Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 105/106 (1935)
Heft: 19

Artikel: Die Ermittlung der Bodenpressung für Fundamente mit prismatischer Standfläche
Autor: Gruber, Ernst
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-47434

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: 16.12.2025

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

zusetzen haben, und die historischen Bauformen interessieren uns in diesem Zusammenhang nicht, weil sie historisch sind, d. h. einer vergangenen Zeit angehören, sondern weil und insofern sie Aeusserungen menschlicher Eigenschaften und Ideen sind, die unterhalb aller zeitgebundenen Oberflächenerscheinungen heute wie je nach Ausdruck verlangen.

Die Kenntnis der historischen Situation wird Sie auch vor der Gefahr verantwortungsloser Utopien bewahren. Es ist verführerisch grossartig, mit Städten zu jonglieren wie mit bunten Bällen; auf ein paar statistische Tabellen und ein paar blendende Einfälle werden gigantische Luftschlösser aufgebaut, die ihren Schöpfern gestatten, ihre Mitmenschen als gedankenträge Philister zu verachten, wenn sie nicht ebenso begeistert sind. Es ist das Perfide solcher Utopien, dass sie die Wirklichkeit entwerten, ohne sie zu überwinden. Es ist nicht die primäre Aufgabe der Architektur, die Welt zu erlösen; gewiss ist zu hoffen, dass Ihre Bauten besser werden als die meisten Ihrer Vorgänger, und dass damit auch die Welt effektiv besser werde: aber das muss sich als *Resultat* durch Ihre Arbeit hindurch ergeben, es kann nicht das Programm Ihrer Arbeit sein. Die Unbedingtheit der Utopie pflegt eine Ausflucht vor der weniger grossartigen Wirklichkeit zu sein; je mehr Sie sich aber der Realität annehmen, desto sicherer nähern Sie sich — wenn auch in kleinen Schritten — der Verwirklichung jener Verbesserungen, die die Utopie durch einen Sprung voreilig vorwegnehmen möchte. Wir verachten heute das blindlings an allen passenden wie unpassenden Stellen entfaltete formale Pathos der Vorkriegszeit — aber auch wir haben noch ein Stück artistisches Pathos zu überwinden: das Pathos der Modernität. Durch Extravaganz aufzufallen, ist keine Kunst, weder durch solche des Traditionalismus noch der Modernität. „Interessante" Lösungen der einen wie der andern Art können zwar auch wirklich qualitätvoll sein; es braucht aber viel Kultur, viel Takt, Charakter, Verzichtbereitschaft und soziales Verantwortungsgefühl, um das „Interessante" zu überwinden und eine Form zu finden, die sozusagen lautlos wirkt, selbstverständlich — richtig. Gerade solche Bauten aber, ohne Manifest-Charakter nach irgend einer Seite sind die einzigen, auf die es heute ankommt, die einzigen, die im grauenhaften Chaos der heutigen Städte milieubildend und re-integrierend wirken können.

Mit diesen Ueberlegungen möchte ich nicht Ihren Idealismus brechen, den Sie hoffentlich Ihrem Beruf entgegenbringen. Aber ich möchte ihn mit dem Gewicht der Realitäten beschweren, in denen er sich durchzusetzen hat, denn mit dem Optimismus der Phrase und dem Idealismus der Schlagwörter ist Ihnen nicht geholfen, und gerade wenn Sie Neues durchsetzen wollen, müssen Sie sich jener Werte, die Sie dabei bekämpfen oder auf die Seite stellen müssen, bewusst sein — nur dann sind sie wirklich zu überwinden. Es ist kein lahmer Verzicht, den ich Ihnen zumute, aber Sie müssen im Gefühl des grossen Zusammenhangs, in den die Architektur enger eingebunden ist als jede andere Kunst, die persönliche Künstler-Eitelkeit zurückstellen, die immer schon das Ausserordentliche sucht, wo es einzig auf das Ordentliche ankäme, und die sich ebenso in der Maske überbetonter Modernität, wie in der irgendwelcher Stilformen äussern kann. Wenn ich vom Verzicht auf artistische Eitelkeit rede, so bedeutet das keine Geringschätzung des Artistischen, es wird vielmehr nur auf den ihm zukommenden Platz verwiesen. Denn im Rahmen des sozialen Ganzen, in dem es nur eine ganz bescheidene Rolle spielen darf, wünsche ich Ihnen persönlich zu Ihrer Arbeit durchaus eine artistische Einstellung — „artistisch" im Gegensatz zu „weltanschaulich". Es ist eine primitive Anmassung zu glauben, alle Probleme unserer Existenz liessen sich auf irgend eine einfache Formel bringen, es ist ein Mangel an Bescheidenheit und Achtung vor der Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, und diese wüsten Brocken halbverdauter Philosophie, die Ihnen von allen Seiten angepriesen werden, auch wenn sie in der Maske der Wissenschaft auftreten, wollen eben darum mit Inbrunst „geglaubt" werden, weil sie einer kühlen Betrachtung nicht standhalten. Hüten Sie sich, Ihre Arbeit gar zu direkt an Schlagwörter und „Weltanschauungen" zu binden, behalten Sie Ihrer Arbeit gegenüber eine gewisse Heiterkeit des Gemütes, eine artistische Distanz, die Ihnen erlaubt, nötigenfalls auch einmal nachzugeben, ohne dass Sie dann das Gefühl hätten, ihre heiligsten Grundsätze verraten zu haben. Wo aus äussern Gründen die beste Lösung nicht erreichbar ist, ist auch die zweitbeste aller Sorgfalt wert. Ich predige Ihnen hier nicht einen billigen Opportunismus (wo die Grenze zur Charakterlosigkeit liegt, hat jeder mit sich selbst auszumachen), aber ich sehe, wie einige von den besten Architekten der Gegenwart durch weltanschauliche Bindungen in ihrer Tätigkeit fast gelähmt werden, und darum ist eine Entspannung dieser Verkrampfung nicht nur zum persönlichen Nutzen der Betreffenden, sondern für die Gesundung der Architektur überhaupt nötig. *Machen Sie die QUALITÄT der Lösung, nicht aber die ART der Lösung zur Gewissensfrage,* und lernen Sie, die Qualität in den allerverschiedensten Erscheinungsformen zu erkennen und anzuerkennen.

Was heisst Qualität im Künstlerischen: doch wohl der Grad an Intensität, mit dem alle einzelnen Komponenten gegenseitig aufeinander bezogen, zusammengesehen, und so zu einem Organismus verschmolzen sind. Qualität ist also ein Begriff ästhetischer Ordnung, und so brauchen wir uns nicht länger zu sträuben, das vielmissbrauchte und gemiedene Wort zu verwenden. Wir werden die Bauten in dieser Vorlesung in erster Linie vom ästhetischen Standpunkt ansehen, und uns dabei bemühen, diesem Begriff das Odium des Verschwommenen, Gefühlsseligen, Geschwätzigen und Irrealen zu nehmen, um ihn mit der sachlichen Präzision zu handhaben, die einem so realen Gebiet wie der Architektur angemessen ist. Peter Meyer.

Die Ermittlung der Bodenpressungen für Fundamente mit prismatischer Standfläche.

Von Dr. Ing. ERNST GRUBER, z. Z. in Hannover.[1])

A. EINLEITUNG.

Der entwerfende Ingenieur hat oft die Standsicherheit von Fundamentkörpern zu untersuchen, die nicht mit einer ebenen, sondern mit einer prismatischen Fläche auf dem Baugrund aufstehen (Abb. 1). Da es meines Wissens für die Ermittlung der Bodenpressungen solcher Grundkörper noch keine einwandfreie Lösung gibt, hat sich der Verfasser mit dieser Aufgabe beschäftigt und hiefür ein Verfahren gefunden, das in diesem Aufsatze bekanntgegeben wird. Für die diesbezüglichen Untersuchungen sollen folgende Annahmen gelten:

1. Hinsichtlich der Gründung:

a) Ruht das Fundament auf Pfählen, so nehmen wir an, dass die Kräfte, die vom Fundamentkörper auf die Pfahlköpfe übertragen werden, ihren elastischen Verschiebungen proportional sind. Es gilt also

$$N' = \varepsilon\, \vartheta_n\,;\quad T' = \gamma\, \vartheta_t, \qquad \ldots \qquad (1)$$

wobei ϑ_n die axiale und ϑ_t die tangentiale Pfahlkopfverschiebung bezeichnet. Die Bedeutung von N' und T' ist aus Abb. 1 ersichtlich. Handelt es sich dabei um schwebende Pfähle, so folgen die Werte ε und γ nach Terzaghi's „Erdbaumechanik". Für in lockeren Boden geschlagene, auf festem Baugrund aufstehende Standpfähle ergeben sich bei Vernachlässigung des Bodenwiderstandes die Beiwerte ε und γ aus den von den Pfählen gebildeten Stabzweiecken a b c (Abb. 1).

b) Ruht das Fundament nicht auf Pfählen, sondern unmittelbar auf dem tragfähigen Boden, so müssen wir zwei Fälle unterscheiden:

[1]) Manuskript eingegangen im Mai 1934. Red.

α) Der Baugrund ist ein bindiger Boden (Tone, Tegel, usw.), das heisst, er besitzt neben seiner Druckfestigkeit auch eine Zug- und Scherfestigkeit. Die Bodenreaktionen treten dann in Form von Normal- und Schubspannungen von der Grösse

$$\sigma = E\,\vartheta_n\,;\quad \tau = G\,\vartheta_t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

auf, wobei E und G Elastizitätskoeffizienten des Erdreiches bedeuten (siehe Abb. 1).

β) Der Baugrund ist kohäsionslos (Sand, Schotter, usw.), d. h., er besitzt keine Zugfestigkeit: Die längs der Fundamentkanten $n, n+1$ auftretenden Bodenreaktionen sind Normalspannungen

$$\sigma = E\,\vartheta_n \quad . \quad (3)$$

und tangentielle Reibungswiderstände

$$\sigma_r = E\,f\,\vartheta_n \quad (4)$$

wobei E die Bettungsziffer des Bodens und f den Reibungskoeffizienten zwischen Fundament und Erdreich bedeutet.

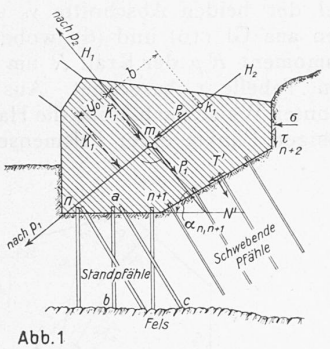

Abb. 1

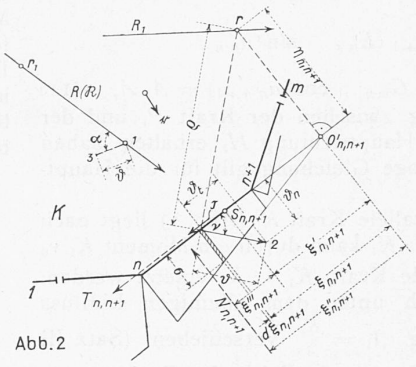

Abb. 2

2. Des weiteren nehmen wir an, dass der Fundamentkörper vollständig starr sei.

Während bei den Reaktionen N', T' σ und τ der Gl. (1), (2) und (3) mit dem Vorzeichenwechsel der Verschiebungen ϑ auch ein Vorzeichenwechsel der Spannung eintritt, kann die Reibungsspannung σ_r bei einer positiven Normalverschiebung ϑ_n, je nach dem Vorzeichen der dazu gehörigen tangentialen Verschiebung ϑ_t positiv oder negativ sein. Daraus folgt, dass man die Regeln der allgemeinen Elastizitätslehre nur auf die unter a und b_α angeführten Fälle anwenden darf. Für den Fall b_β wird im Abschnitt F ein gesondertes Verfahren entwickelt.

B. ALLGEMEINE LEHRSÄTZE.

Der Grundkörper K bildet mit dem ihn unterstützenden Stoffen (Pfähle, Baugrund nach Punkt b_α) ein elastisches System. Wird also das Fundament von einer beliebigen Kraft R ergriffen, so dreht es sich um einen momentanen Drehpol r um den kleinen Drehwinkel φ (siehe Abb. 2). Ein beliebiger Punkt ν der Prismenseite $n, n+1$ bewegt sich daher von ν nach 2. Zerlegen wir die Verschiebung ϑ in eine Normal- und eine Tangentialkomponente, so ergibt sich

$$\vartheta_n = \varphi\,\xi_{n,n+1}\,;\quad \vartheta_t = \varphi\,\eta_{n,n+1}\,, \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

woraus nach Gl. (2) die Bodenreaktionen

$$\begin{aligned}\sigma &= E_{n,n+1}\,\varphi\,\xi_{n,n+1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)\\ \tau &= G_{n,n+1}\,\varphi\,\eta_{n,n+1}\end{aligned}$$

folgen. Fassen wir für jede Seite $n, n+1$ die τ bzw. σ zusammen, so erhalten wir als Tangentialkraft

$$T_{n,n+1} = G_{n,n+1}\,\varphi\,F_{n,n+1}\,\eta_{n,n+1} \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

und als Normalkraft

$$\begin{aligned}N_{n,n+1} &= E_{n,n+1}\,\varphi \int_n^{n+1} \xi_{n,n+1}\,d\,F_{n,n+1}\\ &= E_{n,n+1}\,\varphi\,\xi'_{n,n+1}\,F_{n,n+1} \quad . \quad . \quad (8)\end{aligned}$$

Die Entfernung der Normalkraft $N_{n,n+1}$ vom Drehpol r ergibt sich zu

$$\xi''_{n,n+1} = \xi'_{n,n+1} + \frac{J_{n,n+1}}{\xi'_{n,n+1}\,F_{n,n+1}} = \xi'_{n,n+1} + \xi'''_{n,n+1}, \quad (9)$$

wenn $J_{n,n+1}$ das Trägheitsmoment der Seite $n, n+1$ um deren Schweraxe $S_{n,n+1}$ bedeutet. Aus Abb. 2 ersieht man, dass die Verbindungslinie des Spannungsliniennullpunktes $o'_{n,n+1}$ mit dem Drehpol r normal auf der Prismenseite $n, n+1$ steht.

Vervielfacht man den Kraftvektor $\mathfrak{R}$, so vervielfacht sich nach dem Proportionsgesetz auch der zu einem beliebigen Punkt des Fundamentes gehörige Verschiebungsvektor $\mathfrak{r}$ (Abb. 2). Der Drehpol r, für den $\mathfrak{r} = 0$ ist, ändert also bei diesem Vorgang seinen Ort nicht. Die Lage von r ist somit nur von der Richtungslinie der angreifenden Kraft R und nicht von ihrer Intensität abhängig. Da das Proportionsgesetz im reversiblen Sinne linear ist, ergibt sich auch umgekehrt, dass zu einem beliebigen Drehpunkt r nur *eine* Kraftrichtung R gehört. Es besteht also zwischen Kraftrichtung und Drehpol eine ein-eindeutige Punkt-Geradenverwandtschaft (Reziprozität). Wir wollen hinfort die Richtungslinie einer Kraft mit einem grossen lateinischen Buchstaben und den dazu gehörigen Drehpol mit dem gleichnamigen kleinen Buchstaben bezeichnen.

Wirkt nun eine durch r gehende Kraft R_1, so wird sich der Punkt 1 der Kraft R von 1 nach 3 verschieben (Abb. 2). Die Anwendung des Maxwell-Mohr'schen Satzes auf R und R_1 ergibt $R\,\overline{\vartheta}\cos\alpha = 0$, also $\alpha = \frac{\pi}{2}$, woraus folgt, dass der zu R_1 gehörige Pol r_1 auf R liegen muss. Es gilt also der Satz:

„Liegt r auf R_1, so liegt umgekehrt r_1 auf R". I

Ist e der zur Kraft E gehörige Pol, so folgt aus Satz I der weitere Satz:

„Dreht sich eine Kraft um einen Pol e, so bewegen sich die dazu gehörigen Pole auf der zu e gehörigen Kraftrichtung E." II

Ein Moment kann man bekanntlich durch eine im Unendlichen wirkende unendlich kleine Kraft ersetzen. Bestimmen wir also in unserer Punkt-Geradenverwandtschaft den der unendlich-fernen Geraden entsprechenden Punkt m, so erhalten wir in diesem den zu einem Moment gehörigen Drehpol, den wir als „*Mittelpunkt m*" bezeichnen wollen. Stellen wir mit Hilfe der Gl. (7) und (8) für ein am Fundament angreifendes Moment M und die dazu gehörigen Bodenpressungen σ und τ die Gleichgewichtsbedingung $\Sigma M = 0$ auf, so ergibt sich

$$\begin{aligned}M = \varphi \Bigg[&\sum_{n=1}^{n=m} G_{n,n+1}\,F_{n,n+1}\,\eta^2_{n,n+1} + \\ &\sum_{n=1}^{n=m} E_{n,n+1}\,(J_{n,n+1} + \xi'^2_{n,n+1}\,F_{n,n+1})\Bigg] = \varphi J, \quad (10)\end{aligned}$$

womit wir die Beziehung zwischen dem Moment M und dem elastischen Drehwinkel φ gefunden haben.[2])

Eine durch den Mittelpunkt m gehende Kraft muss nach Satz I ihren Pol im Unendlichen haben. Das heisst:

„Jede durch m gehende Kraft erzeugt eine reine Schiebung". III

Erinnern wir uns an die Ein-Eindeutigkeit unserer Punkt-Geradenverwandtschaft, so ergibt sich mit Satz III, dass zu jeder durch m gehenden Kraftrichtung eine und nur eine durch m gehende Verschiebungsrichtung gehört und umgekehrt. Es gilt also:

„Das durch m gehende Kraftbüschel ist dem durch m gehenden Verschiebungsbüschel projektiv." IV

Diese beiden konlokalen Büschel besitzen zwei Doppelstrahlen, die wir „*Hauptaxen*" nennen wollen. Für diese fällt also Kraft- und Verschiebungsrichtung zusammen. Wirkt längs des einen Doppelstrahles H_1 eine Kraft P_1, so verschiebt sich das Fundament dem Wesen des Doppelstrahles entsprechend parallel H_1 (Abb. 1). Der dazugehörige Drehpol p_1 liegt daher auf einer zu H_1 normalen Geraden H_2. Wirkt umgekehrt längs H_2 eine Kraft P_2, so

[2]) Bezüglich der Werte ξ' und η der Gl. (10) siehe Abb. 2. Jedoch setze man statt des Poles r den Mittelpunkt m.

muss der dazugehörige Pol p_2 nach Satz I auf H_1 liegen (Abb. 1). Also verschiebt sich m parallel H_2, d. h. in Richtung der Kraft P_2. H_2 ist somit der zweite Doppelstrahl. Er steht auf den ersten (H_1) senkrecht.

Stellen wir mit Hilfe der Gl. 7 und 8 für eine längs des Hauptstrahles H_2 wirkende Kraft P_1 und die dazugehörigen Bodenreaktionen σ und τ die Gleichgewichtsbedingung $\Sigma X = 0$ auf, so erhalten wir:

$$P_1 = \Delta_1 \sum_{n=1}^{n=m} F_{n,n+1} \,(E_{n,n+1} \sin^2 \alpha_{n,n+1} + G_{n,n+1} \cos^2 \alpha_{n,n+1}) = \Delta_1 A, \quad (11)$$

womit wir die Beziehung zwischen der Kraft P_1 und der Verschiebung Δ_1 in der Hauptrichtung H_1 erhalten haben (siehe Abb. 1). Eine analoge Gleichung gilt für die Hauptaxe H_2.

Für eine zu H_1 parallele Kraft K_1 (Abb. 1) liegt nach Satz II der Pol k_1 auf H_2. K_1 kann durch ein Moment $K_1 y_0$ und eine in H_1 wirkende Kraft $\overline{K_1} = K_1$ ersetzt werden. Der Punkt k_1 wird sich unter dem alleinigen Einfluss von $\overline{K_1}$ um den Betrag $\overline{\Delta_1} = \frac{K_1}{A}$ verschieben (Satz III und Gl. 11). Anderseits legt k_1 zu Folge des Drehmomentes $K_1 y_0$ den Weg $\overline{\overline{\Delta_1}} = -\frac{K_1 y_0}{J} b$ zurück (Gl. 10). Da k_1 als Drehpol in Ruhe bleiben muss, gilt die Beziehung $\overline{\Delta_1} + \overline{\overline{\Delta_2}} = 0$, woraus sich $y_0 b = \frac{J}{A}$ . . . . . (12) ergibt. Analog gilt für die zweite Hauptaxenrichtung H_1 die Beziehung

$$x_0 a = \frac{J}{B} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

C KONSTRUKTION DER GRUNDELEMENTE.

Mit Hilfe der bisher entwickelten Lehrsätze kann man für ein beliebiges Fundament zu einer Kraftrichtung R den Drehpol r konstruieren. Zuerst ermittelt man hierzu den

Mittelpunkt m. Erteilen wir dem Fundament eine beliebige Verschiebung $\Delta_h = 1$, so hat dies nach Gl. 7 und 8 die Bodenreaktionen $N^{(h)}_{n,n+1}$ und $T^{(h)}_{n,n+1}$ zur Folge, die in den Schwerpunkten $S_{n,n+1}$ der einzelnen Prismenseiten $n, n+1$ angreifen (Abb. 3). Für eine zweite Verschiebung $\Delta_v = 1$ seien die dazugehörigen Reaktionen $N^{(v)}_{n,n+1}$ und $T^{(v)}_{n,n+1}$ (Tabelle 1 der Abb. 3). Bestimmen wir die Resultierende R_h der $N^{(h)}_{n,n+1}$ und $T^{(h)}_{n,n+1}$ und die Resultierende R_v der $N^{(v)}_{n,n+1}$ und $T^{(v)}_{n,n+1}$, so erhalten wir nach Satz III im Schnittpunkt von R_h mit R_v den Mittelpunkt m. Nun ergeben sich die beiden

Hauptrichtungen H_1 und H_2 als aufeinander senkrecht stehende Doppelstrahlen der im Satz IV erwähnten projektiven konlokalen Strahlenbüschel. In diesen bilden die Richtungen Δ_h, R_h und Δ_v, R_v je ein entsprechendes Strahlenpaar. Die Hauptstrahlen ergeben sich in bekannter Weise mit Hilfe des Steiner'schen Kreises (Abb. 4).[3])

Die Werte A und B findet man aus Gl. (11). Da $\Delta_h = 1$, lautet Gl. (11) für die Hauptaxe H_2

$$\overline{\overline{R}} = 1 \cdot B \cos \overline{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

wobei $\overline{\overline{R}}$ die Komponente von R_h in Richtung H_2 ist. Legt man $r_h R_2 \parallel H_1$, so erhalten wir nach Gl. (14) in $m R_2$ den Wert B (Abb. 4). Analog ergibt sich durch $r_h R_1 \parallel H_2$ in $m R_1$ der Wert A. Für das zweite Strahlenpaar $R_v \Delta_v$ erhalten wir in entsprechender Weise wiederum die Werte A und B (Zeichenkontrolle.[4])

Den zur Kraftrichtung R gehörigen *Drehpol r* findet man nach Satz II als Schnittpunkt der beiden zu p_1 und p_2 gehörigen Kraftrichtungen P_1' und P_2', wobei p_1 und p_2 die Schnittpunkte von R mit H_1 und H_2 darstellen (Abb. 3). Da p_2 auf H_2 liegt, muss nach Satz I $P_2' \parallel H_1$ sein. Die Lage von P_2' ergibt sich nach Gl. (12) als geometrisches Mittel der beiden Abschnitte y_0 und b. Die Spannungen folgen aus Gl. (10) und (6), wobei das M der Gl. (10) das Drehmoment $R p$ der Kraft R um m bedeutet. Der Wert J ist in Tabelle 1 berechnet. Aus σ und τ kann man in bekannter Weise nach Mohr die Hauptspannungen in jedem beliebigen Punkte einer Prismenseite $n, n+1$ angeben.

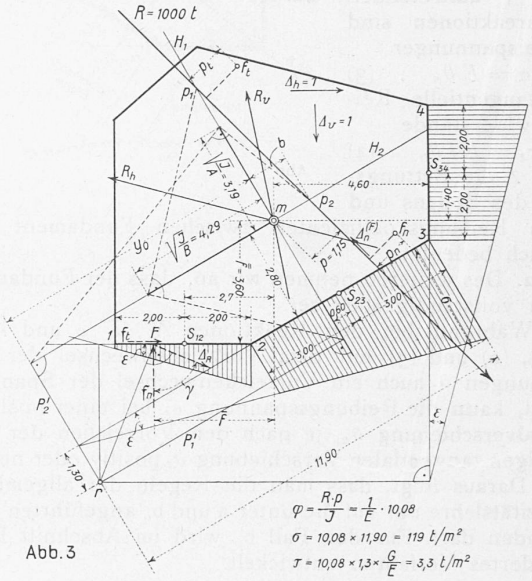

Abb. 3

Tabelle 1 ($E = 4\,G$)

Seite	$\Delta_h = 1$		$\Delta_v = 1$	
$n, n+1$	$N^{(h)}_{n,n+1}$	$T^{(h)}_{n,n+1}$	$N^{(v)}_{n,n+1}$	$T^{(v)}_{n,n+1}$
1,2	0	1,00 E	4,00 E	0,00 E
23	3,00 E	1,30 E	5,20 E	0,75 E
34	4,00 E	0,00 E	0,00 E	1,00 E

$$J/E = 4 \times 2{,}7^2 + 6 \times 0{,}6^2 + 4 \times 1{,}40^2 + \tfrac{1}{12}(4^3 + 6^3 + 4^3) + \tfrac{1}{4}(3{,}6^2 \times 4 + 2{,}8^2 \times 6 + 4{,}6^2 \times 4) = 114{,}08 \text{ m}^4$$

D. EINFLUSSPOLE.

Wirkt im Punkte F (Abb. 3), für den wir die normale Bodenpressung ermitteln wollen, der Hilfsangriff $f_n = 1$, so dreht sich das Fundament um den Drehpol f_n um den kleinen Winkel $\varphi = \frac{\overline{f} \cdot 1}{J}$ (Gl. 10).

Der Fusspunkt des Lotes p_n wird den Weg $\Delta^{(F)}_n = p_n \frac{\overline{f} \cdot 1}{J}$ beschreiben. Infolge der Kraft R verschiebt sich F um den Betrag Δ_R. Wendet man auf R und $f_n = 1$ den Satz von Maxwell-Mohr an, so ergibt sich

$$\Delta_R = \frac{R \Delta^{(F)}_n}{\cos \gamma} = \frac{R}{\cos \gamma} \frac{\overline{f}\, p_n}{J} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

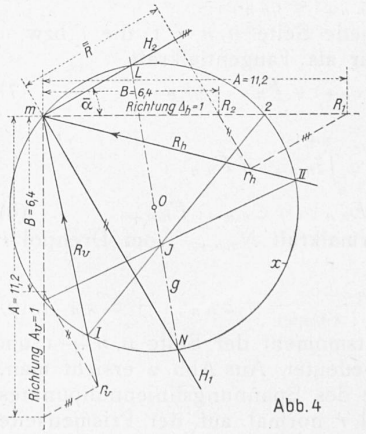

Abb. 4

[3]) Man legt durch m einen beliebigen Kreis $\varkappa$ mit dem Mittelpunkt o (Abb. 4). Legt man I 2 und I II, so ergibt sich der Punkt J. Die Gerade o J liefert die beiden Kreisschnittpunkte N und L, womit in $m L$ und $m N$ die Hauptaxen gefunden sind. *Beweis:* Projiziert man im Kreise $\varkappa$ vom Punkte 1 das Kraftbüschel $R_h R_v$, so ergibt sich das Büschel 1 I, 1 II. Projiziert man hingegen ebenso vom Punkte I das Verschiebungsbüschel $\Delta_v \Delta_h$, so ergibt sich I 1, I 2. Da im Kreise Peripheriewinkel über gleichen Bogen gleich gross sind, folgt $R_h R_v \cong$ 1 I, 1 II und $\Delta_h \Delta_v \cong$ I 2, I 1. Da 1 I $\equiv$ 1 1 ist, muss 1 I 1 II mit I 2 I 1 in perspektiver Lage liegen. Die beiden entsprechenden Strahlen 1 II und I 2 schneiden sich daher im Punkt J der Perspektivitätsaxe g. Wandert J nach L, so fällt 2 mit II zusammen und wir erhalten in $m L$ einen Doppelstrahl H_2. Das Analoge gilt für den Punkt N. Da $H_1 \perp H_2$ sein soll, muss die Perspektivitätsaxe durch o gehen.

[4]) Die Werte von A und B können auch aus Gl. (11) rechnerisch bestimmt werden.

Da die Normalspannung im Punkt F nach Gl. 6

$$\sigma_F = \Delta_R \cos\gamma \, E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

beträgt, folgt mit Gl. (15) endgültig

$$\sigma_F = \frac{R\,\overline{f}\,p_n}{J} E = R\,p_n \frac{\overline{f}\,E}{J} = R\,p_n f_n^{(\varepsilon)}; \quad f_n^{(\varepsilon)} = \overline{f}\,\frac{E}{J} \quad (17)$$

Will man die Tangentialspannung τ_F im Punkte F erhalten, so muss der Hilfsangriff in der Polygonseite $n, n+1$ selbst wirken. Man erhält analog

$$\tau_F = R\,p_t \frac{\overline{\overline{f}}\,G}{J} = R\,p_t f_t^{(\varepsilon)}; \quad f_t^{(\varepsilon)} = \overline{\overline{f}}\,\frac{G}{J} \quad . \quad (18)$$

Bezeichnet man f_n und f_t als die zum Punkte F gehörigen Einflusspole, ferner $f_n^{(\varepsilon)}$ und $f_t^{(\varepsilon)}$ als die zu F gehörigen Einflusszahlen, so ergibt sich:

„Man erhält die Bodenpressung als Produkt der Einflusszahl mit dem Moment der Kraft um den Einflusspol. Ist der Drehsinn des Hilfsangriffes um den Mittelpunkt m entgegengesetzt dem Drehsinn der Kraft R um den Einflusspol, so ist die Spannung mit dem Hilfsangriff gleichgerichtet und umgekehrt." V

E. KERNGEBIETE.

Es ist wichtig, für einen vorliegenden Kraftangriff angeben zu können, ob im Fundament ein Wechsel der Normalspannungen eintritt oder nicht. Lassen wir in den Endpunkten n und $n+1$ einer Prismenseite $n, n+1$ (Abb. 5) die beiden Hilfsangriffe $\mathfrak{f}_n^{(n)}$ und $\mathfrak{f}_n^{n+1}$

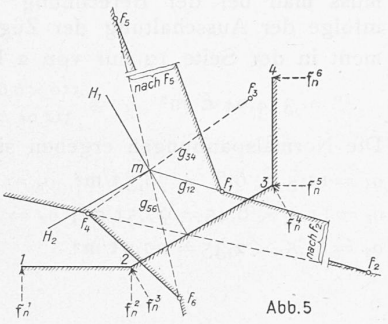

Abb. 5

wirken, so gehören zu diesen die beiden Einflusspole $f_n^{(n)}$ und f_n^{n+1}, die auf einer durch m gehenden Geraden $g_{n,n+1}$ liegen müssen. Analog geht man für jede andere Prismenseite vor. Drehen die Hilfsangriffe $\mathfrak{f}_n^{(\nu)}$ um m im einen Sinne und die Hilfsangriffe $\mathfrak{f}_n^{(\mu)}$ um m im entgegengesetzten Sinne, so ergibt sich nach der Vorzeichenregel des Satzes V, dass jede Kraft, die um die Einfluss-Polgruppe $f_n^{(\nu)}$ im einen Sinne und um die Polgruppe $f_n^{(\mu)}$ im entgegengesetzten Sinne dreht, im ganzen Fundament keinen Wechsel der Normalspannungen hervorruft. Es lässt sich also ein durch die Pole f_n bestimmes „Kerngebiet" angeben, das den obigen Lagebedingungen entspricht. Jede Kraft, die zur Gänze in diesem Gebiete liegt, erzeugt entweder lauter Zug- oder lauter Druckspannungen. In Abb. 5 ist für unseren Fall das Kerngebiet konstruiert worden. Der Deutlichkeit halber wurde es durch Schraffen gekennzeichnet.

F. VERFAHREN MIT HILFE VON „GEWICHTEN".

Wie schon eingangs erwähnt wurde, muss der Fall b_β, in dem die tangentialen Bodenwiderstände in Form von Reibungskräften auftreten, einer besonderen Behandlung zugeführt werden. In Abb. 6 sei R die angreifende Kraft, zufolge welcher sich das Fundament um den momentanen Drehpol o um den kleinen Winkel φ drehen wird. Nach Gl. (3) und (4) ergeben sich die dazugehörigen Bodenwiderstände zu

$$\sigma = \varphi\, E_{n,n+1}\, \xi_{n,n+1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

und

$$\sigma_r = \varphi\, f_{n,n+1}\, E_{n,n+1}\, \xi_{n,n+1} \quad . \quad . \quad (20)$$

Da diese mit der Kraft R im Gleichgewicht stehen, muss das Moment der Reaktionen σ und σ_r um einen beliebigen Punkt A der Kraftrichtung R gleich Null sein. Es gilt also die Gleichung

$$\sum_{n=1}^{n=m} \int_n^{n+1} (\sigma\, p_\xi^{(n,n+1)} \pm \sigma_r\, p_\eta^{(n,n+1)})\, E_{n,n+1}\, dF_{n,n+1} = 0 \quad (21)$$

Setzt man Gl. (19) und (20) in Gl. (21) ein, so erhält man

$$\sum_{n=1}^{n=m} \int_n^{n+1} \xi_{n,n+1}\, dw_{n,n+1} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

wobei

$$dw_{n,n+1} = (p_\xi^{(n,n+1)} \pm f_{n,n+1}\, p_\eta^{(n,n+1)})\, E_{n,n+1}\, dF_{n,n+1} \quad (23)$$

bedeutet. Nennen wir $dw_{n,n+1}$ „Gewichte", so folgt aus Gl. (22) der Lehrsatz

„Das Moment der „Gewichte" um den Momentanpol o ist gleich Null".

Die Resultierende R_A der zu einem beliebigen Punkt A von R gehörigen Gewichte muss daher durch den Pol o gehen. Ermittelt man also für einen zweiten beliebigen Punkt B der Kraft R die Resultierende R_B der zu B gehörigen Gewichte, so ergibt sich im Schnittpunkt von R_A mit R_B der zu R gehörige Drehpol o.

Für die praktische Durchführung dieser Konstruktion ist es zweckmässig, die Gewichte für die einzelnen Prismenseiten zusammenzufassen. Es ergibt sich für $n, n+1$ das Gesamtgewicht

$$W_{n,n+1} = \int_n^{n+1} (p_\xi^{(n,n+1)} \pm f_{n,n+1}\, p_\eta^{(n,n+1)})\, E_{n,n+1}\, dF_{n,n+1} =$$
$$(p_s^{(n,n+1)} \pm f_{n,n+1}\, p_\eta^{(n,n+1)})\, E_{n,n+1}\, F_{n,n+1} \quad (24)$$

und der Abstand desselben vom Schwerpunkt $S_{n,n+1}$ berechnet sich zu

$$\pi_{n,n+1} = -\,p_s^{(n,n+1)} + \frac{1}{W_{n,n+1}} \int_n^{n+1} p_\xi^{(n,n+1)} \overbrace{(p_\xi^{(n,n+1)} \pm f_{n,n+1}\, p_\eta^{(n,n+1)})\, E_{n,n+1}\, dF_{n,n+1}}^{dw_{n,n+1}}$$
$$= -\,p_s^{(n,n+1)} + \frac{J_{n,n+1}\, E_{n,n+1}}{W_{n,n+1}} + \frac{p_s^{(n,n+1)}}{W_{n,n+1}} \overbrace{F_{n,n+1}\, E_{n,n+1}\, (p_s^{n,n+1} \pm f_{n,n+1}\, p_\eta^{n,n+1})}^{W_{n,n+1}} =$$
$$\frac{J_{n,n+1}\, E_{n,n+1}}{W_{n,n+1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

wenn $J_{n,n+1}$ das Trägheitsmoment der Seite $n, n+1$ um die Schwerpunktsaxe $S_{n,n+1}$ bedeutet.

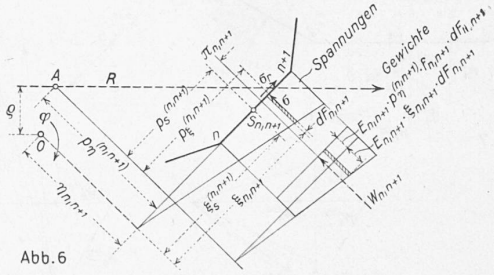

Abb. 6

Bezüglich der Vorzeichen gelten folgende Regeln. Das gegen das Fundament gerichtete „Gewicht" ist positiv. Wählen wir den Uhrzeigersinn als positiven Drehsinn, so ist in Gl. (24) $p_s^{(n,n+1)}$ bzw. $p_\eta^{(n,n+1)}$ dann positiv, wenn ein in $S_{n,n+1}$ wirkendes positives Gewicht bzw. die längs $n, n+1$ wirkende Reibungskraft um den Punkt A im Sinne des Uhrzeigers dreht. Der Wert $\pi_{n,n+1}$ ist ungeachtet seines Vorzeichens von $S_{n,n+1}$ aus nach demjenigen Seiteneckpunkt n hin abzutragen, in dem $dw_{n,n+1}$ den absolut grösseren Betrag erreicht. Hat man die Gewichte $W_{n,n+1}$ richtig aufgetragen, so müssen sie um A alle in dem selben Sinne drehen. Um die Vorzeichen richtig einführen zu können, muss man die Richtung der tangentialen Reibungskräfte in den einzelnen Prismenseiten kennen. Da jedoch diese Richtungen von der Lage des erst zu bestimmenden momentanen Drehpoles o abhängen, sind sie von Haus aus nicht bekannt. Man macht daher hiefür eine vorläufige

Annahme und konstruiert für diese den momentanen Drehpol o. Drehen die Reibungskräfte der einzelnen Seiten um den Pol o alle in dem selben Sinne und ist dieser entgegengesetzt dem Drehsinn der Kraft R um o, so stimmen die eingangs gewählten Reibungsrichtungen mit den tatsächlichen überein. Hiernach ergibt sich der Drehwinkel φ aus

$$\varphi = \frac{R\varrho}{J^0};\quad J^0 = \sum_{n=1}^{n=m} (\xi_s^{(n,n+1)^2} F_{n,n+1} + J_{n,n+1}) E_{n,n+1} + \sum_{n=1}^{n=m} \eta^2_{n,n+1} F_{n,n+1} f_{n,n+1} E_{n,n+1} \quad . \quad . \quad (26)$$

woraus sich in der Seite $n, n+1$ die Spannungen

$$\sigma = \xi_{n,n+1} E_{n,n+1} \varphi;\quad \sigma_r = f_{n,n+1} \sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

ergeben.

In Abb. 7 ist für einen beliebigen Lastfall die Konstruktion des momentanen Drehpoles o, sowie die Spannungsberechnung durchgeführt. Die Reibungszahlen betragen: $f_{12} = 0{,}2$, $f_{23} = 0$, $f_{34} = 0{,}1$. Als Richtungen der Tangentialkräfte T_{12} und T_{34} wählen wir die in Abb. 7 angegebenen. Nach Gl. (24) ergeben sich für den beliebigen Punkt A der Kraft R mit $E = 1$ die Gewichte zu

$W_A^{(12)} = (-0{,}25 + 8{,}75 \times 0{,}2) \times 5 = +\ 7{,}5\ \text{m}^3$ $\quad \pi_{12} = 1{,}39$ m
$W_A^{(23)} = (-1{,}0) \times 6 = -\ 6{,}0\ $ „ $\quad \pi_{23} = 3{,}00$ „
$W_A^{(34)} = (4{,}25 - 8{,}00 \times 0{,}1) \times 3 = +\ 10{,}35$ $\quad \pi_{34} = 0{,}22$ „

und analog für den Punkt B

$W_B^{(12)} = (8{,}55) \times 5 = 42{,}75\ \text{m}^3$ $\quad \pi_{12} = 0{,}25$ m
$W_B^{(23)} = (2{,}15) \times 6 = 12{,}90\ $ „ $\quad \pi_{23} = 1{,}39$ „
$W_B^{(34)} = (-4{,}5 + 0{,}8 \times 0{,}1) \times 3 = -13{,}26\ $ „ $\quad \pi_{34} = 0{,}17$ „

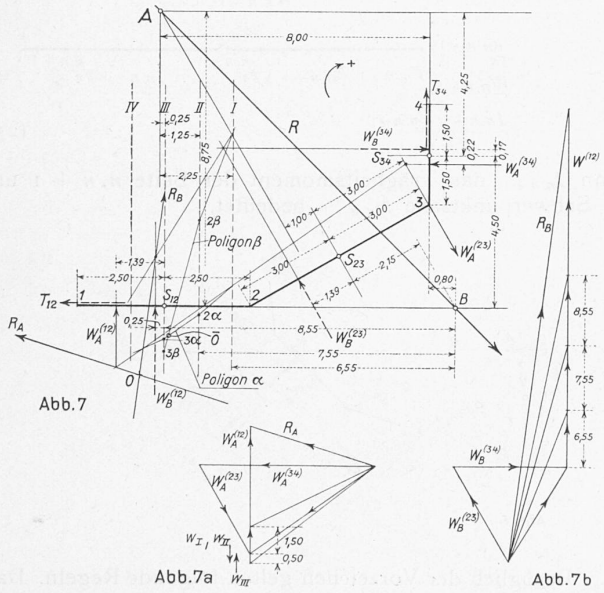

Abb.7

Abb.7a

Abb.7b

In den beiden Kraftplänen Abb. 7a und Abb. 7b wurden die Resultierenden R_A und R_B ermittelt, die sich im Punkte o schneiden. Da R um o im Sinne des Uhrzeigers und die beiden Reibungskräfte T_{12} und T_{34} im entgegengesetzten Sinne drehen, ist die eingangs getroffene Wahl der Reibungsrichtungen richtig. Da o zwischen den in den Endpunkten der Seite 1-2 auf dieser Seite errichteten Senkrechten liegt, so wird in letztgenannter ein Wechsel der Normalspannungen eintreten. Die bei der Ecke 1 auftretenden Zugspannungen können jedoch vom Erdreich nicht übernommen werden. Man muss sie daher ausschalten. Zu diesem Zwecke zerlegt man die Seite 12 in 1m breite Streifen mit den Schweraxen I, II, III und IV und bestimmt für jeden dieser Flächenteile die dazugehörigen Gewichte.

Es folgt für den Punkt A

$\Delta_{w_I}^{(A)} = (-2{,}25 + 8{,}75 \times 0{,}2) \times 1{,}00 = -1{,}50\ \text{m}^3$
$\Delta_{w_{II}}^{(A)} = (-1{,}25 + 8{,}75 \times 0{,}2) \times 1{,}00 = -0{,}50\ $ „
$\Delta_{w_{III}}^{(A)} = (-0{,}25 + 8{,}75 \times 0{,}2) \times 1{,}00 = +0{,}50\ $ „

und analog für den Punkt B

$\Delta_{w_I}^{(B)} = 6{,}55 \times 1{,}00 = 6{,}55\ \text{m}^3$
$\Delta_{w_{II}}^{(B)} = 7{,}55 \times 1{,}00 = 7{,}55\ $ „
$\Delta_{w_{III}}^{(B)} = 8{,}55 \times 1{,}00 = 8{,}55\ $ „

Man ermittelt nun die Resultierende von $W_A^{(34)} + W_A^{(23)} + \Delta_{w_I}^{(A)}$. Zu der Resultierenden fügt man $\Delta_{w_{II}}^{(A)}$ hinzu usw. Man erhält dadurch einen Polygonzug α. Geht man für die zum Punkt B gehörigen Gewichte analog vor, so erhält man einen zweiten Polygonzug β. Im Schnittpunkt von α und β befindet sich dann der Momentanpol o, da die Strecke $3_\alpha 2_\alpha$ bzw. $3_\beta 2_\beta$ die Resultierende sämtlicher rechts von o liegenden, zum Punkt A bzw. B gehörigen Gewichte darstellt. Der Drehwinkel φ ergibt sich nach Gl. (26). Jedoch muss man bei der Berechnung von J^0 bedenken, dass infolge der Ausschaltung der Zugspannungen das Fundament in der Seite 12 nur von 2 bis $\bar{o}$ reicht. Also

$$J^0 = 314{,}94\, E\ \text{m}^3 \quad \varphi = \frac{550 \times 6{,}60}{314{,}94\, E} = \frac{11{,}5}{E} \quad \text{(siehe Abb. 8).}$$

Die Normalspannungen ergeben sich nach Gl. (27) zu

$\sigma_4 = 11{,}5 \times 6{,}8 = 78{,}5\ \text{t/m}^2$, $\sigma_3 = 11{,}5 \times 3{,}80 = 43{,}8\ \text{t/m}^2$,
$\bar{\sigma}_3 = 11{,}5 \times 8{,}45 = 97{,}5\ \text{t/m}^2$, $\sigma_2 = 11{,}5 \times 2{,}45 = 28{,}2\ \text{t/m}^2$,
$\bar{\sigma}_2 = 11{,}5 \times 2{,}35 = 27{,}0\ \text{t/m}^2$.

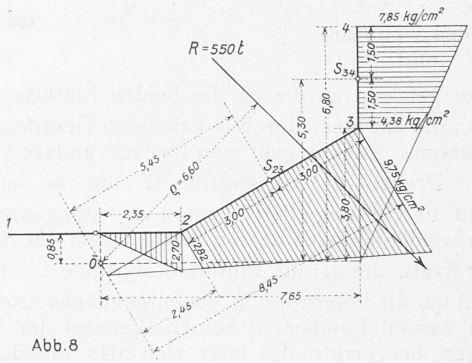

Abb.8

G. ANHANG.

Rechnen wir bei einem ebenen Fundament mit einer ebenen Spannungsverteilung, so setzen wir dabei stillschweigend ein starres Fundament und Proportionalität zwischen Bodenpressung und Verschiebung voraus. Nachdem diese Abhandlung ebenfalls auf diese beiden Annahmen aufgebaut ist, haben die Ergebnisse der in dieser Arbeit wiedergegebenen Methoden auch ungefähr denselben Genauigkeitsgrad, wie die gewöhnliche Berechnung der Bodenpressungen ebener Fundamente.

Handelt es sich um auf festem Boden aufstehende Standpfähle, so ergeben sich die Elastizitätsbeiwerte ε und γ mit der selben Genauigkeit, wie etwa Durchbiegungen eines Tragwerkes. Das Gesetz der Proportionalität ist für diesen Fall sicher gewährleistet. Steht jedoch das Fundament auf schwebenden Pfählen oder unmittelbar auf dem tragfähigen Baugrund, so haben die Bodenforscher[5]) festgestellt, dass für den Vorgang einer Be- und der darauf folgenden Entlastung die Bettungsziffer E allerdings nicht konstant ist. Man kann jedoch mit einem mittleren Wert derselben rechnen, der sich aus der mittleren Neigung, der zu dem betreffenden Be- und Entlastungsvorgang gehörigen Hysteresisschleife ergibt. Das Proportionsgesetz kann also auch für diesen Fall angewendet werden.[6]) Der

[5]) v. Terzaghi, Gröner, Petermann, Jaeger.

[6]) Auch im Eisenbeton rechnet man mit einem mittleren E-Wert.

Wert E ist bekanntlich von der Form und Grösse der Belastungsfläche, sowie vom Abstand von der Erdoberfläche abhängig. Ausserdem ändert er sich bei bindigen Böden mit der Belastungsdauer. E ist also im physikalischen Sinne eine Funktion des Ortes und der Zeit. Die Ortsabhängigkeit kann mit der im Abschnitt F entwickelten „Methode der Gewichte" erfasst werden. Die Abhängigkeit der Bettungsziffer von der Belastungsdauer ist im allgemeinen noch wenig geklärt. Wir wollen daher in unserem besonderen Falle darauf nicht näher eingehen. Wir streifen ja in diesem Anhang die bodenphysikalischen Fragen nur soweit, als es zum Nachweis der Anwendungsmöglichkeit unserer Methoden notwendig ist. Im allgemeinen können wir sagen, dass für E schon ziemlich gute Werte vorhanden sind. Hingegen liegen für G noch wenig verlässliche Angaben vor. Ueberschreiten die nach Abschnitt C und D gerechneten, längs der Fundamentkanten liegenden Hauptzugspannungen die Zugfestigkeit des Bodens, so geht an diesen Stellen die innere Kohäsion des Bodens verloren. Die ursprünglich vorhandenen elastischen Tangentialwiderstände verwandeln sich also bei diesem Vorgange in Reibungswiderstände, das heisst, das Fundament ist nach Abschnitt F zu rechnen. Da die Zugfestigkeiten bindender Böden sehr gering sind, wird der Fall b_α selten auftreten. Die mangelhafte Kenntnis des Beiwertes G ist also von geringem Belang. Die Methoden der Abschnitte C und D werden daher hauptsächlich nur für Pfahlgründungen mit elastischen Widerständen Anwendung finden. Die Werte ε und γ haben für die Praxis auch wenig Bedeutung, da man nach den neuesten Erfahrungen schwebende Pfähle nur mehr sehr selten ausführt.

Da in Gl. (10) die Werte E herausfallen, ist für die Ermittlung der Bodenpressungen nur das Verhältnis der Werte E, G, ε und γ zu einander massgebend. Dieser Umstand macht, soweit es sich um die Berechnung von Bodenpressungen handelt, die Ergebnisse unserer Methoden von den elastischen Eigenschaften des Bodens unabhängiger. Will man jedoch die elastischen Bewegungen des Fundamentkörpers ermitteln, so müssen die Ziffernwerte der obigen Koeffizienten bekannt sein.

Zum Schlusse wollen wir noch bemerken, dass selbst kleine tangentiale Bodenwiderstände das „Kerngebiet" (s. Abschnitt E) und somit auch die Standsicherheit des Fundamentes bedeutend vergrössern.

Versuche an einem Velox-Dampferzeuger.

Im vergangenen Sommer ist im Badener Werk der A.-G. Brown, Boveri & Cie. eine Leistungs- und Regelprüfung an einem ölgefeuerten Veloxkessel für 34 t/h Dampferzeugung von 330 m² Gesamtheizfläche unter Leitung von Prof. Dr. A. Stodola vorgenommen worden, worüber er in der ZVDI vom 6. April 1935 berichtet. Diesem Aufsatz seien einige Ergebnisse als Ergänzung zu den hier früher[1]) veröffentlichten Versuchsresultaten von Professor H. Quiby entnommen. Unter Berufung auf unsere frühere Beschreibung dieses Kessels[2]) beschränken wir uns darauf, an seine von Prof. Stodola hervorgehobenen wesentlichen Züge zu erinnern: Erzeugt durch eine von den Feuergasen selbst betriebene Gasturbine, bewirkt ein Ueberdruck von 1 bis 2 at, unter dem die Verbrennung stattfindet, Strömgeschwindigkeiten der Feuergase bis 200 m/s, infolge derer der Wärmeübergang alle vordem gekannten Werte überschreitet und eine Reduktion der Heizfläche auf $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$ gegenüber den alten Kesseln ermöglicht. Die Verbrennung unter Druck hat bei Oelfeuerung mit modernen Zerstäuberdüsen die weitere Folge einer Herabsetzung des Luftbedarfs fast auf das theoretische Mass. Es werden Brennkammerleistungen von 6 bis $8 \cdot 10^6$ kcal/m³ h erreicht. Dank der kleinen, vor ihrem Austritt bestens ausgenützten Feuergasmenge übersteigt über einen weiten Leistungsbereich der Wirkungsgrad 90 %. Anfahrzeiten von 4 bis 8 min aus kaltem Zustand und eine vollkommen selbsttätige Regelung vervollständigen das Bild einer ebenso kühn erdachten, wie sachgemäss verwirklichten Konstruktion.

[1]) „SBZ" 5. August 1933, Bd. 102, S. 61*.
[2]) „SBZ" 1. April 1933, Bd. 101, S. 151*.

Die Frage, ob Wärmeübergänge von $3 \cdot 10^5$ kcal/m² h, wie sie im Veloxkessel stattfinden, dem Gefüge des wärmedurchflossenen Stoffes gefährlich werden müssen, verneint Prof. Stodola, u. a. mit dem Hinweis auf die alte Dampfmaschine und den modernen Dieselmotor, wo ein Wärmefluss von der Grössenordnung $2 \cdot 10^6$ kcal/m² h keine wahrnehmbare Gefügeänderung hervorruft. Auf Grund von eingehenden Berechnungen[3]) hat sich Prof. Stodola von der Zulässigkeit der in den Bauteilen des Kessels auftretenden mechanischen und Wärmespannungen überzeugt.

Man unterscheidet zwischen dem thermischen Wirkungsgrad als dem Verhältnis der im Dampf abgeführten Nutzwärme zu der gesamten Energiezufuhr, und dem wirtschaftlichen Wirkungsgrad, d. h. dem Verhältnis der tatsächlich (nach Abzug der zur Brennstoffvorwärmung und zum Betrieb der Hilfsmotoren nötigen Wärme) verfügbaren Nutzwärme zu der Brennstoffwärme. Bei einer Brennkammerleistung von über $7 \cdot 10^6$ kcal/m³ h hat der Leistungsversuch einen thermischen Wirkungsgrad von 92,9 % und einen wirtschaftlichen Wirkungsgrad von 90,25 % ergeben. Diese Werte erhöhen sich auf 93,3 % und 92,6 %, wenn statt des ungewöhnlich hohen Kamingegendruckes von 825 mm WS beim Versuch, der normale Wert von 60 mm WS angenommen wird, in guter Uebereinstimmung mit früheren Versuchen. Die Gastemperatur im Schornstein beträgt nur etwa 130° C und der Luftüberschuss 5 bis 6 %. Versuche über die untere Rauchgrenze haben sogar gezeigt, dass der Luftüberschuss auf den ungewöhnlich niedrigen Wert von 4 % herabgesetzt werden kann, bevor Rauchbildung infolge Luftmangel eintritt.

Da die Speisewasservorwärmung durch Anzapfdampf nicht bloss eine Ersparnis im Wärmeverbrauch der Kraftmaschine, sondern auch eine Erniedrigung des Wirkungsgrades des Veloxkessels bewirkt, liegt die günstigste Temperatur des vorgewärmten Speisewassers bei diesem Kessel niedriger als beim gewöhnlichen. Bei richtiger Wahl dieser Temperatur ist jedoch, wie ein wärmewirtschaftlicher Vergleich zeigt, der Veloxkessel dem üblichen, vor allem dank seinem kleinen Abgas- und Strahlungsverlust, wesentlich überlegen.

Mehrfach wiederholte Regelversuche haben die besondere Stabilität der Veloxregulierung gezeigt. Die Belastung zwischen $^1/_5$ und $^5/_5$-Last nahm etwa 60 s in Anspruch, die Entlastung zwischen den selben Grenzen rd. 40 s. Diese Werte sind aber von dem erwähnten hohen Kaminwiderstand wesentlich beeinflusst und sind seither bei andern Veloxkesseln mit normalem Kaminwiderstand auf 12 bis 15 s herabgesetzt worden. Die Anfahrzeit aus kaltem Kesselzustand hängt bis zu einer gewissen Grenze nur von der Zusatzleistung der Ladegruppe ab. So würde nach Berechnung der Herstellerfirma bei einem Kessel von 34 t/h maximaler Dampfleistung eine Anfahrdauer von 3 min einen Zusatzmotor von rd. 285 kW bedingen. Diese kurzen Zeiten beweisen, wie gut sich der Veloxkessel auch zur Augenblicksaushilfe eignet.

[3]) Vergl. *A. Stodola*, „Zur Theorie der Wärmespannungen in dem Umfang nach ungleichmässig erwärmten Rohren", „SBZ" 1934, Bd. 104, S. 229*.

Wettbewerb für eine gewerbliche Berufschule in Winterthur.

(Schluss von Seite 210.)

Entwurf Nr. 20. Das Hauptmerkmal dieses Projektes ist das Zurücksetzen des Hauptgebäudes in die Flucht der Technikumstrasse. Davor entsteht eine grosse Grünfläche, wobei aber die rückwärtigen Flügel zu nahe an die bestehende Kapelle zu liegen kommen. Die erste Bauetappe liegt zweckmässig an der Westecke quer zur Mühlestrasse und zeigt eine geschickte Anordnung der geforderten Räume. Zu beanstanden ist der eingeschossige angehängte Hauswirtschaftsraum, der unter die Erweiterung der Lehrtöchter-Abteilung zu liegen kommt, die sich in gedrängter Form gut anschliesst. Die männliche Abteilung ist zweckmässig angeordnet; hervorzuheben ist das Zusammenfassen der lärmenden Werkstätten in einem gesonderten Flügel. Gänge und Treppen sind richtig dimensioniert. Der Zugang zum Saal, der ungünstig über der grossen Halle liegt, ist sehr dürftig bemessen. Nicht ganz verständlich ist die offene Halle im Erdgeschoss, die zwar einen Einblick in den Garten gewährt, aber keine Verbindung der Bauten herstellt. Durch die Abdrehung des Hauptbaues in die Flucht der Technikumstrasse entstehen ausgesprochene Nordzimmer. Kubikinhalt: 1. Bauetappe 8270 m³, Gesamtanlage 48715 m³.

Entwurf Nr. 23. Die Vorzüge dieses Projektes liegen in der Randbebauung, wobei eine grosse Grünfläche gegen die Tösstal-