

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 123/124 (1944)
Heft: 20

Artikel: Zur Erd- und Kriechdruck-Theorie
Autor: Haefeli, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-54051>

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: 05.04.2026

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

sodass aus dem Steinviadukt schliesslich eine eiserne Brücke auf den vorhandenen Steinpfeilern würde, eine Umwandlung seltenster Art, die dem Eisenbrückenbau neueste Aufgaben öffnen könnte.» Von ähnlichen Erwägungen ausgehend, reichten die Gerüstbauer Richard Coray und sein Sohn Ingenieur Richard Coray am 14. Febr. 1930 einen Vorschlag ein, der den Ersatz des ersten Gewölbes durch einen Blechbalken und die Verstärkung des ersten Pfeilers auf der Churer Seite zur Aufnahme der Gewölbereaktion des zweiten Bogens vorsah. Man einigte sich dann aber schliesslich auf die Unterfangung des Widerlagers 1, der die Sicherung des ersten Gewölbes durch ein starkes Lehrgerüst mit Druckriegel voranzugehen und die Rekonstruktion, bezw. Reparatur der beiden Gewölbe 1 und 2 zu folgen hatten. Der Einbau des Lehrgerüsts in die erste Oeffnung durch Gerüstbauer R. Coray erfolgte von Ende März bis Mitte Juni 1929. Seine vier Binder wurden auf vierzig, am dickern Ende mindestens 28 cm starke, gerammte lärchene Pfähle abgestellt. Zur Aufnahme des zu 409 t berechneten Horizontalschlubes erhielt es einen Druckriegel, bestehend aus 16 Lärchenbalken 24/24 cm mit insgesamt 32 Regulier-Schraubenspindeln in der Mitte. Sechzehn Drahtseile von 12 mm Durchmesser erhöhten die Knickfestigkeit dieses gesamten horizontalen Balkens (Abb. 2).

Die Unterfangung des Widerlagers 1 wurde glockenförmig ausgebildet. Sie besteht aus vier übereinander liegenden konzentrischen Ringen, von denen der unterste eine mittlere Höhe von 2,40 m aufweist und die übrigen drei je 2,20 m hoch sind. Der unterste und weiteste hat einen inneren Durchmesser von 8,00 m und einen äusseren von 14,00 m. Der Ausbruch erfolgte in an die geraden Zugangstollen anschliessenden Ringstollen. Die Ringe selbst erhielten längs beider Leibungen Zementstein-Verkleidungen, zwischen die Füllbeton eingebracht wurde. Ringförmige Armierungen aus Eisenbahnschienen dienten der Aufnahme der Zugspannungen. Die neue Fundamenttiefe beruhte auf einem angenommenen natürlichen Böschungswinkel von 27°. Dieser war so klein angenommen worden, weil ein Sondierschacht gezeigt hatte, dass das Glockenfundament auf schlechtes, z. T. durchnässstes Lehmmaterial abgestellt werden müsse. Diese Arbeiten kamen in der Zeit von Mitte Sept. 1930 bis Anfang August 1931 zur Ausführung.

Von Anfang April 1932 bis Anfang Oktober wurden die beschädigten Gewölbe 1 und 2 verstärkt. Sie erhielten auf der inneren Leibung einen drahtgeflechtarmierten, bis 35 cm starken Gunitüberzug. In die äusseren Leibungen wurden je sechs der Gewölbekrümmung folgende Eisenbahnschienen einbetoniert und mittels durchgehender Schrauben mit dem Drahtgeflecht auf der inneren Leibung verbunden. Anschliessend erfolgte die Instandstellung der schadhafte Stirnmauern.

Die getroffenen Massnahmen schienen den erwarteten Erfolg zu zeitigen. Während einiger Jahre waren keine neuen Bewegungen bemerkbar. Nach 1935 jedoch zeigte sich plötzlich eine leichte Hebung des Scheitels des Gewölbes 3, das bisher ziemlich ruhig geblieben war, nach der Rekonstruktion der Gewölbe 1 und 2 aber als das schwächste den offenbar immer noch wirkenden Druck des rechten Rutschhanges nicht auszuhalten vermochte. Vom Sommer 1937 an kamen daher neue Nivellements-messungen zur Durchführung und von 1939 trigonometrische Verschiebungsmessungen nach der durch Ing. W. Lang von der Eidg. Landestopographie entwickelten Methode. Denser Ergebnisse zeigten sofort, dass das Problem des Castieler-Viaduktes sich neu stelle und dass rasch gehandelt werden müsse, da Gefahr im Verzuge sei. Am 24. Sept. 1940 hatte sich der Scheitel des Gewölbes 3 bereits um 150 mm gehoben (Abb. 2a)! Parallel zu dieser Hebung gingen Zerstörungen der Stirnmauern und des Gewölbes selbst, das an der inneren Leibung bedrohliche, von oben her von blosser Auge sichtbare Risse zeigte.

Im Einvernehmen mit Brückeninspektor F. Hübner vom Eidg. Amt für Verkehr gelangte die Betriebsleitung der damaligen Chur-Arosa-Bahn im Februar 1939 an Prof. Dr. M. Ritter (E. T. H.) mit dem Auftrag, zu prüfen, ob die Ursachen der Erscheinungen am Castieler-Viadukt anhand eines Modellversuches abgeklärt werden könnten. Ritter kam zum Schluss, dass, wenn die Bewegung des Widerlagers 1 nicht von selbst zum Stillstand komme oder durch Entwässerungen usw. nicht aufgehalten werden könne, sich der Viadukt kaum retten lasse, da schon ein horizontaler Druck von 500 t in Kämpferhöhe genügen würde, um die Gewölbe zu zerstören. In Ergänzung dieser Feststellung Ritters bewies ein Bericht von Ing. Dr. R. Haefeli von der Erdbauabteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau an der E. T. H. vom 20. Febr. 1941 einwandfrei, dass der gemauerte Viadukt in der Tat als Ganzes nicht mehr zu retten sei; kam doch Haefeli auf Grund seiner Untersuchungen auf einen auf das

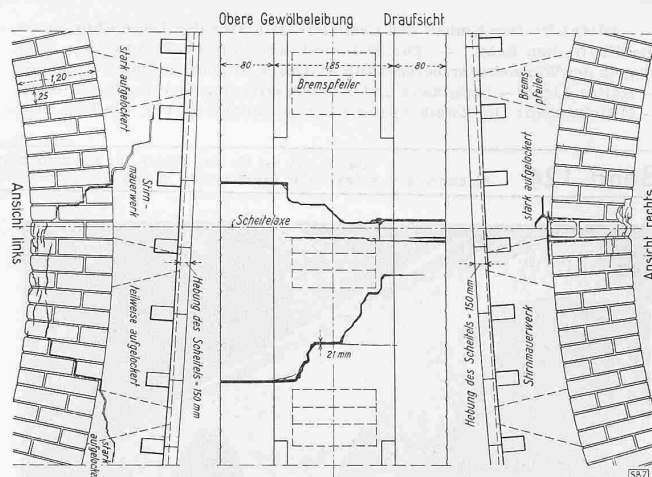


Abb. 2a. Zerstörungen im Scheitel von Gewölbe 3. — 1:100

unterfangene Widerlager 1 wirkenden Bergdruck in der Grössenordnung zwischen 5000 und 15 000 t!

Damit war dem stolzen Bauwerk leider das Todesurteil gesprochen und bewiesen, dass hier wieder einmal ein Problem vorliege, das nach dem Grundsatz «Gewalt gegen Gewalt» nicht bewältigt werden könne, dass sich der Ingenieur vielmehr den gewaltigen Naturkräften anzupassen habe und nach einer Lösung suchen müsse, die es gestatte, ihnen auszuweichen. Das war aber nur auf dem Umweg über eine Eisenkonstruktion möglich, wobei die Frage noch offen blieb, ob der ganze Viadukt zu opfern sei oder nur ein Teil.

[Wir schalten hier die theoretischen Ausführungen Dr. Haefelis ein, dessen Gutachten eben erwähnt wurde. Red.]

Zur Erd- und Kriechdruck-Theorie

Von P.-D. Ing. Dr. R. HAEFELI, E. T. H., Zürich

1. Problemstellung

Das bewegte Schicksal einer erst dreissigjährigen Eisenbahnbrücke im Gebiet des Prättigaufluchs scheint besonders geeignet, uns die Wirkung von Kriechbewegungen des Untergrundes, die Entstehung von Kriechrücken, sowie die konstruktiven Massnahmen zum Schutze eines Bauwerkes gegen Kriechschäden am Beispiel vor Augen zu führen. Eine befriedigende Erklärung der im konkreten Fall beobachteten Erscheinungen und eine über den Einzelfall hinausgehende wirksame Bekämpfungsmethode der Kriechschäden dürfte jedoch erst möglich sein, wenn die dazu nötigen theoretischen Grundlagen vorliegen. Da diese letzten zur Zeit noch fehlen, müssen wir uns zunächst mit dem grundsätzlichen Teil der Aufgabe befassen, wobei sich die Probleme nicht nur von der qualitativen, sondern vor allem auch von ihrer quantitativen Seite her stellen.

Die bei den nachstehenden theoretischen Untersuchungen gewonnenen Einblicke in den Verformungsprozess von Untergrund und Bauwerk, sowie in das zeitlich veränderliche Kräfte-spiel mögen in erster Linie als Beitrag zu einer notwendigen Ergänzung der Erddrucklehre gewertet und in Diskussion gestellt werden. Nachdem durch Theorie und Erfahrung wiederholt festgestellt wurde, dass sich die meisten aus Lockergesteinen bestehenden Hänge in langsamer kriechender Bewegung befinden [1] [2], wodurch bereits zahlreiche Bauwerke beschädigt oder zerstört wurden, ist die Frage nach der Grösse der von den kriechenden Erdmassen auf feste Bauwerke ausgeübten Erd-drücke zu einem der brennendsten Probleme der Erdbaumechanik und des Grundbaues geworden. In zweiter Linie, d. h. im konkreten Falle des Castieler Viaduktes, ergaben sich aus unseren Untersuchungen gewisse Richtlinien für die Rekonstruktion der Brücke. [Literaturangaben am Schluss des Aufsatzes.]

2. Theoretische Grundlagen

Soll ein dem Kriechdruck ausgesetztes Bauwerk unverschieblich festgehalten werden, kann dies auf zwei Arten geschehen: Entweder wird das Bauwerk oben bzw. seitlich festgehalten — z. B. nach Abb. 3a durch einen gegen eine Felswand stossenden Druckriegel — oder es wird direkt in der den Kriechhang nach unten begrenzenden Fels-schicht fundiert (Abb. 3b).

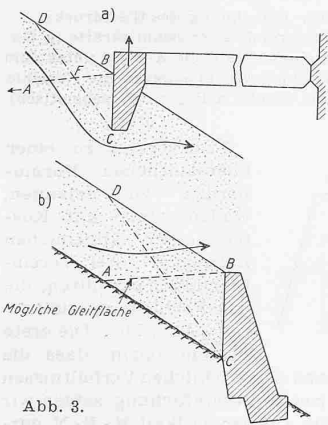


Abb. 3. Gleitflächenbildung im Kriechhang oberhalb eines «festen» Bauwerks

Abb. 3a kann sich eine Gleitfläche $D-C$ ausbilden, die den Regeln des passiven Erddruckes entspricht. Zwar wird hier kein Erdkeil $D-C-B$, wie dies gewöhnlich der Fall ist, herausgeschoben, sondern der in Bewegung befindliche Hang kriecht vielmehr unter diesem Erdkeil und dem Bauwerk hindurch. Dies ist andererseits nur möglich, wenn sich entweder das Bauwerk hebt oder wenn in seinem Wirkungsbereich Fließvorgänge bzw. plastische Verformungen im Untergrund auftreten. Andernfalls wird die Gleitflächenbildung von derjenigen des passiven Erddruckes abweichen und sich ähnlich gestalten wie im zweiten Fall. Als Uebergang ist auch die Loslösung eines Erdkeils $B-F-C$ denkbar, an dem sich der kriechende Hang aufspaltet und das Fundament zum Teil überschiebt.

Im zweiten Fall (Abb. 3b) kann sich die Gleitfläche $D-C$ des passiven Erddruckes nicht in normaler Weise ausbilden. Dagegen besteht hier die Tendenz zur Bildung einer Überschiebungs- bzw. Gleitfläche $A-B$, die uns erlaubt, die Berechnung des auf die feste Wand ausgeübten Druckes auf diejenige des aktiven Erddruckes in modifizierter Form zurückzuführen, wobei die in der Gleitfläche $A-B$ wirksamen Spannungen wie eine äussere Auflast zu berücksichtigen sind. Die in Bewegung befindlichen Erdmassen kriechen in diesem Falle über den gestauten Erdkeil $A-B-C$ und das Bauobjekt langsam hinweg.

Bei oberflächlicher Betrachtung scheint es somit möglich zu sein, die Berechnung von Kriechdrücken auf den Grundlagen der klassischen Erddrucktheorie aufzubauen. Eine genauere Untersuchung wird jedoch zeigen, dass dies nur bedingt, d. h. nur für gewisse Grenzfälle, richtig ist. Da in diesem Zusammenhang immer wieder von aktivem und passivem Erddruck die Rede sein wird, empfiehlt es sich, vorgängig einen allgemeinen Hinweis auf die gegensätzliche Stellung dieser beiden Erddrucke einzuschalten.

Abb. 4 veranschaulicht die Polarität zwischen aktivem und passivem Erddruck für die denkbar einfachsten Verhältnisse, nämlich bei vertikaler Wand und horizontalem Gelände. Hierbei sind unter a) die von der Wand relativ zum Erdkörper ausgeführten Drehungen um den Fusspunkt B , unter b) das Verhältnis des spez. Seitendruckes (σ_h) zum Vertikaldruck (σ_v) in Funktion des Drehwinkels ϵ , und unter c) die entsprechenden Mohr'schen Spannungskreise dargestellt. Je nach der Relativbewegung zwischen Stützwand und Erdkörper tritt der Ruhedruck, der aktive oder der passive Erddruck in Erscheinung. Ist die Wand vollkommen starr ($\epsilon = 0$), so ist der sogenannte *Ruhedruck* wirksam, wobei sich der Begriff der Ruhe nicht etwa auf das sich setzende Material, sondern auf die Stützwand $A-B$ bezieht. Dreht sich die Wand relativ zum Erdkörper nach aussen, so erfährt diese eine Entlastung infolge Aktivierung der inneren Reibung des Materials, bis schliesslich bei einer gewissen Drehung ϵ_a die Gleitflächenbildung einsetzt, womit der *aktive Erddruck*, bzw.

der minimale Wert des Spannungsverhältnisses $\frac{\sigma_h}{\sigma_v}$ erreicht wird. Umgekehrt gelangt der *passive Erddruck* zur Wirkung, wenn sich die Wand um einen gewissen Winkel ϵ_p gegen den Erdkörper zu dreht.

Untersucht man nun die Druckwirkung einer kriechenden Erdmasse auf eine ebene, horizontal *durchgehende* Stützwand etwas näher, so lassen sich — je nach der Intensität der Kriechbewegung sowie der Beschaffenheit des Materials — grundsätzlich drei Fälle unterscheiden (a, b und c in Abb. 5).

Kommt es im ersten Falle zur Bildung von Gleitflächen, so lässt sich das Problem in erster Annäherung auf dasjenige des passiven Erddruckes zurückführen. Nach der üblichen Erddruck-Theorie gelangt der passive Erddruck bekanntlich dann zur Wirkung, wenn sich das Bauwerk gegen den Erdkörper bewegt. Da es dabei nur auf die Relativbewegung zwischen Bauwerk und Erdkörper ankommt, so ist es unwesentlich, ob sich das Bauwerk gegen den ruhenden Erdkörper oder, wie im Falle der Kriechbewegung, der Erdkörper gegen das ruhende Bauwerk verschiebt. Auch die Gleitflächenbildung ist da wie dort dieselbe. Im Falle der

a) Ein erster Fall liegt vor, wenn, wie z. B. bei der Schneedecke, dank der genügenden Kohäsion und Plastizität des Materials, ausschliesslich plastische Verformungen stattfinden, wobei nach Abb. 5a ein mit der Zeit wachsender Staubeereich entsteht, innerhalb dessen der normale Kriechvorgang und Spannungszustand der betrachteten Schicht unter dem Einfluss der Stützwand eine Störung bei fortschreitender Verdichtung des Materials erfährt [3]. Die massgebenden Kräfte lassen sich zerlegen in einen auf die obere Begrenzung des Staubeereiches wirkenden statischen Druck S und den eigentlichen Kriechdruck K , der durch die Abbremsung des Staubeereiches entsteht. Zur Differenzierung der Begriffe könnte man hier von einem *Staudruck* sprechen. Eine Theorie zur angeneherten Berechnung dieser zeitlich veränderlichen Kräfte wurde vom Verfasser bisher nur für die Schneedecke gegeben, [3] und [4]. Bei allfälliger Uebertragung dieser Theorie auf die erdigen Lockergesteine ist eine Modifikation erforderlich, die dem Umstand Rechnung trägt, dass es sich nicht mehr wie beim Schnee um ein ideal-plastisches, sondern um ein unvollkommen plastisches Material handelt. Auf eine Wiedergabe dieser, den Verhältnissen des Erdbaues angepassten Kriechdruckberechnung muss im Rahmen dieses Aufsatzes verzichtet werden.

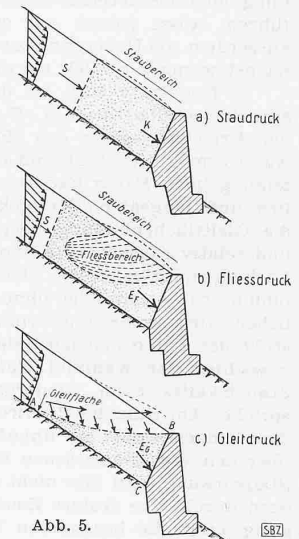


Abb. 5. Wirkungsweise d. Kriechdrucks als Staudruck, Fließdruck oder Gleitdruck (schematisch)

b) Wird in den Punkten einer räumlich ausgedehnten Zone des Staubeereiches die Fließbedingung überschritten, indem das Verhältnis der ersten zur dritten Hauptspannung einen kritischen Wert übersteigt, so entsteht ein sogenannter Fließbereich von zunächst unbekannter Form (Abb. 5b). Innerhalb dieses Bereiches tritt an Stelle der rein plastischen Verformung ein Fließ-

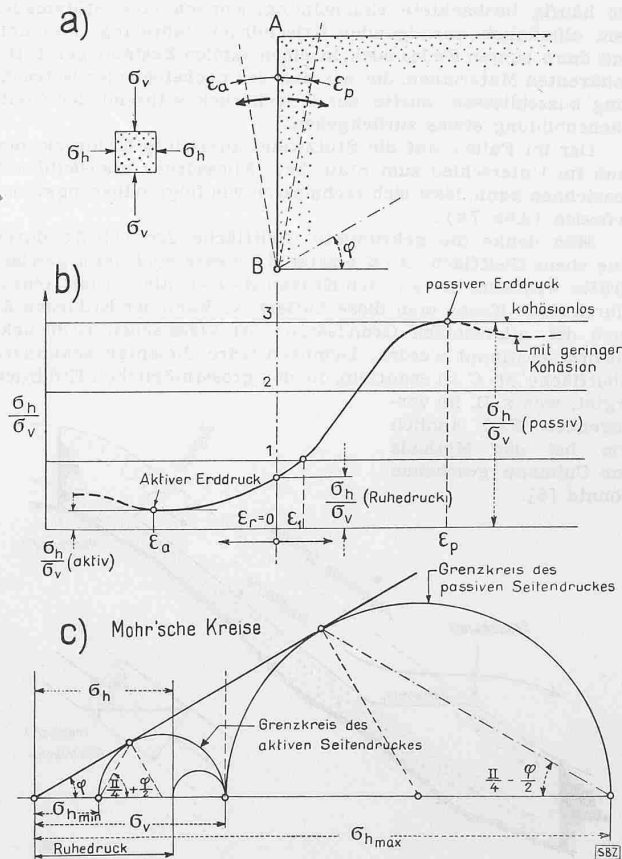


Abb. 4. Abhängigkeit des spezifischen Erddrucks von der relativen Bewegung zwischen Stützwand und Erdkörper (Schema)

vorgang [5]. Dieser Fließvorgang beeinflusst natürlich den Spannungszustand im Staubereich, wodurch ein Druck auf die Stützmauer entsteht, den man im Unterschied zum Staudruck a als *Fließdruck* bezeichnen könnte. Eine analytische Behandlung dieses Problems liesse sich in ähnlicher Weise wie die Berechnung der Fließbereiche unter Fundamenten nach Fröhlich durchführen, stösst jedoch auf erhebliche Schwierigkeiten und ist ausserdem als Uebergang zwischen den Grenzfällen a und c zunächst weniger aktuell als die beiden Grenzfälle selbst.

c) Der dritte Fall ist durch die Entstehung einer ausgesprochenen Gleitfläche $A-B$ gekennzeichnet, die die Kontinuität der Kriechbewegung des Hanges bei unverschieblicher Stützmauer ermöglicht. Während die Stauwirkung ohne Gleitflächenbildung nach Fall a hauptsächlich bei hochplastischen Materialien und langsamen Kriechbewegungen beobachtet wird, tritt die Gleitflächenbildung vorwiegend bei geringerer Plastizität und relativ raschen Kriechvorgängen auf. Für ein und dasselbe Lockergestein kann sich aber der Uebergang von a nach c (Abbildung 5) — mit oder ohne Zwischenphase b — auch in zeitlicher Aufeinanderfolge vollziehen. Bei der Schneedecke z. B. stellt der Fall a den normalen Zustand des scheinbaren Gleichgewichtes dar, während Fall c der Bildung des sogenannten Stauchwalles beim Niedergang von Schneebrettlawinen entspricht. Am Stauchwall wird die Druckfestigkeit des Schnees überwunden, wobei ein ungefähr horizontaler Scherriss entsteht, über den die abgerissenen Schneeschichten hinweggleiten. Die Stauwirkung wird hier nicht durch eine Stützmauer erzeugt, sondern durch eine festere Zone der Schneedecke, deren Verfestigung durch die besonderen Verhältnisse der Spannungsbildung und der Temperaturverteilung bedingt ist (Abb. 6). Der Uebergang von a nach c in der Druckzone der Schneedecke erfolgt hier schlagartig und unter Ausschluss von Phase b sobald die Rissbildung in der im oberen Teil des Hanges gelegenen Zugzone einsetzt. Auch bei gewöhnlichen Lockergesteinen werden die drei Stadien a , b und c häufig als drei verschiedene Phasen desselben Prozesses durchlaufen, wobei die ersten beiden Phasen (a und b) als nicht stationär, die dritte dagegen als quasi-stationär betrachtet werden kann. In diesem Sinne eines fortschreitenden Prozesses ist es auch verständlich, dass der Erddruck auf die Stützmauer in den Fällen a und b infolge des langsamen Wachstums des Staubereiches allmählich zunimmt, um schliesslich im Falle c , d. h. nach der Gleitflächenbildung, einen mehr oder weniger konstanten Grenzwert zu erreichen. Daher auch die häufig beobachtete Erscheinung, wonach eine Stützmauer dem allmählich ansteigenden Kriechdruck jahrelang standhält und dann letzten Endes doch in einen labilen Zustand gerät. Bei kohärenten Materialien, die wir aus der nachstehenden Betrachtung ausschliessen, dürfte der Kriechdruck während der Gleitflächenbildung etwas zurückgehen.

Der im Falle c auf die Stützmauer ausgeübte Erddruck, den man im Unterschied zum Stau- bzw. Fließdruck als *Gleitdruck* bezeichnen kann, lässt sich rechnerisch wie folgt näherungsweise erfassen (Abb. 7a):

Man denke die gekrümmte Gleitfläche der Abb. 5c durch eine ebene Gleitfläche $A-B$ ersetzt. In dieser sind dann gewisse Kräfte wirksam, die auf den Erdkeil $A-B-C$ als Auflast einzuwirken sind. Kennt man diese Auflast, so kann der Erddruck E_g nach den allgemeinen Grundsätzen der klassischen Erddrucktheorie bestimmt werden. Demnach wäre diejenige sekundäre Gleitfläche $M-C$ zu ermitteln, die den grösstmöglichen Erddruck ergibt, was z. B. im vorliegenden Fall ähnlich wie bei der Methode von Culmann geschehen könnte [8].

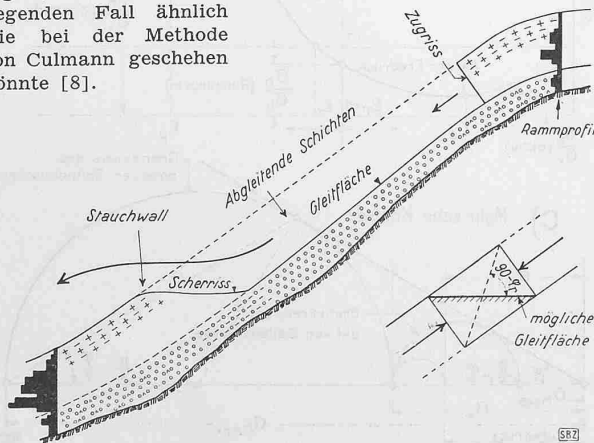


Abb. 6. Längsschnitt einer Schneebrettlawine mit Stauchwallbildung (Schema)

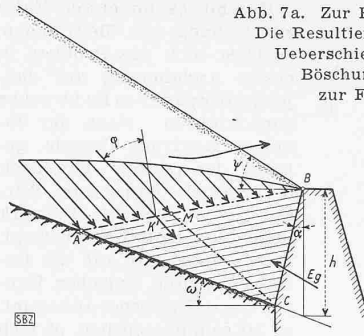


Abb. 7a. Zur Berechnung des Gleitdrucks. Die Resultierende aller Schnittkräfte in der Ueberschiebungsfläche $A-B$ ist unter dem Böschungswinkel φ gegen die Normale zur Fläche $A-B$ geneigt (schematisch)

Um vorerst zu einer übersichtlichen Formulierung zu gelangen, wollen wir — auf Kosten einer allgemeinen Lösung — drei Vereinfachungen einführen, die das Problem spezialisieren (Abb. 7b). Die erste besteht darin, dass die

Gleitfläche $A-B$ horizontal liegt, was den wirklichen Verhältnissen nahezu entsprechen dürfte. Als zweite Vereinfachung setzen wir voraus, dass der Winkel ϑ , den die auf den Erdkeil $M-B-N$ wirkende Druckkraft D mit der Horizontalen bildet, identisch sei mit dem Reibungswinkel δ zwischen Erde und Wand. In dritter Linie beschränken wir uns zunächst auf den Fall der vertikalen Stützmauer ($\alpha = 0$).

Der gesuchte Gleitdruck E_g kann nun für irgend eine unter dem Winkel χ gegen die Horizontale geneigte Gleitfläche nach Abb. 7b graphisch bestimmt werden. Zu diesem Zwecke berechnet man zuerst die Kräfte V und G und konstruiert dann das Kräftedreieck $D-V-K$, wobei zu beachten ist, dass K mit der Vertikalen den Reibungswinkel φ einschliesst. Da ausserdem das Gewicht G sowie die Richtungen von R und E_g bekannt sind, lässt sich E_g graphisch nach Abb. 7b leicht bestimmen. Diese graphische Methode ist somit in keiner Weise an die oben vereinbarten Vereinfachungen gebunden, wohl aber die nachstehende analytische Ermittlung des gesuchten Erddruckes E_g , der sich auf Grund des Kräftepolygons der Abb. 7b wie folgt berechnet:

$$E_g = D + P \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{D}{V} = \frac{\sin \varphi}{\sin \left[\frac{\pi}{2} - (\varphi + \delta) \right]} = \frac{\sin \varphi}{\cos (\varphi + \delta)}; V = \gamma \frac{h^2 \operatorname{tg} \psi}{2 \operatorname{tg}^2 \chi}$$

$$\frac{P}{V + G} = \frac{\sin (\chi - \varphi)}{\sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + \delta \right) - (\chi - \varphi) \right]}$$

$$G + V = \gamma \frac{h^2 \operatorname{tg} \psi}{2 \operatorname{tg}^2 \chi} \left(1 + \frac{\operatorname{tg} \chi}{\operatorname{tg} \psi} \right)$$

$$D = \gamma \frac{h^2 \operatorname{tg} \psi}{2 \operatorname{tg}^2 \chi} \frac{1}{\cotg \varphi \cos \delta - \sin \delta} \dots \dots \dots (2)$$

$$P = \gamma \frac{h^2 \operatorname{tg} \psi}{2 \operatorname{tg}^2 \chi} \left(1 + \frac{\operatorname{tg} \chi}{\operatorname{tg} \psi} \right) \frac{1}{\sin \delta + \cos \delta \cotg (\chi - \varphi)} \dots \dots \dots (3)$$

$$E_g = \gamma \frac{h^2 \operatorname{tg} \psi}{2 \operatorname{tg}^2 \chi \cos \delta} \left[\frac{1}{\cotg \varphi - \operatorname{tg} \delta} + \frac{1 + \frac{\operatorname{tg} \chi}{\operatorname{tg} \psi}}{\operatorname{tg} \delta + \cotg (\chi - \varphi)} \right]$$

$$E_g = \frac{h^2}{2} \gamma \Phi (\chi) \quad (4)$$

Um den gesuchten Grösstwert E_g des Erddruckes zu erhalten, ist das Maximum der Funktion $\Phi (\chi)$ zu ermitteln, woraus folgt:

$$E_{g \max} = \gamma \frac{h^2}{2} \Phi (\chi)_{\max} = \gamma \frac{h^2}{2} \lambda_g \dots \dots \dots (5)$$

Unter Ausschluss kleiner Werte von ψ (geringe Hangneigung) wird $\Phi (\chi)$ grösser mit abnehmendem Winkel χ . Der hier in Frage kommende Maximalwert $\Phi (\chi)_{\max}$ ist daher in der Regel durch die Neigung ω des Felsuntergrundes,

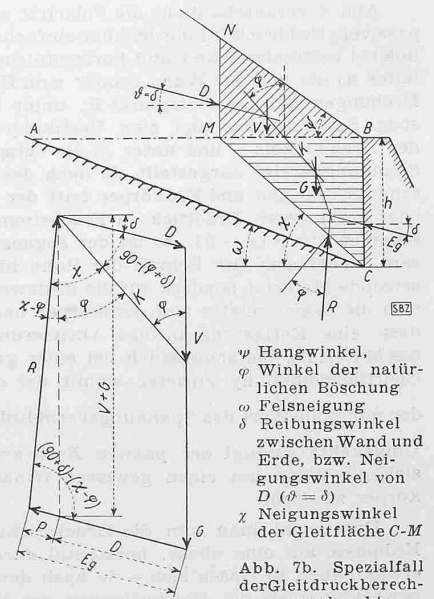


Abb. 7b. Spezialfall der Gleitdruckberechnung; senkrechte Wand, horizontale Ueberschiebungsfläche $A-B$

- ψ Hangwinkel,
- φ Winkel der natürlichen Böschung
- ω Felsneigung
- δ Reibungswinkel zwischen Wand und Erde, bzw. Neigungswinkel von D ($\delta = \delta$)
- χ Neigungswinkel der Gleitfläche $C-M$

bzw. der unteren Begrenzung der kriechenden Masse bedingt ($\chi = \omega$). Für sehr kleine Werte von ω verlieren Gl. (4) und (5) praktisch ihre Gültigkeit, weil dann die Annahme der horizontalen Gleitfläche A-B nicht mehr zulässig ist.

Wird $\psi = 0$ (horizontales Gelände), so lässt sich Gl. (5), wie nachstehend an einem Spezialfall gezeigt wird, in die bekannten Formeln für den aktiven Erddruck überführen:

$$\psi = 0 : \Phi(\chi) = \frac{1}{\text{tg } \chi [\sin \delta + \cos \delta \cotg(\chi - \varphi)]} \quad (6)$$

Vernachlässigt man die Wandreibung δ , so folgt:

$$\psi = 0; \delta = 0; \Phi(\chi) = \frac{\text{tg}(\chi - \varphi)}{\text{tg } \chi} \dots (7)$$

Diese Funktion erreicht ihr Maximum für:

$$\chi = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$$

wobei man erhält:

$$\Phi(\chi)_{\text{max}} = \text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) = \lambda_a$$

$$E_{g \text{ max}} = \gamma \frac{h^2}{2} \text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) = E_a$$

Bei horizontalem Gelände wird somit der Gleitdruck identisch mit dem aktiven Erddruck, der jetzt als Spezialfall des Kriechdruckes erscheint.

Bei den praktischen Problemen des Kriechdruckes ist ψ meistens ziemlich gross. So ist z. B. die Neigung von Schutthalden in der Regel identisch mit dem Winkel φ der natürlichen Böschung. Daher ist folgender Spezialfall von besonderem Interesse:

$$\psi = \varphi : \quad \text{(vgl. Gl. (4))}$$

$$\Phi(\chi) = \frac{\text{tg } \varphi}{\text{tg}^2 \chi \cos \delta} \left[\frac{1}{\cotg \varphi - \text{tg } \delta} + \frac{1 + \frac{\text{tg } \chi}{\text{tg } \varphi}}{\text{tg } \delta + \cotg(\chi - \varphi)} \right] \quad (8)$$

Verläuft ausserdem die Felslinie parallel mit der Geländelinie ($\omega = \varphi$), so ergibt sich der Maximalwert obiger Funktion, indem man $\chi = \omega = \varphi$ setzt wie folgt:

$$\chi = \psi = \varphi = \omega : \quad \Phi(\chi)_{\text{max}} = \frac{1}{\cos \delta - \text{tg } \varphi \sin \delta} = \lambda_g \quad (9)$$

$$E_g = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{\cos \delta - \text{tg } \varphi \sin \delta}$$

Wählt man ferner $\delta = 0$, so erhält man:

$$\chi = \psi = \varphi = \omega; \quad \delta = 0 : \lambda_g = 1; \quad E_g = \gamma \frac{h^2}{2} \dots (10)$$

Überblickt man die Voraussetzungen, die zu den bisherigen Formulierungen geführt haben, so erregt die nicht näher bekannte Neigung der Druckkraft D , die vorläufig mit $\vartheta = \delta$ angenommen wurde, einige Bedenken. Es ist deshalb angezeigt, den Einfluss dieser Neigung ϑ wenigstens für einen einfachen Spezialfall näher zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde der Wert des Gleitdruckes E_g für die in Abb. 8 dargestellten Verhältnisse direkt abgeleitet, wobei sich folgender Wert ergibt:

$$\chi = \psi = \varphi = \omega; \quad \delta = 0; \quad \vartheta \neq 0 : E_g(\vartheta) = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{1 - \text{tg } \varphi \text{tg } \vartheta} \quad (11)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass im vorliegenden Fall der Gleitdruck E_g umso grösser wird, je mehr sich der Winkel ϑ seinem oberen Grenzwert $\vartheta = \varphi$ nähert, während der untere Grenzwert $\vartheta = 0$ den minimalen Gleitdruck ergibt. Nachstehend betrachten wir folgende drei Sonderfälle:

a) $\vartheta = 0 : E_g(\vartheta = 0) = \gamma \frac{h^2}{2}$ (identisch mit Gl. 10) (12)

b) $\vartheta = \frac{\varphi}{2} : E_g(\vartheta = \frac{\varphi}{2}) = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{\cos \varphi}{2 \cos \varphi - 1}$

c) $\vartheta = \varphi : E_g(\vartheta = \varphi) = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{1 - \text{tg}^2 \varphi}$

Der erste der drei Werte für $\vartheta = 0$, der mit dem früheren Spezialfall 10 identisch ist, erweist sich dabei als unabhängig von φ und wird gleich dem archimedischen Seitendruck einer Flüssigkeitsschicht von der Höhe h und dem spez. Gewicht γ . Vergleicht man obige drei Werte von $E_g(\vartheta)$ mit dem aktiven Erddruck E_a der klassischen Erddrucktheorie, so ergeben sich folgende Verhältniszahlen m

$$E_a = \gamma \frac{h^2}{2} \cos^2 \varphi \quad (13)$$

$$\vartheta = 0 : \quad m_{(0)} = \frac{E_g(0)}{E_a} = \frac{1}{\cos^2 \varphi}$$

$$\vartheta = \frac{\varphi}{2} : \quad m\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{E_g\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{E_a} = \frac{1}{\cos \varphi (2 \cos \varphi - 1)}$$

$$\vartheta = \varphi : \quad m_{(\varphi)} = \frac{E_g(\varphi)}{E_a} = \frac{1}{\cos 2 \varphi}$$

In der nachstehenden Tabelle 1 sind die Verhältniszahlen m für verschiedene, hier in Betracht fallende Hangneigungen angegeben:

Tabelle 1. Vergleiche zwischen Gleitdruck und aktivem Erddruck für verschiedene Werte von ϑ

Böschungswinkel $\varphi = \psi$	20°	25°	30°	35°	40°	45°
Verhältnis $m_{(0)}$. . .	1,13	1,22	1,33	1,49	1,70	2,00
Verhältnis $m\left(\frac{\varphi}{2}\right)$. . .	1,21	1,36	1,57	1,91	2,46	3,42
Verhältnis $m_{(\varphi)}$. . .	1,30	1,55	2,00	2,92	5,75	∞

Obige Verhältniszahlen lassen erkennen, dass der untersuchte Kriechdruck (Gleitdruck), der auf Grund der Abb. 5 im Vergleich zum Stau- bzw. Fliessdruck an sich einen Maximalwert darstellt, unter den getroffenen Voraussetzungen stets grösser ist als der aktive Erddruck. Der Unterschied zwischen dem Gleitdruck und dem aktiven Erddruck ist umso bedeutender, je steiler der Hang ist. Ferner spielt bei steilen Hängen der Winkel ϑ eine wesentliche Rolle (vgl. Abb. 8).

Von den drei für ϑ angenommenen Werten dürfte der mittlere ($\vartheta = \frac{\varphi}{2}$) mit den wirklichen Verhältnissen am besten übereinstimmen. Bei einer Hangböschung von 35° wäre demnach mit einem Gleitdruck zu rechnen, der nahezu das Doppelte des aktiven Erddruckes, aber nur ungefähr die Hälfte des passiven Erddruckes beträgt. Dies gilt jedoch nur für den besonderen Fall, wo die Felslinie parallel zur natürlichen Böschung verläuft ($\omega = \varphi = \psi$). Ist die Felsoberfläche flacher geneigt als die Böschung, so kann der Gleitdruck wesentlich grösser werden (vgl. Zahlenbeispiel unter 3c).

Handelt es sich anstelle einer durchgehenden Wand um einen einzelnen Pfeiler (Einzelement), so ist der von den kriechenden Erdmassen auf ihn ausgeübte Druck in der Regel grösser als der auf einen gleich breiten Streifen einer durchgehenden Wand wirksame Gleitdruck. Das Verhältnis der entsprechenden Kriechdrücke haben wir bei der Schneedruckberechnung allgemein als «Wirkungsgrad des Einzelementes» definiert. Dieser

Wirkungsgrad ist demnach stets grösser als 1 und wird andererseits kleiner mit zunehmender Elementenbreite. Im vorliegenden Fall des Kriechdruckes mit Gleitflächenbildung (Gleitdruck) kann man den Uebergang von der durchgehenden Mauer zum Einzel-

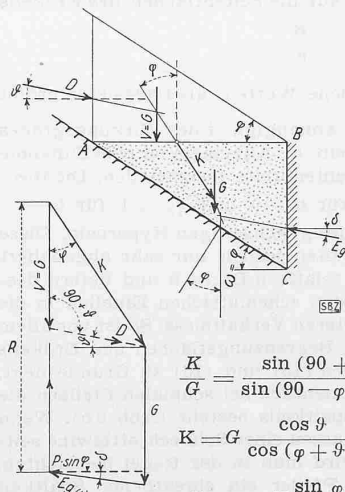


Abb. 8. Spezialfall der Gleitdruckberechnung: Felsneigung $\omega =$ Böschungswinkel φ

$$\frac{K}{G} = \frac{\sin(90 + \vartheta)}{\sin(90 - \varphi - \vartheta)} = \frac{\cos \vartheta}{\cos(\varphi + \vartheta)}$$

$$K = G \frac{\cos \vartheta}{\cos(\varphi + \vartheta)} = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{\text{tg } \varphi \cos(\varphi + \vartheta)}$$

$$E_g(\vartheta) = K \frac{\sin \varphi}{\cos \delta} = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{\cos \varphi \cdot \cos \vartheta}{\cos(\varphi + \vartheta) \cos \delta}$$

$$= \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{(1 - \text{tg } \varphi \cdot \text{tg } \vartheta) \cos \delta}$$

für $\delta = \vartheta : E_g = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{\cos \delta - \text{tg } \varphi \sin \delta}$ (vgl. Gl. 9)

für $\delta = 0 : E_g = \gamma \frac{h^2}{2} \frac{1}{1 - \text{tg } \varphi \cdot \text{tg } \vartheta}$ (vgl. Gl. 11)

$\vartheta \neq 0$

¹⁾ Folgt aus der Poncelet'schen Konstruktion des aktiven Erddruckes für $\varphi = \varphi$, $\alpha = 0$ und $\delta = 0$ oder kann aus der allgemeinen Gleichung für den Beiwert λ_a des aktiven Erddruckes abgeleitet werden (vgl. Krey [8], 5. Auflage, S. 296).

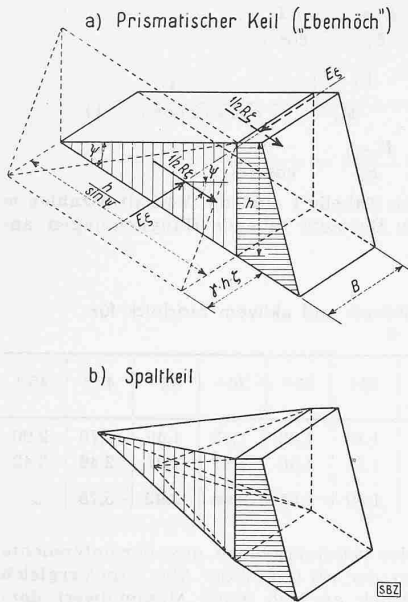


Abb. 9. Erdkeilbildung hinter Einzel-elementen (Schema)

Pfeiler dadurch voll-ziehen, dass man sich nach Abb. 9 einen Erdkeil von der Form eines sogenannten «Ebenhöc» (Lawinbrecher) vorstellt, der oben und auf den Seiten durch drei ebene Gleitflächen gegen die kriechende Masse abgegrenzt ist. Den totalen Kriechdruck E_p auf den Pfeiler erhält man demnach, indem man zum Gleitdruck $E_g B$ auf eine Wand von der Breite B noch die Horizontalkomponenten der durch die Seitendrucke E_z erzeugten Reibungskräfte $\frac{1}{2} R_z$ in den beiden Seitenflächen hinzufügt. Ist R_z parallel zur Böschung gerichtet, so folgt:

$$E_p = E_g B + 2 \frac{R_z}{2} \cos \psi \quad (\text{für } \delta = 0) \quad (14)$$

Daraus ergibt sich für den Wirkungsgrad des Einzelpfeilers:

$$\eta_p = \frac{E_p}{E_g B} = 1 + \frac{R_z \cos \psi}{E_g B} \quad (15)$$

Geht man z. B. von den in Abb. 9 dargestellten Verhältnissen aus und bezeichnet die Ruhedruckziffer mit ζ , so berechnet sich die resultierende Reibung R_z auf die beiden Seitenflächen des Erdkeils zu:

$$\psi = \varphi: R_z = 2 \gamma \zeta h \frac{h}{\sin \psi} \frac{h \cos \psi}{3} \operatorname{tg} \psi = 2 \gamma \zeta \frac{h^3}{3} \quad (16)$$

Setzt man in Gleichung (15) R_z nach Gleichung (16) und E_g nach Gleichung (12, c) ein, wobei $\psi = \varphi$ vorausgesetzt wird, so erhält man folgenden Ausdruck für den Wirkungsgrad des Pfeilers:

$$\eta_p = 1 + \frac{4}{3} \frac{\zeta}{b} \cos \psi (1 - \operatorname{tg}^2 \psi) = 1 + \frac{f(\psi)}{b} \quad (17)$$

$$f(\psi) = \frac{4}{3} \zeta \cos \psi (1 - \operatorname{tg}^2 \psi)$$

ζ = Ruhedruckziffer bezogen auf die Seitenflächen des Erdkeils

$$b = \text{relative Elementenbreite} = \frac{B}{h}$$

Für $\zeta = \frac{3}{4}$ und verschiedene Werte ψ als Parameter ergibt sich die in Abb. 10 dargestellte Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der relativen Elementenbreite b . Allgemein ist eine Zunahme von η_p mit abnehmender Elementenbreite festzustellen. Die theoretischen Grenzfälle $\eta_p = \infty$ für $b = 0$ und $\eta_p = 1$ für $b = \infty$ entsprechen den Asymptoten der gleichseitigen Hyperbeln. Diese analytischen Betrachtungen gelten jedoch nur sehr angenähert für einen kleinen Bereich der relativen Breite b und liefern deshalb nicht mehr als einen ersten schematischen Einblick in die in Wirklichkeit viel komplizierteren Verhältnisse. So ist vor allem die Parallelität der seitlichen Begrenzungsflächen des Erdkeils (Abb. 9a), die den Gleichungen (15) und (16) zu Grunde liegt, nicht immer erfüllt, indem namentlich bei schmalen Pfeilern die Tendenz zur Bildung eines Spaltkeils besteht (Abb. 9b). Wenn z. B. die abgleitenden Schneemassen einer Schneebrettlawine seitlich ausweichen können, so wird man in der Regel beobachten, dass sich hinter dem festen Pfeiler ein eigentlicher Spaltkeil aus Schnee bildet (Abb. 9b und 11).

Handelt es sich an Stelle eines unten festgegründeten Einzelpfeilers um einen von oben festgehaltenen Baukörper nach Abb. 3a, so bleibt obiger Berechnungsgang zur Ermittlung des Wirkungsgrades grundsätzlich ähnlich, jedoch mit dem Unterschied, dass an Stelle des Kriechdruckes meistens der passive Erddruck in Rechnung zu setzen ist. In diesem Falle können auch die einschlägigen experimentellen und theoretischen Untersuchungen über Ankerplatten herangezogen werden [6].

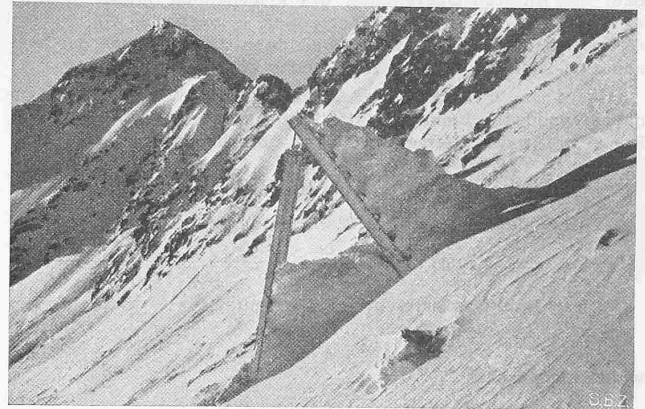


Abb. 11. Spaltkeilbildung am grossen Schneedruckkappart auf dem Weissfluhjoch infolge Niedergang einer Schneebrettlawine

Bezüglich der Lage des Kriech- bzw. Gleitdruckes, über die bisher nichts gesagt wurde, herrscht noch grosse Unsicherheit. Zweifellos hängt sie in erster Linie von der Art der Relativbewegung zwischen Bauwerk und Erdkörper und damit von der Lage des Momentanzentrums dieser Bewegung ab. Ausserdem spielen die Eigenschaften des Bodens eine ausschlaggebende Rolle. Vergleichshalber sei erwähnt, dass z. B. der Kriechdruck der Schneedecke theoretisch nicht im unteren Drittel der Stützwand, sondern in der Mitte angreift. Durch Messungen an Schneedruckapparaten wurde die hohe Lage des Kriechdruckes bestätigt [4].

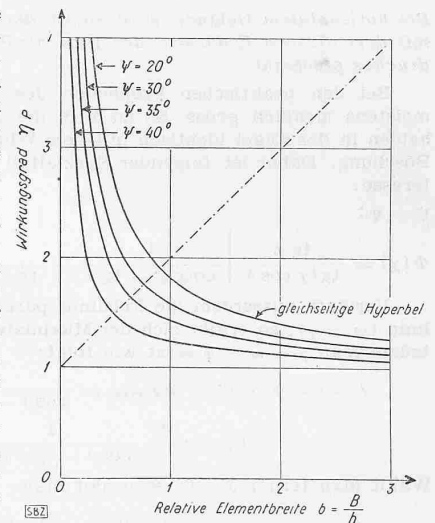


Abb. 10. Theoretischer Wirkungsgrad von Einzelelementen

(Fortsetzung folgt)

Neue Regeln der Wärmebedarfberechnung

Die auch für die schweizerische Heizungstechnik stets massgebend gewesenen deutschen Regeln der Wärmebedarfberechnung von Gebäuden DIN 4701 sind nach 15 Jahren Anwendung einer Neufassung unterzogen worden, über die Prof. Dr. Gröber in «Heizung und Lüftung», Bd. 18 (1944), Nr. 718, ausführlich berichtet. Ihr Hauptmangel war allgemein ein etwas zu hoher Gesamtwärmebedarf, festzustellen an der Tatsache, dass stets mit wesentlich unter der Berechnung liegenden Heizwassertemperaturen auszukommen war. Ein weiterer Mangel war, dass stark eingebaute Räume mit wenig oder keiner Aussenfläche zu wenig (oder gar keine) Heizfläche erhielten im Vergleich zu solchen mit mehreren Aussenflächen. Die Ueberbemessung der Anlagen, die wohl zu milden Heizflächentemperaturen, aber auch zu heute unzulässiger Materialverschwendung und Unwirtschaftlichkeit im Kesselbetrieb führte, musste beseitigt werden. Ferner verlangte der grosse Zeitaufwand für die meist noch von jedem Bewerber eigens durchzuführende Wärmebedarfberechnung eine Vereinfachung ohne Einbusse an Genauigkeit. Da bei einem Heizkörper von zehn Gliedern die Wegnahme oder das Anfügen eines Gliedes in der Raumtemperatur gerade noch wahrnehmbar ist, genügt eine Genauigkeit von $\pm 10\%$.

Die deutschen Regeln (DIN 4701) sind Bestandteil der Submissionsordnung im Bauwesen. Sie enthalten auch die wichtigsten Forderungen an die Wärmedichtigkeit der Gebäude, wofür der Heizungsfirma eine gewisse Verantwortung zugeordnet ist, wenn seitens des Architekten allzu grobe Verstösse vorkommen sollten. Um die grosse Mehrzahl der Normalfälle nicht mit einem komplizierten Verfahren zu belasten, sind die Sonderfälle, die grös-