

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 73 (1955)
Heft: 15

Artikel: Über die Zerstörungskraft von Lawinen
Autor: Voellmy, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-61891>

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: 09.07.2025

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

bild einbinden. Vor der Liegehalle erlaubt die Auflockerung einer starren Hainbuchenhecke einen freieren Blick in die Landschaft.

Da grössere Parkierungsmöglichkeiten direkt bei den Hauptbauten zu schaffen einfach nicht möglich war, sind beim Gasthaus unten neue Parkgelegenheiten für Car und Auto angelegt worden.

Auch der Garten vor dem Altbau wurde vereinfacht, am Böschungsrand eine bestehende Thujahecke entfernt und durch neue Wegführung eine gute Verbindung mit den Neubauten geschaffen.

Bei der ganzen Behandlung der Umgebung bestand die Tendenz, alles auffällige-kostspielige zu vermeiden. In diesem Sinne beschränken sich die Neupflanzungen auf wesentliche Punkte unter sparsamster Verwendung möglichst einheimischer Bäume und Sträucher.

Über die Zerstörungskraft von Lawinen

Von Dr. A. Voellmy, Sektionschef der EMPA, Zürich

III. Zur Dynamik der Lawinen

Die folgenden Ausführungen sind als grobe Rekognoszierung des zu erforschenden Gebietes aufzufassen, immerhin stehen sie in guter Uebereinstimmung mit den bisherigen Beobachtungen. Für die Entstehung von Lawinen ist notwendig, aber nicht hinreichend, dass ein Teil der abrutschenden Schneeschicht infolge Gefällsbrüchen, Aufstauhungen oder schräg zur Bewegung verlaufenden Gleitflächen ganz oder teilweise über die bestehende Schneeschicht geschoben wird und mit oder ohne dem darunter liegenden Schnee erhebliche Geschwindigkeiten erreicht. Häufig werden Lawinen durch Gwächten, Schneeerwehungen und -anreicherungen z. B. am Fuss von Steilhängen oder Felsbändern, verursacht.

Unentbehrliche Grundlage für jede Lawinenuntersuchung ist die Kenntnis folgender Grössen:

γ_0 : mittleres Raumgewicht des natürlich abgelagerten Schnees in der abgleitenden Schicht, Zahlenwerte s. Tabelle 1.

h : vertikal gemessene, totale Höhe des natürlich abgelagerten Schnees.

h_s : Höhe der abgleitenden Schicht.

ψ_0 : Geländeneigung im Abrissgebiet der Lawine.

ψ_u : Geländeneigung im Wirkungsgebiet.

Wenn möglich: Längenprofil des Lawinen-Laufs.

Tabelle 1. Raumgewicht von Schnee:

Lockerer Neuschnee	30 bis 100 kg/m ³
Filziger oder windgepackter Neuschnee	50 bis 300 kg/m ³
Trockener, körniger, gesetzter Altschnee	200 bis 450 kg/m ³
Nasser, gesetzter Altschnee	400 bis 600 kg/m ³
Firnschnee	500 bis 800 kg/m ³

1. Der Strömungsvorgang des Schnees

Die erste Bewegung oder der Anriss des Schnees wird durch ein laminares Kriechen, bzw. durch die hierdurch hervorgerufenen Spannungen ausgelöst. Das laminare Fliessen bleibt gemäss seiner Definition solange bestehen, als die Oberflächenschicht des Schnees intakt bleibt. Dies kann bei Schlipfen von nassem Schnee bis zu beträchtlichen Strecken der Fall sein, wobei sich die zusammenhängend bleibende Schneeschicht in Wellen aufstaut (Schneetuch). Im übrigen bleibt aber das laminare Fliessen jeweils auf das Anfangsstadium der Lawinenbildung beschränkt.

Für die Zähigkeit von nassem Schnee ist diejenige des Wasserfilms auf den Schneekörnern, für die Zähigkeit von stark aufgelockertem Schnee diejenige der Luft massgebend. Hierfür ergeben die Kriterien nach Reynolds für das Eintreten der Turbulenz Geschwindigkeiten von der Grössenordnung 1 m/s. In kompaktem, trockenem Schnee werden grössere Zähigkeiten wirken; es muss aber die Zertrümmerung der Schneeschollen und hierauf die turbulente Bewegung auf alle Fälle einsetzen, wenn in Vertikalschnitten die Scherfestigkeit (z. B. $\tau_s \sim 50 \text{ kg/m}^2$) überwunden wird. Bei turbulentem Abfluss kann der Fliesswiderstand pro m² Grundfläche erfahrungsgemäss zu

Heute, wo alles fertig vor Augen liegt, erkennt ein Besucher kaum, wie umfangreich diese Anpassungsarbeiten waren, um zu dieser heute selbstverständlich scheinenden Lösung des ganzen Umgeländes zu kommen.

† Gustav Ammann, Gartenarchitekt, Zürich

An der Ausführung beteiligte Firmen:

Eisenbetonarbeiten: Heilstätte: Ing. E. Schubiger, Zürich und Solothurn

Wohnbauten: Ing. E. Frey, Olten

Bauunternehmung: Fritz Moos AG., Biberist mit Bau AG., Schönenwerd

Sanitäre Anlagen und Heizung: Ing. H. Meyer, Zürich

Wasserversorgung und Kläranlage: J. Schaffner, Aarau

Elektrische Anlage: Installationsbureau der ATEL, Olten

DK 624.182

Fortsetzung von Seite 165

Bilder 16 bis 21 siehe Tafel 25/26

$$\tau_s \propto \frac{\gamma v^2}{\xi}$$

gesetzt werden, wobei in Analogie zur Hydraulik der Geschwindigkeitskoeffizient ξ für grobblockige Sohle zu $\xi \sim 500 \text{ m/s}^2$ gesetzt werden kann, wie das im folgenden dargestellt wird. Für $\gamma = 250 \text{ kg/m}^3$ folgt hieraus

$$v^2 = \xi \frac{\tau_s}{\gamma} = \frac{500 \cdot 50}{250} = 100 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

d. h. die Zertrümmerung des Schnees und dessen turbulente Bewegung muss auf alle Fälle nach Ueberschreiten einer Fliessgeschwindigkeit von etwa 10 m/s einsetzen. Bis zur kritischen Geschwindigkeit fliesst der Schnee entweder laminar oder bewegt sich als quasi-fester Körper mit Reibungswiderstand.

Die Wirbel der turbulenten Bewegung verursachen wechselnde Vertikalbeschleunigungen, welche, ähnlich wie bei der Betonvibration, die Wirkung der inneren Reibung und der Zähigkeit herabsetzen, so dass für den weiteren Abfluss weitgehend die Gesetze der Hydraulik gelten.

Der Abfluss ist schiessend oder strömend, je nachdem die mittlere Fliessgeschwindigkeit grösser oder kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen ist. Breitet sich auf der fliessenden Schneeschicht von der Höhe h eine Welle von der zusätzlichen Höhe Δh mit der Geschwindigkeit w aus, und fliesst das Material hinter der Wellenfront mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit $w-v$ nach, so lautet die Kontinuitätsgleichung für Schnitte vor und hinter der Wellenfront: $h \cdot w = (h + \Delta h) v$. Die Impulsgleichung ergibt für diese Schnitte:

$$\frac{\gamma}{g} h w (w - v) = \frac{\gamma}{2} [(h + \Delta h)^2 - h^2]$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

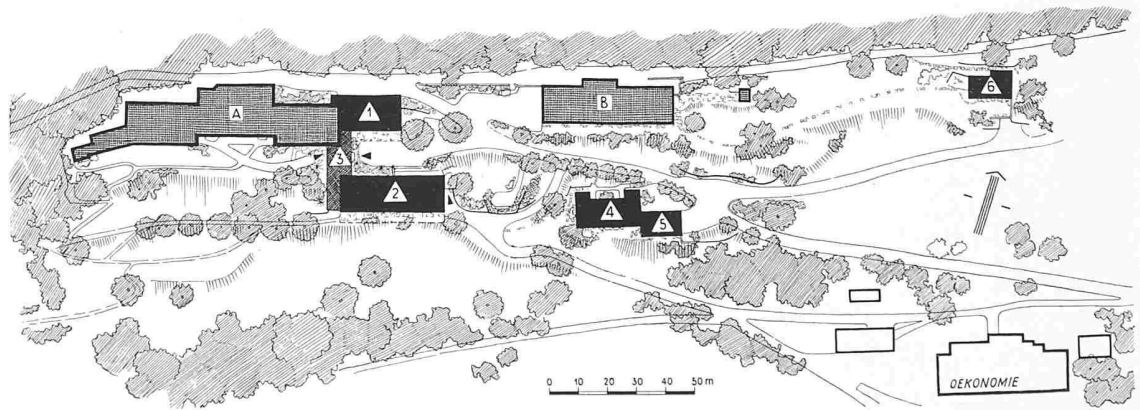
$$(1) \quad w = \sqrt{gh \left(1 + \frac{\Delta h}{h}\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta h}{h}\right)}$$

Die Wellengeschwindigkeit w wächst mit h und Δh , höhere Wellen bewegen sich schneller als niedrige, die Lawinen werden während ihrer Bewegung nicht verflachen, sondern behalten verhältnismässig steile Begrenzungen (Bilder 19 und 21). Bild 22 zeigt, wie scharf eine Lawine mitten aus dem Dorf Vals eine Lücke herausriss; ein Teil des vorderen Hauses ist durch einen scharfen Schnitt abgetrennt, während das unmittelbar dahinterstehende, etwas zurückversetzte und nicht bis zur Lawinenbahn reichende Haus völlig unversehrt blieb.

Für kleine Werte Δh gilt Gl. 1':

$$(1') \quad w \propto \sqrt{gh}$$

z. B. für $h = 2 \text{ m}$, $g \approx 10 \text{ m/s}^2$ ist $w \sim 4,5 \text{ m/s}$, d. h. der Abfluss der Lawinen ist in der Regel schiessend.

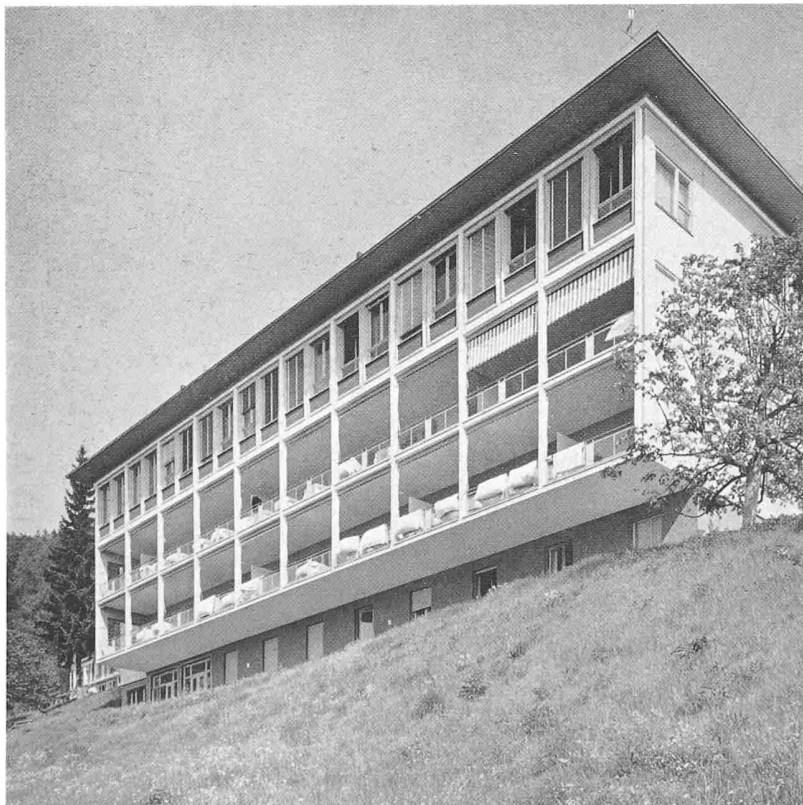


A Allbau (1910), B Kinderheim (1931), 1 Neubau Nordtrakt, 2 Bettenhaus mit Behandlungsräumen, 3 Verbindungstrakt, 4 Doppelfamilienhaus, 5 Garage, 6 Chefarzt

Solothurnische Tuberkulose-Heilstätte Allerheiligenberg



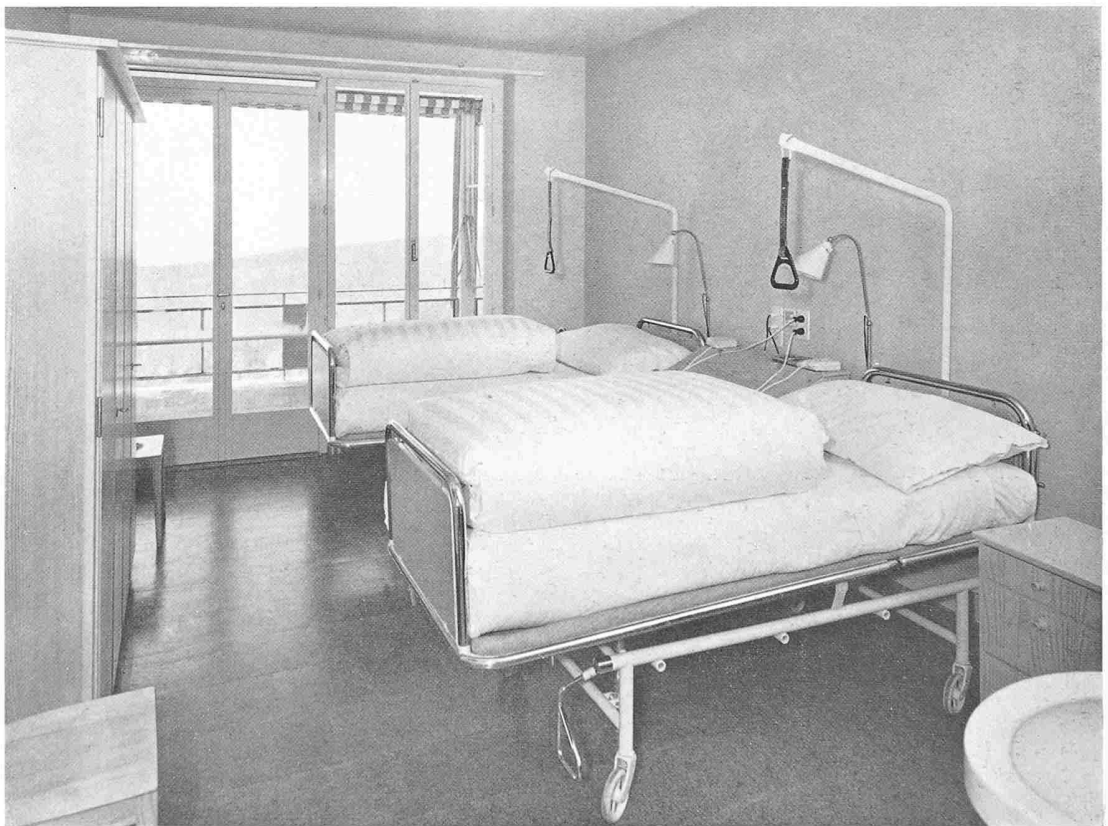
Eingangspartie



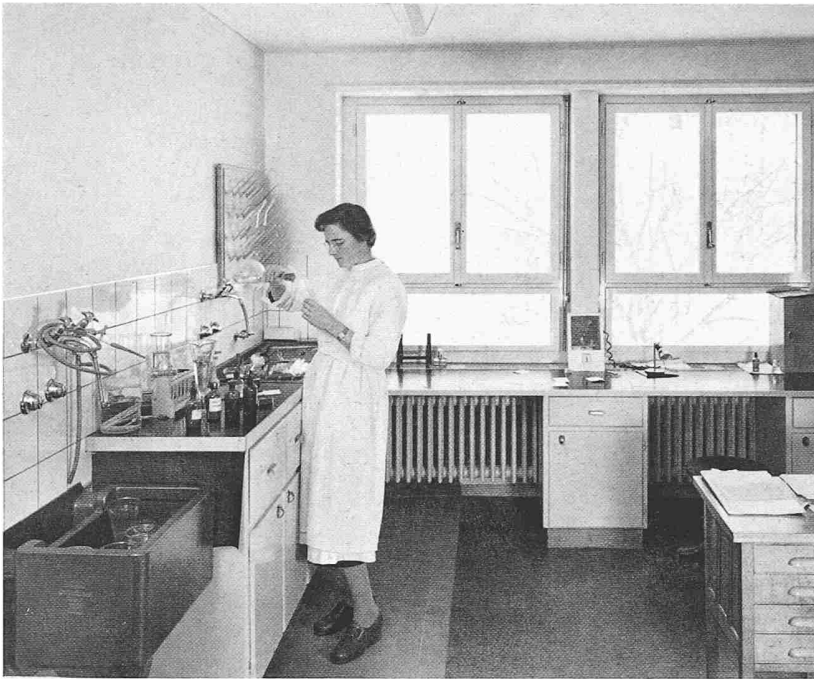
Südansicht Bettenhaus



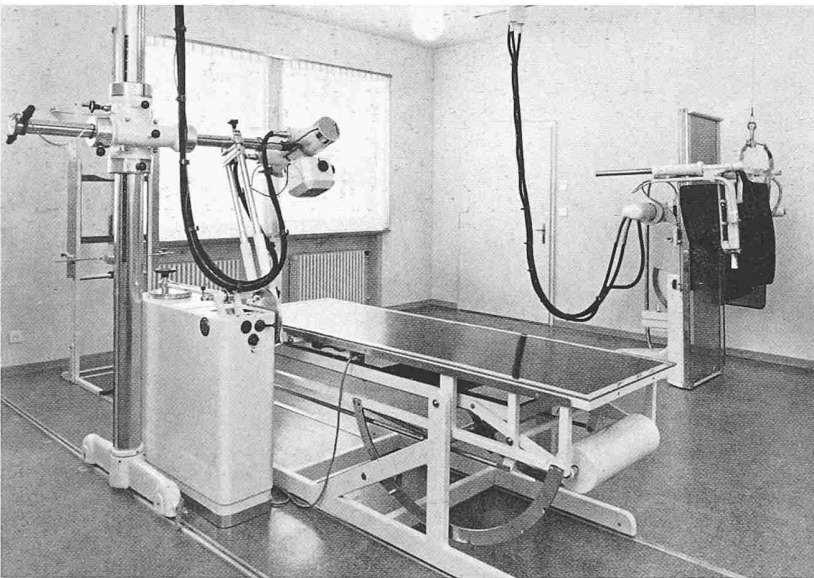
Vorraum ärztliche Abteilung



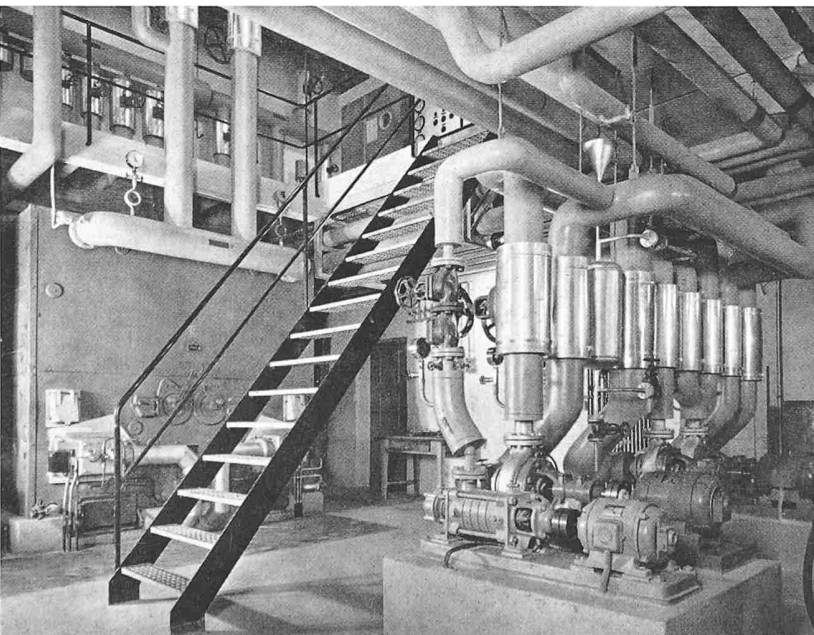
Zweierzimmer



Laboratorium



Röntgen



Heizung



Kinderheim (1931), hinten Chefarzt-Haus, rechts Doppel Einfamilienhaus



Haus des Chefarztes



Tuberkulose-Heilstätte Allerheiligenberg, Doppel-
einfamilienhaus für Personal, links Südseite, unten
Nordseite



Bilder zum Aufsatz
von Dr. A. Voellmy:
Über die Zerstörungskraft
von Lawinen

Bild 16. Schneebrettlawine bildet
nach rechts abfliessende Bodenla-
wine. Gandergrät (Parsenn)

Photo E. Bucher

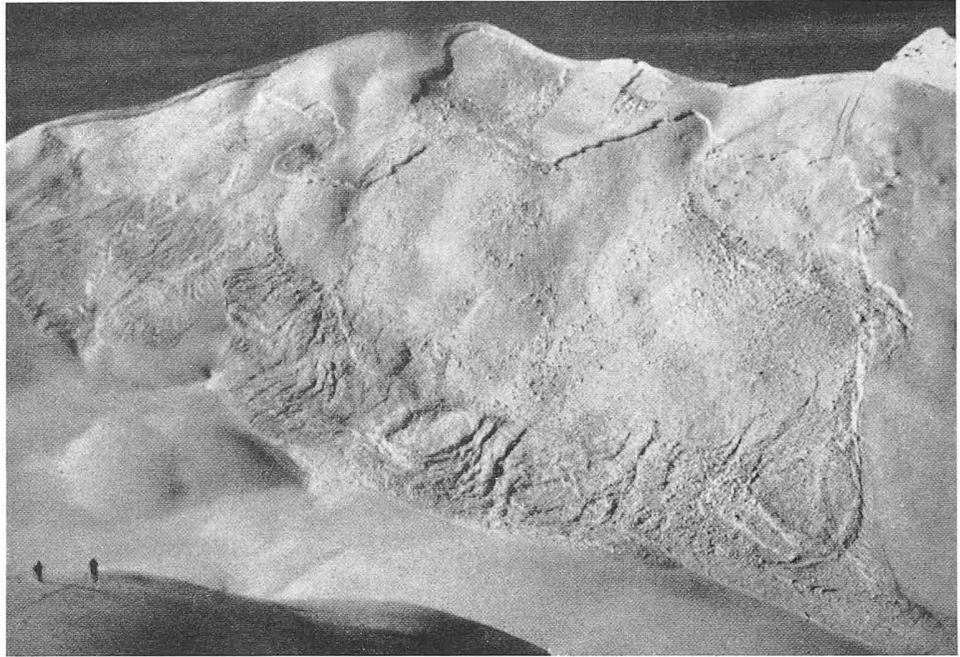


Bild 17. Grundlawinenverschüttung
bei Lavorgo, 1951. Höhe der Auf-
stauung 25 m über den Gleisen

Photo Militärflugdienst



Bild 18. Aufgeteilter Bodenlawinen-
kegel von Airolo, 1951. Breite rd.
400 m, Länge rd. 500 m, Höhe rd.
23 m

Photo Militärflugdienst





Bild 19. Staublawine am Karakoram, Photo Kappeler 1947

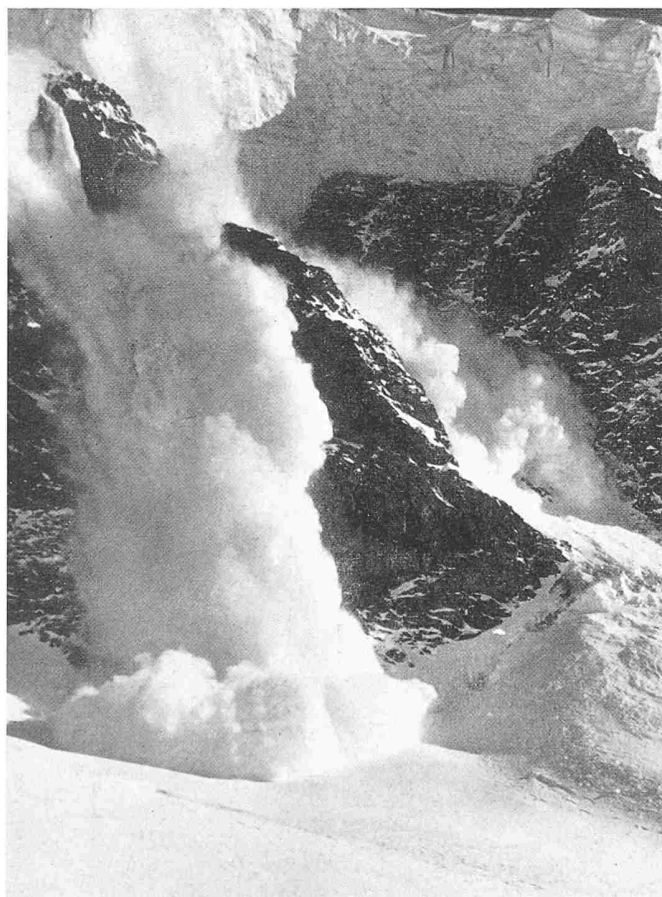


Bild 20. Staublawine am Trugberg (Jungfraugebiet),
Photo A. Roch 1935



Bild 21. Frühlings-Lawinen in lockerem, feuchtem Schnee. Calvinen
(Parsennggebiet), Photo E. Bucher

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit quer zur Fliessrichtung der Lawine lässt sich, wenn das Gelände in dieser Richtung eben ist, ebenfalls nach dem Impulssatz bestimmen: Wenn Δh die Fliesshöhe einer Bodenlawine über der natürlichen Schneeschicht von der Höhe h ist, so gilt für die Quer-Ausbreitungsgeschwindigkeit ebenfalls Gl. (1). Handelt es sich aber um eine auf der natürlichen Schneeschicht gleitende Oberlawine von der Fliesshöhe h' , so ist die quer zur seitlichen Begrenzung pro Zeiteinheit austretende Masse $\gamma/g \cdot h'w$ und die Bewegungsgleichung gibt

$$\left(\frac{\gamma h'}{2}\right)^2 = \frac{\gamma h'}{g} w \cdot w$$

woraus

$$(2) \quad w = \sqrt{\frac{g h'}{2}}$$

Der Nachschub des quer vorgeschobenen Materials erfolgt aus der in Längsrichtung fliessenden Schneemasse.

In einem quer zur Fliessrichtung ebenen Gelände kann bei Kenntnis der Fliesshöhe der Lawinen aus deren Ausbreitungsform auf die Geschwindigkeit geschlossen werden. Beispielsweise wäre dies durch photogrammetrische Auswertung von Bild 21 möglich. Hier ist die Verbreiterung der Lawinen anfänglich bedeutend und verringert sich dann mit wachsender Geschwindigkeit, um gegen den Ablagerungskegel wieder zuzunehmen. Sobald die Fliessgeschwindigkeit der Lawinen auf eine ähnliche Grössenordnung absinkt wie die Geschwindigkeit der Querausbreitung, können schon verhältnismässig geringe Gelände-Unebenheiten eine Aufteilung des Lawinenkegels in verschiedene Zungen verursachen (Bild 18).

Wenn der Materialnachschub in Längsrichtung nicht mehr genügt, die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Gl. 1 und 2) aufrecht zu erhalten, entsteht an den Rändern eine Verflachung, welche dort eine weitere Herabsetzung der Geschwindigkeiten bedingt; dieser Auslaufvorgang führt zu der bekannten, zungenförmigen Schneeablagerung der Lawinen (Bild 21).

2. Geschwindigkeit und Fliesshöhe der Lawinen

Eine Schneeschicht der vertikal gemessenen Höhe h' , die an einem Hang konstanter Neigung ψ abrutscht, erzeugt an der Sohle einen Reibungswiderstand, der proportional der Rutschfläche (Gleitkoeffizient ξ) und bei turbulentem Abfluss proportional der mittleren Geschwindigkeit v und dem Raumgewicht γ ist. Zudem wirkt ein Reibungswiderstand, der proportional der Rutschfläche und dem darauf wirkenden Normaldruck ist. Ueber den Reibungskoeffizienten $\mu = \tan \rho$ ist noch wenig bekannt. Der Reibungswinkel der Ruhe beträgt gewöhnlich 30 bis 40°, der grösste Teil der Lawinen tritt in diesem Bereich der Hangneigungen auf. Nach A. Roch [9] sind Ablösungen von Schadenlawinen an steileren Hängen selten, da der Schnee sukzessive in kleinen Mengen herabrieselt. Dagegen kann Neuschnee und Windpackung zu bedeutend grösseren Reibungswinkeln der Ruhe führen. Für den Reibungswinkel der Bewegung gibt A. Roch für Neuschnee 17° an.

Dieser Wert wird an der oberen Grenze liegen, da Lawinen selbst auf sehr langen Hängen von etwa 10° Neigung häufig nicht zur Ruhe kommen (Dalaas ~ 13°). Im übrigen steigt μ mit dem Raumgewicht. Den bisherigen Beobachtungen der Lawinenbewegung entspricht etwa der Ansatz

$$\mu = \frac{\gamma}{2000} \quad (\gamma \text{ in kg/m}^3)$$

Es handelt sich bei der Berücksichtigung der inneren Reibung um einen sekundären Einfluss, der bei Nass-Schneelawinen und Staublawinen vernachlässigt werden kann.

Bei Berücksichtigung des Auftriebs der Luft vom Raumgewicht $\gamma_L \approx 1,25 \text{ kg/m}^3$ lautet die Bewegungsgleichung für ein Stück der gleitenden Schneeschicht, dessen Horizontalprojektion gleich der Flächeneinheit ist:

$$\text{Kraft} = \text{Masse} \times \text{Beschl.}$$

$$(\gamma - \gamma_L) h' \sin \psi - (\gamma - \gamma_L) h' \cos \psi \mu - \frac{\gamma}{\xi} v^2 = \frac{\gamma h'}{g} \frac{dv}{dt}$$

oder

$$\frac{dv}{dt} = \frac{g}{\gamma h'} \left[h' (\gamma - \gamma_L) (\sin \psi - \mu \cos \psi) - \frac{\gamma}{\xi} v^2 \right]$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$\text{mit } k = \frac{\xi h'}{g}$$

$$(3) \quad v = v_{max} \operatorname{Th} \left(\frac{v_{max}}{k} t \right)$$

worin die Maximalgeschwindigkeit:

$$(4) \quad v_{max} = \sqrt{\xi h' \left(1 - \frac{\gamma_L}{\gamma} \right) (\sin \psi - \mu \cos \psi)}$$

In den meisten Fällen kann γ_L/γ und μ vernachlässigt werden; man kann dann setzen:

$$(4') \quad v_{max}^2 \approx \xi h' \sin \psi$$

Wenn die Schneeschicht am Anfang ($s = 0$) der untersuchten Laufstrecke s bereits eine Anfangsgeschwindigkeit v_0 aufweist, ist hierfür nach Gl. (3) die zugehörige Zeit t_0 zu ermitteln und für die Untersuchung des weiteren Verlaufs in Gl. (3) an Stelle von t die Zeit $t_0 + t$ einzusetzen.

Die Laufstrecke s ergibt sich als Integral von Gl. (3) zu

$$(5) \quad s = k \ln \operatorname{Ch} \left(\frac{v_{max}}{k} t \right)$$

Für die Anlaufzeit t^* bis zum Erreichen von 80 % der Grenzgeschwindigkeit v_{max} gilt

$$\operatorname{Th} \left(\frac{v_{max}}{k} t^* \right) = 0,8$$

und durch Einsetzen des hieraus ermittelten Wertes t^* in Gl. (5):

$$(6) \quad s^* \approx 0,5 \cdot k$$

d. h. für $\xi = 500 \text{ m/s}^2$ erhält man $s^* = 25 h'$.

Schon nach sehr kurzer Anlaufstrecke wird nahezu die maximale Geschwindigkeit erreicht. Verbauungen werden, wie sich aus der Untersuchung der Stosswirkungen zeigen wird, eher durch abrutschenden Schnee als durch dessen Kriechdruck zerstört.

Wenn in Gl. (4) die sehr kleinen Werte γ_L/γ und μ vernachlässigt werden und $\sin \psi \sim \tan \psi =$ dem Gefälle J gesetzt wird, führt Gl. (4) mit $\sqrt{\xi} = c$ und $h' = F/U$ (hydraulischer Radius R breiter Rechteckgerinne) zur bekannten Geschwindigkeitsformel von Chézy:

$$v = c \sqrt{R J}$$

Die Fliessgeschwindigkeit v ist grösser oder kleiner als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen nach Gl. (1'), je nachdem J grösser oder kleiner als $g/\xi + \mu$ ist. Angenähert gilt:

$$J > g/\xi + \mu: \text{ Schiessen} \\ J < g/\xi + \mu: \text{ Strömen}$$



Bild 22. Haus in Vals-Platz, dessen eine Hälfte 1951 von einer Lawine scharf abgeschnitten wurde

d. h. für $\xi \sim 500$ tritt schon bei einem Gefälle $> 2\%$ schiesender Abfluss auf.

Da sich der in Bewegung geratene Schnee sehr ähnlich wie eine Flüssigkeit verhält, ist zu erwarten, dass auch der Koeffizient $\xi = c^2$ angenähert mit den Feststellungen der Hydraulik übereinstimmt, wonach für grobblockigen bis natürlichen Boden der Rauigkeitswert c zwischen 20 und 25 und dementsprechend der Geschwindigkeitskoeffizient zwischen $\xi = 400$ bis 600 schwankt. Bei Lawinenabfluss durch Wald kann der untere Grenzwert unterschritten werden, bei Grundlawinen, die in einer Runse verlaufen, die durch vorhergehende Lawinen mit Schnee ausgestrichen worden ist, könne dagegen bedeutend höhere ξ -Werte auftreten. Mit den bisherigen Beobachtungen, die sich vorwiegend auf Rasenhänge beziehen, ergibt die Annahme $\xi = 500 \text{ m/s}^2$ eine befriedigende Uebereinstimmung.

Das Integral der Bewegungsgleichung lautet mit Vernachlässigung der Widerstandsglieder:

$$v = \sqrt{2 s g \left(1 - \frac{\gamma_L}{\gamma}\right) \sin \psi}$$

Da die Geschwindigkeiten der reibungslosen Bewegung nie überschritten werden kann, darf ξ den folgenden oberen Grenzwert nie überschreiten:

$$(7) \quad \xi < \frac{2 g s}{h'}$$

Dieser Grenzwert wird schon nach der Anlaufstrecke, Gl. (6), nahezu erreicht. Obige Einschränkung ist nur für Gl. (4) nötig, die vollständige Gl. (3) führt zu keinen Ueberschreitungen der freien Fallgeschwindigkeit.

Im Hinblick auf die kurzen Anlaufstrecken der Lawinen muss in der Regel nicht der ganze Bewegungsvorgang untersucht werden, die weiteren Betrachtungen können sich auf Gl. (4) stützen mit $v_{max} \cong v$.

Bei Gefällsbrüchen von der oberen Neigung ψ_0 auf die untere Neigung ψ_u gilt nach Gl. (4) und der Kontinuitätsgleichung angenähert:

$$(8) \quad \frac{v_0}{v_u} = \frac{h'_u}{h'_0} = \sqrt[3]{\frac{\sin \psi_0}{\sin \psi_u}}$$

Da diese Gleichung für jeden folgenden Gefällsbruch gilt, kann für die Ermittlung der am Hangfuss massgebenden Fliesshöhe h'_u Gl. (8) angewendet werden. Man setzt dabei

- ψ_0 = Hangneigung im Abrissgebiet
- ψ_u = Hangneigung im Wirkungsgebiet

Bei kleinen Neigungen ψ_u am Hangfuss kann h'_u höchstens bis zur Stauhöhe $v^2/2g$ anwachsen.

Bei Gefällsbrüchen ist die Uebergangsstrecke bis zum Erreichen des Normalabflusses noch kürzer als die Anlaufstrecke nach Gl. (6), da die Einführung der Kontinuitätsgleichung in die Differentialgleichung der Bewegung im Wi-

derstandsglied eine höhere Potenz von v ergibt. Auf die umständliche Form dieser Lösung wird hier verzichtet und lediglich im Abschnitt 3c über Stauwirkungen eine Ueberschlagsberechnung der Auslauflänge von Lawinen auf Talböden gegeben.

a) Oberlawinen infolge Schneebrettanriss

Die Höhe der abgleitenden Schicht bleibt während längerer Zeit konstant, für die Berechnung der Maximalgeschwindigkeit dient Gl. (4), worin γ_L/γ vernachlässigt werden kann. Nach Ueberschreiten der Geschwindigkeit von etwa 10 m/s werden die Schollen zu Schneestaub zertrümmert, der durch die turbulente Bewegung des Abflusses bei trockener Beschaffenheit nach und nach aufgewirbelt wird. Bei Hangneigungen über 30° , d. h. nach Erreichen einer Geschwindigkeit von etwa 20 m/s, kann die Oberlawine bei trockenem, kaltem Wetter schliesslich teilweise oder ganz die Form einer Staublawine annehmen und dadurch bedeutend höhere Geschwindigkeiten erreichen.

Mischformen von Oberlawinen und Staublawinen sind häufig, ihre Wirkungen werden durch Untersuchung der Grenzfälle beurteilt.

b) Staublawinen

Lawinen, die durch einen Lockerschnee-Anriss entstanden sind, begünstigen die Aufwirbelung des Schnees und bei geeigneter Beschaffenheit desselben, speziell bei trockenem und kaltem Wetter, die Bildung von Staublawinen. Auch die natürlich abgelagerte Schneeschicht kann durch die darüber gehende Lawine ganz oder teilweise in den turbulenten Abfluss mitgerissen werden.

Aus der Fördertechnik ist bekannt, dass feste Partikel von einem horizontalen Luftstrom mitgerissen werden, wenn dessen Geschwindigkeit grösser ist als rund die doppelte freie Fallgeschwindigkeit der Teilchen. Da die Fallgeschwindigkeit der Schneepartikel nur 1 bis 2 m/s erreicht, muss schon nach kurzer Laufzeit der Lawine die Aufwirbelung von trockenem, feinem Pulverschnee beginnen, während rekristallisierter Schwimmschnee hierfür längere Laufzeiten benötigt. Die Wirbelschichtbildung und Luftdurchmischung erfolgt um so rascher, je grösser die Fliessgeschwindigkeit ist.

An Hängen von mehr als etwa 30° Neigung können sich nach Ueberschreiten einer Fliessgeschwindigkeit von 15 bis 20 m/s des noch unaufgelockerten Schnees typische Staublawinen ausbilden. Zunächst hüllt sich der Kern der Lawine in eine Wirbelschicht von Luft mit suspendiertem Schnee, die sich mit wachsender Geschwindigkeit und Laufzeit verstärkt, um schliesslich die ganze Masse in ein mehr oder weniger einheitliches Aerosol überzuführen, das sich nach den ausgeführten Beobachtungen und Nachrechnungen sehr ähnlich verhält wie eine kompressible Flüssigkeit von entsprechendem Raumgewicht. Die Geschwindigkeit entspricht Gl. (4), mit

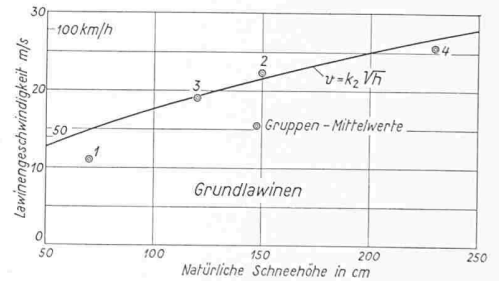
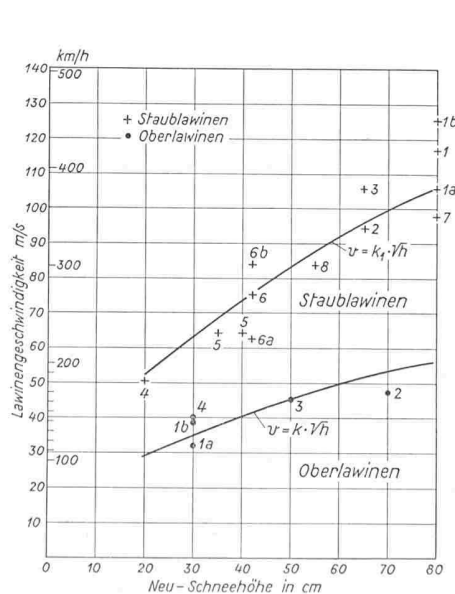
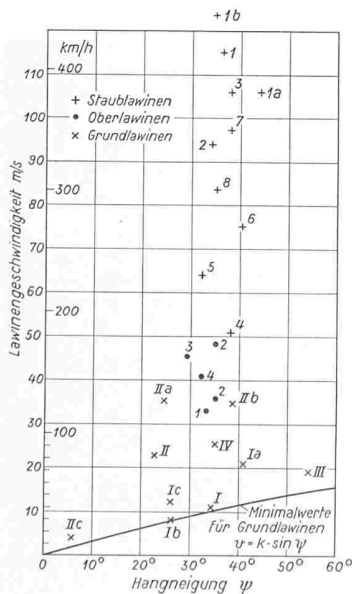


Bild 25. Geschwindigkeit von Grundlawinen als Funktion der natürlichen Schneehöhe (Auswertung der von M. Oechslin gemessenen Werte durch Ing. A. Roch, Davos)

Bild 24 (Mitte). Geschwindigkeit von Staublawinen und Oberlawinen in Abhängigkeit von den natürlichen Schneehöhen (Auswertung der von Dr. M. Oechslin gemessenen Werte durch Ing. A. Roch, Davos)

Bild 23 (links). Geschwindigkeitsmessungen an Staublawinen sowie an Ober- und Grundlawinen, von Dr. M. Oechslin, Kantonsförster von Uri, Altdorf

$$(9) \quad h' = \frac{\gamma_0}{\gamma} (h + h_A) = \frac{\gamma_0}{\gamma} h (1 + m)$$

$$\text{wo } h_A \geq h_A \geq 0, \quad m = \frac{h_A}{h}$$

h_A ist die Höhe der vor und unter der Lawine aufgewirbelten Schicht der natürlichen Schneedecke. Bei einer verfestigten, verhaschten Schneeoberfläche ist $h_A = 0$, während ausnahmsweise $h_A = h$ werden kann, wenn die natürliche Schneedecke durchwegs aus trockenem Pulverschnee besteht. Die Auswertung der Messungen von Kantonsförster Dr. M. Oechslin [6] (Bild 24) nach Gl. (4) und (9) zeigt, dass in der Regel die Auflockerung der überfahrenen, natürlichen Schneeschicht unberücksichtigt bleiben, in Gl. (9) also $h_A = m = 0$ gesetzt werden darf. Die in Bild 24 eingetragene, berechnete Mittelkurve entspricht einem mittleren Raumgewicht der natürlichen Schneedecke von 75 kg/m^3 . Die Abweichungen der Einzelmessungen von der berechneten Mittelkurve sind durch Abweichungen der effektiven Raumgewichte von ihrem Mittelwert bedingt. Die Auswertung der Einzelmessungen führt zum Schluss, dass Staublawinen in der Regel bei kleineren Raumgewichten der natürlichen Schneedecke als 100 kg/m^3 entstehen, d. h. vor allem in frischem Neuschnee.

In der Natur verlaufen die Bewegungsvorgänge derart, dass die potentielle Energie einem Minimum zustrebt, wobei die kinetische Energie das unter den gegebenen Umständen mögliche Maximum erreicht. Der grösstmögliche Grenzwert der kinetischen Energie wird erreicht, wenn Gl. (4) mit Berücksichtigung von Gl. (9) ein Maximum ergibt, d. h. für $\gamma = 2\gamma_L$. Dieses Optimum der Auflockerung kann aber nur erreicht werden, wenn die Staublawine in ein Gelände von verhältnismässig geringer Hangneigung vorstösst (Titelbild, S. 159), denn an der Lawinenfront muss der, bei Vernachlässigung der Vertikalbeschleunigungen statisch verteilte Druck dem Staudruck der vorgeschobenen Luft das Gleichgewicht halten, d. h. bei Berücksichtigung von Gl. (4), mit Vernachlässigung von μ :

$$(\gamma - \gamma_L) h_0 \frac{\gamma_0}{\gamma} = \gamma_L \frac{v^2}{2g} = \frac{\gamma_L}{2g} \xi h_0 \frac{\gamma_0}{\gamma} \left(1 - \frac{\gamma_L}{\gamma}\right) \sin \psi$$

woraus

$$(10) \quad \gamma = \frac{\gamma_L}{2g} \xi \sin \psi$$

Im übrigen bleibt der Staudruck $p_s = \gamma_L v^2/2g$ der Luft überall gleich dem statischen Druck im Wellenkopf, wenn dieser sich derart wölbt, dass dessen Neigung α zur Strömungsrichtung überall die Bedingung erfüllt:

$$\sin \alpha = z/h$$

wobei z die Tiefe der betrachteten Stelle unter der ungestörten Fliessoberfläche bedeutet. Beispielsweise wird für $\gamma_0 = 100 \text{ kg/m}^3$, $\gamma_L = 1,25 \text{ kg/m}^3$, $g = 10 \text{ m/s}^2$, $\xi = 500 \text{ m/s}^2$, $h = 3 \text{ m}$, $\psi = 30^\circ$; nach Gl. (10): $\gamma = 15,6 \text{ kg/m}^3$, nach Gl. (9) mit $m = 1$: $h_{max} = 39 \text{ m}$, und nach Gl. (4'): $v \approx 100 \text{ m/s}$. Durch Auflockerung, das heisst Vergrösserung der Höhe und verhältnismässige Herabsetzung des Fliesswiderstandes erreichen Staublawinen erstaunlich hohe Geschwindigkeiten, deren Entstehung bisher den meisten Beobachtern unerklärlich blieb. Quantitative Anhaltspunkte hierfür gaben erstmals die sehr wertvollen Messungen von Kantonsförster Dr. M. Oechslin [9], deren Auswertung Ing. A. Roch, SLF, Davos, auf Grund meteorologischer Statistiken durch nachträgliche Ermittlung der zur Zeit der von Dr. Oechslin bezeichneten Lawinnenniedergänge vorhandenen Schneehöhen ermöglichte. Der erste Eindruck, den man von Bild 23 erhält, hätte beinahe zur Verwerfung jeglicher Theorie, insbesondere der grundlegenden Gl. (4) geführt. Wird jedoch der Wert für γ nach Gl. (10) in Gl. (4') eingeführt, so resultiert das erstaunliche Ergebnis:

$$(11) \quad v^2 = 2gh \frac{\gamma_0}{\gamma_L} (1 + m)$$

d. h. wenn die Hangneigung eine Schneeauflockerung ermöglicht, wird die Geschwindigkeit der Staublawinen tatsächlich unabhängig von der Hangneigung, und die zunächst unfassbaren Ergebnisse der Auswertung der Messungen (Bild 23) liefern gerade einen Beweis für die prinzipielle Richtigkeit

der vorliegenden Theorie. Nach Gl. (4') ergibt sich dagegen für alle anderen Lawinenarten das Quadrat ihrer Geschwindigkeit proportional zur Höhe des natürlich abgelagerten Schnees, wie dies die Auswertung der verfügbaren Messungen eindeutig bestätigt (Bilder 23 bis 25), obschon diese Messungen sehr variablen Verhältnissen entsprechen und deshalb (speziell wegen Veränderlichkeit der Raumgewichte) zu erheblichen Streuungen Anlass geben.

Die Geschwindigkeit w der Lawinenfront ist jeweils etwas geringer als die durch Gl. (11) gegebene Fliessgeschwindigkeit v ihres Kerns, da der Staudruck am Lawinenkopf ein Zurückwirbeln des Schnees verursacht, ähnlich wie dies die Luftströmung bei einem Kaltlufteinbruch in ein Tal anzeigt. Auf eine mit der Lawinenfront bewegte Bezugsebene trifft die Luft mit der Geschwindigkeit w , während hinter ihr der Schnee mit der Geschwindigkeit $v - w$ nachfließt. Die Stetigkeit des Druckverlaufs durch die Lawinenfront bleibt erhalten für

$$\frac{\gamma}{2g} (v - w)^2 = \frac{\gamma_L}{2g} w^2$$

woraus

$$(12) \quad w = \frac{v}{1 + \sqrt{\frac{\gamma_L}{\gamma}}}$$

Die Präzisierung, die sich hierdurch in der Ableitung von Gl. (10) ergeben würde, erweist sich als vernachlässigbar gering.

Beim Auftreffen der Lawinenfront auf die ruhende Luft wird diese dort auf den Staudruck $p_s = \gamma_L \cdot w^2/2g$ verdichtet. Diese Drucksteigerung verursacht *Verdichtungswellen*, die angenähert mit der Schallgeschwindigkeit a der Lawine vorseilen. Aus den gasdynamischen Beziehungen [10] für den Verdichtungsstoss folgt für *Luftstösse* geringer Stärke:

$$(13) \quad \Delta p = \frac{\gamma_L}{g} a w$$

Hierin bedeuten:

$a \approx 340 \text{ m/s}$: die Schallgeschwindigkeit in der Luft
 w die Geschwindigkeit der dem Druckstoss nachströmenden Luft

$\gamma_L \approx 1,25 \text{ kg/m}^3$ das Raumgewicht der Luft.

Wird die Bezugsebene mit der Lawinenfront bewegt, so strömt die Luft mit der Lawinen-Kopfgeschwindigkeit gegen diese Bezugsebene. Wenn die Materialgeschwindigkeit w in Gl. (13) gleich der Kopfgeschwindigkeit der Lawine wird, muss sich eine Kopfwelle ausbilden, deren Drucksteigerung durch diese Gleichung gegeben ist. Die Kopfwelle kann sich nicht durch kleinere Druckwellen endlicher Grösse abbauen, da deren Stoffgeschwindigkeit kleiner wäre als die Strömungsgeschwindigkeit w ; solche Wellen werden in die Kopfwelle zurückgedrängt. Dagegen gehen von der Kopfwelle ständig Wellen mit sehr kleiner Stoffgeschwindigkeit und Drucksteigerung mit Schallgeschwindigkeit aus. Ähnliche Erscheinungen sind bei Bugwellen vor Schiffen oder Stauwellen vor Brückenpfeilern zu beobachten. Die von den Staupunkten der Lawinenfront mit Schallgeschwindigkeit a ausgehenden Elementar-Druckwellen der Stärke p_s kumulieren während durchschnittlich t Sekunden in der Kopfwelle, um dort den höheren Druck Δp aufrecht zu erhalten, d. h.

$$p_s \cdot a \cdot t \approx \Delta p$$

Während dieser Zeit ist die Lawinenfront um $t \cdot w$ vorgeschritten. Die Distanz, um welche der Luftstoss der Lawine vorseilt, ist somit:

$$(14) \quad l = (a - w) t = (a - w) \frac{\Delta p}{a p_s}$$

Z. B. für $w = 100 \text{ m/s}$, $\gamma_L = 1,25 \text{ kg/m}^3$ sind $p_s = 625 \text{ kg/m}^2$, $\Delta p = 4250 \text{ kg/m}^2$, $l \sim 5 \text{ m}$

für $w = 50 \text{ m/s}$ werden $p_s = 156 \text{ kg/m}^2$, $\Delta p = 2150 \text{ kg/m}^2$, $l \sim 12 \text{ m}$.

Der Luftstoss eilt der Lawine umso weiter voraus, je geringer deren Geschwindigkeit ist, wobei aber auch dessen Intensität proportional mit der Geschwindigkeit abnimmt.

Experimentelle Unterlagen zur Ueberprüfung dieses einfachen Versuchs zur Berechnung komplizierter Vorgänge fehlen einstweilen. Dagegen ist die Wirkung des der Lawine vorausseilenden Luftstosses aber schon häufig beobachtet worden, z. B. hat dieser das Umdrücken leichter Bauten vor der Lawinenfront verursacht. Vielfach wird die Wirkung einer dem Lawinenkern vorausseilenden, sehr leicht befrachteten Staublawine grosser Geschwindigkeit irrtümlicherweise als Luftstoss bezeichnet.

Beispielsweise wurde die Meinung ausgesprochen, die Opfer der Gasteiner Lawine 1951 seien durch den Luftstoss getötet worden, weil durch ärztlichen Befund die hierfür typischen Lungenrisse festgestellt wurden. Die früher vom Verfasser durchgeführte Untersuchung von Explosionskatastrophen hat aber gezeigt, dass diese Erscheinungen erst bei Luftstössen von 3 bis 4 atü auftreten, welche, wie oben nachgewiesen, vom Luftstoss einer Lawine nie erreicht werden. Dagegen entspricht dieser Ueberdruck dem normalen Staudruck von Staublawinen. Die beim Stau aus dem Schnee-Luftgemisch entweichende und in alle Oeffnungen dringende Luft erreicht gleichen Druck wie der Staudruck der Staublawine selbst.

Die Beobachtungen über *Sogwirkungen* der Staublawinen sind zumeist durch Wirbelwirkungen erklärlich. Wohl reisst die Lawine Luft mit; nach Untersuchungen über den turbulenten Mischweg zu schliessen, kann aber die Geschwindigkeit der seitlich zuströmenden Luft kaum $1/20$ der Lawinengeschwindigkeit erreichen. Ein hinter der Lawine entstehender, nennenswerter Sog würde dagegen automatisch eine aerodynamische Anpassung der Form des Lawinenendes verursachen und der Sog dadurch wieder herabgesetzt. «Das Material ist schlau», lautet ein von Prof. W. Ritter überlieferter Spruch.

Dagegen sind hinter kleinen, von Staublawinen mit grosser Geschwindigkeit vollständig umströmten Hindernissen Sogwirkungen möglich, die höchstens

$$(13a) \quad p(-) = \frac{\gamma_L}{2g} w^2 \approx \frac{w^2}{16}$$

erreichen können. Auch können Portale von Tunneln oder Galerien, oder andere Oeffnungen von Bauten, von einer Staublawine derart überströmt werden, dass sie ähnlich wie eine Strahlpumpe wirken [11].

Infolge sukzessiver Auflockerung des Schnees, dadurch bedingter Vergrösserung der Höhe und Herabsetzung des relativen Fliesswiderstandes erreichen Staublawinen erstaunlich hohe Geschwindigkeiten (bis etwa 100 m/s). Ihre Wirkung erstreckt sich gewöhnlich auf die ganze Höhe der Bauten. Wenn die Staublawine in einer Runse oder Schlucht entsteht, kann bei Abbiegungen derselben der obere Teil der Staublawine in der ursprünglichen Richtung weiter strömen. Staublawinen teilen sich häufig (Bild 20). Infolge der grossen Geschwindigkeit lösen sich bei Geländebrüchen Staublawinen oder Teile derselben oft vom Boden und können als freier Strahl durch die Luft schiessen.

Gl. (10) zeigt in Verbindung mit Gl. (9), dass bei Auftreffen einer Staublawine auf ebenes Gelände ($\psi \rightarrow 0$) γ sehr klein und h' sehr gross werden können. Die Staublawine verliert nach Verzehrung ihrer kinetischen Energie spezifische Masse und Geschwindigkeit, löst sich nach und nach zu Schneewolken auf und lässt schliesslich den Schnee wieder sedimentieren. Bis dies eintritt, können aber Staublawinen selbst bei Gegengefälle noch auf grosse Strecken Schaden stiften, nicht selten werden am Gegenhang weit bergauf geworfene Trümmer, Bäume, Steinblöcke u. dgl. beobachtet (z. B. Gasteiner Lawine, St. Antonien und Monstein, alles im Jahre 1951).

c) Bodenlawinen

Wenn der Schnee so kompakt ist, dass während der Bewegung keine nennenswerte Zerstäubung erfolgt, oder bei feuchtem und nassem Schnee, dessen Partikel durch die Oberflächenspannung des dazwischen befindlichen Wasserfilms zusammengehalten werden, entsteht bei der Bewegung nicht eine Verringerung des mittleren Raumgewichtes durch Auflockerung und Suspension, sondern infolge des bei der Bewegung entstehenden Staudruckes eine Verdichtung des Schnees. Die durchschnittlich schwerer gewordene, gleitende

Oberschicht arbeitet sich bei turbulentem Abfluss in die darunter liegende, natürliche Schneeschicht, bis schliesslich eine Grundlawine entsteht, die wie ein Schneeflug die Schneedecke bis zum Boden durchfährt und nicht selten Gerölle, Bäume und oberflächliche Bodenschichten mitreisst, besonders wenn diese infolge Tauwetter aufgeweicht sind. Durch Durchsetzung des Schnees mit Geröll, Rasen- und Bodenteilen entsteht die häufig beobachtete dunklere Färbung der Grundlawinen (Bild 17).

Vor der Lawinenfront wird die bestehende Schneedecke durch einen Verdichtungs-Stoss aufgestaut. Wenn h' die Fronthöhe der Lawine bezeichnet, so ist das mittlere Raumgewicht der unmittelbar davor aufliegenden natürlichen Schneedecke $\gamma_V = \gamma_0 h/h'$. In der Verdichtungswelle vor der Lawine steigt der statische Druck der natürlichen Schneedecke bis auf den Staudruck an, dieser verursacht ein Zurückrollen der Lawinenfront, deren Geschwindigkeit sich auf den durch Gl. (12) gegebenen Wert ermässigt, wenn in dieser Gleichung an Stelle von γ_L der Wert γ_V eingesetzt wird.

Andererseits muss die Kontinuität des Massen-Flusses berücksichtigt werden: Wird aus der Lawine ein Längsstreifen von 1 m Breite betrachtet, so fliesst gegen eine mit der Fliessgeschwindigkeit v des Lawinenschnees bewegte Bezugsebene in der Sekunde aus der natürlichen Schneedecke das Gewicht $\gamma_0 h v$ zu, während von der Bezugsebene das Gewicht $\gamma h' v'$ wegfliesst. Die mittlere Geschwindigkeit hinter der Lawinenfront wird somit:

$$v' = \frac{\gamma_0 h}{\gamma h'} v$$

und somit die effektive Vorstoss-Geschwindigkeit der Lawinenfront:

$$(15) \quad w = v - v' = v \left(1 - \frac{\gamma_0 h}{\gamma h'}\right)$$

Die Energiegleichung (12) (mit $\gamma_L = \gamma_V$) und die Kontinuitätsgleichung (15) werden durch die natürliche Einstellung der Fliesshöhe h' gleichzeitig erfüllt:

$$w = \frac{v}{1 + \sqrt{\frac{\gamma_0 h}{\gamma h'}}} = v \left(1 - \frac{\gamma_0 h}{\gamma h'}\right)$$

woraus folgt:

$$\sqrt{\frac{\gamma_0 h}{\gamma h'}} = \frac{1}{2} (\sqrt{5} - 1)$$

$$(16) \quad \gamma h' = 2,6 \gamma_0 h$$

Der Staudruck am Lawinenkopf erreicht während dem Abfluss den Wert:

$$p_s = \frac{\gamma_V w^2}{2g} = \frac{\gamma_0 h}{2g h'} v^2 \left(1 - \frac{\gamma_0 h}{\gamma h'}\right)^2 = 0,146 \frac{\gamma \cdot v^2}{2g}$$

oder mit Berücksichtigung der Gl. (4') und (16):

$$p_s = \frac{0,38}{2g} \gamma_0 h \xi \sin \psi \approx 0,02 \gamma_0 h \xi \sin \psi$$

Es lässt sich nachweisen, dass der Einfluss der Kompressibilität des Schnees (vgl. nächster Abschnitt) auf die Fliesshöhe h' der Grundlawine gering ist, so dass für den Fliessvorgang gesetzt werden kann:

$$(16') \quad h' \approx 2,6 h$$

Die Berechnung der Maximalgeschwindigkeit erfolgt nach Gl. (4), worin für nassen Schnee $\mu \sim 0$ zu setzen ist.

Die prinzipielle Richtigkeit der Theorie wird durch die Auswertung der auf den Bildern 24 und 25 zusammengestellten Messungen bestätigt, das Quadrat der Geschwindigkeit erweist sich als proportional zu $\sin \psi$ und h . Die Anwendung der Gl. (4) auf die Mittelwerte der Messungen ergibt für die beobachteten Grundlawinen:

$$\xi = 500, \mu = 0,075, \text{ d. h.}$$

für den Ansatz $\mu = \gamma_0/2000$ wäre $\gamma_0 = 150 \text{ kg/m}^3$, möglicherweise entsprechen aber infolge Feuchtigkeitseinfluss dem Mittelwert von μ grössere Schnee-Raumgewichte.

Die Grundlawinen folgen dank ihrer relativ kleinen Geschwindigkeit getreu den bestehenden Runsen oder Geländeeinschnitten, der Fließvorgang gleicht vollkommen demjenigen von Wildbächen (vgl. nächsten Abschnitt).

Im Ablagerungsgebiet des Schnees entstehen oft bedeutende Staukegel (vergl. unter c dieses Abschnitts und Bild 22).

Literaturverzeichnis

- [9] A. Roch: Les Alpes, April 1955.
 [10] G. Eichelberg: «Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens» 1943, Nr. 2.
 [11] Winterbericht 1950/51 des [1]

Adresse des Verfassers: Dr. A. Voellmy, Sektionschef der EMPA, Leonhardstrasse 27, Zürich 1.

Schluss folgt

Versuche mit verschiedenen Strassenbeleuchtungen

DK 624.745.8

Hauptzweck einer guten ortsfesten Strassenbeleuchtung ist die Unfallverhütung und die Steigerung der Verkehrskapazität gegebener Strassen bei Nacht. Die Technik hat in den letzten Jahren zur Entwicklung neuer leistungsfähiger Lampen geführt. Man kann und muss heute daran denken, nicht nur in Städten und Ortschaften, sondern auch ausserorts auf Hauptdurchgangsstrassen für eine gute Strassenbeleuchtung zu sorgen, wenigstens soweit die Verkehrsdichte zur Nachtzeit ein bestimmtes Mass erreicht. Kenner der Strassenverkehrsprobleme, Beleuchtungsfachleute und Strassenbenützer sind sich aber noch nicht in allen Teilen einig über die günstigsten Arten der Strassenbeleuchtung. Dies ist verständlich, denn das Ganze muss auf einen vernünftigen Kompromiss zwischen Verkehrssicherheit einerseits und Anlage- und Betriebskosten andererseits hinauslaufen. Bevor viel Geld in solche Anlagen investiert wird, sollen nun auf einer Versuchsstrecke Messungen und subjektive Vergleiche verschiedener Beleuchtungsarten ausgeführt werden, um die optimalen Werte für die verschiedenen Strassenkategorien zu ermitteln.

Als geeignetes Strassenstück, das während der Versuche abgesperrt werden kann, wurde auf Grund von Verhandlungen mit den kantonalen Behörden die rund 1 km lange gerade Strecke zwischen Gfenn und Hegnau der Hauptstrasse Zürich—Uster gewählt. Auf einer Länge von rund 700 m werden 22 Maste aufgestellt, von denen jeder drei Armaturen trägt, die mit verschiedenartigen Lichtquellen bestückt sind. Die Versuchsstrecke zerfällt in zwei getrennte Hälften A und B, so dass z. B. A und B mit Natriumlicht, oder A und B mit Fluoreszenzlicht, oder z. B. A mit Natrium-Licht und B mit Fluoreszenzlicht betrieben werden können. Je eine Hälfte ist ferner mit gewöhnlichen Glühlampen, die andere mit Quecksilberhochdruck-Leuchtstofflampen bestückt.

Während dieser Versuche muss der Verkehr umgeleitet werden, weil auf der Fahrbahn Messungen ausgeführt werden. Da auch verschiedene Witterungsbedingungen berücksichtigt und insbesondere Versuche bei Nebel angestellt werden sollen, ist eine Voranzeige leider nicht möglich. Um Unfälle zu vermeiden, werden die nötigen Verkehrsumleitungen rechtzeitig und gut markiert.

Die Durchführung der Versuche ist möglich geworden dank der tatkräftigen Unterstützung durch breitere Kreise; es seien hier die an der Unfallverhütung und an den Strassenverkehrsproblemen interessierten Organisationen genannt, sowie die Elektrizitätswerke, der Elektrotechnische Verein und Fabrikanten. Die Erstellung der Versuchsanlage erfolgte durch die Elektrizitätswerke des Kantons Zürich. Die Versuchsleitung liegt in der Hand des Schweizerischen Beleuchtungskomitees und des Eidg. Amtes für Mass und Gewicht.

Es ist vorgesehen, in Nächten, in denen keine Versuche stattfinden, gelegentlich die Versuchsstrecke mit der einen oder anderen Beleuchtungsart in Betrieb zu erhalten und damit auch den Strassenbenützern zu ermöglichen, sich selber ein Bild von der Art und der Güte der Beleuchtung zu machen. Die Markierung der jeweils eingeschalteten Beleuchtungsart erfolgt alsdann durch einen Buchstaben am Anfang, in der Mitte und am Ende der Strecke, wo selbst auch Karten zur Bedienung aufgelegt sein werden. Meldungen über Beobachtungen sind sehr erwünscht. Wenn die Versuchsstrecke im

Betrieb ist, soll nur mit Positionslicht gefahren werden. Nur so kommen die Vorteile guter, ortsfester Strassenbeleuchtung voll zur Geltung. Die Veranstalter und das Schweizerische Beleuchtungskomitee sind den Strassenbenützern für ihre Mitwirkung und ihre Rücksichtnahme während der Versuche, die sich über etwa zwei Jahre erstrecken sollen, sehr dankbar.

BUCHBESPRECHUNGEN

Hinweise, gesammelte Essays. Von Martin Buber. 348 S. Zürich 1953, Manesse Verlag. Preis geb. Fr. 14.05.

Die vorliegende Auslese der in den Jahren 1919 bis 1953 entstandenen Essays des grossen jüdischen Frommen und Philosophen ist weder ein fachtechnisches, noch ein künstlerisches, noch ein sonstwie das Schaffen des Ingenieurs oder des Architekten unmittelbar berührendes Buch. Es ist aber eine Anleitung für fruchtbare Musse, ein stiller Begleiter und Führer auf dem Weg zur Menschwerdung, ein Wegweiser für die Erforschung des unsichtbaren Baugrundes, auf dem die sichtbare Architektur unseres Lebens aufruht. Gerade als Jude, aus dem unermesslich weiten und tiefen Raum jüdischen Volkstums, der in so mancher Hinsicht im Gegensatz steht zu den linearen Zielsetzungen und den polaren Errungenschaften in der Ebene des Messbaren, auf die wir so stolz sind, aber auch zum religiösen Hochmut und zur frömmlichen Enge eines falsch verstandenen Christsein-Wollens, das uns so sehr vom Herrn trennt, hat uns dieser einzigartige, wirklichkeitsverbundene Denker Entscheidendes zu sagen. Bubers Essays greifen die verschiedensten Probleme auf, die alle auch unsere Probleme sind; sie lösen sie nicht, aber sie führen sie immer von aussen nach innen, ins Zentrum, auf den Ursprung und Urgrund. Sie belehren nicht, stellen keine Forderungen, machen keine Vorschläge, entwerfen keine Programme, setzen keine Ziele. Aber sie schaffen eine Atmosphäre, die den Leser zur Besinnung einlädt, in der ihm Dinge aufgehen, die ihm sonst verschlossen blieben, und Einblicke in Lebensbezirke gewährt werden, die sonst nie bewusst würden. Sie berichtigen unsere irrigen Vorstellungen über die, die nicht Christen sind, und ermöglichen uns dadurch, unseren Herrn recht zu sehen. Herrlich, was er z. B. über das Singen der Finnen, über die geschichtliche Wirklichkeit, die Aufgabe der Philosophie und der Soziologie sagt. Aber ganz gross sind Aussprüche wie etwa (S. 42): «Echte Wissenschaft ist eines Liebenden Wissenschaft. Der solche Wissenschaft treibt, dem tritt, da er ein Ding der Welt erlebt, das heimliche Leben des Dinges gegenüber, das keinem vor ihm gegenübertrat, und gibt sich ihm anheim, und er erfährt es, gefüllt von Geschehen bis an den Rand seines Daseins. Sodann deutet er das Erfahrene in schlichten und fruchtbaren Begriffen und feiert das Einsame und Unvergleichbare, das ihm widerfuhr, durch ehrfürchtige Redlichkeit.» Oder wenn er vom Frommen sagt (S. 196): «Die Menschen kommen zu ihm, und jeder begehrt seinen Ausspruch und seine Hilfe. Und mögen es auch leibliche und halbleibliche Nöte sein, die sie ihm zuführen, in seiner Welteinsicht besteht nichts Leibliches, das nicht verklärt, besteht kein Stoff, der nicht zum Geist erhoben werden kann. Und dies ist es, was er an allen tut: er erhebt ihre Not, ehe er sie stillt. So ist er der Helfer im Geist, der Lehrer des Weltsinns, der Führer zu den göttlichen Funken.» A. O.

Die Maschine im Leben der Völker. Von Franz Maria Feldhaus. 341 S. mit 205 Abb. und einer Farbtafel. Basel 1954, Verlag Birkhäuser A.G. Preis geb. 26 Fr.

Das vorliegende Buch des immer noch produktiven¹⁾ Altmeisters der Technikgeschichte ist eine gekürzte Umarbeitung seines 1930 erschienenen, inzwischen längst vergriffenen Werkes «Die Technik der Antike und des Mittelalters». Es handelt sich um eine Schilderung der technischen Hilfsmittel, Mechanismen und Maschinen, wie sie bei den prähistorischen Völkern, im alten Aegypten, in China und Indien, und dann vor allem in der klassischen Antike und im abendländischen Mittelalter bis etwa um 1500 im Gebrauch waren. Die Bautechnik im engeren Sinn bleibt unberücksichtigt, da in der

¹⁾ 1953 erschien die «Geschichte des technischen Zeichnens», die demnächst in 2. Auflage herauskommen soll. Ein «Lexikon der historischen Technik» in 4 Bänden (Erweiterung der 1914 erschienenen «Technik der Vorzeit») befindet sich in Vorbereitung. Gegenwärtig schreibt der Verfasser an einer «Geschichte des Bleis».