, bzw. einer Belastung im Abstand von 15 cm über dem Einspannpunkt, was nach KLÖTZLIS Modell bei einer Wassertiefe von 30 cm der Fall ist. KLÖTZLI machte auch Versuche zur Bestimmung des E-Moduls. Dazu belastete er 40 cm lange, fest eingespannte Halmstücke (Anordnung 1) am freien Ende stufenweise mit einer Federwaage und protokollierte Kraft und Auslenkung δ der Stabspitze. Nach dem Bruch wiederholte er den Versuch mit der unteren Hälfte des Halmstücks. Für jedes Wertepaar (F, δ) berechnete er nach (1.29) den E-Modul, nachdem er das Trägheitsmoment als Kreisring nach (1.26) mit Außen- und Innendurchmesser des Halmstücks berechnet hatte und bildete den Mittelwert. Aus den im Kapitel 1. angegebenen Gründen können die so ermittelten Werte nur als grobe Annäherung gelten, umso mehr, als bei einer Belastung bis zum Bruch der linear-elastische Bereich eindeutig verlassen wird.

RAGHI-ATRI und BORNKAMM (1980) untersuchten die Beziehungen zwischen Festigkeit und Phosphor-Stickstoff-Angebot. Im Gegensatz zu den vorigen

Autoren machten sie nicht Biege- sondern Zugversuche und maßen die Zerreißfestigkeit. Auch verwendeten sie nicht Pflanzen natürlicher Bestände, sondern kultiviertes Schilf. Die Halme waren daher wesentlich kleiner als jene an Seeufern. Obwohl die Biegefestigkeit (unter anderem) von der Zugfestigkeit bestimmt wird, kann jene aus dieser nicht berechnet werden, da wegen der Inhomogenität des Halmquerschnitts der Zusammenhang unbekannt ist. Die Ergebnisse von RAGHI-ATRI und BORNKAMM können deshalb für unsere Arbeit nicht verwendet werden. Wichtig sind dagegen die Schlußfolgerungen hinsichtlich der Auswirkungen von Phosphor- und Stickstoff(über)angebot, welche sinngemäß auch für die Biegefestigkeit gelten.
Allen obgenannten Biegeversuchen haftet der Mangel an, daß die statischen Zusammenhänge nicht klar genug erfaßt und berücksichtigt wurden (mit Ausnahme von KLÖTZLIS E-Modulmessungen, gegen die aber Vorbehalte aus meßtechnischen Gründen angebracht sind). Das die Biegebeanspruchung vollständig charakterisierende Biegemoment wird nicht eingeführt und nur indirekt, durch die Normierung der Prüfanordnung, berücksichtigt.
Gerade dieser Zwang zur Normierung der Auflagerdistanz ist aber ein Nachteil, wenn Halme verschiedener Herkunft verglichen werden sollen, denn wegen der starken Unterschiede der morphologischen Parameter und der Festigkeit selbst innerhalb eines Internodiums sollte für die Prüfung ein Abschnitt mit der Länge mindestens eines oder zweier ganzer Internodien verwendet werden. Nach Möglichkeit sollte die gleiche Länge für alle Versuche beibehalten werden. Ebenso muß für dünne Halme die Auflagerdistanz kleiner gewählt werden, sonst wird die durch das Bruchmoment verursachte Durchbiegung so groß, daß durch die rein geometrischen Verzerrungen große Fehler entstehen. Insbesondere ist dann die Krümmung nicht mehr gleich der zweiten Ableitung der Biegelinie, was eine der notwendigen Voraussetzungen für den linearen Zusammenhang von Last und Durchbiegung ist. Im ungünstigsten Falle ist es sogar möglich, das Halmstück so stark U-förmig zu biegen, daß es ohne Bruch zwischen den Auflagern durchgezogen werden kann.
Aus diesen Gründen wählten wir zur Charakterisierung von Festigkeit und Steifigkeit die im Kapitel 1 definierten Begriffe.
In keiner der obgenannten Arbeiten wurden Einzelheiten der Auflagergestaltung und der Krafteinleitung beschrieben. Dies ist ein schwerwiegender Mangel, denn eine ungünstige Ausbildung der Krafteinleitungsstellen führt zu lokalem Quetschen des Halmes infolge des Querdrucks, so daß der Bruch nicht mehr überwiegend durch das Biegemoment verursacht wird. Die Stärke des Querdrucks ist so stark von der Ausgestaltung der Krafteinleitung abhängig,

daß selbst bei gleicher Auflagerdistanz die Versuchsresultate verschiedener Autoren nur mit Vorbehalt verglichen werden können.
Das Quetschen des Halmes bedeutet ferner eine zusätzliche Verformung, die in einer vergleichbaren Größenordnung wie die Durchbiegung liegen kann und damit die Steifigkeitsmessungen stark verfälscht.

3. LABORVERSUCHE AN DER EMPA

3.1. VERSUCHSEINRICHTUNG

An der Eidgenössischen Materialprüfungs- und Versuchsanstalt in Dübendorf ZH (EMPA), Abteilung Holz, stand uns eine Prüfpresse mit den für unsere Zwecke erforderlichen Eigenschaften zur Verfügung:

- Abmessungen zur Bearbeitung von Prüflingen der Größenordnung 1/2 m
- Arbeitsbereich für die Kraft in der Größenordnung 200 N
- Stetige Messung und Aufzeichnung von Kraft und Verformung (Traversenweg)
- Regulierbare Geschwindigkeit der Lastzunahme

Als statisches System (Fig. 3.1.) wählten wir eine Vierpunktlagerung nach Fig. 1.7., Anordnung 3 (beidseitig aufgelegt, in zwei symmetrisch liegenden Punkten belastet). Dieses System hat gegenüber den anderen Anordnungen den großen

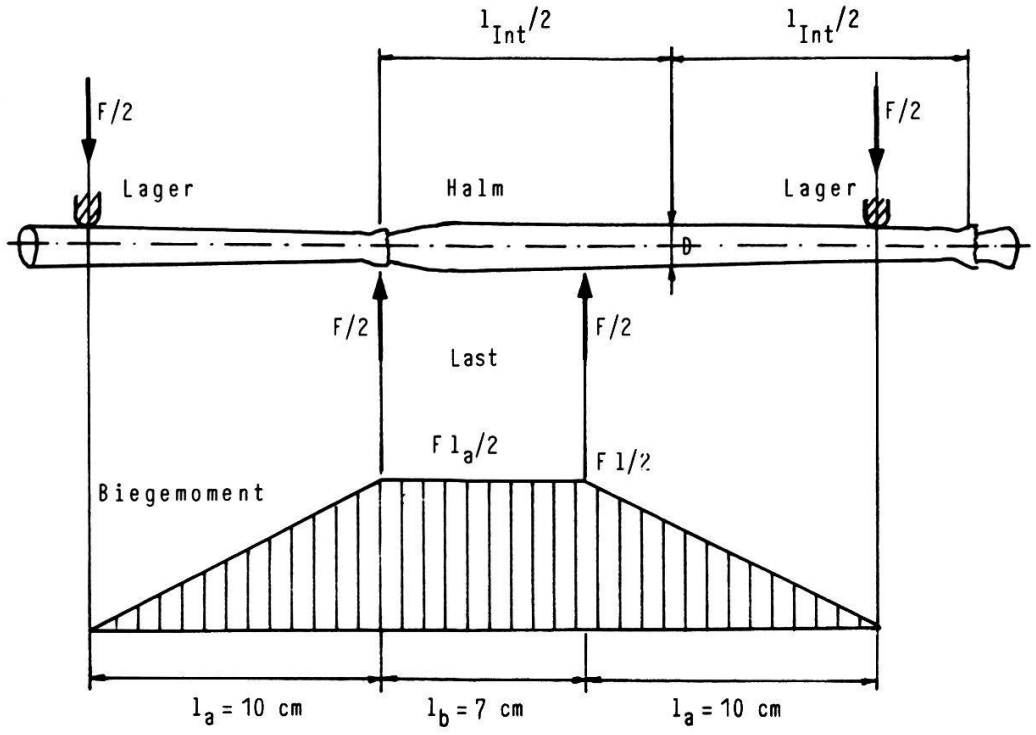


Fig. 3.1. Schematische Darstellung der Prüfungseinrichtung für die Laborversuche an der EMPA. Da bei der Prüfmaschine die Belastung nach oben geht, steht die Sitaution verglichen mit dem System der Figur 1.7. auf dem Kopf.
F = Last *D* = für das geprüfte Schilfstück als repräsentativ gewählter Durchmesser

Vorteil, daß über einen längeren Bereich, nämlich zwischen den beiden Krafteinleitungspunkten, das gleiche maximale Biegemoment wirkt. Der Ort des Bruches ist damit nicht zum vorneherein festgelegt, sondern wird an der schwächsten Stelle dieses Abschnitts eintreten. Liegt der Ort des Bruchs in einiger Entfernung von den Lasteinleitungspunkten, so hat man die Gewähr, daß es sich um einen reinen Biegebruch handelt, d.h. das Versagen des Halmes wird nur durch das Biegemoment bewirkt und nicht etwa (auch noch) durch den Querdruck (Quetschen) bei der Krafteinleitung. Durch Probieren fanden wir für unsere Schilfhalme mit einer Internodienlänge in der Größenordnung von 30 cm die günstigsten Abmessungen für das Mittel- und die beiden Randfelder:

Mittelfeld: l_b = 7 cm
Randfelder: l_a = 10 cm

Bei einigen der kleinsten Halme mußten wir die Länge der Außenfelder auf 5 cm reduzieren.
Ebenfalls durch Probieren fanden wir die günstigste Laststellung (vgl. Fig. 3.1.), so daß in vielen Fällen tatsächlich reine Biegebrüche zu verzeichnen waren: Das maximal belastete Mittelfeld muß im (morphologisch) untersten Teil eines Internodiums liegen, die eine Lasteinleitungsstelle fällt somit auf einen Knoten, die andere befindet sich (morphologisch) 7 cm weiter oben.
Auch mit dieser Anordnung entstanden nicht ausschließlich reine Biegebrüche. Besonders die schwächeren Proben (vor allem Stücke aus den oberen Halmpartien) brachen häufig bei der oberen Lasteinleitungsstelle, also unter (Mit–)Einwirkung des Querdruckes. Die genaue Beobachtung der Halme während der Versuche zeigte jedoch, daß bei der gewählten Prüfanordnung oft mehr oder weniger zufällig die eine oder andere Bruchart erfolgte: Im Mittelfeld zeigten sich bereits Anzeichen eines Biegebruches, "in letzter Sekunde" brach die Probe aber dann doch im oberen Belastungspunkt. Daraus glaubten wir schließen zu dürfen, daß sich die Bruchart mit dieser Prüfanordnung kaum auf das Prüfergebnis auswirkt. Dafür gibt es eine plausible Erklärung: Die schwächste Stelle des Internodiums liegt etwa 2,5 bis 4 cm oberhalb des Knotens, weiter oben wird der Halm wieder fester; auf der anderen Seite bedeutet die Krafteinleitung (Querdruck) eine zusätzliche Beanspruchung, welche offenbar die gegenüber der schwächsten Stelle höhere Festigkeit annähernd kompensiert.
Die bisher beschriebenen Brucharten sind beides Druckbrüche: Der Bruch erfolgt durch lokales Einbeulen der Halmwand unter der Druckbeanspruchung auf der Innenseite der Krümmung, verursacht durch das Biegemoment und allenfalls verstärkt durch den Querdruck infolge der Krafteinleitung. In selteneren Fällen

ereigneten sich auch Zugbrüche im Knoten, wobei die Fasern auf der Außenseite der Krümmung unter der Einwirkung der Biegezugsspannung zerrissen. Die Bruchstelle befand sich in diesen Fällen immer dort, wo die Blattscheide am Stengel angewachsen ist.

Die Tatsache, daß die schwächste Stelle eines Internodiums zumindest bei den von uns untersuchten Schilfhalmen nie mehr als 4 cm vom Knoten entfernt war, ermöglichte uns, die noch in BINZ und KLÖTZLI (1978) angegebene Länge l_b des Mittelfeldes von 10 cm auf 7 cm zu reduzieren.

Besondere Beachtung schenkten wir den Krafteinleitungsstellen (Auflager und Belastung), um jedes unnötige Quetschen der Halme aus den am Schluß des vorigen Kapitels aufgeführten Gründen zu vermeiden. Wegen den Steifigkeitsmessungen konnten wir die Krafteinleitungsstellen nicht polstern, um den Querdruck zu verringern, da dies zusätzliche, unkontrollierbare Verformungen mit

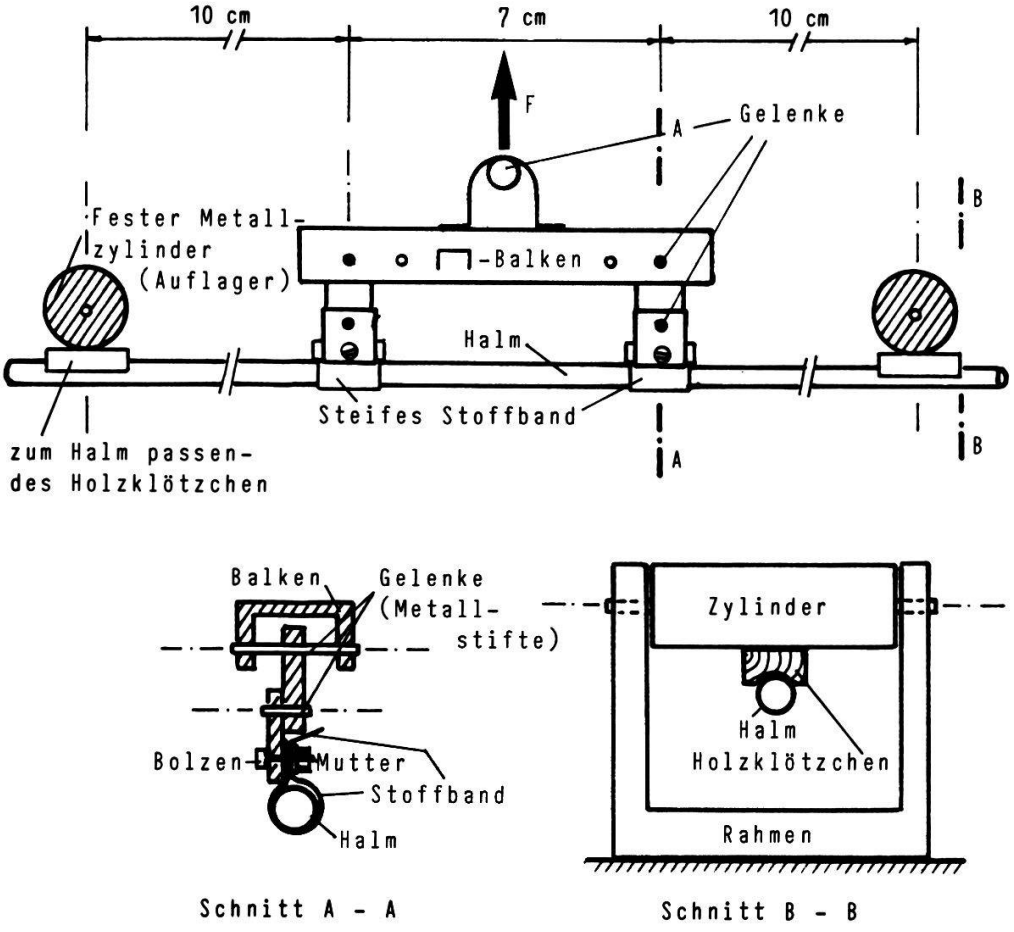


Fig. 3.2. Prüfeinrichtung für Festigkeitsmessungen an Schilf im Labor an der EMPA (vgl. auch Fig. 3.3.)

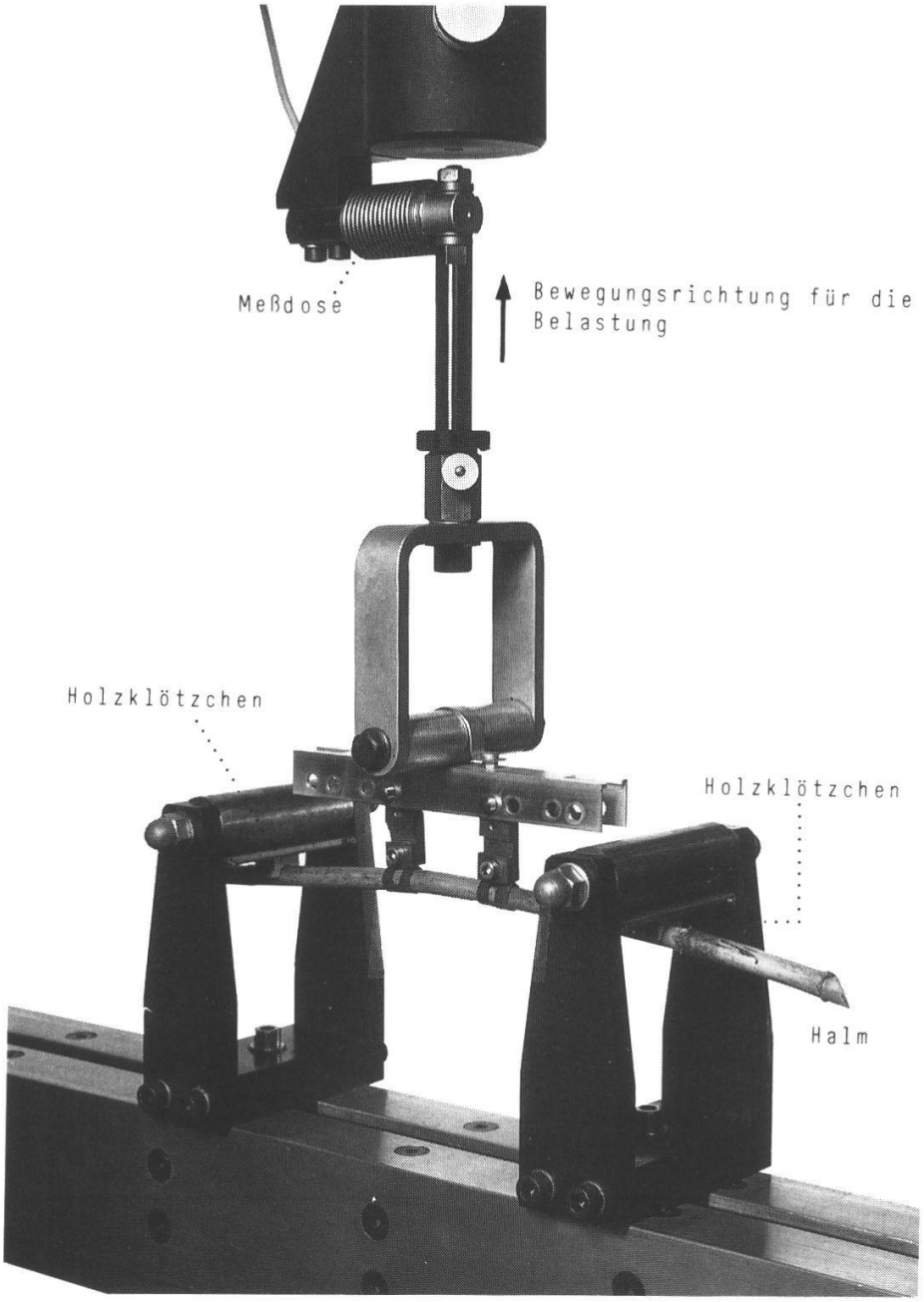


Fig. 3.3. Photo der in Fig. 3.2. schematisch dargestellten Prüfungseinrichtung für Schilfhalme an der EMPA. Die Metallplatten zwischen den Auflagezylindern und den auf dem Halm aufliegenden Holzklötzchen erwiesen sich als überflüssig und wurden später weggelassen.

sich gebracht hätte. Entscheidend ist, daß sich der Halm in allen vier Punkten (Auflager und Lasteinleitung) möglichst frei drehen kann, damit wirklich die in den Figuren 1.7. und 3.1. dargestellte Verteilung des Biegemomentes entsteht.
Alle diese Überlegungen führten uns zu der in Fig. 3.2. schematisch und in Fig. 3.3. photographisch dargestellten Prüfeinrichtung.
Als Auflager wählten wir dicke Metallzylinder, welche die freie Drehbarkeit der Auflager in diesen Punkten gewährleisteten. Um die Auflagerkraft über eine möglichst große Fläche zu verteilen (Verringerung des Querdrucks), legten wir zwischen Halm und Zylinder kleine Holzklötzchen, welche entsprechend der Halmdicke halbrund ausgeschnitten waren. Damit die Klötzchen vor und während dem Versuch nicht hinunterfielen, belegten wir die halbrund ausgeschnittene Fläche mit doppelseitigem Klebstreifen.
Die Lasteinleitung erfolgte über steife, satt um den Halm gelegte Textilstreifen. Diese waren über je zwei Gelenke mit einem waagrechten Metallbalken verbunden, welcher seinerseits in der Mitte gelenkig mit dem Zugglied der Prüfpresse verbunden war. So wurde gewährleistet, daß auch bei unsymmetrischer Verkrümmung des Prüflings die Kraft genau auf die beiden Einleitungspunkte halbiert wurde und daß sich das Halmstück in allen Punkten frei drehen konnte.
Die Belastung wurde aufgebracht, indem das Zugglied der Presse mit einer konstanten Geschwindigkeit von 20mm/Min. nach oben fuhr. Die dieser Bewegung entgegenwirkende Kraft (d.h. die auf die Probe einwirkende, äußere Belastung oder Prüfkraft) wurde durch eine im Zugglied der Presse angebrachte Meßdose ständig gemessen und zusammen mit dem gleichmäßig zunehmenden, zurückgelegten Weg des Zuggliedes (Traversenweg) automatisch aufgezeichnet. Aus der Geometrie der Versuchsanlage folgt, daß dieser Weg gleich der mittleren Durchbiegung des Halmstücks in den beiden Lasteinleitungspunkten ist, selbst wenn sich der Metallbalken, an den der Halm gehängt ist, etwas verkantet. Die resultierenden Plots sind daher nichts anderes als das Kraft-Durchbiegungsdiagramm jedes Versuchs. Ein typisches Beispiel einer solchen Aufzeichnung zeigt Fig. 1.9..

3.2. MATERIALGEWINNUNG UND -BEHANDLUNG

Wie bei allen lebenden Pflanzen, so ist auch beim Schilf eine Veränderung seiner Eigenschaften zu erwarten, sobald die Pflanze aus ihrem natürlichen Wuchsort entfernt wird. Durch das Absterben und die dann einsetzenden Abbauvorgänge wird das Gewebe fortlaufend chemisch verändert. Aus der Holztechnologie ist ferner bekannt, daß sämtliche mechanischen Eigenschaften maßgeblich vom Wassergehalt abhängen (vgl. z.B. EMPA 1955).
Für unsere Arbeit, die sich ja für das Verhalten der Pflanze am natürlichen Standort interessiert, stellte sich somit das Problem, die Proben in einem möglichst natürlichen oder zumindest naturnahen Zustande auf die Versuchsanlage zu bringen. Zu diesem Zwecke schnitten wir aus den Halmen etwa 50cm lange Stücke, so daß die durch den Schnitt manchmal verursachte Beschädigung des Halmes mit Sicherheit außerhalb des zu prüfenden (27cm langen) Abschnittes blieb.
Die Blätter entfernten wir außer bei den oberen, dünnen Partien vollständig (Blattspreiten und -scheiden). Die Schnittstellen der Halmstücke verklebten wir sofort mit Plastik-Klebstreifen (Strapex). Danach kamen die Proben in eine mit feuchtem Sägemehl gefüllte Kiste, in welcher sie bis zur Prüfung verblieben. Auf diese Weise konnten wir das Austrocknen mit Sicherheit verhindern, wegen der hohen Feuchtigkeit des Sägemehls ist anzunehmen, daß die Schilfstücke maximal wassergesättigt waren. Zwar bot diese Behandlungsart keine absolute Garantie, daß die geprüften Schilfhalme noch die gleichen Eigenschaften hatten wie im lebenden Zustand. Dafür spielte es keine Rolle, ob die Halme noch am gleichen Tag oder erst sechs bzw. fünfzehn Tage später geprüft wurden (Fig. 3.4.; die dort dargestellten Größen werden im folgenden Kapitel besprochen). Allfällige Veränderungen in den mechanischen Eigenschaften müßten also, wenn überhaupt, in den ersten paar Stunden nach dem Schnitt stattgefunden haben.

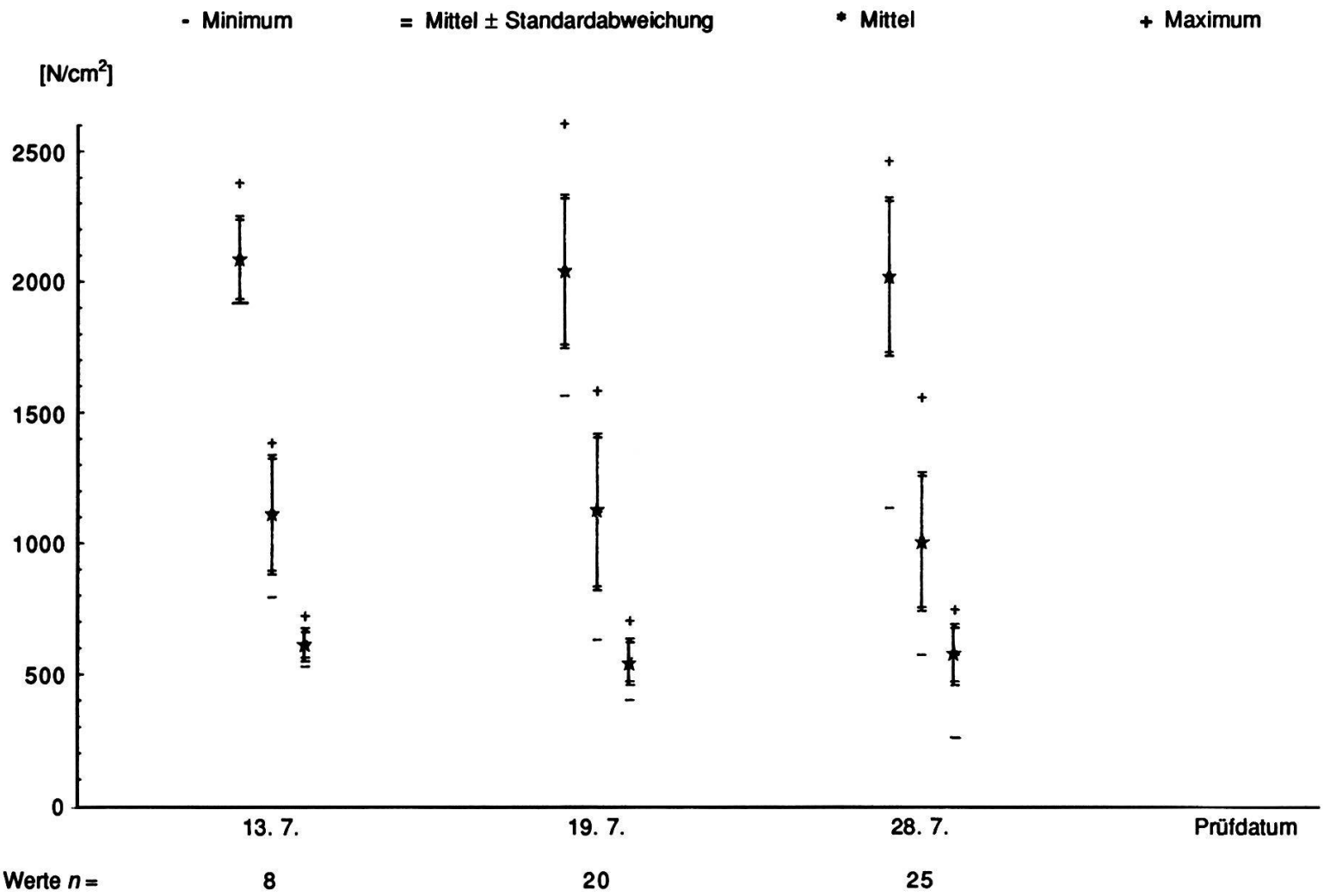


Fig. 3.4. Einfluß des Prüfdatums auf die Festigkeitsparameter ideelle Bruchspannung (links für jedes Prüfdatum), ideelle Grenzspannung (Mitte) und ideeller Elastizitätsmodul (rechts).
Entnahme am 13. 7. 77 im "Großen Loch" (vgl. Fig. 3.6.), Prüfung am 13. 7., 19. 7. und 28. 7.

3.3. AUSWERTUNG

Die für das mathematische Modell unentbehrliche Größe ist die Biegesteifigkeit $E \cdot J$ (vgl. Kap. 1.1.). Zur Beurteilung der Ergebnisse der Modellrechnungen muß auch ein Kriterium für das Versagen bekannt sein oder festgelegt werden (Festigkeit, vgl. Kap. 1.2.): Man will wissen, ob die errechneten Beanspruchungen zum Bruch des Halmes führen. Als Vergleichsgrößen haben wir das Bruchmoment M_{Br} und das Grenzmoment M_{Gr} definiert.

Aus den Prüfprotokollen kann unmittelbar herausgelesen werden:

- die Maximallast (Bruchlast F_{Br})
- das Verhältnis Kraftzunahme : Zunahme der Durchbiegung im elastischen Bereich ($dF/d\delta$)
- die Grenzbelastung F_{Gr}.

Die Maximallast wird jeweils sofort an der Maschine abgelesen, die beiden anderen Größen können aus den von der Maschine gezeichneten Plots (vgl. Fig. 1.9.) herausgemessen werden.

Mit diesen Größen und der Geometrie der Versuchsanordnung (l_a= 10 cm, l_b= 7 cm; vgl. Fig. 3.1.) kann die Biegesteifigkeit nach Gleichung (1.31) berechnet werden. Um die verschieden dicken Halme besser vergleichen zu können, haben wir für alle Proben das ideelle Trägheitsmoment J_{id} nach (1.24) und daraus den ideellen E-Modul E_{id} nach (1.25) berechnet. Als charakteristischer Durchmesser D wurde der in der (senkrechten) Belastungsebene liegende Durchmesser in der Mitte des belasteten Internodiums (Fig. 3.1.) gewählt. Es wurde die Mitte des Internodiums und nicht etwa der obere Lasteinleitungspunkt für den charakteristischen Durchmesser gewählt, weil der Halmdurchmesser innerhalb eines Internodiums sehr stark aber einigermaßen gesetzmäßig variiert (Fig. 3.5.). Wegen der unterschiedlichen Länge der Internodien ist die relative Position des oberen Lasteinleitungspunktes innerhalb eines Internodiums nicht konstant.

Aus der Maximal- bzw. Grenzlast berechneten wir das Bruch- bzw. Grenzmoment mit Gleichung (1.35), analog zum ideellen E-Modul die ideelle Bruch- bzw. Grenzspannung ($\sigma_{Br\,id}$ bzw. $\sigma_{Gr\,id}$) nach (1.27). Der Druchmesser wurde wie bei der Berechnung des ideellen E-Moduls genommen.

Wie gut oder nicht gut der Einfluß des Durchmessers mit den obigen, ideellen Größen eliminiert werden konnte, zeigen wir bei der Darstellung der Resultate anhand einiger Beispiele.

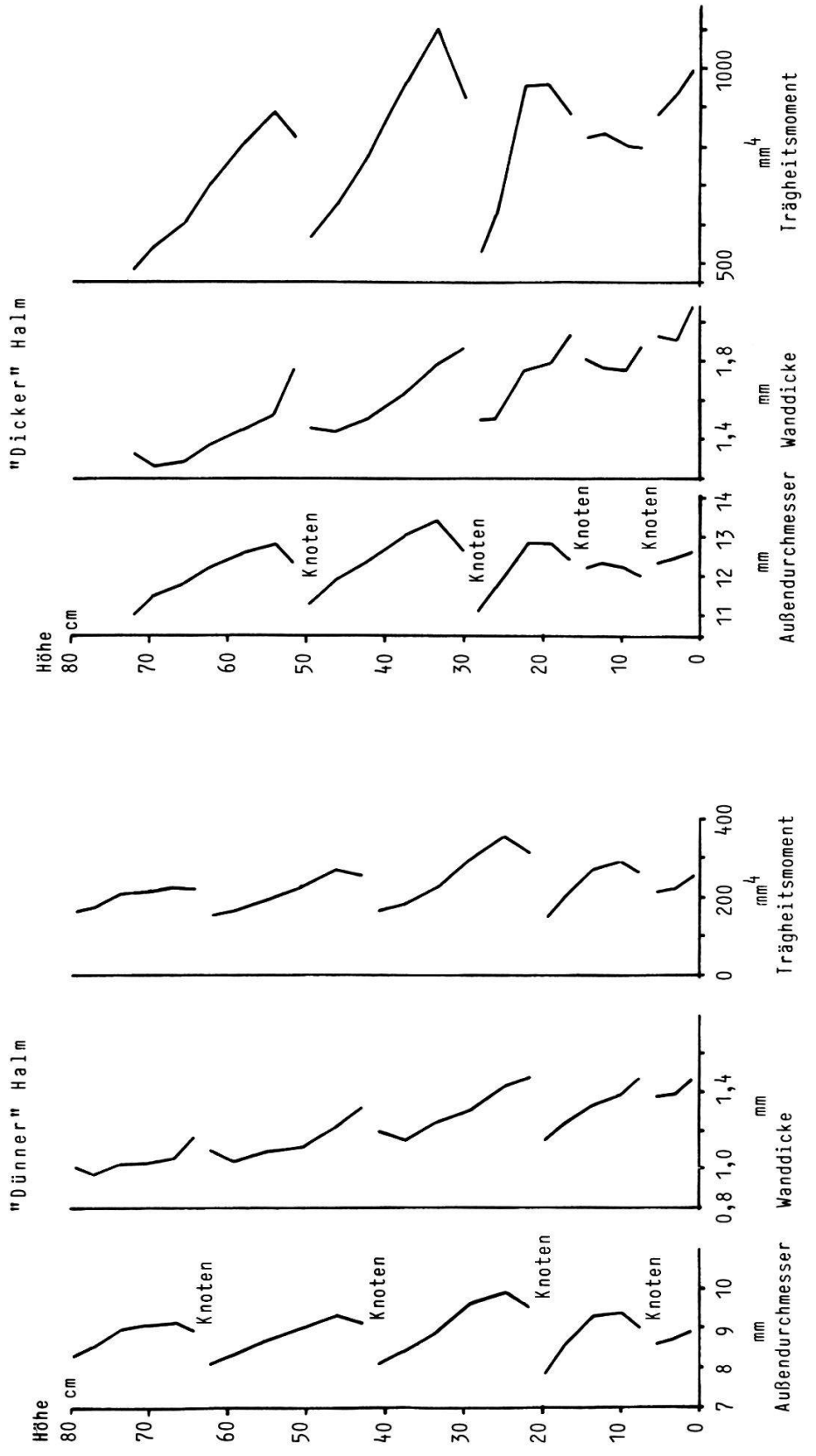


Fig. 3.5. Verlauf von Durchmesser *D*, Wanddicke *t* und Trägheitsmoment *J* entlang den ersten fünf Internodien je eines "dünnen" (links) bzw. "dicken" Schilfhalmes (rechts). Höhe gemessen ab erstem Knoten. (Messung EMPA)

3.4. RESULTATE

3.4.1. Schilf aus Altenrhein

Am Bodensee-Obersee unterhält das Geobotanische Institut der ETH in Altenrhein SG seit längerer Zeit ein Versuchsfeld (Fig. 3.6.) zum Studium des Schilfrückgangs (KLÖTZLI 1971, 1974; KLÖTZLI und ZÜST 1973a, b; KLÖTZLI und GRÜNIG 1975). Das ganze Gebiet umfaßt knapp einen Kilometer Uferlinie. Der Schwerpunkt unserer Entnahmeflächen lag ungefähr bei km 759,150/262,500 (Landeskoordinaten). Obwohl das Ziel unserer Versuche nicht im Studium der Beziehungen zwischen Standort und mechanischen Parameteren bestand, richteten wir uns in der Wahl der Entnahmeorte nach den von GUNTLI (mdl.) ausgeschiedenen Flächen unterschiedlicher Bewirtschaftung, damit ein späterer Vergleich mit GUNTLIs Ergebnissen bezüglich Histologie und Morphologie des Schilfes möglich bleibt. Die Bezeichnung der einzelnen Flächen stammt ebenfalls aus GUNTLIs Versuchskonzept.
Wir untersuchten Halme aus vier Flächen (vgl. Fig. 3.6.):

- Fläche 1.2: Unbewirtschaftet. Etwa 1 - 2 m hinter einer nordostexponierten (d.h. auf der Leeseite des Bestandes liegenden), langsam vorrückenden Bestandesfront. Große, kräftige Halme (die das Bild bestimmenden Halme sind etwa 3,6 m lang).
- Fläche 4.1: Gebrannt. Im Innern des Bestandes (mehrere 10 m in jeder Richtung). Länge der voll entwickelten Halme um 3 m.
- Fläche 4.3:Wie 4.1, aber näher bei der seeseitigen Front (ungefähr 10 m von der freien Waserfläche entfernt). Halmgröße ungefähr 3,5 m.
- Fläche 5.1: Geschnitten. Im Innern des Bestandes. Länge der Halme rund 3,3 m.

Die Zeitpunkte (Daten) der Probenahme waren: 13.6., 27.6., 23.7. und 15.8.1979. Am letztgenannten Datum entnahmen wir nur Halme aus den Flächen 4.1 und 1.2, dafür zusätzlich

- Fläche Z: Lockerer Pseudoröhrichtbestand in der Riedwiese "Hüttenrain", einige Meter von der seeseitigen Bewirtschaftungsgrenze entfernt. Relativ oligotroph.
- Fläche G: Einbruchstelle mit starkem Schilfrückgang, einige Meter südwestlich der von KLÖTZLI errichteten Versuchskäfige (KLÖTZLI und ZÜST 1973 b).

Die zusätzlichen Flächen wählten wir, um noch Vergleichswerte eines Bestandes im Molinion und aus einem stark geschädigten Bestand zu erhalten.

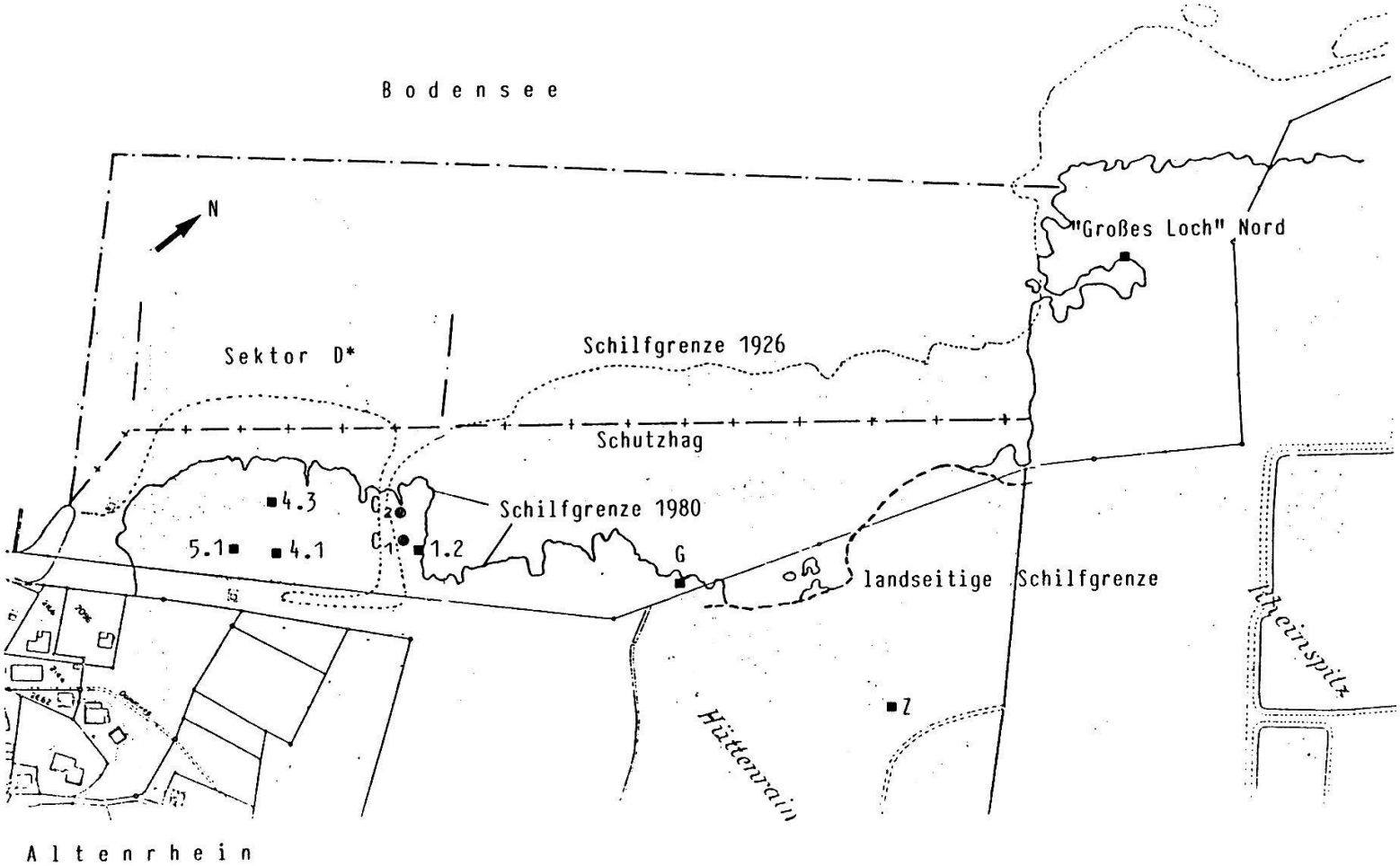


Fig. 3.6. Übersichtsplan des Schilffeldes in Altenrhein SG am Bodensee-Obersee mit eingezeichneten Entnahmestellen der Schilfproben (Maßstab ungefähr 1 : 3350):
- "Großes Loch Nord": Vorversuche für die Messung von Festigkeit und Steifigkeit, Einfluß des Prüfdatums
- Flächen 1.2, 4.1, 4.3, 5.1, Z und G: Biegeversuche zur Messung von Festigkeit und Steifigkeit
- C_1, C_2: Messung des Einspanngrades (vgl. Kap. 5.)

Die Sektorenbezeichnung D* stammt aus früheren Versuchen (KLÖTZLI und ZÜST 1973 a,b).

An den ersten beiden Daten (13. 6. und 27. 6.) untersuchten wir jeweils je 15 Proben aus dem Bereich des (aktuellen) Wasserspiegels sowie je 2 ganze Halme aus jeder Fläche. Die Zahl 15 ist ein Minimalwert, aus Sicherheitsgründen entnahmen wir jeweils einige Exemplare mehr, die wir in der Auswertung mitberücksichtigten. Am 23. 7. und 15. 8. entnahmen wir keine Einzelstücke mehr, sondern jeweils je 6 ganze Halme. Ein ganzer Halm lieferte je nach Länge etwa 4 - 7 Proben (Halmstücke).
Bei der Auswahl der einzelnen Halme berücksichtigten wir vorwiegend die das Bestandesbild prägenden, mittleren bis großen Individuen.

3.4.1.1. Ideeller Elastizitätsmodul

In den Figuren 3.7. - 3.10. sind die ideellen E-Moduli für die vier Entnahmedaten und jede Fläche graphisch dargestellt (Minimum, Mittelwert, Bereich der Standardabweichung), und zwar je für die untersten, zweituntersten und drittuntersten Stücke aus jedem der untersuchten ganzen Halme. Man beachte, daß hier und in allen folgenden Darstellung für den 12. 8. die Werte für die Flächen G und Z anstelle der Flächen 4.3 und 5.1 der übrigen Graphiken eingetragen sind.
Aus dem Vergleich der vier Figuren ist sofort die Zunahme des ideellen E-Moduls mit der fortschreitenden (jahreszeitlichen) Entwicklung der Halme zu sehen. Bemerkenswerterweise verläuft die Entwicklung in den unteren Partien nicht gleich wie in den oberen: Am 13. und am 27. 6. ist noch eine deutliche Abnahme des E-Moduls vor allem zwischen den zweit- und drittuntersten Stücken zu beobachten, am 23. 7. sind diese Unterschiede verschwunden. Der Grund liegt darin, daß im Frühsommer die Halme noch kürzer sind und darum die drittuntersten Stücke aus der oberen, weicheren Partie des Halmes stammen. Im Laufe des Sommers wandert dieser weichere Teil mit dem fortschreitenden Halmwachstum nach oben und kommt außerhalb des Bereichs der drei untersten Prüfstücke zu liegen (d.h. etwas mehr als 150 cm über Grund).
In der Fläche Z dagegen, wo die Halme auch im ausgewachsenen Zustand bedeutend kürzer bleiben als jene im echten Röhricht der übrigen Flächen, ist die deutliche Abnahme des ideellen E-Moduls vom zweiten zum dritten Stück auch im August noch deutlich ausgeprägt.
Beim Vergleich der Flächen untereinander fällt auf, daß die Fläche 1.2 stets die niedrigsten Werte aufweist. Dies hängt damit zusammen, daß diese Halme die dicksten sind. Da die Biegesteifigkeit nicht ganz zur vierten Potenz des Durchmessers proportional ist, ist der ideelle E-Modul, so wie wir ihn hier definiert ha-

ben, nicht unabhängig vom Durchmesser. Die mit zunehmendem Durchmesser abnehmende Tendenz des ideellen E-Moduls ist allerdings nur dann sichtbar, wenn die Einzelwerte aller Flächen in einer Figur aufgetragen werden (Fig. 3.11. - 3.14.). Betrachtet man dagegen in den genannten Darstellungen die Punkte jeder Fläche für sich (zur Verdeutlichung sind die betreffenden Bereiche in den Figuren umrahmt), so ist eine Abnahme des ideellen E-Moduls in Funktion des Durchmessers nur schwach sichtbar (Ausnahmen: Fläche 1.2 am 23. 7., Fig. 3.11., und Fläche 4.1). Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß auf Standorten größerer Halme die Halmwand im Verhältnis zum Durchmesser dünner ist und/oder ein verhältnismäßig weicheres Gewebe (geringerer E-Modul) gebildet wird. Obwohl die Nährstoffversorgung maßgeblich zur Größe der Halme beiträgt (die nährstoffärmere Fläche Z trägt deutlich die dünnsten und kürzesten Halme), möchten wir hier doch nicht von einem schwächenden Einfluß der Überdüngung reden, da gerade die dicksten Halme (Fläche 1.2) an einem Ort stehen, wo sich der Bestand (wenn auch nur langsam) ausdehnt. Es ist auch zu beachten, daß für die Halme letztlich nicht der (ideelle) Elastizitätsmodul, sondern die effektive Biegesteifigkeit ausschlaggebend ist (vgl. Teil II, Kap. 4.4.2.); ein Blick auf die Tabelle 3.1. zeigt sofort, daß die Halme aus 1.2 die bei weitem höchste Biegesteifigkeit haben.

Die Flächen 4.1, 4.3 und 5.1 unterscheiden sich sowohl durchmessermäßig, als auch im Blick auf den ideellen E-Modul nur wenig voneinander; ein Einfluß der Bewirtschaftung (Flächen 4 gegen 5.1) und der Entfernung von der Bestandesfront (Fläche 4.1 gegen Fläche 4.3) läßt sich jedenfalls nicht nachweisen. Selbst die Fläche G, ein exponierter Standort mit starken Schäden, zeigt hinsichtlich des Elastizitätsmoduls und der Biegesteifigkeit keine Besonderheiten gegenüber der am 12. 8. auch noch untersuchten Fläche 4.1 (Fig. 3.10., Tab. 3.1.). Für die Fläche Z gilt das für die Fläche 1.2 gesagte mit umgekehrten Vorzeichen. Da das Schilf auf diesem hochgelegenen Standort keinem Wellenschlag ausgesetzt ist, sind abweichende morphologische und mechanische Parameter zu erwarten.

Ein anderes Bild zeigen die untersuchten Einzelstücke aus der Höhe des jeweils aktuellen Wasserspiegels (Fig. 3.15. und 3.16.): Obwohl die Unterschiede zwischen den Fläche nicht groß sind, weisen doch in beiden Fällen die Flächen 4.1 und 4.3 die niedrigsten Werte auf, etwas höhere finden sich auf der Fläche 1.2 und die höchsten auf 5.1. Der scheinbare Widerspruch zu den soeben gemachten Feststellungen löst sich auf, wenn wir uns vergegenwärtigen, daß die Wassertiefe bei den einzelnen Flächen verschieden ist.

Da hier für jede Fläche mindestens 15 Proben untersucht wurden, ist der berück-

sichtigte Durchmesserbereich natürlich größer als bei den einzelnen Stücken der geprüften ganzen Halme: der minimale Durchmesser beträgt hier 0,5 - 0,6 cm (vgl. Tab. 3.2. mit Tab. 3.1.). Deshalb erschien es sinnvoll, den ideellen E-Modul mit dem Durchmesser zu korrelieren, um eine allfällige Abhängigkeit festzustellen. Eine solche konnte jedoch nirgends nachgewiesen werden, der maximale Wert für den Korrelationskoeffizienten betrug $r = -0{,}45$ (Fläche 4.1 am 13. 6.). Damit scheint sich zu bestätigen, daß innerhalb eines eng begrenzten Standortes der ideelle E-Modul nicht vom Durchmesser abhängig ist (Fig. 3.17., 3.18.).

3.4.1.2. Ideelle Bruchspannung

Mit der Besprechung der ideellen Bruchspannung können wir uns kurz fassen, da analog dasselbe gilt, wie für die ideellen Elastizitätsmoduli. Die bildlichen Darstellungen finden sich in den Figuren 3.19. - 3.22. für Mittel- und Extremwerte sowie Streuungen, in den Figuren 3.23. - 3.26. für den Zusammenhang mit dem Durchmesser, in Fig. 3.27. und 3.28. bzw. 3.29. und 3.30. für die entsprechenden Größen der Einzelproben aus der Höhe der Wasserlinie. In den Tabellen 3.3. und 3.5. sind die entsprechenden Zahlenwerte aufgelistet.
Mit Ausnahme der Fläche Z, welche in den untersten Stücken eine sehr hohe ideelle Bruchspannung aufweist, sind die Unterschiede zwischen den Flächen eher noch geringer als beim ideellen E-Modul. Ebenso ist die ideelle Bruchspannung für Halme aus der gleichen Fläche praktisch gar nicht abhängig vom Halmdurchmesser (Fig. 3.23. - 3.26. und 3.29., 3.30.), wohl aber von der Höhe über Grund.

3.4.1.3. Ideelle Grenzspannung

Die ideelle Grenzspannung ist mit der ideellen Bruchspannung naturgemäß hoch korreliert, das für die Bruchspannung gesagte gilt somit auch für die Grenzspannung (vgl. Fig. 3.31. - 3.34. für Mittelwerte, Extremwerte und Streuungen, Fig. 3.35. - 3.37. für den Zusammenhang mit dem Durchmesser, Fig. 3.39., 3.40. bzw. 3.41., 3.42. für die entsprechenden Größen der Einzelproben aus der Wasserlinie sowie Tab. 3.4. und 3.6. für die Zahlenwerte).
Man beachte, daß die Werte der ideellen Grenzspannung weniger "exakt" sind als jene der Bruchspannung, da der Punkt, wo die Kraft-Verformungslinie von der Geraden abweicht, nicht immer genau lokalisierbar ist (vgl. Fig. 1.9.).

3.4.1.4. Grenzkrümmung

Die Grenzkrümmung ist ein Maß für die Biegsamkeit des Halmes, sie ist die zum Grenzmoment gehörige (lokale) Halmkrümmung. Den entsprechenden Zahlenwert erhält man aus der Division von Grenzmoment M_{Gr} und lokaler Biegesteifigkeit $E \cdot J$ (s. Gl. 1.19). Auch die Grenzkrümmung ist unabhängig vom Durchmesser, wir bringen deshalb hier nur die Figuren für Mittelwerte, Extreme und Streuungen bei den Messungen an den ganzen Halmen (Fig. 3.42. - 3.45.). Zur Interpretation der Werte sei darauf hingewiesen, daß z.B. eine mittlere Grenzkrümmung von 0,005 rad/cm bedeutet, daß ein 30 cm langes Halmstück um $0{,}005 \cdot 30 = 0{,}15$ rad = 8,6 ° gebogen werden kann, bis die Grenzbelastung erreicht ist.
Da Biegesteifigkeit und -festigkeit miteinander hoch korrelieren, sind sowohl die Streuungen, wie auch die Unterschiede zwischen den Flächen im allgemeinen kleiner als beim ideellen Elastitzitätsmodul und bei der ideellen Grenzspannung.

Tab. 3.1. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideeller Elastizitätsmodul (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Biegesteifigkeit *E·J* (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften Abschnitte **ganzer Halme** aus Altenrhein.
Stk. (Stück): Bezeichnung der Position innerhalb des Halms, von unten nach oben

Durchmesser [cm]				Ideeller E-Modul [kN/cm2]				EJ [N·cm2]				
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.):												
1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	
13. 6. 79												Stk.
1,03	0,69	0,79	0,71					8944	2797	7667	7722	
1,09	0,82	0,88	0,83	235	300	430	453	17216	6682	12956	9060	1
1,14	0,92	1,02	0,99	±73	±77	±46	±142	25488	11155	19663	11463	
0,98	0,67	0,76	0,69					6332	2797	3918	5364	
1,01	0,75	0,83	0,82	245	358	327	326	12829	5154	7868	6814	2
1,03	0,89	0,95	0,96	±105	±132	±58	±81	19325	9806	12146	8724	
0,96	0,65	0,72	0,64					5245	1421	2296	1982	
0,98	0,74	0,83	0,78	133	191	186	151	5919	3236	4712	2071	3
1,00	0,83	0,98	0,92	±26	±57	±12	±90	6594	6720	7817	2159	
27. 6. 79												Stk.
1,10	0,93	0,96	0,82					31570	17903	21092	14350	
1,14	0,94	0,98	0,84	401	522	485	604	32447	19612	21833	15033	1
1,17	0,94	1,01	0,86	±63	±39	±66	±30	33324	21320	22573	15717	
1,05	0,93	0,91	0,85					23670	19179	17083	16383	
1,10	0,95	0,93	0,86	401	497	492	608	28731	19498	17881	16494	2
1,14	0,96	0,94	0,88	±4	±21	±54	±46	33791	19819	18678	16605	
0,92	0,90	0,85	0,84					11208	11343	7198	11371	
1,00	0,91	0,87	0,85	346	346	374	503	18006	11384	11127	12952	3
1,08	0,91	0,90	0,86	±27	±9	±91	±38	24805	11425	15056	14532	
23. 7. 79												Stk.
0,83	0,56	0,74	0,61					14942	3494	3246	3184	
1,10	0,84	0,93	0,80	498	743	588	713	37228	23453	25696	17311	1
1,32	1,18	1,15	0,97	±72	±65	±83	±54	64370	56990	47687	33589	
0,82	0,57	0,75	0,63					11378	3838	4831	3506	
1,06	0,83	0,91	0,81	530	746	636	690	35249	21855	25550	17758	2
1,27	1,13	1,13	0,99	±63	±49	±73	±69	64848	47697	47389	35169	
0,71	0,54	0,70	0,53					7129	3225	5241	1995	
1,00	0,79	0,86	0,74	532	681	653	667	27672	16765	20580	12686	3
1,23	1,03	1,10	0,93	±82	±32	±60	±93	53778	34668	41581	28062	
Fläche:												
1.2	4.1	G	Z	1.2	4.1	G	Z	1.2	4.1	G	Z	
12. 8. 79												Stk.
0,89	0,65	0,61	0,57					17015	6984	4943	3268	
1,15	0,86	0,86	0,65	462	728	671	864	41811	20283	19792	8193	1
1,32	1,07	0,99	0,71	±32	±87	±31	±118	59769	30067	29110	14658	
0,90	0,64	0,61	0,40					17323	6806	5057	1083	
1,11	0,86	0,84	0,57	520	695	779	939	41344	19480	20735	5851	2
1,25	1,06	1,00	0,66	±56	±78	±49	±76	62411	30568	30750	9977	
0,86	0,59	0,59	0,39					16861	5200	4729	482	
1,05	0,81	0,79	0,53	575	691	785	622	35168	13592	16438	2925	3
1,15	1,02	0,93	0,67	±52	±118	±28	±78	52936	22225	24327	5757	

Tab. 3.2. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideeller Elastizitätsmodul (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Biegesteifigkeit $E \cdot J$ (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften **Einzelstücke** aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein.
r : Korrelationskoeffizient zum Durchmesser

Durchmesser [cm]				Ideeller E-Modul [kN/cm2]; r				EJ [N·cm2]			
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.):											
1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1
13. 6. 79											
0,64	0,50	0,67	0,51	288	280	263	392	1777	702	2114	970
0,91	0,74	0,87	0,80	±18	±49	±13	±25	11513	4216	8727	9323
1,26	0,94	1,14	0,99	r= 0,00	-0,45	0,23	0,29	25830	9266	25338	18496
27. 6. 79											
0,60	0,61	0,50	0,44	360	343	352	427	1913	1458	798	574
0,86	0,76	0,85	0,73	±24	±22	±21	±24	11721	6067	11163	7495
1,10	0,97	1,18	0,96	r=0,04	-0,07	0,34	0,13	29554	13052	25864	16400

Tab. 3.3. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideelle Bruchspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Bruchmoment M_{Br} (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften **Einzelstücke** aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein.
r : Korrelationskoeffizient zum Durchmesser

Durchmesser [cm]				Ideelle Bruchsp. [N/cm2]; r				Bruchmoment [N·cm]			
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.):											
1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1
13. 6. 79											
0,64	0,50	0,67	0,51	1092	765	961	1474	16	5	23	13
0,91	0,74	0,87	0,80	±65	±68	±45	±82	91	35	69	82
1,26	0,94	1,14	0,99	r= 0,17	0,49	0,34	0,33	181	75	178	139
27. 6. 79											
0,60	0,61	0,50	0,44	1288	1221	1199	1399	21	21	8	5
0,86	0,76	0,85	0,73	±73	±59	±71	±95	92	55	85	64
1,10	0,97	1,18	0,96	r=0,33	0,17	0,64	0,52	195	108	187	126

Tab. 3.4. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideelle Grenzspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Grenzmoment M_{Gr} (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften **Einzelstücke** aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein.
r : Korrelationskoeffizient zum Durchmesser

Durchmesser [cm]				Ideelle Grenzsp. [N/cm2]; r				Grenzmoment [N·cm]			
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.):											
1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1
13. 6. 79											
0,64	0,50	0,67	0,51	409	184	380	568	2	1	6	4
0,91	0,74	0,87	0,80	±46	±25	±34	±50	36	8	28	32
1,26	0,94	1,14	0,99	r= 0,30	0,34	0,33	0,27	99	21	86	59
27. 6. 79											
0,60	0,61	0,50	0,44	537	376	438	499	6	3	2	2
0,86	0,76	0,85	0,73	±57	±42	±54	±70	43	18	33	24
1,10	0,97	1,18	0,96	r=0,70	0,52	0,63	0,41	115	54	80	51

Tab. 3.5. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideelle Bruchspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Bruchmoment M_{Br} (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften Abschnitte **ganzer Halme** aus Altenrhein.
Stk (Stück): Bezeichnung der Position innerhalb des Halms, von unten nach oben

Durchmesser [cm]				Ideelle Bruchsp. [N/cm2]				Bruchmoment [N·cm]				
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.):												
1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	
13. 6. 79												Stk.
1,03	0,69	0,79	0,71					106	38	79	88	
1,09	0,82	0,88	0,83	1276	1578	2024	1997	167	86	140	100	1
1,14	0,92	1,02	0,99	±285	±394	±239	±560	227	144	207	114	
0,98	0,67	0,76	0,69					74	33	34	57	
1,01	0,75	0,83	0,82	1065	1365	1161	1290	108	55	69	67	2
1,03	0,89	0,95	0,96	±261	±401	±194	±241	142	94	110	82	
0,96	0,65	0,72	0,64					53	20	27	25	
0,98	0,74	0,83	0,78	605	885	904	648	56	39	55	25	3
1,00	0,83	0,98	0,92	±2	±238	±81	±304	59	74	88	26	
27. 6. 79												Stk.
1,10	0,93	0,96	0,82					238	171	173	115	
1,14	0,94	0,98	0,84	1971	2299	2043	2447	288	185	188	142	1
1,17	0,94	1,01	0,86	±150	±154	±312	±639	337	199	202	170	
1,05	0,93	0,91	0,85					169	152	132	151	
1,10	0,95	0,93	0,86	1666	1886	1796	2611	219	157	141	165	2
1,14	0,96	0,94	0,88	±179	±27	±198	±97	270	162	150	180	
0,92	0,90	0,85	0,84					73	88	63	90	
1,00	0,91	0,87	0,85	1169	1217	1310	1907	122	89	88	116	3
1,08	0,91	0,90	0,86	±211	±30	±253	±354	170	89	112	141	
23. 7. 79												Stk.
0,83	0,56	0,74	0,61					133	53	48	50	
1,10	0,84	0,93	0,80	2790	3640	2980	3401	401	257	271	196	1
1,32	1,18	1,15	0,97	±361	±256	±367	±286	755	526	508	370	
0,82	0,57	0,75	0,63					122	54	65	41	
1,06	0,83	0,91	0,81	2582	3108	2990	2814	324	203	256	170	2
1,27	1,13	1,13	0,99	±254	±83	±335	±279	596	399	481	317	
0,71	0,54	0,70	0,53					67	35	60	27	
1,00	0,79	0,86	0,74	2192	2361	2722	2380	231	136	197	112	3
1,23	1,03	1,10	0,93	±257	±51	±296	±294	440	255	433	224	
Fläche:												
1.2	4.1	G	Z	1.2	4.1	G	Z	1.2	4.1	G	Z	
12. 8. 79												Stk.
0,89	0,65	0,61	0,57					204	119	88	105	
1,15	0,86	0,86	0,65	3176	4103	4433	5917	509	263	296	164	1
1,32	1,07	0,99	0,71	±235	±356	±188	±300	735	390	410	233	
0,90	0,64	0,61	0,40					174	86	85	25	
1,11	0,86	0,84	0,57	2873	3179	3900	4384	408	201	238	88	2
1,25	1,06	1,00	0,66	±330	±300	±155	±166	611	280	320	128	
0,86	0,59	0,59	0,39					150	61	63	13	
1,05	0,81	0,79	0,53	2523	2646	3258	2915	295	130	167	48	3
1,15	1,02	0,93	0,67	±272	±394	±92	±195	466	204	224	84	

Tab. 3.6. Durchmesser (Minimum, Mittel, Maximum), ideelle Grenzspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) und Grenzmoment M_{Gr} (Minimum, Mittel, Maximum) der an der EMPA geprüften Abschnitte **ganzer Halme** aus Altenrhein.
Stk (Stück): Bezeichnung der Position innerhalb des Halms, von unten nach oben

Durchmesser [cm]				Ideelle Grenzsp. [N/cm2]				Grenzmoment [N·cm]				
Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.1.): 1.2 4.1 4.3 5.1												
13. 6. 79				1.2	4.1	4.3	5.1	1.2	4.1	4.3	5.1	Stk.
1,03	0,69	0,79	0,71					45	7	35	33	
1,09	0,82	0,88	0,83	652	475	868	771	87	26	64	40	1
1,14	0,92	1,02	0,99	±232	±194	±132	±197	129	53	115	51	
0,98	0,67	0,76	0,69					26	5	9	18	
1,01	0,75	0,83	0,82	418	375	356	434	43	15	22	22	2
1,03	0,89	0,95	0,96	±141	±156	±77	±92	60	31	38	28	
0,96	0,65	0,72	0,64					13	3	4	6	
0,98	0,74	0,83	0,78	177	182	182	207	17	8	12	7	3
1,00	0,83	0,98	0,92	±26	±53	±37	±133	20	16	21	9	
27. 6. 79												Stk.
1,10	0,93	0,96	0,82					153	108	104	91	
1,14	0,94	0,98	0,84	1087	1432	1175	1689	156	115	108	100	1
1,17	0,94	1,01	0,86	±80	±80	±137	±28	160	123	113	109	
1,05	0,93	0,91	0,85					103	90	75	90	
1,10	0,95	0,93	0,86	810	1100	988	1457	104	91	78	92	2
1,14	0,96	0,94	0,88	±92	±64	±80	±46	105	93	80	94	
0,92	0,90	0,85	0,84					25	16	18	33	
1,00	0,91	0,87	0,85	544	354	538	860	59	26	37	53	3
1,08	0,91	0,90	0,86	±217	±135	±246	±301	94	35	56	73	
23. 7. 79												Stk.
0,83	0,56	0,74	0,61					71	34	14	13	
1,10	0,84	0,93	0,80	1454	2291	1615	1853	207	161	149	112	1
1,32	1,18	1,15	0,97	±255	±133	±271	±133	465	338	300	218	
0,82	0,57	0,75	0,63					74	35	24	20	
1,06	0,83	0,91	0,81	1578	1983	1752	1675	200	128	155	103	2
1,27	1,13	1,13	0,99	±243	±87	±273	±213	405	253	308	204	
0,71	0,54	0,70	0,53					35	24	34	9	
1,00	0,79	0,86	0,74	1363	1450	1639	1213	146	82	122	60	3
1,23	1,03	1,10	0,93	±220	±36	±218	±267	303	158	290	135	
Fläche: 1.2 4.1 G Z				1.2	4.1	G	Z	1.2	4.1	G	Z	
12. 8. 79												Stk.
0,89	0,65	0,61	0,57					96	59	50	63	
1,15	0,86	0,86	0,65	1823	2487	2489	3110	296	165	169	85	1
1,32	1,07	0,99	0,71	±214	±215	±155	±235	425	258	273	110	
0,90	0,64	0,61	0,40					174	45	46	13	
1,11	0,86	0,84	0,57	1791	1888	2289	1995	408	122	140	39	2
1,25	1,06	1,00	0,66	±261	±185	±135	±106	611	180	204	57	
0,86	0,59	0,59	0,39					86	32	30	7	
1,05	0,81	0,79	0,53	1602	1357	1541	1235	188	69	80	19	3
1,15	1,02	0,93	0,67	±166	±268	±205	±128	280	139	143	31	

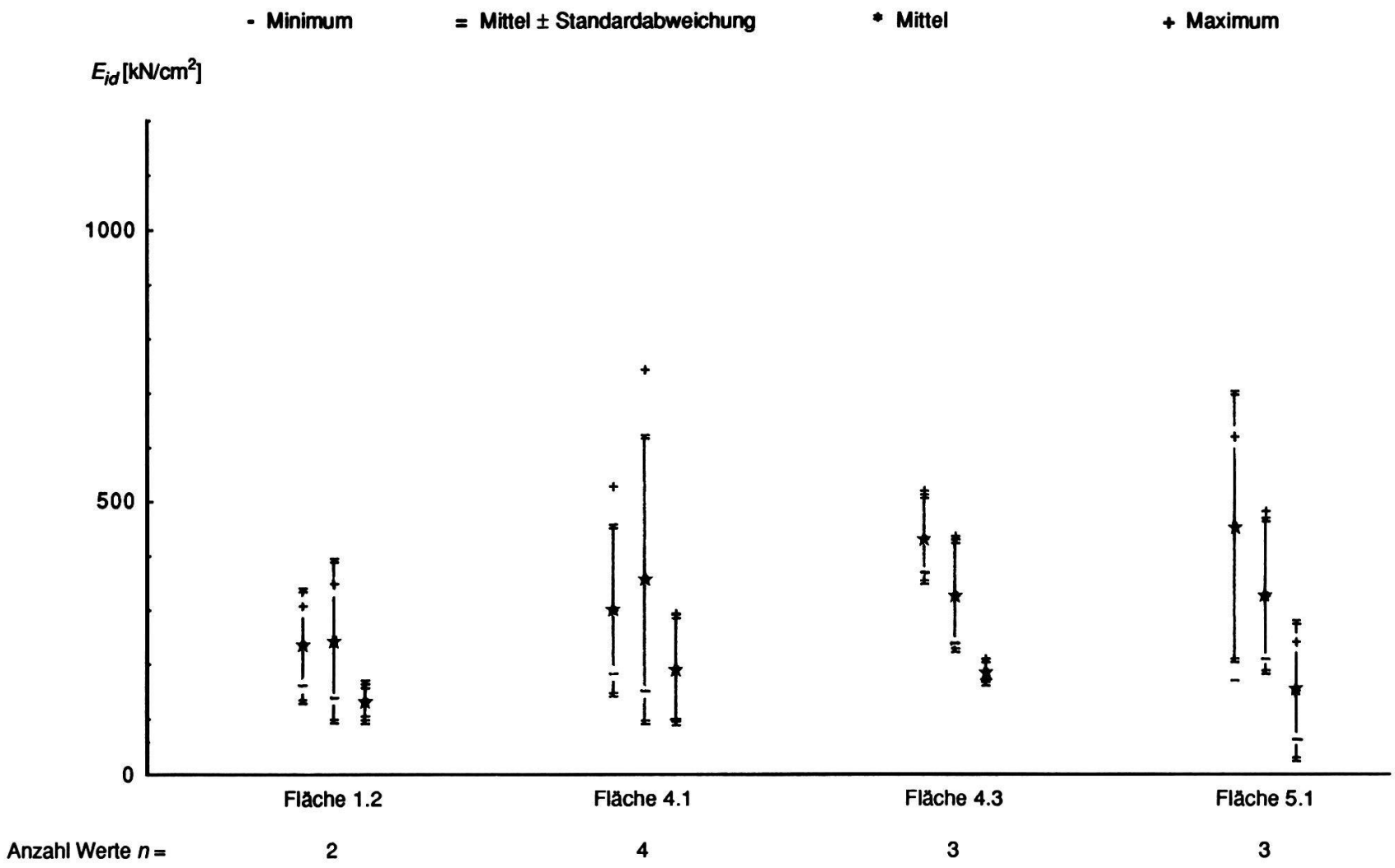


Fig. 3.7. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

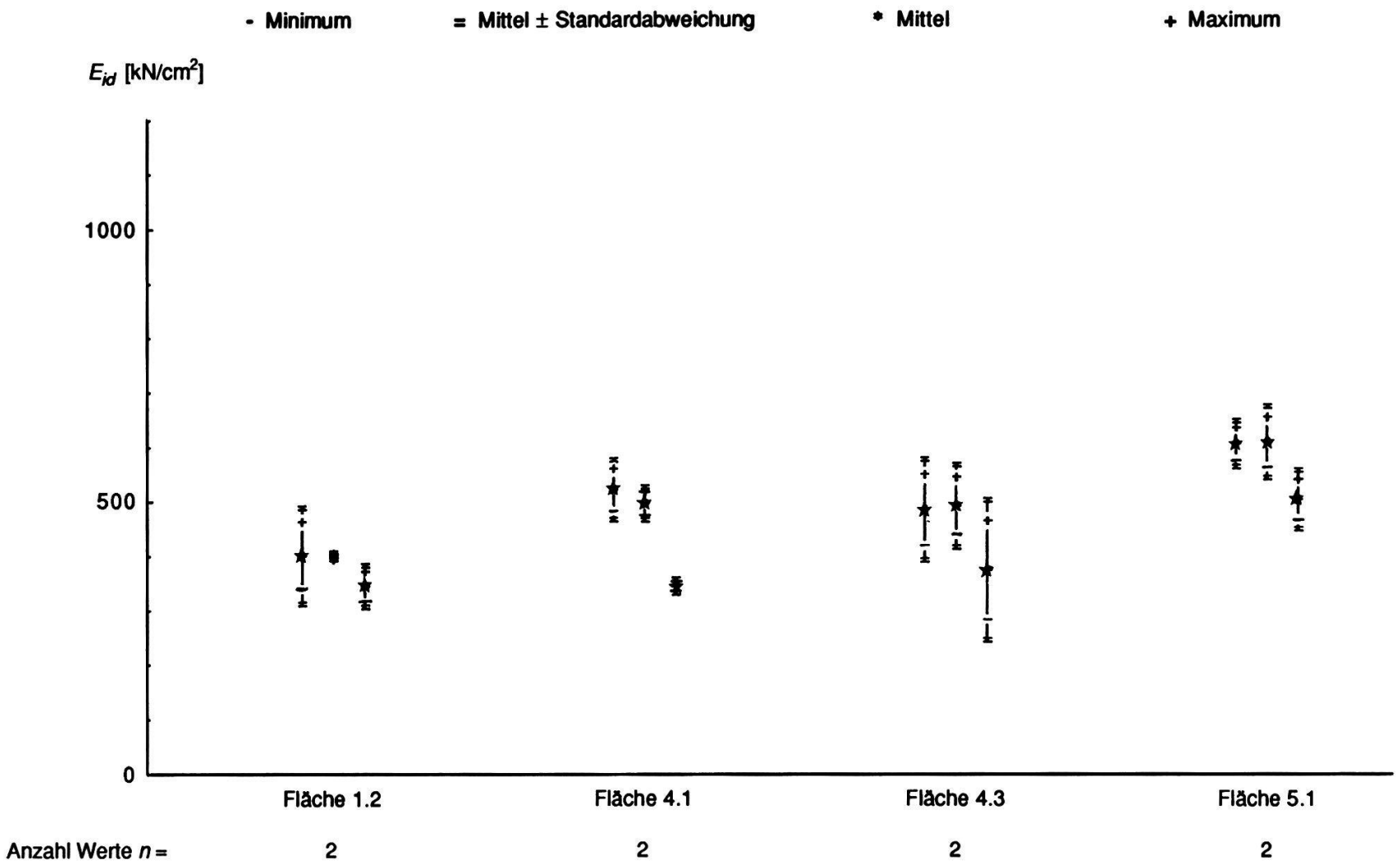


Fig. 3.8. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

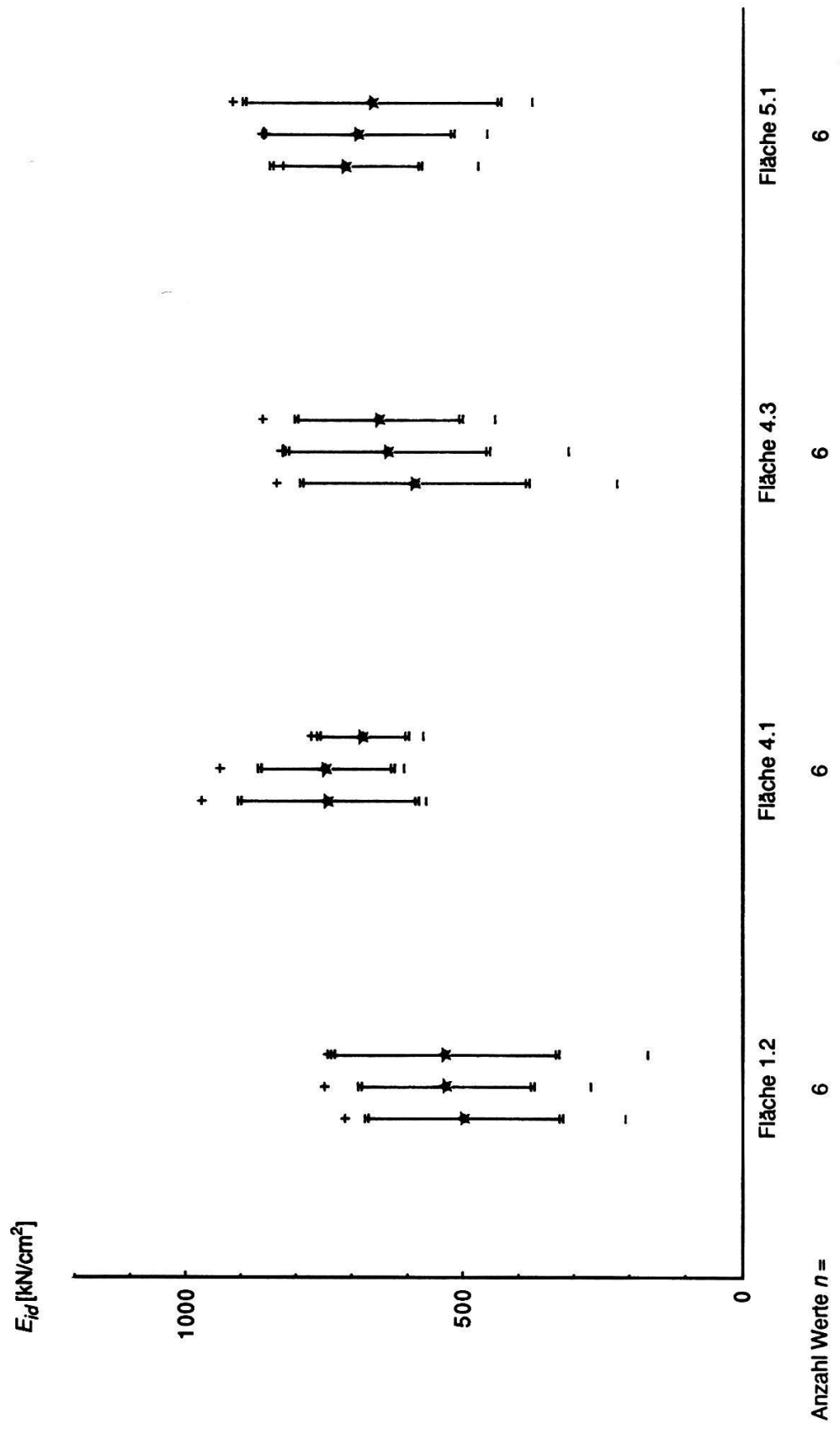


Fig. 3.9. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **23. 7. 79**. Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

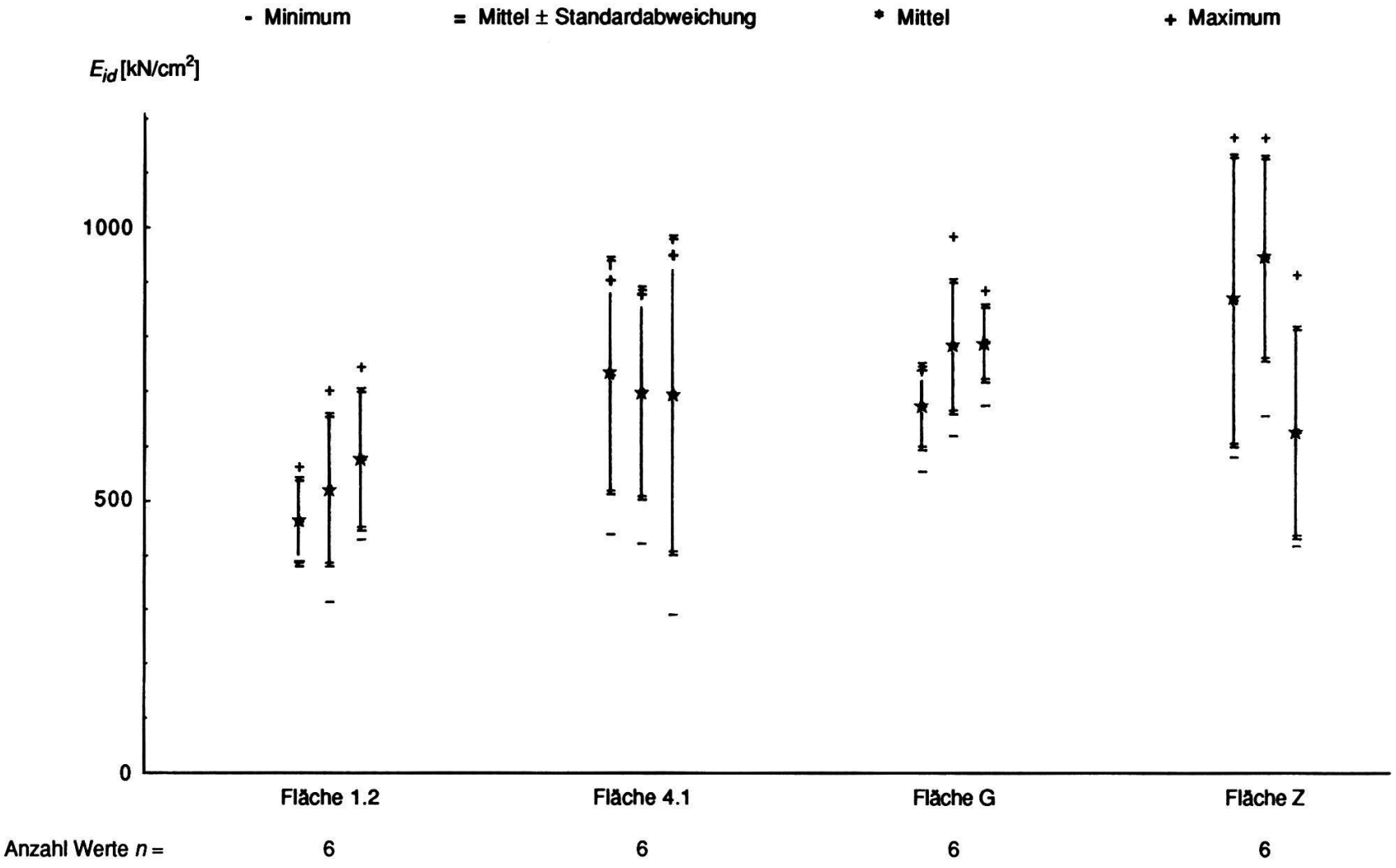


Fig. 3.10. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **12. 8. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

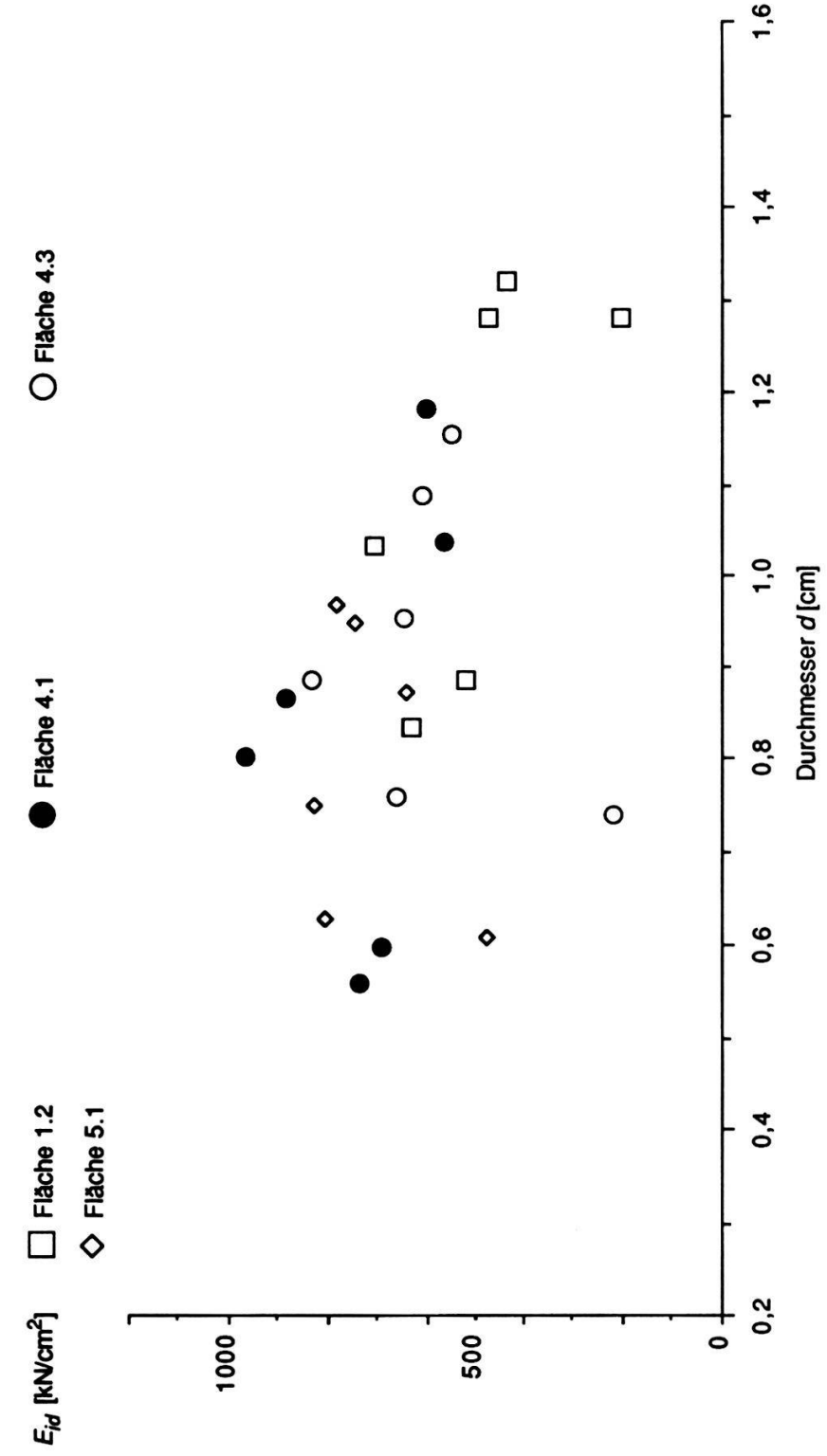


Fig. 3.11. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke** vom **23. 7. 79.**

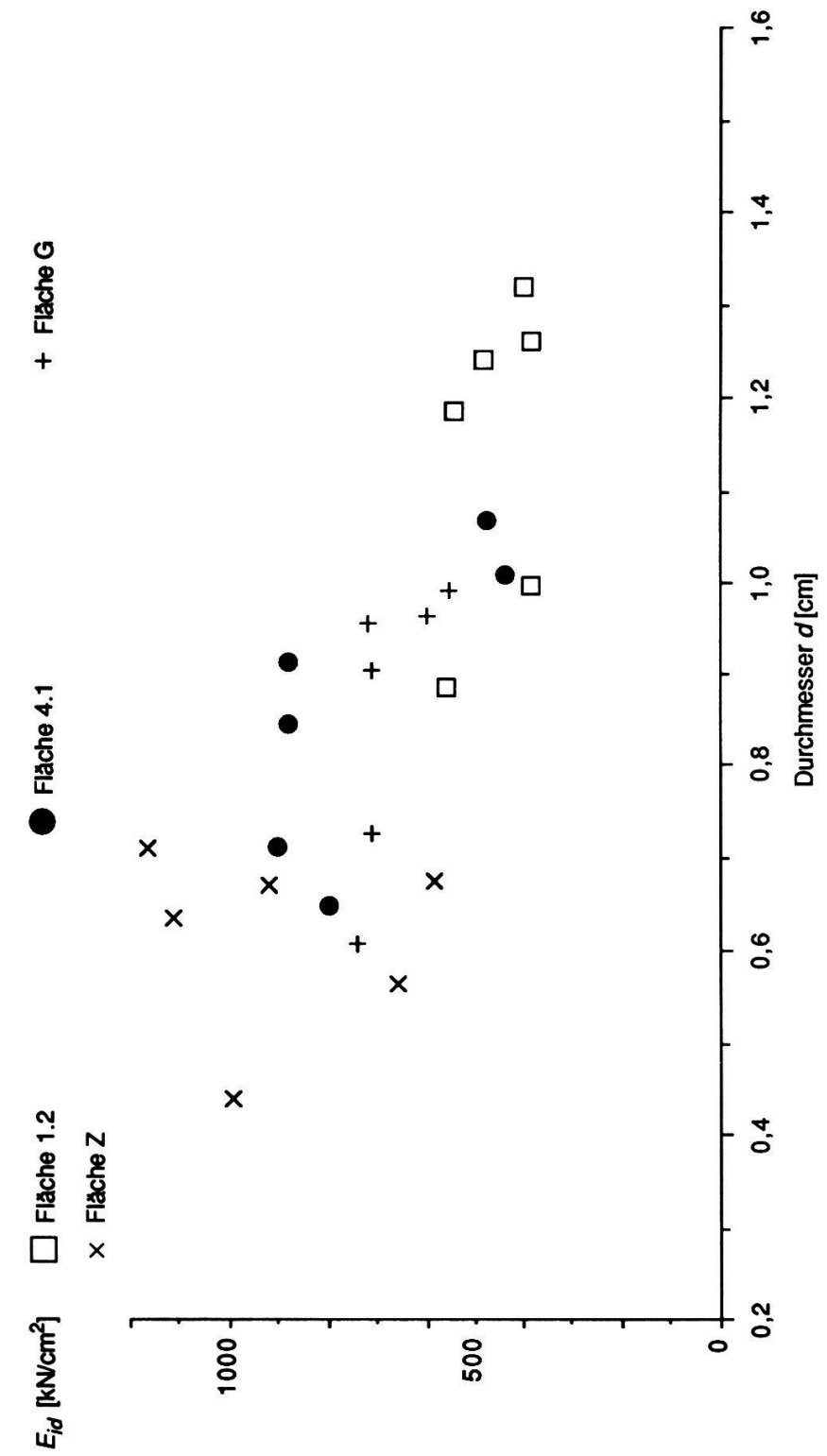


Fig. 3.12. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke vom 12. 8. 79.**

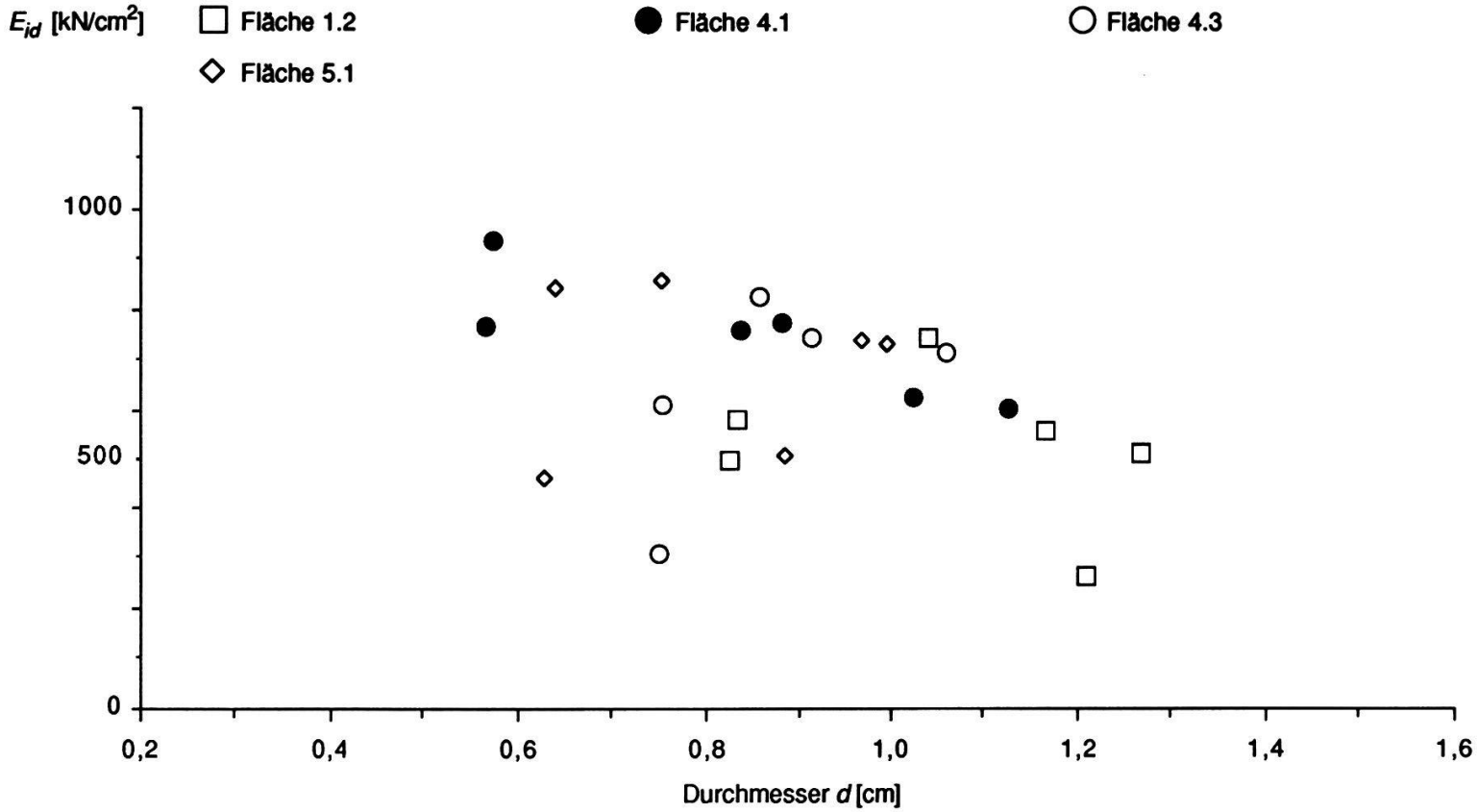


Fig. 3.13. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **23. 7. 79.**

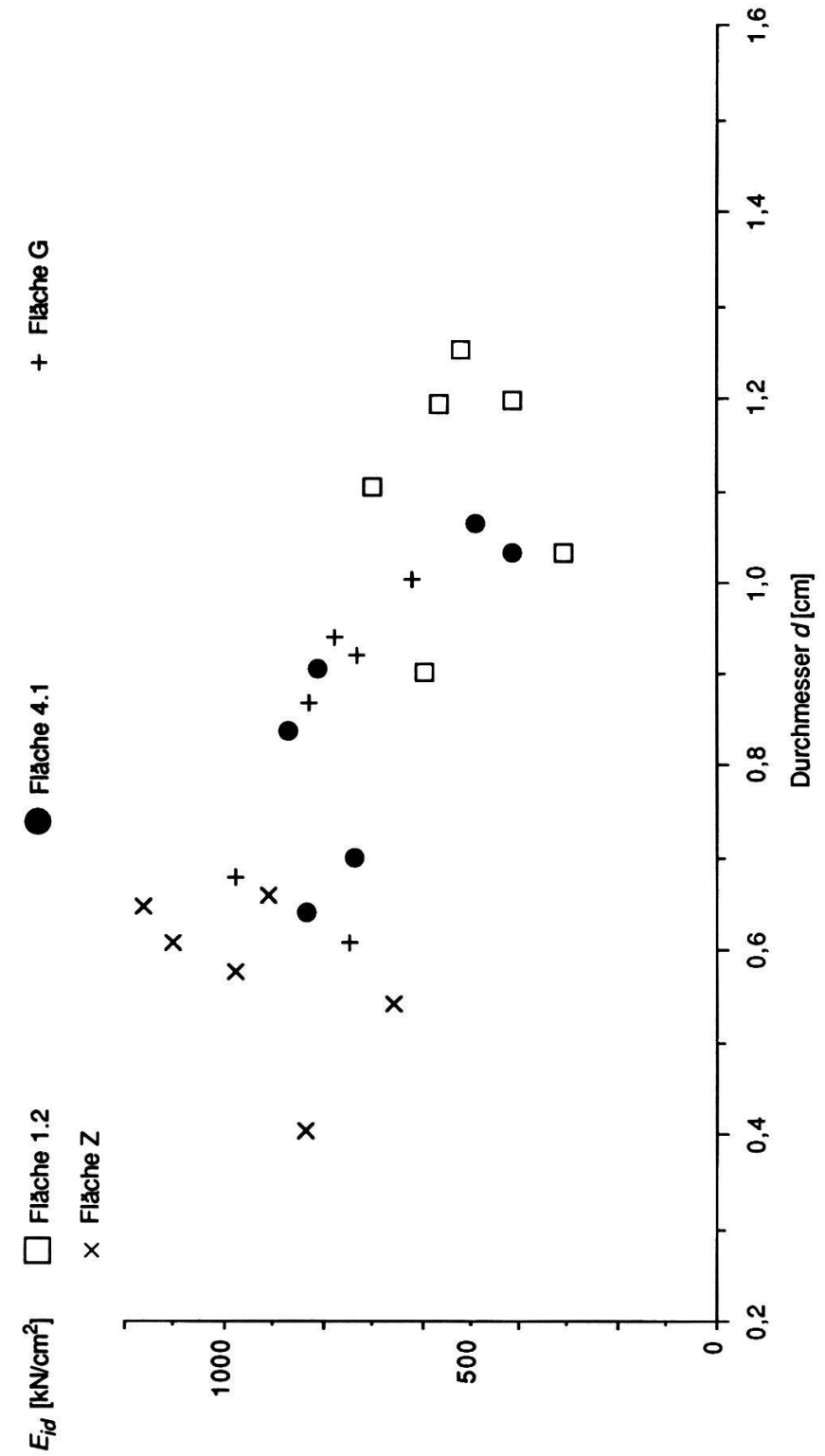


Fig. 3.14. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **12. 8. 79.**

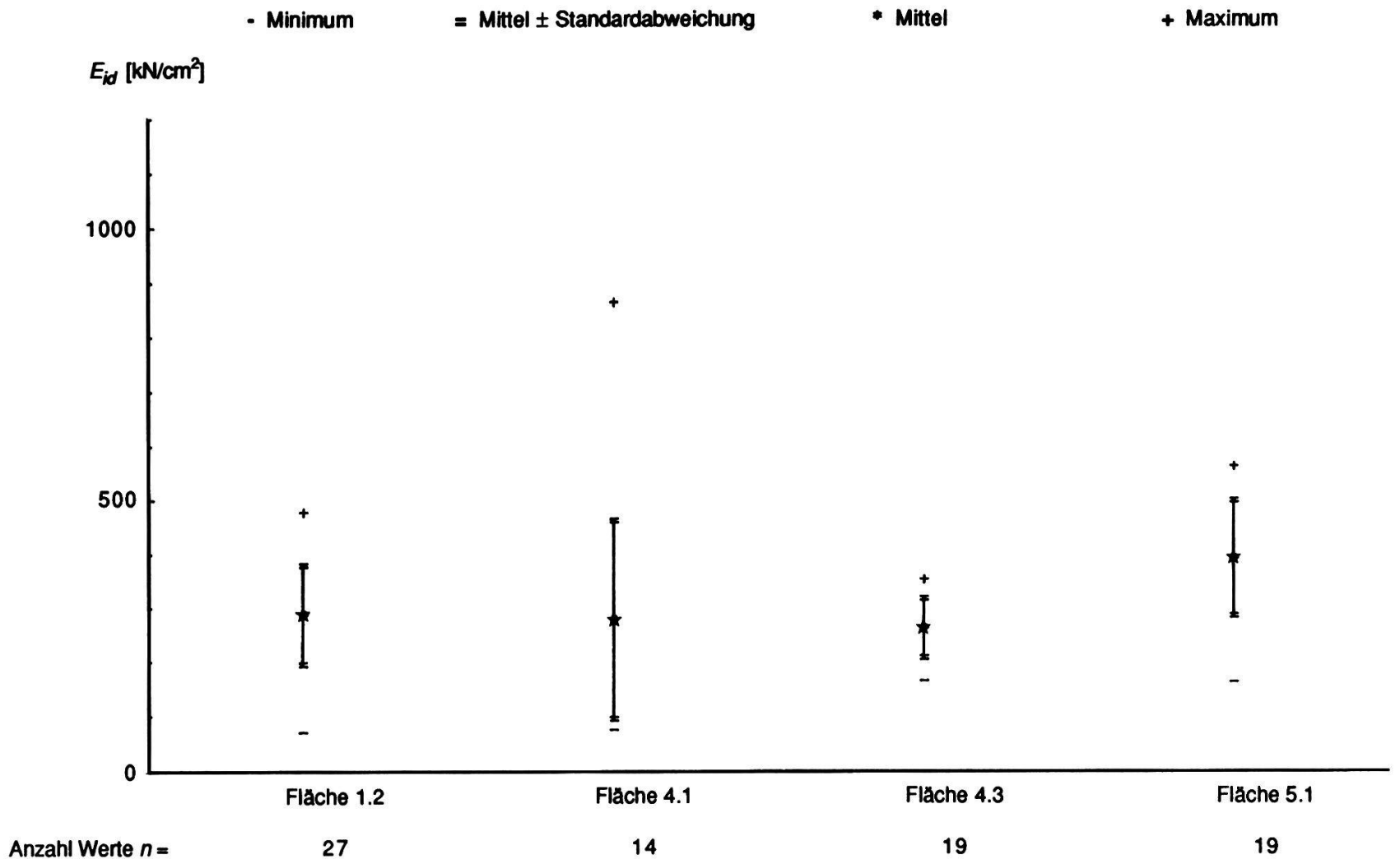


Fig. 3.15. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

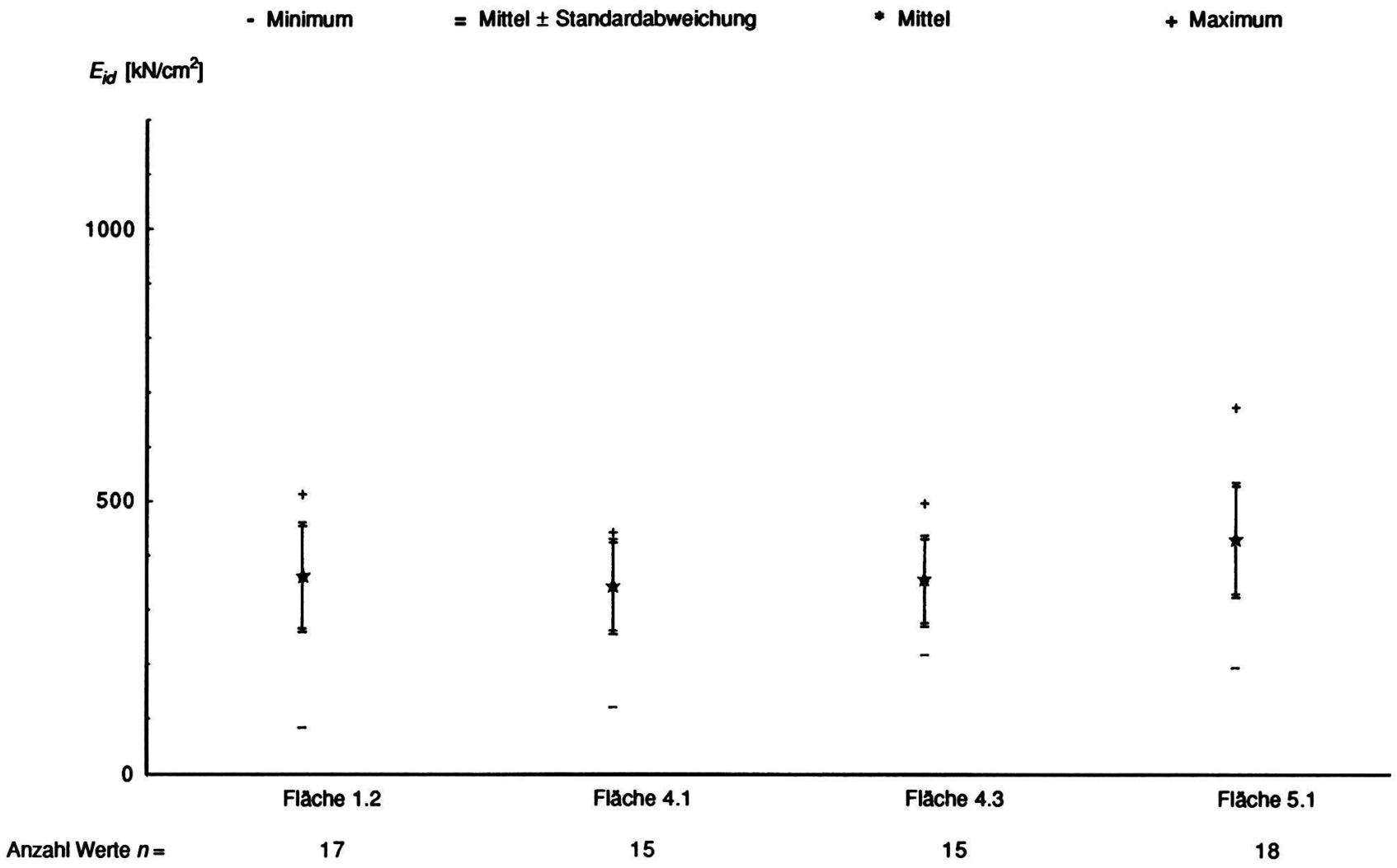


Fig. 3.16. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

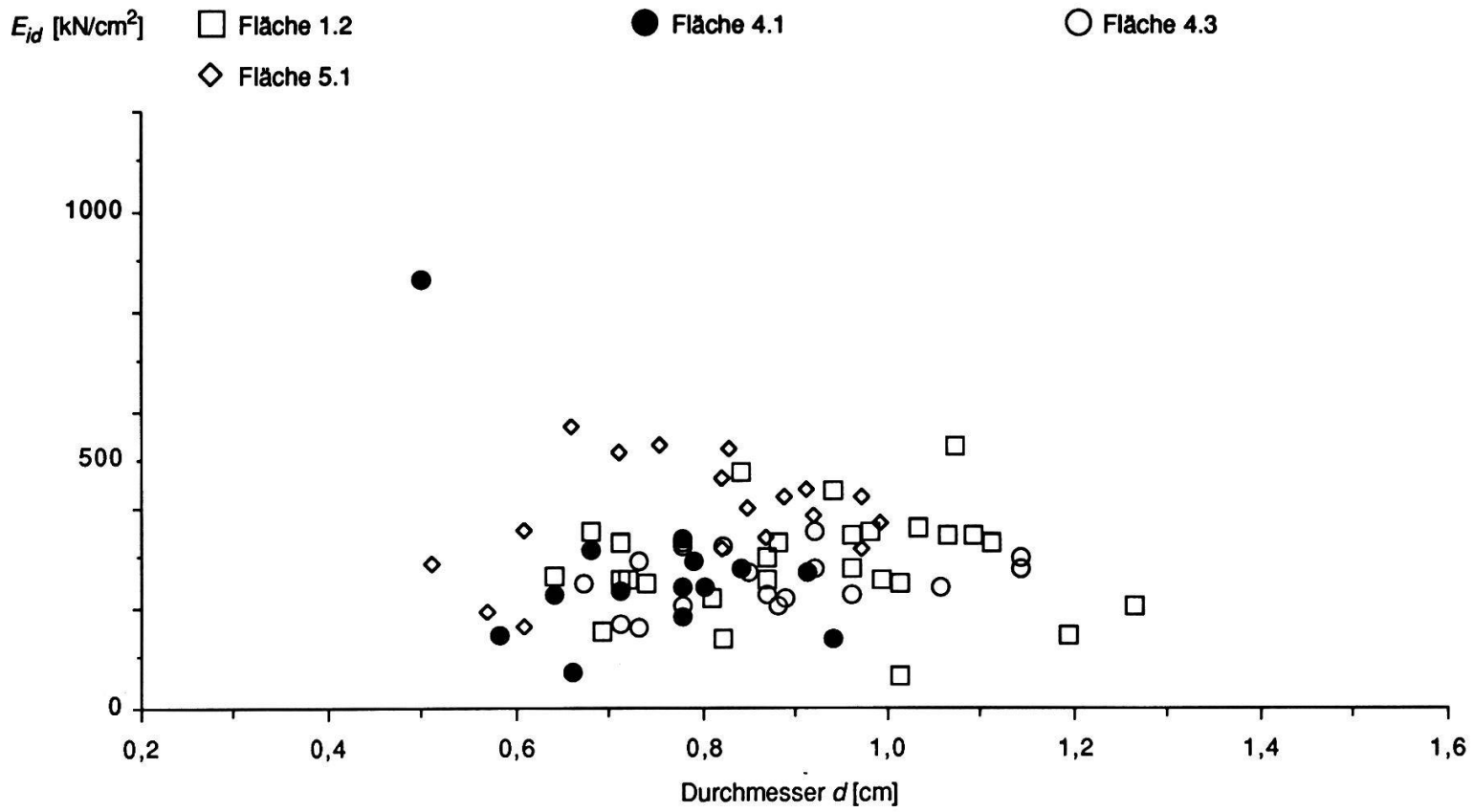


Fig. 3.17. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **13. 6. 79.**

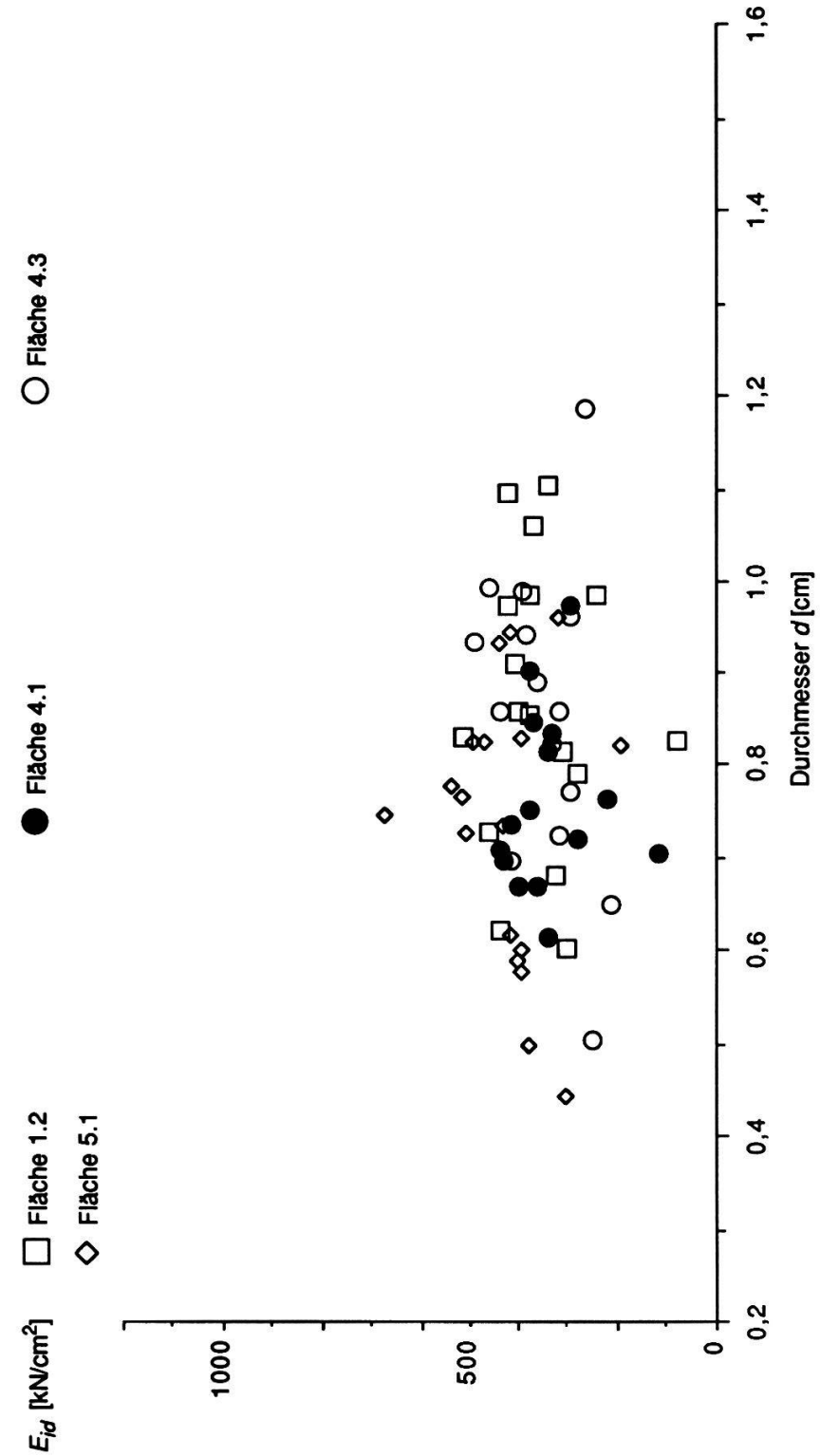


Fig. 3.18. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **27. 6. 79.**

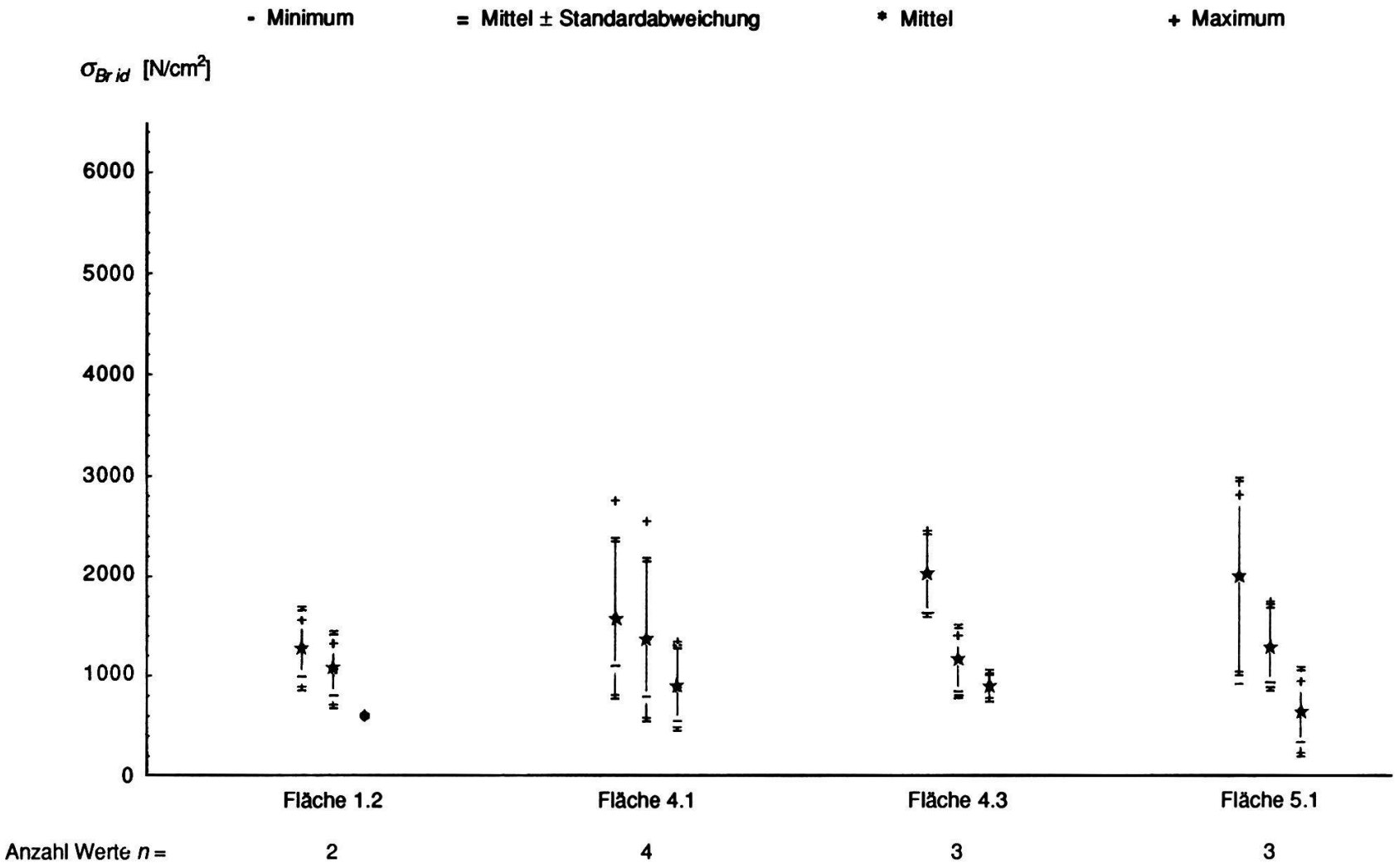


Fig. 3.19. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

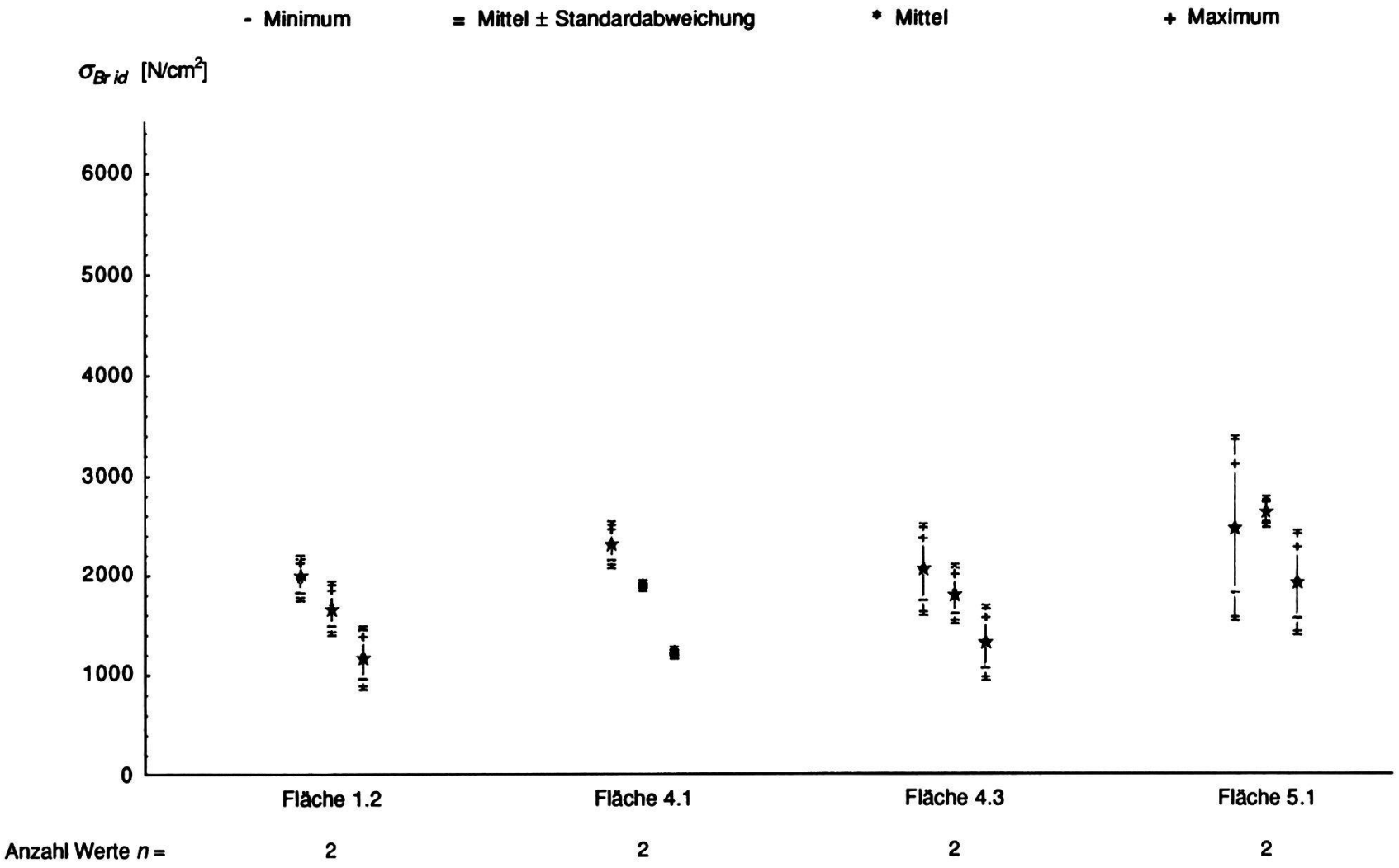


Fig. 3.20. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

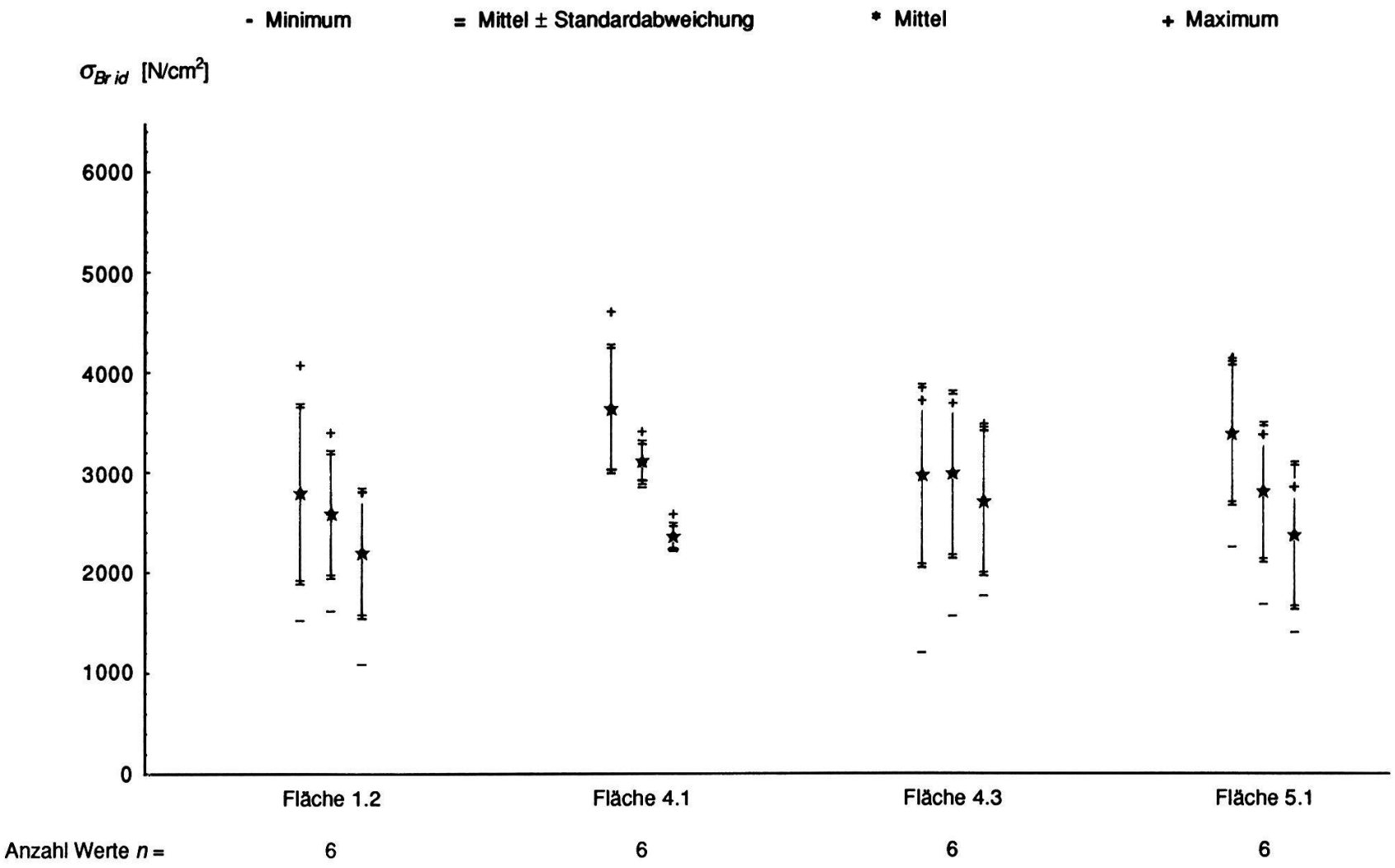


Fig. 3.21. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **23. 7. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

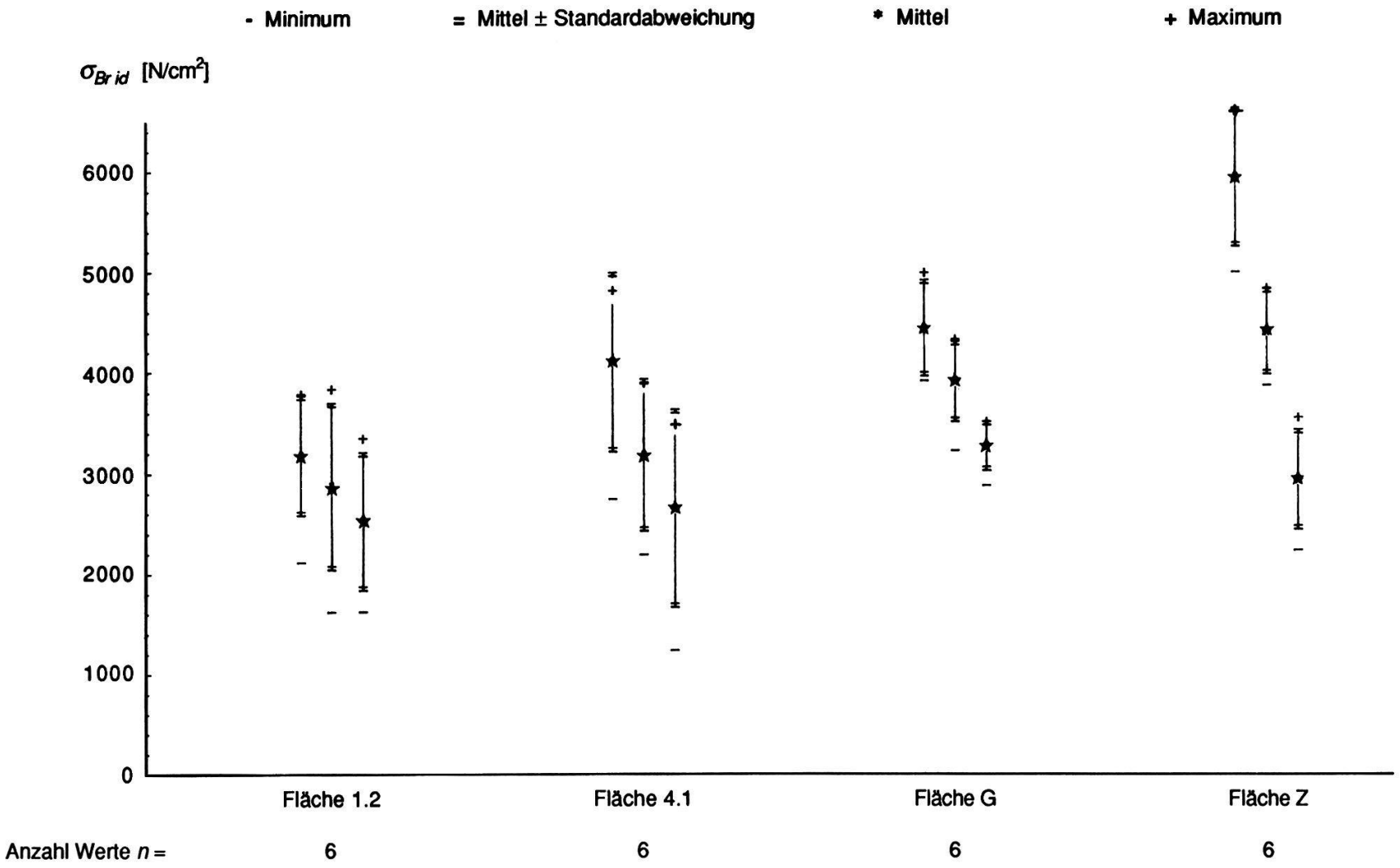


Fig. 3.22. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **12. 8. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

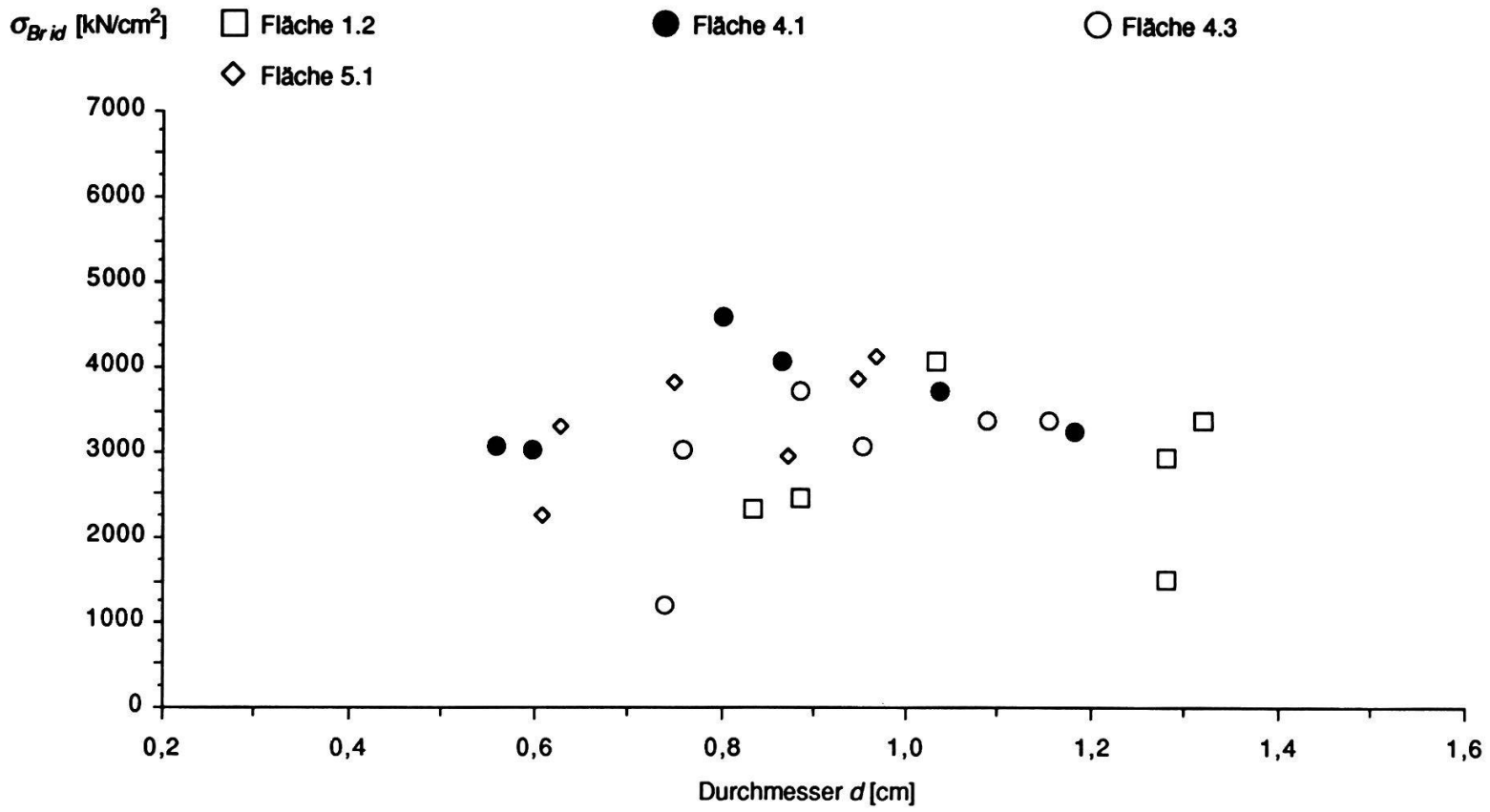


Fig. 3.23. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke** vom **23. 7. 79.**

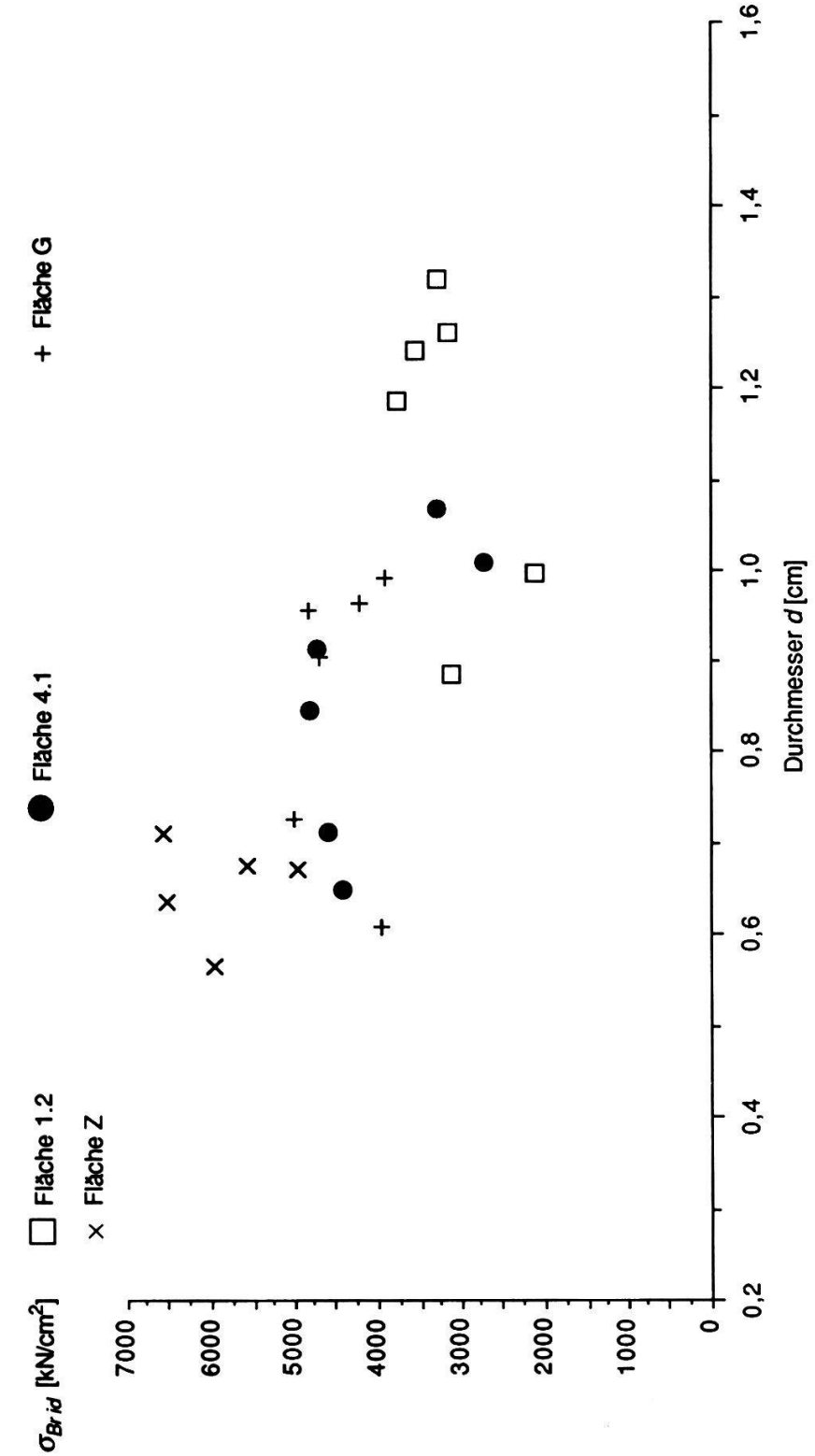


Fig. 3.24. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke** vom **12. 8. 79**.

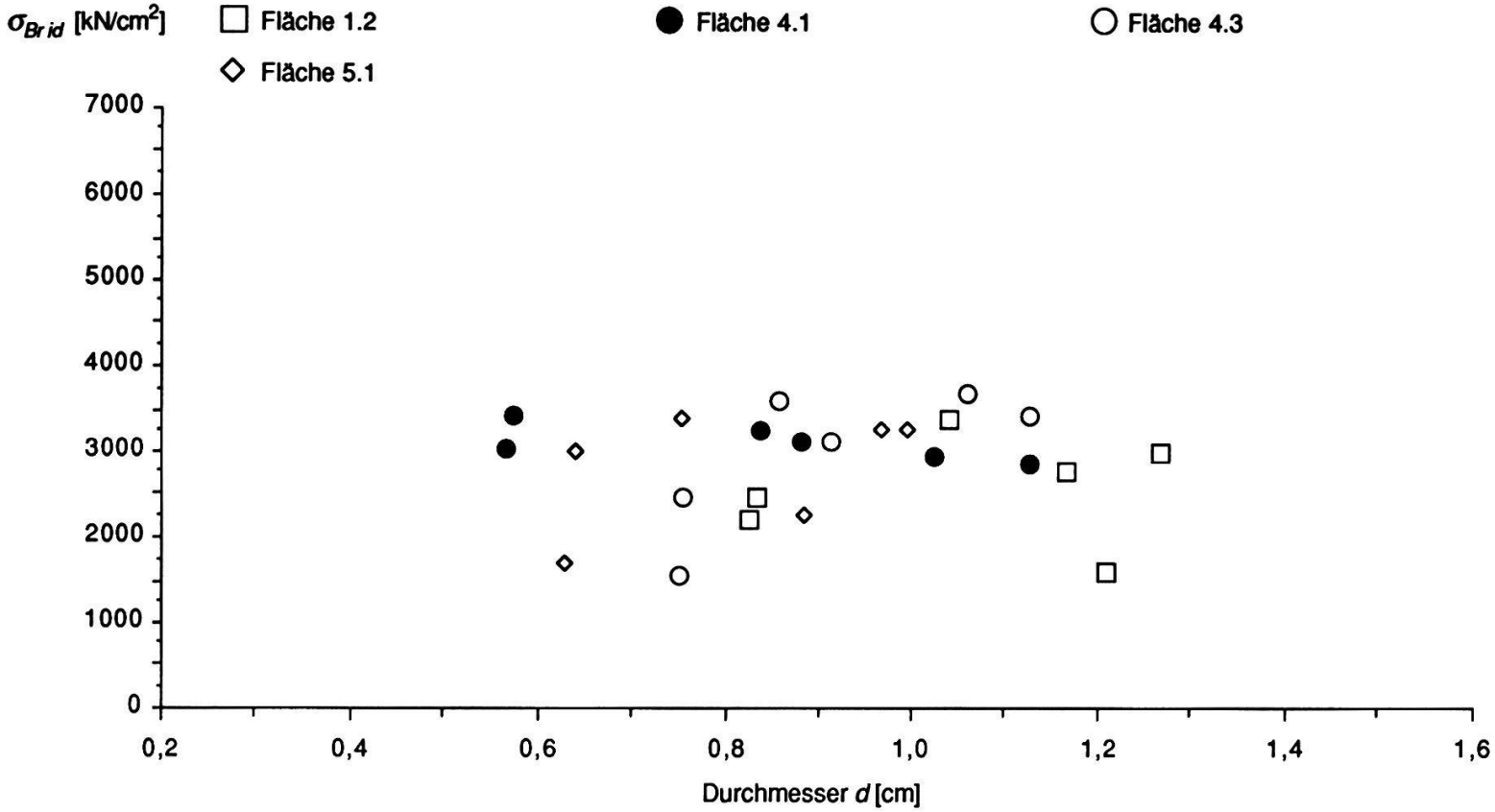


Fig. 3.25. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **23. 7. 79.**

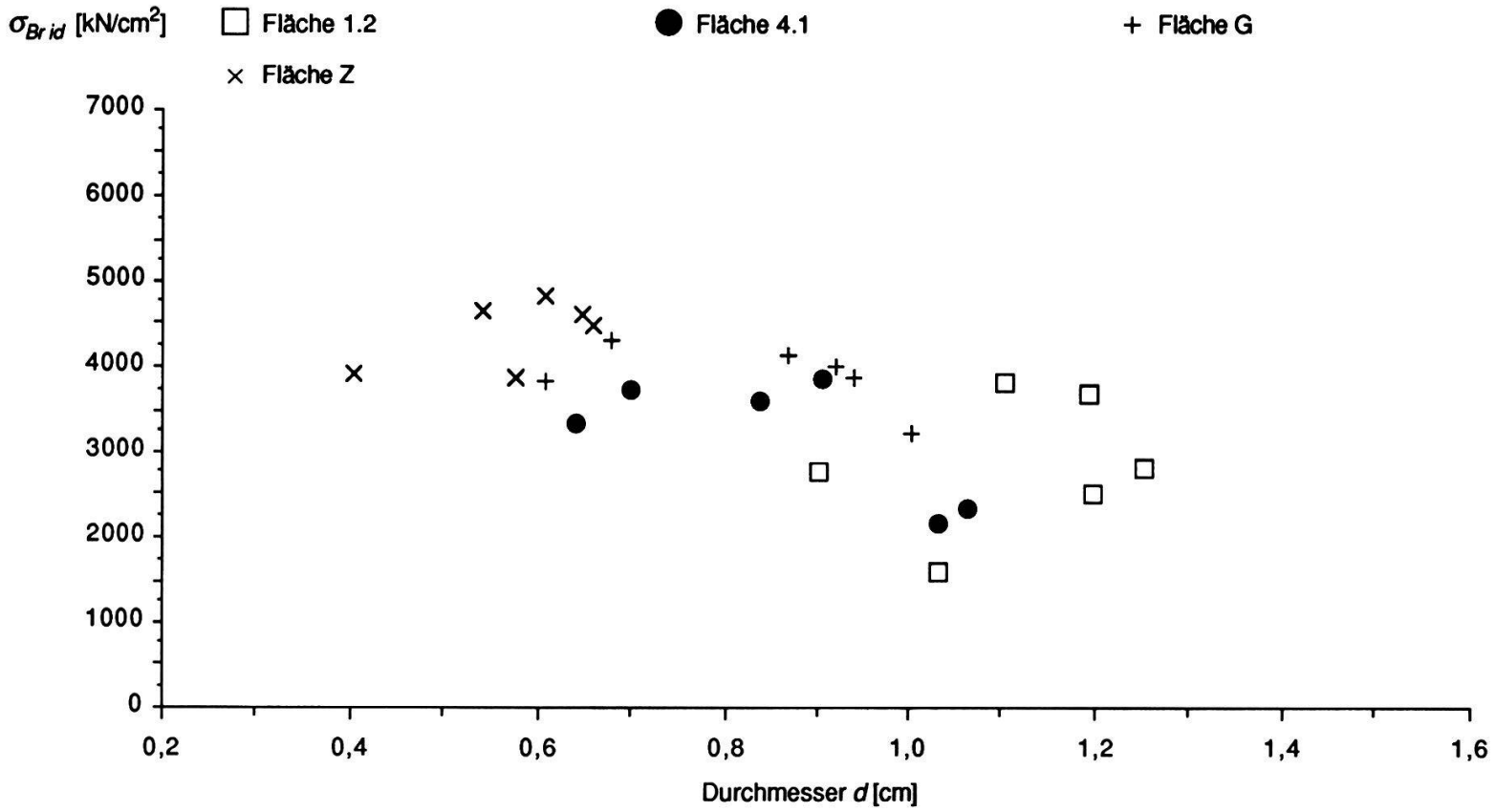


Fig. 3.26. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **12. 8. 79.**

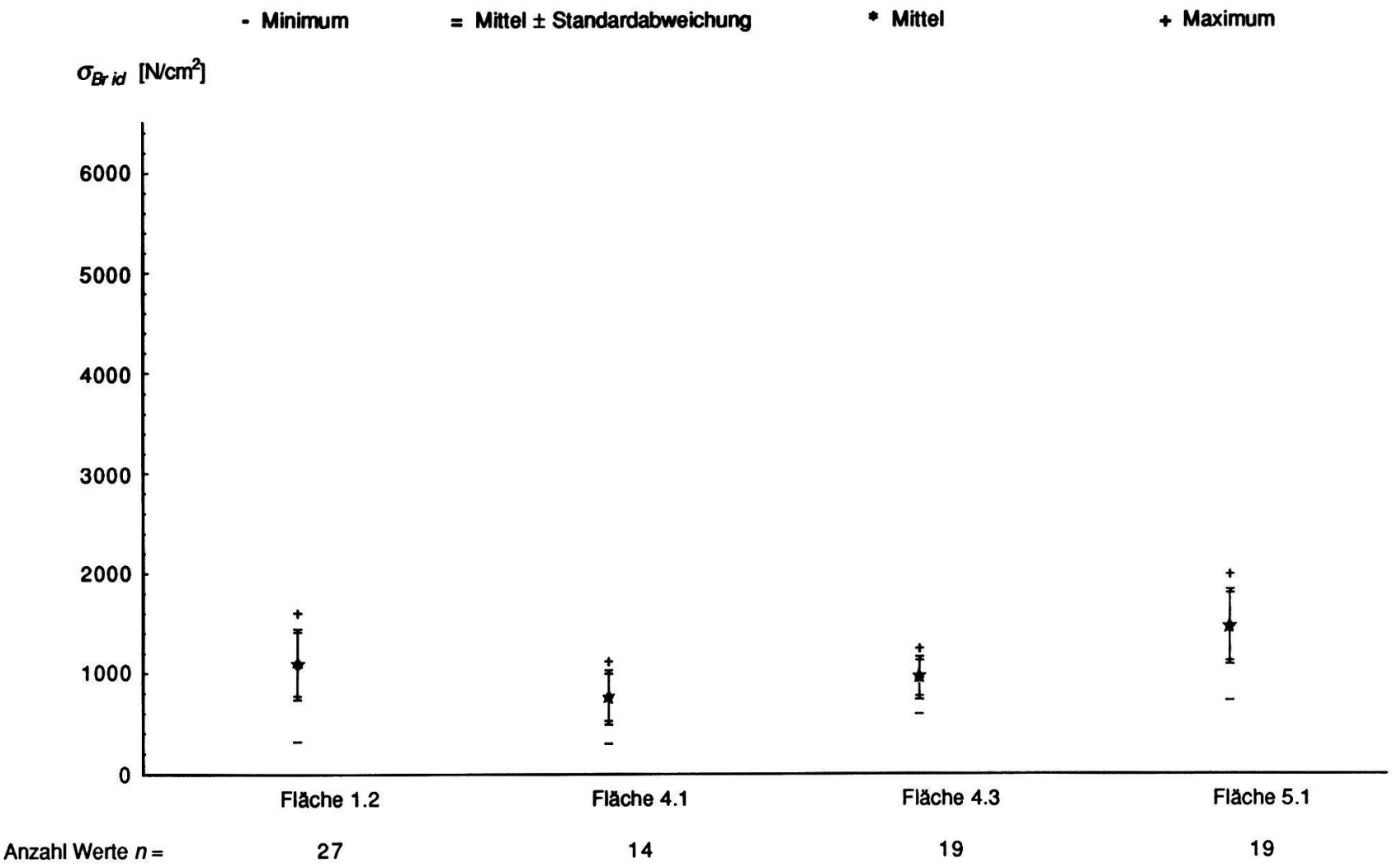


Fig. 3.27. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

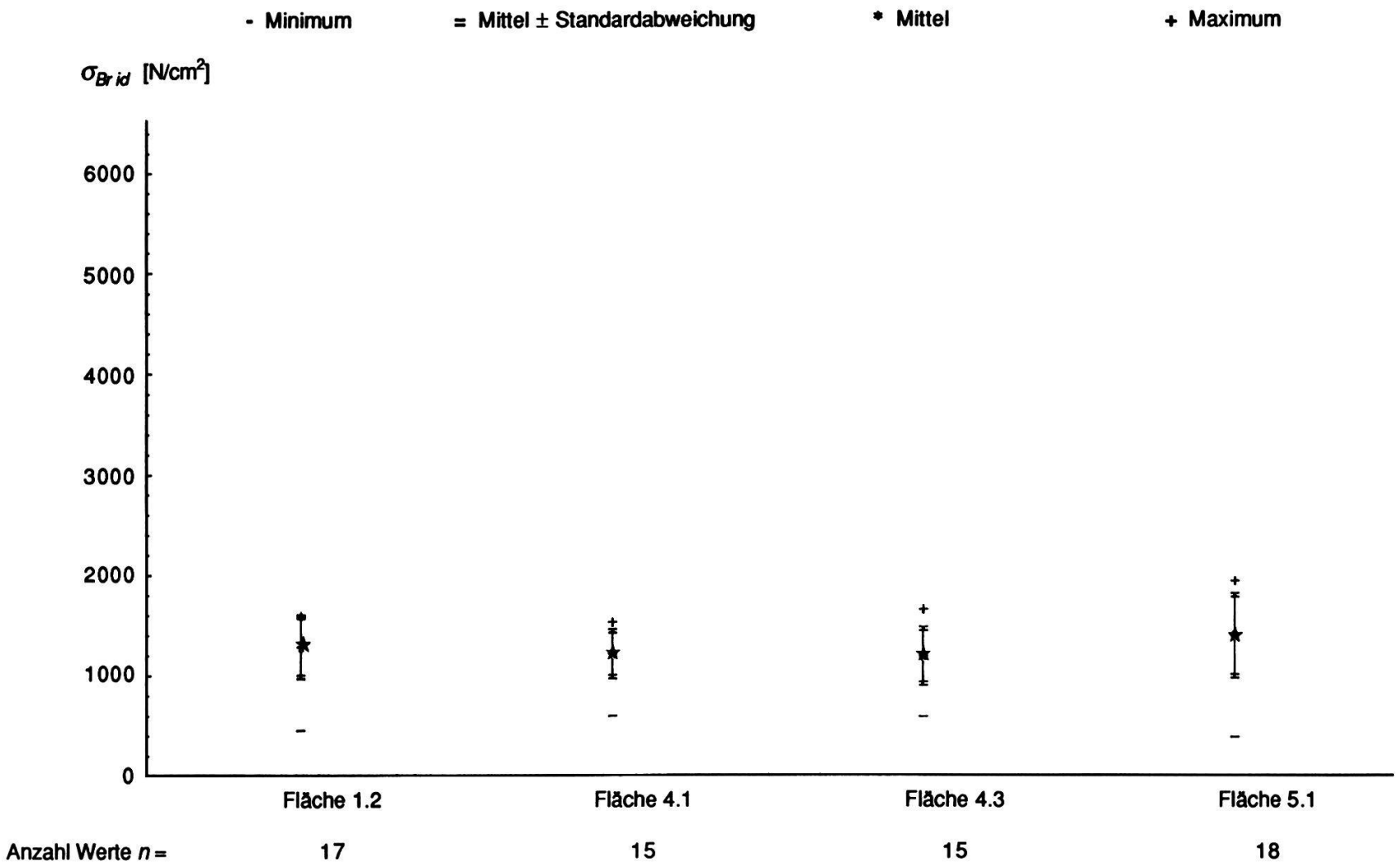


Fig. 3.28. Ideelle Bruchspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

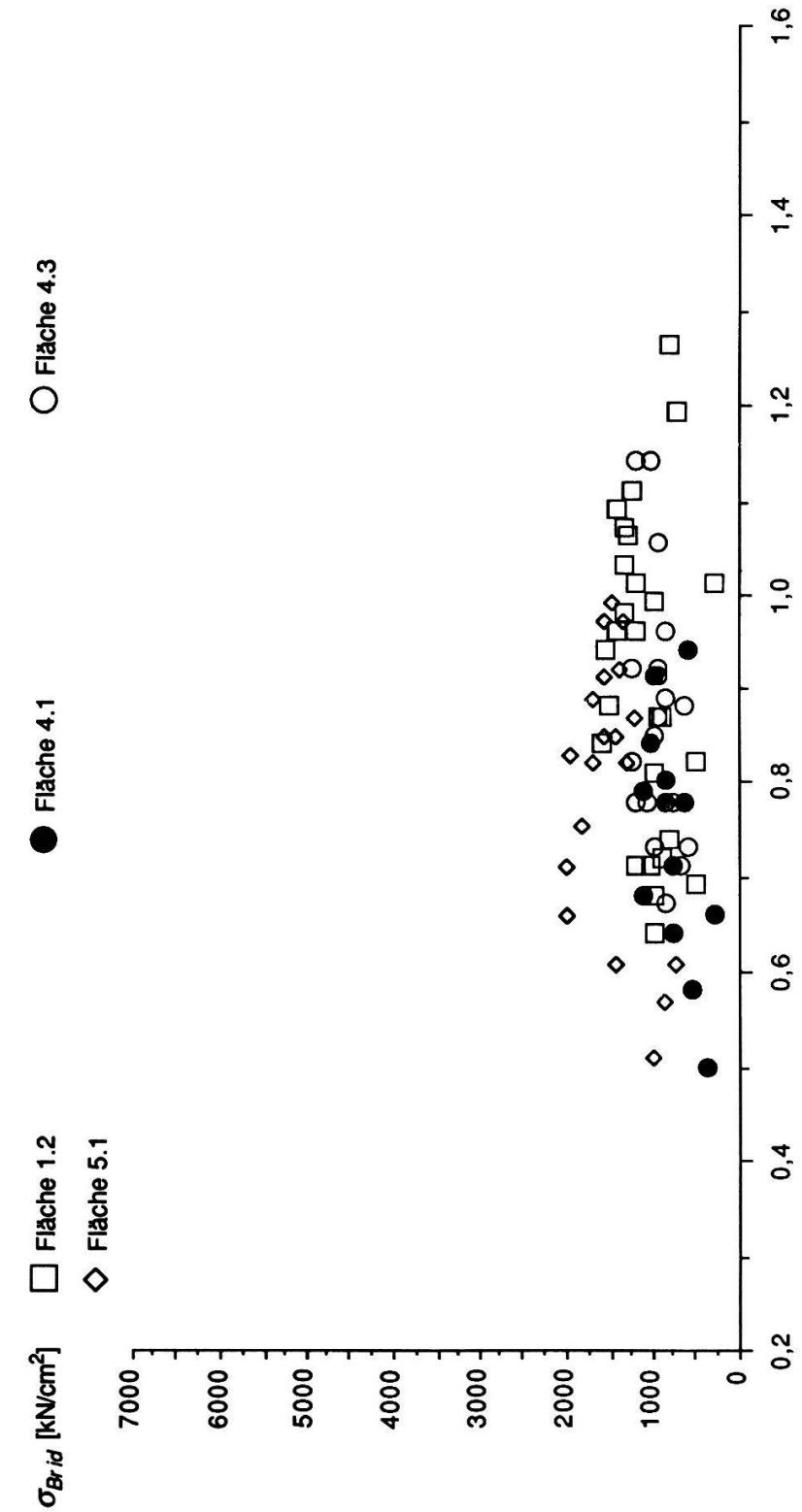


Fig. 3.29. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **13. 6. 79**.

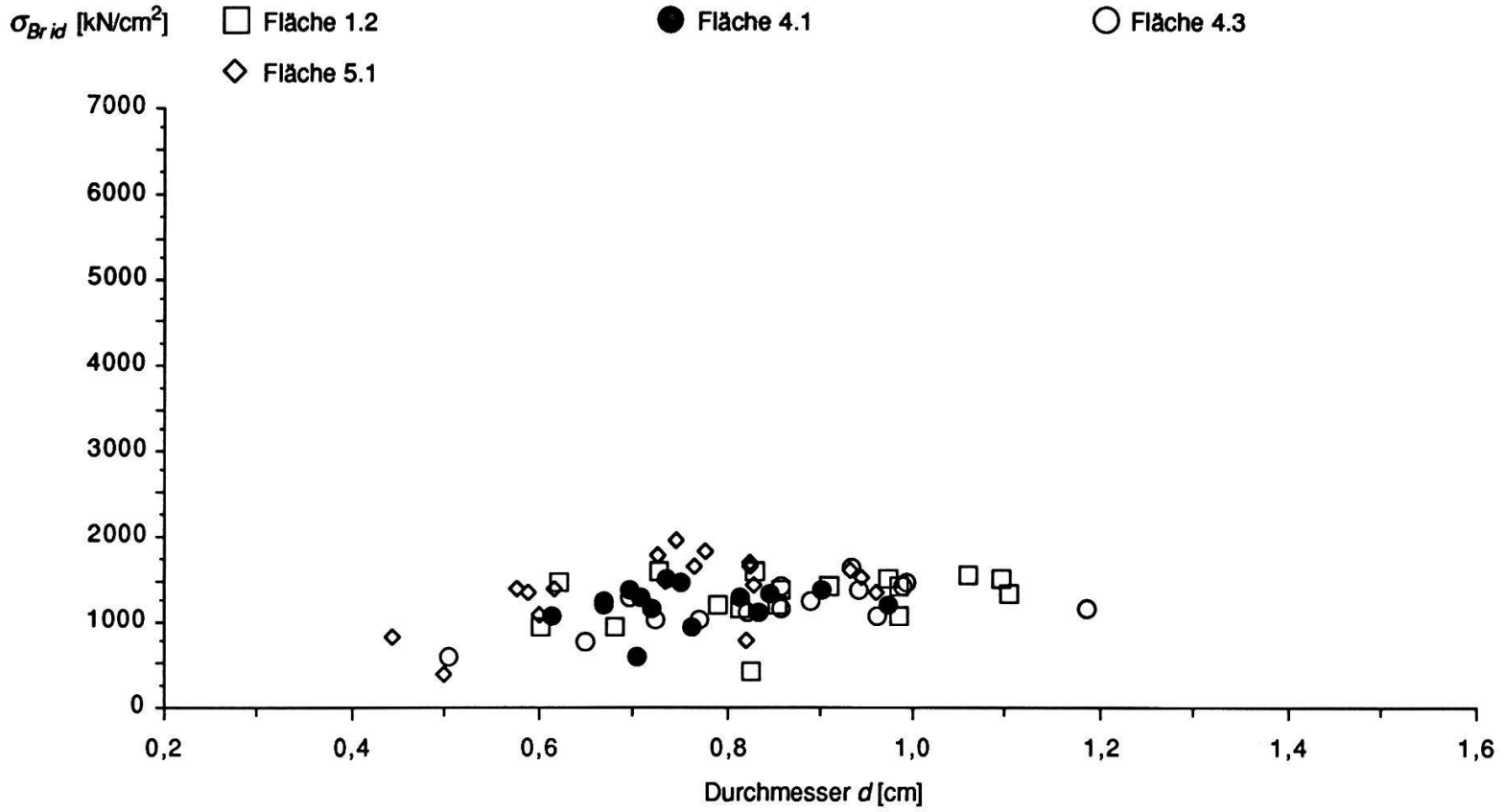


Fig. 3.30. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **27. 6. 79**.

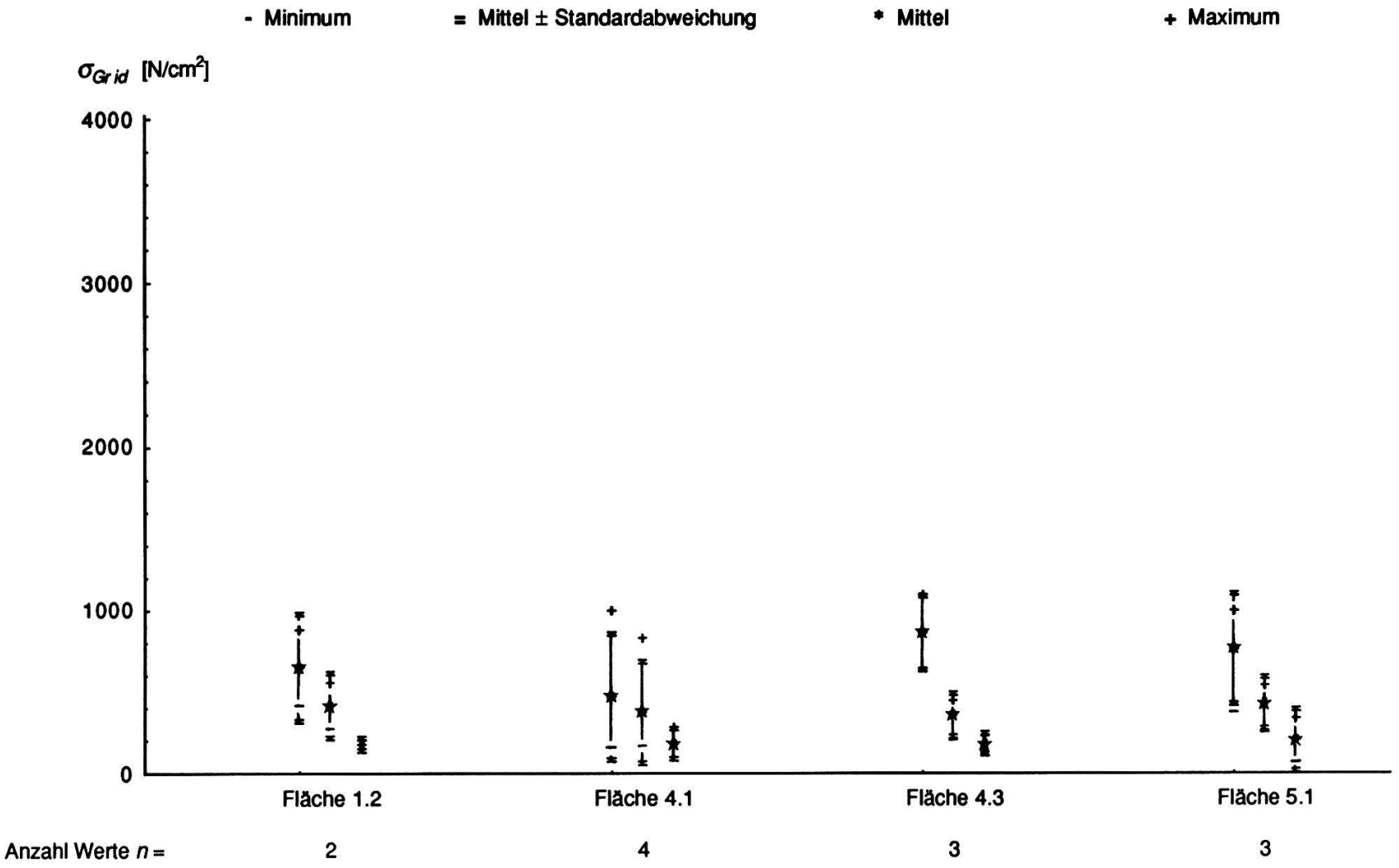


Fig. 3.31. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

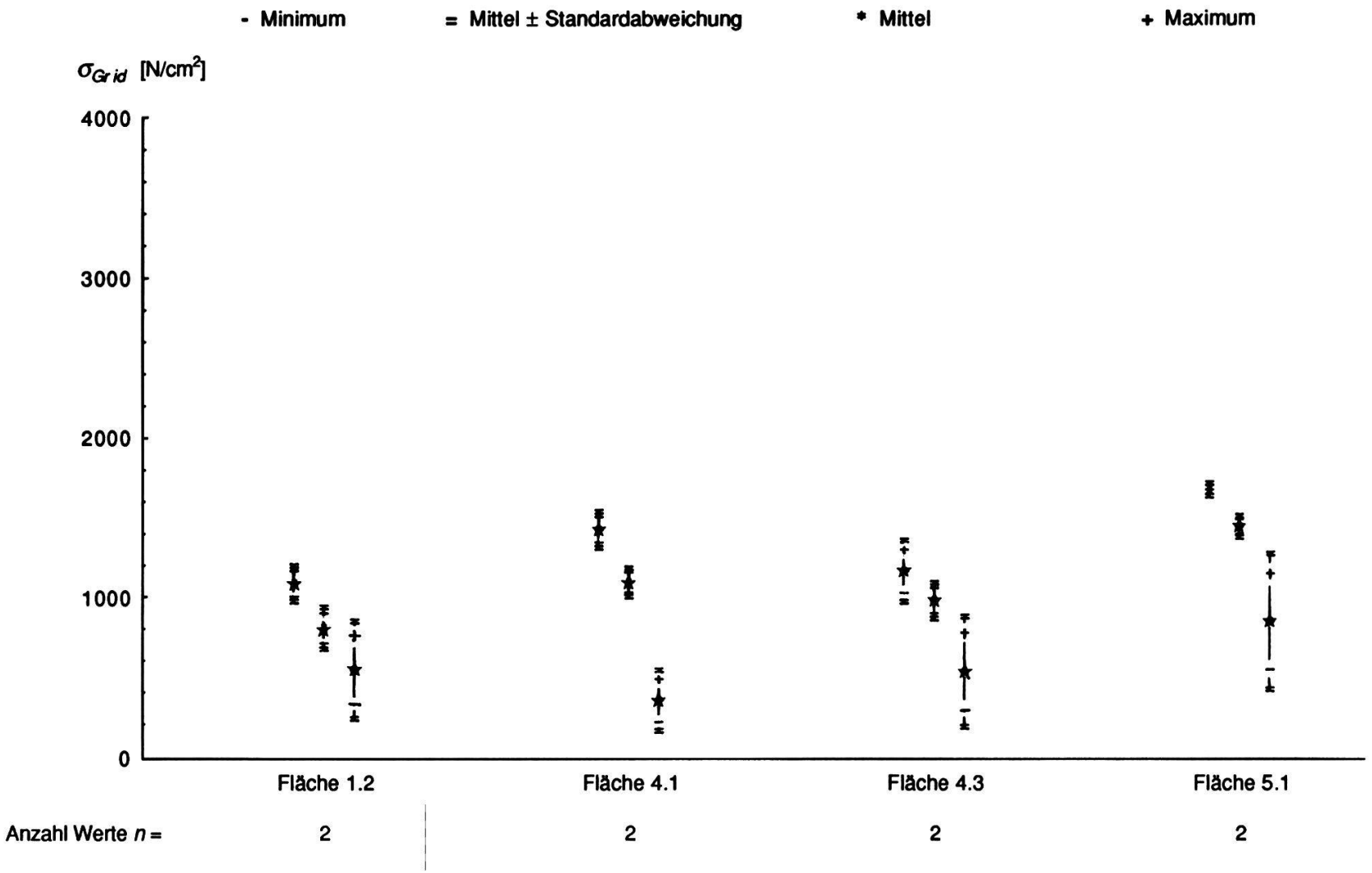


Fig. 3.32. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

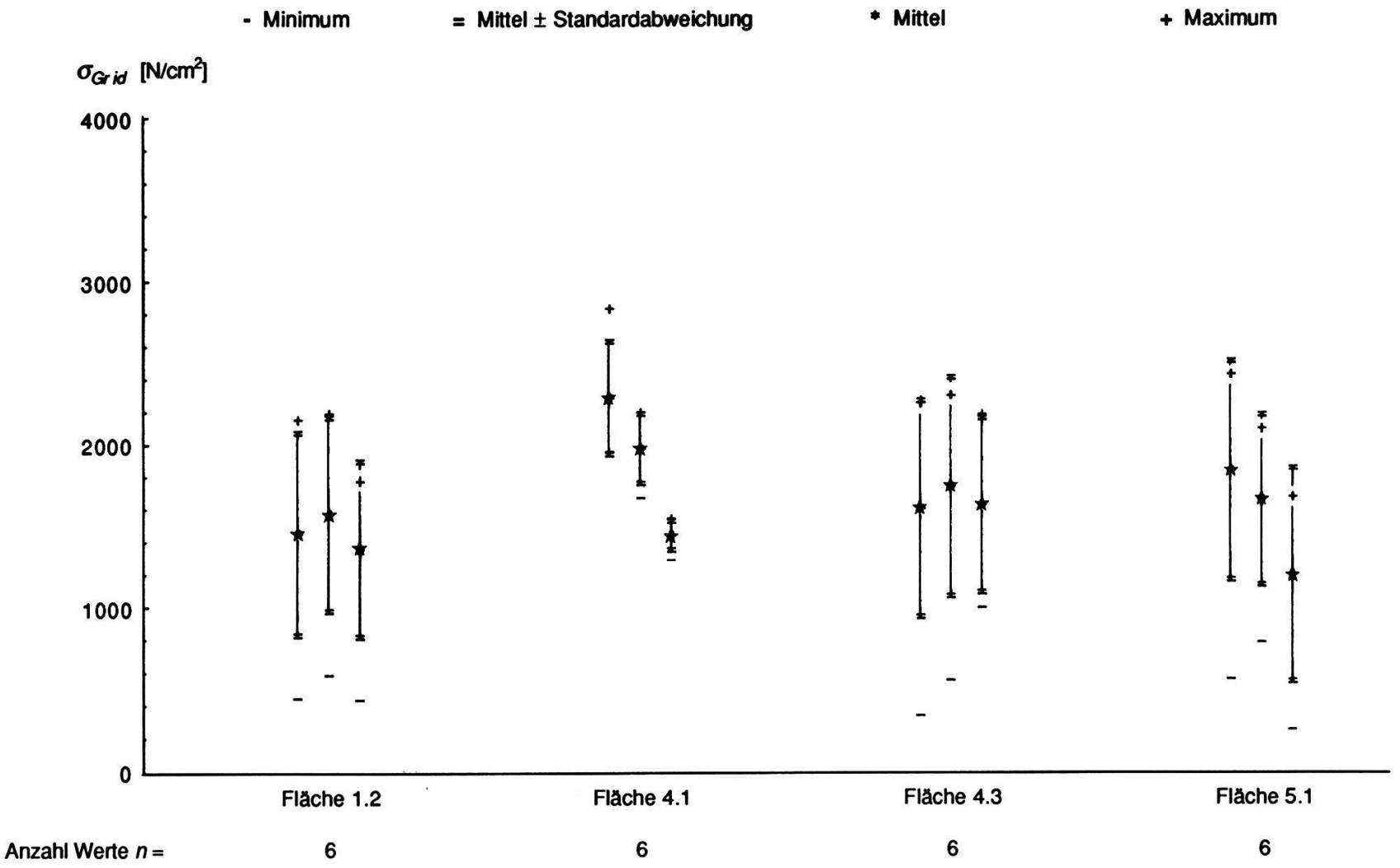


Fig. 3.33. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **23. 7. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

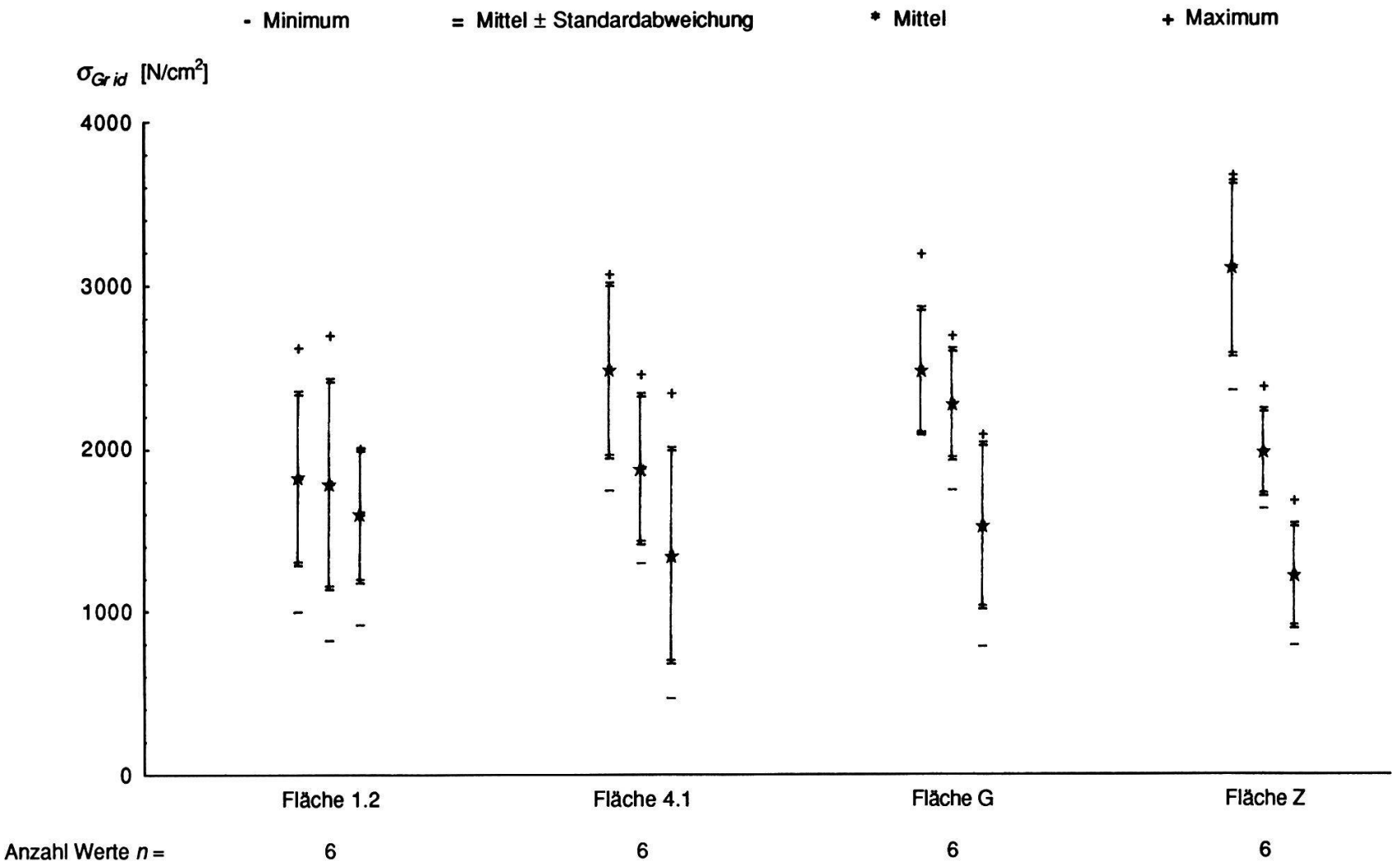


Fig. 3.34. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **12. 8. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

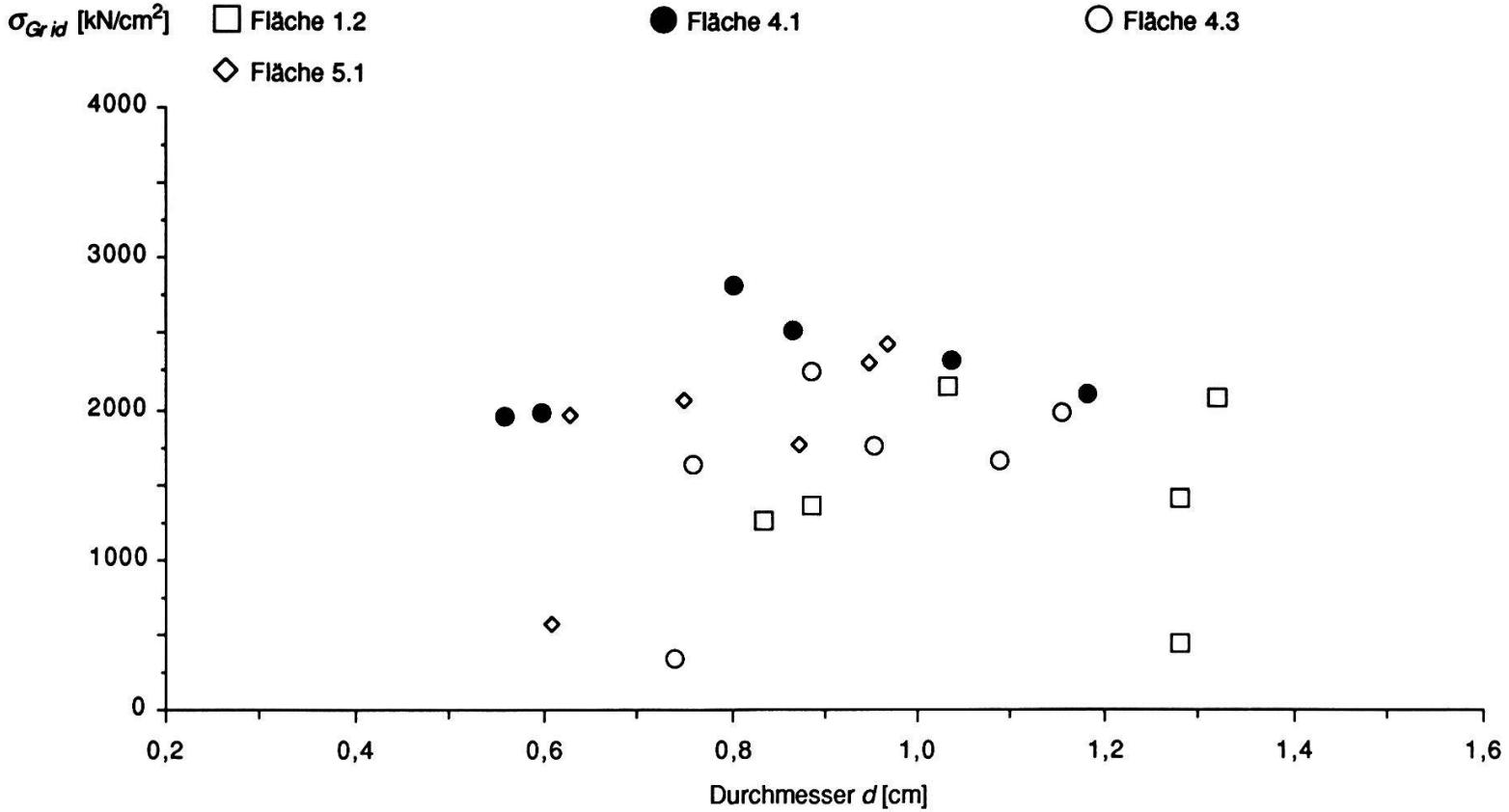


Fig. 3.35. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke** vom **23. 7. 79**.

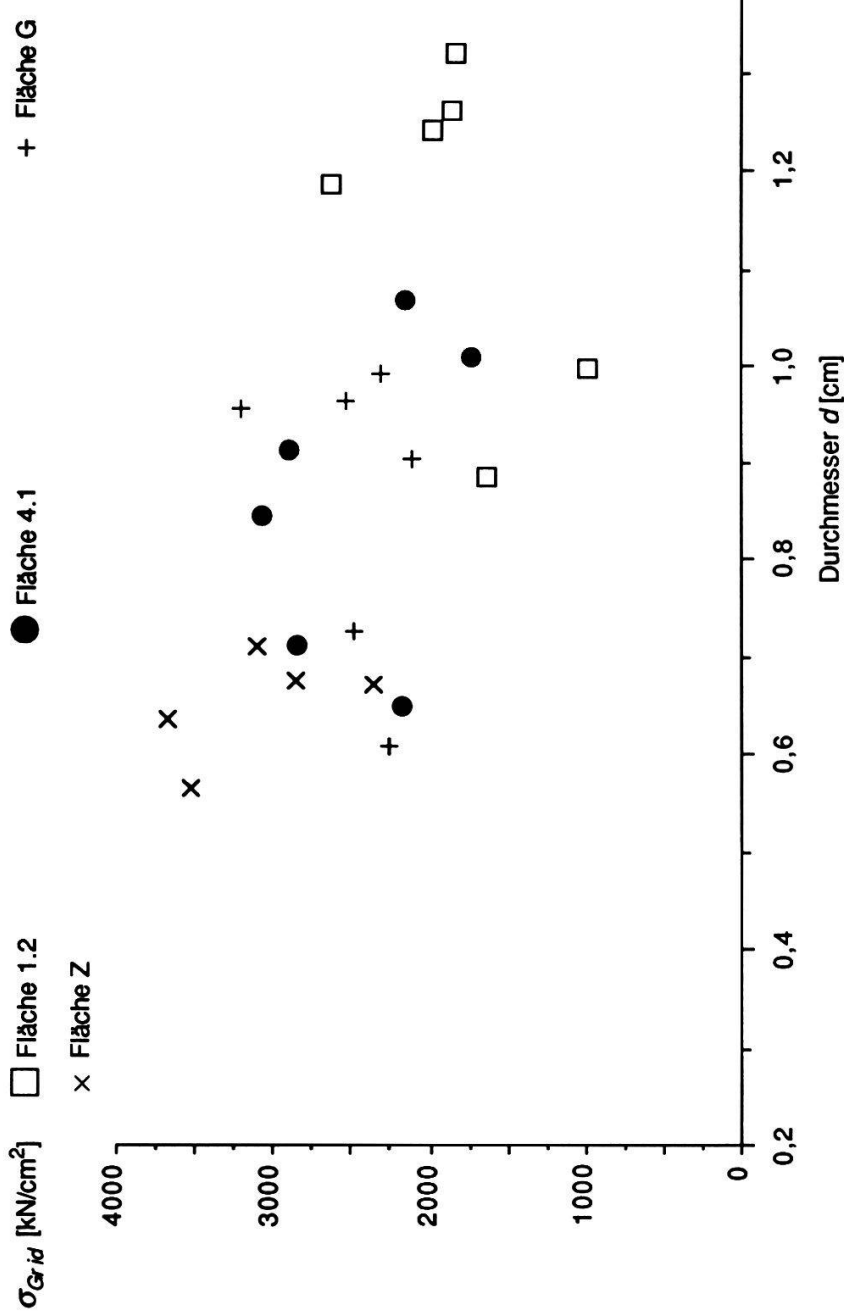


Fig. 3.36. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke** vom **12. 8. 79**.

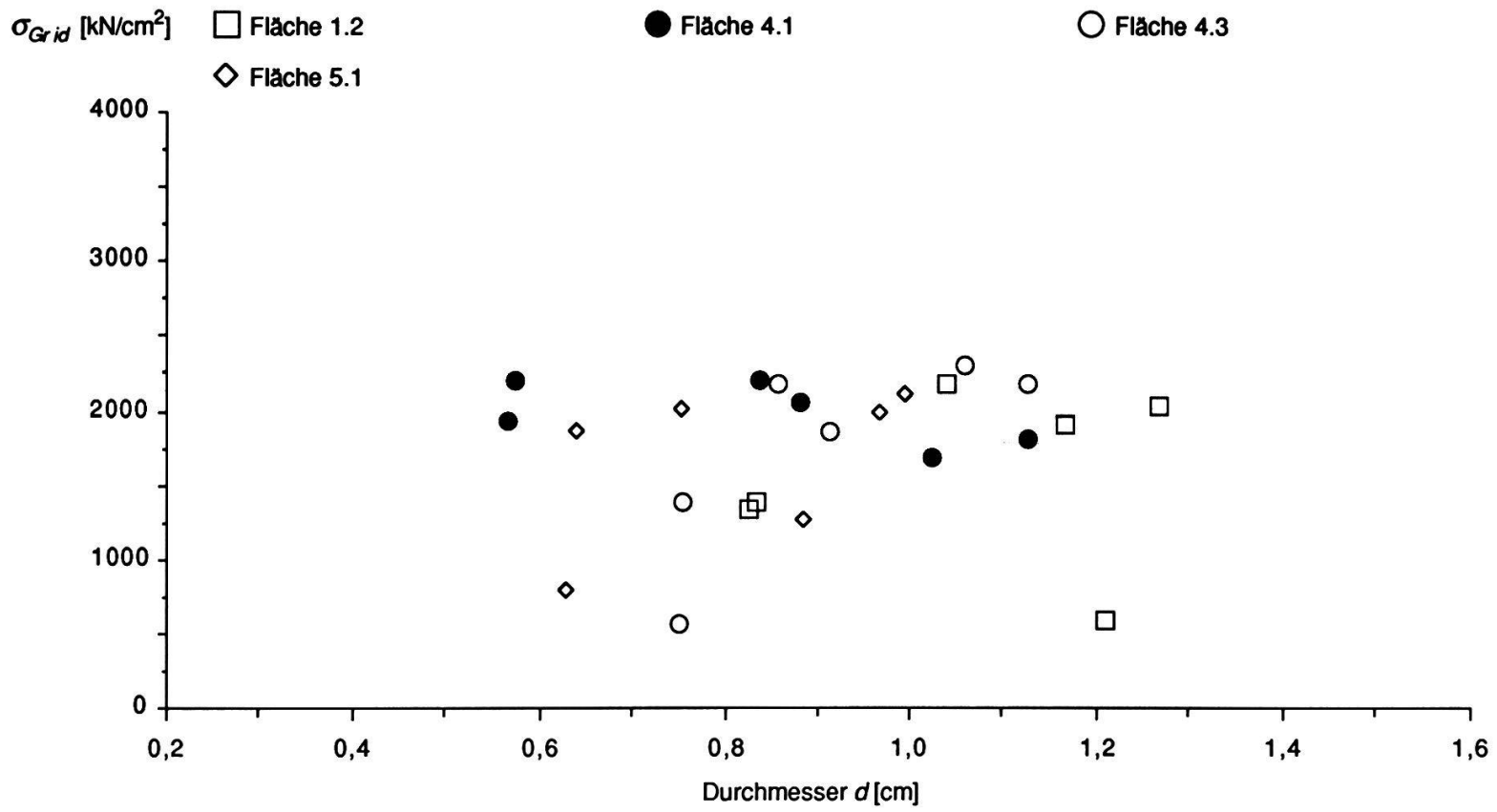


Fig. 3.37. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **23. 7. 79.**

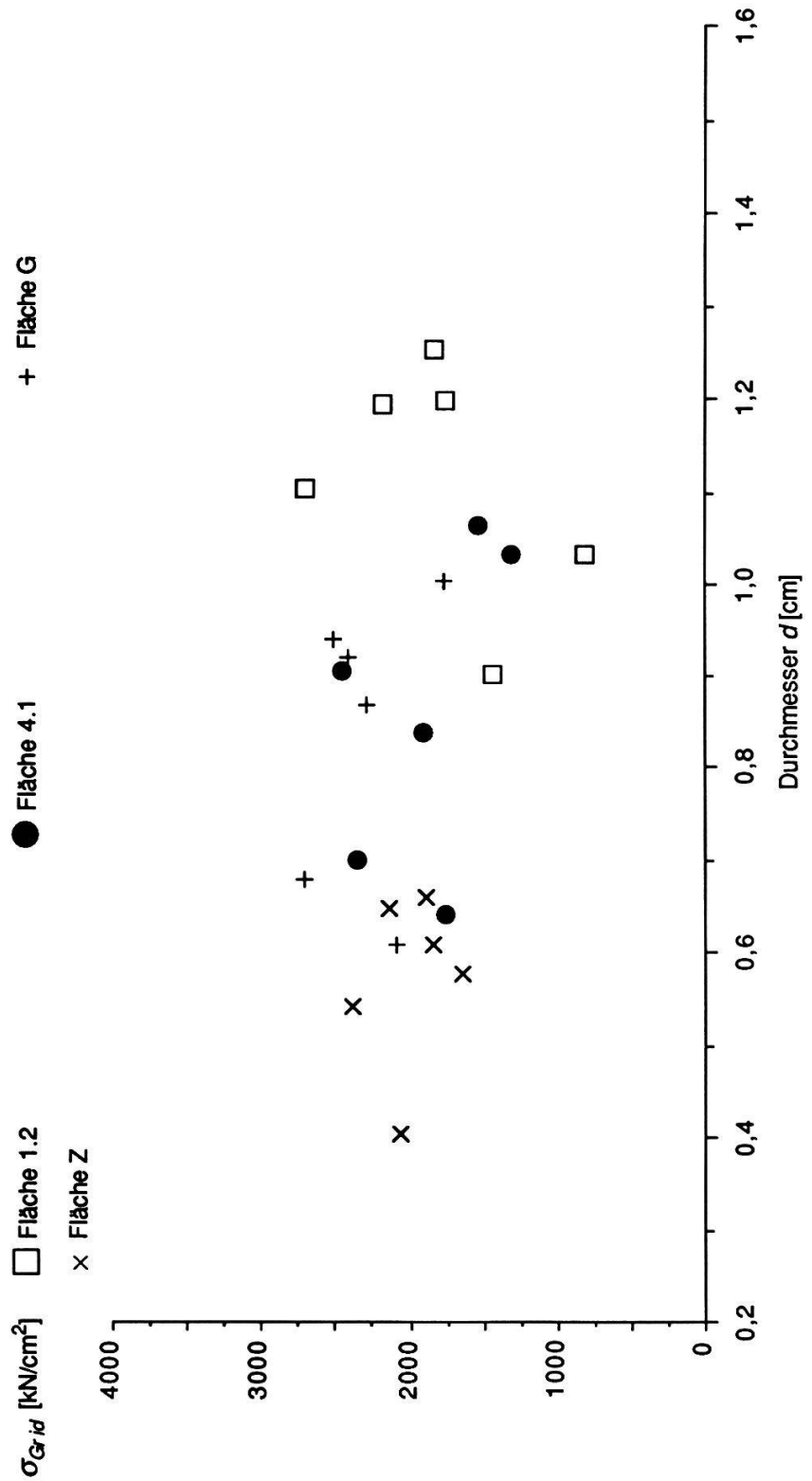


Fig. 3.38. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke** vom **12. 8. 79**.

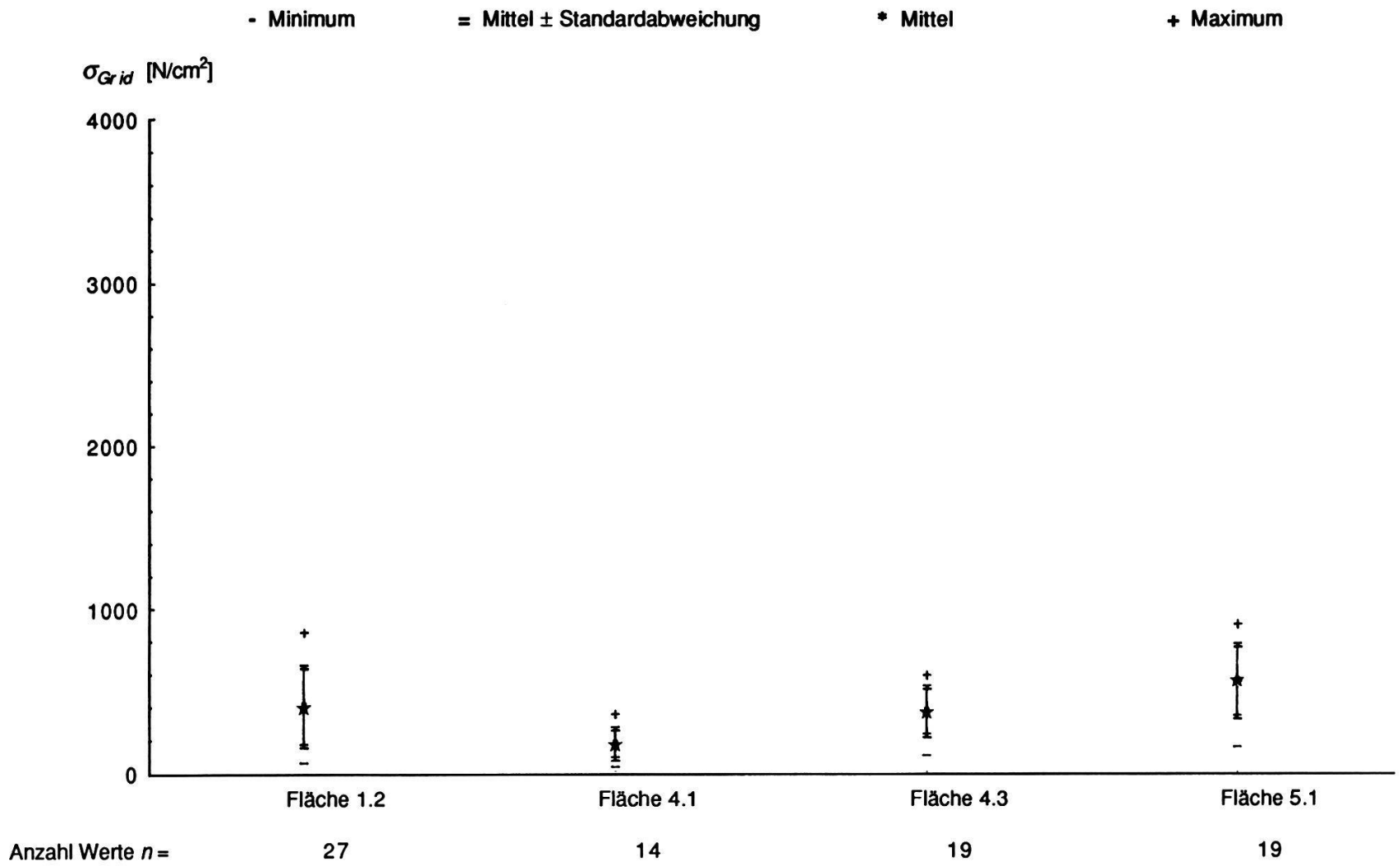


Fig. 3.39. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

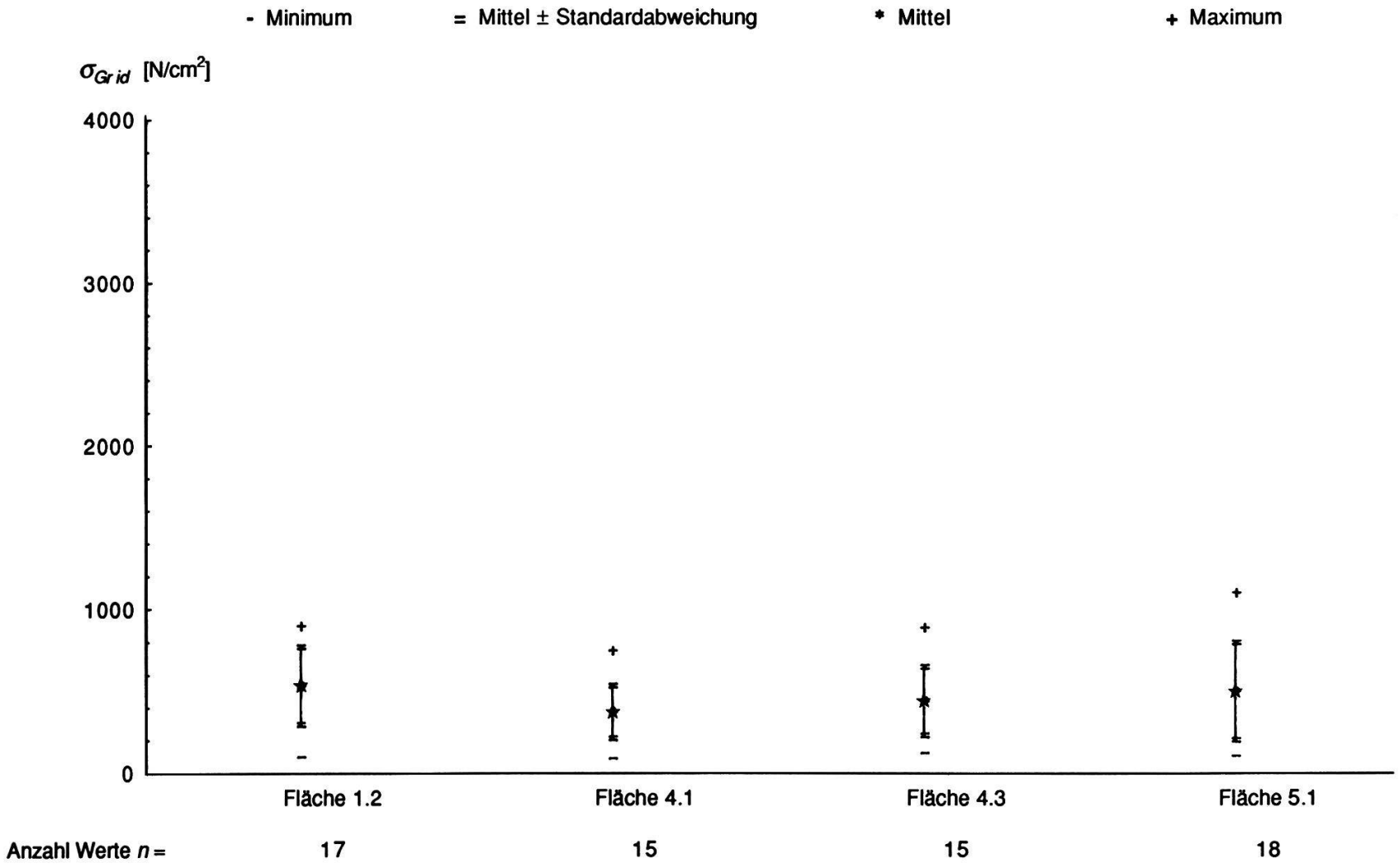


Fig. 3.40. Ideelle Grenzspannung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79**.
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie.

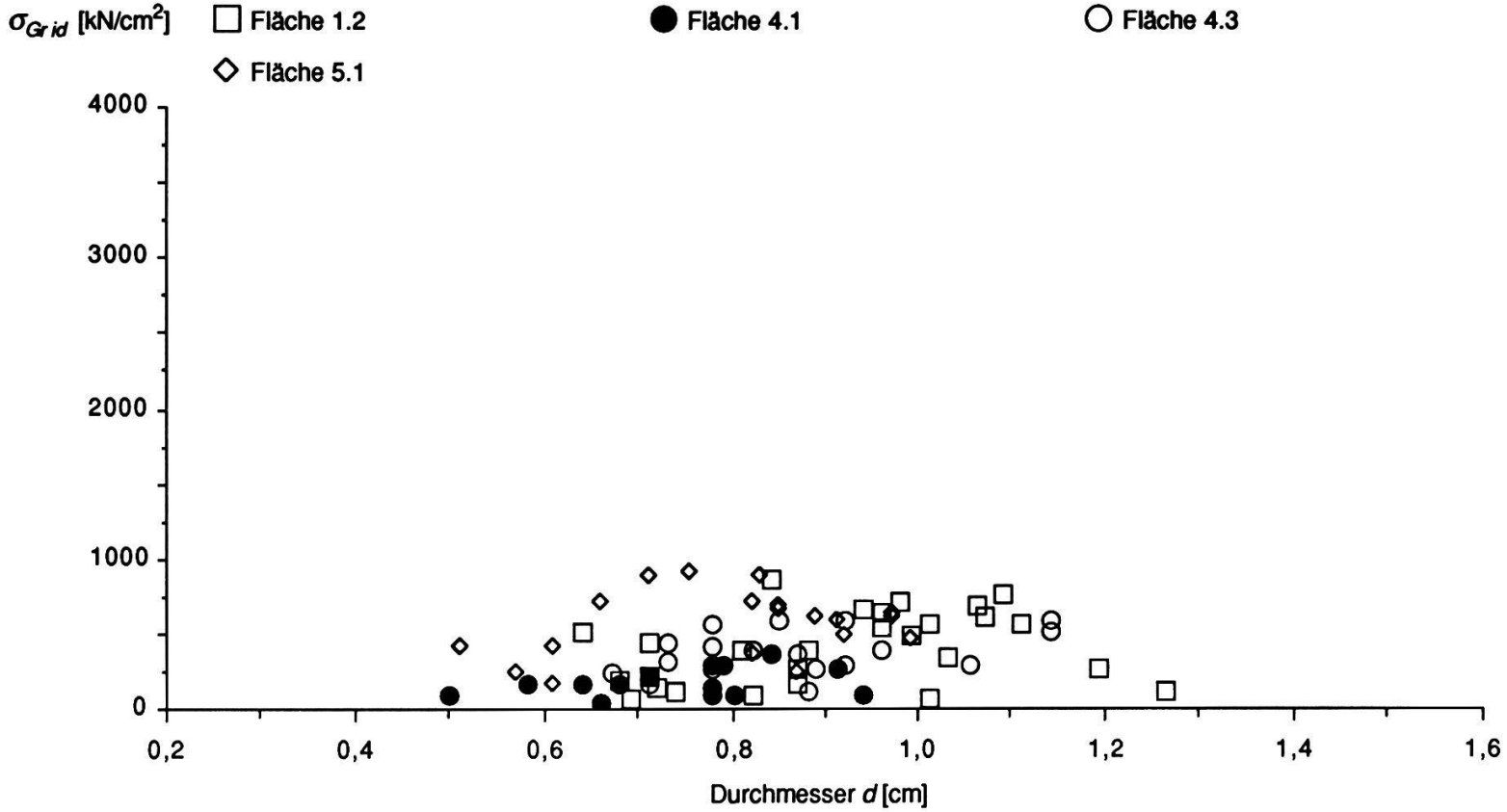


Fig. 3.41. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers.
Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **13. 6. 79.**

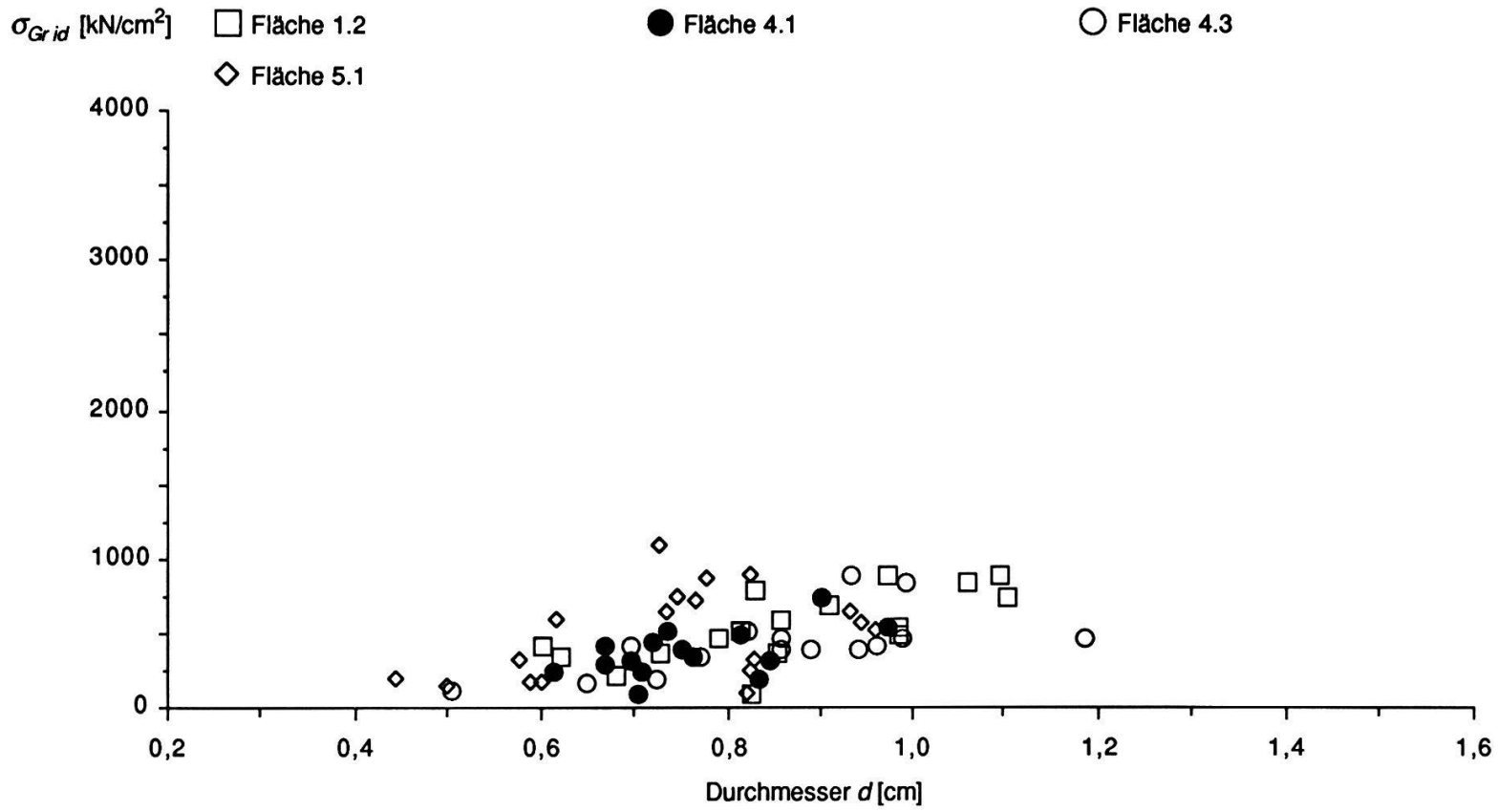


Fig. 3.42. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom **27. 6. 79**.

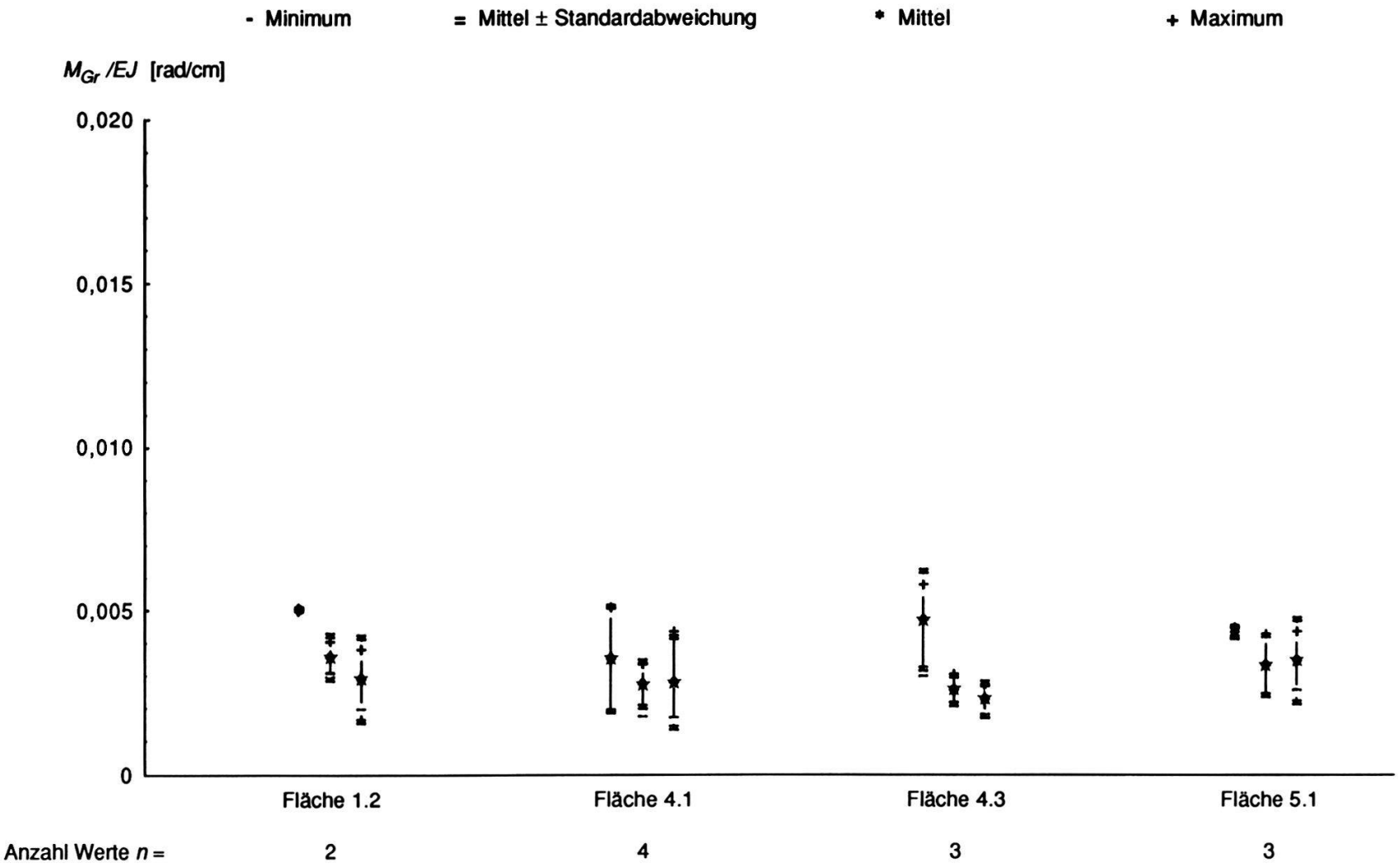


Fig. 3.43. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **13. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

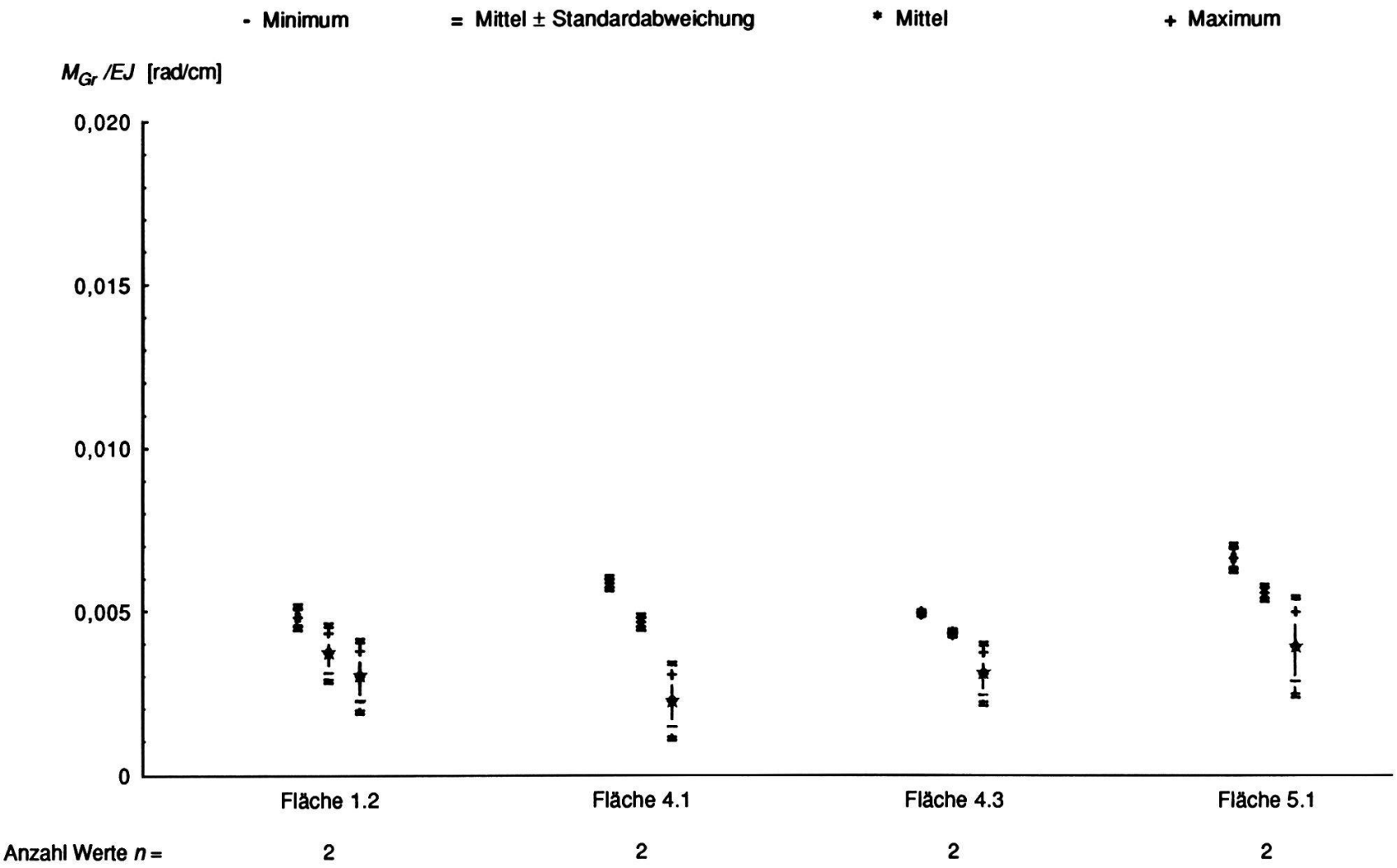


Fig. 3.44. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **27. 6. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

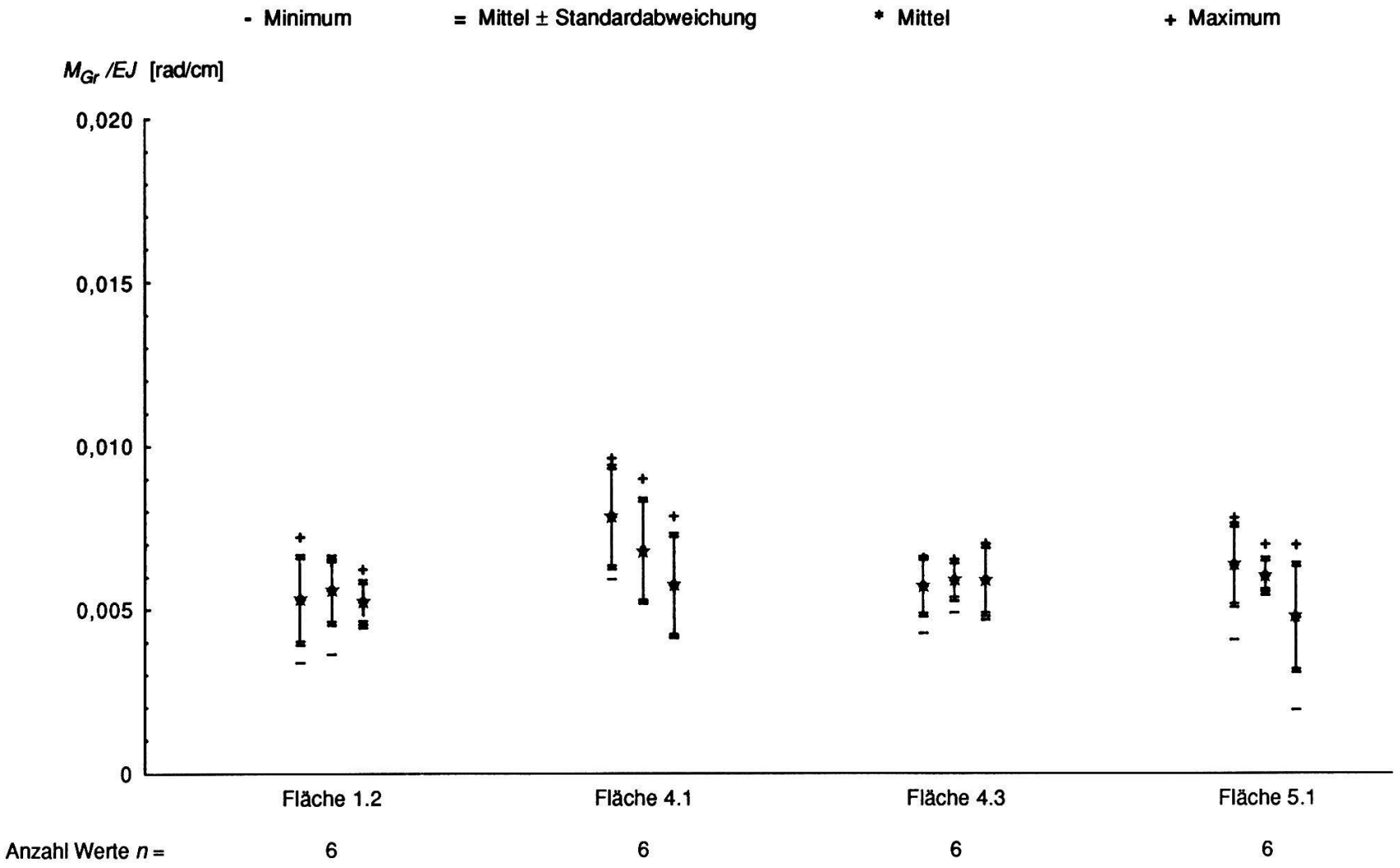


Fig. 3.45. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **23. 7. 79.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

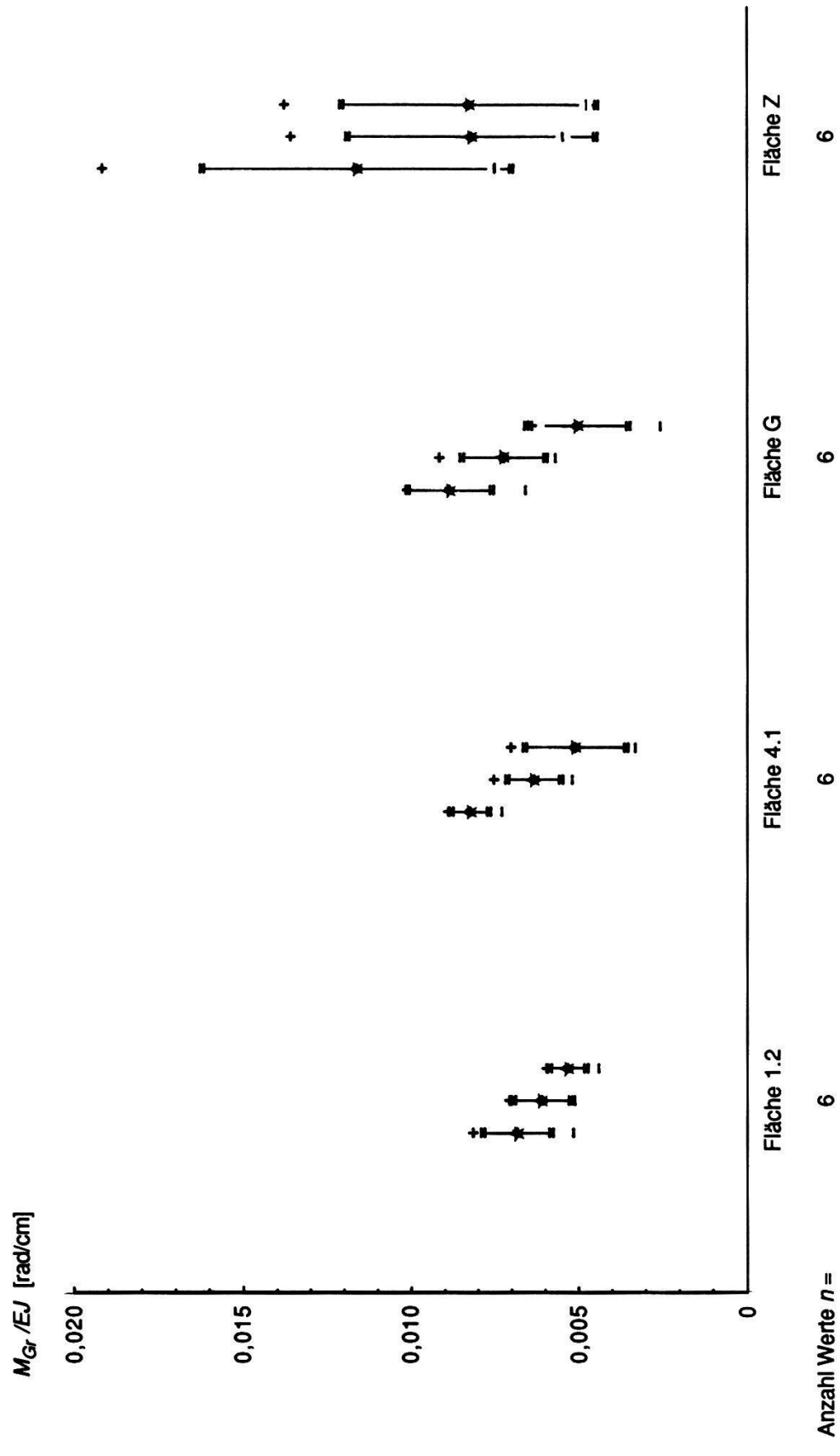


Fig. 3.46. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom **12. 8. 79**.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

3.4.2. Schilf aus Othfresen

In Othfresen (BRD, Gemeinde Liebenburg, Kreis Goslar) ist seit 1974 eine biologische Abwasserreinigungsanlage, basierend auf dem Prinzip der "limnischen Entsorgung durch aktive Wurzelräume" (KICKUTH 1977), in Betrieb (UTZ 1978, CARDENAS 1978). Entscheidend bei diesem Verfahren ist die Fähigkeit bestimmter Sumpf- und Uferpflanzen, nicht nur ihre unterirdischen Organe (Rhizome und Wurzeln), sondern auch noch den umgebenden Boden mit Sauerstoff zu versorgen. Dadurch entsteht ein Mosaik aerober und anaerober Bereiche im Wurzelraum. Dies schafft die mikrobiellen Voraussetzungen für einen sehr weitgehenden Abbau der Schadstoffe im Abwasser (KICKUTH 1975-1979). Das Entsorgungsprojekt Othfresen ist das erste seiner Art und wurde in enger Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Ökochemie des Instituts für Bodenkunde der Universiät Göttingen (unter R. Kickuth) entwickelt. Das Gelände, früher ein verlandeter, ehemaliger Klärteich einer Erzgrube, ist zum größten Teil von (genetisch sehr wahrscheinlich einheitlichem) Schilf überwachsen und bot uns die Gelegenheit, Halme einheitlicher Herkunft, aber unterschiedlicher Nährstoffbelastung zu gewinnen. Da das vom Abwasser beeinflußte Gebiet eine Ausdehnung von nur etwa 150 auf 300 m hat und eine maximale Höhendifferenz von rund einem Meter aufweist, können die übrigen Standortsfaktoren als homogen angenommen werden.

Am 7. Oktober 1980 entnahmen wir aus sechs verschiedenen Orten je gut 20 Halme zur Prüfung. Die Verteilung dieser von 0 bis 5 numerierten Flächen ist aus dem Situationsplan (Fig. 3.47.) ersichtlich.

- Flächen 0 und 1 liegen im unbelasteten Teil des Geländes, d.h. die Gehalte an Stickstoff und Phosphor sind niedriger als 10 g N/m^3, bzw. 1 g P/m^3.
- Fläche 2 liegt im "kontaminierten" Bereich, das ist jenes Gebiet, welches am Abbau beteiligt ist. Der Nährstoffgehalt beträgt hier noch mehr als 10 g N/m^3, bzw. 1 g P/m^3.
- Flächen 3 und 4 liegen in der Randzone des "hoch belasteten" Bereichs, d.h. das Abwasser ist noch nicht vollständig eingesickert. Der Stickstoffgehalt liegt über 25 g N/m^3, jener an Phosphor über 5 g P/m^3.
- Fläche 5 liegt unmittelbar beim Abwassereinlauf. Die mittlere Belastung des Abwassers beträgt 77,5 g N/m^3 und 15,3 g P/m^3.

Die frisch entnommenen Halme sind in Fig. 3.48. abgebildet, die Längen derselben sind in Fig. 3.49. graphisch dargestellt. Es zeigt sich, daß die Halme mit abnehmender Nährstoffbelastung länger werden (Fläche 4, am hydraulisch oberen



Fig. 3.47. Situationsplan der Kläranlage Othfresen mit eingezeichneten Entnahmeorten für die Schilfproben.



Fig. 3.48. Zur Biegeprüfung geerntete Schilfhalme in Othfresen. Jedes Bündel entstammt einer der Flächen 0 bis 5 (von links nach rechts). In der Schwarzweiß-Reproduktion nicht mehr sehr deutlich sichtbar ist der erhöhte Anteil an bereits vergilbten Blättern bei den stark belasteten Halmen der Flächen 3 bis 5. Die Größe der abgebildeten Person beträgt rund 1,60 m.

Rand der belasteten Zone gelegen ist weniger stark belastet als Fläche 3). Der höhere Anteil bereits vergilbter Blätter bei den Flächen mit höheren Nährstoffkonzentrationen in Boden und Wasser war in der Natur deutlich sichtbar, ist jedoch in der Schwarzweißreproduktion nicht zu erkennen. Die Durchmesser (vgl. Tab. 3.7. sowie Fig. 4.3. und 4.4.) zeigen die gleiche Tendenz wie die Halmlängen. Diese Feststellungen scheinen im Widerspruch zu stehen mit den Beobachtungen, wonach an überdüngten Seen die Schilfpflanzen größer werden. Es ist jedoch zu bedenken, daß auf dem ganzen Schilfbestand des Klärwerks Othfresen höhere Nährstoffgehalte anzutreffen sind als in einem durchschnittlichen Schweizersee. Die Stickstoff- und Phosphorkonzentrationen sind hier so hoch, daß sich offenbar jede Zunahme stark schädigend auswirkt und zu geringeren Abmessungen der Individuen führt. Ganz deutlich sichtbar wird dies bei den sehr kurzen Halmen der Fläche 5, welche ja unmittelbar dem ungereinigten Abwasser ausgesetzt sind (Stickstoff: 77,5 mg/l, Phosphor 15,3 mg/l[!]).

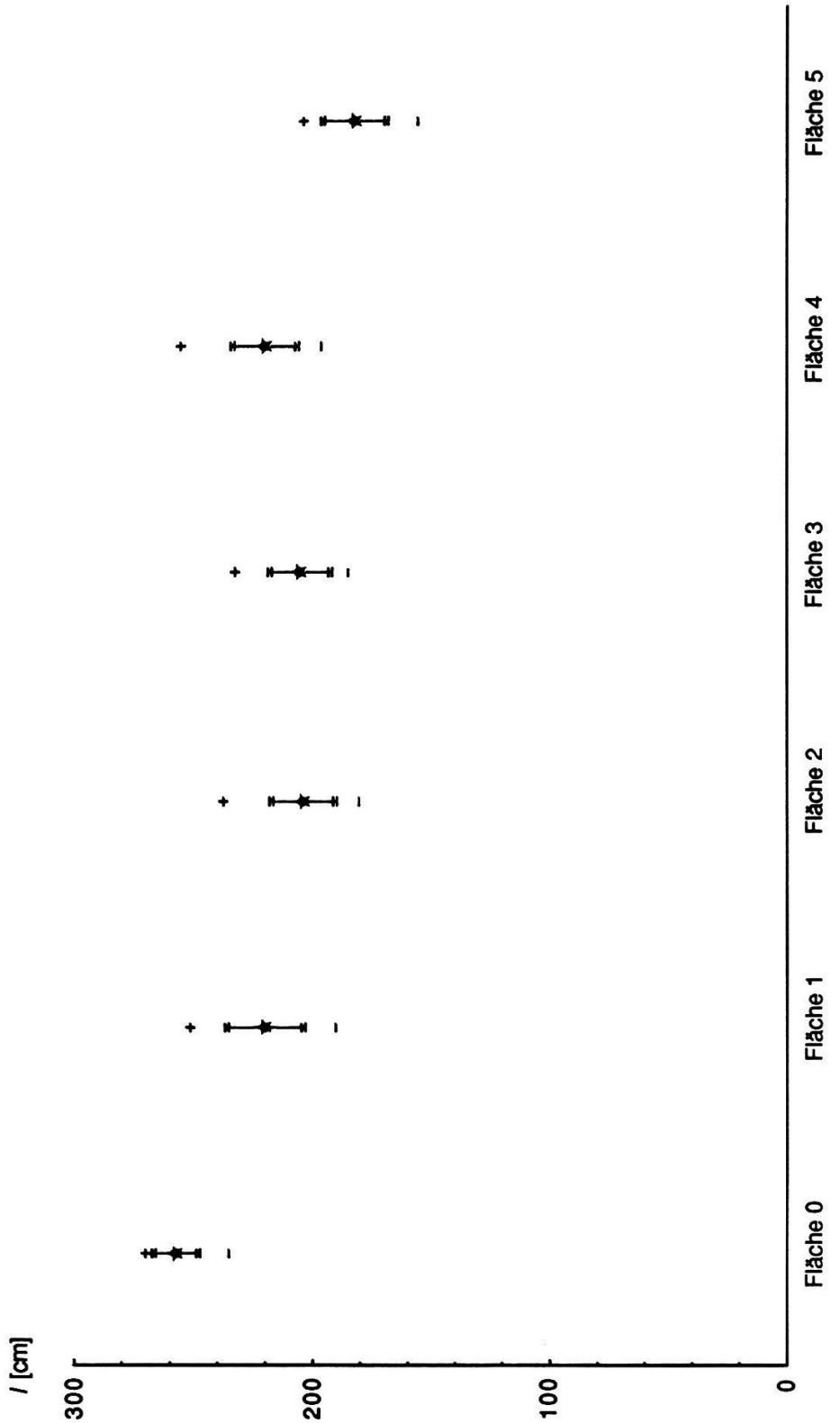


Fig. 3.49. Längen der für die Biegeversuche benützten Halme aus Othfresen.

3.4.2.1. Ideeller Elastizitätsmodul

Die Figuren 3.50., 3.52. und 3.53. zeigen die Resultate graphisch, die Zahlenwerte von E-Modul und Biegesteifigkeit $E \cdot J$ sind in der Tabelle 3.7. zusammengestellt.
Vergleicht man mit den Resultaten aus Altenrhein vom 12. 8. 79 (Tab. 3.1.), so erkennt man, daß die Werte dort (mit Ausnahme der Fläche Z) von sehr ähnlicher Größenordnung sind wie jene aus Othfresen (Mittelwerte von rund 500 - 800 kN/cm^2). Ausgeprägter als in Altenrhein zeigt sich hier die zunehmende Tendenz des ideellen Elastizitätsmoduls von unten nach oben. In den Flächen 0 bis 2 nimmt auch die Biegesteifigkeit nach oben zu. Für die Flächen 3 bis 5 mit ihren kleineren Halmen gilt das Umgekehrte, da dort der Durchmesser in den unteren 1 1/2 m stärker abnimmt.
Im Gegensatz zum Schilf aus Altenrhein ist bei den Halmen aus Othfresen der ideelle E-Modul ziemlich stark abhängig vom Durchmesser, wie aus den hohen Korrelationskoeffizienten (Tab. 3.7.) hervorgeht.
Bei der Beurteilung der Unterschiede zwischen den einzelnen Entnahmeorten müssen deshalb außer den Mittelwerten, Streuungen usw. (Fig. 3.50.) auch die in Funktion des Durchmessers aufgetragenen Einzelwerte betrachtet werden (Fig. 3.52. und 3.53.). Der Übersichtlichkeit wegen werden einerseits die Flächen 0, 1 und 5, andererseits die Flächen 2, 3 und 4 je in einem separaten Graphen dargestellt. Es zeigt sich, daß in den Flächen 0, 1 und 2 bei gleicher Dicke die E-Moduli höher und in den Flächen 3, 4 und 5 niedriger sind. Bei den zweituntersten Stücken nehmen die Werte der Fläche 4 eine Zwischenstellung ein. Daraus kann mit einiger Vorsicht geschlossen werden, daß sich die Hypertrophierung erniedrigend auf den ideellen E-Modul auswirkt. Beim Vergleich mit Altenrhein ist zu beachten, daß auch die am wenigsten belasteten Flächen 0 und 1 im Wasser immer noch ein Mehrfaches an Stickstoff und Phosphor aufweisen als selbst die Bucht in Altenrhein (Werte für den Bodensee-Obersee nach WAGNER 1970, zit. nach GRÜNIG 1975: Gesamtstickstoff: rund 1 mg/l, Gesamtphosphor: 0,038 mg/l).

3.4.2.2. Ideelle Bruchspannung

Die Mittelwerte der ideellen Bruchspannung (Tab. 3.7., Fig. 3.51.) liegen mit der Größenordnung von 3000 - 4000 N/cm^2 im gleichen Bereich wie die entsprechenden Zahlen für die Flächen 1.2 und 4.1 in Altenrhein am 12. August. Im Gegensatz zum Elastizitätsmodul nimmt die ideelle Bruchspannung innerhalb der Halme von unten nach oben ab (außer in den Flächen 3 und 4, wo die Werte fast

gleich bleiben). Wie der Vergleich der Figur 3.51. mit 3.50. sofort zeigt, besteht zwischen den Flächen die selbe Tendenz wie beim ideellen E-Modul.
Bei der auch hier notwendigen Betrachtung der Einzelstücke (Fig. 3.54. und 3.55.) zeigen sich ebenfalls sehr ähnliche Verhältnisse wie beim Elastizitätsmodul: Die Flächen 0, 1 und 2 bilden eine Grupe mit relativ höheren Werten, die Flächen 3 und 5 eine solche mit tieferen, die Fläche 4 liegt dazwischen. Dies gilt sowohl bei den untersten, wie auch bei den zweituntersten Stücken. Das zum ideellen E-Modul gesagte gilt daher analog auch für die ideelle Bruchspannung.

3.4.2.3. Ideelle Grenzspannung

Die in Tab. 3.7. und Fig. 3.56. angegebenen Mittelwerte der ideellen Grenzspannung der Othfreser Halme liegen in der Größenordnung von 1400 - 2000 N/cm^2 und entsprechen damit etwa jenen der Fläche 1.2 in Altenrhein am 12. August. Die übrigen Bodensee-Halme weisen zumindest in ihren untersten Stücken bedeutend höhere Werte auf (rund 2500 N/cm^2 in den Flächen 4.1 und G). Auch die Grenzspannung nimmt von unten nach oben ab; bei den Flächen 3 und 4 liefern die zweituntersten Stücke die niedrigsten Werte.
Bezüglich der Einzelwerte (Fig. 3.58. und 3.59.) und der Verhältnisse zwischen den Flächen gilt dasselbe wie für die ideelle Bruchspannung. Auffällig sind die größeren Streuungen bei den untersten Stücken der Flächen 2 und 5, die das Bild etwas verunklaren.

3.4.2.4. Grenzkrümmung

Bei der Grenzkrümmung (Fig. 3.57., bzw. 3.60. und 3.61.) stimmen die Werte wieder ungefähr mit jenen aus Altenrhein vom 12. August überein (mit Ausnahme der Fläche Z). Für die untersten Stücke finden wir einen Bereich von 0,08 - 0,05 rad/cm gegenüber 0,07 - 0,09 rad/cm in Altenrhein.
Aus den Figuren 3.60. und 3.61. ist zu sehen, daß die Grenzkrümmung bedeutend weniger stark vom Durchmesser abhängt als E-Modul und Bruch- bzw. Grenzspannung. Auch zwischen den Flächen sind die Unterschiede geringer. Bei den untersten Stücken, für welche in der Einzeldarstellung Unterschiede noch einigermaßen sichtbar sind, zeigen die Flächen 0, 1 und 2 höhere, die Flächen 3, 4 und 5 niedrigere Werte. Besonders niedrige Grenzkrümmungen besitzt ein Teil der Halme aus den Flächen 2 und 3. Es scheint daher, daß die äußerst hohe Nährstoffbelastung in der Nähe des Einlaufbauwerks in den untersten Halmabschnitten die

Biegsamkeit reduziert. Bei den zweituntersten Stücken überlagern sich die Bereiche derartig, daß kaum mehr von signifikanten Unterschieden zwischen den einzelnen Flächen gesprochen werden kann. Der Grund liegt zum Teil darin, daß sich Grenzspannung und E-Modul gleichsinnig verhalten, so daß die Division der beiden Größen zur Berechnung der Grenzkrümmung die Unterschiede zum größeren Teil verschwinden läßt.

Tab. 3.7. Durchmesser, Biegesteifigkeit $E \cdot J$, Bruch- und Grenzmoment (Minimum, Mittel, Maximum), ideeller Elastizitätsmodul, ideelle Bruch- und Grenzspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) der an der EMPA geprüften Halmstücke aus Othfresen.
Stk (Stück): Bezeichnung der Position innerhalb des Halms, von unten nach oben
r: Korrelationskoeffizient zum Durchmesser

Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.2.):												
0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5	
Durchmesser [cm]												Stk.
0,66	0,53	0,54	0,55	0,50	0,53							
0,81	0,75	0,72	0,68	0,70	0,64							1
1,23	0,95	0,94	0,94	0,92	0,90							
0,70	0,54	0,53	0,51	0,48	0,49							
0,82	0,75	0,71	0,65	0,66	0,58							2
1,09	0,97	0,89	0,95	0,89	0,74							
0,62	0,48	0,59	0,45	0,38	-							
0,77	0,70	0,70	0,61	0,55	-							3
0,95	0,85	0,78	0,85	0,71	-							
Ideeller E-Modul [kN/cm2]; r						EJ [N·cm2]						Stk.
574	604	606	510	594	648	4981	2897	2993	2207	2361	2815	
±37	±33	±42	±34	±30	±36	12179	9934	8231	5197	7213	5396	1
r=-,77	-0,73	-0,62	-0,69	-0,62	-0,71	29391	17647	16714	11407	14582	10885	
601	668	671	570	687	653	7824	3162	3048	1574	1985	1898	
±38	±41	±40	±45	±31	±52	12508	10549	8833	4743	6796	3848	2
r=-,90	-0,45	-0.55	-0,68	-0,56	-0,55	19042	15922	17972	8897	14118	9075	
659	718	758	641	779		5248	1807	5740	1609	888		
±41	±34	±64	±60	±25		10729	9082	8985	4290	4069		3
r=-,78	-0,27	-0,89	-0,94	-0.11		20614	16168	13776	7808	9508		
Ideelle Bruchspannung [N/cm2]; r						Bruchmoment [N·cm]						Stk.
3550	3707	3672	2706	3255	3282	88	48	59	35	43	44	
±164	±151	±200	±168	±120	±183	188	162	141	83	113	86	1
r=-,69	-0,29	-0,32	-0,41	-0,29	-0,45	396	259	266	145	207	154	
3083	3232	3055	2586	3154	2509	100	48	46	23	28	28	
±126	±143	±183	±155	±117	±171	165	139	114	69	94	51	2
r=-,73	-0,40	-0,18	-0,54	-0,17	-0,21	255	216	258	117	179	108	
2986	2986	3075	2668	3191		78	31	77	25	18		
±148	±127	±219	±219	±100		129	106	104	58	58		3
r=-,72	0,09	-0,82	-0,85	0,46		204	174	151	104	120		
Ideelle Grenzspannung [N/cm2]; r						Grenzmoment [N·cm]						Stk.
2032	2081	1960	1456	1875	1991	49	30	10	9	26	24	
±108	±112	±181	±130	±73	±127	108	89	73	45	65	51	1
r=-,55	-0,36	-0,29	-0,24	-0,23	-0,52	223	144	163	100	130	96	
1919	1926	1827	1452	1971	1424	65	29	24	13	21	17	
±107	±92	±136	±104	±89	±141	99	83	68	38	58	28	2
r=-,83	-0,40	-0,18	-0,49	-0,29	-0,45	153	125	157	76	101	71	
1874	1921	1796	1615	1986		49	17	40	11	11		
±118	±95	±235	±161	±70		79	68	59	35	36		3
r=-,74	0,03	-0,71	-0,67	0,55		139	104	84	63	75		

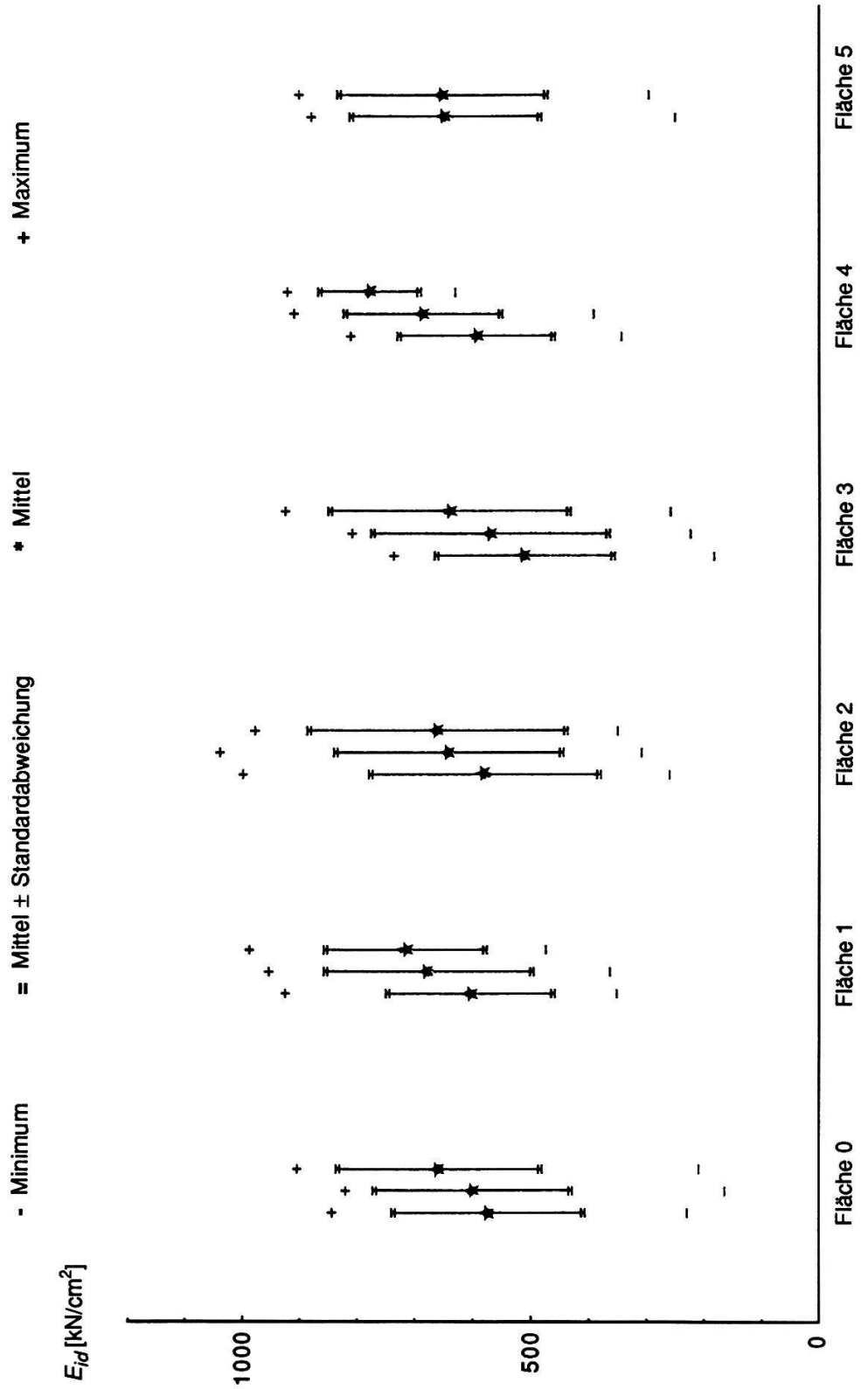


Fig. 3.50. Ideeller E-Modul der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

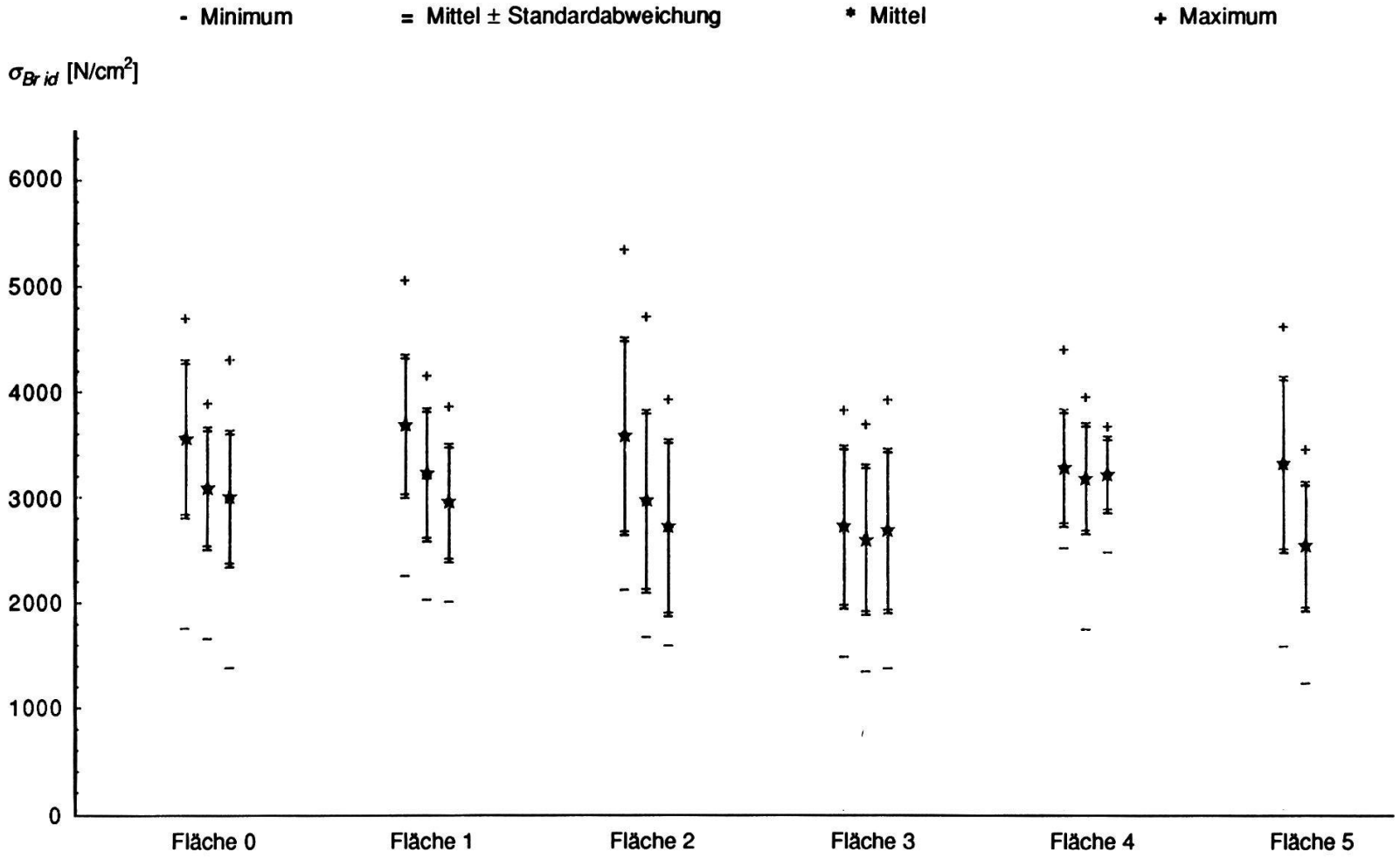


Fig. 3.51. Ideelle Bruchspannung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

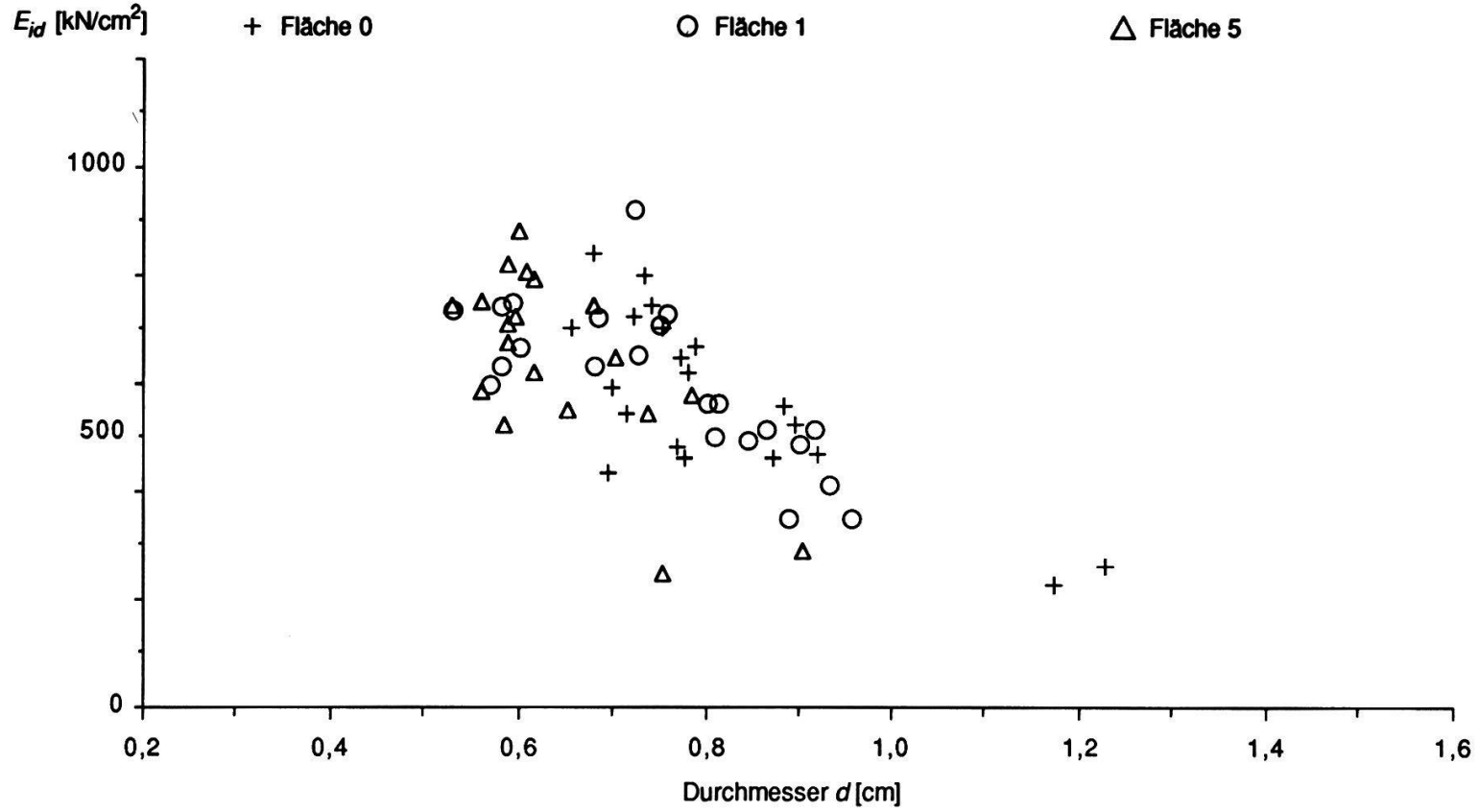


Fig. 3.52. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

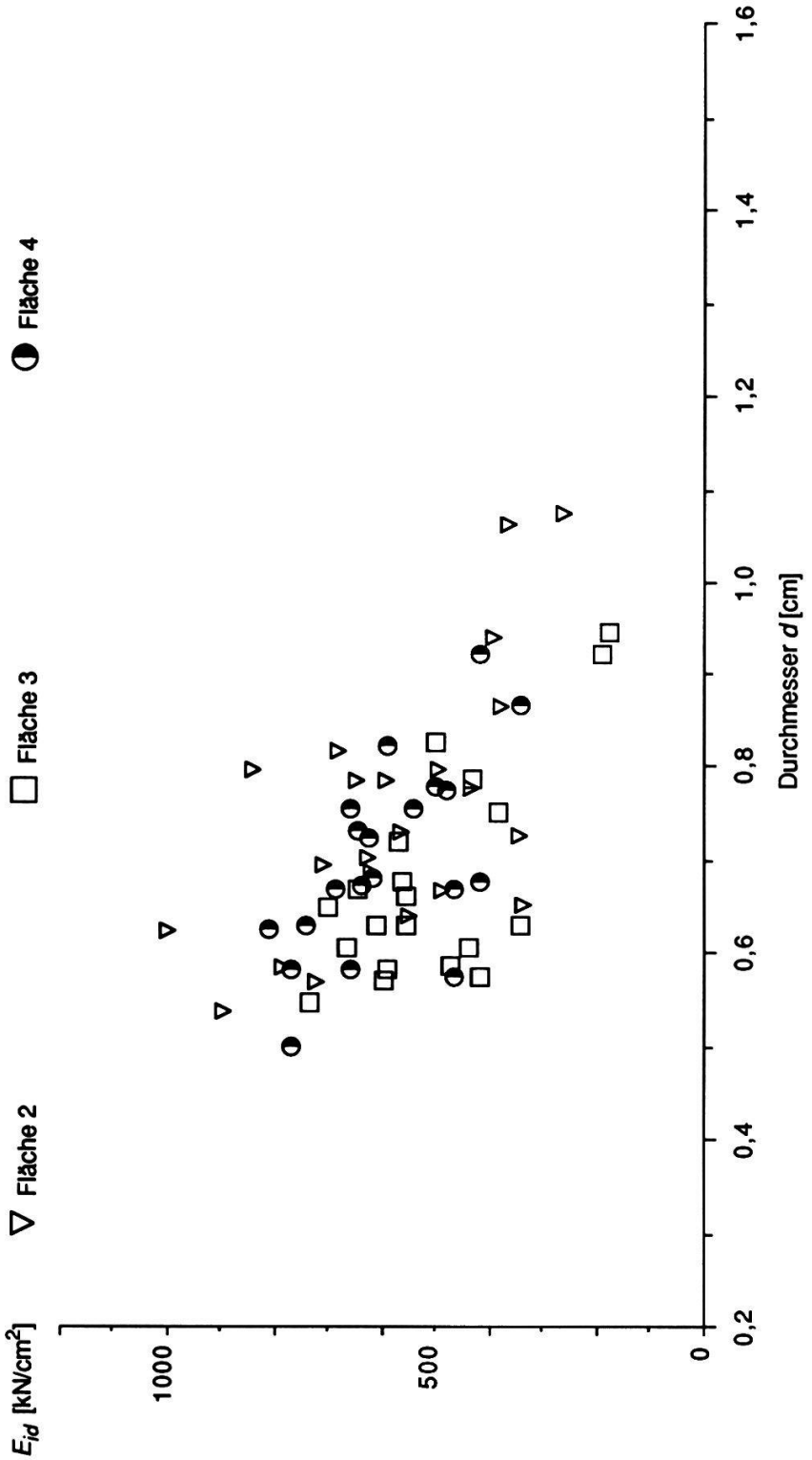


Fig. 3.52. (Forsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

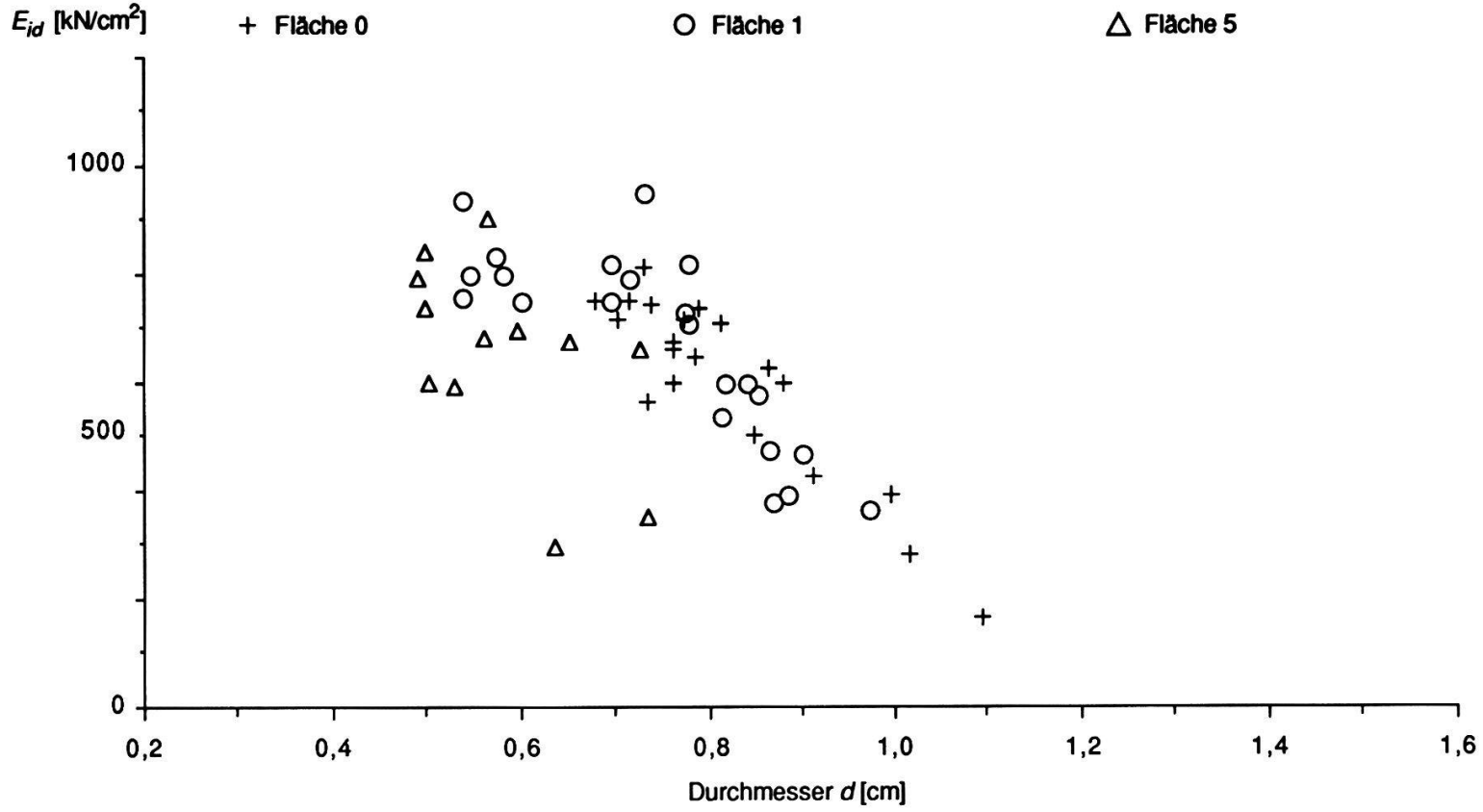


Fig. 3.53. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

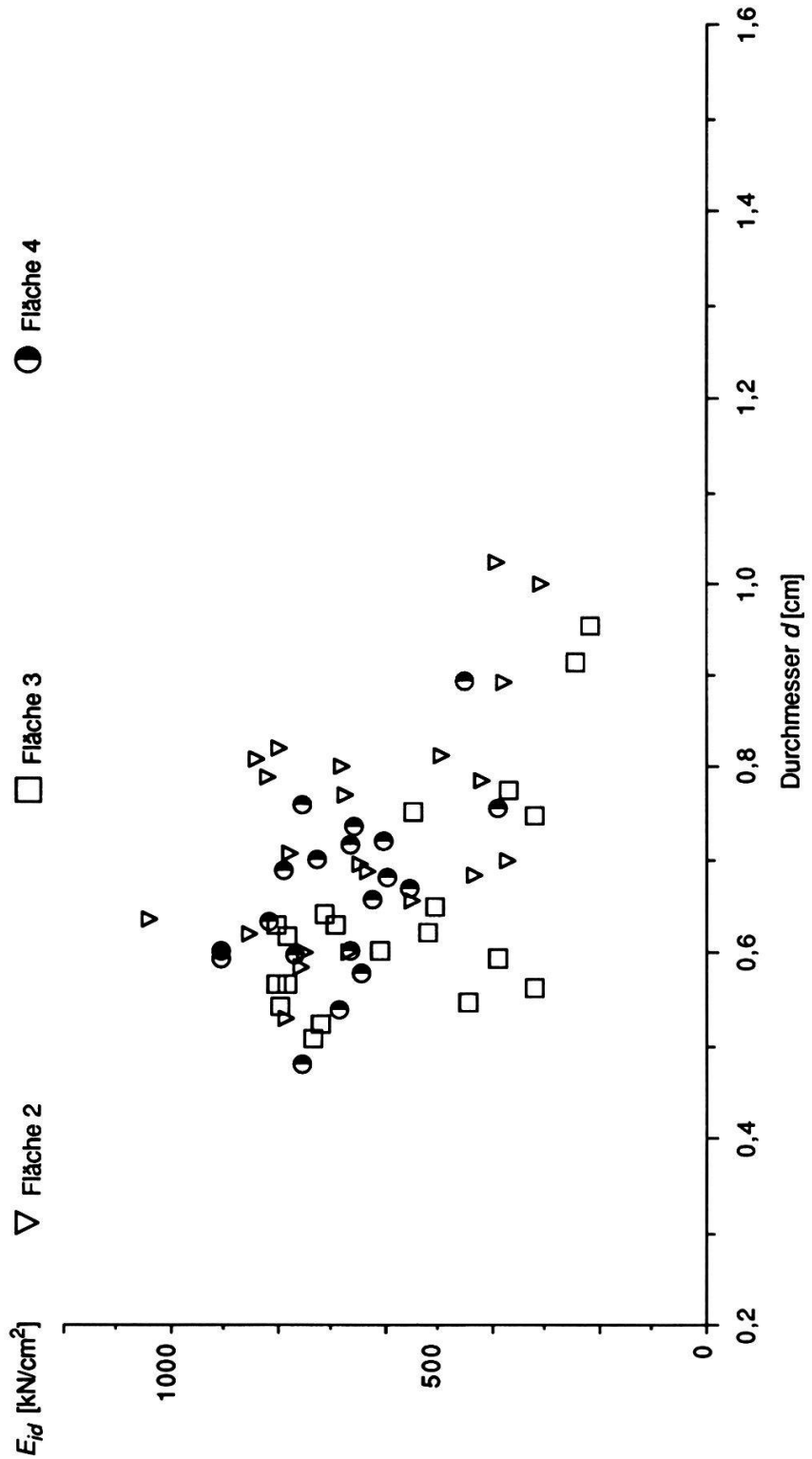


Fig. 3.53. (Forsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

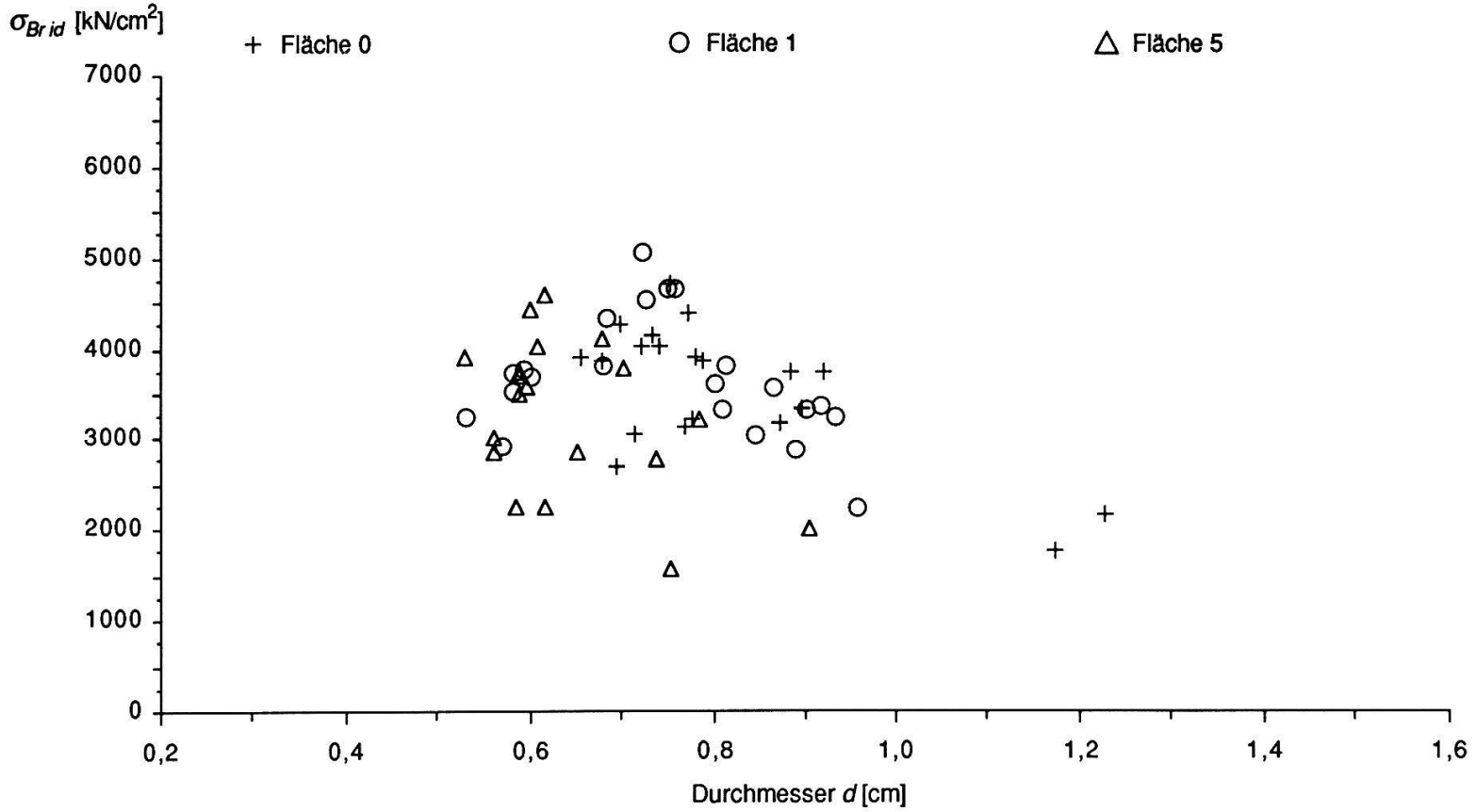


Fig. 3.54. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke**.
Flächen 0, 1 und 5

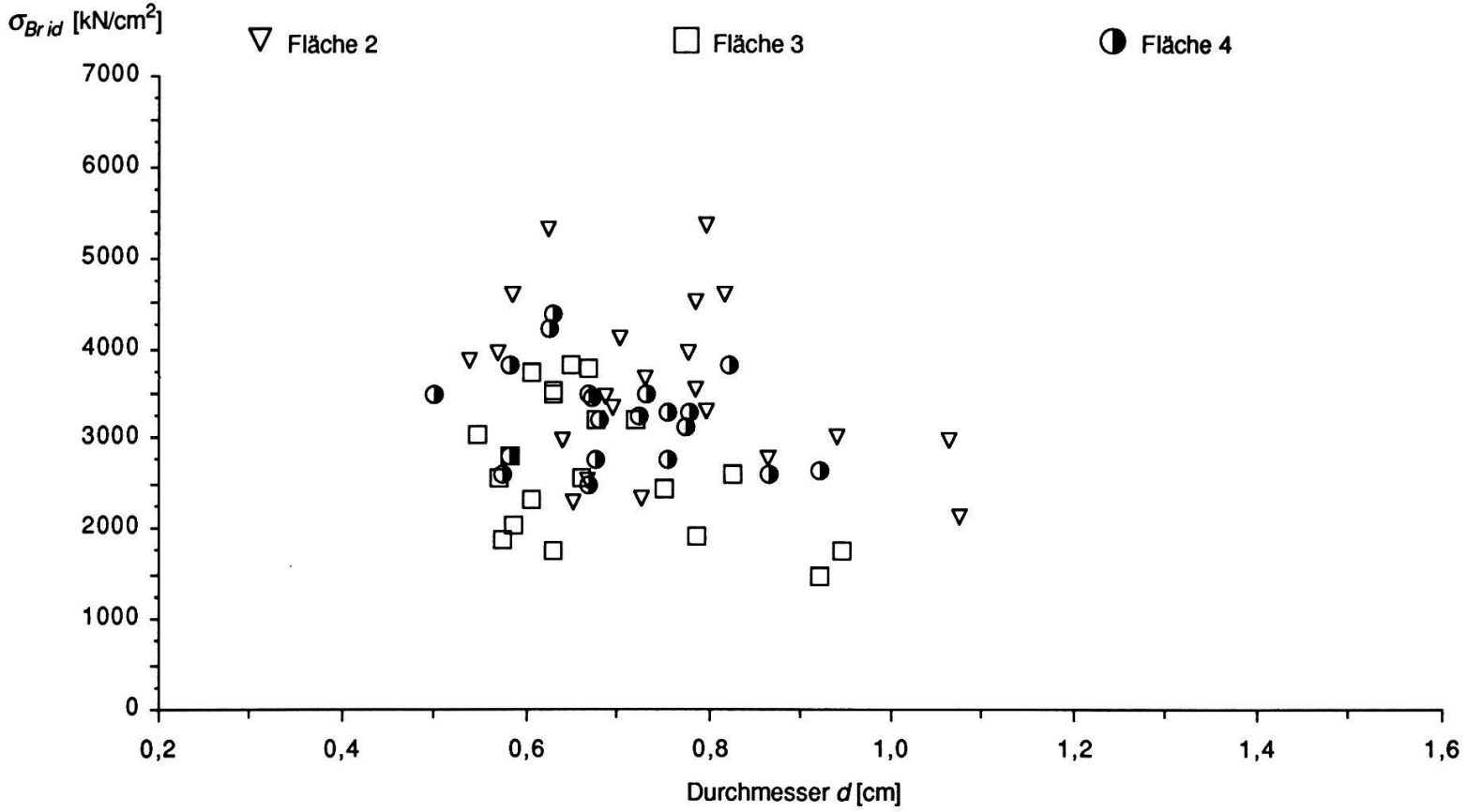


Fig. 3.54. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

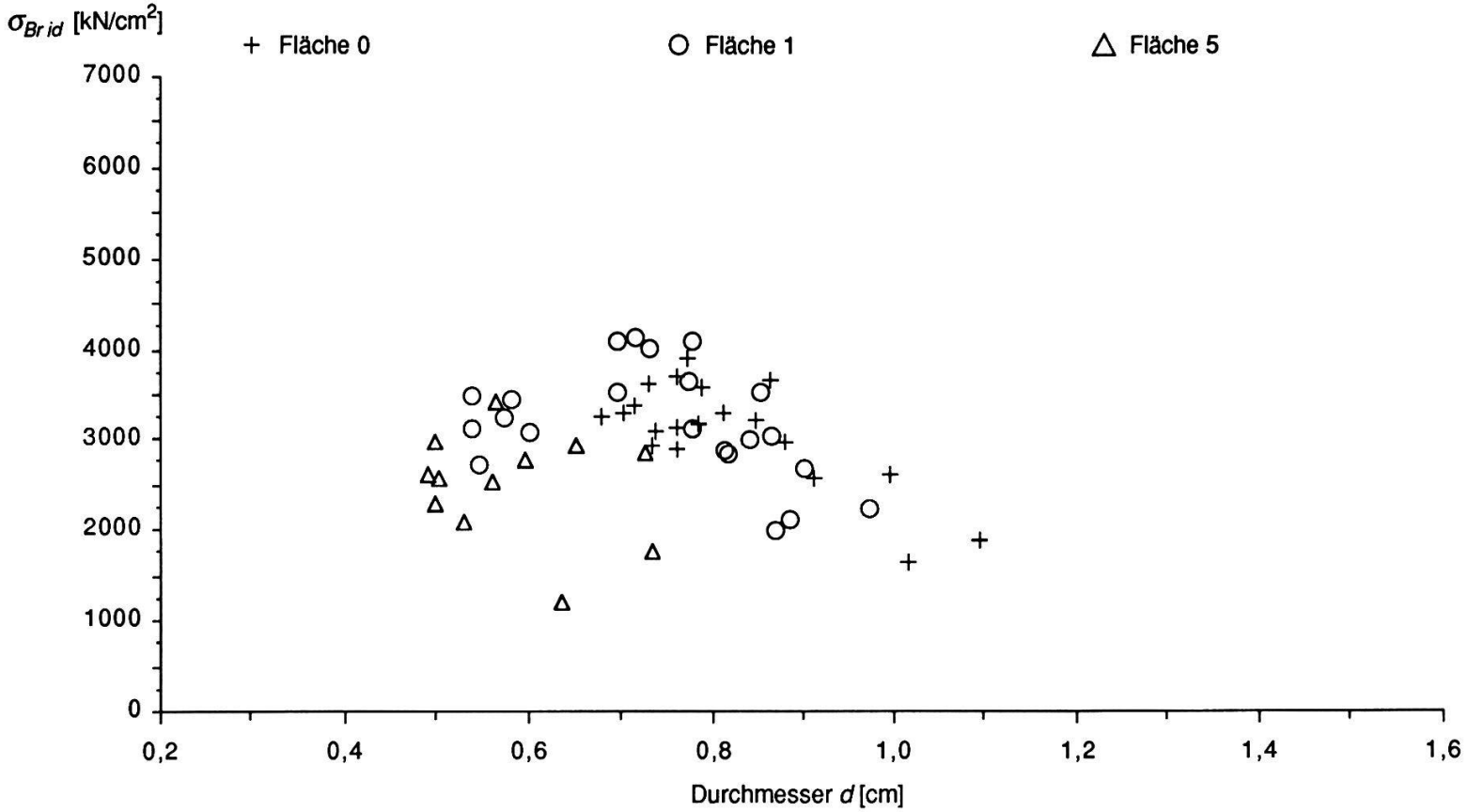


Fig. 3.55. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

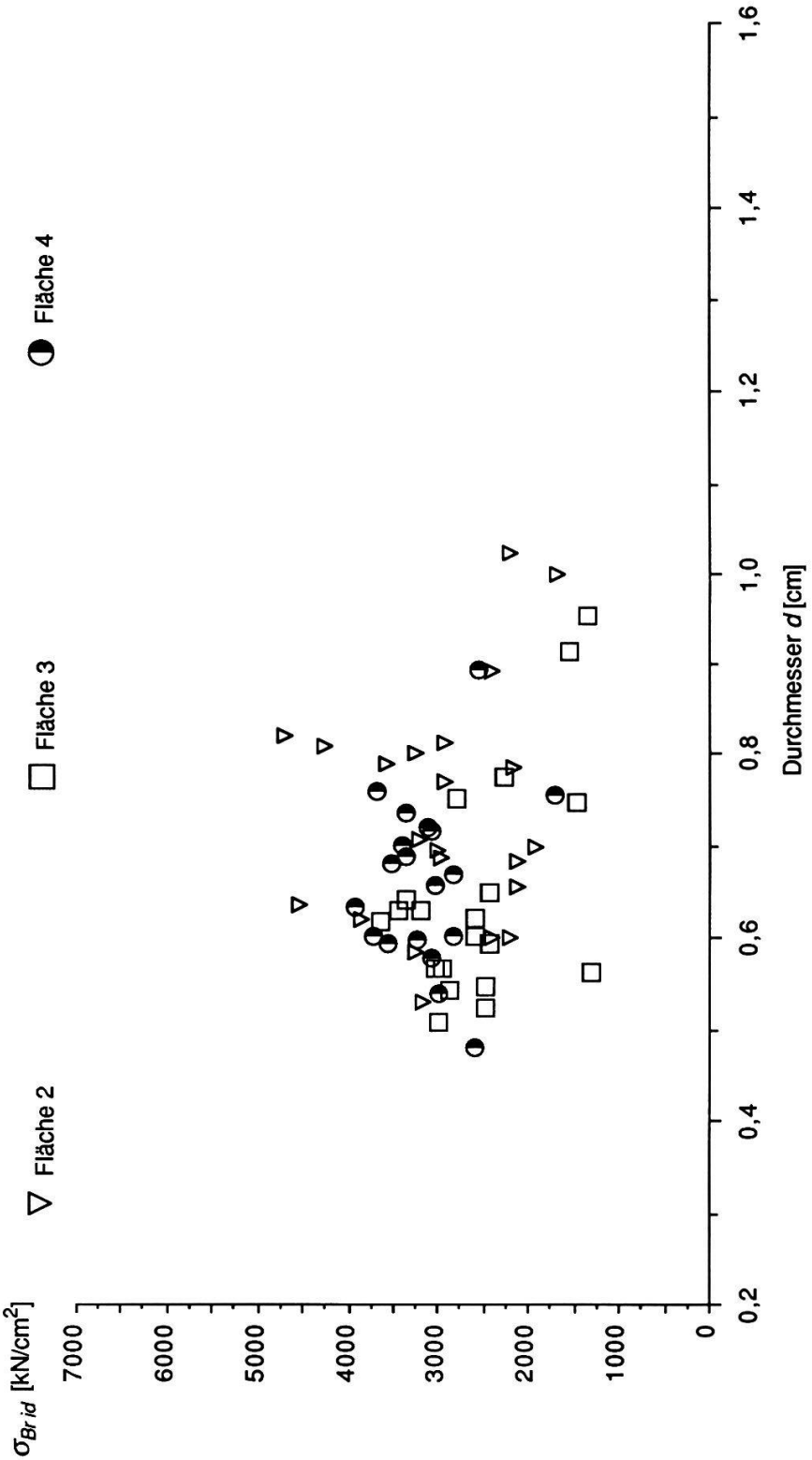


Fig. 3.55. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

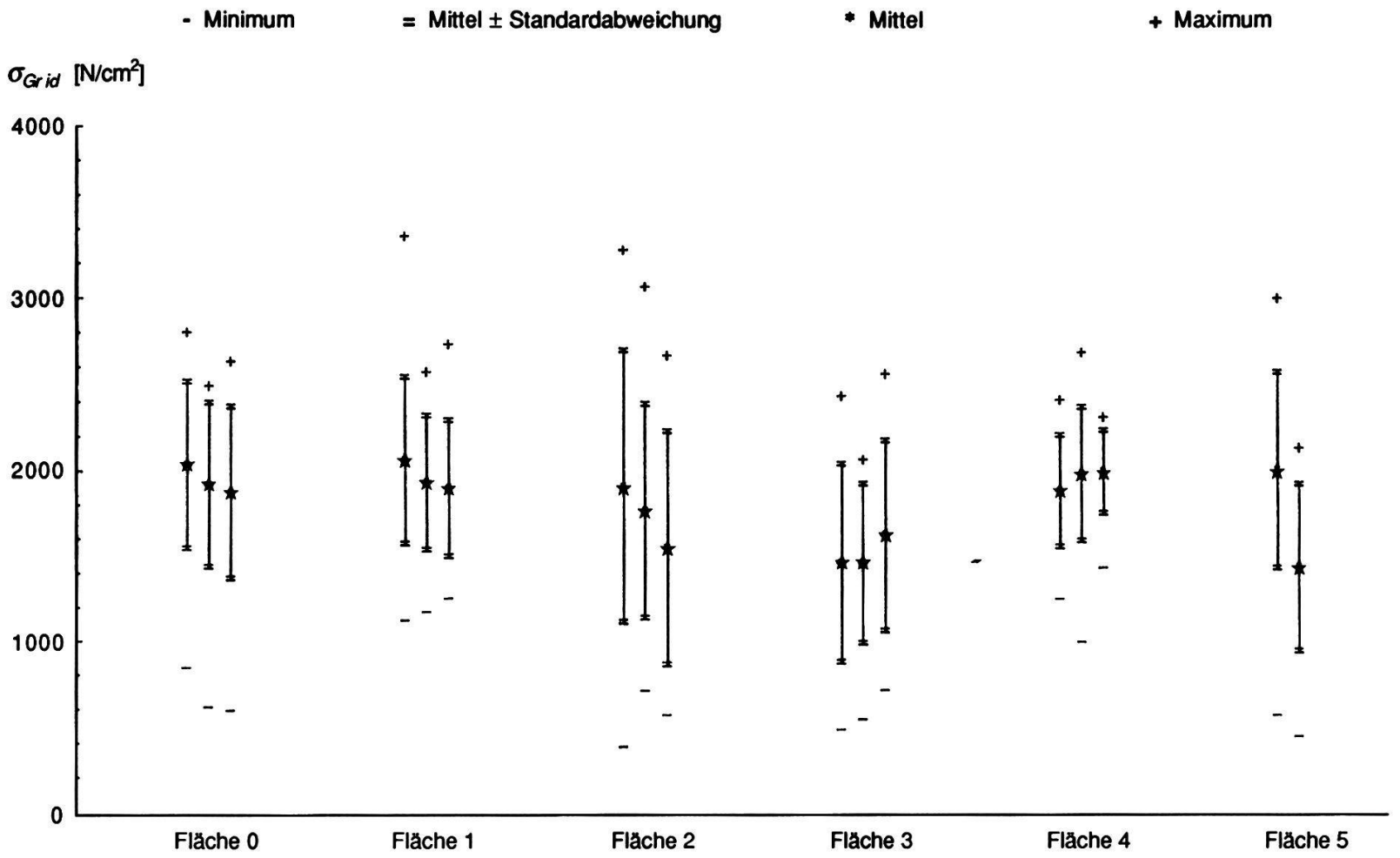


Fig. 3.56. Ideelle Grenzpannung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

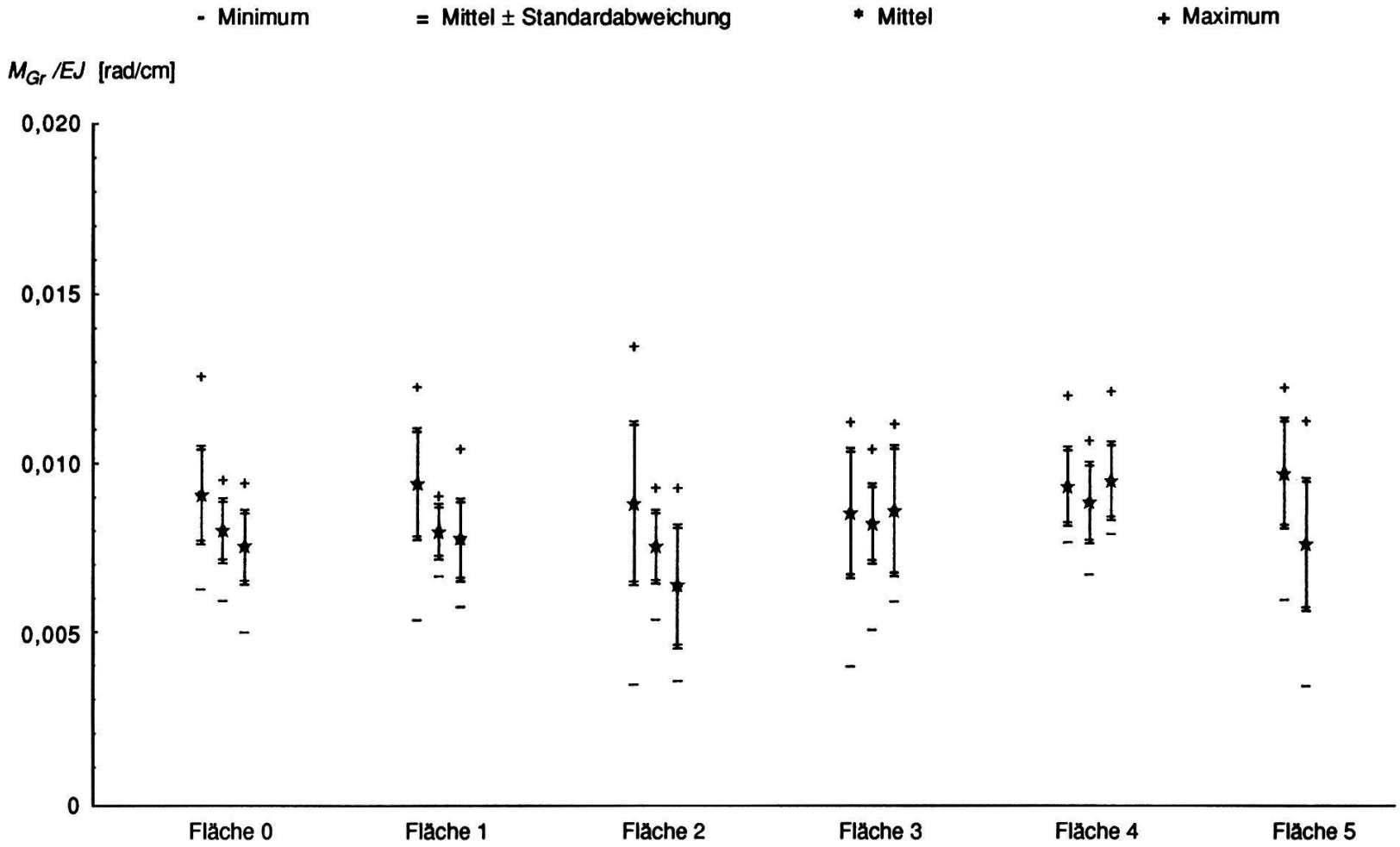


Fig. 3.57. Grenzkrümmung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste, zweitunterste und drittunterste Stücke.

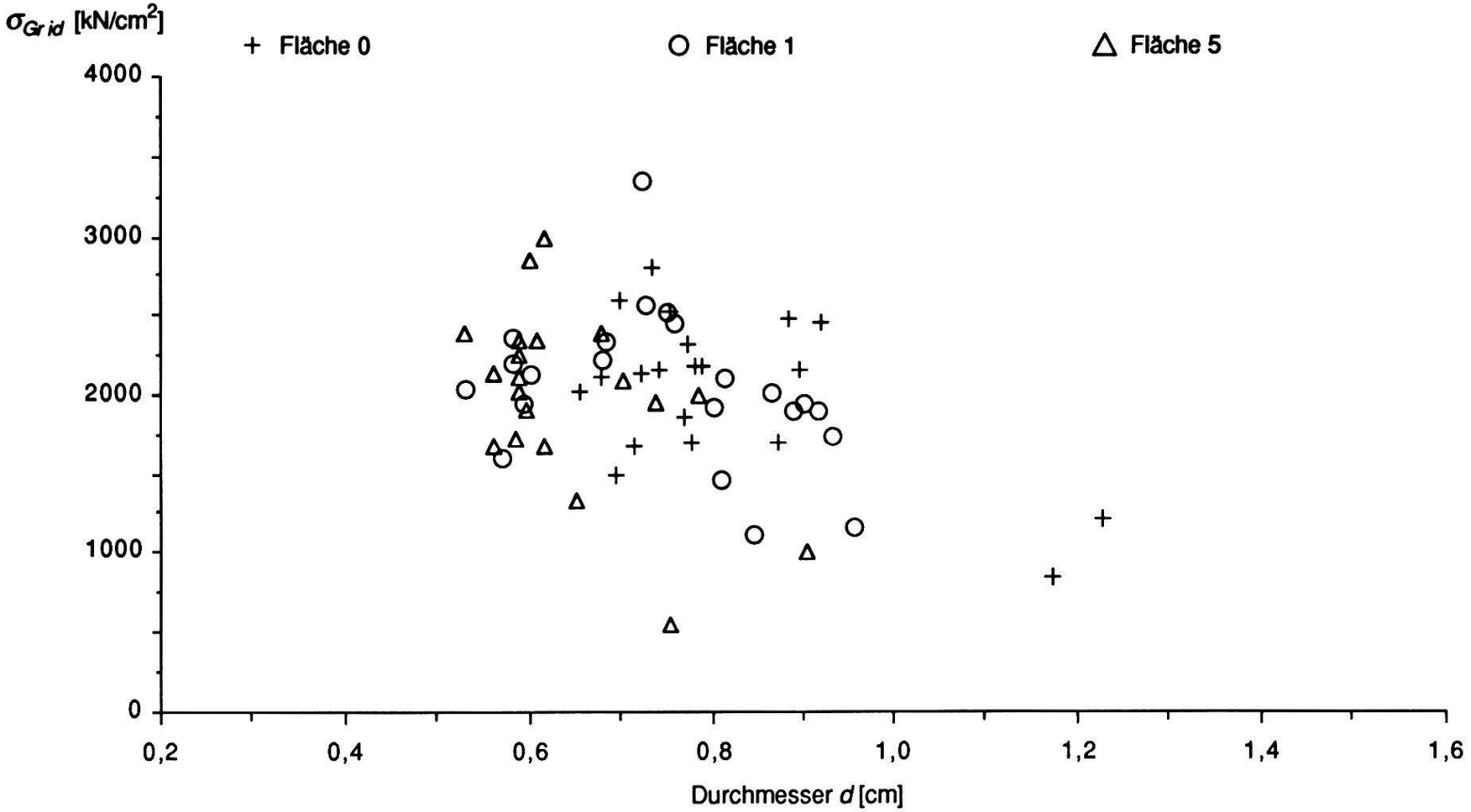


Fig. 3.58. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke.**
Flächen 0, 1 und 5

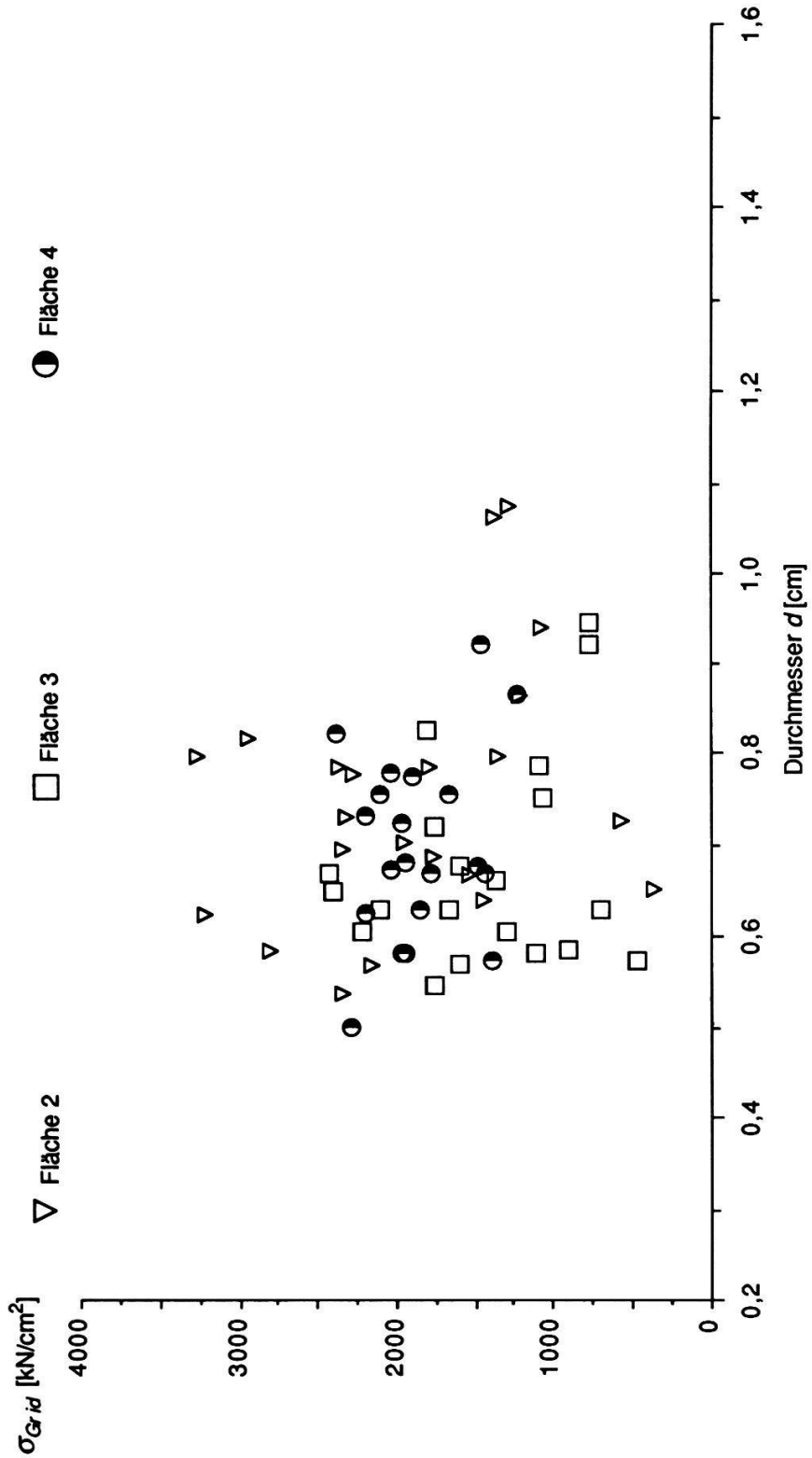


Fig. 3.58. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

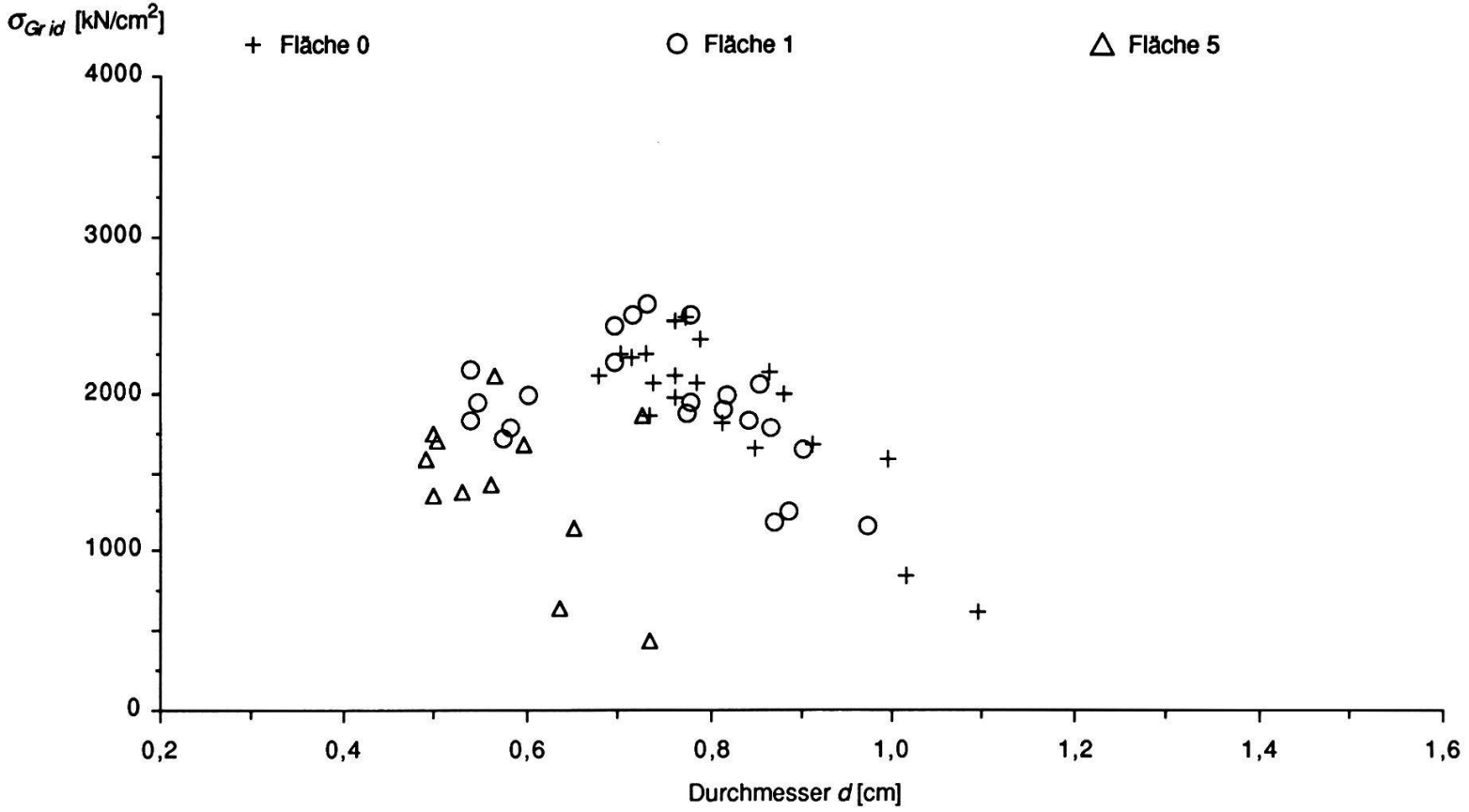


Fig. 3.59. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

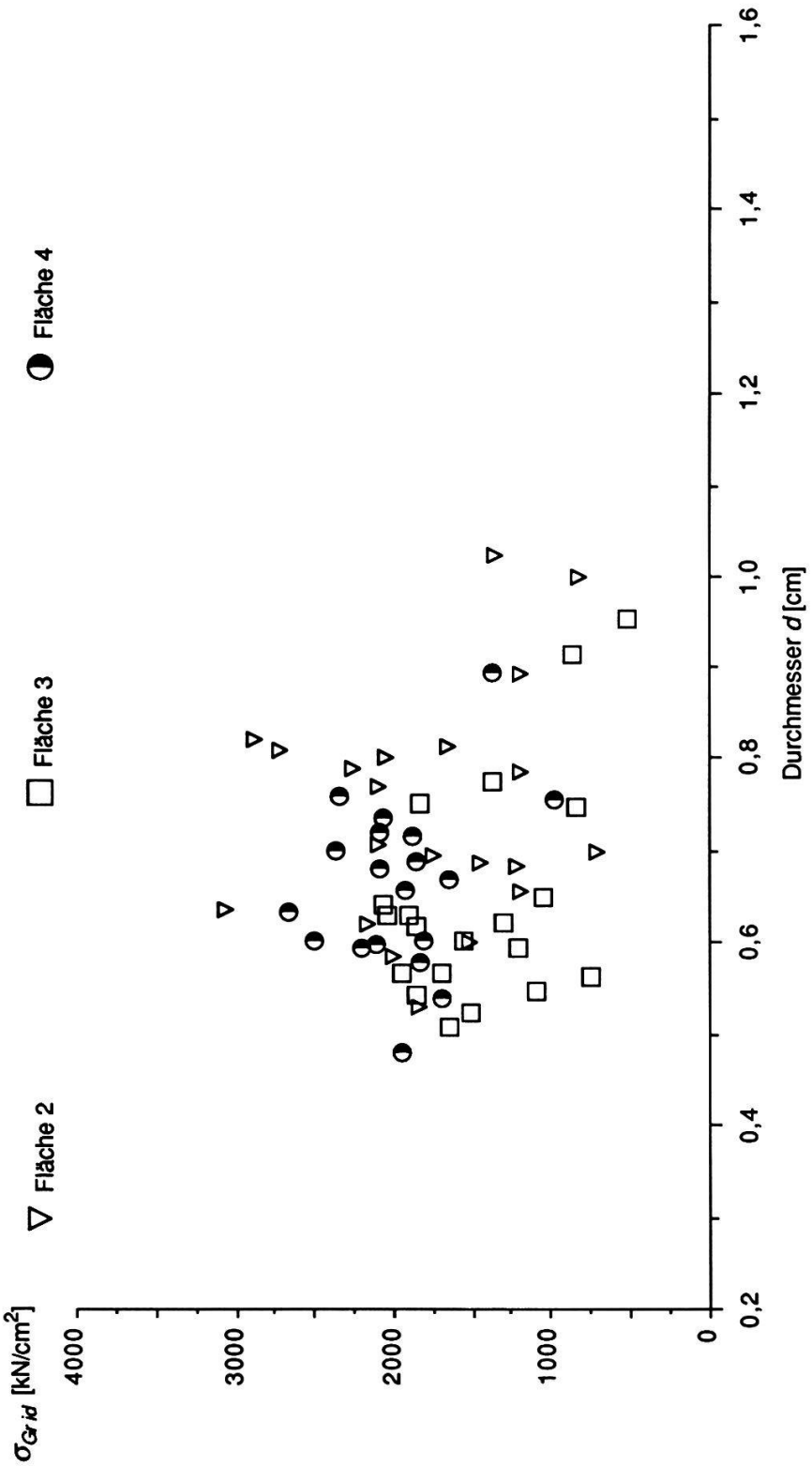


Fig. 3.59. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

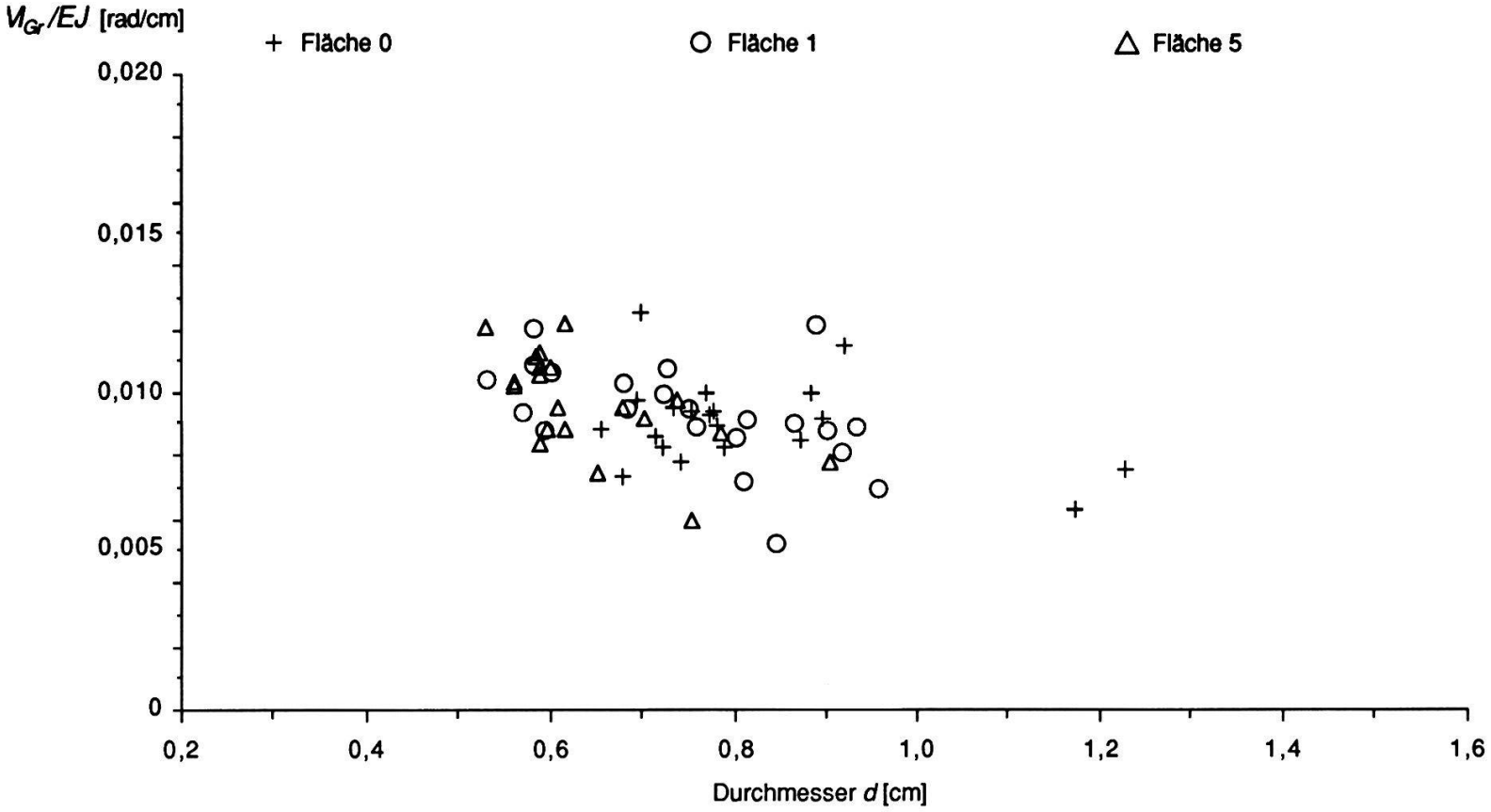


Fig. 3.60. Grenzkrümmung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke.**
Flächen 0, 1 und 5

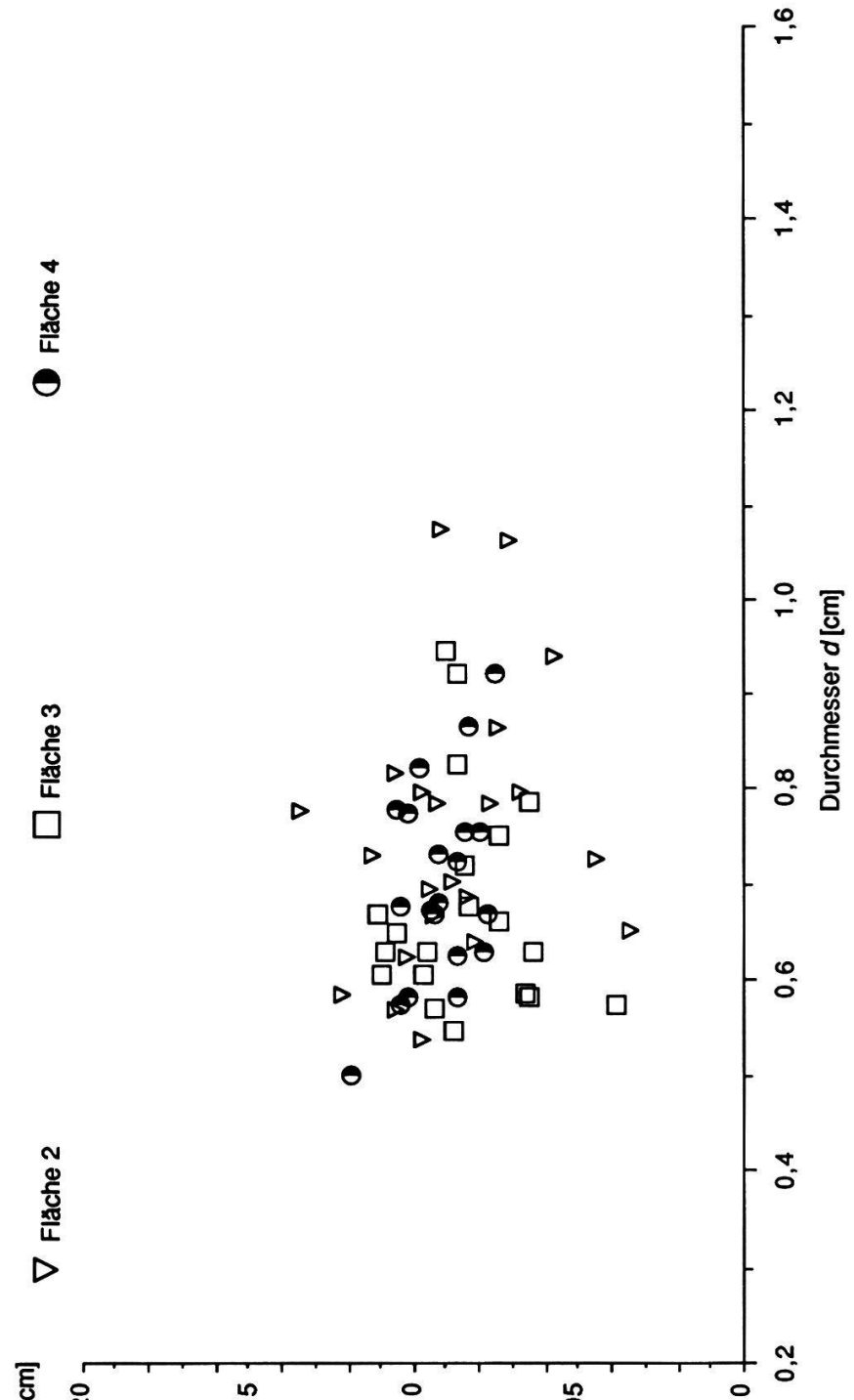


Fig. 3.60. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

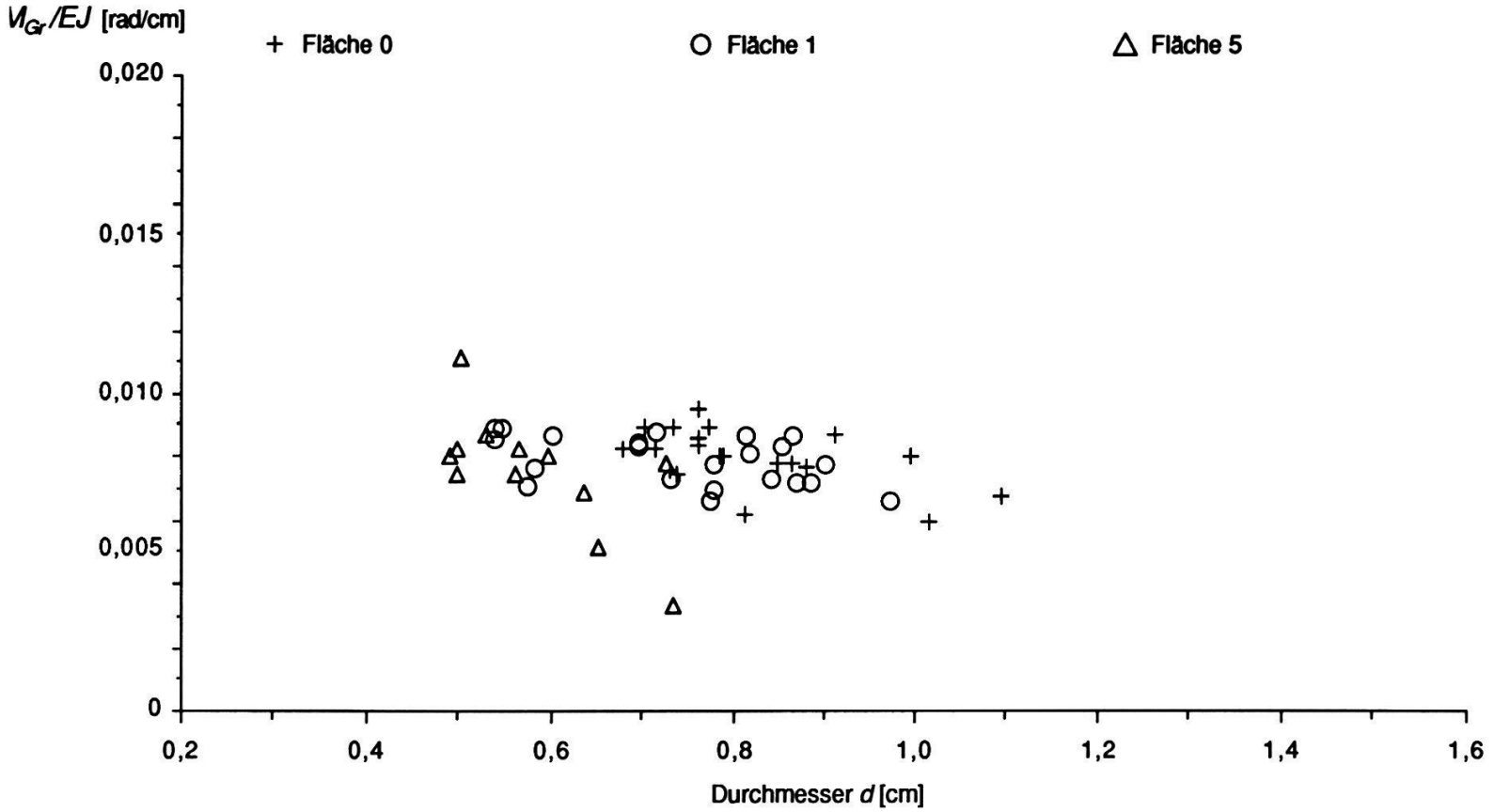


Fig. 3.61. Grenzkrümmung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

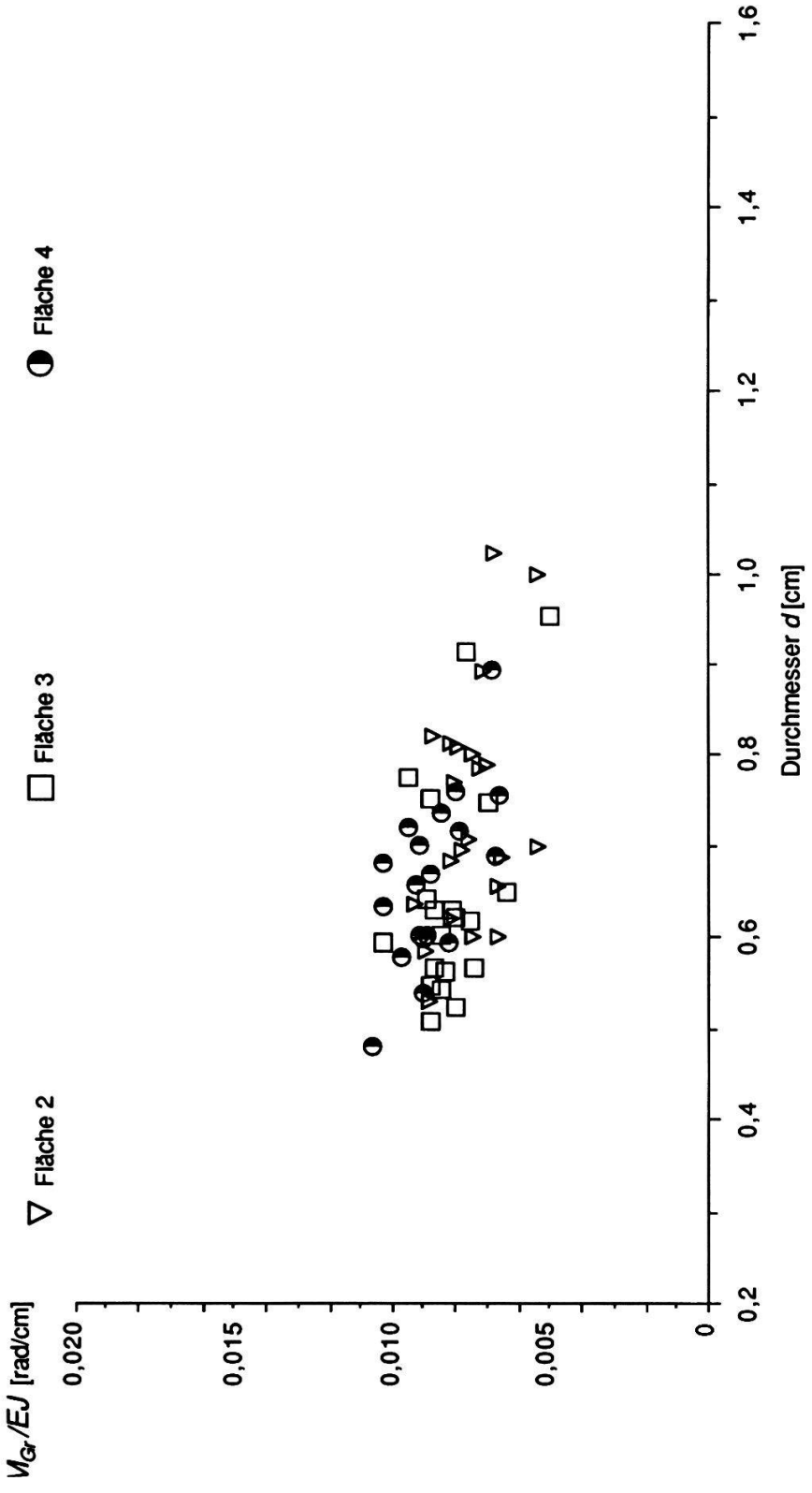


Fig. 3.61. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

4. FELDVERSUCHE

4.1. ZWECK

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestand der Zweck der Feldversuche nicht in weiteren Festigkeitswerten, sondern das Ziel war, Methoden zu testen, die bei künftigen Anwendungen des mathematischen Modells auch ohne aufwendige Laborversuche brauchbare Eingangsgrößen liefern, d.h. die Feldmethoden sollen für gleiches Material ungefähr gleiche Werte liefern wie die Laborversuche.

4.2. MESSUNG DER BIEGEBRUCHFESTIGKEIT MIT DER FEDERWAAGE

4.2.1. Versuchseinrichtung

Die Biegebruchfestigkeit von Schilf mittels einer Federwaage zu messen, ist an sich nichts Neues (vgl. Kap. 2.). Um einigermaßen brauchbare Resultate zu erhalten, sind allerdings einige Punkte zu beachten.
Das statische System der Prüfanordnung zeigt Fig. 1.5., bzw. Anordnung 2 in Fig. 1.7.; belastet wird mit Vorteil in der Mitte, dann müssen die Längen der beiden Teilstücke nicht gemessen werden. Als Auflager können irgendwelche zwei feste Punkte verwendet werden. Am besten sind nicht zu dicke, runde Stangen oder Pfosten (s. schematische Darstellung in Fig. 4.1. und eine praktische Ausführung mit gerade zur Verfügung stehenden Zeltstangen in Fig. 4.2.). Nicht zu dick dürfen die Pfosten darum sein, weil sonst die Auflagerpunkte bei großer Biegung zu stark "nach innen" wandern und so die effektive Spannweite vermindert wird. Unzweckmäßig ist es, den Halm von einer anderen Person in den Händen halten zu lassen, da in diesem Fall die freie Drehbarkeit in den "Auflagern" nicht gewährleistet ist.
Entscheidend wichtig ist es, die Federwaage in einem Knoten des Halmes einzuhängen, sonst wird das Probestück durch den Querdruck zerquetscht anstatt durch das Biegemoment gebrochen. Wenn dabei die beiden Auflagerpunkte nicht auf einen Knoten fallen, so spielt dies keine Rolle, denn erstens ist dort der Querdruck nur halb so groß und zweitens das Biegemoment gleich Null, so daß die Quetschgefahr hier viel kleiner ist und den Biegebruch nicht beeinflußt. Da

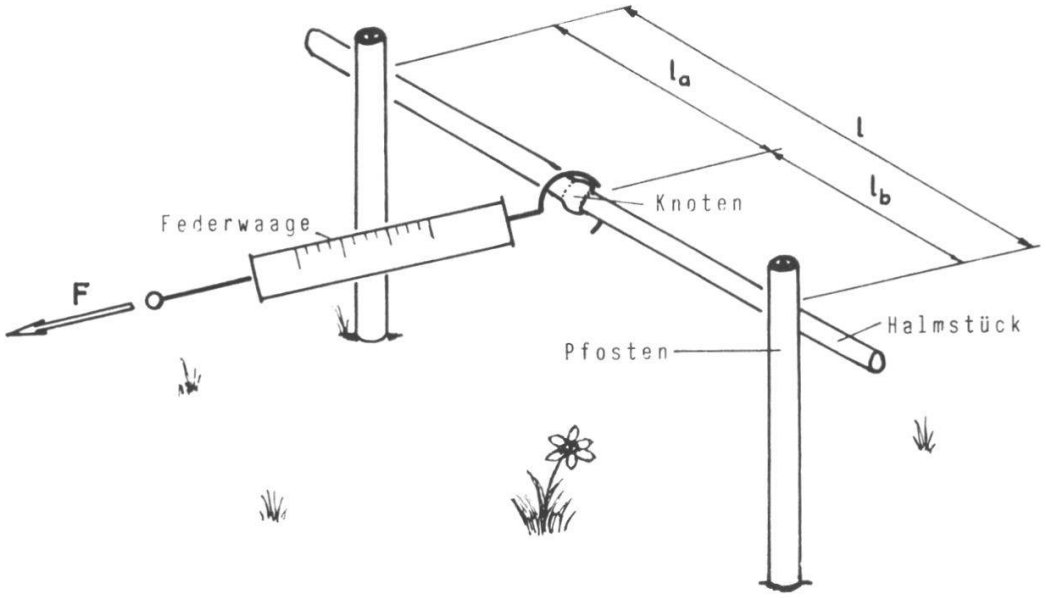


Fig. 4.1. Schematische Darstellung der Prüfeinrichtung zur feldmäßigen Messung der Biegebruchfestigkeit.

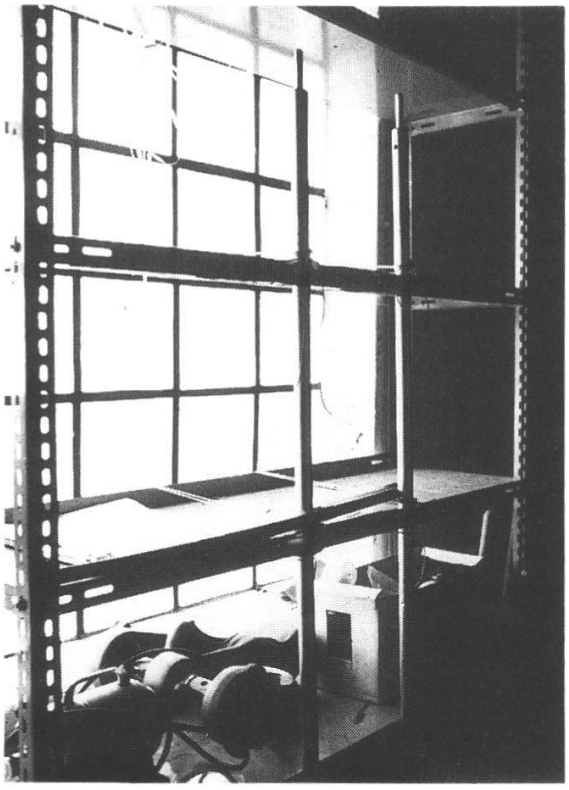


Fig. 4.2. Behelfsmäßige Meßeinrichtung in Othfresen. Als Auflager dienten die zwei senkrechten, an das Metallgestell gebundenen Zeltstangen. Die Halmstücke wurden wie in Fig. 4.1. hinter die Stangen gehalten. Sobald mit der Federwaage etwas Kraft ausgeübt wurde, verhinderte die Reibung das Herunterfallen des Halmes, so daß er losgelassen werden konnte.

die Durchbiegung in diesen Versuchen nicht gemessen wird, spielt die zusätzliche Verformung durch das Zusammendrücken des Halmstücks auf den Auflagern keine Rolle.
Um vergleichbare Resultate zu erhalten, sollte die Belastung immer gleich schnell aufgebracht werden. Mit Vorteil bedient deshalb immer die gleiche Person die Federwaage. Noch besser wäre eine stark untersetzte Kurbelwinde, welche eine langsame und gleichmäßige Zunahme der Durchbiegung gewährleistet.
Als Bruchlast wird der maximale, auf der Federwaage abgelesene Wert definiert, das Biegebruchmoment wird mit den Gleichungen (1.33) bzw. (1,34) berechnet, die ideelle Bruchspannung mit (1.27) (vgl. auch Kap. 3.3.).

4.2.2. Resultate

In der Othfreser Kläranlage (vgl. Kap. 3.4.2.) entnahmen wir bei den selben sechs Flächen wie für die Laborversuche je gut 20 Halme, um sie mit der beschriebenen Methode zu prüfen. Da die Entnahme von zweimal 20 Halmen einen gewissen Platz beansprucht, muß eventuell damit gerechnet werden, daß an den Orten wo der Belastungsgradient sehr groß ist, nicht alle Halme einer Entnahmestelle unter gleich starker Nährstoffeinwirkung stehen. Wie aus den Figuren 4.3. und 4.4. (Durchmesser der geprüften Halme in den untersten und zweituntersten Stücken) hervorgeht, bestehen zwischen den beiden Stichproben jeder Fläche (Labor- und Feldversuche) gewisse Unterschiede in der Halmdicke. Ob dies auf unterschiedliche Nährstoffbelastung zurückgeführt werden kann, bleibt allerdings fraglich, da die Abweichungen mit Ausnahme der Flächen 4 und 5 kleiner sind als das 95%-Konfidenzintervall der Mittelwerte und auch bei den Flächen 4 und 5 immer noch ungefähr dem 99%-Konfidenzintervall entsprechen.
Die Resultate sind zahlenmäßig in der Tabelle 4.1., graphisch in der Fig. 4.5. dargestellt. In der Tabelle sind ebenfalls die Korrelationskoeffizienten zwischen ideeller Bruchspannung und Durchmesser angegeben. Obschon diese hier zum Teil niedrig sind, folgt (analog zur Darstellung der Resultate der Laborversuche) in den Figuren 4.6. und 4.7. noch die graphische Darstellung der Einzelwerte in Funktion des Durchmessers.
Der Vergleich der Mittelwerte zeigt eine tendenzielle Abnahme der ideellen Bruchspannung in Richtung zunehmender Flächennummer (und damit Nährstoffbelastung). Dabei fallen die niedrigen Werte in der Fläche 2 besonders auf. Bei der Betrachtung der Einzelwerte stellt man fest, daß bei den untersten

Stücken eigentlich nur die Flächen 0 und 1 durch höhere Werte charakterisiert sind. (Bei der Fläche 1 ist noch zu beachten, daß deren Bereich in der Figur 4.6. durch den sehr hohen Maximalwert vielleicht allzu stark nach oben erweitert wird.) Bei den zweituntersten Stücken decken sich die Bereiche der einzelnen Flächen noch mehr, nur die Fläche 5 liegt deutlich niedriger.
Zwischen den Resultaten der Labor- und der Federwaagemessungen zeigen sich im Einzelnen somit beträchtliche Unterschiede, obwohl die Absolutwerte nur um rund 5 - 15 % differieren (Fig. 4.8.). Aus dieser Figur ist ersichtlich, daß die Laborwerte für die Flächen 1, 2 und 4 höher liegen, bei der Fläche 3 tiefer. Bei den beiden übrigen Flächen, 0 und 5, liegt je ein Wert (unterste bzw. zweitunterste Stücke) höher und einer tiefer. Die Ursachen dieser Unterschiede lassen sich nicht leicht erklären. Eine Rolle mag die Tatsache der unterschiedlichen Nährstoffbelastung innerhalb einer Entnahmefläche spielen. Gegen eine starke Bewertung dieses Einflusses spricht allerdings, daß bei den untersten Stücken gerade die Flächen 2 und 3, welche die größten Abweichungen zwischen den beiden Meßmethoden zeigen, hinsichtlich des Durchmessers am besten übereinstimmen (Fig. 4.3.). Daß die beiden Methoden die (allfällige) Auswirkung des Nährstoffgradienten auf die ideelle Bruchspannung unterschiedlich abbilden, liegt m. E. darin, daß in den beiden Fällen nicht genau dasselbe gemessen wird: Bei der Vierpunktlagerung (Laborversuche) wird ein 10 cm langes Halmstück oberhalb eines Knotens gleichmäßig belastet, der Bruch ereignet sich daher an der schwächsten Stelle dieses Abschnittes. bei den Versuchen mit der Federwaage dagegen tritt das maximale Biegemoment im Knoten und dessen unmittelbarer Nachbarschaft auf, so daß die Festigkeit dieser Partie die Höhe der ideellen Bruchspannung bestimmt.
Die Unterschiede zwischen den Flächen sind (bei Betrachtung der Einzelstücke in Funktion des Durchmessers) bei den Federwaageversuchen kleiner als bei den Labormessungen. Daraus kann geschlossen werden, daß sich unterschiedliche Standortsbedingungen im Knoten und dessen unmittelbarer Umgebung weniger deutlich auswirken als im eigentlichen Internodium. Die Resultate von Federwaageversuchen werden daher nur die markanten Unterschiede widerspiegeln und sind deshalb mit der gebührenden Vorsicht zu interpretieren. Nicht direkt vergleichbar sind damit auch die Meßwerte von Versuchen mit Drei- und Vierpunktlagerung.

Tab. 4.1. Durchmesser, Bruchmoment (Minimum, Mittel, Maximum) und ideelle Bruchspannung (Mittelwert, Standardabweichung des Mittelwerts) der mit der Federwaage geprüften Halmstücke aus Othfresen.
Stk (Stück): Bezeichnung der Position innerhalb des Halms, von unten nach oben
r: Korrelationskoeffizient zum Durchmesser

Fläche (Bezeichnung gemäß Text Kap. 3.4.2.)												
0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5	
Durchmesser [cm]												Stk.
0,64	0,60	0,54	0,56	0,55	0,50							
0,86	0,71	0,72	0,67	0,75	0,69							1
1,18	0,89	1,01	0,75	1,01	0,82							
0,64	0,57	0,49	0,53	0,53	0,55							
0,85	0,71	0,68	0,64	0,69	0,62							2
1,10	0,86	0,95	0,79	0,93	0,69							
Ideelle Bruchspannung [N/cm2]; r						Bruchmoment [N·cm]						Stk.
3697	3520	3066	3171	3068	2943	98	65	53	57	35	44	
±148	±169	±173	±150	±148	±217	236	129	114	95	131	93	1
r=-,58	-0,16	-0,54	-0,41	-0,24	-0,56	502	259	229	128	322	161	
2912	2769	2493	2796	2749	2590	55	41	19	33	33	19	
±118	±161	±162	±158	±143	±188	185	98	81	72	90	64	2
r=-,24	-0,24	-0,10	-0,37	-0,28	0,61	398	175	169	101	240	112	

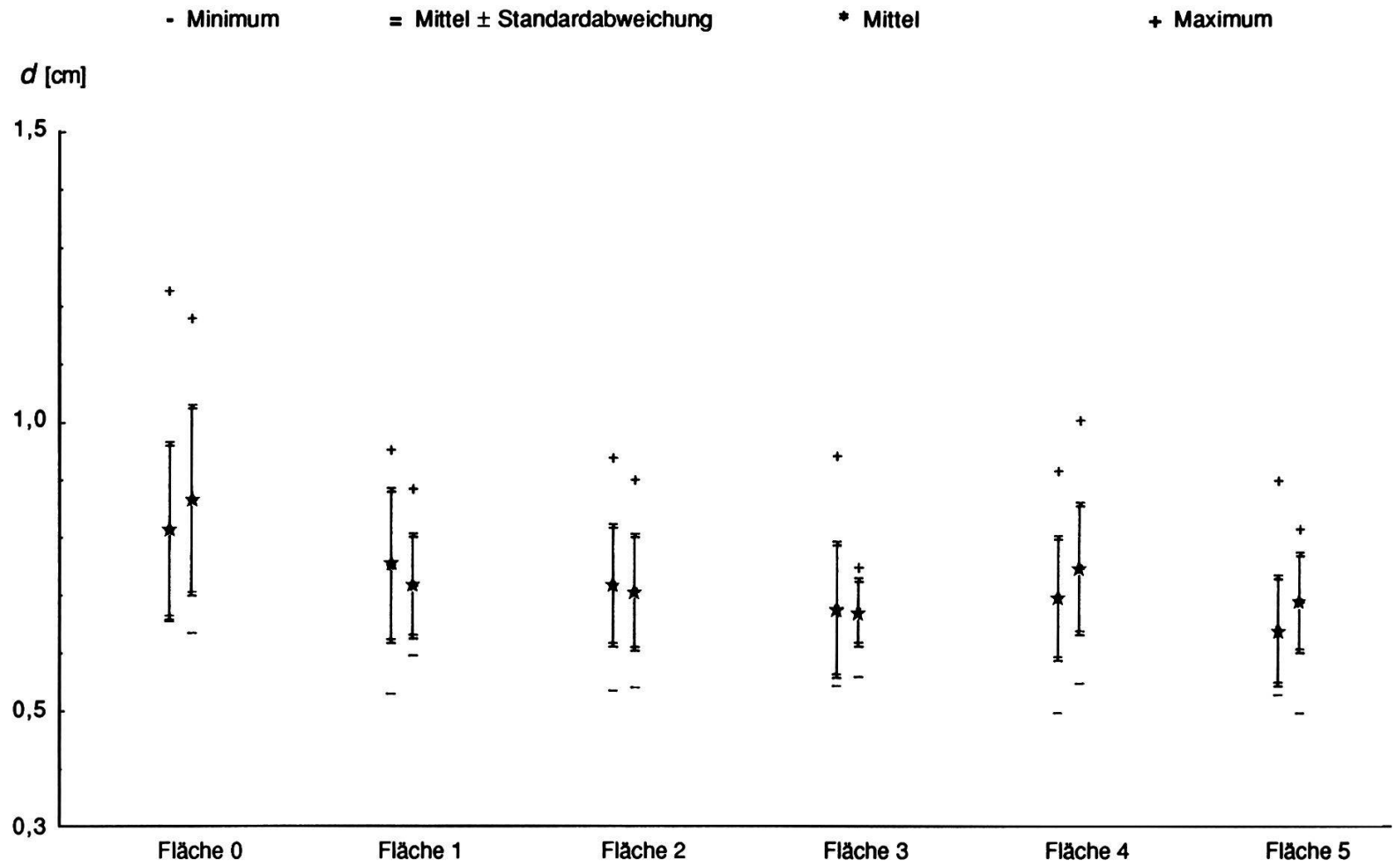


Fig. 4.3. Durchmesser der geprüften Schilfhalme aus Othfresen, **unterste Stücke.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Halme der Laborversuche (Kap. 3.4.2.), Halme der Federwaagenversuche.

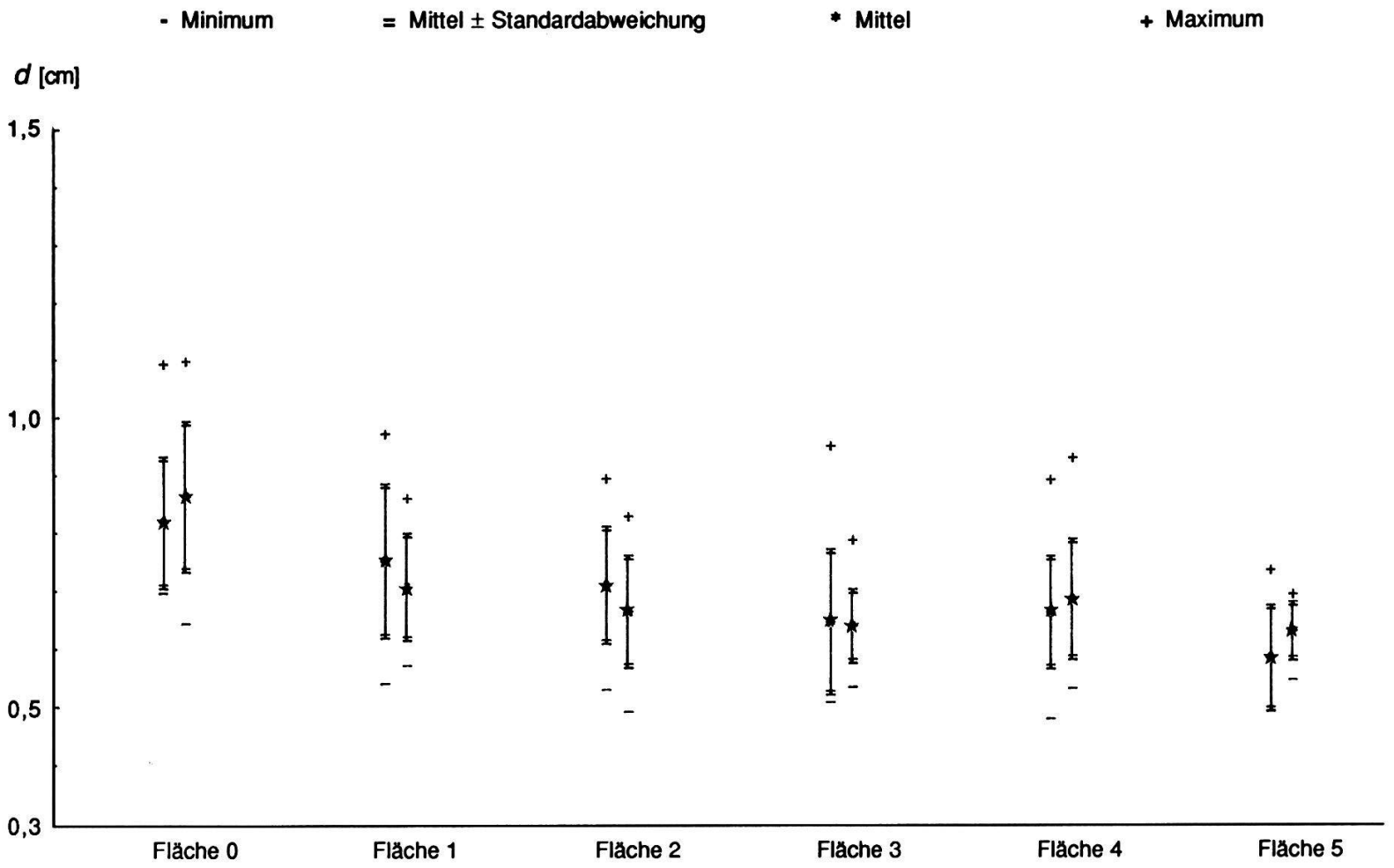


Fig. 4.4. Durchmesser der geprüften Schilfhalme aus Othfresen, **zweitunterste Stücke.**
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Halme der Laborversuche (Kap. 3.4.2.), Halme der Federwaagenversuche.

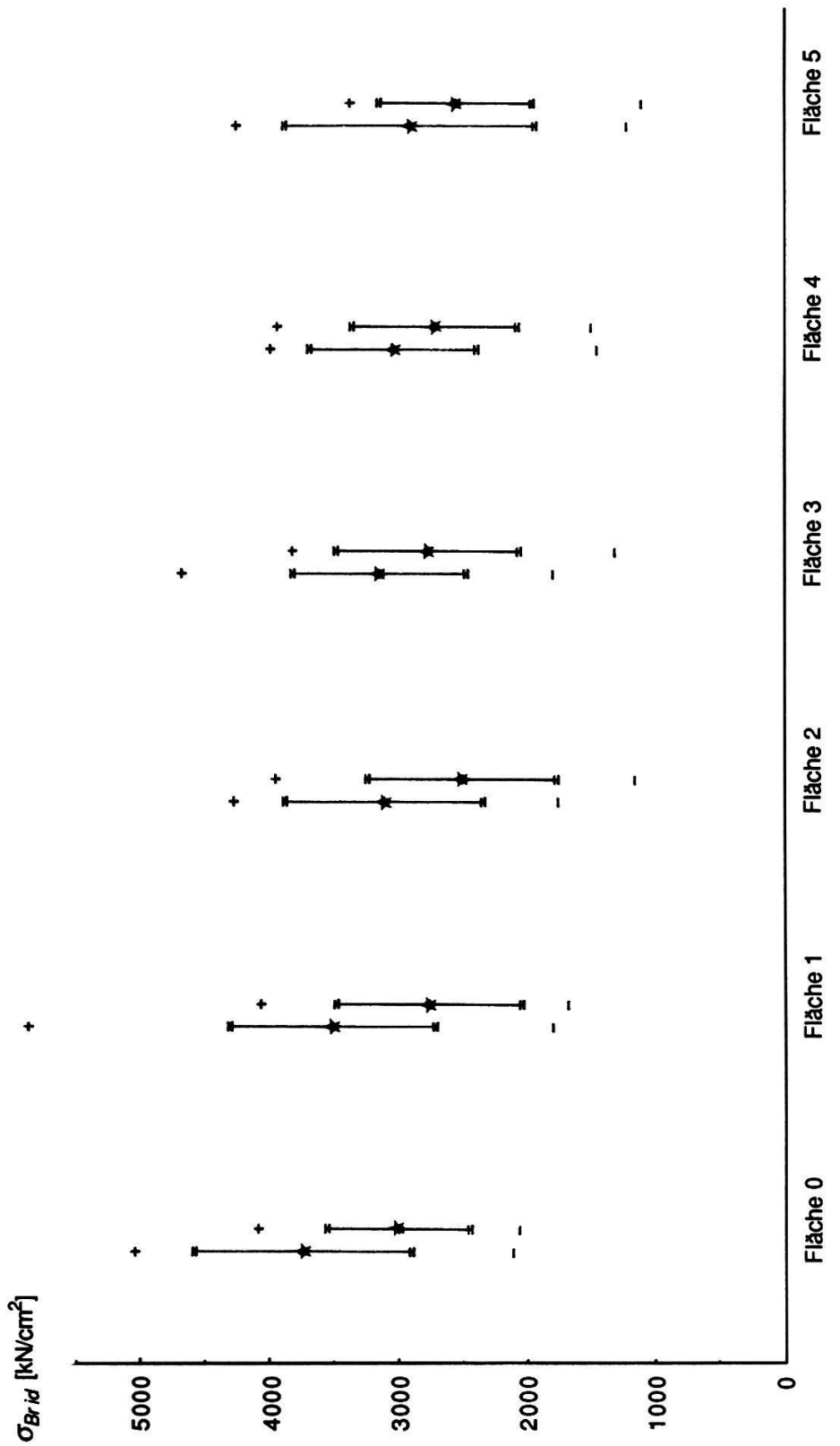


Fig. 4.5. Ideelle Bruchspannung der mit der Federwaage geprüften Schilfhalme aus Othfresen.
Bei jeder Fläche von links nach rechts: Unterste und zweitunterste Stücke

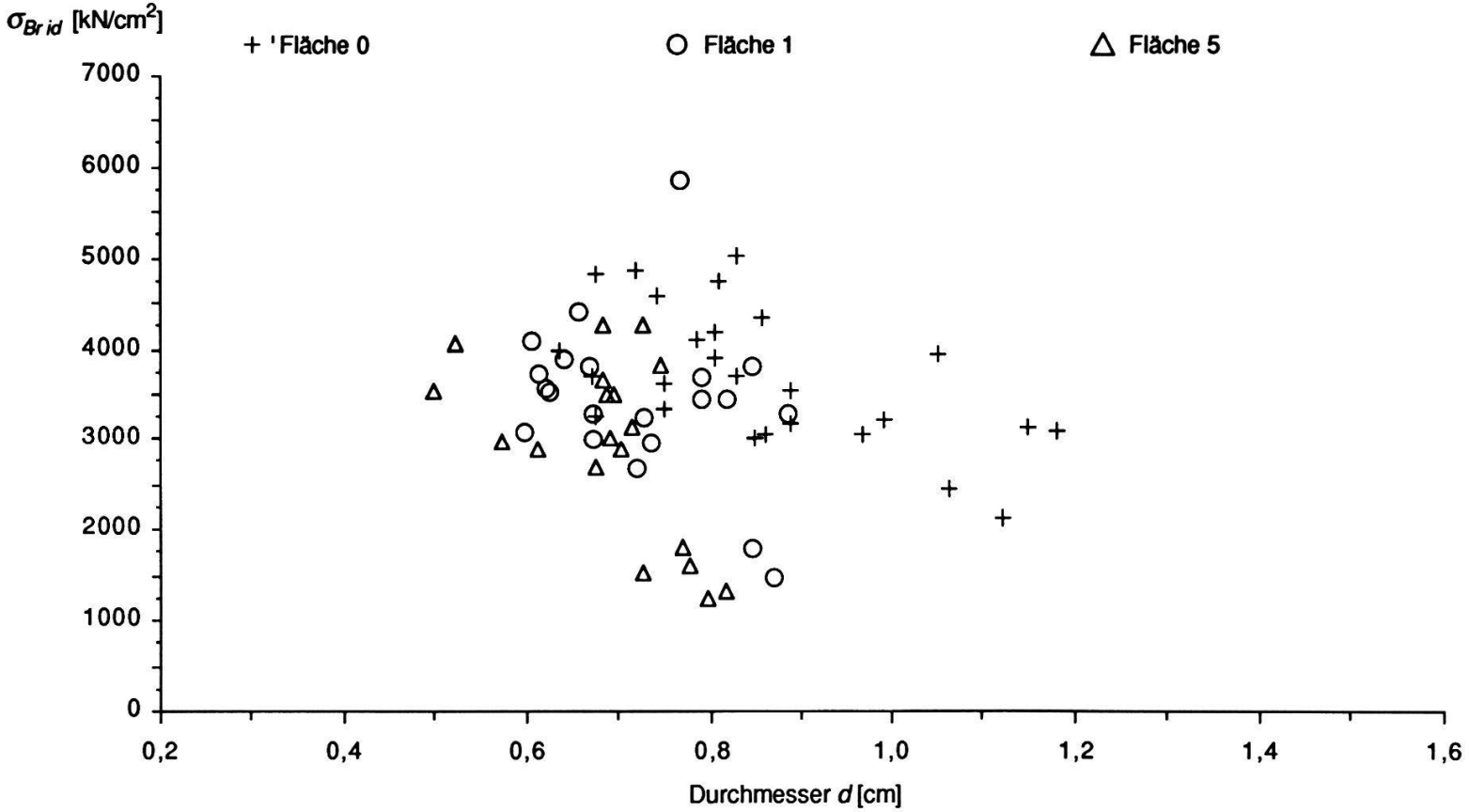


Fig. 4.6. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen (Federwaage) in Funktion des Durchmessers, **unterste Stücke**. Flächen 0, 1 und 5

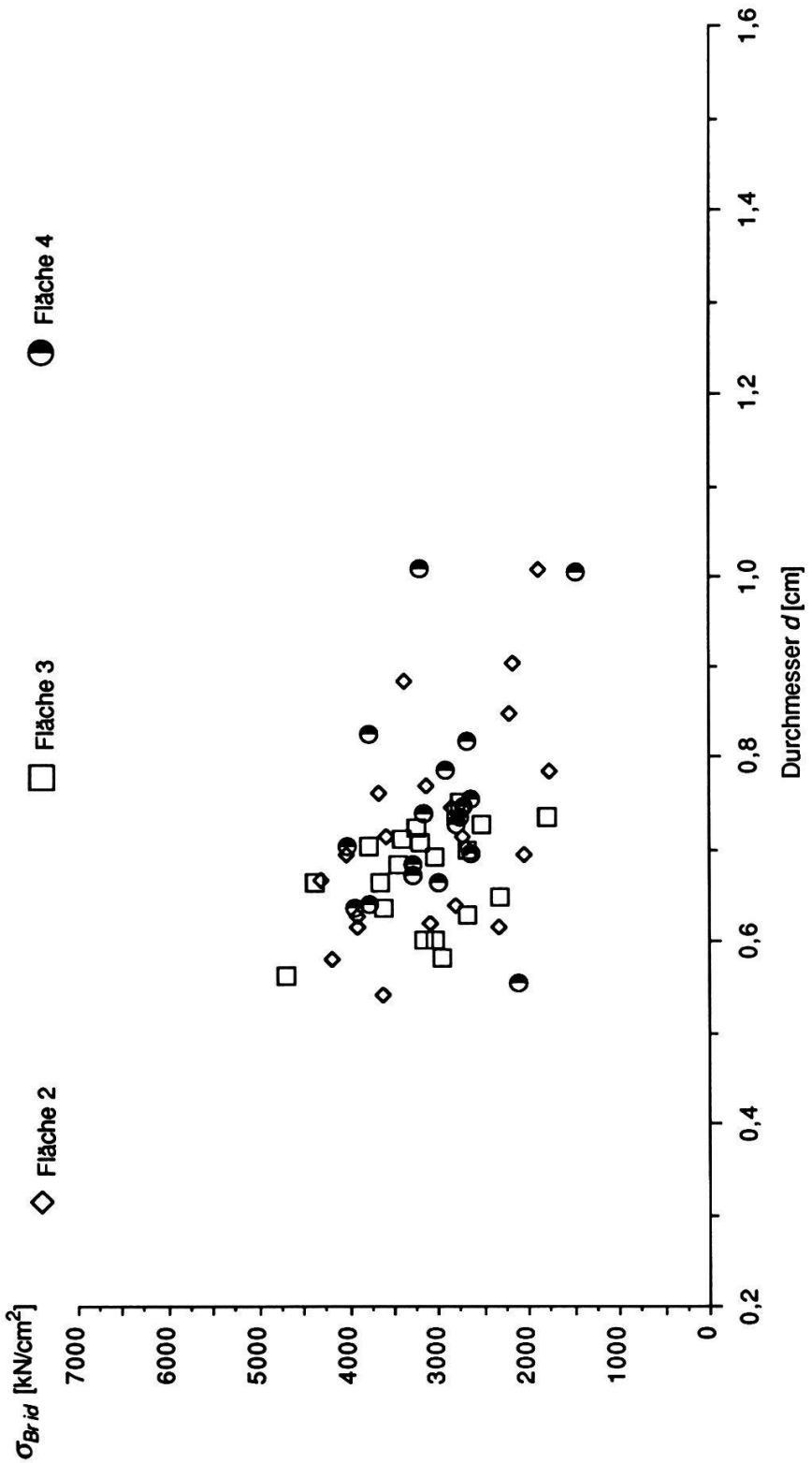


Fig. 4.6. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

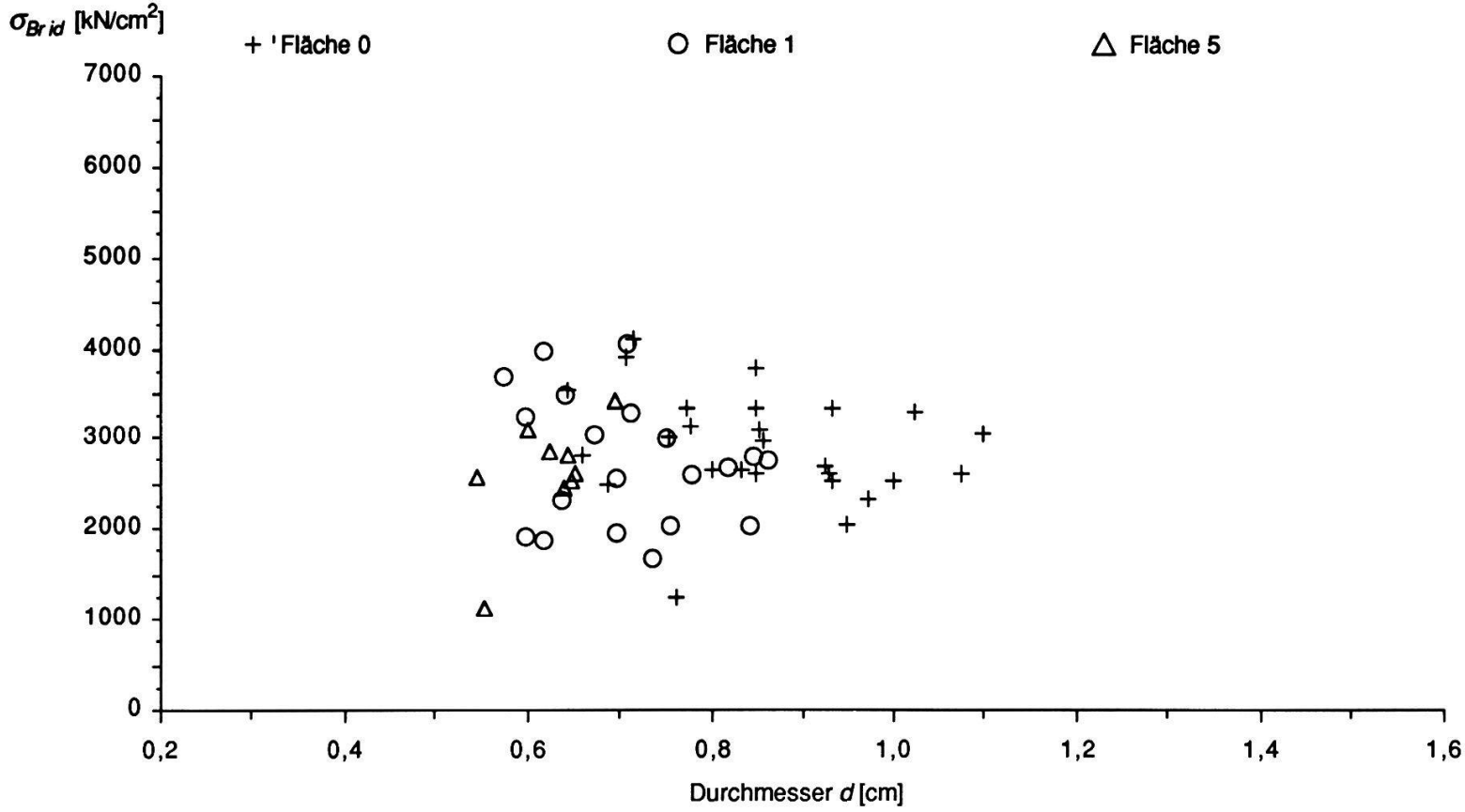


Fig. 4.7. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen (Federwaage) in Funktion des Durchmessers, **zweitunterste Stücke.** Flächen 0, 1 und 5

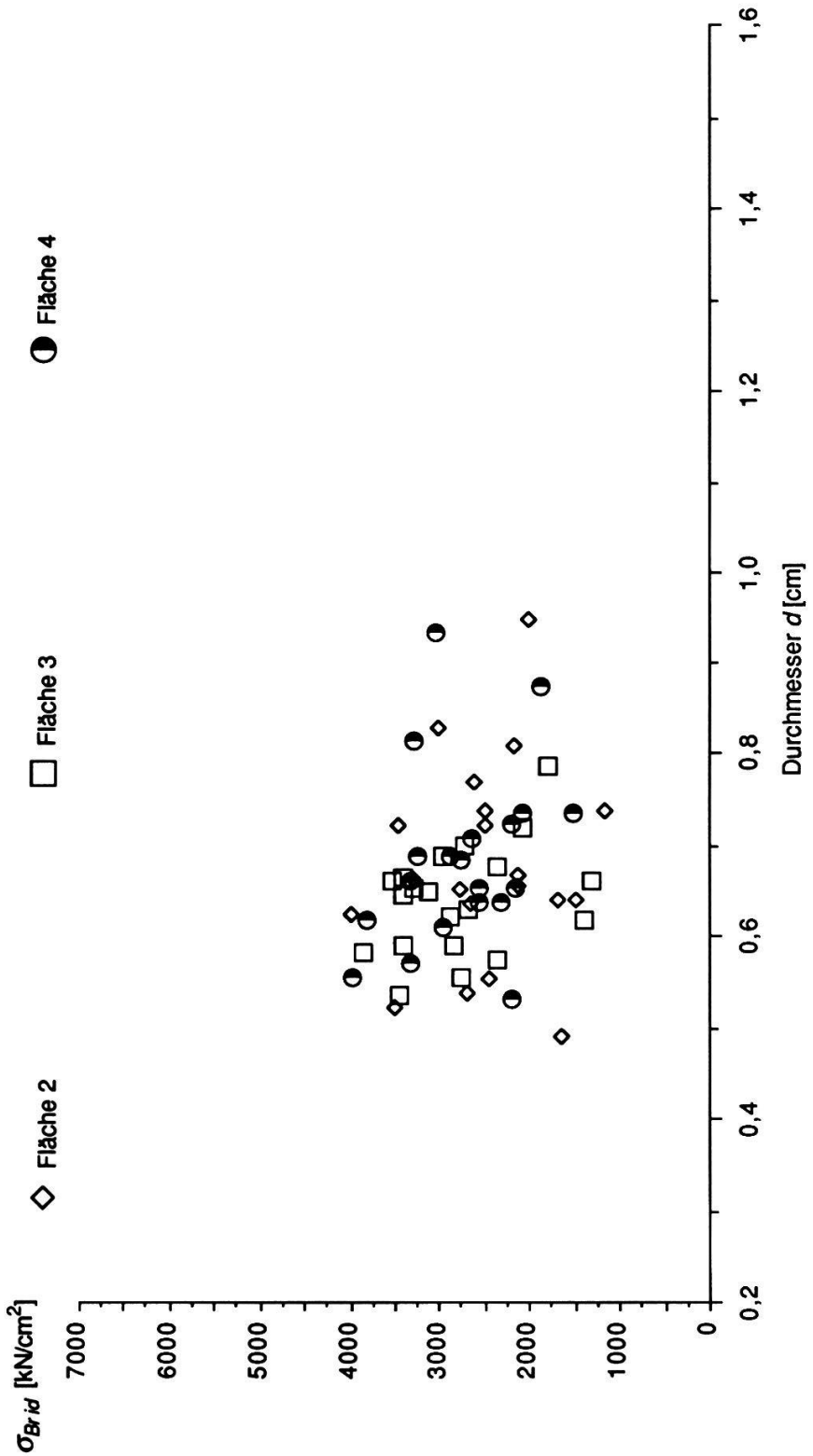


Fig. 4.7. (Fortsetzung)
Flächen 2, 3 und 4

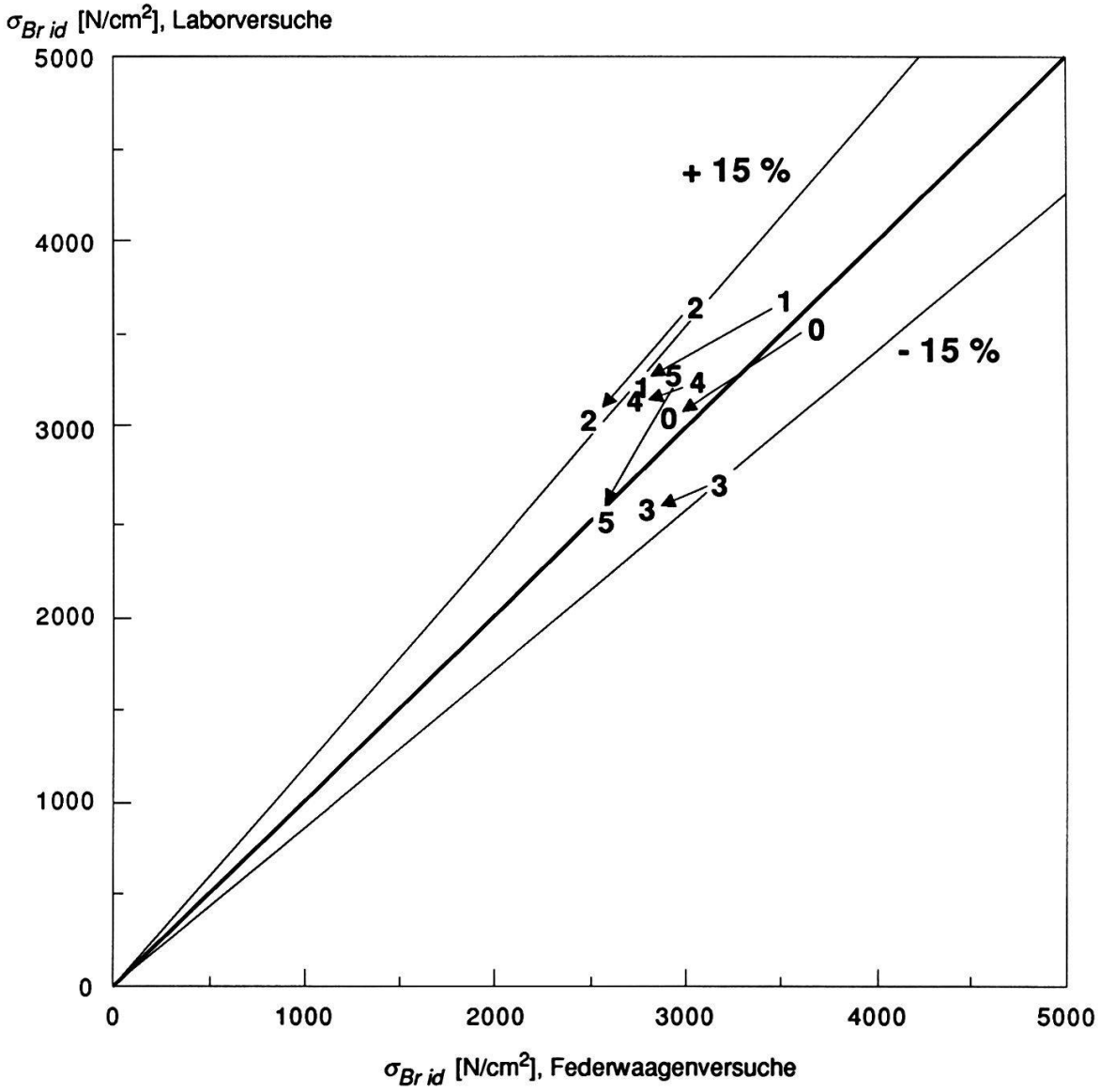


Fig. 4.8. Vergleich der Mittelwerte der ideellen Bruchspannung der Schilfhalme von Othfresen, gemessen im Labor und mit der Federwaage.
Die Zahlen in der Figur repräsentieren die entsprechend numerierten Flächen, und zwar je für die untersten (Anfang des Pfeils) und zweituntersten Stücke (Pfeilspitze).

4.3. MESSUNG DER BIEGESTEIFIGKEIT MIT EINER TRANSPORTABLEN PRÜFEINRICHTUNG

4.3.1. Versuchseinrichtung

Das statische System ist wie bei den Federwaage-Bruchversuchen eine Dreipunktlagerung mit Belastung in der Mitte (vgl. Fig. 1.5. bzw. Anordnung 2 in Fig. 1.7.). Im Gegensatz zu den im vorigen Kapitel beschriebenen Messungen muß zur Bestimmung der Biegesteifigkeit den Auflagern größte Aufmerksamkeit geschenkt werden. Der Halm muß sich in ihnen frei drehen können, ebenso muß die Auflagerkraft über eine möglichst große Fläche in den Halm eingeleitet werden, um das Quetschen zu verhindern. Der Halm wird auch hier so gelegt, daß sich in der Mitte (Lasteinleitung) ein Knoten befindet, ebenfalls um das Quetschen zu verhindern. In der Mitte wird auch die Durchbiegung gemessen. Wenn diese Anforderungen erfüllt sind, spielt die Ausführung im einzelnen keine Rolle und kann sich nach den gerade verfügbaren Materialien richten. Dies gilt auch für unsere, in Fig. 4.9. schematisch gezeichnete Lösung, welche von R. GRAF in Zusammenarbeit mit der Freizeitwerkstätte der ETH verwirklicht wurde.
Als Ständer diente die Halterung eines ausrangierten Quecksilberbarometers, auf welche wir oben eine Aluminiumplatte schraubten. Auf deren Oberkante befestigten wir verschiebbar zwei kugelgelagerte Metallzylinder mit eingefräster Nute. Diese Nute wurde so breit gemacht, daß die schon bei den Laborversuchen verwendeten Holzklötzchen (vgl. S. 359 und Fig. 3.2.) mit halbrunder Aussparung gerade hineinpaßten. Die Last wurde über ein zu einem breiten Haken gebogenes Blechstück eingeleitet. Auf dessen Oberseite kam der Stift einer Meßuhr zu liegen, welche die Verschiebungen mit einer Genauigkeit von 1/100 mm abzulesen gestattete. Da der Knoten in der Halmoberfläche eine Erhebung bildet, wurde die Last trotz der Breite des Bleches sozusagen in einem Punkt eingeleitet, ebenso behinderte das Blech nicht die Verkrümmung des Halmes in der Mitte. Die Belastung wurde über einen unten umgelenkten Faden mit zwischengehängter Federwaage aufgebracht. So konnte eine Person, vor dem Gerät sitzend, durch Ziehen des Fadens langsam die Belastung steigern und gleichzeitig die Federwaage (Belastung) und die Meßuhr (Durchbiegung) ablesen. Die Belastung steigerten wir meist in Stufen von 2 N, bei dünneren Stücken in Stufen von 1 bzw. 0,5 N.
Wie man sich beim Betrachten der Figur 4.9. leicht vorstellen kann, ist die ganze Einrichtung mit der Aluminiumplatte und den ziemlich weit vorstehenden Auflagern keineswegs starr, sondern verformt sich unter der Belastung ebenfalls.

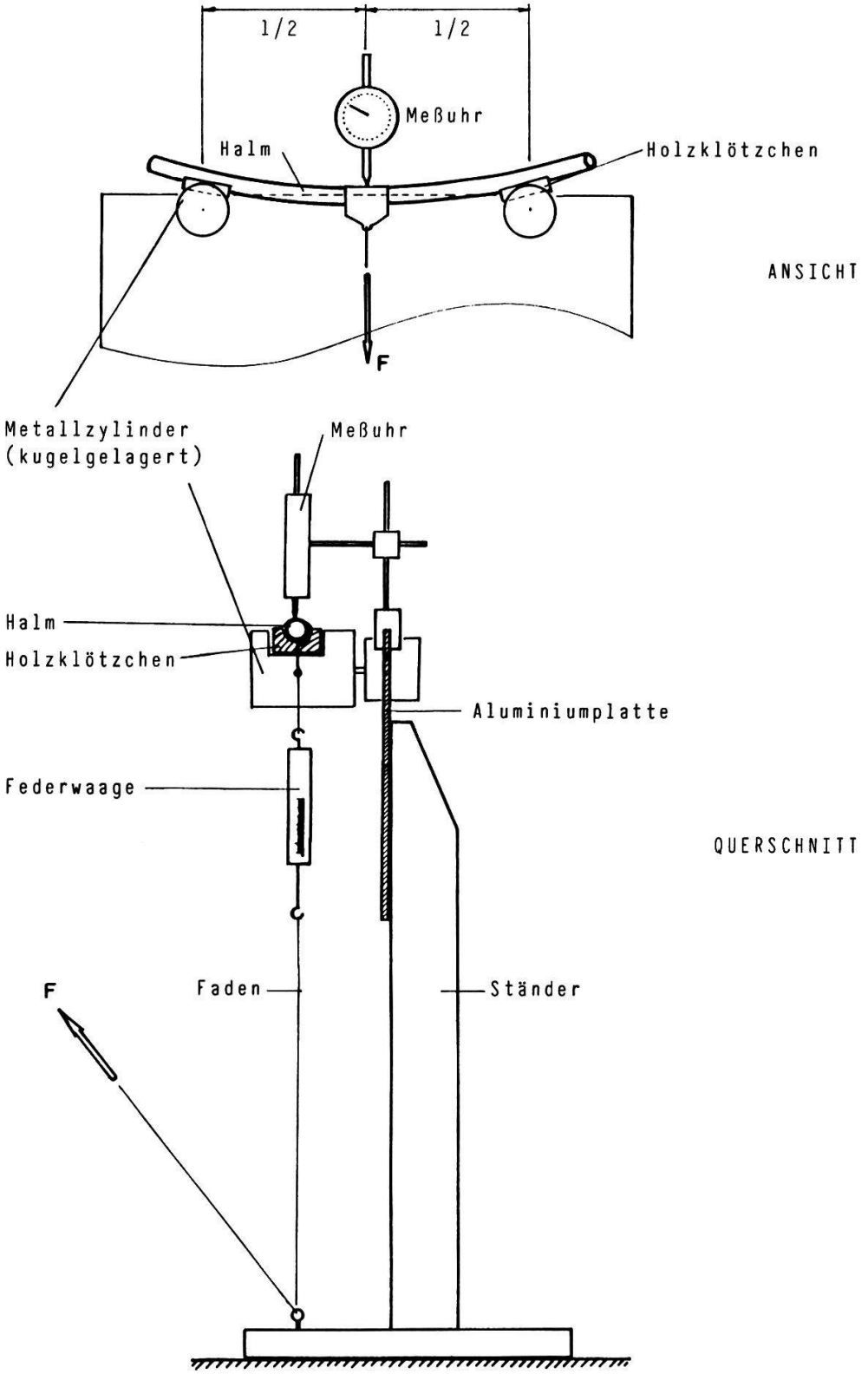


Fig. 4.9. Transportables Prüfgerät zur Messung der Biegesteifigkeit von Schilfhalmen.

Um diesen Fehler zu korrigieren, eichten wir das Gerät mit einem massiven Eisenstab, den wir in der selben Weise belasteten wie die Schilfproben. Die dabei abgelesenen Durchbiegungen zogen wir von den Ablesewerten bei der Prüfung der Halme ab. Der verwendete Eisenstab war so dick, daß seine eigene Durchbiegung unter der Belastung von einigen N völlig vernachlässigt werden konnte. Aus den Meßwerten berechneten wir die Biegesteifigkeit $E \cdot J$ gemäß Kap. 1.3.1., Gleichung (1.30) und Fig. 1.8..

4.3.2. Resultate

Der Zweck unserer Versuchsserie bestand im Testen dieser Methode. Dazu verwendeten wir alle Halme aus der Fläche 1, welche für die Laborversuche bestimmt waren. Da die Labormessungen zum Bruch und damit zur Zerstörung der Probe führen, maßen wir vorgängig die Biegesteifigkeit mit dieser Feldmethode, wobei wir besonders darauf achten mußten, die Halmstücke ja nicht zu stark (über die Grenzbeanspruchung hinaus) zu belasten. Da die Grenzbelastung zum voraus nicht bekannt ist, erforderte die Sache ein wenig Fingerspitzengefühl; die Kontrolle ergab sich aus der Beobachtung der Verformungen: solange die Zunahme der Durchbiegung pro Laststufe ungefähr konstant blieb, befanden wir uns noch innerhalb des linear-elastischen Bereichs.
Da die Durchmesser der Halmstücke aus der Fläche 1 nicht allzu stark variierten, konnten wir alle Proben mit der einheitlichen Spannweite (Auflagerdistanz) von $l = 20$ cm prüfen.
Die Ergebnisse sind in den Figuren 4.10. und 4.11. dargestellt. In Fig. 4.10. sind alle Einzelwerte aufgetragen. Bis etwa 7000 $N \cdot cm^2$ liegen die Werte aus den Labormessungen unter jenen aus den Messungen mit dem transportablen Gerät, bei den steiferen Stücken kommen geringere und größere Werte für die Laborversuche etwa gleich häufig vor. Aus der Abbildung ist ferner zu sehen, daß beim Großteil der Werte der Unterschied nicht mehr als gut 10 % beträgt. Dasselbe geht auch aus der folgenden Abbildung hervor, wo die Mittelwerte und Streuungen der Biegesteifigkeit aufgetragen sind, aufgeschlüsselt nach der Position der Probe innerhalb des Halmes. Im Mittelwert über alle Stücke beträgt der Unterschied zwischen den beiden Methoden nur etwa 2 %. Werden nur je die aus der gleichen Position stammenden Stücke betrachtet, so beträgt der maximale Unterschied der Mittelwerte etwa 6 % (unterste Stücke). Am stärksten unterscheiden sich die Maxima, während die Minima außer bei den zweituntersten Stücken fast gleich groß sind. Die Richtung des Unterschiedes ist nicht einheitlich, da bei

den drittuntersten Stücken, anders als bei den übrigen, die Werte aus den Messungen mit der Feldmethode etwas kleiner sind als jene aus den Laborversuchen. Abgesehen von der oben erwähnten Tatsache, daß bei den kleinen Biegesteifigkeiten die Laborversuche etwas niedrigere Werte zu liefern scheinen, kann deshalb angenommen werden, daß die Unterschiede in den Resultaten aus beiden Methoden zufällig sind.

Die gute Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden ist nicht selbstverständlich, denn wegen des variablen Verlaufs der Biegesteifigkeit längs des Halmes ist der errechnete Wert genau genommen abhängig von der Verteilung des

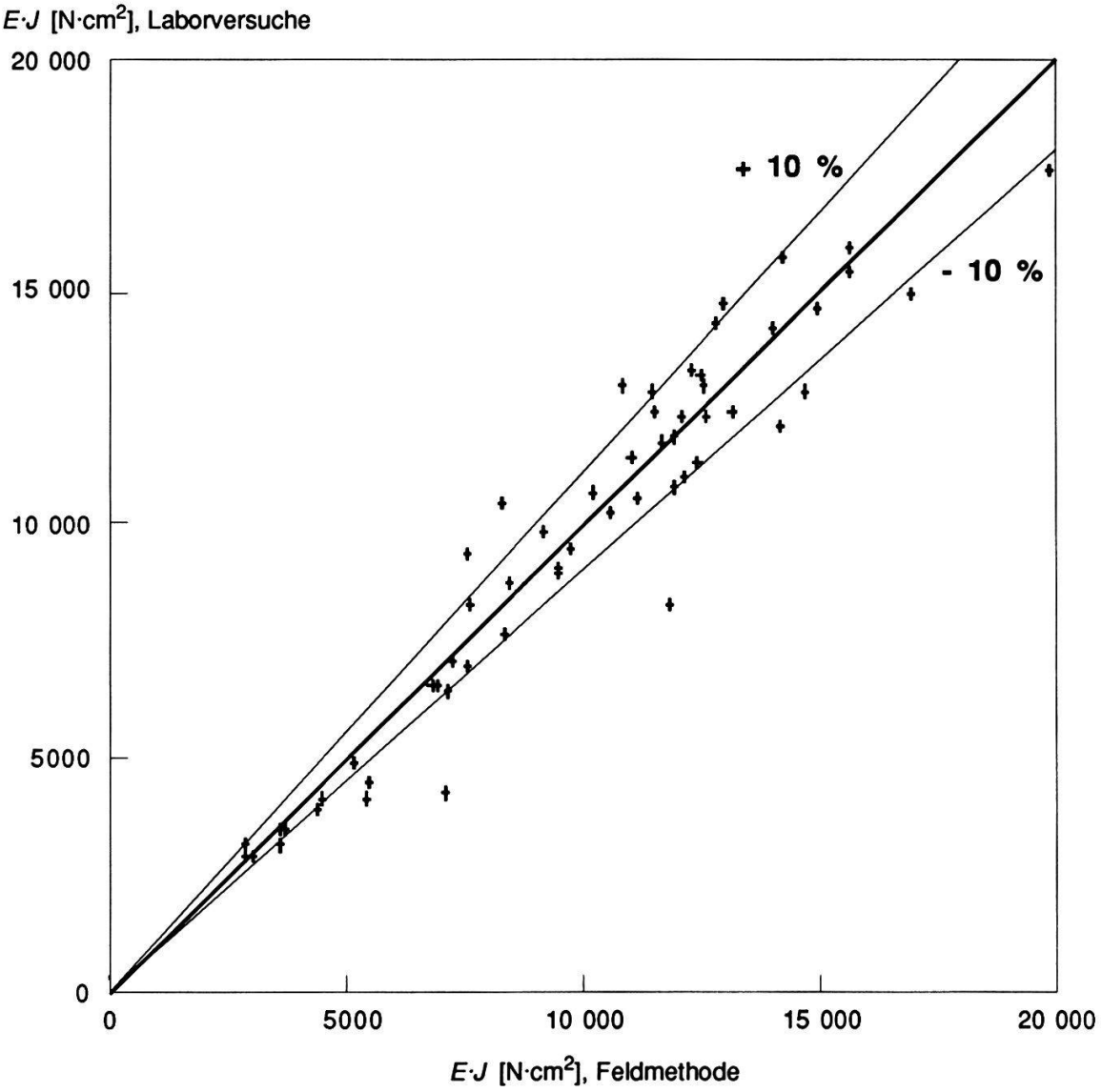


Fig. 4.10. Vergleich der Biegesteifigkeit aller Halmstücke der Fläche 1 von Othfresen, gemessen je mit dem transportablen Meßgerät und im Labor.

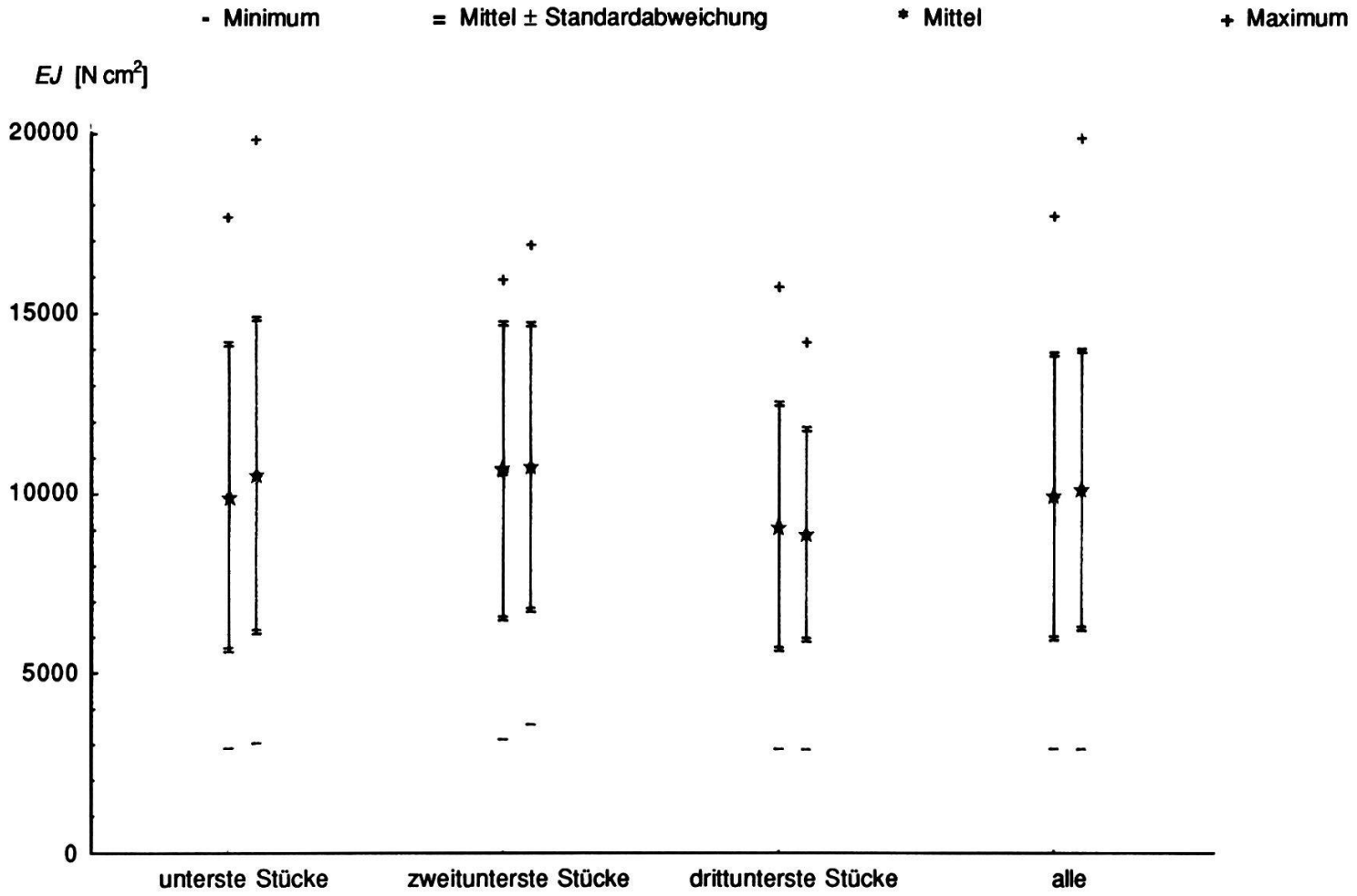


Fig. 4.11. Vergleich der mit den beiden Methoden gemessenen Biegesteifigkeiten der Halmstücke aus der Fläche 1 von Othfresen.
Links: Werte der Labormessungen
Rechts: Werte mit dem transportablen Gerät gemessen

Biegemomentes, die ja bei Drei- und Vierpunktlagerung verschieden ist, denn die Durchbiegung ist auch beim gleichen Halmstück und gleicher Gesamtbelastung dann größer, wenn die Zone mit dem größeren Biegemoment auf eine weichere Halmpartie zu liegen kommt, als umgekehrt. Die Unterschiede zwischen den beiden Methoden sind wahrscheinlich darum nicht so groß wie bei den Bruchversuchen, weil bei der Ermittlung der Biegesteifigkeit das ganze Halmstück mitberücksichtigt wird, wenn auch, wie gesagt, in unterschiedlichem Ausmaß. Dagegen wird das Bruchmoment nur durch genau den Punkt bestimmt, wo der Bruch effektiv stattfindet.

5. VERSUCHE ZUR BESTIMMUNG DES EINSPANNUNGSGRADES IM FELD

5.1. ALLGEMEINES

Die Schilfhalme sind mit den Rhizomen und Wurzeln im Erdreich verankert. Weder dieses noch jene sind starr, sondern verformen sich unter der Einwirkung einer Belastung ("elastische Einspannung"). In unserem Fall handelt es sich bei der Belastung am Halmfuß um eine Horizontalkraft und ein Biegemoment (Einspannmoment). Während der Einfluß der Horizontalkraft (Verschiebung des Halmfußes) vernachlässigbar ist, muß die durch das Einspannmoment bewirkte Verdrehung des Halmfußes sehr wohl berücksichtigt werden, da schon ein kleiner Drehwinkel in einiger Entfernung (z.B. auf der Höhe des Wasserspiegels) eine beträchtliche Verschiebung zur Folge hat (Fig. 5.1.).
Das Verhältnis zwischen dem Einspannmoment M_E und dem dadurch verur-

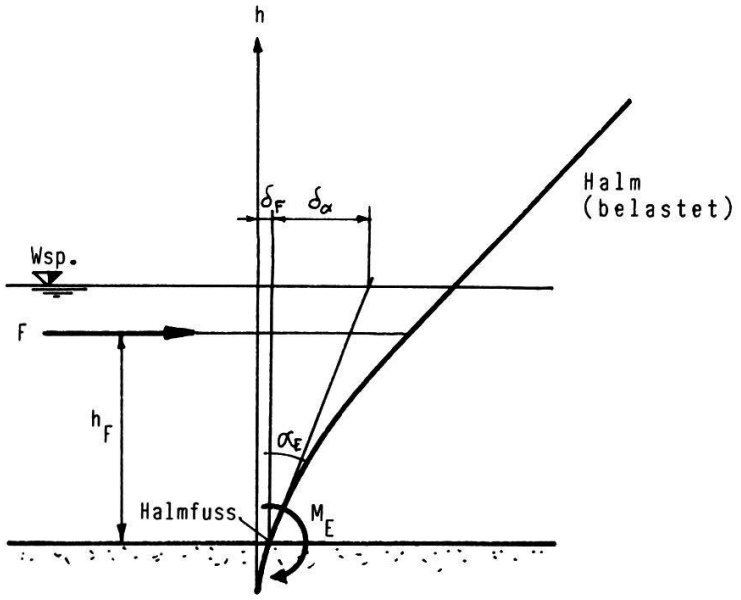


Fig. 5.1. Durch die Nachgiebigkeit am Halmfuß (elastische Einspannung) bewirkte Verschiebung in der Höhe des Wasserspiegels bei Belastung mit einer Horizontalkraft F.
$M_E = h_F \cdot F$ = Einspannmoment infolge der Kraft F
α_E = Verdrehungswinkel des Halmfußes
δ_F = Verschiebung infolge der Horizontalkraft F
δ_α = Verschiebung infolge der Verdrehung des Halmfußes

sachten Drehwinkel α_E des Halmfußes wird Einspann(ungs)grad c_E genannt:

$$c_E = \frac{M_E}{\alpha_E} \qquad [\text{N·m/rad}] \qquad (5.1)$$

Der Einspanngrad kann naturgemäß nur im Felde (an aufrechten Halmen) gemessen werden. Da Unterwassermessungen umständlich und sehr aufwendig sind, wurden die Versuche im Versuchsfeld Altenrhein am Bodensee im November 1977 durchgeführt, als der Bestand trocken lag. Die Messungen erfolgten im Sektor D* (für die genaue Lokalisierung vgl. Fig. 3.6.) je an einem Ort im Innern des Bestandes und bei der seeseitigen Front.

5.2. VERSUCHSANORDNUNG

Die zu untersuchenden Halme unterwarfen wir einer ungefähr 60 cm über Grund wirkenden, waagrechten Kraft, welche wir jeweils stufenweise um je 100 p (0,981 N) steigerten. Sobald sich der Halm nicht mehr bewegte, wurden die Verschiebungen in drei festgelegten Höhen über dem Boden sowie unmittelbar auf dem Boden gemessen. Das Versuchsgerät (Fig. 5.2. und 5.3.) bestand aus einem unten zugespitzten Holzpfahl mit einem in etwa 70 cm Abstand von der Spitze befestigten, waagrechten Arm. Diesen Pfahl steckten wir unmittelbar neben dem zu prüfenden Halm in den Boden und horizontierten ihn mit einer Wasserwaage. Um störende Einflüsse des oberen Halmteils (Luftwiderstand, Gewicht, Verfangen in den Nachbarhalmen) zu eliminieren, schnitten wir den Halm einige cm oberhalb des waagrechten Arms des Prüfgerätes ab. Über den Halmstumpf legten wir einen Metallring, an welchem ein Faden befestigt war. Dieser Faden führte über eine Umlenkrolle am Ende des waagrechten Arms und diente zum Aufbringen der Belastung P in Form von Gewichten. Mit vier Maßstäben maßen wir die Verschiebung des Halmes am Boden und in etwa 20, 40 und 60 cm über Grund, der oberste Maßstab war dabei genau auf der Höhe der Belastung (Metallring und Faden) befestigt. Mit den Bezeichnungen der Figur 5.2. kann somit das Einspannmoment als

$$M_E = P \cdot h_3 \qquad (5.2)$$

angeschrieben werden. Der Einspannwinkel α_E mußte indirekt, aus der Interpolation einer kubischen Parabel

$$\delta(h) = a_0 + a_1 h + a_2 h^2 + a_3 h^3 \qquad (5.3)$$

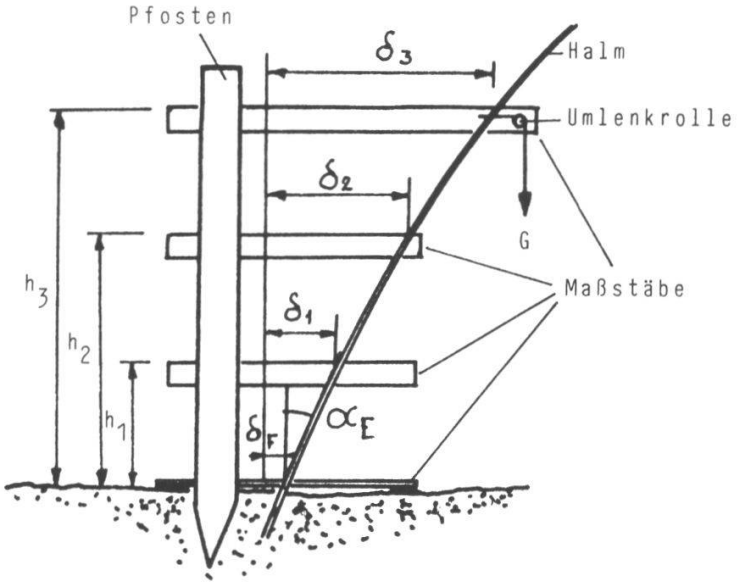


Fig. 5.2. Schematische Darstellung der Versuchseinrichtung



Fig. 5.3. Messung des Einspanngrades im Feld.

durch die vier Meßpunkte berechnet werden. Da der Winkel α_E klein ist, kann er gleich der ersten Ableitung der Gleichung (5.3.) nach h auf der Höhe $h = 0$ gesetzt werden:

$$\alpha_E = \delta'(0) = a_1 + 2a_2 h + 3a_3 h^2 = a_1 \qquad \text{[rad]} \qquad (5.4)$$

Dabei ist zu beachten, daß die kubische Parabel eine wellenförmige Kurve ist, es besteht also die Gefahr, daß man einen "falschen" Ausschnitt daraus durch die vier Punkte interpoliert; auch der Wendepunkt (der einem Biegemoment-Nullpunkt entsprechen würde) darf nicht innerhalb des Halmbereichs liegen. Damit diese Fehler nicht auftreten, müssen die Koeffizienten $a_{1...3}$ folgende Bedingungen erfüllen:

$$a_1 > 0 \textit{ und } a_2 > 0 \textit{ und } a_3 > 0 \qquad (5.5)$$

oder

$$a_1 > 0 \textit{ und } a_2 > 0 \textit{ und } a_3 < 0 \textit{ und } -a_2/3a_1 > h_3 \qquad (5.6)$$

Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so ist das Resultat unbrauchbar und die

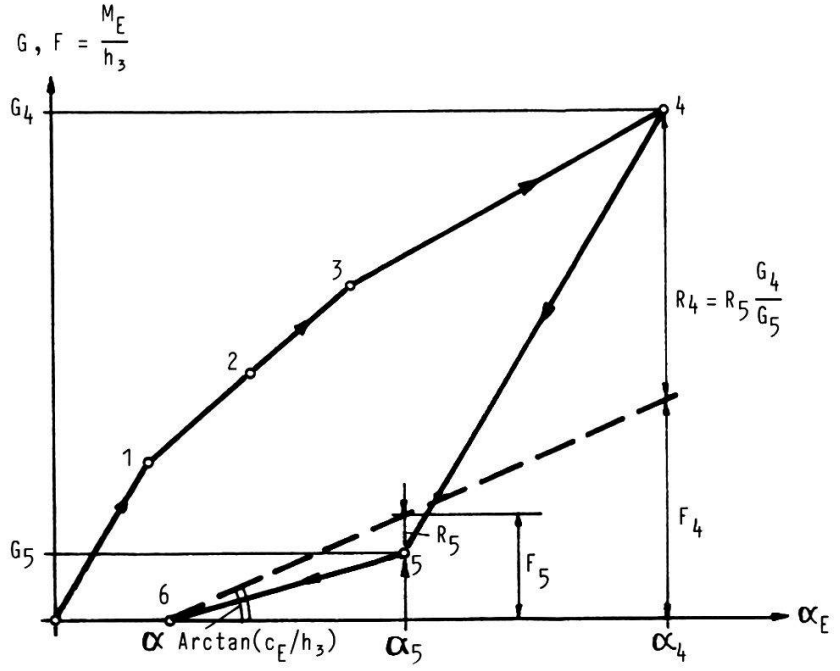


Fig. 5.4. Fußdrehwinkel α eines Schilfhalmes bei zunehmendener (Punkte 1...4) und anschließend wieder abnehmender (Punkte 4...6) Belastung.
G_i: Aufgebrachte Gewichte — F_i: Auf den Halm wirkende Kraft
R_i: Reibung — α_i: Fußdrehwinkel des Halmes

Berechnung des Fußdrehwinkels muß mit einer andern Kurve versucht werden, z.B. mit einer durch eine Regressionsrechnung bestimmte, die Meßpunkte möglichst gut annähernde, quadratische Parabel.
Zeichnet man die Fußdrehwinkel α_E in Funktion der aufgebrachten Gewichte, so ergibt sich im Normalfall ein Bild wie in Fig. 5.4.. Die Hysterese der Kurve führt zu einer weiteren Fehlerquelle, nämlich die trotz der Umlenkrolle nicht ganz zu vermeidende Reibung. Die effektiv auf den Halm wirkende Kraft F ist somit:

$$F = G - R \qquad \text{(Belastung)} \tag{5.7}$$

und

$$F = G + R \qquad \text{(Entlastung)} \tag{5.8}$$

F ... Effektiv wirkende Kraft
G ... Aufgebrachtes Gewicht
R ... Reibungskraft

Zur Auswertung wurde die Entlastungslinie der (G, α_E)-Kurve benutzt. Dazu rechneten wir mit einer angenommenen "effektiven" Entlastungslinie (vgl. Fig. 5.4.). Diese "effektive" Entlastungslinie erhielten wir unter der Annahme, daß die Reibungskraft direkt proportional zum wirkenden Gewicht sei. Aus der Figur 5.4. sowie aus den Gleichungen (1.2) und (1.1) geht unmittelbar hervor, daß der gesuchte Einspanngrad c_E gleich der mit h_3 vervielfachten Steigung der so erhaltenen Geraden ist. Damit erhielten wir folgende Berechnungsformel für c_E:

$$c_E = \frac{2 G_4 G_5 h_3}{(\alpha_4 - \alpha) G_5 + (\alpha_5 - \alpha) G_4} \qquad \text{[N·cm/rad]} \tag{5.9}$$

G_4, G_5 ... Wirkende Gewichte [N] (nach Fig. 5.4.)
α_4, α_5 ... Zugehörige Verdrehungswinkel des Halmfußes [rad]
α ... Verdrehungswinkel des Halmfußes nach Entlastung [rad]
h_3 ... Höhe über Grund des Angriffspunktes der Belastung [m]

5.3. ERGEBNISSE

Auf die beschriebene Weise konnte der Einspanngrad c_E von 21 der geprüften Halme bestimmt werden, 20 ergaben ein brauchbares Resultat. Die Größen (Tab. 5.1.) bewegen sich in einem Bereich zwischen rund 950 N·cm/rad und 8369 N·cm/rad, der Mittelwert liegt bei 3090 N·cm/rad.
Aus diesem großen Streuungsbereich (ungefähr ein Faktor 9 zwischen Minimum und Maximum) folgt, daß der Einspanngrad keine Konstante ist. Da die Elastizität der Einspannung vor allem durch die Verformbarkeit des unmittelbar unter der Bodenoberfläche liegenden Halm- und Rhizomstücks bestimmt wird, kann eine starke Abhängigkeit des Einspanngrades von der Biegesteifigkeit des untersten Halmabschnittes vermutet werden. Die Biegesteifigkeit dieser Halmstücke (Tab. 5.1.) war im Labor (EMPA) als Mittelwert über den gut 60 cm langen Halmabschnitt gemessen worden. Die Belastung wurde, wie bei den Versuchen zur Messung des Einspanngrades im Felde, am oberen Ende als Einzellast aufgebracht, so daß die Verteilung des Biegemomentes mit den Feldversuchen übereinstimmte.
Die graphische Darstellung des Einspanngrades in Abhängigkeit dieser gemessenen Biegesteifigkeit zeigt Fig. 5.5.. Daraus kann auf einen nahezu linea-

Tab. 5.1. Durchmesser, mittlere Biegesteifigkeit und Einspanngrad der untersuchten Schilfhalme.

Nr.	d [cm]	$E{\cdot}J$ [N·cm^2]	c_E [N·cm/rad]
2	1,36	78291	5107
4	1,17	42578	1994
5	0,98	30634	2044
7	1,07	37606	2358
8	1,21	44000	2394
9	1,23	50697	3766
10	0,98	23211	1420
12	1,16	41734	2778
13	1,19	42352	2304
14	1,38	61346	5608
15	0,99	22740	1431
16	0,99	23221	697

Nr.	d [cm]	$E{\cdot}J$ [N·cm^2]	c_E [N·cm/rad]
51	1,10	35468	2010
53	1,02	18798	936
54	1,17	28751	2371
55	0,90	13542	1302
58	1,04	20720	785
59	1,31	43352	1663
60	1,16	31742	2809
61	1,02	16288	1017
62	1,11	11277	1187

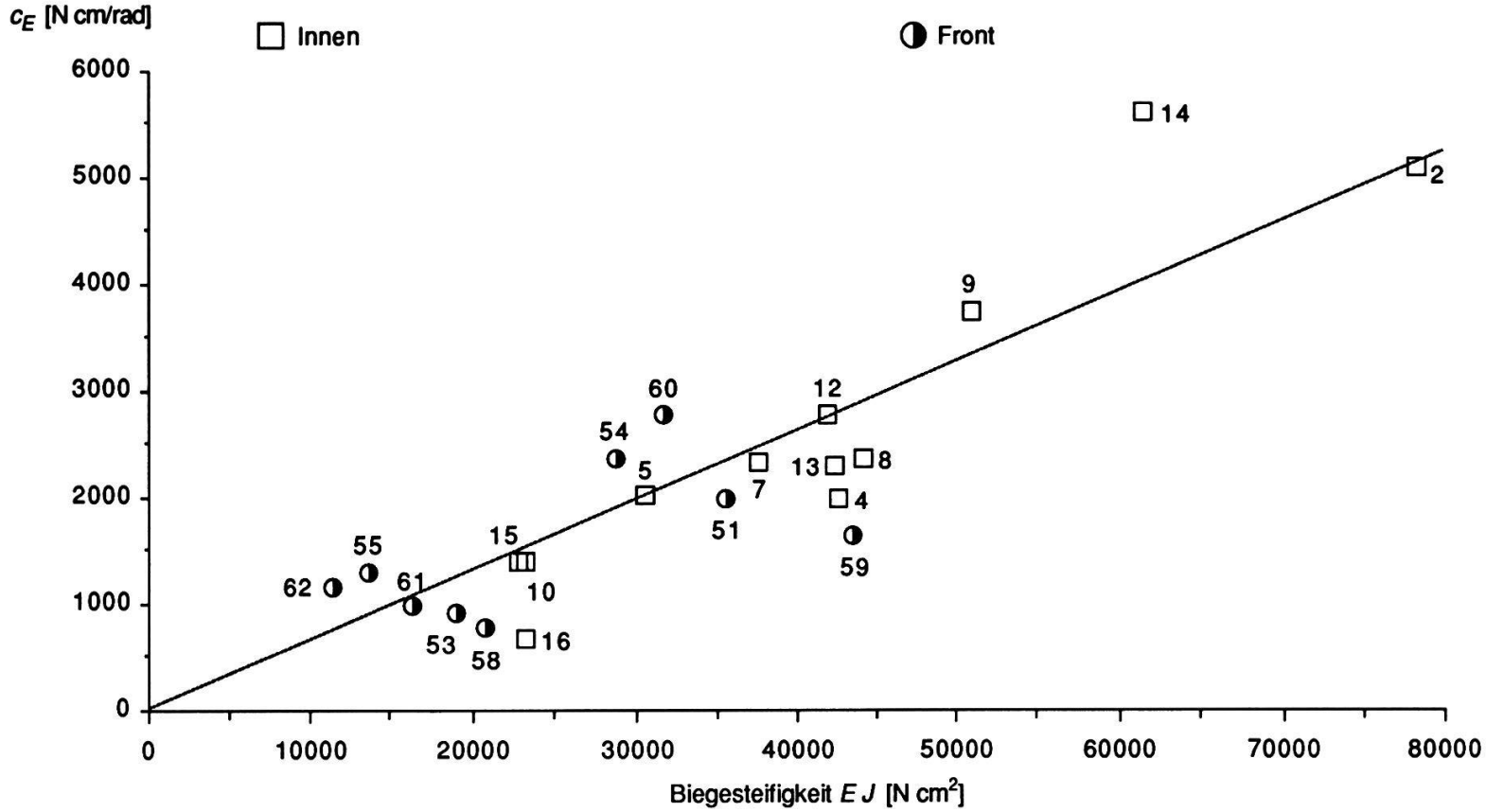


Fig. 5.5. Einsspanngrad c_E in Funktion der Biegesteifigkeit des ungefähr 60 cm langen, untersten Halmstücks. Die eingezeichnete Linie entspricht der Regressionsgleichung (5.10); die Gerade nach (5.11) liegt so nahe bei dieser, daß sie nicht auch noch gezeichnet werden konnte. Die Nummern 1 - 6 sind Proben aus dem Bestandesinnern, die Numern 51 - 62 wurden der seeseitigen Front entnommen.

ren Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen geschlossen werden. Für den dargestellten Bereich erhielten wir aus den 20 Werten folgende Regressionsgleichung für c_E in [N·cm/rad]:

$$c_E = 37{,}9\ [\text{N·cm/rad}] + 0{,}06447\ [\text{cm}^{-1}]\ E{\cdot}J\ [\text{N·cm}^2] \qquad (5.10)$$

$E{\cdot}J$ ... Biegesteifigkeit des ca. 60 cm langen untersten Halmstücks [N·cm^2]

Der Korrelationskoeffizient r war gleich 0,88 ($r^2 = 0{,}77$).
Diese Regressionslinie geht fast genau durch den Nullpunkt (vgl. Fig. 5.5.), so daß die Annahme, der Einspanngrad sei direkt proportional zur Biegesteifigkeit des unteren Halmstücks, sicher berechtigt ist. Rechnet man die Regression unter Berücksichtigung dieser Annahme, so ergibt sich die folgende, modifizierte Gleichung:

$$c_E = 0{,}06542\ [\text{cm}^{-1}]\ E{\cdot}J\ [\text{N·cm}^2]\ . \qquad (5.11)$$

Angesichts der oben erwähnten Fehlermöglichkeiten und Unsicherheiten bei der Messung des Einspanngrades sowie der zufällig streuenden, lokalen äußeren Bedingungen (Boden) für jeden einzelnen Halm, läßt der recht hohe Korrelationskoeffizient den Schluß zu, daß mit der Gleichung (5.11) die wesentlichen Größen zur Bestimmung des Einspanngrades richtig erfaßt werden.
Aus zeitlichen Gründen konnten keine weiteren Standorte mehr berücksichtigt werden. Es kann aber vermutet werden, daß die Gleichungen (5.11) bzw. (5.10) auch für andere Orte gelten, wenn nicht der Bodenaufbau völlig anders ist als bei den hier untersuchten Halmen (Feinsand-Schluff).
Diese Vermutung gründet auf der Tatsache, daß ein Teil der Flexibilität des Halmfußes durch das unterirdische Halmstück vom Rhizom bis zur Bodenoberfläche, zu einem weiteren Teil durch die Verbindung Halm-Rhizom und schließlich zu einem kleinen Teil auch durch das ebenfalls nicht starre Rhizom selbst bedingt ist. Die beiden erstgenannten Anteile werden durch die (lokale) Biegesteifigkeit bestimmt. Eine weitere Bestätigung erfährt diese Vermutung aus dem untersuchten Probenmaterial selbst: Die Proben stammen zwar alle aus dem selben Bestand, jedoch wurden die Halme mit den Nummern 1 bis 16 einige Meter im Bestandesinnern, die übrigen (Nr. 51 - 62) aus der seeseitigen Front entnommen. Trägt man die Biegesteifigkeit der Halmstücke in Funktion des Durchmessers D auf (Fig. 5.6.), so unterscheiden sich die beiden Gruppen deutlich voneinander, die Proben aus der Front sind bedeutend weniger steif. Zur Verdeutlichung sind in der Figur 5.6. auch die Regressionslinien

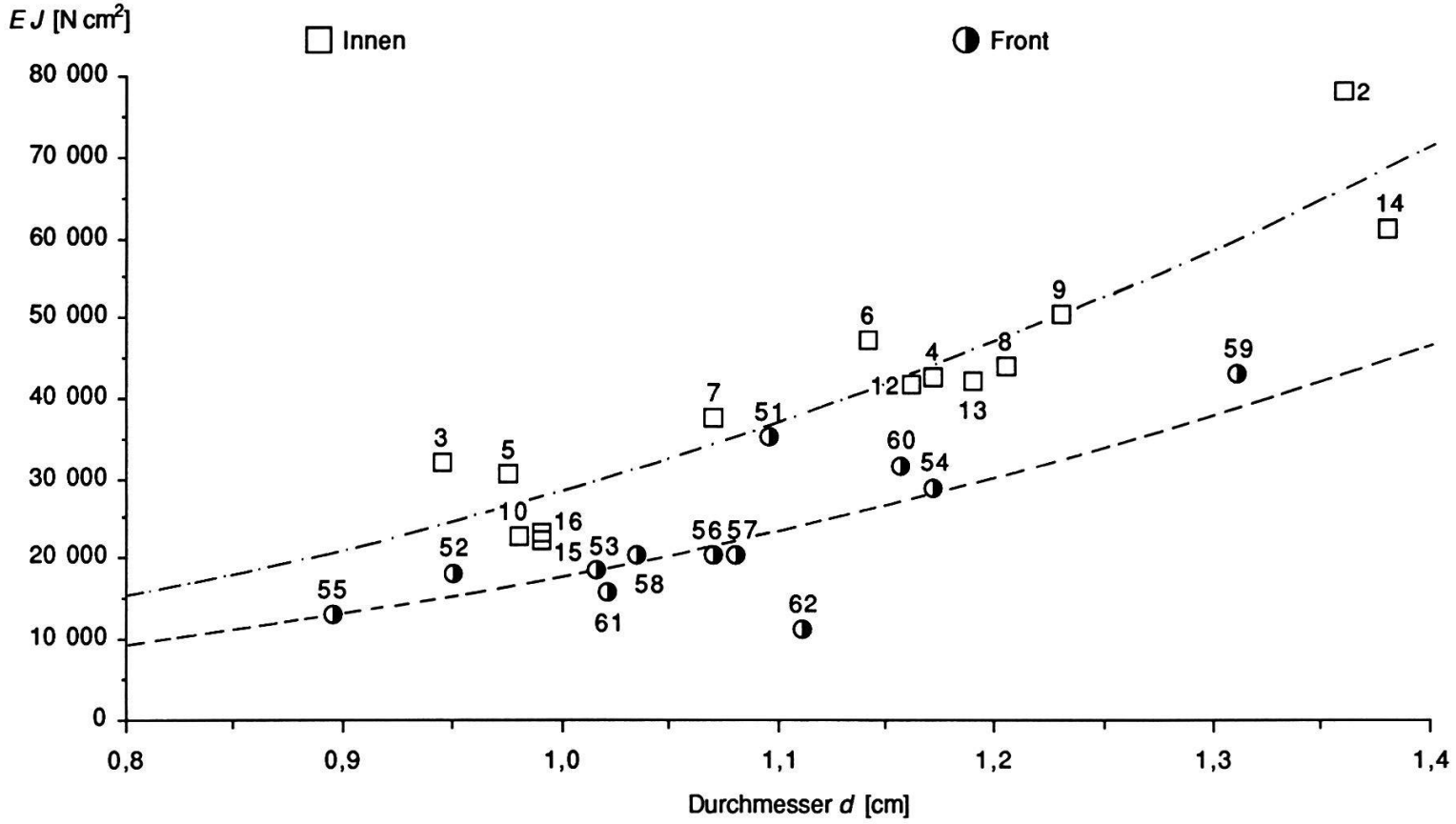


Fig. 5.6. Mittlere Biegesteifigkeit $E\,J$ der 60 cm langen Halmstücke in Funktion des Durchmessers. Eingezeichnet sind ferner Regressionslinien der Form $\ln y = a + b \ln x$ für:

·-·-·-· Halme aus dem Innern des Bestandes (Nr. 1 - 16)

------ Halme aus der Front (Nr. 51 - 62)

für beide Gruppen eingezeichnet, denen folgende Gleichungen zu Grunde liegen:

Nrn. 1÷16: $E{\cdot}J\,[\mathrm{Ncm^2}] = 28\,431{\cdot}D\,[\mathrm{cm}]^{2{,}716}$ $r = 0{,}92$ $n = 14$ (5.12)

Nrn. 51÷62: $E{\cdot}J\,[\mathrm{Ncm^2}] = 17\,887{\cdot}D\,[\mathrm{cm}]^{2{,}831}$ $r = 0{,}71$ $n = 12$ (5.13)

Obwohl sich also die unterschiedlichen Standortsbedingungen der beiden Entnahmeorte im Zusammenhang von Biegesteifigkeit und Durchmesser deutlich abbilden, gilt dies nicht für die Beziehung zwischen der Biegesteifigkeit und dem Einspanngrad, wie aus der Figur 5.5. zu sehen ist: Die Vermutung, daß die Gleichungen (5.11) bzw. (5.10) zumindest für die feinkörnigen Böden allgemeingültig sind, ist deshalb berechtigt.

TEIL IV

SCHLUSSFOLGERUNGEN UND DISKUSSION IM HINBLICK AUF SCHUTZMASSNAHMEN MECHANISCHER ART

1. EINFÜHRUNG - ÜBERSICHT

Im vorliegenden Teil IV sollen einige Aspekte des Schilfschutzes unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieser Arbeit besprochen werden. Da schon in den einzelnen Teilkapiteln (vor allem in Kap. 3.3. und 4.4. des Teils II) bei der Besprechung der Ergebnisse Schlüsse im Hinblick auf den Schilfschutz gezogen wurden, sind die folgenden Ausführungen zum Teil zusammenfassende Wiederholung von bereits Gesagtem, zum Teil sollen sie einen weiteren Rahmen darum legen.

Es tönt wie eine Binsen(!)wahrheit, wenn man feststellt, daß das Schilf durch die Beseitigung der Ursachen seiner Zerstörung geschützt werden kann und muß (vgl. Teil I, Kap. 2.). Dazu muß man zuerst einmal die Ursachen kennen, die für den Rückgang des fraglichen Bestandes im konkreten Fall verantwortlich sind (Eutrophierung und ihre Folgen?, Baggerungen?, Befahren und Betreten?, Erosion?, Ufermauer?, Getreibsel?, Wasservögel?, Boots- und Schiffsverkehr?, erstickende Sedimentablagerungen?, andere Einflüsse?): Meist wird es ein ganzer Komplex aus den obgenannten Ursachen sein, die dem Röhricht zusetzen oder es kann sich um eine Ursache mit einem ganzen Komplex von Folgewirkungen handeln (vgl. das Schema über die Wirkung der Eutrophierung, Teil I, Fig. 2.6.). Ein erster Schritt zum Schutz eines bestimmten Schilfbestandes ist deshalb die Analyse der Situation und wenn möglich die Kenntnis der bisherigen Entwicklung. Es ist kaum notwendig, diese Analyse soweit zu treiben, bis man den letzten Schadfaktor und seinen prozentualen Anteil am Rückgang gefunden hat, sonst ist eventuell das Schilf längst verschwunden, bis die Untersuchungen abgeschlossen sind. Da das Schilf eine sehr widerstandsfähige Pflanze ist, genügt oft die Beseitigung einer der Ursachen (bzw. ihrer Wirkungen), um den Rückgang zu bremsen oder aufzuhalten.

Es empfiehlt sich deshalb, pragmatisch vorzugehen, sobald man einige der wichtigsten Faktoren eruiert hat: Man führe eine oder zwei der erfolgversprechendsten Maßnahmen durch und beobachte genau die Reaktion der Vegetation (Bestandesstruktur, Phänologie [Rispenbildung]). Wenn es sich rechtfertigen läßt, bleibe vorerst ein Teil als Kontrollfläche unbeeinflußt, um feststellen zu können, ob eine beobachtete Veränderung im Röhricht wirklich eine Reaktion auf die Maßnahme ist oder die Folge anderer Einflüsse (Klima). Dies ist natürlich nur möglich, wenn sich eine oder mehrere Kontrollflächen derart ausscheiden lassen, daß die Standortsbedingungen gleich sind wie an

den Stellen, wo die Maßnahme ausgeführt wird. Steht keine Kontrollfläche zur Verfügung, kann die Wirkung der Maßnahme nur mit dem Fachwissen des Beobachters beurteilt werden. Besonders wichtig ist in diesem Fall das Festhalten besonderer Ereignisse. Unter Umständen lassen sich erst nach mehrjähriger Beobachtungszeit eindeutige Schlüsse ziehen, und es müssen eventuell auch ohne gesicherte Ergebnisse Entscheide über das Weiterführen der Schutzmaßnahmen getroffen werden.
Es ist hier nicht der Ort, die Beobachtungsmethoden genauer zu beschreiben. Die einfachste besteht darin, die momentane Front des Bestandes dauerhaft (!) zu markieren, um einen Vorstoß oder Rückzug festzustellen. Ein sehr wertvolles Hilfsmittel sind dabei Luftaufnahmen, wobei es sich für Aussagen qualitativer Art nicht einmal um Orthobilder handeln muß (zur Bestandeserfassung mittels Luftaufnahmen vgl. GRÜNIG 1975). Wichtig ist es, vor der Aufnahme die Markierungen gut sichtbar von oben zu machen, damit sie auf dem Bild erkennbar sind (Pfähle beispielsweise können dazu mit waagrecht aufgenagelten, weißen Plastiktellern versehen werden). Aussagekräftigere Resultate, allerdings mit entsprechendem Mehraufwand, erhält man durch die Anlage von Dauerquadraten in der Schilffront: Die Zu- oder Abnahme der Anzahl Halme pro m^2 zeigt Änderungen im Bestand rascher an, besonders, wenn beim periodischen Auszählen noch qualitative Aspekte (Halmmorphologie, Anzahl Halme mit Rispe, eventuell Biomasseproduktion) berücksichtigt werden. Für Einzelheiten sei auf die zusammenfassende Methodenbeschreibung von OSTENDORP (1982) verwiesen. Diese Beobachtungen werden zeigen, ob die Maßnahmen beizubehalten und allenfalls durch weitere zu ergänzen sind.
Einzelne Maßnahmen, nämlich bauliche und zum Teil auch administrative (Schutzzonen), lassen sich örtlich gestaffelt (schrittweise) durchführen. Dies hat nicht nur den Vorteil, daß die Mittel ausgeglichener eingesetzt werden können, sondern es stehen wenigstens in den Anfangsphasen Kontrollflächen zur Verfügung, und die besprochenen Beobachtungen erlauben eine laufende Erfolgskontrolle. Immer ist jedoch zu überlegen, ob nicht der Zustand des Röhrichts ein rasches Handeln erfordert, so daß auf die genannten Vorteile verzichtet werden muß.
Nicht immer lasssen sich die Ursachen des Schilfrückgangs innert nützlicher Frist beseitigen. Die Wasserqualität, als Beispiel, läßt sich nur längerfristig verbessern, selbst dann, wenn schon jetzt alle möglichen Maßnahmen erfolgreich realisiert werden könnten (vollständiger Stopp des Nährstoffeintrags aus Kanalisation und Landwirtschaft): Einerseits dauert es besonders bei einem größeren See lange bis sehr lange, bis das Wasser durch Zu- und Abflüsse

ausgetauscht ist, andererseits kann unter bestimmten Bedingungen ein Teil des im Sediment gebundenen Nährstoffvorrates wieder an das Wasser abgegeben werden (KLÖTZLI 1980). In anderen Fällen stehen einer Ursachenbekämpfung vermeintliche oder wirkliche übergeordnete Interessen entgegen. Dann bleibt als Möglichkeit nur noch die Symptombekämpfung, d.h. die Auswirkungen der schädigenden Ursache müssen vermindert werden. Manchmal ist es auch nicht einfach, Ursache und Folgewirkungen richtig auseinander zu halten, z.B. an einem Erosionsufer, wo die Erosion Ursache des Schilfrückganges oder umgekehrt dessen Folge sein kann. Da heute die meisten Schweizerseen an Eutrophierung leiden, ist Schilfschutz zur Zeit in den meisten Fällen tatsächlich nur als Symptombekämpfung möglich und nötig. Dazu gehören insbesondere die mechanischen Schilfschutzmaßnahmen, die in den folgenden Kapiteln gesondert behandelt werden.

Die im folgenden zusammengestellten Maßnahmen sollen zeigen, welche Möglichkeiten zum Schilfschutz zur Verfügung stehen. Ob die einzelnen Maßnahmen der Ursachen- oder der Symptombekämpfung dienen, ist abhängig von den jeweiligen Verhältnissen und muß wenn möglich durch die Situationsanalyse des betreffenden Bestandes abgeklärt werden.

Wir unterscheiden:

1. Administrative Maßnahmen (gesetzlicher Schutz gegen direkte Zerstörung, Verbote des Betretens und Befahrens, Schutz- und Sperrzonen im und um den Bestand)
2. Reduktion der Eutrophierung
3. Bewirtschaftung (Schnitt, Brand)
4. Mechanischer Schutz (Einzäunung, Wellendämpfer, Entfernung des Treibgutes[!], Erosionsschutz)

Obwohl sich die vorliegende Arbeit mit den mechanischen Faktoren befaßt, sollen in Kap. 3 auch die anderen Schutzmaßnahmen (außer den administrativen, welche Sache von Vereinen, Ämtern und Politikern sind) kurz vorgestellt werden, um nicht ein allzu einseitiges Bild entstehen zu lassen.

2.MECHANISCHER SCHUTZ

2.1. ALLGEMEINES

Der mechanische Schutz des Schilfes bezweckt, mechanische Energie soweit als möglich von den Pflanzen fernzuhalten. Der Erosionsschutz fällt zwar nicht unter diese Definition, soll aber trotzdem in diesem Zusammenhang behandelt werden, weil es sich ebenfalls um physikalische (mechanische) Vorgänge handelt.
Die Quelle der hier in Frage kommenden mechanischen Energie ist der Wind, und durch diesen verursacht, die Wellen. Im Teil II wurde gezeigt, wie bei vorhandenem Treibzeug ein um ein Mehrfaches höherer Anteil dieser Energie auf das Röhricht einwirkt. Die resultierenden Verformungen und Beanspruchungen des Halmes sind das Äquivalent dieser Energie.
Einen Anhaltspunkt über die Größenordnung der Wellenenergie möge das Zahlenbeispiel a) aus Teil II, Kapitel 3.2.2., liefern (Wellenhöhe H = 66 cm, Wellenlänge L = 10,7 m, Wellenperiode T = 3,3 s). Nach Gleichung (32.10) im Teil II ist der Energieinhalt E pro Flächeneinheit einer Welle gleich 1/8 $\rho\, g\, H^2$ (ρ = Dichte des Wassers = 1000 kg/m^3, g = Erdbeschleunigung = 9,81 m/s^2), das ergibt 1000·9,81·0,66^2/8 = 534,2 J/m^2 (bzw. N·m/m^2). Betrachten wir einen 1 m breiten, von Wellenkamm zu Wellenkamm reichenden Streifen, so wird dessen Energieinhalt gleich $E\,L$·1 m = 534,2 N·m/m^2 ·10,7 m·1 m = 5720 N·m oder rund 580 m·kp. In Teil II, Kap. 3.2.2.2.2. (S. 128) steht, daß die Energie einer Welle mit der sogenannten Gruppengeschwindigkeit C_g transportiert wird. Nach der dortigen Gleichung (32.99) wird die Gruppengeschwindigkeit für unser Beispiel (L = 10,7 m, Wassertiefe d = 1 m) gleich 90% der Fortpflanzungsgeschwindigkeit C der Welle. Mit jeder Welle, d.h. alle 3,3 s, treffen also 90% der oben errechneten Energie auf das Ufer, das sind 5150 N·m (rund 525 m·kp). Pro Sekunde ergibt das 1560 N·m (rund 160 m·kp). Dies entspricht der kinetischen Energie zweier im Schrittempo (4,8 km/h) rollender PKW von je 870 kg Masse. Bedenkt man, daß die dem Grenzmoment eines Schilfhalmes entsprechende Verformungsenergie in der Größenordnung von 0,1...0,2 N·m (für den Bruch etwa das Doppelte) liegt, so wird sofort klar, daß das Schilf nur darum überleben kann, weil normalerweise nur ein ganz geringer Teil dieser Energie direkt auf den Halm einwirkt. Dies ist darum möglich, weil der Halm mit rund 1 cm Durchmesser dem Wasser nur eine kleine Angriffsfläche entgegensetzt und die Abstände

zwischen den Halmen in einem normal dichten Bestand mehr als das Zehnfache des Durchmessers betragen. Auch wenn man im Auge behält, daß beim Durchgang einer Welle durch einen Schilfbestand der weitaus größte Teil der Wellenenergie schließlich durch Wirbelbildung in Wasser und Luft "verloren geht" (d.h. in Wärme umgewandelt wird), so leuchtet es angesichts der oben genannten Größenordnungen ohne weiteres ein, daß für das Schilf dann sehr bald kritische Verhältnisse entstehen, wenn durch Treibzeug ein größerer Teil der angreifenden Wellenenergie auf die Halme übertragen und konzentriert wird.

Aus den obigen Betrachtungen geht hervor, daß wir grundsätzlich zwei Möglichkeiten für den schützenden Eingriff haben:

Wir können versuchen,

a) die einlaufenden Wellen zu dämpfen oder
b) durch Fernhalten von Treibzeug die Konzentration der Wellenenergie auf die (vorderen) Halme verhindern.

Die Menge des Treibzeugs läßt sich durch periodisches Entfernen (vor allem im Winter) und durch bauliche Maßnahmen reduzieren. Die baulichen Maßnahmen sollen verhindern, daß ständig neues Getreibsel in den Bestand eingeschwemmt wird. Solche Bauten verhindern meist auch das Betreten und Befahren des Schilfes und bieten so dem Bestand einen zusätzlichen Schutz.

Bei den Schutzbauten sind zwei Kategorien zu unterscheiden, die grundsätzlich verschieden konstruiert werden müssen: Bauwerke, welche die Wellen dämpfen und solche, die die Wellen nicht dämpfen. Muß der Einbau die Wellen nicht dämpfen, so ist er möglichst durchlässig zu bauen, um den Wellen keinen Widerstand entgegen zu setzen: Dies erlaubt relativ leichte und billige Konstruktionen. Bei Anlagen zur Wellendämpfung ist daran zu denken, daß trotz der im allgemeinen bei höheren Wellen verhältnismäßig kleineren Dämpfungswirkung die Beanspruchung überproportional zunimmt. Solche Bauten erfordern deshalb eine massive und aufwendige Bauweise und müssen den größten, sinvollerweise zu erwartenden Wellen ("Dimensionierungswelle") gewachsen sein, wobei zur Festlegung der Dimensionierungswelle Aufwand, Lebensdauer des Bauwerks und mögliche Schadwirkungen bei Versagen gegeneinander abgewogen werden müssen. Wie die Wellenkenngrößen aus angenommenen, äußeren Bedingungen berechnet werden können, ist in Teil II, Kap. 3.2.1., beschrieben.

2.2. REDUKTION DES TREIBZEUGS

Obwohl es sich hierbei nicht um eine bauliche Maßnahme handelt, sei die Reduktion des Getreibsels an erster Stelle besprochen, denn es ist die billigste und eine der wirksamsten Möglichkeiten für den Schilfschutz. Eine Ergänzung mit andern Maßnahmen (z.B. Zäune) ist selbstverständlich möglich und verstärkt die Wirkung oder macht sie nachhaltiger, wenn kein neues Material mehr in den Bestand geschwemmt wird.
Einen Hinweis auf die Wirksamkeit dieser Maßnahme geben die aus den Berechnungsbeispielen des mathematischen Modells im Teil II gewonnenen Kurven der Figuren 4.40. und 4.41.: Daraus läßt sich für verschiedene Wellenhöhen H_0 herauslesen, auf wieviele Prozent diese Wellen verkleinert werden müßten, damit bei vorhandenem Treibholz ihre Wirkung auf das Schilf gleich stark wäre wie ohne Treibzeug, bzw. wie wenn das Treibzeug entfernt würde. Dabei ist zu bedenken, daß die Wellenenergie proportional zum Quadrat der Wellenhöhe ist, eine Verkleinerung der Wellenhöhe auf z.B. 80 % vermindert die Wellenenergie auf 64 %. Aus diesen Kurven geht auch hervor, daß die Wirksamkeit der Treibgutentfernung mit wachsender Wellenhöhe verhältnismäßig zunimmt, wogegen bei vielen baulichen Wellendämpfern das Gegenteil der Fall ist. Dies gilt auch dann, wenn man berücksichtigt, daß die erwähnten Kurven natürlich nur Rechenbeispiele mit einem angenommenen Treibholz von 6 kg Masse pro Laufmeter Uferlinie sind und die Resultate mit all den in Teil II, Kap. 4.4., genannten Vorbehalten zu beurteilen sind. Wenn man in Teil II, Fig. 4.33., sieht, daß eine Verdoppelung der Treibzeugsmasse die Beanspruchung nur unwesentlich verändert, so darf man annehmen, daß diese Kurven qualitativ allgemeingültig sind, vermutlich selbst im Falle von Algenwatten.
Ganz problemlos ist auch das Entfernen des Treibzeugs nicht. Insbesondere muß darauf geachtet werden, daß möglichst wenig Trittschäden entstehen, welche den Erfolg bei ungünstigen Umständen in Frage stellen könnten. Ganz besonders wichtig ist es, daß keine Halme unter Wasser geknickt werden. Wo die Seespiegelschwankungen dies erlauben, sind solche Aktionen deshalb trockenen Fußes durchzuführen. Bei schweizerischen Verhältnissen ist das meist im Winter möglich, was den Vorteil hat, daß die oberirdischen Organe des Schilfes in dieser Zeit ohnehin abgestorben sind. Der Bruch dieser abgestorbenen Stengel schadet dem Schilf nicht. Andererseits treiben die Jungsprosse für die folgende Halmgeneration schon im Herbst bis nahe an die Erdoberfläche oder darüber hinaus (HÜRLIMANN 1951). Beim Wegräumen von

Treibgut muß deshalb darauf geachtet werden, möglichst keine Jungsprosse abzuknicken (was natürlich nie ganz gelingen wird). Werden die Jungsprosse geknickt, so sterben sie ab, und das Rhizom treibt mehrere neue Sprosse aus. Diese Sekundärtriebe sind aber deutlich schwächer und kleiner ausgebildet als die Primärsprosse. Ein derart geschädigter Bestand wird deshalb zwar dichter, besteht aber aus dünneren und weniger widerstandsfähigen Halmen.
Die Gefahr von Trittschäden ist kleiner, wenn die Arbeiten bei gefrorenem und damit tragfähigem Boden ausgeführt werden oder dann, wenn das Wasser von einer begeh- bzw. befahrbaren Eisplatte bedeckt ist. Ein Nachteil ist dabei allerdings, daß große Getreibselstücke dann oft festgefroren sind, was ihre Beseitigung erschwert.
Nicht verschwiegen sei, daß das (kontrollierte) Abbrennen des Schilfes im Winter die Wegräumarbeiten sehr erleichtert, allerdings sind gegen das Abbrennen der abgestorbenen Schilfhalme aus anderer Sicht schwerwiegende Vorbehalte zu machen (unbekannte langfristige Auswirkungen auf Flora und Fauna, insbesondere Insekten; vgl. Kap. 3.).
Außer dem Treibholz und den Abfällen sollten möglichst auch vorhandene Algenwatten und abgebrochene Schilfhalme (Streu) entfernt werden, um die Aufwuchsbedingungen für die neue Halmgeneration zu verbessern.
Steht der Bestand während des ganzen Jahres im Wasser, so muß das Treibzeug bei entsprechender Wassertiefe von einem Boot aus eingesammelt werden. Dabei ist mit äußerster Vorsicht zu arbeiten. Von der Seeseite her sollte nur soviel Treibgut gesammelt werden, wie ohne Eindringen in den Bestand erreicht werden kann, außer bei sehr lockerem Röhricht, welches befahren werden kann, ohne die Halme zu knicken. Auch von der Landseite her sollte der Bestand nur so viel wie unbedingt nötig befahren werden. Nutzen und Schaden müssen in jedem Fall sorgfältig gegeneinander abgewogen werden.
Dasselbe gilt auch bei starker Algenbildung. Da dichte Algenwatten für das Schilf äußerst gefährlich sind, (vgl. Teil II, Fig. 3.39.) und außerdem verrottende Algen in gewissen Fällen Gifte freisetzen (SCHRÖDER 1979, OSTENDORP 1981, HENNING und KOHL 1981), müssen diese Algen (wenn nötig und möglich periodisch) noch während der Vegetationszeit entfernt werden. Dabei ist eine gewisse Beschädigung des Schilfes unter Umständen nicht zu vermeiden.
Da viele Bäche und Flüsse nach starken Gewittern große Mengen von Treibholz und anderem Geschwemmsel mit sich führen, ist es vorteilhaft, wenn der Bestand nach jedem Unwetter von der Seeseite her kontrolliert werden kann. Das Treibzeug sollte dann sofort entfernt werden, auf jeden Fall noch bevor es in den Bestand hineingetrieben worden ist.

Auch die Beseitigung oder Deponierung des gesammelten Treibzeugs kann zu einem Problem werden. Mit was für Kubaturen dabei zu rechnen ist, haben wir bereits in Teil I, Kap. 2.3. (Untersuchungen von MORET 1980) gesehen. Getrocknetes Treibholz kann in günstigen Fällen der Bevölkerung als Brennmaterial abgegeben werden.
Deponieplätze müssen das ganze Jahr über hochwasserfrei sein, sonst sind unliebsame Überraschungen zu gewärtigen.

2.3. ZÄUNE

Unter Zäunen verstehen wir in diesem Zusammenhang durchlässige Konstruktionen zur Abhaltung äußerer mechanischer Einflüsse, ohne die Wellen zu dämpfen (analoge Einrichtungen zur Wellendämpfung vgl. Kap. 2.5.)
Zäune sind eine recht billige, aber meist wirksame Maßnahme zum Schutz von Röhricht. Obwohl sie in der Regel wegen dem Treibzeug errichtet werden, verhindern sie gleichzeitig das Betreten und Befahren des Bestandes, was je nach Verhältnissen von gleicher oder gar größerer Bedeutung sein kann. Zur Argumentation in der Öffentlichkeit wird man den Akzent mit Vorteil auf die erstgenannte Wirkung der Zäune legen.
Vom Zürichsee wird berichtet (BURNAND 1980, SCHANZ 1980, STRAUB 1984), daß Einzäunungen, z.T. kombiniert mit Schwimmbalken (deren Wirkung allerdings nicht hoch zu veranschlagen ist, vgl. Kap. 2.4.1.), den Rückgang in den meisten Fällen zu stoppen vermochten; einzelne Bestände haben sich sogar wieder etwas ausgebreitet. In letzter Zeit beurteilt BURNAND (1986 mdl.) die Zäune nicht mehr so optimistisch, beim Studium der Schilfbestände am Zürcher Ufer des Zürichsees konnte er im gesamten keinen Unterschied in der Entwicklung zwischen eingezäunten und freien Beständen mehr feststellen. Allerdings müßte noch geprüft werden, inwieweit bei diesen Beständen eingeschwemmtes Treibzeug (allenfalls auch Wasservögel) überhaupt eine Rolle spielte, da jeder Zaun wirkungslos bleiben muß, wenn es gar nichts abzuhalten gibt.
Auch im Gwattlischenmoos am Thunersee wurden günstige Wirkungen von Schilfzäunen beobachtet (STÜSSI 1978). Allerdings handelt es sich hier eher um Käfige als um Zäune, da die betreffenden (kleinen) Schilfbestände allseitig, also auch gegen oben, abgeschlossen wurden, um den zahlreichen Bläßhühnern den Zugang zu verunmöglichen. Später (1979/80) wurden weitere 10 a des Schilfgürtels mit einem 2 m hohen, an 4,5 m langen Pfählen befestig-

ten Maschengitter eingezäunt (INGOLD et al. 1985). Nach vier Jahren konnte innerhalb der Zäune eine erhebliche Zunahme der Halmzahlen festgestellt werden (im Mittel der vier Parzellen um das 1,9-fache). Dabei wuchsen viele der neuen Halme auf zuvor schilffreien Fläche, auch die Bülten innerhalb der Käfige vergrößerten sich deutlich.

KLÖTZLI (1971, 1974) sowie KLÖTZLI und ZÜST (1973a, b) sprechen sich ebenfalls positiv über die Wirkung von Zäunen aus. In den 1966/67 bzw. 1967/68 errichteten Anlagen in Altenrhein am Bodensee-Obersee stellten sie eine erhöhte Produktion und Dichte (Anzahl Halme/m^2) fest. Diese Zäune umschließen rechteckige Flächen von etwa 4 auf 15 m (Längsrichtung senkrecht zur Uferlinie). Sie wurden paarweise in einer rasch zurückgehenden Schilffront, bzw. in einer bereits schilffreien Fläche errichtet. Je ein Gehege wurde mit einem Drahtnetz auch gegen oben abgeschlossen, um den Einfluß der Wasservögel zu beobachten. Auf das Gedeihen des Schilfes innerhalb der Käfige hatten die Vögel keinen sichtbaren Einfluß. Sie erhöhten jedoch den Nährstoffeintrag ("Guanotrophierung"). Gegen die freie Seefläche wurde jedem der vier Gehege in etwa einem Meter Abstand ein weiterer, ungefähr halbkreisförmiger Zaun in gleicher Bauweise vorgelagert. Die Konstruktionen bestehen aus Gasrohren und Maschendraht; eine Verankerung mit Drahtseilen gegen die Seeseite erwies sich im Nachhinein als unnötig, da die Käfige nach wie vor aufrecht stehen, obwohl mittlerweilen durch Erosion diese Anker zu einem großen Teil frei liegen und einige der Kabel durchgerostet sind. Heute (1987) ist die Wirkung der Umzäunung für jeden Beobachter offensichtlich: In den umschlossenen Flächen stehen Röhrichtsinseln in einem weitgehend schilffreien Umfeld. Bemerkenswerterweise vermochte sich das Schilf auch in dem Raum zwischen dem vorgelagerten Schutzzaun und dem eigentlichen Käfig zu halten. Auch wenn man in Rechnung stellt, daß in der näheren Umgebung der Zäune der Röhrichtrückgang durch die Bau- und Forschungsaktivitäten möglicherweise beschleunigt wurde und daß sich eventuell zwischen den beiden Käfigen eines Paares vermehrt Treibzeug angesammelt hat, verdankt das Schilf sein Überleben innerhalb der Käfige diesen Anlagen, denn zwischen den beiden Käfigpaaren liegen etwa 100 m, wo sich überall das selbe Bild zeigt: das ganze Gebiet ist frei von echtem Röhricht. Die obgenannten Einwirkungen blieben dagegen auf die nähere Umgebung der Käfige beschränkt.

Trotz der genannten Beispiele günstiger Wirkungen von Zäunen darf man sich nicht der Illusion hingeben, mit der Errichtung eines Zaunes könne man den Rückgang eines Schilfbestandes garantiert aufhalten. Krankheiten, Insek-

tenbefall, Frostschäden u.a.m. können mit dem Einzäunen nicht verhindert werden. Ist das Schilf bereits so stark geschwächt, daß bereits Wellenschlag und Wind ohne Treibzeug Schäden verursachen, so bietet ein Zaun natürlich keinen hinreichenden Schutz. Auch zur Bekämpfung der Erosion ist ein Zaun nicht geeignet.
Da einfache Zäune im Vergleich zu anderen Maßnahmen nicht nur billig sind, sondern als weiteren Vorteil gegenüber bestimmten anderen Bauten die freie Zirkulation des Wassers nicht behindern, sollte als erste Schutzmaßnahme eine einfache Einzäunung des Bestandes vorgesehen werden, außer natürlich dort, wo festgestellte Ursachen des Rückganges dagegen sprechen. Aus der Beobachtung des Röhrichts folgt dann das weitere Vorgehen (weitere Flächen einzäunen, massive Bauten als Wellenbrecher, andere Maßnahmen).
Die **Anordnung** der Zäune richtet sich nach Art und Richtung des bekannten oder vermuteten Angriffs auf das Schilf. In vielen Fällen wird eine seeseitige Abschrankung genügen. Dabei müssen die Enden besonders sorgfältig ausgebildet werden, damit der Zaun vom Treibzeug nicht "umfahren" wird. Dazu muß der Zaun an beiden Enden abgeschlossen oder in das Ufer eingebunden werden. Treffen die Wellen in einem schiefen Winkel auf den Zaun, so wird das Treibgut, das sich nicht im Zaun verfängt, entlang dem Hag verfrachtet und irgendwo abgelagert: der Zaun muß daher so geplant werden, daß dies an einem unschädlichen Ort geschieht, von wo das Schwemmgut möglichst einfach laufend entfernt werden kann.
Zum Schutz gegen Betreten muß der Bestand eventuell auch landseitig abgezäunt werden. Bilden die Wasservögel eine ernste Bedrohung, so muß der Bestand allseitig und auch gegen oben (!) abgeschlossen werden, die Wasserfläche zwischen Zaun und Schilf wirkt sonst für die Vögel eher anziehend (BURNAND 1982 und 1986 mdl.). Zur Abdeckung gegen oben kann beispielsweise ein Rebnetz verwendet werden.
Da ein Zaun trotz seiner Durchlässigkeit einen nicht zu unterschätzenden Eingriff in das Seeufer bedeutet, ist es, wie übrigens auch für alle anderen Maßnahmen, von entscheidender Wichtigkeit, daß schon bei der Planung alle interessierten Kreise begrüßt werden. Besonders wichtig ist die Zusammenarbeit mit den Ornithologen und dem Fischereiaufseher (s. weiter unten). Aber auch die breitere Öffentlichkeit muß über das Vorhaben informiert werden und den Maßnahmen einigermaßen zustimmen, denn gegen böswillige Zerstörung lassen sich Schilfzäune kaum wirkungsvoll schützen. Dabei dürfte es günstig sein, vor allem die Funktion des Zaunes gegen das Geschwemmsel in den Vordergrund zu stellen, die Schutzwirkung gegen Betreten und Befah-

ren dagegen im Hintergrund zu halten. Die Mithilfe Freiwilliger aus der Bevölkerung oder den lokalen Vereinen beim Bau ist anzustreben, da sich dann wenigstens ein Teil der Anwohner stärker mit der Anlage identifiziert. Diese Mitarbeit muß allerdings angemessen entschädigt werden, denn es geht nicht an, daß Arbeiten für den Schutz der Natur auf Kosten einiger Idealisten ausgeführt werden, während die öffentliche Hand oft Millionenbeträge für Bauten und Anlagen bereitstellt, welche Natur und Umwelt schädigen.
Für die **technische Ausführung** können hier nur ein paar allgemeine Hinweise gegeben werden, da sich diese nach dem Standort, der geplanten Lebensdauer und den verfügbaren Mitteln richten muß. Günstig ist es, wenn ein erfahrener Praktiker oder ein ortskundiges Wasserbauunternehmen zur Mitarbeit beigezogen werden kann. Die Höhe des Zaunes richtet sich nach den höchsten zu erwartenden Wasserständen und Wellenhöhen. Da im flacheren Wasser die Höhe des Wellenberges bedeutend größer ist als die Absenkung des Wellentals (d.h. die Welle erhebt sich bei abnehmender Wassertiefe mehr und mehr über den Ruhewasserspiegel), sollte vorsichtigerweise zum Höchstwasserstand die gesamte zu erwartende Wellenhöhe zugezählt werden. Dazu kommt noch ein angemessenes Freibord, welches je nach Art und Beschaffenheit des Treibgutes etwa 30 - 60 cm betragen sollte. Steht der Zaun ständig in tieferem Wasser, so muß er unter Umständen nicht bis auf den Seegrund hinuntergezogen werden. Im Minimum sollte er aber bis zum tiefsten Wasserstand, dazu die halbe maximale Wellenhöhe für diese Wassertiefe und noch weitere 50 cm oder mehr (wegen des unter der Wasseroberfläche schwebenden Treibzeugs) hinunterreichen, mit anderen Worten, der Zaun sollte beim tiefsten Wasserstand beim Durchgang des Wellentals der größten Wellen noch mindesten 50 cm unter die Wasseroberfläche reichen.
Die Pfosten können aus Holz oder Metall bestehen. Metallpfosten haben den Vorteil, daß sie wegen ihres geringeren Durchmessers den Wellen weniger Angriffsfläche bieten. Auch ist ihre Lebensdauer bei gutem Korrosionsschutz größer. Dagegen müssen sie zur Verankerung im Seegrund entweder in Zementsockel eingegossen werden oder ihre unterirdische Fläche muß durch angeschweißte Bleche vergrößert werden. Für Holzpfosten kann (als grobe Faustregel) der Durchmesser von 1/10 bis 1/15 der Höhe über Grund gewählt werden, je nach Stärke des Wellenangriffs. Die Einschlagtiefe der Pfähle hängt von der Beschaffenheit des Untergrundes ab und muß von einem ortskundigen Fachmann bestimmt werden. Sie kann bei ungünstigeren Verhältnissen die Höhe über Grund übertreffen. Die Pfosten halten länger, wenn sie oben mit Blech (alte Konservendosen o.ä.) abgedeckt werden.

Der eigentliche Zaun wird aus Diagonalmaschendraht oder einem sehr soliden Kunststoffnetz gefertigt. Die Maschenweite sollte einerseits möglichst klein sein (Abhalten von Algen, Festigkeit), andererseits setzen Finanzen und Durchlässigkeit eine untere Grenze. Die von GLOOR (1975) verwendete Maschenweite von 4 cm dürfte in den meisten Fällen einen guten Kompromiß darstellen.
Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Abschrankung als Flechtzaun auszubilden. Flechtzäune wirken jedoch in stärkerem Maße auch auf die Wellen ein, weshalb diese Lösung in Kap. 2.5. unter den Wellendämpfern beschrieben wird.
Als weiterer Gesichtspunkt ist zu beachten, daß der Zaun von den Fischen entweder ohne Gefahr durchschwommen werden kann oder von ihnen als Hindernis wahrgenommen wird. Im zweiten Fall muß der Zaun eventuell mit Durchlässen versehen werden oder die Abzäunung darf nur einzelne Parzellen umfassen, damit das Röhricht mindestens teilweise noch als Laichplatz zur Verfügung steht. Bei der Gestaltung von Durchlässen ist darauf zu achten, daß sie nicht auch dem Treibzeug als Weg in das Röhricht dienen können. Eine Möglichkeit ist ein vorgelagerter Zaun, welcher die Öffnung beidseitig auf einer genügenden Länge überdeckt. Bei diesen Fragen ist die Mitarbeit des Fischereivertreters ebenso notwendig, wie bei der Berücksichtigung oder Ablösung allfälliger bestehender Rechte (z.B. Reusenstandorte).
An der Qualität des Maschendrahtes sollte nicht gespart werden, und zwar nicht nur wegen der geringeren Reparaturanfälligkeit, sondern auch aus Sicherheitsgründen: Versagt einer der Pfosten, so wird er durch ein intaktes Drahtgeflecht genügender Qualität wenigstens solange am Ort gehalten, bis die Reparatur ausgeführt werden kann. Die bereits erwähnten Gitter von GLOOR (1975) bestanden aus aus verzinktem Eisendraht mit einer Dicke von 1,1 - 2 mm.
Entscheidend ist bei Schilfschutzzäunen eine **periodische Kontrolle**, besonders nach schweren Unwettern. Beschädigungen müssen möglichst sofort repariert werden. Auch das Treibzeug, das sich im Zaun verfangen hat, muß baldmöglichst beseitigt werden, da sonst einer der Hauptvorzüge eines Zaunes, die geringe Angriffsfläche für den Wellenschlag, dahinfällt und mit schwerwiegender Beschädigung oder gar Zerstörung des Zaunes gerechnet werden muß. Auch das durch den Zaun eventuell an ein anderes Uferstück verfrachtete Getreibsel darf nicht vergessen werden.

2.4. BEWEGLICHE KONSTRUKTIONEN OHNE NENNENSWERTE DÄMPFUNG DER WELLEN

2.4.1. Allgemeines

Bewegliche (schwimmende) Konstruktionen haben dort einen Sinn, wo der Wasserstand in größerem Maße schwankt, wie z.B. am Bodensee, wo der Schwankungsbereich etwa drei Meter beträgt. Diese Einbauten sollen ebenso wie die Zäune möglichst viel Treibzeug vom Schilf fernhalten. In der Praxis wurden solche Konstruktionen, bei denen es sich meist um schwimmende Balken oder Baumstämme handelt, oft als "Wellenbrecher" bezeichnet, offenbar in der Annahme einer entsprechenden Wirkung. Es muß hier mit aller Deutlichkeit festgehalten werden, daß solche Schwimmbalken Wind- und Schiffswellen nicht zu dämpfen vermögen, außer es handle sich um ganz kleine (weniger als etwa 1 m lange) Wellen. Gerade die Unterdrückung der kleinen und kleinsten Wellen hat allerdings einen starken optischen Effekt und läßt die Wasseroberfläche hinter dem Balken viel glätter erscheinen als jene davor, weshalb ein Beobachter den Dämpfungseffekt des Schwimmbalkens leicht überschätzt.
Die folgende, einfache Modellüberlegung möge die obige Aussage veranschaulichen: Nehmen wir an, der Querschnitt des Schwimmbalken sei ein Quadrat mit 30 cm Seitenlänge (was einem Rundholz von nicht ganz 35 cm Durchmesser entspricht), so taucht er je nach Dichte des Holzes ungefähr 20 cm tief ein. Bei einem Meter Wassertiefe wird also der Durchflußquerschnitt für das unter dem Balken durchströmende Wasser um maximal 20 % eingeengt, bei größerer Tiefe entsprechend noch weniger. Eine so kleine Verengung bewirkt für das durchströmende Wasser nur einen ganz kleinen Energieverlust, besonders dann, wenn Verengung und anschließende Erweiterung des Fließquerschnittes allmählich erfolgen, wie dies bei einem Rundholz der Fall ist. Wir haben bei dieser Überlegung stillschweigend vorausgesetzt, daß die Strömung des Wassers über den ganzen Durchflußquerschnitt, das heißt über die ganze Wassertiefe gleichmäßig verteilt sei. Diese Annahme trifft umso mehr zu, je länger die Wellen im Vergleich zur Wassertiefe sind. Da auch bei kleineren Seen und schwächeren Winden schon bald einmal mit drei bis vier Meter langen Wellen zu rechnen ist befinden wir uns mit einem Meter Wassertiefe schon im Übergangsbereich, wo die Orbitalgeschwindigkeit der Wasserteilchen nach unten zwar abnimmt, aber doch über die ganze Wassertiefe bis zum Grund noch ausgeprägt vorhanden ist. Eine Dämpfung kann erst

dann festgestellt werden, wenn die Wellen so kurz sind, daß ein erheblicher Teil der von ihnen bewegten Zone (ungefähr eine halbe Wellenlänge nach unten) durch den eingetauchten Teil des Holzes gestört wird. Ist der Schwimmbalken in waagrechter Richtung ebenfalls beweglich (Kettenverankerung), so behindert er die Wellen allein aufgrund seiner Ausdehnung und Trägheit. Da die Dichte des Holzes kleiner als jene des Wassers ist, muß das Holzvolumen mindestens so groß sein wie das entsprechende, bewegte Wasservolumen, damit die Trägheit des Balkens überhaupt ins Gewicht fällt. Die Ausdehnung eines Schwimmkörpers hat dann eine Wirkung, wenn sie, in Laufrichtung der Wellen gemessen, vergleichbar mit der Wellenlänge ist. So besitzen schwimmende Hafenmolen denn auch eine Breite von drei bis vier Metern und einen Tiefgang von etwa zwei Metern und bewirken damit eine Reduktion der Wellenhöhen um etwa 85 %. Selbst mit Berücksichtigung der bei Schilffeldern meist kleineren Wassertiefe und der geringeren Anforderungen an die Dämpfungswirkung wird hier doch eine Diskrepanz der Größenordnungen im Vergleich zu einem Schwimmbalken offensichtlich.
Für Schwimmkonstruktionen, die in erster Linie als Abgrenzung oder Einzäunung dienen, ist der geringe bis verschwindende Einfluß auf die Wellen von Vorteil, da so die Beanspruchungen in einem Rahmen bleiben, der eine verhältnismäßig einfache Ausführung erlaubt.

2.4.2. Schwimmbalken

Schwimmbalken für den Schilfschutz wurden schon an verschiedenen Orten verwendet (Havel, West-Berlin, Zürichsee, Greifensee u.a.), wobei man sich vielleicht über deren Wirkung nicht immer ganz im klaren war.
Dies gilt sicher nicht für SUKOPP (1973), der an den Berliner Havel-Seen ziemlich aufwendige (DM 100.- pro Laufmeter i. J. 1970), dafür auch dauerhafte Schwimmbalken installierte. Ausdrücklich bezeichnete er sie als "Röhrichtsperre" (reed-fence), und zwar in erster Linie gegen Boote und Treibzeug. Als Schwimmkörper verwendete er 25 cm dicke Rundhölzer, auf deren Enden je ein U-förmig gebogenes Winkeleisen geschraubt wurde (Fig. 2.1.). Um das Biegen möglich zu machen, war im Bereich der starken Krümmung der abstehende Schenkel dieser Winkeleisen entfernt worden. Die so entstandenen Manschetten dienten der Befestigung an rund sechs Meter langen, vertikalen Stahlrohrpfosten, welche etwa zwei Meter tief in den Grund gerammt wurden. An jedem Pfosten wurden zwei Schwimmkörper befestigt, so daß eine lückenlose Reihe entstand. Die Länge der Schwimmer betrug zwischen den

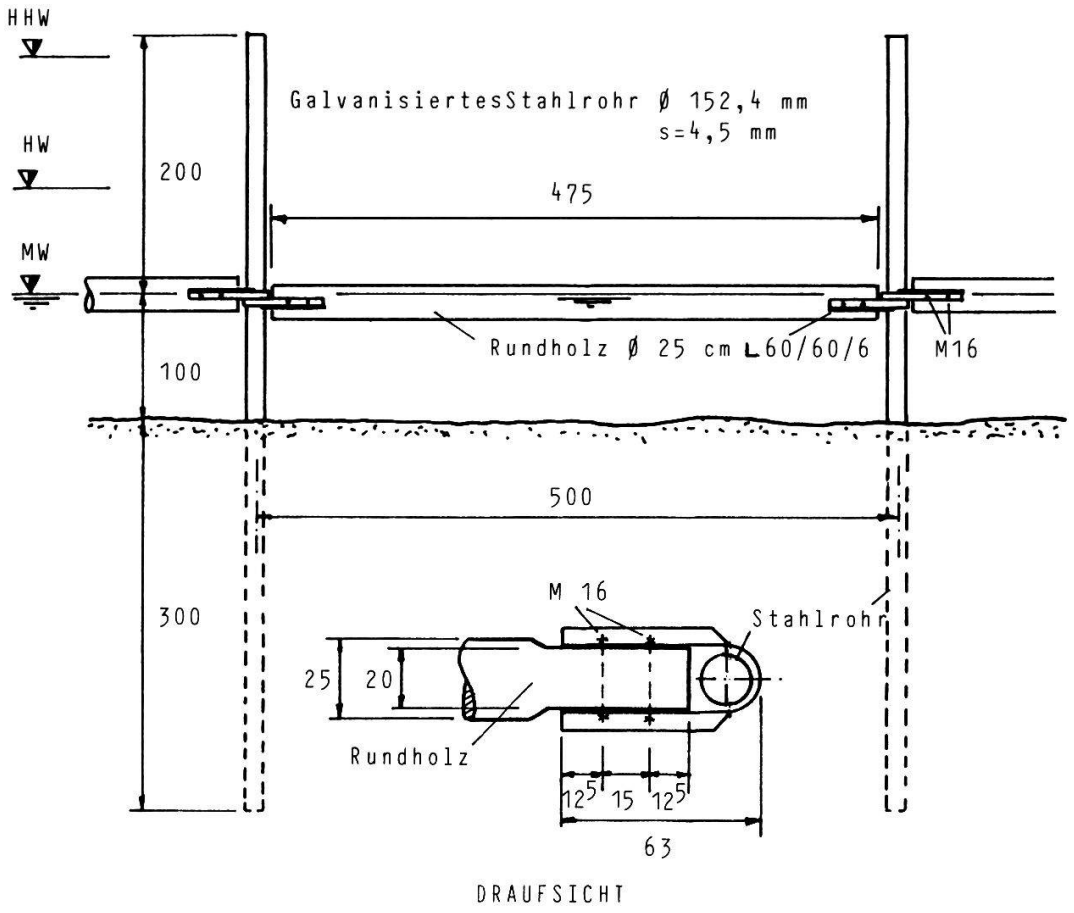


Fig. 2.1. Schwimmbalken als "Röhrichtsperre" nach SUKOPP (1973).

Mittelpunkten der beiden Manschetten fünf Meter, d.h. die Pfosten konnten in einem Abstand von fünf Metern eingerammt werden. Die Pfosten sind etwas dünner als die Schwimmbalken, so daß sie innerhalb der Manschetten genügend Spiel haben, um die freie Bewegung der Schwimmer zu gewährleisten. Die Wassertiefe beträgt bei Mittelwasser etwa einen Meter, beim mittleren Hochwasser etwa 1,8 m und im Fall des maximalen Hochwassers rund 2,8 m.
Als weitere Möglichkeit kann man in kürzeren Abständen (Holz-)Pfosten je paarweise einschlagen und den Schwimmbalken dazwischen legen. Dazu ist noch eine Fixierung in der Längsrichtung des Balkens nötig. Die waagrechte Bewegung des Balkens bleibt bei beiden Lösungen minim, so daß wenigstens die kleinen Wellen etwas gedämpft werden.
Die dritte Möglichkeit, die Balken einzig mit Ketten am Seegrund zu verankern, ist weniger zu empfehlen, da der Schwimmer dann innerhalb des Kettenradius' frei beweglich bleibt, einzig das Gewicht der Kette wirkt der Bewe-

gung etwas entgegen. Da der Höchstwasserstand berücksichtigt werden muß, kann die Länge der Kette (und damit der Bewegungsradius) nicht zu knapp bemessen werden. Bei weichem Untergrund wie z.B. Seekreide ist auch die Verankerung nicht einfach: Am Greifensee als Anker verwendete Bojensteine erwiesen sich als zu leicht, sie wurden während eines heftigen Sturmes um mehrere Meter landwärts verschoben.
Wie bei den Zäunen ist auch bei den Schwimmbalken an den Enden der zu schützenden Strecke auf gute Einbindung in das Ufer zu achten, um bei allen Windrichtungen die Wirksamkeit des Hindernisses zu gewährleisten. Angesammeltes Treibzeug sollte sofort entfernt werden, da ein Schwimmbalken wegen seines bescheidenen Tiefgangs und Freibords für das Treibzeug auf die Dauer keine wirksame Sperre bildet. Diese Wirksamkeit kann man verbessern, indem man das Freibord vergrößert, etwa durch ein leichtes, aber genügend festes Kunststoffrohr mit ungefähr demselben Durchmesser, welches mit eisernen Briden auf der Oberseite des Schwimmbalkens befestigt wird. Dabei ist es wichtig, daß diese Konstruktion nicht kippen kann, sonst ist der beabsichtigte Effekt dahin. Diese Bedingung ist bei den beiden ersten der obgenannten Befestigungsarten dann erfüllt, wenn das freie Spiel in den Führungen so knapp wie möglich bemessen ist; die freie Auf- und Abbewegung sowie ein gewisses Verkanten müssen aber gewährleistet bleiben.

2.4.3. "Modell Altenrhein"

Der Ortsbürgergemeinde Altenrhein (SG) am Bodensee ist es zu verdanken, daß hier eine modifizierte Schwimmbalkenkonstruktion errichtet werden konnte, obwohl das System bisher noch nirgends in dieser Art angewendet worden war. Nach eigenen Modellversuchen an der Versuchsanstalt für Wasserbau an der ETH Zürich und einem Pilotversuch in Triboltingen TG am Bodensee-Untersee war das Prinzip zwar einigermaßen klar. Erst dieser Großversuch in Altenrhein wird jedoch in einigen Jahren eine abschließende Beurteilung erlauben. Immerhin hat diese Anlage, deren Bau im Winter 1983/84 begonnen wurde, bis jetzt den Beanspruchungen standgehalten. Einzig die Rohrschellen der ersten Etappe mußten im folgenden Jahr ausgewechselt werden, da die Lieferfirma eine zu schwache Ausführung geliefert hatte (4 mm Blech statt 6 mm gewalzt; vgl. die nachfolgende Beschreibung). Im Gegensatz zum Triboltinger Versuch konnte hier die Anlage aus Metall hergestellt werden, was nicht nur die Dauerhaftigkeit erhöht, sondern wegen

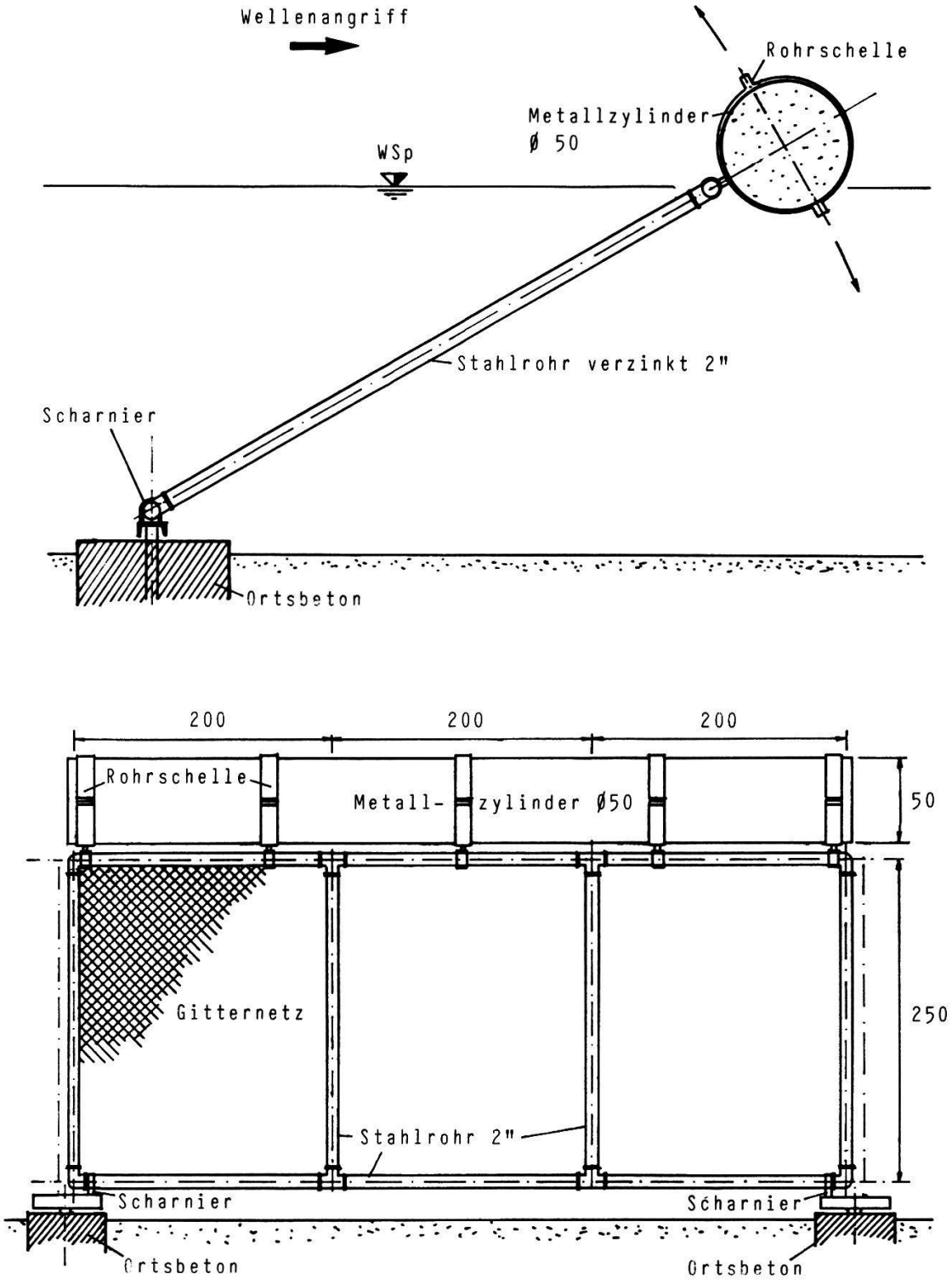


Fig. 2.2. Schwimmende Röhrichtsperre in Altenrhein SG. Lage und Anordnung sind im Situationsplan, Teil III, Fig. 3.6., unter der Bezeichunung "Schutzhag" eingezeichnet.
Oben: Querschnitt
Unten: Ansicht eines Elementes

der geringeren Flexibilität auch einen gewissen bescheidenen Dämpfungseffekt auf die Wellen erwarten läßt (in günstigen Fällen bis maximal etwa 20 % der Energie).
Der eigentliche Schwimmkörper besteht aus einem beidseitig verschlossenen Metallzylinder von 50 cm Durchmesser und 6 m Länge pro Element (Fig. 2.2.). Dieser Zylinder wurde innen ausgeschäumt, damit er auch nach einer allfälligen Beschädigung noch schwimmt. Dieser Schwimmkörper ist an einem Rahmen aus 2"-Rohren von 6 m Länge und 2,5 m Breite befestigt und durch diesen Rahmen mit dem Seegrund verbunden. Der Rahmen wird durch zwei Streben in drei gleich große Felder unterteilt, welche von einem Gitter (Armierungsnetz) überspannt werden. Die Befestigung am Seegrund besteht aus Scharnieren, welche in Betonklötze von 850 kg Masse eingelassen sind. Der Rahmen ist also drehbar und erlaubt dem Schwimmer, den wechselnden Wasserständen zu folgen. Im Gegensatz zu einem mit Ketten verankerten Körper ist er jedoch nicht innerhalb des ganzen Radius' der Verankerung frei beweglich, sondern seine Bewegung liegt genau auf dem Halbkreis mit 2,5 m Radius um den Verankerungspunkt. Das Gitter über dem Rahmen soll das Treibzeug auch unter Wasser abhalten.
Aneinandergereiht ermöglichen viele solche Elemente die Herstellung eines geschlossenen Zauns von beliebiger Ausdehnung. Allerdings entstehen bei Richtungsänderungen kleine Lücken, die allenfalls mit einem Netz o. ä. geschlossen werden können.
Da der See an dieser Stelle nie tiefer als etwa 2 m ist, steht der Rahmen nie senkrecht, er bleibt ständig landwärts geneigt. Außer wenn er waagrecht auf dem Seegrund liegt, ist daher jedes Anheben des Schwimmers mit einer mehr oder weniger starken Bewegungskomponente seewärts verbunden, entsprechend bedingt ein landwärtiges Ausweichen ein tieferes Eintauchen. Die mögliche Bewegungsrichtung des Schwimmers steht damit im Gegensatz zur Orbitalbewegung im anlaufenden Wellenberg (landwärts-aufwärts), wodurch die oben erwähnte, geringe Wellendämpfung entsteht.
Für den Bau einer 500 m langen Anlage zur Abgrenzung des Schilffeldes Altenrhein gegen das offene Wasser wurden 76 Helikoptereinsätze geflogen, die Kosten beliefen sich auf Fr. 554.- pro Laufmeter.

2.5. WELLENDÄMPFER ODER WELLENBRECHER

Im Gegensatz zu den bisher beschrieben Maßnahmen sind Wellendämpfer in jedem Falle massive Bauwerke, die nicht nur entsprechend teuer sind, sondern auch einen starken Eingriff in das Seeufer bedeuten. In ihrer technischen Ausführung unterscheiden sie sich nicht von anderen derartigen Bauwerken wie Hafenmolen u. ä.. Der einzige Unterschied ist der, daß man sich bei Wellendämpfern zum Schilfschutz mit einem geringeren Dämpfungsgrad zufrieden geben kann als etwa für einen Bootshafen. Dadurch können je nach System die Abmessungen reduziert werden.
In Frage kommen folgende Typen (SCHAAD 1980):
- Geschlossene Molen (Dämme, Mauern, Palisaden)
- Tauchwand
- Schwimm-Mole.

Jeder dieser Typen hat seine Vor- und Nachteile, die sich je nach örtlichen Verhältnissen unterschiedlich auswirken. Für die Praxis des Schilfschutzes dürften vorwiegend Konstruktionen des ersten Typs in Frage kommen (Blockschüttungen, Palisaden, Flechtzäune), denn sie lassen sich vergleichsweise billig herstellen.
Sollen die Anlagen wirksam sein, so müssen sie mindestens bis zum Wasserspiegel reichen, da bei zunehmender Überflutungshöhe der Wirkungsgrad sehr rasch abnimmt. Bei stark schwankenden Seeständen kann dies zu Schwierigkeiten führen, da bei niedrigem Wasserstand ein Bauwerk mit beträchtlichen Abmessungen ins Auge fällt. Andererseits wird oft die Auflage gemacht, daß derartige Bauten möglichst unsichtbar sein sollten. Weitere Auswirkungen geschlossener Molen sind meist noch bedeutender: Zwischen die Seeufervegetation und das offene Wasser wird ein mehr oder weniger unüberwindlicher Riegel gestellt. So entsteht dahinter in der Regel eine flache, sich selbst eutrophierende Lagune, wenn nicht durch entsprechende Anordnung für eine Verbindung zum See gesorgt und der Wasseraustausch gewährleistet wird. Öffnungen in der Mole bergen auf der andern Seite die Gefahr, daß sich im Stillwasserbereich unerwünschte Sedimente ablagern, die unter ungünstigen Verhältnissen die Vegetation ersticken können. Da die Sedimentströme an einem Seeufer meist komplexen, unbekannten Gesetzmäßigkeiten folgen, ist die Auswirkung eines Eingriffs kaum vorhersagbar, man kommt daher um Versuche an Ort und Stelle kaum herum, d.h. ein etappenweises Vorgehen ist notwendig.
Öffnungen oder Unterbrüche in einer Mole sind selbstverständlich so anzu-

ordnen, daß die Wellen nicht in den geschützten Bereich einlaufen können. Dabei muß auch die Diffraktion der Wellen (seitliche Ausbreitung nach einem Hindernis) berücksichtigt werden. Diese Diffraktion ist abhängig von der Größe der Wellen im Verhältnis zur Öffnung und den übrigen geometrischen Abmessungen. Bilder, die einen Anhaltspunkt über die zu erwartende Ausbreitung der Wellen geben finden sich in der Literatur des Küsten- und Seewasserbaus, z.B. in PRESS und SCHRÖDER (1966).

Wird die Mole als **Blockwurf** geschüttet, so ist der Böschungswinkel abhängig von der Größe der Blöcke und dem Wellenangriff. Gute Anhaltspunkte lassen sich aus ähnlich exponierten, nahe gelegenen natürlichen oder künstlichen Steilufern gewinnen. Bei feinkörnigem Seegrund ist auf eine gute Abstufung der Korndurchmesser zwischen dem Untergrund und den Blöcken zu achten (Filterkriterien), damit die Blöcke nicht allmählich im Boden versinken.

Palisaden sind nur bei geringer Wassertiefe wirtschaftlich, etwa 1 - 1,5 m, da die notwendigen Pfahldurchmesser überproportional zur Höhe zunehmen. Dasselbe gilt für den Preis der Pfähle in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser. Werden die Pfähle in einer Reihe mit einem Zwischenraum von etwa 5 - 10 % des Pfahldurchmessers geschlagen, so beträgt der Pfahldurchmesser bei einer Wassertiefe von einem Meter rund 15 cm, wenn die davor liegende Wasserfläche so groß ist, daß die maximale Wellenhöhe durch das Bruchkriterium begrenzt wird, also etwa 80 cm beträgt.

Auch **Flechtzäune** sind nur bei geringeren Wassertiefen sinnvoll. Der Pfahlabstand (Zwischenraum) beträgt hier etwa das Drei- bis Vierfache des Pfahldurchmessers, bei zweireihiger Anordnung entsprechend mehr (s. Fig. 2.3.). Zwischen die Pfähle werden Weiden- oder Erlenäste entsprechender Stärke geflochten. Die Zweige dieser Äste sollen nicht entfernt werden, damit das Geflecht möglichst dicht wird. Neue Ausschläge bei lebendem Material verstärken die Wirkung. Ebenso können neben den (toten) Stützpfosten ausschlagfähige Weidenpfosten eingegraben werden, deren Triebe mit der Zeit ähnlich wie das Geflecht wirken. Allerdings ist ein Weidengürtel vor einem echten Röhricht auf die Dauer weder lebensfähig noch sinnvoll. Auch bei der Verwendung von zum Teil lebendem Material bleibt daher die Lebensdauer solcher Bauwerke beschränkt und steter Unterhalt eine Notwendigkeit.

Flechtzäune aus mehrheitlich lebendem Material sind besonders zur Sicherung höher gelegener Partien sinnvoll.

Da das Geäst nachgiebig bleibt, werden die Schläge der Wellen weniger hart, was die Beanspruchungsspitzen wesentlich verringert. Auch die (beschränkte)

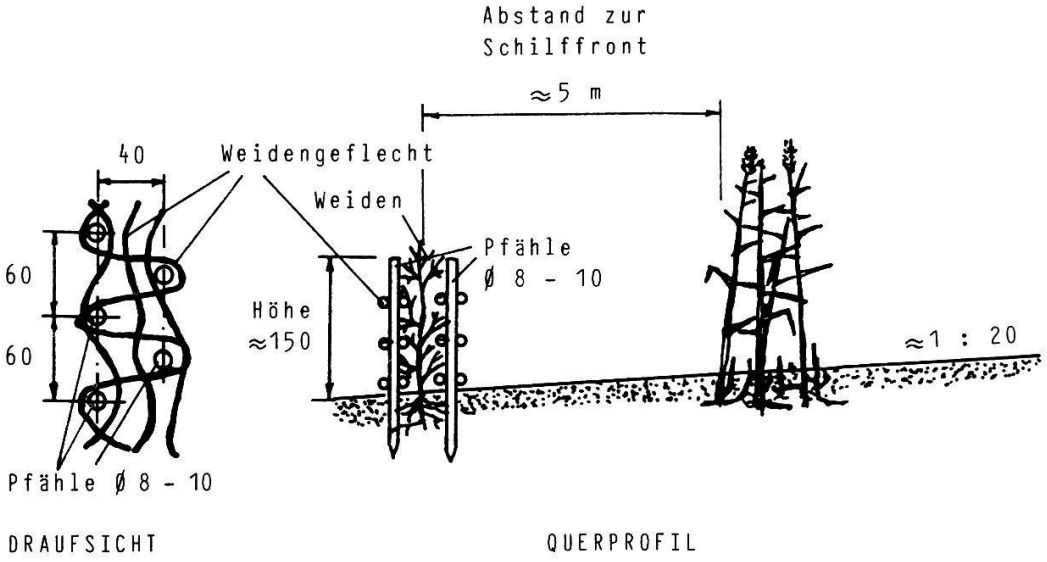


Fig. 2.3. Doppelreihiger Flechtzaun für das Schilfgebiet an der Seefelder Aachmündung. (Ausführung WASSERWIRTSCHAFTSAMT RAVENSBURG 1988, Fig. nach DITTRICH und WESTRICH 1988)

Durchlässigkeit des Flechtwerkes wirkt sich günstig in dieser Hinsicht aus. Trotzdem dürfen die Beanspruchungen bei Sturm nicht unterschätzt werden, da das Geäst auch dann, wenn es nicht von Algen verhangen wird, den Wellen eine beträchtliche Angriffsfläche bietet, worauf andererseits der Dämpfungseffekt beruht.

Am Bodensee-Obersee wurden verschiedene Arten von Flechtzäunen installiert (DITTRICH und WESTRICH 1988), darunter auch das in Fig. 2.3. gezeigte Beispiel.

MORET (1979, 1980, 1981, 1982) konnte während mehrerer Jahre die Auswirkungen von Wellenbrechern (Blockschüttungen) im Genfersee bei Les Grangettes (in der Nähe der Rhône-Mündung) untersuchen. Die Bauten wurden dabei immer wieder den neuen Erkenntnissen angepaßt. MORET gelangt im ganzen zu einer positiven Beurteilung, wenn auch die Befunde nicht immer leicht zu interpretieren waren und Probleme nicht ausblieben, namentlich unerwünschte Ablagerungen von Sediment in einzelnen Schilfflächen.

Es bedarf wohl kaum eines speziellen Hinweises, daß Wellenbrecher nur dort erfolgreich sein können, wo die Wellenbelastung maßgeblich zum Verschwinden des Schilfs beiträgt.

2.6. EROSIONSSCHUTZ

Der Erosionsschutz ist eines der schwierigsten Probleme von Gewässerufern: es können hier deshalb nur ein paar ganz allgemeine Hinweise gegeben werden. Seeufer, sofern sie nicht gerade aus Fels bestehen, sind von Natur aus dynamische Gebilde, die steter Veränderung unterworfen sind. Herrschen während längerer Zeit gleiche Bedingungen, so bildet sich ein mehr oder weniger stabiles Gleichgewicht zwischen Abtrag und Auflandung heraus. Generell werden allerdings die Seen im Laufe der Zeit immer kleiner und verschwinden schließlich ganz, da sie von den einmündenden Flüssen und Bächen mit Geschiebe und Schwebstoffen aufgefüllt werden. Bei geringer Wassertiefe, z.B. auf der flachen Uferbank, untertützt auch die Vegetation die Verlandung, und zwar einerseits, indem im ruhigen Wasser zwischen den Pflanzen vermehrt Sediment abgelagert wird und andererseits durch ihre eigene Biomasse, die nach dem Absterben an Ort und Stelle abgelagert wird und sich mit der Zeit in Torf umwandelt.
In diese Prozesse stetiger Veränderungen greift der Mensch ein mit seinem Wunsch, einen momentanen Zustand festzuhalten. Dies ist dort einfach möglich, wo sich ein Gleichgewichtszustand gebildet hat, aufwendig und schwierig bis fast unmöglich dort, wo sich dieser Gleichgewichtszustand noch nicht einstellen konnte oder wo er durch menschliche Einwirkung gestört wurde. Meist sind es nur scheinbar kleine Veränderungen, die ein Ufer aus dem Gleichgewicht zu bringen vermögen und unter Umständen größere Umschichtungen auslösen. Oft zeigen sich die Folgen eines Eingriffs an einer entfernten Stelle.
Auf einer natürlichen Uferbank ist zweifellos eine gut ausgebildetete Pflanzendecke der beste Uferschutz. Eine solche Vegetation beginnt bei den Unterwasserfluren und reicht über die Schwimmblattfluren, das Röhricht bis zu den höher liegenden Seggen- und Bruchwaldzonen. Verschwinden diese Pflanzen, so ist ein Uferabtrag unvermeidlich. Auch das Umgekehrte ist möglich, daß Erosion die Vegetation verschwinden läßt. Schon HÜRLIMANN (1951) weist darauf hin, daß ein vergleichsweise kleiner Eingriff in das Rhizomgeflecht eines Schilfbestandes zu einem fast unaufhaltbaren Erosionsangriff führen kann. Dies ist dann der Fall, wenn die Rhizome an einer dem Wellenschlag ausgesetzten (Graben-)Kante frei liegen. Durch die ständige Wasserbewegung werden die feinen Bodenbestandteile zwischen den Rhizomsträngen und Wurzeln herausgeschwemmt, größere freiliegende Rhizomteile werden mit der Zeit weggerissen, vor allem bei stärkerem Wellenschlag. Ist eine derartige

Erosionskante hoch genug, so wird der Röhrichtbestand richtiggehend unterspült, und es entstehen überhängende Partien, die von selbst abbrechen oder vom Sturm losgerissen werden. Besonders ungünstig ist es, wenn der Schilfbestand auf einer für das Rhizom undurchdringlichen Bodenschicht steht. Die Grenze zwischen dieser Boden- und der Rhizomschicht bietet dem Wellenangriff kaum Widerstand, wenn sie einmal frei liegt.
Im Flachwasser ist die Orbitalbewegung der Wasserteilchen vorwiegend horizontal, die vertikale Komponente ist zwar auch vorhanden, jedoch von bedeutend geringerem Betrag. Eine Ersosionskante stellt sich damit der Orbitalbewegung quer in den Weg und wird vom bewegten Wasser mit voller Wucht getroffen. Da der Rhizomfilz nahe der Bodenoberfläche am dichtesten ist, werden vorerst die tiefer liegenden Partien abgetragen. So ist es unmöglich, daß sich eine Erosionskante auf natürliche Weise selbst abflacht, es kann sich keine "günstige" Uferform neu bilden. Ist eine Erosionskante erst einmal vorhanden, so bleibt ihre Form senkrecht oder überhängend, bis der ganze Schilfbestand im Bereich des Wasserspiegels abgetragen ist.
Da Erosionsbekämpfung nichts anderes ist, als der Versuch, das Gleichgewicht zwischen Abtrag und Auflandung mit künstlichen Mitteln herzustellen, bestehen zwei grundsätzliche Möglichkeiten dafür: Verhinderung des Abtrages oder Erhöhung des Sedimenteintrags. Diese letzte Möglichkeit ist besonders dort im Auge zu behalten, wo Feinmaterial günstig zu haben ist. Allenfalls können zur Gewinnung von Sedimentmaterial auch unerwünschte Auflandungen an anderer Stelle abgetragen werden: der Mensch schließt in dem Falle den durch den See bewirkten Massentransport zu einem Kreislauf. Ebenfalls sollte geprüft werden, ob nicht durch Umgestaltung einer nahe gelegenen Bachmündung Sedimentströme an gefährdete Stellen gelenkt werden können. In diesem Zusammenhang ist auch daran zu erinnern, daß die Unterbindung des natürlichen Feststofftransports in den Fließgewässern durch Kraftwerke oder Geschiebesammler usw. Erosion verursachen kann.
Die Verhinderung des Uferabtrages ist sehr schwierig. In vielen Fällen wird nichts anderes übrig bleiben, als mit gröberem Kiesmaterial eine neue flache Böschung vor dem Bestand zu errichten oder bei Flächenerosion die Uferbank mit einer Schicht gröberen Materials abzudecken. Die erstgenannte Maßnahme wurde am deutschen Ufer des Bodensee-Obersees bereits an einigen Orten angewandt (DITTRICH und WESTRICH 1988). Dabei wurde z.B. bei der Mündung des Kniebachs, Gemeinde Immenstaad, aus Kies (Moränenwacken; $d_{90} \approx 15$ - 20 cm) einige zehn Meter vor dem noch bestehenden Schilf eine Böschung bis auf einige cm über den Mittelwasserstand geschüttet. Die

seeseitige Neigung betrug etwa 1 : 6 bis 1 : 8, je nach Exposition und Wellenangriff. Der Raum hinter dieser Böschung wurde mit tonigen Seesedimenten verfüllt und mit Schilfrhizomen bepflanzt. Das Gefälle dieser Hinterfüllung betrug etwa 2% (1 : 50) (SIESSEGGER 1984). Eine ähnliche Ausführung in der Gemeinde Sipplingen verwendete für den Wall Kieselsteine mit einem Durchmesser von 6 bis 12 cm, bei einer seeseitigen Neigung von 1 : 10. Die Hinterfüllung erhielt ein Gefälle von 4 - 5 % (LANDRATSAMT BODENSEEKREIS 1988). Die Kosten dieser Maßnahmen lagen in der Größenordnung von etwa 700 - 800.-DM / Laufmeter.

Wie bei allen Schüttungen ist auch hier auf eine gute Einbindung des seeseitigen Böschungsfußes in den Untergrund und auf die Einhaltung der Filterkriterien durch einen gut abgestuften Übergang zwischen dem feinkörnigen Boden und der groben Schüttung zu achten. Der Böschungswinkel ist möglichst flach zu wählen, um der ursprünglichen, natürlichen Uferform möglichst nahe zu kommen, selbst dann, wenn die Größe der Kiesel auch eine stärkere Neigung erlauben würde. Wenn sich der Schilfbestand nicht (mehr) bis zur Erosionkante erstreckt, ist es zur Materialersparnis oft zweckmäßig, den Ausgleich einer Erosionskante teils durch Anschüttung (Seeseite), teils durch Aushub (Landseite) zu bewerkstelligen.

Das flächenhafte Abdecken mit einer gröberen Deckschicht hat den Nachteil, eine Wiederbesiedlung dieser Flächen durch Vegetation zu erschweren, wenn nicht gar zu verunmöglichen, denn die meisten Ufer- und Wasserpflanzen bevorzugen einen feinkörnigen Untergrund. Allenfalls muß die erodierende Fläche mit gesunden und robusten Schilfrhizomen bepflanzt werden, bevor sie mit Kies überschüttet wird. Dies ist jedoch nur möglich, wenn die erforderliche Kiesschicht ziemlich dünn gehalten werden kann.

Treffen die Wellen hauptsächlich in einem schiefen Winkel auf das Ufer, so wird bewegliches Sohlenmaterial parallel zur Uferlinie verfrachtet (vgl. Teil I, Kap. 2.2.). Dieser Sedimenttransport kann durch Buhnen (Sperrbauwerke senkrecht zur Uferlinie) unterbunden werden. Diese Buhnen lassen sich auf verschiedene Weise ausführen: Flechtzäune, Palisaden, Spundwände oder Blockwurf; die Wahl des Typs richtet sich nach der Größe des Gewässers, dem Wellenangriff und den verfügbaren Materialien. Da diese Buhnen nicht als Wellenbrecher wirken müssen, ist es nicht immer nötig, sie bis an oder über den Wasserspiegel heraufzuziehen. Es ist zu beachten, daß die Unterbindung des Sedimentstroms längs des Ufers unter Umständen die Tendenz zur Erosion in den leewärts anschließenden Partien verstärkt.

2.7. BESEITIGUNG VON UFERMAUERN

Die schädliche Wirkung von Ufermauern wurde bereits im Teil I (Kap. 2.2.) besprochen. Der Abbruch einer Mauer hinter einem Schilfbestand kann daher auch eine wertvolle Maßnahme zum Schilfschutz sein. Der Nachteil davon ist, daß das seinerzeit mit dem Mauerbau gewonnene Land zumindest teilweise wieder geopfert werden muß. Da viele bestehende Ufermauern durch zunehmende Unterspülung (nicht zuletzt als Folge des fehlenden Röhrichts) gefährdet sind, stellt sich die Frage ihres Ersatzes ohnehin früher oder später. Ob eine Ufermauer erneuert, durch einen massiven Blockwurf oder eine neue, abgeflachte Böschung ersetzt wird, kann nur nach sorgfältigem Abwägen aller Interessen entschieden werden. Da das Verständnis für die natürliche Ufervegetation heute bei vielen Seeanstößern vorhanden ist, dürften sich bei zweckmäßigem Vorgehen befriedigende Lösungen finden lassen. Dabei ist auch in Betracht zu ziehen, ob eventuell ein Teil des Schilfbestandes vorübergehend für eine neue Uferböschung geopfert werden kann, sofern die örtlichen Gegebenheiten eine Wiederbesiedlung der neuen Flächen durch das Schilf erwarten lassen.

Man muß die Frage der Ufermauern auch in einem weiteren Zusammenhang betrachten. Ist ein großer Teil des Ufers mit Mauern verbaut, so werden die noch verbleibenden, natürlichen Strecken von den Wellen umso stärker angegriffen, denn an den Ufermauern wird die Wellenenergie nicht durch Wirbelbildung in Wärme umgewandelt, sondern reflektiert, d.h., in den See zurückgeworfen und an andere Orte transportiert. Daß dadurch die Neigung zu Ufererosion verstärkt wird, ist naheliegend. Der Ersatz von Ufermauern durch flache, neu geschüttete Böschungen der Art, wie sie in Kap. 2.6. beschrieben wurden, läuft denn auch am Bodensee-Obersee unter den Maßnahmen zur Erosionsbekämpfung.

3. ÜBRIGE SCHUTZMASSNAHMEN - SCHLUSSBETRACHTUNG

Obwohl die nichtmechanischen Schutzmaßnahmen für Schilfbestände nicht in den Rahmen dieser Arbeit fallen, sei hier noch kurz darauf eingegangen, damit die mechanische Komponente nicht als allein wichtig angesehen werde. Langfristig sind einige dieser weiteren Maßnahmen sogar von viel größerer Bedeutung, nämlich jene, welche die eigentlichen Ursachen des Schilfrückganges angehen. Obwohl diese Ursachen in ihren Wirkungsketten noch lange nicht vollständig bekannt sind, kann doch davon ausgegangen werden, daß jede Anstrengung, schädliche Stoffe und andere zivilisatorische Einwirkungen vom Gewässer fern zu halten, auch eine Maßnahme zum Schutz der Ufervegetation ist. Es ist zwar ungewiß und weniger naheliegend, aber doch nicht ganz von der Hand zu weisen, daß sogar auch die Luftverschmutzung einen Einfluß auf die Vitalität der Schilfbestände haben könnte.
Alle Anstrengungen zur Gewässerverbesserung (Klärwerke, Reduktion von Phosphat- und Nitratverbrauch, geschlossene Kreisläufe in industriellen Anlagen usw.) müssen deshalb mit aller Kraft fortgesetzt werden. Wo nötig müssen auch die Belastungen von Schilfbeständen durch den Erholungsbetrieb verringert bzw. kanalisiert werden.
Kontrovers sind die Ansichten über mehr oder weniger traditionelle Bewirtschaftungs- und Pflegemaßnahmen wie Schnitt und Brand. Bezüglich des **Schilfschnitts** gelangt OSTENDORP (1983, 1986) zu negativer Beurteilung: auf geschnittenen Flächen waren die Halme in den von ihm untersuchten Parametern, nämlich Morphologie, Rispenbildung, Festigkeit und Steifigkeit, schwächer ausgebildet, an bestimmten Orten war der Schilfbestand nach dem Schnitt sogar vollständig verschwunden. Auch KRISCH et al. (1979) warnen vor einer Schilfernte (am Greifswalder Bodden wird Schilf noch zum Dachdecken verwendet) unterhalb des Mittelwasserbereichs, selbst wenn die Bulten über dieses Niveau herausragen. Sie schreiben die möglichen "katastrophalen Auswirkungen auf die *Phragmites*-Röhrichte" dem Frost und den mechanischen Einflüssen von Wellengang und Treibgut zu. Auch KLÖTZLI und ZÜST (1973b) sowie KLÖTZLI (1974) legen Wert darauf, daß an exponierten Stellen die Überständer nicht entfernt werden, um dem aufwachsenden Jungschilf einen gewissen mechanischen Schutz zu belassen. Im übrigen empfehlen sie, wie auch KOVACS (1976), den Schilfschnitt mit Entfernung der Streu als nützliche Pflegemaßnahme, womit die (Aut-)Eutrophierung der Bestände vermin-

dert werden soll. Auch KRISCH et al. (1979) empfehlen den Schnitt von Schilfbeständen oberhalb der Mittelwasserlinie und an geschützten Küstenabschnitten, wo sich eine dicke und geschlossene organogene Schicht ablagern kann.
Sämtliche Autoren, die den Schilfschnitt empfehlen, geben als Zeitpunkt den Winter an, wo die alten Schilfhalme bereits abgestorben sind, die Jungsprosse dagegen noch so klein, daß sie durch den Erntevorgang nicht nachhaltig geschädigt werden. Überhaupt scheinen die widersprüchlichen Meinungen darauf hinzuweisen, daß Erfolg oder Mißerfolg beim Schilfschnitt nahe beieinander liegen und stark von den örtlichen und zeitlichen Gegebenheiten (Bodenaufbau) sowie der Schnittmethode (traditionell oder mit Maschinen) abhängen. Eine Hauptgefahr scheint das Quetschen der Rhizome durch Mäh- und Ladefahrzeuge zu sein.Von den modernsten derartigen Geräten wird zwar gesagt, daß ihr Auflagedruck nicht größer als der des menschlichen Fußes sei; es ist aber doch zu bedenken, daß mit den Raupen dieser Fahrzeuge eine große Fläche gleichzeitig betroffen wird, wogegen der menschliche Fuß im Vergleich dazu bloß punktweise auftritt.
Erhöht ist auf den geschnittenen Flächen auch die Frostgefahr, der oft die den Mähvorgang überlebenden Primärsprosse zum Opfer fallen. Ob durch den Winterschnitt nennenswerte Mengen von Nährstoffen aus dem Bestand entfernt werden können, ist fraglich, da zu diesem Zeitpunkt der Nährstoffrückzug in die Rhizome bereits stattgefunden hat. Andererseits würde früherer Schnitt das Schilf mit Sicherheit schädigen. Die von den genannten Autoren beobachtete günstige Auswirkung von Mahd und Entfernung der Streu beruht demnach vorwiegend auf der Schaffung günstigerer Lichtbedingungen für die neu aufwachsenden Sprosse.
Auch die Ornithologen sehen den Schnitt größerer Schilfflächen nicht gerne, da die Überständer für viele Vögel unentbehrliche Lebensräume bieten.
Um den mühsamen Abtransport der Schilfstreu zu vermeiden, wurde schon verschiedentlich versucht, den Zustand von Schilfbeständen durch winterliches **Abbrennen** zu verbessern. Allerdings ist das Brennen noch stärker umstritten als der Schnitt, nicht zuletzt deshalb, weil die längerfristigen Auswirkungen des Feuers noch nicht bekannt sind. OSTENDORP (1983) beobachtete auch auf den gebrannten Flächen keine Verbesserung der von ihm untersuchten, oben genannten Parameter, obwohl beim Brand die von den Fahrzeugen verursachten Schäden natürlich entfallen. Der Befall mit Schädlingen scheint auf den gebrannten Flächen geringer zu sein; OSTENDORP stellte im Mittel weniger Halme mit verhinderter Rispenbildung (als Folge von Insektenbefall) fest als auf Flächen ohne Pflegemaßnahme. Die Unterschiede waren jedoch

statistisch nicht signifikant. Auch GUNTLI (1979) stellte eine verminderte Anzahl von "Schilfzigarren" (Befall mit *Lipara lucens*) fest: weniger als 10% der Halme in den gebrannten Flächen, um 30% in den geschnittenen Flächen und über 70% in den unbehandelten Flächen. Da in seinem Bericht keine Angaben über die Variabilität innerhalb der verschiedenen Behandlungsarten zu finden sind (GUNTLI stellte lediglich fest, daß seewärts der Befall "wesentlich" stärker sei als landeinwärts), kann die Signifikanz der Unterschiede nicht beurteilt werden.
Wichtig ist für das Abbrennen in jedem Fall die Wahl des günstigsten Zeitpunktes: Die Halme müssen bereits abgestorben sein, der Boden sollte wenn immer möglich gefroren sein und das Wetter muß vorher einige Zeit trocken gewesen sein, damit die Überständer wirklich dürr sind. Dazu sollte ein günstiger Wind das Feuer mit möglichst großer Geschwindigkeit über die abzubrennende Fläche treiben (aber ja nicht darüber hinaus!). Nur so kann eine unzulässige Temperaturerhöhung in den oberen Bodenschichten vermieden werden. Dies ist unbedingt nötig, um die im Boden überwinternden Tiere so wenig wie möglich zu gefährden.
Hinsichtlich der Frostgefahr und des mechanischen Schutzes exponierter Bestände, ebenso in bezug auf die Vögel, gilt für den Brand das gleiche wie für den Schnitt. Da, wie gesagt, die weiteren Auswirkungen des Abbrennens auf Flora und Fauna nur sehr rudimentär bekannt sind, wird empfohlen (KLÖTZLI mdl.), wenn überhaupt, dann nur alternierend zu brennen, also jedes Jahr nur eine andere Teilfläche des Bestandes. So bleiben auch noch Nistmöglichkeiten für die das Röhricht bewohnenden Vogelarten bestehen.
Da das Abbrennen der Vegetation in der ganzen Schweiz grundsätzlich verboten ist, muß auch daran gedacht werden, rechtzeitig die notwendigen Bewilligungen einzuholen.
Höhere **Bäume und Sträucher** können durch ihre Beschattung einen Schilfbestand nachhaltig gefährden und müssen allenfalls **entfernt** werden.

Wir müssen im Überblick über die diskutierten Schilfpflegemaßnahmen die betrübliche Feststellung machen, daß mit keiner der aufgeführten Methoden, seien sie mechanischer oder nichtmechanischer Art, die Erhaltung oder gar Wiederausbreitung unserer Uferröhrichte mit Sicherheit garantiert werden kann. Trotzdem darf nichts unversucht gelassen werden, was einige Aussicht auf Erfolg hat, um zu retten was noch zu retten ist. Eine wirkliche Gesundung unserer Seeufer läßt sich allerdings mit einzelnen Maßnahmen nicht erreichen, denn man muß "das Verhalten des Schilfes durchaus als einen weiteren

deutlichen Hinweis auf die durch den Menschen gestörten Lebensverhältnisse in- und außerhalb unserer Seen auffassen" (GRÜNIG 1980). Das Schilfproblem kann im Grunde nicht "gelöst" werden. Es wird, wie die zur Genüge bekannten übrigen ökologischen Probleme, dann und erst dann verschwinden, wenn die Menschen zu einem bewußteren und liebevolleren Umgang mit sich selbst und der Natur gefunden haben. Es ist zu wünschen, daß uns die Natur noch genügend Zeit dazu läßt.

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit gliedert den Problemkreis "mechanische Belastung natürlicher Schilfbestände" in vier Teile:

I. DAS SCHILFROHR (*Phragmites australis* Trin.), ALLGEMEINER ÜBERBLICK

Seit einigen Jahrzehnten ist an den meisten europäischen Seen ein alarmierender Rückgang der Schilfröhrichte festzustellen. Die bisher bekannten Ursachen sind einerseits direkte Zerstörung zwecks Landgewinnung, andererseits indirekte Zerstörung durch veränderte Umwelteinflüsse, vor allem die Gewässerbelastung durch feste und flüssige Abfälle aller Art. Die Folgen des Schilfrückganges werden aufgezeigt.

II. MECHANISCHE WIRKUNGEN

Mit einem **mathematischen Modell** wird versucht, die mechanischen Vorgänge beim Zusammenspiel von Wind, Wellen, Treibgut und Schilfhalm zu simulieren. Die **Belastungen** resultieren alle aus dem Widerstand, den ein fester Körper (Schilfhalm bzw. Treibzeug) einem strömenden Medium (Luft bzw. Wasser) entgegensetzt. Sie können deshalb mit einem Staudruckansatz beschrieben werden. Die darin enthaltenen (Widerstands-)Koeffizienten müssen experimentell bestimmt werden. Dazu wurden Versuche im Windkanal des Aerodynamischen Instituts an der ETH und im Wellentank der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH (VAW) durchgeführt. Die Geschwindigkeit der strömenden Luft (Windstärke) muß als Eingangsgröße des Modells vorgegeben werden, wogegen die Geschwindigkeit der Wasserteilchen infolge des Wellengangs (Orbitalgeschwindigkeit) mit theoretischen Beziehungen aus den Wellenkenngrößen, nämlich Wellenperiode, -höhe und -länge, abgeleitet werden kann. Zur Abschätzung dieser Wellenkenngrößen als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Größe der freien Wasserfläche werden zwei gebräuchliche Verfahren vorgestellt.

Die **Bewegungen von Schilfhalm und Treibzeug** werden durch Bewegungsdifferentialgleichungen beschrieben. Das Treibzeug wird zu einem starren Körper idealisiert. Für die numerische Lösung dieser Gleichungen wird der Schilfhalm zu einem System von starren Teilstäben abstrahiert, welche durch elastische Gelenke ("Drehfedern") miteinander verbunden sind. Die Integration der Differentialgleichungen erfolgt mit einem modifizierten Praedictor-Cor-

rector-Verfahren (Anlaufrechnung mit Runge-Kutta). Aus den Bewegungen des Schilfhalmes lassen sich die **Beanspruchungen** (Biegemomente) ermitteln. Je nach Konstellation der Parameter (Wellenhöhe und -periode, Masse und Größe des Treibzeugs, Windgeschwindigkeit) wird die Bewegung mehr oder weniger unregelmäßig, obwohl die Wellen als streng periodisch vorausgesetzt werden. Anhand durchgerechneter Beispiele wird deshalb diskutiert, auf welche Art die berechneten Beanspruchungen mit den gemessenen **Festigkeitswerten** verglichen werden können. Obwohl quantitative Vergleiche mit dem Bewegungsvorgang unter natürlichen Verhältnissen nicht möglich sind, darf angenommen werden, daß das **mathematische Modell die Halmbewegung mit der bei solchen Modellen zu erwartenden Genauigkeit richtig erfaßt**, da die Ergebnisse plausibel sind und mit qualitativen Naturbeobachtungen übereinstimmen. Die durchgerechneten Beispiele zeigen, daß der Einfluß des Treibzeugs auf die Halmbeanspruchung stark abhängig von den übrigen Parametern ist: Bei einer durch die jeweilige Situation bestimmten Wellenhöhe verschwindet er fast vollständig (d.h. die Beanspruchungen sind mit oder ohne Treibzeug sozusagen gleich groß). Oberhalb dieses Punktes nimmt er in Funktion der Wellenhöhe stetig zu, unterhalb ist keine systematische Tendenz festzustellen. Da naturgemäß die großen Wellen für die Zerstörung des Schilfes maßgebend sind, zeigt sich hier auch auf der **theoretischen Seite** die **starke, schädigende Bedeutung des Geschwemmsels** für die Schilfröhrichte.

III. UNTERSUCHUNGEN ZUR HALMFESTIGKEIT

Labor- und Feldversuche zur Messung der Biegesteifigkeit und -festigkeit von Schilfhalmen werden beschrieben. Die **Biegesteifigkeit** ist ein maßgeblicher Parameter in den Bewegungsdifferentialgleichungen, wogegen die **Festigkeit** als Vergleichsgröße für die berechneten Beanspruchungen dient. Dieser Zweck der Festigkeitsmessungen bestimmte teilweise die Versuchsdurchführungen: So wurde darauf geachtet, die Halme in einem möglichst "natürlichen" Zustand zu prüfen, wogegen für Quervergleiche zur Charakterisierung verschiedener Bestände eine vorgängige Trocknung angebracht wäre, um den Einfluß verschiedener Wassergehalte auszuschalten.

IV. DISKUSSION UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

Mögliche Schilfschutzmaßnahmen vorwiegend mechanischer Art werden vorgestellt und diskutiert. Es wird betont, daß derartige Maßnahmen nur als Symptombekämpfung verstanden werden dürfen; dennoch sind sie unter Umständen notwendig.

RÉSUMÉ

La Thèse traite des impacts mécaniques agissant sur les roselières lacustres naturelles; elle se compose de quatre parties:

I. APERÇU GÉNÉRAL DU ROSEAU (*Phragmites australis* Trin.)

Depuis une quarantaine d'années, les roselières de la plupart des lacs de l'Europe centrale et celles des lacs périalpins diminuent de façon alarmante. Les causes reconnues en sont la destruction directe pour obtenir du terrain à bâtir ou à cultiver, ainsi que les influences défavorables du milieu, notamment de la pollution des eaux et des macrodéchets. Les conséquences de la disparition des roselières lacustres sont discutées.

II. LES EFFETS MÉCANIQUES

A l'aide d'un **modèle mathémathique**, on a cherché à simuler les effets mécaniques combinés du vent, des vagues et des déchets flottants sur la tige du roseau. Les **charges** résultent de la résistance d'un obstacle (tige, macrodéchet) à l'action de l'air et de l'eau; par conséquent, elles s'expriment par les équations de la pression dynamique. Comme les divers coefficients de résistance contenus dans ces équations doivent être déterminés expérimentalement, des essais ont été exécutés dans la soufflerie aérodynamique de l'Institut d'Aérodynamique de l'Ecole Polytechnique Fédérale à Zurich (EPFZ) et dans le canal à vagues du Laboratoire d'Hydraulique, d'Hydrologie et de Glaciologie de l'EPFZ (VAW). La vitesse du vent doit être introduite comme input initial, tandis que la vitesse des molécules de l'eau causée par les vagues (vitesse orbitale) peut être dérivée des caractéristiques de la houle (à savoir période, hauteur et longueur) au moyen de relations théoriques. Deux méthodes pour l'estimation de ces caractéristiques en fonction de la vitesse du vent et de l'extension de la surface libre du plan d'eau sont présentées.

Les **mouvements de la tige du roseau et des déchets flottants** (traités comme bloc solide) sous l'action des vagues sont exprimés par des équations différentielles. Pour la solution numérique de ces équations, la tige est considérée comme une série de bâtons non déformables, reliés par des charnières élastiques ("ressort spiral"). Les équations différentielles sont intégrées à l'aide d'une méthode "Praedictor-Corrector" modifiée (calcul initial avec "Runge-Kutta"). La connaissance des mouvements, et donc des déformations de la tige, permet d'en calculer les **efforts** (moments de flexion). Selon la constellation des paramètres du modèle (hauteur et période des vagues, masse et grandeur du macrodéchet, vi-

tesse du vent), les mouvements deviennent plus ou moins apériodiques, bien que les vagues supposées soient strictement périodiques. Il se pose alors une question: comment faut-il comparer les efforts de la tige (calculés) avec les **caractéristiques de résistance** mesurées? Des comparaisons quantitatives entre les mouvements calculés et les mouvements de la vraie tige sont impossibles. On peut supposer cependant que le **modèle mathématique simule correctement l'interaction de la tige avec le vent, les vagues et les déchets flottants dans le cadre d'une précision attribuée normalement à de tels modèles**, car les résultats sont assez plausibles et concordent qualitativement bien avec les observations sur le terrain. Les exemples calculés montrent que l'influence du déchet flottant sur l'effort de la tige varie fortement selon les autres paramètres. Il existe notamment, pour chaque situation, une certaine hauteur de la houle, où l'effet du déchet flottant est pratiquement nul, c. à. d. les efforts sont de même grandeur avec ou sans macrodéchet. Au-dessus de cette limite, l'influence du déchet augmente en fonction de la hauteur des vagues, tandis qu'en dessous, aucune tendance systématique ne s'observe. Cela démontre, du **point de vue théorique**, la **signification déterminante des macrodéchets** pour la destruction mécanique des roselières lacustres.

III. LES CARACTÉRISTIQUES DE RÉSISTANCE DE LA TIGE DU ROSEAU

Le comportement mécanique de la tige est étudié au moyen de mesures de résistance au laboratoire et sur le terrain. La **rigidité** (résistance à la flexion) est un paramètre principal des équations différentielles du mouvement, tandis que la **fermeté** (limite d'élasticité, limite de rupture) sert comme valeur de comparaison pour les efforts calculés. Ce but déterminait partiellement les démarches; les tiges étaient mesurées en un état le plus "naturel" possible, bien que des comparaisons entre roselières différentes eussent demandé le séchage préalable pour éliminer l'influence variable de la teneur en eau.

IV. DISCUSSION ET CONCLUSIONS

Quelques **mesures** sont proposées pour la **protection des roseaux**. Il est mentionné que de telles mesures, pour la plupart mécaniques, ne représentent qu'un traitement symptomatique, pourtant nécessaire sous certaines conditions.

SUMMARY

(English legend of figures and tables see p. 523 - 536)

The present study deals with the impact of mechanical stress on reed stands. It consits of four sections:

I. THE COMMON REED (*Phragmites australis* Trin.), GENERAL OVERVIEW

During the last fourty years, the reed stands of most prealpine and central European lakes have been declining at an alarming rate. Causes which have been recognized thus far are direct destruction through land reclamation, and indirect destruction through environmental changes, especially water pollution by solid or liquid refuse of all kinds. The consequences of reed decline are pointed out.

II. MECHANICAL EFFECTS

With the aid of a **mathematical model,** the effect of mechanical stress factors on the reed stem, particularly wind and wave action, were simulated. All **load** ensues from the resistance of any obstacle (stem, resp. drift-wood and other floating matter) against the flow of air and water; it can thus be expressed by the equations of dynamic pressure. Some coefficients of these equations (drag coefficient, coefficient of inertia) were obtained by experiments. Experiments were undertaken in the wind tunnel at "Aerodynamisches Institut an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich (ETH)" and in the wave tank at "Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH" (VAW). The velocity of the air particles (wind speed) is one of the initial input data of the model, whereas the water particle velocity due to the wave motion (orbital velocity) theoretically can be derived from the wave parameters (period, height, length). Two methods of wave forecasting in function of wind speed and free water surface (fetch) are presented.

The **motions of the stem and the drift** (considered as a rigid body) are expressed by differential equations. To make the numerical solution of these equations possible, the stem has to be abstracted as a concatenation of rigid bars, interconnected by elastic joints ("spiral spring"). The differential equations are integrated with a modified predictor-corrector method (initial steps with Runge-Kutta method). The computed motions and hence the deformations of the stem lead to the **stress factor** (bending moment). According to the constellation of the input parameters viz. wave height, period, mass and form of the

drift, the resulting oscillation of the stalk ist more or less irregular, in spite of the wave motion being assumed strictly periodic. The question, how the calculated stress may be compared to the measured **strength values** is therefore discussed and illustrated by some examples of reed stems being strained by wind, waves and a piece of drift-wood. A quantitative comparison between the results of the calculation and the real behaviour of the reed stem is not possible. However, it may be assumed that the **mathematical model simulates the oscillation of the stalk to the degree of accuracy normally attributed to this kind of model.** This assumption can be made on the grounds of the plausibility of the results and that they are well in agreement with qualitative field observations. The calculated examples show that the influence of drift-wood on the stress factor is strongly dependent on other input parameters. For example, at a certain wave height, which is determined by the given situation, the influence of the drift-wood almost totally disappears, i. e. the stress factor is almost the same with or without drift-wood. Above this limit, the influence of drift-wood increases steadily with increasing wave height, whereas below this level no noticeable systematic tendency is observed. It is demonstrated here in theory, that which can be observed in nature: **The destructive impact of high waves on reed is compounded by the additional mechanical stress which drifting objects represent.**

III. INVESTIGATION OF THE MECHANICAL PROPERTIES OF THE REED STEM

This section describes **laboratory and field experiments for measuring the bending stiffness and strength** of reed stalks. The **stiffness** is an important parameter of the equations of motion, whereas the **strength** serves as a relative value to be compared with the calculated loads. The aim of these measurements determined in part the procedures being used; attention was paid to test the stems in a state as "natural" as possible, although for comparison and assessment of different reed stands the specimens should be dried completely prior to testing, in order to avoid the influence of differences in water content.

IV. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Possible reed stand protection measures, especially those of a mechnical nature, are suggested and discussed. It is emphasized that most of these measures represent only a treatment of symptoms and may nevertheless be necessary in certain circumstances.

LITERATUR

AHLGRIMM H.-J., 1970: Meßmethoden zur Ermittlung des Bruch- und Knickverhaltens von pflanzlichem Halmgut. Landbauforsch. Völkenrode, Sh. *8*, 32-52.

AHLGRIMM H..-J., 1977: Der Einfluß physiologischer und morphologischer Faktoren auf die Festigkeit von Pflanzenhalmen am Beispiel von Wiesenlieschgras. Landbauforsch. Völkenrode, Sh. *37* und Diss. TU Braunschweig. 187 S.

AHLGRIMM H.-J., 1979: Der Einfluß verschiedener Witterungsfaktoren auf die Entwicklung von Grashalmen (*Phleum pratense*) und ihre Wirkung auf die Halmfestigkeit. Angew. Botanik *53*, 161-173.

AMMANN E., 1942: Die Verunreinigung des Zürichsees und die Fischereiwirtschaft. Finanzdirektion des Kantons Zürich. 36 S.

AMMANN E., 1964: Aktuelles aus der Sicht des Fischerei- und Jagdverwalters. Jahrb. vom Zürichsee *21* (f. d. J. 1964/66), 115-124.

AMMANN-MOSER B., 1975: Vegetationskundliche und pollenanalytische Untersuchungen auf dem Heidenweg im Bielersee. Beitr. Geobot. Landesaufn. Schweiz *56*. 76 S. + Beilagen.

BAUMANN E., 1911: Die Vegetation des Untersees. Arch. Hydrobiol., Suppl. *1*. 554 S.

BINZ H.-R., 1980: Der Schilfrückgang - ein Ingenieurproblem? Jahresber. Verb. Schutze Landschaftsbildes Zürichsee *53*, 35-52.

BINZ H.-R., 1981: Measurements of reed rigidity; some theoretical and methodological aspects. Referat 1st Int. European Workshop on Aquatic Macrophytes, Illmitz a. Neusiedlersee, 4.-8. 5. 1981 (Polykopie 13 S. + Fig.).

BINZ H.-R., KLÖTZLI F., 1978: Mechanische Wirkungen auf Röhrichte im eutrophen Milieu - Versuch eines Modells. In: Beitr. zur chemischen Kommunikation in Bio- und Ökosystemen (Festschrift Prof. Kickuth). Lehrstuhl f. Ökochemie, Gesamthochschule Kassel, Witzenhausen. 294 S.

BJÖRK S., 1972: Restoring lakes in Sweden. Ambio *1(5)*, 153-165, bzw. Technology Review *76 (2)*, 2-10.

BJÖRK S., 1974: Joining forces to save damaged lakes in Sweden and Tunisia. Landscape Architecture *64*, 396-409.

BONHAM A.J., 1983: The management of wave spending vegetation as bank protection against boat wash. Landscape Planning *10*, 15-30.

BOORMAN L.A., FULLER R.M., 1981: The changing status of reedswamp in the Norfolk Broads. J. Appl. Ecol. *18*, 241-269.

BORNKAMM R., RAGHI-ATRI F., 1978: Wachstum und Inhaltsstoffe von Schilf bei abgestuften Gaben von Stickstoff, Phosphor und Bor. Verh. Ges. für Ökologie Kiel 1977 *6*, 361-367.

BORNKAMM R., RAGHI-ATRI F., 1979: Bedeutung der Ufervegetation in Binnengewässern, Schutz und Regulierung. Arbeiten des deutschen Fischereiverbandes, Offenbach, *25*, 44-56.

BORNKAMM R., RAGHI-ATRI F., KOCH M., 1980: Einfluß der Gewässereutrophierung auf *Phragmites australis* (Cav.) Trin. ex Steudel. Garten und Landschaft *90*, 15-19.

BRETSCHNEIDER CH.L., 1952: The generation and decay of wind waves in deep water. Transactions AGU, Washington *33(3)*, 381-389.

BRETSCHNEIDER CH.L., 1957: Hurrican design wave practices. Proc. ASCE *83* (WW2), Proc. Paper 1238. 33 S.

BRUNS E., 1955: Handbuch der Wellen, Meere und Ozeane. (2. Aufl.). VEB Deutscher Verlag f. Wissenschaft, Berlin. XI+255 S.

BRUSCHIN J., 1975a: Protection des rives du Léman entre le Rhône et l'eau froide, commune de Noville. Rapport préliminaire, LHYDREP-H295, Mars 1975. 22 S. (Polykopie).

BRUSCHIN J., 1975b: Protection des rives du Léman entre le Rhône et l'eau froide, commune de Noville. Deuxième rapport préliminaire, LHYDREP-H295, Juin 1975. 21 S. (Polykopie).

BRUSCHIN J., 1975c: Protection des rives du Léman entre le Rhône et l'eau froide, commune de Noville. Rapport final (Récapitulation et conclusions), LHYDREP-H295, Nov. 1975. 11 S. (Polykopie).

BRUSCHIN J., FALVEY H., 1975/76: Vagues de vent sur un plan d'eau confiné. Considérations générales et application au Léman (Petit-Lac). Communication du Laboratoire d'Hydraulique de l'EPFL. Bull. Techn. Suisse Romande *101(14)*, 225-232 und *102(2)*, 24-27.

BRUSCHIN J., KLÖTZLI F., 1977: Dragages lacustres et recul des roselières. Assos. Int. de Recherches Hydrauliques (IAHR-AIRH), XVIIe Congrès, Séminaire 6, Baden-Baden. 6 S., 4 Fig.

BURKHARDT O., 1967: Über den Wellendruck auf senkrechte Kreiszylinder. Mitt. Franzius-Inst. f. Wasserbau, TU Hannover, *29*, 59-201.

BURNAND J., 1980: Die Entwicklung des Röhrichts am Zürcher Ufer des Zürichsees. Jahresber. Verb. Schutze Landschaftsbildes Zürichsee *53*, 53-67.

BÜSCHING F., 1974: Über Orbitalgeschwindigkeiten irregulärer Brandungswellen. Mitt. Leichtweiß-Inst. f. Wasserbau TU Braunschweig *42*, 1-172.

CARDENAS M. L., 1978: Alternative Entsorgungstechnologie am Beispiel des Entsorgungsprojekts Othfresen - Ein Beitrag zur Entwicklung ländlicher Siedlungsgebiete in Industrie- und Entwicklungsländern. In: Beitr. zur chemischen Kommunikation in Bio- und Ökosystemen (Festschrift Prof. Kickuth). Lehrstuhl f. Ökochemie, Gesamthochschule Kassel, Witzenhausen. 294 S.

CHAPPELEAR I.E., BORGMAN L.E., 1958: The use of Stokes-Struik approximation for waves of finite height. Proc. 6th Conf. Coastal Eng., 252-280.

DANKERT J., 1977: Numerische Methoden der Mechanik. VEB Fachbuchverlag, Leipzig, und Springer, Wien/New York. 318 S.

DIETZE W., 1964: Seegangskräfte nicht brechender Wellen auf senkrechte Pfähle. Der Bauningenieur *39(9)*, 354-360.

DINKA M. 1986: The effect of mineral nutrient enrichment of Lake Balaton on the Common Reed (*Phragmites australis*). Folia Geobot. et Phytotax. *21*, 65-84.

DITTRICH A., WESTRICH B., 1988: Bodenseeurererosion: Bestandesaufnahme und Bewertung. Mitt. Inst. f. Wasserbau, Univ. Stuttgart, *68*. 168 S. + Anhang.

DRACOS TH., 1973: Hydraulik. Vorlesung von Prof. Dr. Th. Dracos. (2. Auflage). Verlag der Fachvereine an der ETH Zürich, Zürich. 256 S.

DURSKA B., 1970: Changes in the reed (*Phragmites communis* Trin.) condition caused by diseases of fungal and animal origin. Pol. Arch. Hydrobiol. *17 (30) (3)*, 373-396.

EMPA (Eidg. Materialprüfungs- und Versuchsanstalt, Zürich [jetzt: Dübendorf]), 1955: Über den Einfluss von Wassergehalt, Raumgewicht, Faserstellung und Jahrringstellung auf die Festigkeit und Verformbarkeit schweizerischen Fichten-, Tannen- Lärchen- Rotbuchen- und Eichenholzes. Bericht *183*.122 S.

FALVEY H.T., 1974: Prediction of Wind Wave Heights. J. Harbors & Coast. Eng. Div. ASCE *100*, WW1, 1-12.

GAMS H., 1942: Die Höhengrenzen der Verlandung und des Moorwachstums in den Alpen. Abh. Nat. Ver. Bremen *32*, 115-132 + 12 Fig. im Anh.

GLOOR K., 1975: Röhricht , Versuche - Pflanzungen - Projekte - Offerten. Jahresbericht pro 1972 mit Ergänzungen pro 1973-75 [zu Handen des Geobot. Inst. ETH, Stiftung Rübel, Zürich]. 2 Konv. 103 + 91 S. (Polykopie).

GRÜNBERGER M., 1978: Der Rückzug des Schilfröhrichts am thurgauischen Bodenseeufer. (Fotogrammetrische Auswertung von Luftbildern 1945-1977.) Amt für Raumplanung des Kantons Thurgau, 66 S. + Beilagen (Polykopie).

GRÜNIG A., 1975: Lochbildungen im Röhricht (dargestellt anhand des Rückgangs des Schilfbe-

standes in Altenrhein [Bodensee] von 1926-1974). Diplomarb. Geobot. Inst. ETH, Stiftung Rübel, Zürich. 66 S. + Anhang (Polykopie).

GRÜNIG A., 1980: Unsere Seeufer in Vergangenheit und Gegenwart. Jahresber. Verb. Schutze Landschaftsbildes Zürichsee *53*, 15-34.

GUNTLI A., 1979: Arbeitsprotokoll. 3 S. (Polykopie).

GUNTLI A., 1989: Zur Histologie und Morphologie des Schilfhalmes in Zusammenhang mit dem Schilfrückgang am Bodensee. Diss. Geobot. Inst. ETH, Stiftung Rübel, Zürich. 55 S. (im Druck).

HARTMANN H., 1969: Das Stabgitter in instationärer Bewegung. Mitt. TU Berlin *69*. 118 S.

HEGI G., 1936: Die illustrierte Flora Mitteleuropas *1*. (2. Aufl.). Lehmanns Verlag, München. XXIV+528 S.

HEJNY S. (Hrsg.), 1973: Ecosystem study on the wetland biome in Czechoslovakia. Czechosl. PT-PP/IBP Rep. Trebon *3*.

HENNING M., KOHL S., 1981: Toxische Blaualgen und ihre Toxine. Biol. Rundschau *19*, 217-229.

HESS H.E., LANDOLT E., HIRZEL, R., 1967: Flora der Schweiz *1*: *Pteridophyta* bis *Caryophyllacea*. Birkhäuser, Basel/Stuttgart. 858 S.

HUBER A., 1976: Grenzen der Froud'schen Ähnlichkeit bei der Nachbildung flacher Wasserwellen im hydraulischen Modell. Mitt. Versuchsanst. f. Wasserbau, Hydrologie u. Glaziologie, ETH Zürich, 58 S.

HÜRLIMANN H., 1951: Zur Lebensgeschichte des Schilfs an den Ufern der Schweizer Seen. Beitr. Geobot. Landesaufnahme Schweiz *30*. Huber, Bern. 232 S.

HURTER H.-U., 1972: Nahrung und Ernährungsweise des Blässhuhns am Sempachersee. Orn. Beob. *69(3/4)*, 125-149.

INGOLD P., HOFER S., WIESER R., 1985: Zur Erfolgskontrolle naturschützerischer Massnahmen am Beispiel der Schilfentwicklung im Naturschutzgebiet Gwattlischenmoos nach dem Aufstellen von Zäunen - eine Zwischenbilanz. Kap. 5 in: Naturschutzinspektorat des Kantons Bern, Bericht 1984. Mitt. Naturf. Ges. Bern, N. F. *42*, 38-41.

IWAGAKI Y., SAKAI T., 1970: Horizontal water particle velocity of finite amplitude waves. Proc. 12th Conf. Coastal Eng. *1*, 309-325.

JESCHKE L., 1976: Veränderungen des Röhrichtgürtels der Seen in unseren Naturschutzgebieten. Naturschutzarbeit in Mecklenburg *19*, 49-52.

KICKUTH R., 1975: Jahresbericht 1974 zum Modellprojekt "Othfresen". Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar [BRD]. 23 S. (Polykopie).

KICKUTH R., 1976: Jahresbericht 1975 zum Modellprojekt "Othfresen". Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar. 26 S. (Polykopie).

KICKUTH R., 1977: Jahresbericht 1976 zum Modellprojekt "Othfresen". Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar. 33 S. (Polykopie).

KICKUTH R., 1978: Jahresbericht 1977 zum Modellprojekt "Othfresen". Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar. 24 S. (Polykopie).

KICKUTH R., 1979: Jahresbericht 1978 zum Modellprojekt "Othfresen". Gemeinde Liebenburg, Landkreis Goslar. 45 S. (Polykopie).

KINSMAN B., 1965: Wind waves; their generation and propagation on the ocean surface. Prentice-Hall Inc.,Englewood Cliffs N.J. XXIII+676 S.

KLAFS G., 1971: Gutachtliche Stellungnahme über Grenzwerte für den Sportbootverkehr auf dem Tollensee vom 8. 4. 1971. Inst. Landschaftsforschung und Naturschutz, Halle/Saale. (Polykopie; zitiert nach PRIES 1984.)

KLÖTZLI F., 1967: Umwandlung von Moor und Sumpfgesellschaften durch Abwässer im Gebiet des Neeracher Riets. Ber. Geobot. Inst. ETH, Stiftung Rübel, Zürich *37*, 104-112.

KLÖTZLI F., 1969: Über die Ursachen des Schilfsterbens. Naturschutz Oberschwaben-Bodensee-Hegau *10*, 7-9.

KLÖTZLI F., 1971: Biogenous influence on aquatic macrophytes, especially *Phragmites communis*. Hidrobiologia *12*, 107-111.

KLÖTZLI F., 1974: Über Belastbarkeit und Produktion in Schilfröhrichten. Verh. Ges. f. Ökologie Saarbrücken 1973, 237-247.

KLÖTZLI F., 1975: Naturschutz im Flughafengebiet - Konflikte und Symbiose. Flughafeninformation Nr. 3, 3-12.

KLÖTZLI F., 1976: Naturschutz im Flughafen Kloten. Strasse und Verkehr *62(2)*, 49-51.

KLÖTZLI F., 1980: Unsere Umwelt und wir. Eine Einführung in die Ökologie. Hallwag, Bern/Stuttgart. 320 S.

KLÖTZLI F., GRÜNIG A., 1976: Seeufervegetation als Bioindikator. Daten u. Dok. z. Umweltschutz *19*, 109-131.

KLÖTZLI F., ZÜST SUSANNE, 1973a: Nitrogen regime in reed-beds. Pol. Arch. Hydrobiol. *20*, 131-136.

KLÖTZLI F., ZÜST S., 1973b: Conservation of reed-beds in Switzerland. Pol. Arch. Hydrobiol. *20*, 229-235.

KOVÁCS M., 1976: Die Bedeutung der Balaton-Uferzone für den Umweltschutz am See. Acta Bot. Acad. Scient. Hungarica *22(1/2)*, 85-105.

KRAUSS M., 1979: Zur Nahrungsökologie des Bläßhuhns *Fulica Atra* auf den Berliner Havelseen und der Einfluß von Bläßhuhn und Bisamratte *Ondata zibethicus* auf das Schilf *Phragmites communis*. Anz. orn. Ges. Bayern *18(2/3)*, 105-144.

KRISCH H., 1978: Die Abhängigkeit der *Phragmites*-Röhrichte am Greifswalder Bodden von edaphischen Faktorern und von der Exposition des Standortes. Arch. Naturschutz und Landschaftsforschung, Berlin *18(3)*, 121-140.

KRISCH H., 1980: Zur Schädigung einiger *Phragmites*-Bestände am Greifswalder Bodden durch *Lipara* Meigen. Arch. Naturschutz und Landschaftsforschung, Berlin *20(3)*, 167-170.

KRISCH H., KRAUSS N., KAHL M., 1979: Der Einfluß von Schnitt und Frost auf Entwicklung und Biomasseproduktion der *Phragmites*-Röhrichte am Greifswalder Bodden. Folia Geobot. Phytotax., Praha, *14*, 121-144.

LACHAVANNE J. B., CHOULAT C., MUNTEANU A., 1974: Etude de l'évolution de la basse plaine du Rhône, objet naturel d'importance nationale. Diplomarb. Inst. du Génie de l'Environnement, EPF Lausanne (Polykopie).

LACHAVANNE J. B., CHOULAT C., MUNTEANU A., 1975: Etude de l'évolution de la basse plaine du Rhône, objet naturel d'importance nationale. I. Situation et évolution du site. Bull. Techn. Suisse Romande *101(18)*, 275-281.

LACHAVANNE J. B., CHOULAT C., MUNTEANU A., 1976: Etude de l'évolution de la basse plaine du Rhône, objet naturel d'importance nationale. II. Les causes. Bull. Techn. Suisse Romande *102(1)*, 1-11.

LANDESRATSAMT BODEENSEEKREIS, 1988: Information zur Schilfsanierungsmaßnahme "Süßenmühle" Gemeinde Sipplingen am Bodensee. 10 S. (Polykopie).

LEHN H., 1972: Das Bodensee-Pelagial unter der zunehmenden Nährstoffbelastung. Tagungsber. Ges. f. Ökologie, Gießen 1972, 77-84. (Zitiert nach GRÜNIG 1980.)

LE MÉHAUTÉ B., DIVOKY D., LIN A., 1968: Shallow water waves: A comparison of theories and experiments. Proc. 11th Conf. Coastal Eng. *1*, 86-107.

LIANG N. K., 1973: Über den Einfluß des Windfeldes bei der Wellenvorhersage. Mitt. Franzius-Inst. f. Wasserbau TU Hannover *39*, 218-323.

LONGUET-HIGGINS M. S., 1952: On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Marine Res. *11(3)*, 245-266.

MARKO H., 1982: Methoden der Systemtheorie. Die Spektraltransformationen und ihre Anwendungen. Nachrichtentechnik *1*(2. Aufl.). XVII+224 S.

MORET J.-L., 1978: Influence des ouvrages de protection sur les roselières de la région des Grangettes. Rapp. à la LSPN (Ligue Suisse pour la protection de la Nature - Schweiz. Naturschutzbund). 20 S. + Abb. (Polykopie).

MORET J.-L., 1979: Les Grangettes. Objet naturel d'importance nationale. Les roselières lacustres. Rapp. à la LSPN. 24 S. + Abb. (Polykopie).

MORET J.-L., 1980: Les Grangettes. A propos de la régression des roselières lacustres. Rapp. à la LSPN. 91 S. + Abb. (Polykopie).

MORET J.-L., 1981: Les Grangettes. Carte des roselières lacustres 1976/77-1981, secteur Villeneuve-Les Grangettes. Rapp. à la LSPN. 11 S. + Anh. + Karte (Polykopie).

MORET J.-L., 1982: Evolution des roselières lacustres de la reégion des Grangettes entre 1976 et 1982. Bull. Soc. Vaud. Sci. nat. *76(362)*, 185-195.

MURPHY K. J., EATON J. W., 1983: Effects of pleasure-boat traffic on macrophyte growth in canals. J. Appl. Ecol. *20*, 713-729.

NEUMANN G., 1953: On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind generated sea. Beach Erosion Board, Technical Memorandum *43*, Washington. (Zitiert nach SCHÜTTRUMPF 1973.)

OSTENDORP W., 1981: Schilfpflege am Bodensee-Untersee - Arbeitsbericht 1980. Limnolog. Inst. Univ. Konstanz. 60 S. (Polykopie).

OSTENDORP W., 1982: Konstanzer Methoden der Röhrichtforschung. Ber. Limnol. Inst. Univ. Konstanz. 75 S.

OSTENDORP W., 1983: Auswirkungen von Schilfpflegemaßnahmen (Winterschnitt und Brand) auf Schilfbestand und Sedimentoberschicht am Bodensee-Untersee. Abschlußber. Limnol. Inst. Univ. Konstanz. 186 S.

OSTENDORP W., 1986: Schilfrückgang am Bodensee-Untersee. - Ursachen, Gegenmaßnahmen. Diss. Univ. Freiburg i.Br. (im Druck).

OSTENDORP W., 1987: Die Auswirkungen von Mahd und Brand auf die Ufer-Schilfbestände des Bodensee-Untersees. Natur und Landschaft *62 (3)*, 99-102.

PIERSON W. J. JR., NEUMANN G., JAMES P.W., 1955: Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. US Navy hydrographic office, publ. no. *603*. XXII+284 S.

PLATE E. J., GOODWIN C. R., 1966: The influence of wind in open channel flow. Coastal Engineering. Sta. Barbara Spec. Conf., Oct. 1965, New York. Am. Soc. Civil Eng, 391-423.

PRANDTL, L., 1956: Führer durch die Strömungslehre. (4. Aufl.). Vieweg & Sohn, Braunschweig. XIV+407 S.

PRESS H., 1962: Seewasserstraßen und Seehäfen. Wasserstraßen und Häfen 2. Wilh. Ernst & Sohn, Berlin. VIII+942 S.

PRESS H., SCHRÖDER R., 1966: Hydrodynamik im Wasserbau. Wilh. Ernst & Sohn, Berlin. 548 S.

PRIES E., 1984: Verlauf, Umfang und Ursachen des Röhrichtrückganges an uckermärkischen Seen und seine Auswirkungen auf Rohrsängerbestände. Naturschutzarbeit in Mecklenburg *27(1/2)*, 3-19, 72-82.

PRIES E., 1985: Allgemeine Ursachen des Röhrichtrückganges. Naturschutzarbeit in Mecklenburg *28(2)*, 69-74.

RAGHI-ATRI F., 1976: Einfluß der Eutrophierung auf den Befall von *Phragmites communis* Trin. durch die Mehlige Pflaumenblattlaus (*Hyalopterus pruni* Geoffr.) in Berlin. Zeitschr. angew. Zoologie *63(3)*, 365-374.

RAGHI-ATRI F., 1976/77: Ökologische Beobachtungen an der Zweipunkt Schilfeule (*Archanara [Nonagria] geminipunctata* Haw.) in Berliner Schilfbeständen (*Phragmites communis* Trin.). Teil 1: Beobachtungsflächen und Befall. Sitzungsber. Ges. Naturf. Freunde Berlin *16*, 145-150. Teil 2: Befall, Standortsfaktoren und Eisbildung. Sber. Ges. Naturf. Freunde Berlin *17*, 51-58.

RAGHI-ATRI F., 1977: Stickstoffgehalt des Wassers aus Schilfbeständen der Berliner Havel unter Berücksichtigung des Eutrophierungsgrades. Der Gesundheitsingenieur *98(9)*, 226-229.

RAGHI-ATRI F., 1979: Zur Verbreitung des Brandpilzes *Ustilago grandis* Fries in Berliner Schilfbeständen (*Phragmites communis* Trin.). Nova Hedwigia (Braunschweig) *31*, 357-367.

RAGHI-ATRI F., BORNKAMM R., 1978: Wachstum und chemische Zusammensetzung von Schilf im Freiland bei unterschiedlicher Gewässerbelastung. Verh. Ges. f. Ökologie Kiel 1977 *6*, 357-360.

RAGHI-ATRI F., BORNKAMM R., 1979: Wachstum und chemische Zusammensetzung von Schilf (*Phragmites australis*) in Abhängigkeit von der Gewässereutrophierung. Arch. Hydrobiol. *85(2)*, 192-228.

RAGHI-ATRI F., BORNKAMM R., 1980: Über Halmfestigkeit von Schilf (*Phragmites australis* [Cav.] Trin. ex Steudel) bei unterschiedlicher Nährstoffversorgung. Arch. Hydrobiol. *90(1)*, 90-105.

RAICHLEN F., 1965: Wave-induced oscillations of small moored vessels. W.M. Keck-Laboratory of Hydraulic and Water Res., Calif. Inst. of Technology, Pasadena, Rep. *K H-R-10*. 103 S.

RAYNER J. N., 1971: An introduction to spectral analysis. Monographs in spatial and environmental systems analysis *2*. Pion Ltd., London. 174 S.

REBER U. (ohne Jahr, nach 1979): Ökologische Untersuchungen in der Elfenau unter besonderer Berücksichtigung des Schilfrückgangs. Liz. Arb. Zoolog. Inst. Univ. Bern, Abt. Umweltbiologie. 117 S. (Polykopie).

RESIO D. T., VINCENT CH. L., 1976: Design wave information for the great lakes. U.S. Army Eng. Waterways Exp. Stat., (Rep. *5*), Techn. Report H-76 - 1. 48 S. + 160 S. Anh.

RODEWALD-RUDESCU L., 1974: Das Schilfrohr (*Phragmites communis* Trinius). Die Binnengewässer *27*. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart. 302 S.

RUDESCU L., 1965: Biologische Probleme der Schilfrohrkultur und ihre Anwendung in nahestehenden Wirtschaftszweigen (rumänisch). Progr. Sti., Centrul Doc. Acad. R.S.R., Bukarest, 41-46.

RUDESCU L., NICULESCU C., CHIVU P. I., 1965: Die Monographie des Schilfrohrs (rumänisch). Edit. Acad. R.S.R., Bukarest. 542 S.

SCHAAD F., 1980: Zur Konstruktion von schwimmenden Hafenmolen. Schweiz. Ingenieur u. Architekt *98*, 3-8.

SCHANZ F., 1980: Die Entwicklung von Schilfbeständen am unteren Zürichsee 1979/80 in Beispielen. Vjschr. Natf. Ges. Zürich *125(4)*, 393-406.

SCHIFFERLI L., 1978: Halmknospen vom Schilf als Nahrung des Blässhuhns am Sempachersee. Orn. Beob. *75(1)*, 42-44.

SCHLICHTING H., 1968: Grenzschicht-Theorie. (5. Aufl.). Braun, Karlsruhe. XVI+736 S.

SCHMID P., 1980: Landschaftswandel und Nutzungskonflikte am Greifensee-Ufer. Diplomarb. Geogr. Inst. ETH Zürich. 80 S. (Polykopie).

SCHRÖDER R., 1973: Die Freisetzung von Pflanzennährstoffen im Schilfgebiet und ihr Transport in das Freiwasser am Beispiel des Bodensee-Untersees. Arch. Hydrobiol. *71*, 145-158.

SCHRÖDER R., 1976: Der gegenwärtige Zustand der Schilfgebiete des Bodensee-Untersees. Ber. Inst. f. Seenforschung u. Fischereiwesen d. Landesanst. f. Umweltschutz Baden-Württemberg. 27 S. (Polykopie).

SCHRÖDER R., 1979: The decline of reed swamps in Lake Constance. Symp. Biol. Hung., Budapest, *19*,43-48.

SCHRÖDER R., 1987: Das Schilfsterben am Bodensee-Untersee. Beobachtungen, Untersuchungen und Gegenmaßnahmen. Arch. Hydrobiol. *76* (Suppl.), 53-100.

SCHRÖTER C., KIRCHNER O., 1896: Die Vegetation des Bodensees. Kommissionsverlag Ver. f. Gesch. d. Bodensees (Stettner), Lindau i.B., Teil *1*, 122 S.

SCHRÖTER C., KIRCHNER O., 1902: Die Vegetation des Bodensees. Kommissionsverlag Ver. f. Gesch. d. Bodensees (Stettner), Lindau i.B., Teil *2*, VIII+86 S.

SCHÜTTRUMPF R., 1973: Über die Bestimmung von Bemessungswellen für den Seebau am Beispiel der südlichen Nordsee. Mitt. Franzius-Inst. f. Wasserbau TU Hannover *39*, 1-217.

SEIDEL K., 1967: Biologischer Schutz unserer Seen durch Pflanzen. Österr. Fischerei *20*, 3–7.

SIESSEGGER B., 1984: Referat und Ausführungen zu den Schilfschutzmaßnahmen am Bodensee-Obersee anlässlich der Tagung der Schilfgruppe D/A/CH vom 15./16. 5. 1984.

SILVESTER R., 1974: Coastal engineering. Elsevier Scientific Publ. Comp., Amsterdam. *1*, XIII+457 S., *2*, XII+338 S.

SKOVGAARD O., SVEDNDSEN I. A., JONSSON I. G., BRINK-KJÆR O., 1974: Sinusoidal and cnoidal gravity waves. Formulae and tables. Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Techn. Univ. of Denmark, Lyngby. 6 S.

STEINBERG CH. 1977: Die Bedeutung des Röhrichts an Gewässern. Garten und Landschaft *87(8)*, 498-505.

STRAUB M., 1984: Schilfbestände, Ufervegetation - Bedeutung für die Fischerei. Kurzfassung des Referates. Jahresber. Verb. Schutze Landschaftsbildes Zürichsee *57*, 16-21.

STRUIK D. J., 1926: Détermination rugoureuse des ondes irrationelles périodiques dans un canal à profondeur finie. Math. Ann. *XCV*, 595-634.

STÜSSI B., 1978: Einfluss des Blässhuhns (*Fulica atra*) auf die Entwicklung des Schilfbestandes im Naturschutzgebiet Gwattlischenmoos. Liz. Arb. Ethologische Station Univ. Bern. 48 S. (Polykopie).

STÜSSI F., 1962: Baustatik. Band I: Statisch bestimmte Systeme, Spannungsberechnung, Elastische Formänderungen, Stabilitätsprobleme, Seile. Lehr- und Handbücher der Ingenieurwissenschaften *1* (3. Aufl.). Birkhäuser, Basel /Stuttgart. 376 S.

SUKOPP H., 1963: Die Ufervegetation der Havel. Hrsg. Sen. Bau und Wohnungswesen Berlin, Berlin. 40 S. + Abb. + Kart.

SUKOPP H., 1971: Effects of man, especially recreational activities on littoral macrophytes. Hidrobiologia *12*, 331-340.

SUKOPP P H., 1973: Conservation of wetlands in Central Europe. Pol. Arch. Hydrobiol. *20*, 223-228.

SUKOPP H., KUNICK W. (Hrsg.), 1968: Veränderungen des Röhrichtbestandes der Berliner Havel 1962-1967. Sen. Bau und Wohnungswesen Berlin, Abt. VII E, Wasser- und Schiffahrtswesen, Berlin. 66 S.

SUKOPP H., MARKSTEIN B., 1981: Veränderungen von Röhrichtbeständen und -pflanzen als Indikatoren von Gewässernutzungen, dargestellt am Beispiel der Havel in Berlin (West). Limnologia (Berlin) *13(2)*, 459-471.

SUKOPP H., MARKSTEIN B., TREPL L., 1975: Röhrichte unter intensivem Großstadteinfluß. Beitr. naturk. Forsch. Südw.-Deutschland *34*, 371-385.

SZCZEPANSKI A., 1970: Methods of morphometrical and mechanical characteristics of *Phragmites communis* Trin. Pol. Arch. Hydrobiol. *17(30) (3)*, 329-335.

THOMAS E. A., 1972: Schilfbestand wird Autoparkplatz der Stadt Zürich. Vjschr. Natf. Ges. Zürich *117(4)*, 381-383.

TOBLER F., 1943: Stengelbau, Festigkeits- und Verwertungsunterschiede beim Schilfrohr (*Phragmites communis* Trin.). Angew. Bot. *25*, 165-177.

TROLLIET M., 1980: A propos de l'influence de l'eutrophisation sur les tissus de soutien du roseau (*Phragmites communis*) aux Grangettes. Trav. de certificat Univ. de Lausanne. 10 S. (Polykopie).

TSUCHIYA Y., YAMAGUCHI M., 1972: Horizontal and vertical water particle velocities induced by waves. Proc. 13th Conf. Coastal Eng. *1*, 555-568.

UTZ R., 1978: Wie es zum "Entsorgungsprojekt Othfresen" kam oder: Auch Emotion kann Gutes bewirken. In: Beitr. zur chemischen Kommunikation in Bio- und Ökosystemen (Festschrift Prof. Kickuth). Lehrstuhl f. Ökochemie, Gesamthochschule Kassel, Witzenhausen. 294 S.

U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER, 1966: Shore protection, planning and design (3. Aufl.). Techn. Rep. *4*. 580 S.

VAN DER LINDEN M.J.H.A., 1980: Nitrogen economy of reed vegetation in the Zuideljik Flevoland Polder. I. Distribution of nitrogen among shoots and rhizomes during the growing sea-

son and loss of nitrogen due to fire management. Oecol. Plant. *15*, 219-230.

WAGNER G., 1970: Die Zunahme der Belastung des Bodensees. gfw-wasser/abwasser *111(9)*, 485-487.

WASSERWIRTSCHAFTSAMT RAVENSBURG 1988: Schilfgebiet an der Seefelder Aach Mündung. 3 S. (Polykopie).

WATTENHOFER R., 1980: L'assimilation-fixation de nutriments avec une culture expérimentale de macrophytes (*Phragmites Australis*) dans le but d'épurer des eaux usées. Gas-Wasser-Abwasser *60(5)*, 190-195.

WIEGEL R. L., 1964: Oceanographical engineering. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs N.J. XI+532 S.

WILDI O., 1976: Geobotanische Bestandesaufnahme der ALA-Reservate. Bericht zu den Vegetationskarten mit besonderer Berücksichtigung der Veränderungen in den letzten Jahren sowie Vorschläge für Schutz- und Pflegemassnahmen. 141 S. + Karten (Polykopie).

ZIEGLER H., 1968: Mechanik. Band I: Statik der starren und flüssigen Körper sowie Festigkeitslehre. Lehr- und Handbücher der Ingenieurwissenschaften *5* (5. Aufl.). Birkhäuser, Basel/Stuttgart. 244 S.

ZIEGLER H., 1966: Mechanik. Band II: Dynamik der starren Körper und Systeme. Lehr- und Handbücher der Ingenieurwissenschaften *6* (4. Aufl.). Birkhäuser, Basel/Stuttgart. 213 S.

Adresse des Autors: Hans-Rudolf BINZ-REIST
Dipl. Bauing. ETH
Geobotanisches Institut ETH
Stiftung Rübel
Zürichbergstraße 38
CH-8044 Zürich

LISTE DER FIGUREN

Teil I

1.1. Gesamtbild eines Schilfhalmes. *S. 13.*
1.2. Schilfrhizom. *S. 14.*
1.3. Die Verbreitung der Rhizomschicht von *Phragmites* im Boden und ihre Anordnung. *S. 15.*
1.4. Querschnitte durch Sektoren von Sproßinternodien, etwas schematisiert. S. 16.
1.5. Querschnitt durch die Halmwand eines normalwüchsigen Schilfhalmes, etwa 50 cm über Grund. *S. 17.*
1.6. Zwischenknoten (Internodium) eines Schilfhalms. *S. 18.*
1.7. Längen der Internodien einer Serie von Schilfhalmen aus Altenrhein (Bodensee-Obersee). *S. 19.*
1.8. Aufbau und Zonierung eines natürlichen Seeufers. *S. 24.*
2.1. Erscheinungsformen von Schilfbeständen, schematisch, Aufriß und Grundriß. *S. 30.*
2.2. Vergleich zwischen der Entwicklung einiger Eutrophierungskriterien und dem Schilfrückgang. *S. 31.*
2.3. Einfluß einer Ufermauer. *S. 36.*
2.4. Wirkung einer Baggerung in der Uferbank. *S. 38.*
2.5. Beziehungsgefüge der die Seeufervegetation beeinflussenden Faktoren. *S. 41.*
2.6. Schematische Darstellung von möglichen Auswirkungen der Eutrophierung auf einen Schilfbestand. *S. 42.*
2.7. Stoppelfeld abgestorbener Schilfhalme vor einem Schilfbestand in Altenrhein (Bodensee-Obersee). *S. 49.*

TEIL II

1.1. Wirkung mechanischer Faktoren auf das Schilf. *S. 55.*
2.1. Definitionsskizze zum mathematischen Ansatz von KLÖTZLI (1974). *S. 58.*
3.1. Abnahme der Windgeschwindigkeit in einem Schilfbestand. *S. 64.*
3.2. Definitionsskizze für die Größen der Gleichung (31.1). *S. 65.*
3.3. Widerstandsbeiwert c_l (Luft) = c_w(Wasser) eines stationär umströmten Kreiszylinders in Abhängigkeit von der Reynolds'schen Zahl. *S. 66.*
3.4. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung zur Messung der Windkraft auf das Schilf im Windkanal. *S. 68.*
3.5. Windkanalversuche mit Schilf. *S. 69.*
3.6. Halterung für drei Schilfhalme im Windkanal. *S. 70.*
3.7. Halterung für einen Zehnerverband von Schilfhalmen im Windkanal. *S. 73.*
3.8. Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit. *S. 78.*
3.9. Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit für einen Verband von 10 bzw. 3 Schilfhalmen. *S. 79.*
3.10. Vergleich der Luftwiderstandsbeiwerte c_l in Funktion der Windgeschwindigkeit für den Verband von 10 Halmen, 3 Halme hintereinander und den Mittelwert der 5 Einzelhalme. *S. 80.*
3.11. Überlagerungsbild von je sieben Elementarwellen aus 15 punktförmigen Störungs-quellen. *S. 83.*
3.12. Die wichtigsten Abmessungen einer Welle. *S. 84.*
3.13. Beispiel einer Pegelaufzeichnung eines Wellenzuges und Abgrenzung der einzelnen Wellen nach dem Wellenkamm- und dem Nulldurchgangsverfahren. *S. 89.*

3.14. Spektrum der periodischen und der unperiodischen Schwingung. *S. 93.*
3.15. Definitionsskizze zu den Gleichungen (32.42) und (32.43). *S. 99.*
3.16. Vergleich von gerechneten und gemessenen Ausschlägen eines Kunststoffhalmes unter dem Einfluß von Wellen. *S. 103.*
3.17. Definitionsskizze zur Bestimmung der wirksamen Streichlänge. *S. 106.*
3.18. Ausbreitung einer (gedachten) Elementarwelle bei wehendem Wind. *S. 107.*
3.19. Winddruck auf eine schief angeblasene Fläche. *S. 108.*
3.20. Einteilung des Windfeldes in Zonen gleicher Windgeschwindigkeit und –richtung zur Berechnung der wirksamen Streichlänge nach Gl. (32.49). *S. 109.*
3.21. Abminderung der Länge eines Richtungsvektors um den unwirksamen Teil bei Geländeneigungen von mehr als 10° am gegenüberliegenden Ufer. *S. 109.*
3.22. Richtungsvektoren zur Berechnung der Streichlänge für das Versuchsfeld Altenrhein. *S. 111.*
3.23. Nomogramm zur Umrechnung von gemessenen Windgeschwindigkeiten auf eine andere Höhe über Grund. *S. 117.*
3.24. Wellengruppe als Überlagerung zweier Wellen mit ähnlicher Frequenz. *S. 127.*
3.25. Wellenhöhe, Gruppengeschwindigkeit und lokale Wellenlänge als Funktion der relativen Wassertiefe, bezogen auf die Tiefwasserwellenlänge L_0. *S. 129.*
3.26. Nomogramm zur Bestimmung der Parameter α und kl nach der sinusoidalen Theorie dritter Ordnung (Stokes III), in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/L_0'. *S. 131.*
3.27. Zusammenhang zwischen dem Spektrum des vollausgereiften Seegangs und jenem des entstehenden, bzw. wegen begrenzter Streichlänge oder Winddauer nur teilweise entwickelten Seegangs. *S. 137.*
3.28. Nomogramm zur Bestimmung der minimalen Frequenz f_k des teilweise entwicktelten Seegangs. *S. 138.*
3.29. Veränderung der Wellenform und –richtung bei einer plötzlichen Änderung der Wasertiefe *d*. *S. 139.*
3.30. Refraktion der Wellen bei stetig abnehmender Wassertiefe *d*. *S. 140.*
3.31. Schrittweise Konstruktion einer Orthogonalen zu den Wellenscheiteln bei nicht parallelen Höhenkurven des Untergrundes. *S. 141.*
3.32. Die Bewegung der Wasserteilchen, dargestellt am Beispiel einer flachen Welle im Tiefwasser. *S. 150.*
3.33. Die Bewegung der Wasserteilchen, dargestellt am Beispiel einer Welle im Übergangsbereich. *S. 151.*
3.34. Die Bewegung der Wasserteilchen, dargestellt am Beispiel einer Welle im Flachwasserbereich. *S. 151.*
3.35. Bei vergleichsweise kürzeren und höheren Wellen, wie sie in der Uferzone vorherrschen, sind die Bahnen der Wasserteilchen nicht mehr ganz geschlossen. *S. 151.*
3.36. Situation eines gedachten, auf der Welle mitwandernden Beobachters. *S. 153.*
3.37. Form einer Welle und Geschwindigkeitsprofil (waagrecht) unter dem Wellenscheitel, nach Airy-Laplace und nach Stokes III. *S. 155.*
3.38. Schwimmendes, festes Treibzeug (Treibholz und abgebrochene Schilfhalme) in einem Schilfbestand. *S. 164.*
3.39. Algenwatten in Schilfbeständen. *S. 165.*
3.40. Schematische Darstellung eines durch Treibzeug belasteten Schilfbestandes. *S. 167.*
3.41. Einzelne Phasen beim Überrollen eines Halmes durch festes Treibgut. *S. 167.*
3.42. Einzelne Phasen der Halmzerstörung durch ein Algenpaket. *S. 170.*
3.43. Definitionsskizze zu den Bewegungsdifferentialgleichungen des Treibzeugs. *S. 172.*
3.44. Definitionsskizze zu den Größen im Zusammenhang mit der momentanen Eintauchtiefe des Treibzeugs. *S. 175.*
3.45. Wellenmaschine an der VAW. *S. 179.*

3.46. Wellenrinne an der VAW. Draufsicht und Länsgsschnitt. *S. 180.*
3.47. Halterung der Plasticstäbe in der Wellenrinne der VAW. *S. 182.*
3.48. Modelltreibzeug. *S. 183.*
3.49. Laufende Versuche mit Kunststoffstäben in der Wellenrinne. *S. 184.*
3.50. Berechnete Ausschläge von Plasticstäben in positiver Richtung unter der Einwirkung von Wellen und Treibholz, in Abhängigkeit von den Schub- und Massenkoeffizienten G_d und G_m. Wellenperiode $T = 0{,}92$ s, Wellenhöhe $H = 16$ cm, Masse des Treibzeugs $M_T = 5{,}99$ kg. *S. 189.*
3.51. Berechnete Ausschläge von Plasticstäben in positiver Richtung... Wellenperiode $T = 0{,}92$ s, Wellenhöhe $H = 12$ cm, Masse des Treibzeugs $M_T = 5{,}99$ kg. *S. 190.*
3.52. Berechnete Ausschläge von Plastikstäben in positiver Richtung... Wellenperiode $T = 0{,}92$ s, Wellenhöhe $H = 12$ cm, Masse des Treibzeugs $M_T = 4{,}90$ kg. *S. 191.*
4.1. Schilfhalm mit den durch die Belastung verursachten Durchbiegungen. *S. 192.*
4.2. Abstraktion des Schilfhalmes zu einem Modell aus 4 starren Teilstäben, die durch elastische Gelenke untereinander verbunden sind. *S. 195.*
4.3. Beziehung zwischen dem Winkel zweier Teilstäbe und der mittleren Krümmung des entsprechenden Halmstücks. *S. 196.*
4.4. Mehrstäbemodell eines Schilfhalmes mit eingezeichneten Geschwindigkeiten der Stabmitten (Schwerpunkte) und der Stabenden. *S. 200.*
4.5. Verschiebung der äußeren Kräfte F infolge einer Elementarverschiebung $\delta\varphi_i$. *S. 205.*
4.6. Definitionsskizze für die zur Beschreibung des Zusammenwirkens von Treibzeug und Halm notwendigen Größen. *S. 209.*
4.7. Die an Halm und Treibzeug angreifenden Kräfte. *S. 211.*
4.8. Direkt auf den Halm wirkende Luft- und Wasserdrücke und ihre Zusammenfassung zu Einzelkräften (Knotenlasten). *S. 219.*
4.9. Lokale Einbiegung im Stab als Folge des Stoßes beim Zusammenprall von Treibzeug und Halm. *S. 221.*
4.10. Gegenüberstellung von Halmeigenschaften und Modellparametern. *S. 223.*
4.11. Definitionsskizze zur Berechnung der Federkonstanten. *S. 226.*
4.12. Schema des Rechenprogramms zur Simulation der Bewegungen eines Schilfhalmes. *S. 234.*
4.13. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes (Modell) unter der Einwirkung von Wellen, Wind und Treibzeug. Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 10$ cm, Wellenperiode $T = 1{,}25$ s. *S. 267.*
4.14. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 15$ cm, Wellenperiode $T = 1{,}53$ s. *S. 268.*
4.15. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 20$ cm, Wellenperiode $T = 1{,}76$ s. *S. 269.*
4.16. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 25$ cm, Wellenperiode $T = 1{,}97$ s. *S. 270.*
4.17. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 30$ cm, Wellenperiode $T = 2{,}16$ s. *S. 271.*
4.18. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 35$ cm, Wellenperiode $T = 2{,}33$ s. *S. 272.*
4.19. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 40$ cm, Wellenperiode $T = 2{,}49$ s. *S. 273.*
4.20. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 45$ cm, Wellenperiode $T = 2{,}65$ s. *S. 274.*
4.21. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST811, Wellenhöhe $H = 50$ cm, Wellenperiode $T = 2{,}79$ s. *S. 275.*
4.22. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST711, Wellenhöhe $H = 20$ cm, Wellenperiode $T = 1{,}76$ s. *S. 276.*

4.23. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST731, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 1,76 s. *S. 277.*
4.24. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST721, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 3,0 s. *S. 278.*
4.25. Berechnete Schwingung eines Schilfhalmes... Beispiel ST741, Wellenhöhe H = 20 cm, Wellenperiode T = 3,0 s. *S. 279.*
4.26. Darstellung der berechneten Halmschwingung in Seitenansicht. *S. 280.*
4.27. Nachgerechnete Schwingung von Plastikstäben unter der Einwirkung von Wellen und Treibholz. Schubkoeffizient G_d = 1,25; Massekoeffizient G_m = 1,0. *S. 282.*
4.28. Nachgerechnete Schwingung... G_m = 1,25. *S. 283.*
4.29. Nachgerechnete Schwingung... G_m = 1,50. *S. 284.*
4.30. Nachgerechnete Schwingung... G_m = 1,75. *S. 285.*
4.31. Nachgerechnete Schwingung... G_m = 2,00. *S. 286.*
4.32. Nachgerechnete Schwingung... G_m = 2,50. *S. 287.*
4.33. Berechnetes Biegemoment im Fußpunkt der Schilfhalme in Abhängigkeit von der Wellenhöhe H. Einfluß des Treibzeugs. Halme vom 27. 6. aus der Fläche 1.2 . *S. 288.*
4.34. Berechnetes Biegemoment... Einfluß des Treibzeugs. Halme vom 27.6. aus der Fläche 4.3 . *S. 289.*
4.35. Berechnetes Biegemoment... Einfluß des (fehlenden) Treibzeugs. Halme vom 13.6. aus den Flächen 1.2 und 4.3 . *S.290.*
4.36. Berechnetes Biegemoment... Einfluß des (fehlenden) Treibzeugs. Halme vom 23.7. aus den Flächen 1.2 und 4.3 . *S.291.*
4.37. Berechnetes Biegemoment... Einfluß der Wellenperiode T. Halme vom 27.6. aus den Flächen 1.2 und 4.3 . *S.292.*
4.38. Berechnetes Biegemoment... Einfluß der Biegesteifigkeit bzw. Jahreszeit. Halme aus den Flächen 1.2 und 4.3 . *S.293.*
4.39. Zeitliche Entwicklung von Durchmesser D, Biegesteifigkeit $E{\cdot}J$, Grenzmoment M_{Gr} und Bruchmoment M_{Br} der in den Beispielen verwendeten Halme. *S.294.*
4.40. Wellenhöhen, welche einmal ohne (H_0), einmal zusammen mit einem Treibholz von 6 kg Masse (H_T) ein gleich großes Biegemoment im Halmfuß bewirken, dargestellt in Funktion der Wellenhöhe H_0. Halme aus der Fläche 1.2 . *S.295.*
4.41. Wellenhöhen, ... Halme aus der Fläche 4.3 . *S.296.*

Teil III

1.1. Belastung und Beanspruchung eines Schilfhalmes. *S.332.*
1.2. Verformungen eines Stabelementes durch Querkraft undBiegemoment. *S.335.*
1.3. Gedachte, einzelne "Faser" aus dem Halmelement in belastetem und unbelastetem Zustand. *S.336.*
1.4. Belastetes Halmelement mit eingezeichenten Spannungen und Dehnungen. *S.337.*
1.5. Einfache Versuchsanordnung für einen Biegeversuch. *S.343.*
1.6. Kraft-Durchbiegungsdiagramm eines Biegeversuchs mit einem Schilfhalm. *S.343.*
1.7. Drei mögliche Prüfanordnungen für Schilfbiegeversuche, mit zugehörigen Auflagerkräften, Biegemomentverteilungen und Durchbiegungen. *S.346.*
1.8. Beispiel eines Biegeversuchs mit stufenförmiger Laststeigerung. *S.348.*
1.9. Beispiel eines Biegeversuchs mit stetiger Laststeigerung und automatischer Aufzeichnung von Kraft und Durchbiegung. *S.348.*
1.10. Ort eines Biegebruches in Abhängigkeit der Verläufe von Biegemoment und Festigkeit. S. *350.*
3.1. Schematische Darstellung der Prüfungseinrichtung für die Laborversuche an der EMPA. *S.355.*
3.2. Prüfeinrichtung für Festigkeitsmessungen an Schilf im Labor an der EMPA. *S.357.*

3.3. Photo der Prüfungseinrichtung für Schilfhalme an der EMPA. *S.358.*
3.4. Einfluß des Prüfdatums auf die Festigkeitsparameter ideelle Bruchspannung, ideelle Grenzspannung und ideeller Elastizitätsmodul. *S.361.*
3.5. Verlauf von Durchmesser *D*, Wanddicke *t* und Trägheitsmoment *J* entlang den ersten fünf Internodien je eines "dünnen" bzw. "dicken" Schilfhalmes. *S.363.*
3.6. Übersichtsplan des Schilffeldes in Altenrhein SG am Bodensee-Obersee mit eingezeichneten Entnahmestellen der Schilfproben. *S.365.*
3.7. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. *S.374.*
3.8. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. *S.375.*
3.9. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 23. 7. 79. *S.376.*
3.10. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 12. 8. 79. *S.377.*
3.11. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.378.*
3.12. Ideeller E-Modul... unterste Stücke 12. 8. 79. *S.379.*
3.13. Ideeller E-Modul... zweitunterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.380.*
3.14. Ideeller E-Modul... zweitunterste Stücke vom 12. 8. 79. *S.381.*
3.15. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S.382.*
3.16. Ideeller E-Modul der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S.383.*
3.17. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 13. 6. 79. *S.384.*
3.18. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 27. 6. 79. *S.385.*
3.19. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. *S.386.*
3.20. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. *S.387.*
3.21. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 23. 7. 79. *S.388.*
3.22. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 12. 8. 79. *S.389.*
3.23. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.390.*
3.24. Ideelle Bruchspannung... unterste Stücke vom 12. 8. 79. *S.391.*
3.25. Ideelle Bruchspannung... zweitunterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.392.*
3.26. Ideelle Bruchspannung... zweitunterste Stücke vom 12. 8. 79. *S.393.*
3.27. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S.394.*
3.28. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S.395.*
3.29. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 13. 6. 79. *S.396.*
3.30. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 27. 6. 79. *S.397.*
3.31. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. *S.398.*
3.32. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. *S.399.*
3.33. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 23. 7. 79. *S.400.*
3.34. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 12. 8. 79. *S.401.*
3.35. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.402.*
3.36. Ideelle Grenzspannung... unterste Stücke vom 12. 8. 79. *S.403.*
3.37. Ideelle Grenzspannung... zweitunterste Stücke vom 23. 7. 79. *S.404.*
3.38. Ideelle Grenzspannung... zweitunterste Stücke vom 12. 8. 79. *S.405.*
3.39. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S.406.*

3.40. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie. *S. 407.*
3.41. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 13. 6. 79. *S. 408.*
3.42. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Altenrhein in Funktion des Durchmessers, Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie vom 27. 6. 79. *S. 409.*
3.43. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 13. 6. 79. *S. 410.*
3.44. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 27. 6. 79. *S. 411.*
3.45. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 23. 7. 79. *S. 412.*
3.46. Grenzkrümmung der geprüften Schilfhalme aus Altenrhein vom 12. 8. 79. *S. 413.*
3.47. Situationsplan der Kläranlage Othfresen mit eingezeichneten Entnahmeorten für die Schilfproben. *S. 415.*
3.48. Zur Biegeprüfung geerntete Schilfhalme in Othfresen. *S. 416.*
3.49. Längen der für die Biegeversuche benützten Halme aus Othfresen. *S. 417.*
3.50. Ideeller E-Modul der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen. *S. 422.*
3.51. Ideelle Bruchspannung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen. *S. 423.*
3.52. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke. *S. 424.*
3.53. Ideeller E-Modul der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, zweitunterste Stücke. *S. 426.*
3.54. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke. *S. 428.*
3.55. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, zweitunterste Stücke. *S. 430.*
3.56. Ideelle Grenzspannung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen. *S. 432.*
3.57. Grenzkrümmung der im Labor geprüften Schilfhalme aus Othfresen. *S. 433.*
3.58. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke. *S. 434.*
3.59. Ideelle Grenzspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, zweitunterste Stücke. *S. 436.*
3.60. Grenzkrümmung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke. *S. 438.*
3.61. Grenzkrümmung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, zweitunterste Stücke. *S. 440.*
4.1. Schematische Darstellung der Prüfeinrichtung zur feldmäßigen Messung der Biegebruchfestigkeit. *S. 443.*
4.2. Behelfsmäßige Meßeinrichtung in Othfresen. *S. 443.*
4.3. Durchmesser der geprüften Schilfhalme aus Othfresen, unterste Stücke. *S. 447.*
4.4. Durchmesser der geprüften Schilfhalme aus Othfresen, zweitunterste Stücke. *S. 448.*
4.5. Ideelle Bruchspannung der mit der Federwaage geprüften Schilfhalme aus Othfresen. *S. 449.*
4.6. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, unterste Stücke. *S. 450.*
4.7. Ideelle Bruchspannung der Schilfhalme aus Othfresen in Funktion des Durchmessers, zweitunterste Stücke. *S. 452.*
4.8. Vergleich der Mittelwerte der ideellen Bruchspannung der Schilfhalme von Othfresen, gemessen im Labor und mit der Federwaage. *S. 454.*
4.9. Transportables Prüfgerät zur Messung der Biegesteifigkeit von Schilfhalmen. *S. 456.*
4.10. Vergleich der Biegesteifigkeit aller Halmstücke der Fläche 1 von Othfresen, gemessen je mit dem transportablen Meßgerät und im Labor. *S. 458.*

4.11. Vergleich der mit den beiden Methoden gemessenen Biegesteifigkeiten der Halmstücke aus der Fläche 1 von Othfresen. *S.459.*
5.1. Durch die Nachgiebigkeit am Halmfuß (elastische Einspannung) bewirkte Verschiebung in der Höhe des Wasserspiegels bei Belastung mit einer Horizontalkraft. *S.461.*
5.2. Schematische Darstellung der Versuchseinrichtung zur Messung des Einspanngrades im Feld. *S.463.*
5.3. Messung des Einspanngrades im Feld. *S.463.*
5.4. Fußdrehwinkel eines Schilfhalmes bei zunehmendener und anschließend wieder abnehmender Belastung. *S.464.*
5.5. Einspanngrad in Funktion der Biegesteifigkeit des ungefähr 60 cm langen untersten Halmstücks. *S.467.*
5.6. Mittlere Biegesteifigkeit $E{\cdot}J$ der 60 cm langen Halmstücke in Funktion des Durchmessers. *S.469.*

Teil IV

2.1. Schwimmbalken als "Röhrichtsperre" nach SUKOPP (1973). *S.486.*
2.2. Schwimmende Röhrichtsperre in Altenrhein SG ("Schutzhag"). *S.488.*
2.3. Doppelreihiger Flechtzaun für das Schilfgebiet an der Seefelder Aachmündung. *S.492.*

LISTE DER TABELLEN

Teil II

3.1. Luftwiderstandsbeiwerte c_l der untersuchten Schilfhalme bzw. Verbände von Halmen. *S. 77.*

3.2. Richtungsvektoren für das Windfeld vor dem Versuchsfeld in Altenrhein. *S. 112.*

3.3. Funktionswerte zur Berechnung der Wellenparameter in Abhängigkeit von der Wassertiefe nach der linearen (sinusoidalen) Theorie. *S. 126.*

3.4. Funktionen der Wellentheorie dritter Ordnung nach STOKES, in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/d. *S. 297.*

3.5. H/H_0 in Funktion der relativen Wassertiefe d/L_0' und der relativen Wellenhöhe H/L_0'. *S. 132.*

3.6. X_k in Funktion des Verhältnisses von vorhandener zu maximal möglicher (vollentwickelter Seegang) Wellenenergie. *S. 138.*

3.7. Umrechnung eines Tiefwasserwellenspektrums auf begrenzte Wassertiefe. *S. 148.*

3.8. Gemessene Ausschläge in cm der oberen Stabenden bei den Versuchen mit Treibzeug. *S. 186.*

4.1. Halmeigenschaften und Modellparameter der für die Rechenbeispiele verwendeten Fälle. *S. 240.*

4.2. Übersicht über die für die Beispiele verwendeten Wellenhöhen, –perioden und –längen. *S. 245.*

4.3. Übersicht über die als Beispiele gerechneten Fälle. *S. 245.*

4.4. Berechnete Beanspruchung (Biegemoment) der im Text besprochenen Beispiele von Schilfhalmen, die durch Wellen, Wind und Treibzeug belastet werden. *S. 261.*

4.5. "Zulässige Wellenhöhen" der gerechneten Beispiele. *S. 266.*

Teil III

3.1. Durchmesser, ideeller Elastizitätsmodul und Biegesteifigkeit $E \cdot J$ der an der EMPA geprüften Abschnitte ganzer Halme aus Altenrhein. *S. 370.*

3.2. Durchmesser, ideeller Elastizitätsmodul und Biegesteifigkeit $E \cdot J$ der an der EMPA geprüften Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein. *S. 371.*

3.3. Durchmesser, ideelle Bruchspannung und Bruchmoment der an der EMPA geprüften Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein. *S. 371.*

3.4. Durchmesser, ideelle Grenzspannung und Grenzmoment der an der EMPA geprüften Einzelstücke aus der Höhe der Wasserlinie aus Altenrhein. *S. 371.*

3.5. Durchmesser, ideelle Bruchspannung und Bruchmoment der an der EMPA geprüften Abschnitte ganzer Halme aus Altenrhein. *S. 372.*

3.6. Durchmesser, ideelle Grenzspannung und Grenzmoment der an der EMPA geprüften Abschnitte ganzer Halme aus Altenrhein. *S. 373.*

3.7. Durchmesser, Biegesteifigkeit $E \cdot J$, Bruch- und Grenzmoment, ideeller Elastizitätsmodul, ideelle Bruch- und Grenzspannung der an der EMPA geprüften Halmstücke aus Othfresen. *S. 421.*

4.1. Durchmesser, Bruchmoment und ideelle Bruchspannung der mit der Federwaage geprüften Halmstücke aus Othfresen. *S. 446.*

5.1. Durchmesser, mittlere Biegesteifigkeit und Einspanngrad der untersuchten Schilfhalme. *S. 466.*

LIST OF FIGURES

Section I

1.1. Left: View of a reed plant (drawing A. HEGI). R = Rhizom; W = stem below water level; Ls = stem above water level ; HS = shoot; JS = young sprouts; AW = adventitious roots; Bl =leafs; Ä = panicle.
Right: Panicle (from HESS et al. 1967). *p. 13.*

1.2. Rhizome (from: RODEWALD-RUDESCU 1974). in = internode; n = node; ra = adventitious roots; r = roots; m = bud; t = stem; l = shoot; lt = terminal shoot. *p. 14.*

1.3. Rhizome layer of *Phragmites*. I = top, II = middle and III = lower layer. a = upper top layer whith roots of other species; b = lower top layer only with rhizomes of reed; 1÷4 cross sections of the rhizomes (from RODEWALD-RUDESCU 1974). *p. 15.*

1.4. Cross sections of internodes (sectors), somewhat simplified. a = rhizome; b = stem (from HÜRLIMANN 1951). *p. 16.*

1.5. Section through the shoot (50 cm above soil surface) of a plant growing under "normal" conditions. Note the vascular bundels and the strongly developed sclerenchym (dark shades) (from KLÖTZLI 1971). *p. 17.*

1.6. Internode of a reed stem (from RODEWALD-RUDESCU 1974). *p. 18.*
A: internode with leaf-sheats; 1 = internode; 2 = leaf-sheat; 3 = hairs; 4 = insertion point of the leaf-sheet on the node;
B: internode without leaf-sheet; 1,2 as A; 3 = bud; a = outer diameter of the internode;
C: longitudinal section through node and internode; 5 = node; 6 = external cylinder; 7 = inner parenchym; 8 = remainders of medullary parenchym; a = total diameter; a' = diameter of the big lumen; a" =diameter of the small lumen;
D-F: Development of a leaf.

1.7. Length of internodes of a series of reed stems from Altenrhein (Bodensee-Obersee). *p. 19.*

1.8. Structure and zones of a natural lake shore (from GRÜNIG 1980). *p. 24.*

2.1. Aspects of reed stands, schematic; elevation and ground-plan (from KLÖTZLI and GRÜNIG 1976). *p. 30.*
a normal reed;
b *"Schwanenschilf"* ('swan-reed'): reed belt divided into individual bushs by waterfowl and eutrophication (directly by algae and drift);
c secondary reed: stems broken by waves and drift, to some extent formation of secondary shoots.
Horizontal line in the elevation sketches: mean water level during summer time
Wavy line passing through: mean shore line during summer time
1 small density, single shoots, mostly 5 - 10/m^2;
2 normal density, mostly about 20 - 60/m^2 (cf. HÜRLIMANN 1951);
3 high density, local or within bushes, mostly about 60 - >100/m^2;
4 heavily matted by broken of stems and formation of secondary shoots.

2.2. Comparison between some criteria of eutrophication and decline of reed (according to LEHN 1972, modified and completed, from GRÜNIG 1980). *p. 31.*
PO_4-P: phosphate phosphorus concentration
NO_3-N: nitrate nitrogen concentration
Algen: Concentration of cells of plankton algae in 0÷10 m water depth
Crust: plankton crayfish beneath 1 dm^2 of water surface
Fische: total yield of fishery of the Bodensee
O_2: remainig content of oxygen in maximum depth

Sicht: sighting depth measured with Secci-discs
Schilf: surface of the reed stand near Altenrhein

2.3. Influence of a sea-wall (from BINZ 1980). *p.36.*
Top: In a natural state the wave is attenuated gradually within the reed stand (dashed line ——). Floating matter is deposited behind the reedswamp.
Bottom: The wall prevents wave attenuation. The waves are reflected and superposed on the new arriving waves. This increases the total wave height (dotted line ·····). Furthermore the floating matter is prevented from being transported away and is repeatedly thrown back on the reed.

2.4. Effect of dredging in the nearshore zone (from BINZ 1980). *p.38.*
Top: Situation of a natural beach: The wave-induced water particle motion reaches from the still water level down to the depth d_1 (large wave) and d_2 (small wave) respectively. When the water depth is smaller, friction between water and soil causes dissipation of energy. At the critical depth d_{1k} wave 1 is breaking, whereas the critical depth for wave 2 is reached only far behind the reedswamp (outside the figure). Until that point, this already smaller wave will be reduced sufficiently to cause no damage to the reed when breaking.
Bottom: The dredging hole (not in scale in the figure) has no influence on wave 2, because soil influences water particle motion only where the water depth is less than d_2. With regard to wave 1, there is no wave-reflecting beach and wave 1 reaches the landside of the dredging hole completely undamped. Here the water depth becomes abruptly less than d_{1k}: wave 1 is breaking. Reed stands on this site are greatly stressed.

2.5. Factors influencing shore vegetation (from GRÜNIG 1980). *p.41.*

2.6. Possible influences of eutrophication on a reed stand (from GRÜNIG 1980). *p.42.*

2.7. Stubble-field of dead reed plants in front of a reed stand at Altenrhein (Bodensee-Obersee). Note also the stems partly or completely pressed down by heavy of algae-mats. (winter 1977/78). *p.49.*

Section II

1.1. Effect of mechanical factors on reed. The thick arrows mark connections simulated by the mathematical model of the present study (after BINZ 1981). *p.55.*

2.1. Definition sketch for the matematical approach of KLÖTZLI (1974). *p.58.*

3.1. Decrease of wind velocity in a reedswamp according to data from RUDESCU (1965). The filled area within the rectangles corresponds to the local relative wind velocity based on the wind velocity u_0 outside of the reed stand. x [m] is the distance from the front line, h ist the height above water level. *p.64.*

3.2. Definition sketch of equation (31.1). *p.65.*

3.3. Drag coefficient c_l (air) = c_w(water) of a cylinder in steady flow versus Reynolds number (from BURKHARDT 1967). *p.66.*

3.4. Measurement of wind force on reed in the wind channel. Schematic view of the experimental layout. *p.68.*

3.5. Experiments with reed in the wind channel. *p.69.*
A. 10 stems, increasing wind velocity
B. 3 stems in a line, increasing wind velocity
C. 3 stems side by side, decreasing wind velocity. Note that the leaves remain in the wind direction, even when there ist no more wind ($u_l = 0$).

3.6. Hold for 3 stems in the wind channel. *p.70.*

3.7. Hold for 10 stems in the wind channel. *p.73.*

3.8. Drag coefficient c_l vs. wind velocity, from experiments on 17.10.79. *p.78.*

3.9. Drag coefficient c_l vs. wind velocity of 10 and 3 stems respectively (cf. 3.1.2.2), from experiments on 17.10.79 and 11.10. 79 respectively. *p.79.*

3.10. Comparison of drag coefficient c_l of 10 stems with c_l of 3 stems in a line and with the mean value c_l of 5 single stems, as a function of wind speed (at higher velocities only 4 and 3 stems respectively considered, see text). *p. 80.*
Top: values of c_l computed with eq. (31.8).
Bottom: values of $c_l^{\dagger}$ computed with eq. (31.11).

3.11. Superposition of 7 elementary waves from 15 sources (points). The circles represent the wave crests. The superposition creates parallel fronts travelling to the right and left hand side respectively. *p. 83.*

3.12. The principal dimensions of a wave. *p. 84.*

L	= wave length	$z_s(x,t)$	= height of water surface above ground
H	= wave height	$\zeta(x,t)$	= water surface elevation
d	= water depth	T	= wave period
x,z	= coordinates	t	= time

3.13. Sample record of the water level of a wave train, and discrimination of the individual waves according to the crest-to-crest method (top) and to the zero-crossing method (bottom) (from SCHÜTTRUMPF 1973). *p. 89.*

3.14. Spectrum of a periodic and an aperiodic oscillation. *p. 93.*
Left: Compostion of a periodic oscillation with three harmonics and spectrum (without considering a phase lag).
1 ÷ 3 harmonics
4 superposition of the three harmonics
5 spectum of amplitudes
Right: aperiodic oscillation and spectrum

3.15. Definition sketch to eqq. (32.42) and (32.43). *p. 99.*

3.16. Comparison of computed and measured amplitudes of a plastic stem. Diameter = 1 cm, wave heigt = 12 cm (top) and 16 cm (bottom) respectively. *p. 103.*
"*Totale Bewegung*" (total amplitude) = sum of positive and negative amplitude of the oscillation.
----- measured ——— computed with variable drag coefficent c_w.

3.17. Definiton sketch for computing the effective fetch in a given place *A*. *p. 106.*
f_i = length of a given direction vector (free water surface)
β_i = angle between the vector f_i and the wind direction

3.18. Propagation of a (supposed) elementary wave influenced by blowing wind. *p. 107.*

3.19. Air pressure on an inclined plane. *p. 108.*
p_0 = dynamic pressure of the wind
p_β = wind pressure on a plane inclined at β to the orthogonal of the wind direction

3.20. Division of the fetch into zones with equal wind velocity and direction, for the calculation of the effective fetch with eq. (32.49). *p. 109.*

3.21. Reduction of the direction vector by the ineffective part, if the opposite shoreland is inclined at more than 10°. *p. 109.*

3.22. Direction vectors of the fetch in front of the investigation area at Altenrhein. The reference direction is north, i.e. θ_i equals the azimuth of the direction vector *i*. *p. 111.*

3.23. Nomogramm for computing wind velocity at different levels above ground: vertical distribution of relative wind velocity, based on u_{10} at the reference level of 10 m above ground. Curve parameter is u_{10} (after PRANDTL and CHARNOCK). The curves according to eq. (32.66)with the exponents n mentioned in the text are also plotted. *p. 117.*
$n = 1/4$ ($z \leq 15$ m), and $n = 1/5$ ($z > 15$ m)
$n = 1/7$

3.24. Group of waves (dashed line) as a superposition of two waves with similar frequencies (full line). *p. 127.*
L = length of an individual wave
C = wave speed (velocity of propagation) of the individual wave
C_g = velocity of propagation of the wave group (group velocity)

3.25. Wave height, group velocity and local wave length as a function of relative water depth, based on deep water wave length L_0. *p. 129.*
H/H_0 local wave height/deep water wave height
C_g/C group velocity/wave velocity
d/L local water depth/local wave length

3.26. Parameters α and kl of 3rd order sinusoidal theory (Stokes III), as a function of relative water depth d/L_0' and relative wave height H/L_0' ($L_0' = g\,T^2/2\pi$). *p. 131.*

3.27. Relation between the spectrum of fully arisen sea and that of developing sea (small figure on top) and partly arisen sea because of limitation of fetch or duration of wind (bottom). *p. 137.*

3.28. Estimation of frequency f_k of partly arisen sea. $f_k = g\,X/(\pi \cdot u_l)$
(after KINSMANN 1965, from BRUSCHIN and FALVEY 1975/76). *p. 138.*

3.29. Change in wave form and direction due to an abrupt change of water depth *d. p. 139.*

3.30. Refraction on slopes with straight, parallel contours. *p. 140.*

3.31. Stepwise construction of an orthogonal vector to wave crests on a slope with non-parallel contours (the wave crests themselves are not plotted).The deep water wave direction (α_0) is determined by other factors, e.g. wind direction.
In this figure the construction of the orthogonal vector between contour 1 and contour 2 is shown (after SILVESTER 1974). *p. 141.*

3.32. Water particle motion induced by a deep water wave with small amplitude. The wave is plotted at time t_1 and t_2 (e.g. 1/2 s later). The water particle paths (orbits) are closed circles. The thick part of the circles represents the motion of some water particles between t_1 and t_2 (from BINZ 1980). *p. 150.*
(N.B.: The drawings in this and the following figures 3.33-3.35 are not in scale, wave height and diameter of the orbits are too large.)

3.33. Wave in transitional depth (water depth is less than the half of the wave length). The orbits are no longer circles but ellipses. On the ground, the particles oscillate horizontally. *p. 151.*

3.34. Shallow water wave (water depth is less than 1/25 of wave length). The ellipses are flatter, the amplitude of the horizontal motion ist almost uniform between ground and water surface. *p. 151.*

3.35. Steeper waves, predominating in the nearshore zone, cause a nonperiodic drift (the orbits are not closed). *p. 151.*

3.36. Situation of a supposed observer, travelling with the wave in point *B*. The choice of *B* is arbitrary, in this figure a wave crest has been chosen. *p. 153.*

3.37. Form of a wave (T = 3,3 s; d = 1 m; L = 10,6 m; H = 0,66 m, C = 3,2 m/s) and profile of horizontal particle velocity under the crest, according to linear or first order theory (Airy-Laplace) and third order sinusoidal theory (Stokes III). *p. 155.*
The figure shows that in this case the values given by linear theory for maximum surface elevation and maximum water particle velocity under the crest are too small, whereas the particle velocity on the ground is almost the same from either theory.

3.38. Rigid floating matter (drift-wood and broken reed stalks) in a reed stand (Photo: F. Klötzli). *p. 164.*

3.39. Algae mats in reed stands. *p. 165.*
Top: floating algae mat in reed stand near Küßnacht ZH (Photo: Amt für Gewässerschutz des Kantons Zürich).
Bottom: The algae rest on the inclined reed stems and pull them further down, when the water level falls. Because of the low water level during winter time the remains of dead reed plants become visible.

3.40. Schematic diagram of a reed stand stressed by floating matter (water side) (from BINZ 1978). *p. 167.*

3.41. Several phases of a reed stem being broken down by drift-wood(schematical; for sim-

plicity, only one stem has been drawn). In reality, the different phases are not clearly distinct from each other. *p. 167.*

3.42. Several phases of reed stem destruction by floating algae mats (schematical). Depending on the actual wave climate, there can be more or less time between the different phases. If the stem is more inclined, falling water level has a similar effect (cf. fig. 3.39.). *p. 170.*

3.43. Definition sketch of the differential equations describing drift motion. *p. 172.*

3.44. Definition sketch of the floating drift and its momentary immersion. (For practical reasons the water line has been drawn in this figure as a simple horizontal line.) *p. 175.*

3.45. Wave generator at the hydraulic laboratory of the Swiss Fed. Inst. of Technology (VAW). The vertical plate (top) acts as a piston and produces the waves. It is driven by two arms connected to independent Scotch yokes which are in turn driven through a pulley system by a variable speed motor with driver (bottom). *p. 179.*

3.46. Wave tank at VAW. Top view and longitudinal section. Cf. the following figures. *p. 180.*

3.47. Hold for the plastic stems in the wave tank of VAW. Top: top view and longitudinal section. Bottom: view through the lateral window. *p. 182.*

3.48. Experimental drift-wood. Top: Cross section and top view. Bottom: Photo taken through the lateral window of the wave tank. *p. 183.*

3.49. Running experiment with plastic stems in the wave tank. *p. 184.*

Top: photograph of an experiment without drift-wood (cf. chap. 3.2.1.4.). For better visibility in the photos, every second stem has been coloured white.

Bottom: Exposure time = 1 s (wave period = 0.92 s). The camera is installed at the height of the still water level. The tops of the three white stems are clearly visible.

3.50. Calculated positive amplitudes of plastic stems under the effect of waves and drift-wood (same situation as in the experiments) as a function of drag coefficient G_d and inertia coefficient G_m. Wave period $T = 0.92$ s, wave height $H = 16$ cm, mass of drift-wood $M_T = 5.99$ kg. *p. 189.*

- △ maximum amplitude during the whole period considered (23.5 s)
- □ maximum amplitude during the last 3 1/2 wave periods (3.3 s)
- o Average amplitude and number of considered oscillations during the last 3.3 s.
- ∞ Instability of the algorithm (this signifies that the drift-wood is thrown over the stems).

3.51. Calculated amplitudes as in fig. 3.50. with $T = 0.92$ s, $H = 12$ cm, $M_T = 5.99$ kg. *p. 190.*

3.52. Calculated amplitudes as in fig. 3.50. with $T = 0.92$ s, $H = 12$ cm, $M_T = 4.90$ kg. *p. 192.*

4.1. Reed stem with deflections $\delta(z)$ caused by load. $\delta'(z)$ is the tangent of the angle φ. *p. 195.*

4.2. Model of reed stem by a system of rigid bars (4 in this fig.) interconnected by elastic joints. The external forces F_i correspond to the load by wind, waves, drift-wood etc. *p. 195.*

4.3. Relation between the angle of two model bars and the mean curvature of the corresponding part of the real stem. *p. 196.*

4.4. Model of a reed stem with several bars; drawn in are the velocities of the centroid and the top of each bar. The external force F (divided in x- and z-components) need not necessarily act upon a joint. All linear components are positive in the direction of the plotted x- and z-axis, angles are positive in clockwise direction. *p. 200.*

4.5. Displacement of the external forces F due to a (small) elementary displacement $\delta\varphi_i$ (in this fig.: $\delta\varphi_2$). *p. 205.*

4.6. Definition sketch of the interaction of drift-wood and stem (in this example the q-th bar is the 3rd, the b-th is the 4th). *p. 209.*

4.7. Forces acting upon stem and drift. *p.211.*

Left: Forces exerted on the drift by the stem.

G_T''	weight of the drift occasionally reduced by buoyancy
W_x, W_z	dynamic water pressure
C	Coriolis force
Z_x, Z_z	driving force
N	normal force
R	friction

Right: forces exerted on the stem by the drift.

4.8. Air and water pressure acting directly upon the stem. In the model they are transformed to equivalent concentrated forces *W. p.219.*

4.9. Local deflection of the bar resulting from the collision of the drift wood with the stem. *p.221.*

4.10. Comparison of stem properties and parameters of the model with e.g. 3 bars. In this example, the stem properties are known at 7 measuring points. *p.223.*

4.11. Definition sketch for the calculation of spring stiffnesses. They are determined in such a way that the joints of the model lie on the real deflection line (i.e. the displacements of the joints under a given load are equal to the deflection of the stem in the corresponding points under the same load). Note that the figure is distorted in x-direction. *p.226.*

4.12. Flow chart of the computer program for simulating the motions of a reed stem (explanation see text). *p.234.*

4.13. to 4.25.: Computed oscillation of a reed stem stressed by waves, wind and drift-wood. The horizontal motion (x-direction) of the top of the model bars is plotted as a function of time (points 1 - 4). The position of the drift-wood is marked by T, the intersection of stem and water surface by W. Lines are drawn for the motion of the stem top (point 4) and the drift-wood (T) respectively. The asterisks (*) show the undisturbed water particle motion at stillwater level. See the small definition sketch within fig. 4.13.

4.13. Example ST811, wave height H = 10 cm, wave period T = 1,25 s. *p.267.*

4.14. Example ST811, wave height H = 15 cm, wave period T = 1,53 s. *p.268.*

Note that at first, the drift-wood does not touch the stem. The first strike happens at about t = 12 s and causes an amplitude of singular magnitude. The same is true in all cases, where the wave height does not exceed 25 cm, i.e. also for fig. 4.13., 4.15. and 4.16.

4.15. Example ST811, wave height H = 20 cm, wave period T = 1,76 s. *p.269.*

4.16. Example ST811, wave height H = 25 cm, wave period T = 1,97 s. *p.270.*

4.17. Example ST811, wave height H = 30 cm, wave period T = 2,16 s. *p.271.*

4.18. Example ST811, wave height H = 35 cm, wave period T = 2,33 s. *p.272.*

4.19. Example ST811, wave height H = 40 cm, wave period T = 2,49 s. *p.273.*

4.20. Example ST811, wave height H = 45 cm, wave period T = 2,65 s. *p.274.*

4.21. Example ST811, wave height H = 50 cm, wave period T = 2,79 s. *p.275.*

4.22. Example ST711, wave height H = 20 cm, wave period T = 1,76 s. *p.276.*

4.23. Example ST731, wave height H = 20 cm, wave period T = 1,76 s. *p.277.*

The weaker stems of plot 4.3 (in comparison with the stems of plot 1.2, ex. 711) show stronger motion under the same external conditions; however, the resulting forces (bending moment) are smaller (cf. tab. 4.4.).

4.24. Example ST721, wave height H = 20 cm, wave period T = 3,0 s. *p.278.*

The wave period in fig. 4.24. (T = 3 s) is almost twice as long as the wave period in fig. 4.22.; the amplitudes, however, are almost equal.

4.25. Example ST741, wave height H = 20 cm, wave period T = 3,0 s. *p.279.*

The wave period in fig. 4.25. (T = 3 s) is almost twice as long as the wave period in fig. 4.23.; the amplitudes, however, are almost equal.

4.26. Lateral view of computed stem oscillations (according to the definition sketch in fig.

4.13.). The same series of cases as in fig. 4.13. - 4.21. (example ST811) has been chosen. The vertical dashed lines mark time spaces approximately equal to one wave period. *p. 280.*

4.27. to 4.32.: Computed oscillation of plastic bars influenced by waves and drift-wood. The situation corresponds to the experiments executed in the wave tank at VAW (cf. chap. 3.3.4.). Different oscillations are obtained by varying inertia coefficient G_m. The drag coefficient is $G_d = 1{,}25$ in all of the 6 following figures. The mass of the drift-wood is $M_T = 5{,}99$ kg, the wave height $H = 16$ cm and the wave period $T = 0{,}92$ s. The drawings are analogous to those in fig. 4.13. - 4.25.

4.27. $G_m = 1{,}0$ *p. 282.*
4.28. $G_m = 1{,}25$ *p. 283.*
4.29. $G_m = 1{,}5$ *p. 284.*
4.30. $G_m = 1{,}75$ *p. 285.*
4.31. $G_m = 2{,}0$ *p. 286.*
4.32. $G_m = 2{,}5$ *p. 287.*

4.33. to 4.38. Computed bending moment at the foot of the stem vs. wave height, from the examples dealt with in the text.

Top: maximum value of the whole period considered (25 s).
Bottom: mean square value σ_M

4.33. Influence of (missing) drift-wood. Stems from plot 1.2 at 27. 6. *p. 288.*
------ (SO751): without drift-wood —— (ST711): drift-wood of 6 kg
-·-·-· (ST751): drift-wood of 12 kg

4.34. Influence of (missing) drift-wood. Stems from plot 4.3 at 27. 6. *p. 289.*
------ (SO731): without drift-wood —— (ST731): drift-wood of 6 kg

4.35. Influence of (missing) drift-wood. Stems from plots 1.2 (ST771, SO761) and 4.3 (ST791, SO781) at 13.6. *p. 290.*
------ (SO761, SO781): without drift-wood —— (ST711, ST791): drift-wood of 6 kg

4.36. Influence of (missing) drift-wood. Stems from plots 1.2 (ST811, SO801) and 4.3 (ST831, SO821) at 23.7. *p. 291.*
------ (SO801, SO821): without drift-wood —— (ST811, ST831): drift-wood of 6 kg

4.37. Influence of wave period T. Stems from plots 1.2 (ST711, ST721) and 4.3 (ST731, ST741) at 27.6. *p. 292.*
—— (ST711, ST731): increasing wave period according to tab. 4.4.2., from 1,25 s (H = 10 cm) to 2,65 s (H = 45 cm)
------ (ST721, ST741): constant wave period $T = 3$ s irrespective of wave height

4.38. Influence of bending stiffness and season. Stems from plots 1.2 (ST711, ST771, ST811) and 4.3 (ST731, ST791, ST831). *p. 293.*
------ (ST771, ST791): at 13.6. ——
(ST711, ST731): at 27.6.
-·-·-· (ST811, ST831): at 23.7.

4.39. Diameter D, stiffness $E{\cdot}J$, critical moment M_{Gr} and breaking moment M_{Br} vs. time of the stems dealt with in the examples. *p. 294.*

Top: plot 1.2 Bottom: plot 4.3
------- diameter D -·-·-·- stiffness $E{\cdot}J$
—— critical moment M_{Gr} (lower line) and breaking moment M_{Br} (upper line)

4.40. and 4.41. Wave heights producing the same moment without drift-wood (H_0) and with a piece of drift-wood of 6 kg (H_T) respectively, as a function of wave height H_0.

----- curve based on the mean square value
-·-·- curve based on the maximum value
····· stems are run over by drift-wood

4.40. stems from plot 1.2 . *p. 295.*
4.41. stems from plot 4.3 . *p. 296.*

Section III

1.1. Load and stresses of a reed stem. *p. 332.*
Left: Schematic diagram and principal dimensions of a reed stem strained by a horizontal force F.
Right: Stem element supposed to be clippedout of the stem with stresses acting on both cross sections.

1.2. Distortions of a stem element by
a) shear force b) bending moment *p. 335.*

1.3. Supposed single "fibre" of a stem element in strained an unstrained state. (Those fictitious "fibres" should not be confounded with the cellulose fibres forming the real stalk.) *p. 336.*

1.4. Strained stem element with designated stress and strain. *p. 337.*

1.5. Layout of a simple bending experiment. *p. 343.*
F = force (e.g. weight or spring balance)

1.6. Diagram of load versus deflection of a reed steem. *p. 343.*
The graph remains qualitatively unchanged if the bending moment M or the (maximum) stress σ of a cross section is plotted on the vertical axis instead of the force F, also, if the deflection δ on the horizontal axis is replaced by the strain ε.
Between point 0 and 1 load and deformation are directly proportional to each other; loading and unloading follow the same line (elastic region, no remaining deformation). If the load exceeds point 1 (e.g. at point 2), unloading follows the dashed line, i.e. a certain deformation remains, even if the load is zero (plastic deformation). If the force exceeds the breaking strength (point 3), the further part of the curve depends on the experimental layout: the dash-point line represents the case of a stem loaded by a given increasing deformation, the unbroken line holds if the load is interconnected with displacements (e.g. load by a spring balance).

1.7. Three possible experimental layouts for testing reed stems, with corresponding support forces, distribution of bending moment and deflections. *p. 346.*
1. stem fixed at one end, forced at the other
2. stem supported on both ends, forced between the supports (e.g. in the middle)
3. stem supported on both ends, forced at two symetrically located points

1.8. Example of a bending experiment, the load being increased by steps. *p. 348..*
The relation load increment to deflection increment ($dF/d\delta$), needed for computing the bending stiffness, is obtained as the inclination of the regression line through points 2 to 6. Because of the backlash at the beginning of the experiment (points 1 and 2), point 1 must not be used for the regression as well as the points beyond the linear-elastic region.

1.9. Example of a bending experiment with continually increasing load and automatic plotting of force and deflection. *p. 348.*
The straight line representing the force-deflection function within the linear-elastic region and the point of critical force F_{Gr} are obtained graphically.

1.10. Breaking does not necessarily and always happen at the point with maximal bending moment (at the stress point), for the breaking strength varies considerably along the stem axis. Under increasing load, breaking occurs at the point, where the local bending moment first reaches the local breaking strength. *p. 350.*

3.1. Schematic diagram of the experimental layout for labarotory experiments at EMPA. The situation is turned upside down compared with fig. 1.7., the testing machine pulling upwards when loading. *p. 355.*
F = force
D = diameter defined as representative for the tested piece

3.2. Schematic view of the experimental facilities for labarotory experiments at EMPA (cf. fig. 3.3.). *p.357.*

3.3. Photo of the facilities schematically shown in fig. 3.2. *p.358.*
The metal plates between the supporting cylinders and the small wooden pieces on the stem have proven to be unnecessary and therefore were later omitted.

3.4. Influence of the date of testing on the characteristics of strength, viz. ideal breaking stress (left hand line at every date), ideal critical stress ("yield stress"; middle line) and ideal Young's modulus (right hand line). The specimens were gathered on 13. 7. 77 from "Großes Loch" (cf. fig. 3.6.), tests were carried out on 13. 7., 19. 7. and 28. 7. respectively. *p.361.*

3.5. Diameter D, wall thickness t and moment of inertia of cross section area J vs. height above the first node of a "thin" and of a "thick" stem respectively (measured by EMPA). *p.363.*

3.6. Plan of the reed stand at Altenrhein SG on Bodensee-Obersee, with sample sites (scale about 1 : 3350). *p.365.*
- "Großes Loch Nord": preliminary experiments for measuring solidity and stiffness and the influence of testing date.
- plots 1.2, 4.1, 4.3, 5.1, Z and G: bending experiments for measuring solidity and stiffness
- C_1, C_2: measuring the degree of fixation in the ground (cf. chap. 5.)

The denomination of sector D* originates from earlier investigations (KLÖTZLI and ZÜST 1973 a,b)

3.7. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79. *p.374.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.8.-3.10.).

3.8. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79. *p.375.*

3.9. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 23. 7. 79. *p.376.*

3.10. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 12. 8. 79. *p.377.*

3.11. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 23. 7. 79. *p.378.*

3.12. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 12. 8. 79. *p.379.*

3.13. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 23. 7. 79. *p.380.*

3.14. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 12. 8. 79. *p.381.*

3.15. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79.
Single cuts taken at water level. *p.382.*

3.16. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79.
Single cuts taken at water level. *p.383.*

3.17. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 13. 6. 79. *p.384.*

3.18. Ideal Young´s modulus of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 27. 6. 79. *p.385.*

3.19. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79. *p.386.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.20.-3.22.).

3.20. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79. *p.387.*

3.21. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 23. 7. 79. *p.388.*

3.22. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 12. 8. 79. *p.389.*

3.23. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 23. 7. 79. *p.390.*

3.24. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 12. 8. 79. *p.390.*
3.25. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 23. 7. 79. *p.392.*
3.26. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 12. 8. 79. *p.393.*
3.27. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79.
Individual cuts taken at water level. *p.394.*
3.28. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79.
Individual cuts taken at water level. *p.395.*
3.29. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 13. 6. 79. *p.396.*
3.30. Ideal breaking stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 27. 6. 79. *p.397.*
3.31. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79. *p.398.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.32.-3.34.).
3.32. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79. *p.399.*
3.33. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 23. 7. 79. *p.400.*
3.34. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 12. 8. 79. *p.401.*
3.35. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 23. 7. 79. *p.402.*
3.36. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 1st cut above ground, on 12. 8. 79. *p.403.*
3.37. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 23. 7. 79. *p.404.*
3.38. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, 2nd cut above ground, on 12. 8. 79. *p.405.*
3.39. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79.
Single cuts taken at water level. *p.406.*
3.40. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79.
Single cuts taken at water level. *p.407.*
3.41. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 13. 6. 79. *p.408.*
3.42. Ideal critical stress of the stems from Altenrhein vs. diameter, individual cuts taken at water level on 27. 6. 79. *p.409.*
3.43. Critical curvature of the stems from Altenrhein on 13. 6. 79. *p.410.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.44.-3.46.).
3.44. Critical curvature of the stems from Altenrhein on 27. 6. 79. *p.411.*
3.45. Critical curvature of the stems from Altenrhein on 23. 7. 79. *p.412.*
3.46. Critical curvature of the stems from Altenrhein on 12. 8. 79. *p.413.*
3.47. Plan of sewage purification plant at Othfresen BRD, with sample plots. *p.415.*
3.48. Reed culms harvested for bending experiments. Each sheaf originates from one of the sample plots 0 - 5 respectively (from left to right). The higher portion of already yellowed leaves of the plants from plots 3 - 5 is not clearly visible on this black and white reproduction of the photo. The person measures about 1.60 m. *p.416.*
3.49. Length of the stems used for experiments from Othfresen. *p.417.*
3.50. Ideal Young's modulus of the stems from Othfresen tested in laboratory. *p.422.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.51.).
3.51. Ideal breaking stress of the stems from Othfresen tested in laboratory. *p.423.*

3.52. Ideal Young's modulus vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, first cuts above ground. *p.424.*
3.53. Ideal Young's modulus vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, second cuts above ground. *p.426.*
3.54. Ideal breaking stress vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, first cuts above ground. *p.428.*
3.55. Ideal breaking stress vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, second cuts above ground. *p.430.*
3.56. Ideal critical stress of the stems from Othfresen tested in laboratory. *p.432.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first, second and third cut above ground respectively (this remark is also valid for fig. 3.57.).
3.57. Critical curvature of the stems from Othfresen tested in laboratory. *p.433.*
3.58. Ideal critical stress vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, first cuts above ground. *p.434.*
3.59. Ideal critical stress vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, second cuts above ground. *p.436.*
3.60. Critical curvature vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, first cuts above ground. *p.438.*
3.61. Critical curvature vs. diameter of the stems from Othfresen tested in laboratory, second cuts above ground. *p.440.*
4.1. Field measurements of bending strength. Schematic view of the testing facilities. *p.443.*
4.2. Improvised measuring facilities at Othfresen. The two vertical tent poles were attached at the metallic shelf and served as supports. The samples were held in back of the poles as shown in fig. 4.1. The friction caused by the supporting force prevented the stems from falling down. *p.443.*
4.3. Diameter of the tested reed stems at Othfresen, lowest cuts. *p.447.*
The left hand line of every plot represents the laboratory tested stems (chap. 3.4.2.), the right hand line was obtained from the stems used for spring-balance experiments (this remark is also valid for fig. 4.4.).
4.4. Diameter of the tested reed stems at Othfresen, second cuts above ground. *p.448.*
4.5. Ideal breaking stress of the stems tested with a spring-balance at Othfresen. *p.449.*
The lines belonging to every plot correspond, from left to right, to the first and second cut above ground respectively.
4.6. Ideal breaking stress of the stems tested with a spring-balance at Othfresen vs. diameter, lowest cuts. *p.450.*
4.7. Ideal breaking stress of the stems tested with a spring-balance at Othfresen vs. diameter, second cuts above ground. *p.452.*
4.8. Comparison of mean ideal breaking stress of reed stems from Othfresen tested in laboratory and with the spring-balance respectively. The numbers 0 - 5 in the figure represent the sampling plots 0 - 5.Each number is plottetd twice, representing the lowest cuts (start of the arrow) and the second cuts above ground (arrow-head) *p.454.*
4.9. Portable testing device for measuring the bending stiffness of reed stems. *p.456.*
4.10. Bending stiffness of the samples from plot 1 at Othfresen measured in the laboratory vs. bending stiffness of the same specimens measured with the portable testing device. *p.458.*
4.11. Comparison of the bending stiffness of the samples from plot 1 measured with both methods. From left to right: lowest, second and third cuts above ground, all specimen. The left hand line of each case shows the values obtained by laboratory experiments, the right hand line stands for the values obtained with the portable testing device. *p.459.*
5.1. Displacement of the stem at the water level due to the elastic fixation of the stem in the ground, under the load of a horizontal force *F*. *p.461.*

$M_E = h_F \cdot F$ = fixed end moment due to the force F
α_E = inclination of the stem foot
δ_F = displacement due to the force F
δ_α = displacement due to the inclination of the stem foot

5.2. Schematic view of the testing facilities for measuring the degree of fixation c_E of reed stems in the field. *p.463.*

5.3. Measuring the degree of fixation in the field. *p.463.*

5.4. Inclination α of the stem foot by increasing (points 1...4) and subsequently decreasing load (points 4...6). *p.464.*
G_i: loading weights
P_i: force exerted on the stem
R_i: friction
α_i: inclination of the stem foot

5.5. Degree of fixation vs. bending stiffness of the approximately 60 cm long lowest part of the stem. The regression line according to eq. (5.10) is drawn, whereas the line according to (5.11) lies so closely to the former, that it could not be plotted. Numbers 1 - 16 are samples from within the stand, the numbers 51 - 62 were taken at the water side front of the stand. *p.467.*

5.6. Mean bending stiffness $E \cdot J$ of the approximately 60 cm long lowest part of the stems vs. diameter. *p.469.*
Regression lines $\ln y = a + b \cdot \ln x$ are drawn:
·-·-· stems from within the stand (no. 1÷16)
----- stems from the front side of the stand (no. 51÷62)

Section IV

2.1. Reed-fence after SUKOPP (1973). *p.486.*

2.2. Floating reed-fence at Altenrhein SG. Situation plan see part III, fig. 3.6. ("Schutzhag"). Top: cross section. Bottom: view of one element. *p.488.*

2.3. Wattle in front of the reed stand at Seefelder-Aach Mündung (Bodensee Obersee). (Construction by WASSERWIRTSCHAFTSAMT RAVENSBURG 1988, fig. according to DITTRICH and WESTRICH 1988.) *p.492.*

LIST OF TABLES

Section II

3.1 Drag coefficient (air) c_l obtained by experiments. In all cases, with the exception of 3 stems side by side, the wind force was measured at increasing wind speed. *p. 77.* The numbers in brackets () are the values $c_l^{\dagger}$ obtained with eq. (31.11). The numbers with asteriks * were not considered for the evaluation of the mean value.

3.2. Direction vectors of the fetch in front of the investigation area at Altenrhein. *p. 112.*

3.3. Sinusoidal wave functions (from SKOVGAARD et al. 1974). *p. 126.*

3.4. 3rd order Stokes theory wave parameters as a function of relative water depth d/L_0' and relative wave height H/d (computed as a function of d/L_0' and kl). *p. 297.* $L_0' = g \cdot T^2/(2\pi)$ and $u_1/C = \alpha$

3.5. H/H_0 as a function of relative water depth d/L_0' and relative wave height H/L_0'. $L_0' = g\,T^2/2\pi$ (from SKOVGAARD et al. 1974). *p. 132.*

3.6. X_k as a function of the relation, actual wave energy, to fully arisen sea wave energy. *p. 138.*

3.7. Conversion of a deep water wave spectrum into a shallow water wave spectrum. *p. 148.*

3.8. Measured amplitudes [cm] of the tops of the plastic stems, under the influence of waves and drift-wood (mean value and individual values of the 3 white bars as far as distinguishable). *p. 186.*

4.1. Stem properties and model parameters of the cases used as examples (stem characteristics taken from the experimental results of Altenrhein, cf. part III, tab. 3.1., 3.5. and 3.6.) *p. 240.*

h_j = height [cm] above ground — h_i = height [cm] of the joint above ground
D_j = stem diameter [mm] — D_i = diameter [mm] of a model bar
μ_j = mass per unit length [g/cm] — m_i = mass [g] of a model bar
$E \cdot J_j$ = bending stiffness [N·cm^2] — c_i = spring stiffness [N·cm/rad] of the joint
M_{Gr} = critical moment [N·cm] — d_i = damping constant [N·cm·s/rad]
M_{Br} = breaking moment [N·cm]

4.2. Wave parameters used in the examples. *p. 245.*

H_w = wave height [cm] — d = water depth [cm]
T_w = wave period [s] — L = wave length [m]

4.3. Cases considered as examples. *p. 245.*

4.4. Computed bending moment due to the effect of wind, waves and drift-wood, of the examples dealt with in the text. *p. 261.*

H_w = wave height [cm] — T_w = wave period [s]
$M_{1...4}$ = positive bending moment [N·cm] at the 4 joints
σ = mean square root ("standard deviation")
max = maximum value
** In these cases, the maximum value of the moment is determined by the shock at the first collision of drift-wood and stem

4.5. "Admissible wave heights" of the computed examples. *p. 266.*
H_G: based on the critical moment; H_B: based on the breaking moment; H_{max}: criterion of stability (cf. text)

Section III

3.1. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal Young's modulus (mean, standard-deviation of the mean) and bending stiffness $E \cdot J$ (minimum, mean, maximum) of the

cuts of complete stems from Altenrhein, tested at EMPA. *p.370.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1, G, Z: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
Stk (Stück): position above ground of the cut within the whole stem

3.2. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal Young's modulus (mean, standard deviation of the mean) and bending stiffness $E \cdot J$ (minimum, mean, maximum) of the individual cuts taken at water level from Altenrhein, tested at EMPA. *p.371.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
r: coefficient of correlation with diameter

3.3. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal breaking stress (mean, standard deviation of the mean) and breaking moment M_{Br} (minimum, mean, maximum) of the individual cuts taken at water level from Altenrhein, tested at EMPA. *p.371.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
r: coefficient of correlation with diameter

3.4. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal critical stress (mean, standard deviation of the mean) and critical moment M_{Gr} (minimum, mean, maximum) of the individual cuts taken at water level from Altenrhein, tested at EMPA. *p.371.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
r: coefficient of correlation with diameter

3.5. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal breaking stress (mean, standard deviation of the mean) and breaking moment M_{Br} (minimum, mean, maximum) of the cuts of complete stems from Altenrhein, tested at EMPA. *p.372.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1, G, Z: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
Stk (Stück): position above ground of the cut within the whole stem

3.6. Diameter (minimum, mean, maximum value), ideal critical stress (mean, standard deviation of the mean) and critical moment M_{Gr} (minimum, mean, maximum) of the cuts of complete stems from Altenrhein, tested at EMPA. *p.373.*
1.2, 4.1, 4.3, 5.1, G, Z: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.1.).
Stk (Stück): position above ground of the cut within the whole stem

3.7. Diameter, bending stiffness $E \cdot J$, breaking moment and critical moment (minimum, mean, maximum), ideal Young's modulus, ideal breaking stress and ideal critical stress (mean, standard deviation of the mean) of the cuts of complete stems from Othfresen, tested at EMPA. *p.421.*
0,1,2,3,4,5: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.2.).
Stk (Stück): position above ground of the cut within the whole stem
r: coefficient of correlation with diameter

4.1. Diameter, breaking moment (minimum, mean, maximum) and ideal breaking stress (mean, standard deviation of the mean) of the cuts of complete stems from Othfresen, tested in field with a spring balance. *p.446.*
0,1,2,3,4,5: denomination of the sampling plots (cf. chap. 3.4.2.).
Stk (Stück): position above ground of the cut within the whole stem
r: coefficient of correlation with diameter

5.1. Diameter, average bending stiffness and degree of fixation of the tested samples of reed stems. *p.466.*