Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 69 (1951)
Heft: 29

Artikel: Betrachtungen über den Ausfluss beim Bruch von Stauwänden
Autor: Frank, Josef
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-58893

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: 22.01.2026

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

69. Jahrgang Nachdruck von Bild oder Text nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet
Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich Nummer 29

Betrachtungen über den Ausfluss beim Bruch von Stauwänden

DK 627.891

Von Obering. JOSEF FRANK, Erlangen

Die Frage, welche Wassermenge aus einer zu Bruch gehenden Sperre ausfliesst, hat — wenigstens in Europa — bisher nur in wenigen Fällen praktische Bedeutung erlangt. Der letzte Krieg hat indessen gezeigt, dass sie doch nicht rein akademischer Natur ist [1], [2] *).

Da die ausfliessende Wassermenge nicht allein von den Abmessungen der Bresche abhängt, sondern sehr wesentlich auch von der Gestaltung des Staubeckens, besonders von seiner Oberflächengrösse und -form, so ergibt sich, dass eine allgemeine Lösung äusserst kompliziert sein muss. Bedenkt man aber, dass der Ausfluss aus Dammlücken eine Folge katastrophaler Ereignisse ist, deren Umfang nur sehr ungefähr vorausgesehen werden kann, so erscheinen Rechnungsverfahren, die auf Grund vereinfachter Annahmen entwickelt sind, zweifellos brauchbar und zumindest in ihren allgemeinen Gedankengängen für die Beurteilung der Folgen eines Dammbruches geeignet.

In den hier wiedergegebenen Untersuchungen sollen die nachstehend angeführten Vereinfachungen getroffen werden:

a) Reibungseinflüsse bei der Wasserbewegung im Staubecken bleiben unberücksichtigt, ebenso örtliche Energieverluste vor dem Auslaufquerschnitt;

b) die Dammbresche kann als Rechteckausschnitt mit quer zur Fliessrichtung waagerechter Krone aufgefasst werden;

c) das Staubecken hat eine gleichbleibende (mittlere) Wassertiefe, die mittlere Sohle verläuft also im Längsschnitt horizontal;

d) die Oberfläche des Stausees wird durch einen rechteckigen Streifen endlicher oder — im Grenzfall — unendlicher Breite ersetzt. Sie ist im Bereich der Spiegelschwankungen mit den Höhenordinaten nicht veränderlich;

e) unterhalb der Sperre sind im Flusstal keine Verengungen solchen Ausmasses vorhanden, dass durch diese eine Beeinflussung des Ausflussvorganges eintreten könnte;

f) im Staubecken wird ursprünglich ruhendes Wasser angenommen, was praktisch stets berechtigt sein dürfte.

Grundsätzlich spielt sich der Entleerungsvorgang folgendermassen ab: Durch die völlige oder teilweise Beseitigung der Stauwand entsteht eine Oeffnung, durch die eine bestimmte Wassermenge abstürzt. Dabei bildet sich im Becken eine flussaufwärts fortschreitende Senkungswelle, deren Höhe sich so einstellt, dass dadurch sekundlich gerade der Raum entleert wird, der durch den Ausfluss aus der Sperre angefordert wird. Nach den Gesetzen der Wellenfortpflanzung und des Ausflusses lassen sich nun die Wellenschnelligkeiten, die Spiegelsenkungen und die Ausflussmengen solange verhältnismässig einfach ermitteln, als sich der Sunk ungestört, d. h. ohne Reflexionserscheinungen im Staubecken fortpflanzen kann. Damit sind die dem Bruch unmittelbar folgenden Abflüsse festgelegt.

Es ist nun zunächst nötig, die Gesetze der Fortpflanzung einer Senkungswelle in einem horizontalen reibungsfreien Gerinne kurz wiederzugeben. Wie aus der Literatur bekannt ist [3], [4], pflanzt sich in einem derartigen Gerinne eine Sunkwelle gemäss Bild 1 fort, aus dem auch die wichtigsten Bezeichnungen ohne weiteres zu ersehen sind. Die auf dem Niveau $H - z$ fortschreitende Elementarwelle bewegt sich dabei mit der Relativgeschwindigkeit

$$(1) \qquad w = \sqrt{g\,(H - z)}$$

*) Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Ende des Aufsatzes.

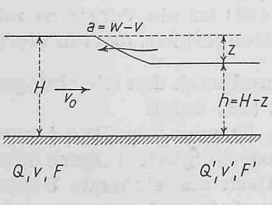

Bild 1

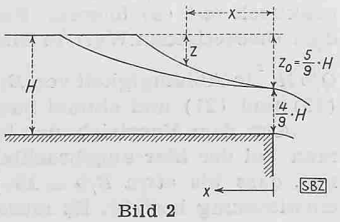

Bild 2

fort und trifft vor sich nicht mehr die ursprüngliche Fliessgeschwindigkeit v_0 an, sondern den Wert

$$(2) \qquad v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g\,(H - z)}$$

der durch die vorausgegangenen Elementarwellen von der Gesamthöhe z erzeugt worden ist. Die absolute Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird dann $a = w - v$ [1]) oder

$$(3) \qquad a = 3\sqrt{g\,(H - z)} - 2\sqrt{gH}$$

Diese Gleichung stammt von B. de St. Venant [5] und gibt die konstant bleibende Geschwindigkeit an, mit der sich ein auf der Höhe $H - z$ liegendes Wellenelement flussaufwärts bewegt.

Werden die Entfernungen dieses Elementes vom Ausgangspunkt des Sunkes mit x und die Zeit seit seiner Entstehung mit t bezeichnet (Bild 2), so ergibt sich aus Gl. (3) als Gleichung des geneigten Sunkkopfes zur Zeit t

$$(4) \qquad x = t\,(3\sqrt{g\,(H - z)} - 2\sqrt{gH})$$

Auf der Grundlage der vorstehenden Ergebnisse kann nun eine Reihe von Abflussfällen untersucht werden. Als ersten wollen wir den von Ritter [6] in etwas anderer Form behandelten einfachsten Fall eines Rechteckgerinnes betrachten, dessen Stirnwand plötzlich vollständig entfernt wird.

I. Rechteckgerinne, Stirnwand wird vollständig entfernt (Bild 2)

Die Oeffnungsbreite ist gleich der Gerinnebreite B, die Oeffnungshöhe gleich der Stautiefe H. Wir wenden Gl. (4) auf den Bruchquerschnitt $x = 0$ an. Hierfür muss entweder $t = 0$ sein oder, falls $t > 0$,

$$(5) \qquad 3\sqrt{g\,(H - z)} = 2\sqrt{gH}$$

woraus sich die Sunktiefe im Ausflussquerschnitt ergibt zu

$$(6) \qquad z_0 = \frac{5}{9} H$$

Die Bedingung (5) bedeutet aber, wie aus Gl. (3) hervorgeht,

$$(7) \qquad a = 0 \quad \text{oder} \quad v = w$$

Bei $x = 0$ befindet sich das Wasser also im Grenzzustand, der Sunk z_0 kann sich flussaufwärts nicht fortpflanzen und bleibt als grösstmögliche Absenkung am Ausflussquerschnitt erhalten, solange sich keine Reflexionserscheinungen bemerkbar machen. Die durch Gl. (4) beschriebenen Kurven gehen also unabhängig von der Zeit durch den gleichen Spiegelpunkt $z_0 = 5H/9$ und $x = 0$.

Da $v = w$, entspricht die Absenkung z_0 dem maximalen Ausfluss, wobei die Strahlstärke $H - z_0$ die kritische Tiefe k darstellt:

$$H - z_0 = \sqrt[3]{\frac{Q_0^2}{g\,b^2}} \quad \text{oder} \quad Q_0 = b\sqrt{g}\,(H - z_0)^{3/2}$$

woraus mit $z_0 = 5H/9$ die Ausflussmenge

$$(8) \qquad Q = \frac{8}{27}\, b\sqrt{g}\, H^{3/2} = 0{,}928\, b\, H^{3/2}$$

Die Ausflussmenge kann im übrigen auch durch eine Raumbetrachtung ermittelt werden: Der in der Zeit t entleerte Rauminhalt ist bei Berücksichtigung von Gl. (4)

$$J = t\,b \int_0^{z_0} (3\sqrt{g\,(H - z)} - 2\sqrt{gH})\, dz$$

oder

$$(9) \qquad J = 2\,b\,t\,H\sqrt{gH}\left(1 - \frac{z_0}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}}\right)$$

Es ist nun $Q = J/t$ bzw.

$$(10) \qquad Q = 2\,b\,H\sqrt{gH}\left(1 - \frac{z_0}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_0}{H}}\right)$$

woraus mit $z_0 = 5H/9$ wiederum Gl. (8) hervorgeht.

[1]) Die Vorzeichenfestlegung ist hierbei so getroffen, dass die positive Bewegungsrichtung flussaufwärts verläuft. Wir weichen damit aus Zweckmässigkeitsgründen von dem sonst üblichen Verfahren ab [3].

Die Geschwindigkeit im Ausflussquerschnitt beträgt gemäss Gl. (2)

$$v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g(H - z_0)}$$

entsprechend ist die Geschwindigkeitshöhe

$$(11) \qquad \frac{v^2}{2g} = 4H - 2z_0 - 4\sqrt{H(H - z_0)}$$

Mit $z_0 = 5H/9$ ist

$$(12) \qquad \frac{v^2}{2g} = 4H - \frac{10}{9}H - 4\sqrt{H\frac{4}{9}H} = \frac{2}{9}H$$

Damit kann nunmehr die *minimale Energiehöhe* im Ausflussquerschnitt angegeben werden, unter deren Einwirkung das Wasser ausfliesst:

$$(13) \qquad E_{\min} = \frac{4}{9}H + \frac{2}{9}H = \frac{2}{3}H$$

Hieraus kann auch noch auf eine dritte Weise der Ausfluss gefunden werden. Bekanntlich ist

$$(14) \qquad Q = \frac{2}{3}\frac{1}{\sqrt{3}}b\sqrt{2g}\,E_{\min}^{3/2}$$

Aus der Vereinigung von Gl. (13) und (14) geht wiederum Gl. (8) hervor.

II. Rechteckgerinne, Stirnwand nur auf einem Teil der Gerinnebreite bis zur Sohle entfernt (Bild 3)

Im Augenblick des Bruches ($t = 0$) muss ohne Zweifel eine Ausflussmenge gemäss Gl. (8) angenommen werden, da nur ein Teil des Gerinnes von der Breite b wirksam sein kann. Anschliessend bilden sich die auf Bild 3 angedeuteten bogenähnlichen zweidimensionalen Wellen aus, die wegen der zunehmenden Sunkbreite ständig Hebungswellen zurücksenden, die wiederum ein allmähliches Anwachsen des Ausflusses über den Wert der Gl. (8) hinaus bedingen. Dieser Vorgang wird unterbrochen, nachdem die Wellen die Seitenwände des Gerinnes erreicht haben. In den Berührungspunkten werden sie nämlich gleichsinnig, d. h. wiederum als Senkungswellen reflektiert. — Die primäre Welle verliert mit dem weiteren Fortschreiten immer mehr an Breite, was sich ebenfalls in einer Verstärkung der Wellenhöhe ausdrücken muss. Schliesslich wird die Sunkfront immer gestreckter und erreicht am Ende praktisch die Breite B des Gerinnes. Damit ist, wenn gleichzeitig die beschriebenen Reflexionserscheinungen abgeklungen sind, ein quasi stationärer Zustand erreicht.

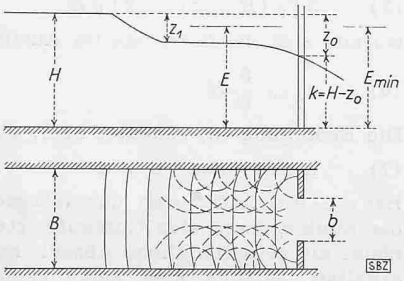

Bild 3

Nach diesen rein qualitativen Ueberlegungen ist also festzustellen, dass der Abfluss über den Anfangswert im Augenblick des Bruches hinaus in einer bisher nicht näher erfassbaren Weise ansteigt, bis ein scheinbares stationäres Stadium erreicht ist. Dieses ist rechnerisch erfassbar. Dazu können folgende Ueberlegungen angestellt werden:

In Uebereinstimmung mit Gl. (9) und Bild 3 wird sekundlich gleichbleibend ein Volumen

$$2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

entleert, welches gleich ist der hinter dem Sunkkopf talwärts mit der Geschwindigkeit $v = 2\sqrt{gH} - 2\sqrt{g(H - z_1)}$ (gemäss Gl. 2) fliessenden Wassermenge. Die zugehörige Geschwindigkeitshöhe ist durch Gl. (11) gegeben, und die Energiehöhe $E = H - z_1 + v^2/2g$ wird damit

$$(15) \qquad E = H\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

Unter dem Einfluss dieser Energiehöhe $E = E_{\min}$ erfolgt der Austritt des Wassers durch die Bresche von der Breite b und zwar nach dem Gesetz des Maximalausflusses, somit mit einer Strahldicke

$$(16) \qquad k = \frac{2}{3}E$$

Die Absenkung unter den ursprünglichen Beckenspiegel ist

$$(17) \qquad z_0 = H - k$$

Die Austrittsmenge selbst wird nach den Gleichungen (14) und (15)

$$(18) \qquad Q = \frac{2}{3}\frac{1}{\sqrt{3}}b\sqrt{2g}\,H^{3/2}\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2}$$

Aus der Gleichsetzung dieses Wertes mit dem sekundlich entleerten Raum

$$\frac{2}{3}\frac{1}{\sqrt{3}}b\sqrt{2g}\,H^{3/2}\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2} =$$

$$= 2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

ergibt sich die Formel

$$(19) \qquad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}\,\frac{\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)}$$

Für $z_1/H = 5/9$ geht hieraus $B/b = 1$ hervor, wie es dem unter I behandelten Fall entspricht.

Gl. (19) dient zur Berechnung von z_1/H, womit sich die Ausflussmenge entweder aus Gl. (18) ergibt oder aus der oben angegebenen Raumbedingung:

$$(20) \qquad Q = 2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

hieraus wiederum:

$$(21) \qquad \frac{Q}{bH^{3/2}} = 2\sqrt{g}\,\frac{B}{b}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

Mit den entwickelten Formeln ist die Berechnung wie folgt durchzuführen: Aus Gl. (19) findet sich für ein gegebenes B/b der Wert z_1/H. Mit seiner Hilfe kann nun die Wassermenge Q nach Gl. (20) ermittelt werden; weiterhin ergeben sich E, k und z_0 aus den Gleichungen (15), (16) und (17).

Mit Vorteil kann bei diesen Berechnungen die (u. U. noch entsprechend zu erweiternde) Tabelle 1 benutzt werden, die gestattet, zu jedem Wert B/b die gesuchten Grössen z_1/H nach Gl. (19), $Q/bH^{3/2}$ nach Gl. (21), $E_{\min}/H$ nach Gl. (15), k/H gemäss Gl. (16) und z_0/H nach Gl. (17) unmittelbar zu entnehmen.

An Versuchsergebnissen stehen nach unserer Kenntnis bislang nur die von Schocklitsch [7], [8] und die von Egiazaroff [4] zur Verfügung. Die Arbeit Egiazaroffs bestätigt die für den Sonderfall $b = B$ gültige Rittersche Theorie. Hierüber ist in [3] berichtet, so dass zunächst nicht weiter darauf eingegangen werden soll. Ueber die Ergebnisse von Schocklitsch ist dagegen folgendes zu sagen: Die in [7] wiedergegebenen empirischen Formeln sind offenkundig mit entstellenden Druckfehlern behaftet. Sie stimmen in gewissen Grenzfällen nicht, auch sind sie in den Veröffentlichungen [9] und [10] anders, offenbar berichtigt, wiedergegeben. Die Strahlstärke im Ausflussquerschnitt beträgt hiernach $H/2$, wenn die Stirnwand zur Gänze entfernt wird, wodurch Gl. (6) annähernd bestätigt wird. Die Ausflussmenge wird angegeben für

$$(22) \qquad B/b = 1 \quad \text{mit} \quad Q = 0{,}9\,bH^{3/2}$$

und für

$$(23) \qquad B/b > 1 \quad \text{mit} \quad Q = 0{,}9\left(\frac{B}{b}\right)^{1/4} bH^{3/2}$$

Gl. (23) soll nach [9] bis $B/b = 30$ gelten. Gl. (22) stimmt praktisch mit (8) überein. Für Gl. (23) ist ein Vergleich mit dem theoretischen Wert in Bild 4 durchgeführt, das die Werte $Q/bH^{3/2}$ in Abhängigkeit von B/b einmal nach den Gleichungen (19) und (21) und einmal nach Gl. (23) zeigt.

Aus dem Vergleich der beiden Kurven von Bild 4 wird man bei der hier angebrachten Grosszügigkeit folgern können, dass bis etwa $B/b = 15$ praktisch ausreichende Uebereinstimmung besteht. Es muss ja auch bedacht werden, dass

Tabelle 1.

$\frac{B}{b}$	$\frac{z_1}{H}$	$\frac{Q}{bH^{3/2}}$	$\frac{E_{min}}{H}$	$\frac{k}{H}$	$\frac{z_0}{H}$
1,00	0,556	0,928	0,667	0,444	0,556
1,1	0,442	0,972	0,687	0,458	0,542
1,2	0,395	1,010	0,705	0,470	0,530
1,4	0,333	1,071	0,735	0,490	0,510
1,6	0,292	1,123	0,759	0,506	0,494
1,8	0,262	1,166	0,780	0,520	0,480
2,0	0,238	1,204	0,796	0,531	0,469
2,5	0,192	1,271	0,829	0,553	0,447
3	0,162	1,337	0,854	0,569	0,431
4	0,124	1,414	0,883	0,588	0,412
5	0,102	1,474	0,903	0,602	0,398
6	0,086	1,500	0,918	0,612	0,388
7	0,074	1,525	0,930	0,620	0,380
8	0,065	1,536	0,938	0,625	0,375
9	0,058	1,559	0,945	0,630	0,370
10	0,053	1,568	0,951	0,634	0,366
20	0,027	1,661	0,973	0,648	0,352
30	0,019	1,692	0,982	0,655	0,345
∞	0,000	1,705	1,000	0,667	0,333

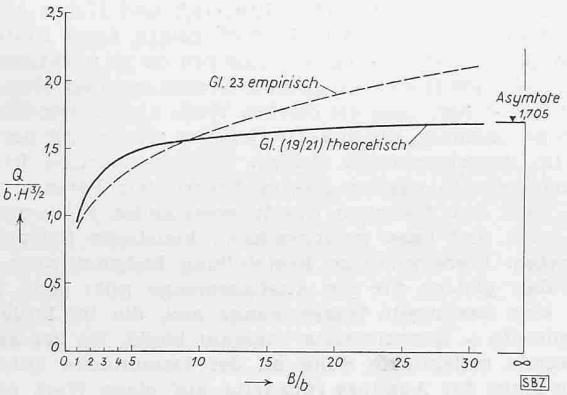

Bild 4

die Beschaffenheit der Auslauföffnung einen gewissen Einfluss bei den Fällen ausübt, in denen im Ausflussquerschnitt die Minimalhöhe der Energielinie angenommen zu werden pflegt, wie dies z. B. aus einer kürzlich erschienenen Arbeit von Ramponi [11] hervorgeht. Es bleibt also dahingestellt, in wie weit bei den Versuchen von Schocklitsch die Bedingungen erfüllt waren, die der Theorie entsprechen. Immerhin scheint aber der Verlauf der «empirischen» Kurve für $B/b > 15$ wenig wahrscheinlich und auch kaum erklärlich, zumal es für die «theoretische» Kurve eine Asymptote gibt, auf die weiter unten noch eingegangen wird, und die den Verlauf der «theoretischen» Kurve festlegt. So erscheint das Problem einer weiteren experimentellen Erforschung bedürftig, wobei, wie sich aus der Natur der Vorgänge ergibt, alle uns heute zur Verfügung stehenden Verfeinerungen der Versuche anzuwenden sein werden [4], [12].

Unendlich breites Gerinne

In diesem Sonderfall, der auch für einen breiten See gilt ist $B/b = \infty$, und analog den weiter oben angestellten Ueberlegungen (s. auch Bild 3) strebt der Vorgang einem Zustand zu, für den $z_1/H \longrightarrow 0$. Somit wird nach Gl. (15) die Energiehöhe im Ausflussquerschnitt

$$E = H \tag{24}$$

die Strahlstärke $2H/3$ und die Ausflussmenge gemäss Gl. (14)

$$Q = \frac{2}{3}\,\frac{1}{\sqrt{3}}\,b\sqrt{2g}\,H^{3/2} \tag{25}$$

oder $Q/bH^{3/2} = 1{,}705$. Dieser Wert legt die oben schon erwähnte Asymptote der Kurve Gl. (21) in Bild 4 fest. Er entspricht gleichzeitig dem denkbar grössten Ausfluss aus einer bis zur Sohle reichenden rechteckigen Dammlücke. Dieser stellt sich in einem sehr breiten Gerinne nach dem Abklingen der Reflexionserscheinungen ein, die sich zwischen dem Bruch und dem Erreichen eines Zustandes abspielen, für den $z_1/H \longrightarrow 0$.

III. Oberer Teil der Stirnwand wird auf die ganze Gerinnebreite entfernt (Bild 5)

Durch die Entfernung des Wandteils $H - p$ entsteht eine Senkungswelle von der Höhe z_0, deren Kopf sich gemäss (Gl. 3) fortpflanzt. Der Sunklängenschnitt besteht, wie an anderer Stelle eingehend beschrieben ist [3], aus einer Waagerechten und aus der geneigten Sunkfront, die der Gl. (4) folgt, und deren Elemente mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortschreiten. Es werden somit sekundlich gleiche Räume entleert, solange sich Reflexionserscheinungen und Reibungseinflüsse nicht bemerkbar machen. Da auch in dem betrachteten Fall meist eine «breite Wehrkrone» vorliegen wird, soll zunächst die bisher verwendete Ausflussformel beibehalten werden, die im Auslaufquerschnitt gerade Stromfäden voraussetzt. Es ist

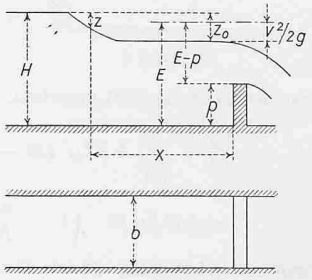

Bild 5

$$Q = \frac{2}{3}\cdot\frac{1}{\sqrt{3}}\,b\sqrt{2g}\,(E-p)^{3/2} \tag{26}$$

mit

$$E = H\left(5 - 3\,\frac{z_0}{H} - 4\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right) \tag{27}$$

gemäss Gl. (15). Der sekundlich entleerte Raum ist nach Gl. (10)

$$Q = 2b\sqrt{g}\,H^{3/2}\left(1-\frac{z_0}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right) \tag{28}$$

Aus der Gleichsetzung von Gl. (26) und Gl. (28) erhalten wir

$$\frac{\sqrt{2}}{3\cdot\sqrt{3}}\,\frac{\left(5-3\,\frac{z_0}{H}-4\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}-\frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_0}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right)} = 1 \tag{29}$$

Für $p = 0$ geht aus Gl. (29) wie zu erwarten $z_0/H = 5/9$ hervor, woraus wiederum mit Hilfe von Gl. (28) oder Gl. (26) die bei Fall I entwickelte Gleichung (8) folgt.

In den Fällen, in denen mit einer nicht mehr zu vernachlässigenden Stromfadenkrümmung im Ausflussquerschnitt gerechnet werden muss, kann an die Stelle der Ausflussgleichung (26) nach Schätzung des Ausflussbeiwertes μ die Formel von Poleni treten. Statt der Bedingung (29) ergibt sich dann, wie sich leicht zeigen lässt, die Gleichung

$$\frac{\sqrt{2}}{3}\,\mu\left\{\frac{\left(5-3\,\frac{z_0}{H}-4\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}-\frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_0}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right)} - \frac{\left(4-2\,\frac{z_0}{H}-4\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_0}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_0}{H}}\right)}\right\} = 1 \tag{30}$$

Aus Gl. (29) oder Gl. (30) erhält man bei gegebenem H und p den Wert z_0/H und aus Gl. (28) die Ausflussmenge.

Eine für den gleichen Fall von A. Schocklitsch gegebene empirische Gleichung

$$Q = 0{,}9\,\frac{H-p}{H-0{,}827}\,b\sqrt{H}\,(H-p)$$

gilt, wie ihr Aufbau zeigt, offenbar nur für die Beobachtungen, nach denen sie aufgestellt ist. Für den Grenzfall $p = 0$ müsste sie auf Gl. (22) führen, was aber nicht zutrifft.

IV. Bresche schmaler als das Gerinne, Oeffnung reicht nicht bis zur Sohle (Bild 6)

Von dem Ausflussvorgang gilt ähnliches wie bei der bis zur Sohle reichenden Oeffnung, die nur einen Teil der Gerinnebreite einnimmt (Fall II). Die Abflussmenge wird daher

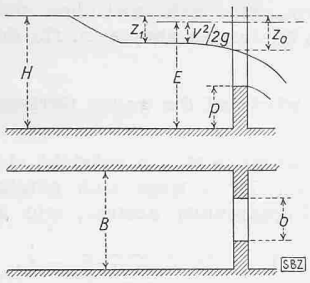

Bild 6

im Augenblick des Bruches nach den Gleichungen (28) und (29) anzugeben sein. Hiernach folgt ein durch hin- und herlaufende Reflexionswellen gekennzeichneter Uebergang, bis schliesslich ein scheinbarer Beharrungszustand eintritt, auf den die folgenden Ueberlegungen angewandt werden können: Für die Ausflussmenge gilt Gl. (26), ausserdem ist der sekundlich entleerte Beckenraum durch Gl. (20) gegeben. Wir erhalten damit die Gleichung

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g}\,(E-p)^{3/2} =$$

$$= 2B\sqrt{g}\,H^{3/2}\left(1-\frac{z_1}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_1}{H}}\right)$$

woraus wiederum durch Einsetzen von E nach Gl. (15) die Beziehung hervorgeht

$$(31) \qquad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3 \cdot \sqrt{3}} \frac{\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1-\frac{z_1}{H}} - \frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_1}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_1}{H}}\right)}$$

Gl. (31) ist eine Verallgemeinerung von Gl. (29), die sich daraus für $B/b = 1$ ableitet. Aus Gl. (31) ergibt sich z_1/H, aus Gl. (20) Q, aus Gl. (15) die Energiehöhe E. Die Absenkung im Auslauf wird damit

$$(32) \qquad z_0 = H - E + \frac{E-p}{3} = H - \frac{2}{3}E - \frac{1}{3}p$$

und die Strahlstärke

$$(33) \qquad h = \frac{2}{3}(E-p)$$

Bei Anwendung der Poleni-Gleichung tritt an die Stelle von Gl. (31):

$$(34) \qquad \frac{B}{b} = \frac{\sqrt{2}}{3}\mu \left\{ \frac{\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1-\frac{z_1}{H}} - \frac{p}{H}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_1}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_1}{H}}\right)} - \frac{\left(4 - 2\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1-\frac{z}{H}}\right)^{3/2}}{\left(1-\frac{z_1}{H}\right)\left(1-\sqrt{1-\frac{z_1}{H}}\right)} \right\}$$

Unendlich breites Gerinne (Auslauf aus unbegrenztem See)

Für die bis zur Sohle reichende Ausflussöffnung ist der Fall des unendlich breiten Beckens schon unter II berührt worden. Hier sollen noch einige Bemerkungen an Hand der Bilder 7 und 8 gemacht werden. Aus den Entwicklungen zu II, insbesondere auch aus Tabelle 1, ist ersichtlich, dass bei zunehmendem Wert B/b die Absenkung z_1, also die Höhe des Wellenkopfes, immer geringer wird und die am Austrittsquerschnitt verfügbare Energiehöhe immer weiter ansteigt. Die Verhältnisse streben asymptotisch dem Zustand $z_1 = 0$ und $E = H$ zu, wobei aber der schon früher beschriebene Uebergangszustand unbegrenzt lange anhält. Es kann also streng genommen nicht mehr davon gesprochen werden, dass auf den Uebergang der quasistationäre Zustand folgt. Die untenstehende Formel (35) bezieht sich also zwar auf ein theoretisch nicht erreichtes Endstadium; sie gibt aber bei entsprechend grosser Ausbreitung der Kreiswellen eine sehr gute Annäherung. Für den Ausfluss steht die Energiehöhe $E_{min} = H - p$ zur Verfügung (Bild 8). Wenn wir uns hier auf den Fall des «breiten» Wehres beschränken wollen, so gilt für den Ausfluss die Gleichung

$$(35) \qquad Q = \frac{2}{3}\frac{1}{\sqrt{3}} b \sqrt{2g}\,H^{3/2}\left(1-\frac{p}{H}\right)^{3/2}$$

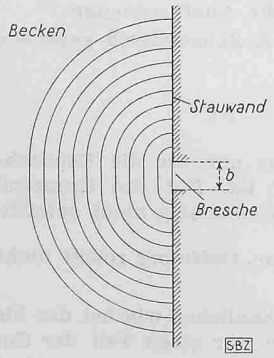

Bild 7

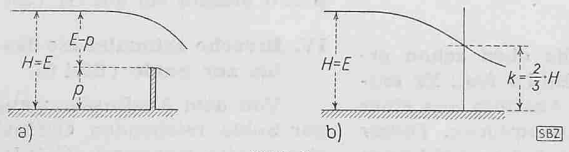

Bild 8

V. Zusammenfassung zum Ausfluss aus prismatischen Gerinnen

Für die Erkenntnis des Ganges der Ausflussmenge ist wichtig, dass sich in einem prismatischen Gerinne bei plötzlicher Beseitigung der ganzen Stauwand oder eines Teils derselben eine flussaufwärts laufende Sunkwelle bildet, deren Höhe solange unverändert bleibt, als keine Reibungseinflüsse spürbar sind und keine Reflexionen, beispielsweise am Gerinneende, eintreten, die sich nach einer gewissen Rücklaufzeit am Auslaufquerschnitt bemerkbar machen würden. Diese Erscheinungen sind sehr schön durch die Versuche von Egiazaroff experimentell nachgewiesen worden [4].

Zur Erläuterung des Gesagten wird nach der Darstellung in [3] auf Bild 9 ein derartiger Versuch veranschaulicht. Es handelt sich hierbei um ein 30 m langes horizontales Rechteckgerinne, in dem durch nahezu plötzliches Oeffnen (in 0,3 s) einer Schütze in der Stirnwand eine Senkungswelle von 30 mm erzeugt wurde. Die Kurven in Bild 9 sind selbsttätig aufgezeichnete Wasserstands-Ganglinien für einige Querschnitte in 1,0, 2,5, 11,0, 12,5, 15,5 und 17,5 m Abstand vom Abschlussorgan. Alle Kurven zeigen beim Eintreffen der Welle eine Absenkung auf eine von da ab praktisch konstant bleibende Höhe. Die nächste Absenkung (bei etwa 25 s) rührt davon her, dass die direkte Welle am oberen Gerinne-Ende gleichsinnig, als Sunk, reflektiert wurde und um diese Zeit im Messquerschnitt eintraf. Weiteres hierüber kann in [3] nachgelesen werden. Sowohl Theorie wie Versuch zeigen hier, dass das Absinken des Wasserstandes ruckweise vor sich geht und dass zwischendurch konstante Spiegellagen auftreten. Diese wichtige Feststellung bedeutet aber auch, dass das gleiche für die Ausflussmenge gilt: beim Bruch tritt eine bestimmte Wassermenge aus, die im Falle Breschenbreite = Gerinnebreite konstant bleibt, bis der am Gerinneende reflektierte Sunk an der Dammlücke ankommt. Dann sinkt der Ausfluss ruckartig auf einen Wert ab, der wiederum bestehen bleibt bis zum Eintreffen der nächsten Reflexionswelle usw. Ist die Breschenbreite kleiner als die Gerinnebreite, so verläuft der Vorgang analog, nur schaltet sich zwischen zwei quasistationären Zuständen jeweils ein Uebergangszustand ein, dessen Einzelheiten zur Zeit noch ungeklärt bleiben.

VI. Natürliche Becken

An natürlichen Bekken liegen die Verhältnisse weit weniger einfach. Hier wird von einer gleichmässigen Becken- bzw. Gerinnebreite nur in Ausnahmefällen gesprochen werden können. Wechselnde Breiten bedeuten aber Reflexionserscheinungen, und die bei prismatischen Betten festgestellte sprungweise Aenderung des Ausflusses wird daher bei natürlichen Staubekken je nach Gestaltung entweder überhaupt nicht oder nur

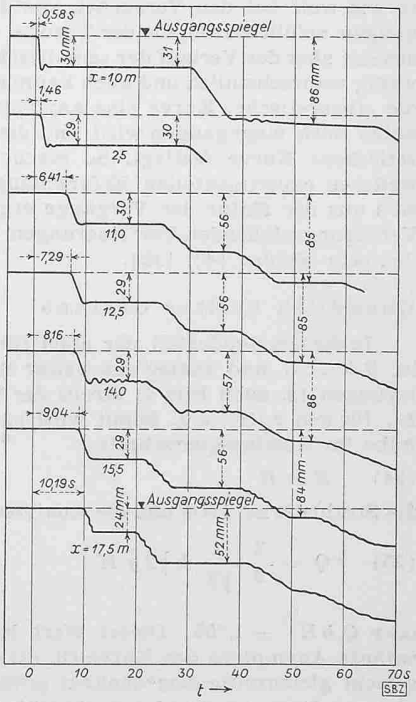

Bild 9. Sunkversuch in einem Rechteckgerinne (nach Egiazaroff)

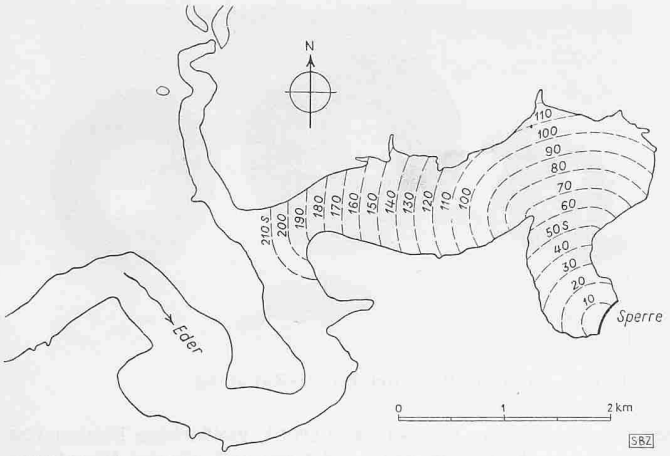

Bild 10. Lageplan des Ederbeckens, 1 : 70 000, mit Schema der Wellenausbreitung

andeutungsweise bemerkbar sein. Es mag von Interesse sein, unsere grundsätzlichen Erkenntnisse auf die Katastrophe an der *Edertalsperre* anzuwenden. Bild 10 zeigt diese Sperre und ihr Becken im Grundriss. Die Angaben für Form und Grösse der entstandenen Bresche weichen in [1] und [2] zwar voneinander ab, die Unterschiede sind aber nicht erheblich. Wir können für unsere Untersuchung einen 17 m unter Stauziel tiefen Trapezquerschnitt annehmen, wie ihn Bild 11 zeigt. (Es bleibt dabei offen, in wie weit die Lücke erst im Laufe der Leerung auf diese Masse erweitert worden ist.) Der Abflussquerschnitt weicht also von den Annahmen der vorhergehenden Erörterungen ab. Es ist indessen nicht schwierig, die Berechnungen auf den Fall einer beliebigen Ausflussöffnung, hier der trapezförmigen, auszudehnen.

Es gilt auch hier die Bedingung, dass der durch den Sunk sekundlich entleerte Raum Q gleich dem Ausfluss sein muss. Dieser Raum ist durch Gl. (20) gegeben:

$$(20) \qquad Q = 2BH^{3/2}\sqrt{g}\left(1 - \frac{z_1}{H}\right)\left(1 - \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

Die Energiehöhe über der mittleren Beckensohle ist

$$(15) \qquad E = H\left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4\sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

An der Ausflussöffnung steht eine Energiehöhe E' über der Schwelle der Oeffnung zur Verfügung, unter deren Einfluss der Ablauf nach dem Extremalprinzip erfolgt. Es ist

$$(36) \qquad E' = E - p$$

Einige hierzu nötige Beziehungen für das Trapezprofil seien im folgenden kurz entwickelt: Bei der Energiehöhe E', der Wassertiefe h und der Böschungsneigung $1 : n$ sowie der Sohlenbreite b ist die abfliessende Wassermenge

$$Q = F\sqrt{2g(E' - h)} = (bh + nh^2)\sqrt{2g(E' - h)}$$

Um den Maximalausfluss zu bestimmen, setzt man $dQ/dh = 0$ und erhält für $h = k$

$$(37) \qquad E' = k\left(1{,}25 + \frac{b}{4b_0}\right)$$

Hierin ist b_0 die der kritischen Tiefe k entsprechende Spiegelbreite. Nun folgt für den Maximalausfluss bei der kritischen Tiefe k:

$$Q_k = F_k\sqrt{g\frac{F_k}{b_0}}$$

woraus nach Einsetzen von $F_k = {}^1/_2\, k\,(b + b_0)$ und mit $b_m = {}^1/_2\,(b + b_0)$ (mittlere Breite):

$$(38) \qquad Q_k = \sqrt{\frac{g}{b_0}}\, k^{3/2}\, b_m^{3/2}$$

Die Werte Q aus den Gleichungen (20) und (38) müssen gleich sein, woraus die Strahlstärke k und die Absenkung im Becken z_1 wie folgt ermittelt werden können: Man nimmt probeweise einen Wert k an und prüft, ob die erwähnte Gleichheit der Abflüsse zutrifft. Für ein gegebenes k sind die Breiten b_0 und b_m bekannt, ebenso der Abfluss nach Gl. (38). Aus Gl. (37) erhalten wir E' und, da p gegeben ist, folgt aus Gl. (36) die Energiehöhe E im Oberwasser. Nunmehr kann

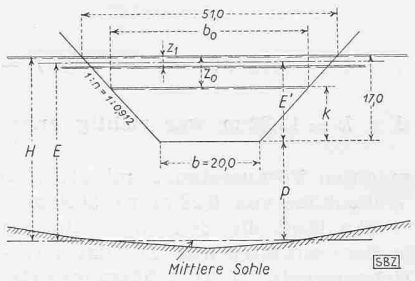

Bild 11

aus Gl. (15) z_1/H bestimmt werden und schliesslich aus (Gl. 20) der Ausfluss Q, der mit dem zuerst ermittelten Q_k übereinstimmen muss. Ist dies nicht der Fall, so ist k zu verändern und die Rechnung zu wiederholen.

Im Falle der Edertalsperre kann nunmehr zunächst der Ausfluss im Augenblick des Bruches bestimmt werden, den wir in der Zeit Null, also plötzlich, vor sich gehend annehmen wollen. Dabei wird für die Sunkbildung bei $t = 0$ nur die Breite der Ausflussöffnung in der Höhe $z_1/2$ unter dem Ausgangsspiegel in Gl. (20) einzusetzen sein. Es ist zu setzen $H = 39$ m, $p = 39 - 17 = 22$ m; ausserdem gelten die Daten von Bild 11. Die Berechnung, deren Einzelheiten hier nicht wiedergegeben werden sollen, ergab eine Strahlstärke im Ausflussquerschnitt von $k = 10{,}3$ m und eine Ausflussmenge von $Q = 2630$ m³/s. Dieser Wert stellt aber keineswegs den Grösstabfluss dar, denn die Abflussmenge steigt ja mit der Ausbreitung der Sunkwellen auf grössere Beckenbreiten noch erheblich über den Anfangswert an.

Hierbei ist nun die Art der Wellenausbreitung von Interesse. Sie ist in Bild 10 durch kreisähnliche Kurven dargestellt, welche die Lage der Bruchkanten im Wasserspiegel zu den jeweils beigeschriebenen Zeiten seit der Entstehung der Senkungswellen angeben. Es handelt sich hierbei nur um die direkte Welle; reflektierte rückläufige Wellen sind in der Darstellung nicht angegeben. Für die Fortbewegung des Wellenkopfes ist die mittlere Tiefe H des Querschnittes massgebend. Sie ist im Stauquerschnitt, wie aus [11] ermittelt werden kann, $H = 34$ m und kann in der 22 km langen Stauhaltung bis auf $H = 2$ m linear abnehmend angenommen werden, was für unsere Zwecke völlig ausreicht. Die Mitteltiefe beträgt dann 18 m, was aus dem Inhalt $V = 202$ Mio m³ und der Oberfläche $O = 11{,}25$ Mio m² bestätigt wird: $H_m = V/O = 18$ m. Die Wellenschnelligkeit in der Nähe der Sperre ist $a = \sqrt{9{,}81 \cdot 34} = 18{,}2$ m/s und nimmt weiterhin gemäss der Tiefenverringerung ab (die ursprüngliche Fliessgeschwindigkeit ist praktisch Null). Der Wellenkopf legt somit in 10 s eine Strecke von 182 m zurück und weiterhin entsprechend weniger. Hierauf beruht die Einzeichnung der Kreiswellen.

Berücksichtigt man, dass jede Querschnittsverbreiterung eine rückläufige Hebungswelle erzeugt und die direkte Welle verkleinert, dass ferner jede Querschnittseinengung eine rückläufige zusätzliche Senkung erzeugt und die primäre Sunkwelle verstärkt, so lässt sich an Hand von Bild 10 erkennen, dass ein äusserst kompliziertes System sich überlagernder Wellen aufgetreten sein muss, das den Ausfluss aus der Bresche im Sinne einer ständig sich ändernden Wassermenge beeinflusst hat. Ob der in den vorausgegangenen theoretischen Erörterungen vorausgesetzte quasistationäre Zustand sich bei dieser Sachlage ausbilden konnte, erscheint zweifelhaft.

Wir wollen davon aber einmal absehen und ermitteln, welcher Ausfluss sich ergeben hätte, wenn sich beim Durcheilen der annähernd gleichmässig 700 m breiten Beckenstrecke unmittelbar oberhalb der Sperrmauer der quasistationäre Zustand eingestellt hätte. Die mittlere Beckentiefe ist dabei mit $H = 33$ m einzusetzen; ferner sind $p = 33 - 17 = 16$ m und $B = 700$ m. Zunächst wird schätzungsweise angenommen $k = 12{,}22$ m, woraus sich ergeben:

$$b_0 = 20{,}0 + 2 \cdot 0{,}912 \cdot 12{,}22 = 42{,}3 \text{ m}$$

$$b_m = {}^1/_2 \cdot (20{,}0 + 42{,}3) = 31{,}15 \text{ m}$$

$$Q_k = \sqrt{\frac{9{,}81}{42{,}3}} \cdot 12{,}22^{3/2} \cdot 31{,}15^{3/2} = 3580 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$E' = 12{,}22 \cdot \left(1{,}25 + \frac{20}{4 \cdot 42{,}3}\right) = 16{,}72 \text{ m}$$

$$E = 16{,}72 + 16{,}00 = 32{,}72 \text{ m}$$

Aus der Gleichung

$$32{,}72 = 33 \cdot \left(5 - 3\frac{z_1}{H} - 4 \cdot \sqrt{1 - \frac{z_1}{H}}\right)$$

folgen

$$z_1/H = 0{,}0085 \quad \text{und} \quad z_1 = 0{,}0085 \cdot 33 = 0{,}28 \text{ m}$$

Hieraus ergibt sich

$$Q = 2 \cdot 700 \cdot 33^{3/2} \cdot \sqrt{g} \cdot (1 - 0{,}0085)\,(1 - \sqrt{1 - 0{,}0085}) = 3510 \text{ m}^3/\text{s}$$

Es ist somit $Q \cong Q_k$, d. h. $k = 12{,}22$ m war richtig angenommen.

Unter der oben gemachten Voraussetzung müsste also der Ausfluss bei einer Wellenhöhe von 0,28 m rd. 3600 m³/s betragen haben. Bei $t = 50$ s läuft die Senkungswelle, wie Bild 10 zeigt, in grössere Beckenbreiten aus. Die dabei entstehende gegenläufige Hebungswelle trifft schätzungsweise nach weiteren 50 s an der Bruchstelle ein und erhöht den Ausfluss ruckartig.

Schon bei der letzten Berechnung haben wir gesehen, dass die Energiehöhe am Auslauf mit $E' = 16{,}72$ m nur unwesentlich kleiner ist als die Tiefe der Schwelle unter dem Stauziel (17,0 m). Noch ausgeprägter wird dies beim Wellenauslauf bei $t > 50$ s der Fall sein. Wir befinden uns dann praktisch beim Fall des unendlich grossen Beckens, der für den Rechteckausschnitt durch Gl. (35) gekennzeichnet ist, beim vorliegenden Trapez aber wie folgt zu berechnen ist:

$$E' = H - p = 17{,}0 \text{ m}$$

Mit $b_0 = 42{,}70$ m ist nach Gl. (37) $k = 12{,}43$ m, woraus wiederum b_0 bestätigt wird, nämlich

$$b_0 = 20{,}0 + 2 \cdot 0{,}912 \cdot 12{,}43 = 42{,}7 \text{ m}$$

$$b_m = {}^1/_2 \cdot (20{,}0 + 42{,}7) = 31{,}35 \text{ m}$$

Nach Gl. (38) wird

$$Q_k = \sqrt{\frac{9{,}81}{42{,}7}} \cdot 12{,}43^{3/2} \cdot 31{,}35^{3/2} = 3680 \text{ m}^3/\text{s}$$

Dies ist der grösste theoretisch denkbare Ausfluss. Selbst wenn man von der ungünstigen hydraulischen Wirkung der scharfen Bruchkanten völlig absieht und den abflussvergrössernden Einfluss der Stromfadenkrümmung berücksichtigt, kann man den grössten Ausfluss kaum wesentlich über 4000 m³/s ansetzen. Die bislang bekannt gewordenen Zahlen sind also z. T. offensichtlich zu hoch gegriffen.

Literaturverzeichnis

[1] *O. Kirschmer:* Zerstörung und Schutz von Talsperren und Dämmen. SBZ 1949, Nr. 20 und Nr. 21, S. 277* und 300*.

[2] *H. Quast:* Zerstörung und Wiederaufbau der Möhne- und der Edertalsperre, «Wasser- und Energiewirtschaft» 1949, S. 135.

[3] *J. Frank* und *J. Schüller:* Schwingungen in den Zuleitungs- und Ableitungskanälen von Wasserkraftanlagen. Berlin 1938.

[4] *I. W. Egiazaroff:* K sutotschnomu regulirowaniu gidroelektritscheskich stancii. (Zur Frage der täglichen Regulierung hydroelektrischer Anlagen.) Leningrad 1931.

[5] *B. de St. Venant:* Théorie du mouvement non permanent des eaux avec application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. C. R. Acad. Sci. Paris 1870 und 1871.

[6] *A. Ritter:* Die Fortpflanzung der Wasserwellen. «Z. VDI» 36 (1892), S. 947.

[7] *A. Schocklitsch:* Versuche mit Dammbruchwellen (Wasserschwall), veröffentlicht in «Die Wasserbaulaboratorien Europas», Berlin 1926, S. 237.

[8] *A. Schocklitsch:* Ueber Dammbruchwellen. Wien 1917.

[9] *Ph. Forchheimer:* Grundriss der Hydraulik. Leipzig 1926.

[10] *R. Weyrauch* und *A. Strobel:* Hydraulisches Rechnen. Stuttgart 1930.

[11] *F. Ramponi:* Sulle forme di imbocco dei canali e delle opere di scarico superficiale. «L'Energia Elettrica» 26 (1949), S. 453.

[12] *H. Favre:* Etude théorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts. Paris 1935.

[13] *A. Ludin:* Die Wasserkräfte. Berlin 1913.

[14] *P. Böss:* Berechnung der Wasserspiegellage. Berlin 1927.

Gewässersanierung und Gewässerschutz

DK 628.394

An die Verunreinigung der Gewässer trägt einerseits die Natur in Form von Mineralstoffen, Staub aus der Luft und der Abgänge der Pflanzen- und Tierwelt bei. Die Abfälle, die auf den Einfluss des Menschen zurückzuführen sind und die aus seinem Stoffwechsel, seiner direkten Tätigkeit, aus Gewerbe und Industrie, der Tierhaltung und Bodendüngung in die Gewässer gelangen, können indessen viel bedeutungsvoller sein, so dass sich der natürliche Reinigungprozess nicht mehr vollziehen kann. Die Beeinträchtigung des sauberen, klaren Wassers zum Beispiel eines Bachlaufes zeigt sich zunächst durch das Wachstum von an sich unschädlichen Grün- und Kieselalgen, gefolgt von Moosen und höheren Wasserpflanzen. Wenn sich das Wasser aber trübt, vielfarbige Fladen von sogenannten Abwasserpilzen mitführt und allerlei Unrat das Bachbett verunstaltet, spricht man von der visuellen Verunreinigung. In dieser ist die unsichtbare, hervorgerufen durch chemische Beimengungen, Giftstoffe und Krankheitserreger meist gleichzeitig schon enthalten. Als Abwasserpilze sind umfassend alle heterotrophen Mikroorganismen zu verstehen, von denen dem Abwasserbakterium Sphaerotilus natans die grösste Bedeutung zukommt. Daneben ist der Schwund an Sauerstoff und die Zunahme der Stickstoffverbindungen für den Grad der Gewässerverunreinigung massgebend.

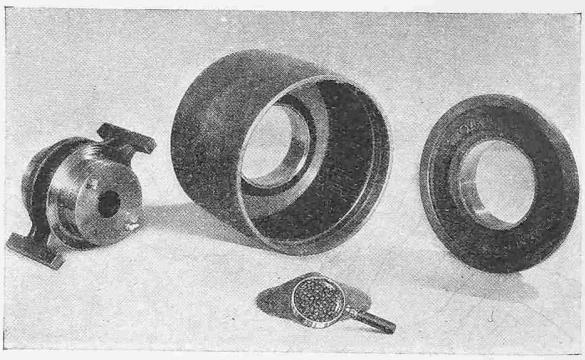

Bild 1. Die Einzelteile der Pulvis-Kupplung

Der Mensch, der wohl den grössten Teil der Schuld an der Wasserverschmutzung trägt, frägt sich nun, wie er ein so geschädigtes Gewässer in den früheren Zustand zurückführen, dieses also sanieren kann und welche Massnahmen zu treffen sind, um es künftig und dauernd vor der Verunreinigung zu schützen. Beide Probleme, Sanierung und Schutz, die getrennt zu behandeln sind, verlangen genaue Untersuchungen in jedem einzelnen Fall, da auch hier (wie auf allen Gebieten des Wasserbaues) nie verallgemeinert werden darf. Es hat sich eindeutig erwiesen, dass Erfahrungen, die hinsichtlich der Abwasserklärung und der Abfallstoffverwertung (s. Nr. 22, S. 311 dieses Jahrganges) im Ausland gemacht werden konnten, nicht ohne weiteres auf unsere schweizerischen Verhältnisse übertragen werden dürfen. Beispielsweise steht schon der Charakter vieler unserer natürlichen Bäche und Flüsse, die bei Niederwasser geringe Tiefe, einen grossen benetzten Umfang, eine rasche und oft turbulente Wasserbewegung und damit eine gute Belüftung des Wassers aufweisen, im schroffen Gegensatz zum Flusstyp des Flachlandes. Die Sanierungs- und Schutzmassnahmen können deshalb jeweils nicht gründlich genug studiert werden. Es ist nicht damit getan, dass eine Gemeinde im sogenannten ersten Ausbau ihre Abwässer mechanisch reinigt und glaubt, nun vorläufig, eben bis zum zweiten oder dem zeitlich in weiter Ferne liegenden Vollausbau mit einer biologischen Kläranlage, alles Notwendige vorgekehrt zu haben. Das meist aus finanziellen Gründen so gewählte Vorgehen hat schon zu schweren Misserfolgen und Enttäuschungen geführt, weil mit der mechanischen Reinigung allein die eigentlichen Urheber der Schäden nicht genügend bekämpft werden konnten. Schliesslich kommt es bei der Bewertung einer Kläranlage nicht auf ihren Reinigungsgrad an. Entscheidend ist das Ergebnis der Sanierung, also die Wasserqualität des Vorfluters nach der Rückleitung des gereinigten Abwassers.

In verdienstvoller Weise werden die Grundlagen für die Abwasserreinigung und die Gewässersanierung durch die 1945 ins Leben gerufene Eidg. Anstalt für Wasserversorgung, Abwasserreinigung und Gewässerschutz (EAWAG) an der ETH, die im Werdhölzli bei Zürich über ein sehr geeignetes Versuchsfeld verfügt, wissenschaftlich geprüft. Es ist zu hoffen, dass sich die aus diesen Vorarbeiten ergebenden Hinweise für die technische Ausgestaltung von Kläranlagen und andern Hilfsmitteln bald verwerten lassen und dass sie den für den Bau solcher Werke massgebenden Instanzen frühzeitig zur Verfügung stehen. Die Notwendigkeit der Sanierung zum Beispiel des Zürichsees und besonders auch der Limmat unterhalb der Kläranlage der Stadt Zürich ist zweifellos unbestritten. Die zu lösenden Probleme sind schwierig, die Kosten für die zu erstellenden Bauten und Einrichtungen hoch. Trotzdem darf vor der energischen Inangriffnahme der Sanierungsmassnahmen nicht länger zurückgeschreckt werden, weil die eigene Regenerationskraft dieser Gewässer ständig abnimmt und da-