

Reichweite und Geschwindigkeit von Bergstürzen und Fließschneelawinen

Von

Helmut J. Körner

Mit 15 Abbildungen

(Eingegangen am 11. Dezember 1975)

Zusammenfassung — Summary — Résumé

Reichweite und Geschwindigkeit von Bergstürzen und Fließschneelawinen. Die Massenströme großer Bergstürze und Lawinen lassen sich näherungsweise berechnen und abschnittsweise vom Anbruch bis zur Ablagerung nachvollziehen. Die Theorie muß aufgrund der Naturbeobachtung dieser Vorgänge entfaltet werden. Da Bergstürze relativ seltene und schwer zu beobachtende Naturereignisse darstellen, ist es notwendig, Erfahrungen an ähnlichen Massenströmen zu sammeln, wie z. B. an den zahlreichen Fließschneelawinen.

Nach Darlegung der Grundlagen an den Modellen „Reibungsblock“ und „turbulenter Trümmerstrom“ werden einige Ergebnisse nachgerechneter Beispiele dargestellt. Ein Ziel dieser Berechnungen war es, die Größenordnungen der Gleitreibungs- und Turbulenzkoeffizienten abzuschätzen, die diese Vorgänge bestimmen. Mangels genauerer Meßdaten wurden dazu die beiden Koeffizienten und die Fließhöhe als Konstanten angesetzt. Dann läßt sich die Größe ihrer Mittelwerte aus dem Bahnverlauf, der Fließdauer (oder der Fließgeschwindigkeit an einem Ort) und aus der Reichweite bestimmen.

Es zeigt sich, daß bei großen Massenströmen der Mittelwert des Gleitreibungskoeffizienten wesentlich niedrigere Werte annimmt, als unsere an der Statik orientierte Erfahrung erwarten läßt. Große Gleitmassen kommen dadurch in kurzer Zeit auf hohe Geschwindigkeiten. Man darf deshalb nicht warten bis die Beschleunigung einsetzt, wenn sich das Abgleiten großer Massen durch anhaltendes Kriechen ankündigt und wenn sich kein naheliegender Gleichgewichtszustand nachweisen läßt, dem die Massen zustreben.

The Reach and Velocity of Catastrophic Landslides and Flowing Snow Avalanches. The debris (Sturzstrom) of catastrophic land-slides and avalanches can be approximately calculated and their stages reconstructed from their outbreaks until their depositions. The theory must be developed on grounds of an observation of these phenomena in nature. As mountain slides are relatively rare natural events and not easily observed, it is necessary to accumulate experiences with similar mass-streams, e. g. with the numerous flowing-snow-avalanches.

After a representation of the fundamentals, exemplifying the models of a “frictional block” and a “turbulent stream of fragments”, some results follow from

the calculated examples. One aim of the calculations was to estimate the proportions of the frictional and turbulence coefficients determining these phenomena. Owing to the lack of exact data of measurement both these coefficients and the height of flow were used as constants. Thus the dimension of their average values can be determined from the shape of course, the flowing time (or local flowing velocity) and the range of action.

The results show that in the case of big Sturzstrom the average value of the coefficient of friction grows considerably smaller than is to be expected in the face of our static orientated experiences. As a consequence, big moving masses reach a high velocity within a short time. It is not advisable, therefore, to wait until the acceleration begins, if the sliding down of bigger masses evidences itself by continuous and if it is impossible to prove an imminent stage of equilibrium which the masses are nearing.

Etendue et vitesse des éboulements d'ampleur catastrophiques et des avalanches en haute montagne. Les masses de débris emportés et déposés par les éboulements et avalanches d'ampleur catastrophique en haute montagne peuvent être calculés approximativement, et leur cours peut être suivi depuis leur point de départ jusqu'au lieu de dépôt définitif. La théorie à ce sujet doit être établie sur la base d'observations concrètes de la marche de ces phénomènes dans la nature. Du fait que les éboulements sont des phénomènes relativement rares et difficiles à observer, il importe que soient recueillis des faits d'expérience au sujet d'analogues éboulements de débris, par exemple dans les avalanches, qui sont, elles, beaucoup plus fréquentes.

Après exposition des principes, établis sur la base des modèles hypothétiques "Bloc de friction" et "Eboulement de débris en turbulence", sont ensuite présentés quelques résultats de calculs effectués sur la base de ces divers exemples. L'un des objectifs de ces calculs était de déterminer les ordres de grandeur des coefficients de friction et de turbulence de ces phénomènes. Etant donné le manque de mesures précises, ces deux coefficients, ainsi que l'épaisseur de la masse en éboulement, ont été utilisés comme constantes. Il est alors possible de déterminer la grandeur de leur moyenne, d'après le tracé de leur cours, la durée (ou la vitesse de la chute en un point donné), ainsi que d'après leur étendue.

Il apparaît alors que, dans le cas de grosses masses de débris, la valeur moyenne du coefficient de friction est nettement moindre que ne le faisait attendre l'expérience jusqu'à présent basée sur les données de la statique. Il s'ensuit que de grosses masses d'éboulis ont tôt fait d'atteindre des vitesses étonnamment élevées. Il ne faut donc pas attendre que commence cette accélération lorsque l'éboulement de grosses masses s'annonce par un mouvement lent et continu et qu'on ne décèle dans le voisinage aucun état d'équilibre vers lequel s'avanceraient les masses.

Stichwörter

Bergsturz, Lawine, Energielinie, Gleitreibung, Turbulenz, Kriechen, auf Forschung ausgerichtet.

I. Einleitung

Bergstürze und Lawinen gehören zu den Erscheinungsformen der Erosion. Gesteinsart und Zustand, d. h. Gefüge, Festigkeit und Verwitterungsanfälligkeit bestimmen die größtmögliche Neigung der Hänge. Wird diese überschritten, dann kriechen, rutschen oder stürzen die Massen zu Tal bis ein stabiler Zustand wieder hergestellt ist. Die Beschreibung dieser Vorgänge

des Stabilitätsausgleiches an Hängen ist Aufgabe der Geologie bzw. Geomorphologie. Albert Heim hat dies für seine Zeit vorbildlich in seinem Alterswerk „Bergsturz und Menschenleben“ (1932) getan, in dem sich die Erfahrungen jahrzehntelanger Forschungsarbeit niedergeschlagen haben. Heim sieht in der Bewegung der Massen das Wesentliche dieser Vorgänge; er schreibt (S. 15): „Die Art der Bewegung ist das innerlich Eigentümlichste, Ergreifendste und Umfassendste vom Beginn bis zum Stillstand. In der Bewegung suchen wir deshalb mit Recht Unterschiede der Typen und darin eine natürliche Einteilung.“ Heim unterscheidet 4 Gruppen der Massenbewegung an Berghängen. Unser Thema befaßt sich mit seinen Typen XIV und XV der Gruppe III, d. h. mit großen, gleitenden und stürzenden Massen, die sich zu einem rasch fließenden Sturz- oder Schußstrom vereinigen. Für diese hat in jüngster Zeit Abele (1974) eine Zusammenschau unter dem Blickpunkt der Morphologie gegeben, bei der er 275 Bergstürze und andere schnelle Massenbewegungen auf 91 verschiedene Merkmale hin untersucht hat. Felsstürze dieser Art sind relativ selten. Bei den Schneelawinen¹, insbesondere bei den spätwinterlichen Grundlawinen bilden sie die Regel (siehe hierzu Haefeli 1939, 1948; Voellmy 1955, Mellor 1968; Schaerer 1974).

Auch die Geomechanik als Wissenschaft von der Bewegung der geologischen Körper und der dabei auftretenden Kräfte ist bemüht, diese Vorgänge mit den ihr eigenen Mitteln zu beschreiben. Der primäre Zweck derartiger Berechnungen liegt nicht darin, die vielen Einzelheiten solcher Geschehnisse zu erfassen. Das ist unmöglich. Es geht vielmehr darum, die Prinzipien zu erkennen, auf die sich die Einzelheiten zurückführen lassen und — von der Beobachtung und Erfahrung ausgehend — zu Aussagen über den Verlauf eines konkreten Ereignisses zu kommen, d. h. über die Geschwindigkeit und den Weg, den eine Bergsturzmasse zurücklegen wird. Eventuell zu ergreifende Sicherheitsmaßnahmen unterschiedlichster Art hängen von der Einschätzung des Volumens, der Geschwindigkeit und der Reichweite ab. Diese 3 Größen gehören untrennbar zusammen; denn mit der Geschwindigkeit einer bestimmten Masse ist die Reichweite gegeben und umgekehrt.

II. Daten und Grundlagen

1. Fahrböschung und Pauschalgefälle

Scheidegger (1973) hat die geomechanischen Daten von 33 historischen und prähistorischen Bergsturzereignissen zusammengestellt und abweichend von anderen Autoren (Abele 1974, Špürek 1972, Scheller 1970, Müller-

¹ Schnee unterliegt als Sedimentgestein (Niggli 1939) den gleichen mechanischen Grundgesetzen wie andere Gesteine auch. Neben seinem niederen Schmelzpunkt, durch den die Witterung Einfluß auf seine Bildung, Eigenschaften und Beständigkeit nimmt, sind vor allem seine geringe Dichte und Festigkeit verantwortlich für besondere Verhaltensweisen, wie z. B. die in diesem Zusammenhang zu erwähnenden Staublawinen, die von den nachfolgenden Darlegungen zunächst ausgenommen sind.

Salzburg 1964, Heim 1932) seine Tabelle nach dem Volumen der Bergsturzmassen geordnet. Diese Tabelle enthält ferner Werte f , das sind die Tangenswerte des Neigungswinkels jener Geraden, die den obersten Anrißpunkt eines Bergsturzes oder einer Lawine mit dem entferntesten Endpunkt der Ablagerung verbindet. Heim (1932, S. 113) nennt den Neigungswinkel dieser Geraden „Fahrböschung“ α und Scheller (1970, S. 55) nennt dessen Tangenswert „Pauschalgefälle“. Die Größtwerte von f stehen bei den Bergstürzen mit kleinem Volumen; z. B. Lecco (1969); $V=30000\text{ m}^3$, $f=0,88$; oder Airolo (1898); $V=500000\text{ m}^3$, $f=0,64$. Diese Pauschalgefälle entsprechen Fahrböschungen von $41,5^\circ$ bzw. 33° und schließen damit den Neigungsbereich des üblichen Bergschuttkegels als dem unteren Grenzfall des Bergsturzes ein. Die meisten f -Werte entsprechen Fahrböschungswinkeln zwischen 10° und 20° . Die volumenmäßig größten Bergstürze weisen die kleinsten Werte des Pauschalgefälles auf (z. B. die größten prähistorischen Bergstürze der Alpen: *Flims*: $V=12 \cdot 10^9\text{ m}^3$; $f=0,13$; $\alpha=7,4^\circ$ und *Fernpaß*: $V=1 \cdot 10^9\text{ m}^3$; $f=0,09$; $\alpha=5^\circ$). Demgemäß sinkt mit zunehmendem Bergsturzvolumen das Pauschalgefälle, oder mit anderen Worten: Bei gleicher Fallhöhe wächst die Reichweite mit dem Volumen. Dieser Zusammenhang, den schon Heim (1882 b, S. 30)² bemerkt und den Scheidegger (1973) zum Gegenstand seiner Abhandlung gemacht hat, gilt auch für Fließschneelawinen. (Wegen der geringeren Dichte und Festigkeit des Schnees kommt es jedoch leichter zur Bildung von Sturzströmen als bei Felsstürzen; aber auch leichter zur Aufwirbelung und zu unscharfer Abgrenzung des Fließbereiches mit allen Übergangsformen zu Staublawinen (siehe Fußnote¹). In einem Diagramm mit doppeltlogarithmischem Maßstab ergibt sich nach Scheidegger (1973) die Beziehung zwischen Pauschalgefälle und Bergsturzvolumen aus einer ausgleichenden Geraden. Diese „prediction curve“, wie sie Scheidegger (1973, S. 235) genannt hat, stellt ein erstes, sehr wichtiges Kriterium zur Schätzung der Reichweite eines Bergsturzes von absehbarem Volumen dar.

Die Tabelle von Scheidegger enthält leider nur wenige Angaben über die Geschwindigkeiten der Sturzmassen. Der Grund dafür ist zweifelsohne in der erschwerten Beobachtung dieser Ereignisse zu suchen. Einigermaßen zuverlässig beobachtet erscheinen die Geschwindigkeitsangaben für die Bergstürze von Elm mit im Mittel $45\text{—}50\text{ m/s}$ und Goldau mit einer möglichen Geschwindigkeitsspanne zwischen $40\text{—}70\text{ m/s}$ (Heim 1932, S. 93), so daß sie sich als Berechnungsbeispiele eignen. Nicht aufgeführt sind in Scheideggers Tabelle die großen Eis- und Gesteinslawinen am Huascarán, Peru, und zwar der spontane Abbruch von 1962 mit ca. 3 Mio m^3 und der durch Erdbeben ausgelöste Abbruch von 1970 mit einem Volumen von mindestens 25 Mio m^3 . Volumenmäßig gehören diese beiden Ereignisse, über die man ebenfalls ein umfangreiches Datenmaterial in der Literatur findet (Haefeli 1967, Welsch und Kinzl 1970, Plafker 1971, Pautre 1974), zu den klei-

² „Je größer die auf einmal abstürzenden Massen bei irgendwelchen Bergstürzen sind, desto weiter hinaus gehen sie“. 1932 formuliert Heim (S. 95): „Je bedeutender der Bergsturz nach Sturzhöhe und Masse ist, desto weiter hinaus wirft er sein Ablagerungsgebiet“.

neren, nicht aber hinsichtlich ihrer Sturzhöhe und Reichweite. Dieser seltene Fall eines großen Bergsturzes, der sich in kurzem Zeitabstand wiederholt hat, sollte Anlaß zu intensiven Studien geben. Aus den Augenzeugenberichten läßt sich auf mittlere Fließgeschwindigkeit von mehr als 30 m/s beim ersten und 90—100 m/s beim großen Bergsturz am Huascarán schließen.

Diese Geschwindigkeitsangaben sind in der Regel aus der beobachteten Dauer und Reichweite errechnet und stellen deshalb durchaus realistische Mittelwerte dar. Es stellt sich die Frage, wie sich diese Fließgeschwindigkeit im Verlauf eines Bergsturzereignisses entwickelt und wie sie vorausberechnet werden kann.

2. Die Geschwindigkeit des abgleitenden Reibungsblockes

Das mechanische Prinzip oder Modell, Abb. 1, das der Ordnungsvorstellung von Scheidegger (1973) zugrunde liegt, ist das des auf gekrümmter Bahn abgleitenden „Reibungsblockes“, an dem nur 2 Kräfte angreifen:

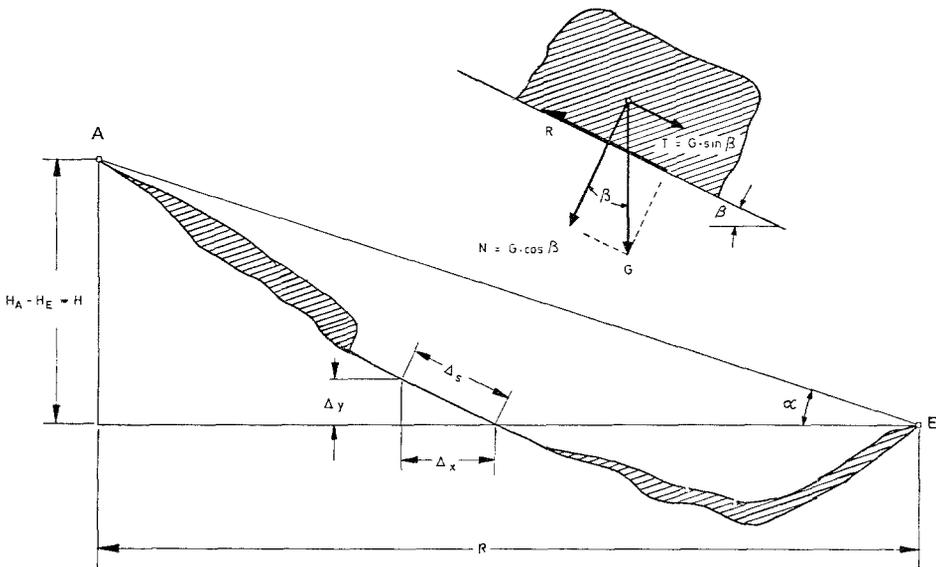


Abb. 1. Modell des abgleitenden Reibungsblockes nach Scheidegger (1973)

Model of the sliding frictional block from Scheidegger (1973)

Modèle du bloc de frottement en éboulement d'après Scheidegger (1973)

- die beschleunigende Kraft der Hangkomponente des Gewichtes

$$T = G \sin \beta \quad (1)$$

- und die bremsende Kraft der Grenzflächenreibung zwischen Block und Unterlage, die bei diesem Modell übereinstimmend mit den Ansätzen von Amontons (1702) und Coulomb (1781) für die Gleitreibung pro-

portional der Normalkraft des Gewichtes $G \cdot \cos \beta$ und unabhängig von der Geschwindigkeit angesetzt wird

$$R_1 = f_r \cdot G \cdot \cos \beta \tag{2}$$

Der Proportionalitätsfaktor f_r wird „Gleitreibungsbeiwert“ genannt.

Dann folgt nach dem Energiesatz für eine kleine Wegstrecke Δs mit konstanter Böschungsneigung β :

$$\Delta \left(\frac{1}{2} m \cdot v^2 \right) = m \cdot g \cdot \Delta s \cdot \sin \beta - f_r \cdot m \cdot g \cdot \Delta s \cdot \cos \beta \tag{3}$$

Für $\Delta s \cdot \sin \beta$ kann ΔH und für $\Delta s \cdot \cos \beta$ kann Δx gesetzt werden. Die Unterschiede der Anfangs- und Endgeschwindigkeit v im Berechnungsintervall Δs nehmen zuerst zu, dann wieder ab. Bei Integration über die ganze Reichweite R , das ist die Horizontalprojektion der Fahrbahnlänge L von A bis E, werden sie zu 0 und daraus folgt:

$$f_r = \frac{H}{R} = f \tag{4}$$

d. h. beim Modell „Reibungsblock“ ist der Gleitreibungsbeiwert f_r dem Pauschalgefälle f eines Bergsturzes gleich.

Die Beweisführung stammt in der dargestellten Form von Scheidegger (1973). Sie geht zurück auf den Physiker Müller-Bernet (1932), dessen in dieser Sache an Heim geschriebener Brief vom 17. 8. 1932 in „Bergsturz und

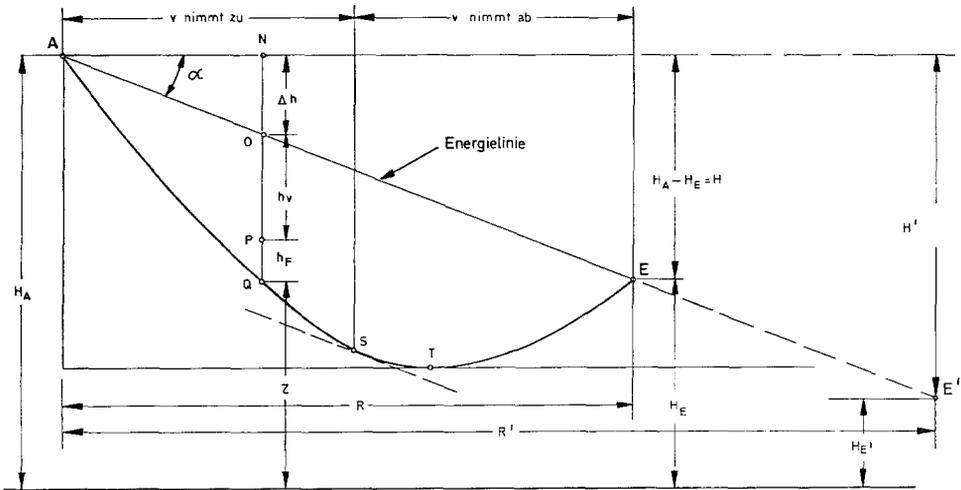


Abb. 2. Reibungsblock; Energielinie nach Müller-Bernet
Frictional block; energy-line from Müller-Bernet
Bloc de frottement; ligne d'énergie, d'après Müller-Bernet

Menschenleben“, S. 144 ff., abgedruckt ist. Dieser bezeichnet die Fahrböschung, d. h. die Gerade $AE =$ Anriß-Ab lagerungs-ende der Abb. 2 als „Energie-

linie“, weil wie er schreibt „ihre Lage zur Sturzbahn ein Maß für die Größe der kinetischen Energie ist“. Leider hat Müller-Bernet diesen Begriff der Energielinie nicht näher erläutert, der vornehmlich in der Hydraulik verwendet wird als graphische Darstellung der Bernoullischen Gleichung. Das ist ein auf die Bedürfnisse der Hydromechanik zugeschnittener Energieerhaltungssatz, der besagt:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} - \Delta H = \text{konstant} \quad (5)$$

In Worten: Für eine Stromlinie ist die Summe aus geodätischer Höhe z + Druckhöhe $\frac{p}{\rho g}$ + Geschwindigkeitshöhe $\frac{v^2}{2g}$ + Energieverluste ΔH konstant. Auf diesem Satz von Bernoulli (1738) beruht die ganze Hydraulik. Mit ihm läßt sich z. B. bei Abflußvorgängen mit freier Oberfläche die Geschwindigkeitsentwicklung entlang einer der Form nach bekannten, in der Oberfläche verlaufenden Stromlinie überblicken, weil für diese die Druckhöhe $\frac{p}{\rho g}$ durch den Atmosphärendruck bestimmt ist. Unter Annahme einer konstanten Dichte ρ des den Fließquerschnitt F in der Zeiteinheit passierenden Massenstromes

$$m = \rho \cdot Q \quad (6)$$

und einer gleichmäßig über den Fließquerschnitt F verteilten Geschwindigkeit

$$v = Q/F \quad (7)$$

läßt sich anstelle dieser Stromlinie näherungsweise auch der Gesamtstrom oder ein Streifen von Einheitsbreite in derselben betrachten (verallgemeinerte Bernoulli-Gleichung, siehe z. B. Press-Schröder 1966, S. 332).

Die Geschwindigkeitshöhe $\frac{v^2}{2g}$, das 3. Glied der Bernoulli-Gleichung, läßt sich aus der dynamischen Grundgleichung, Kraft = Masse \times Beschleunigung ermitteln. Für die zwei am Reibungsblock wirksamen Kräfte nach (1) und (2) lautet diese:

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = mg (\sin \beta - f \cos \beta) \quad (8)$$

Mit

$$a = \sin \beta - f \cos \beta \quad (9)$$

folgt daraus durch Integration über die Zeit für die Geschwindigkeit v und den Weg s bekanntlich

$$v = g \cdot at + v_0 \quad (10)$$

$$s = g \cdot a \frac{t^2}{2} + v_0 \cdot t + s_0 \quad (11)$$

Um die Geschwindigkeit als Funktion des Ortes darstellen zu können, ist aus diesen beiden Gleichungen t zu eliminieren

$$t = -\frac{1}{g \cdot a} (v_0 \pm \sqrt{v_0^2 + 2g \Delta s a}) \quad (12)$$

und in (10) einzusetzen. Dann folgt:

$$v = \pm \sqrt{v_0^2 + 2g\Delta s a} \quad (13)$$

Daraus ergibt sich die Geschwindigkeitshöhe am Ende des Berechnungsabschnittes Δs zu

$$h_v = \frac{v^2}{2g} = \frac{v_0^2}{2g} + \Delta s \cdot a \quad (14)$$

Da sich in (8) die Masse kürzt und deshalb nicht in die Berechnung eingeht, kann man sich den starren Reibungsblock, bei dem sich alle Massenpunkte auf parallelen Bahnen und mit gleicher Geschwindigkeit bewegen, auf einen einzigen Massenpunkt konzentriert denken, der sich auf dem Schwerpunktweg der Gleitmassen (das ist in vielen Fällen genau genug die Gleitbahn von A—E) bewegt. Dann vereinfacht sich die Bernoulli-Gleichung (5) zu

$$z + h_F + h_v = H - \Delta h \quad (5a)$$

z = mittlere Geländehöhe eines Querprofils der Fahrbahn

h_F = lotrechte Komponente der Fließhöhe

h_v = Geschwindigkeitshöhe in diesem Profil

Die nach (14) abschnittsweise zu errechnende Energielinie des Reibungsblockes ist gemäß dem von Scheidegger (1973) geführten Beweis (4) mit der Fahrböschung identisch. Diese bestimmt also nicht nur die Reichweite, sondern auch die Geschwindigkeitshöhe h_v und damit die Geschwindigkeit v des abgleitenden Blockes in jedem Punkt der Bahn durch

$$v = \sqrt{2g h_v} \quad (15)$$

Die Gesamtenergie des Systems „Reibungsblock“ ist mit seiner höchsten Erhebung H — i. a. Punkt A — durch die Energiebilanzgleichung

$$\underbrace{\rho \cdot g \cdot Q \cdot H}_{\text{potentielle Energie}} + \underbrace{\frac{\rho}{2} Q \cdot v^2}_{\text{kinetische Energie}} = \text{Konstant} \quad (16)$$

gegeben. Mehr Energie steht dem System nicht zur Verfügung.

Die mit dem Eintritt der Bewegung durch Reibungsvorgänge zwischen Block und Bahn entstehenden Energieverluste ΔH sind durch die Fahrböschung ebenfalls bestimmt. Im Punkt E ist die Energie verbraucht, d. h. für eine weitere Bewegung ist keine Energie mehr vorhanden. Bei einer Aufbrandung an beliebiger Stelle wird die entsprechend der Energielinie noch verfügbare kinetische Energie nach der Energiebilanzgleichung (16) wieder in potentielle Energie umgesetzt. Solche Vorgänge sind selbstverständlich immer mit größeren Energieverlusten verbunden. Deshalb sind die Fahrböschungen von aufbrandenden Teilen ein- und desselben Trümmerstromes steiler als die in ihrer Bewegung weniger behinderten Teile (siehe Beispiele Elm und Goldau).

3. Laminare und turbulente Bewegung; Energieverluste

Die Bewegungsvorgänge erweisen sich jedoch, wie dargelegt, von der Masse abhängig und leider stimmen auch die aus der Fahrböschung nach (15) ermittelten Geschwindigkeiten nicht bzw. nicht immer mit der Natur überein. Die bei Bergstürzen und Lawinen auftretenden Geschwindigkeiten sind im allgemeinen kleiner, in manchen Fällen sogar viel kleiner. Das liegt an dem viel zu einfachen Gedankenmodell des abgleitenden Blockes.

Bei nicht zu großer Anfangsneigung können zwar die abgehenden Massen zunächst blockartig gleiten, wobei alle Massenpunkte parallele Bahnen beschreiben, d. h. „laminar“ fließen. Dieses Stadium bezeichnet man bei Schneelawinen als „Schneebrett“. Sehr bald jedoch lösen sie sich unter der Wirkung der auf sie einwirkenden Widerstandskräfte in zunehmendem Maße in Trümmerteile auf, die sich auf im einzelnen nicht mehr erfaßbaren Bahnen bewegen, sich überholen, wälzen, drehen, sich an der Bahn und aneinander stoßen, wobei der Mittelwert der Teilbewegungen die allgemeine Sturzrichtung und Geschwindigkeit bestimmt, mit der die Massen als sehr heterogene Dispersionen mit Staubteilen bis Felstrümmern als disperser Phase und Luft als Dispersionsmittel dahinschießen. Heim (1932, S. 82) findet die Tatsache, daß bei Bergstürzen mit einem Gesamtvolumen von mehr als 10^4 m^3 die abstürzenden Gesteinstrümmern zusammenhalten und nicht auseinanderpringen, sonderbar und überraschend. Er schreibt (S. 85): „Es entsteht eine einheitliche Summenbewegung, ein gemeinsames Fließen der ganzen Masse. Alle Stücke sind an die Masse gebunden, die Bewegung wird zu einem einheitlichen, brausenden, knirschenden und zermalmenden Strömen. Dieser Strom bleibt scharf begrenzt...“. Eine solche Bewegungsform der von Fall zu Fall unterschiedlich ausfallenden Feststoff-Luftgemische nennt man „turbulent“. Voraussetzung für das Zustandekommen der Turbulenz ist eine große Bewegungsfreiheit der dispersen Teile und damit eine geringere Dichte des Massenstromes als im Ausgangszustand.

Selbstverständlich kann sich ein derartiger Trümmerstrom, in dem ganze Schichtpakete mitgerissen werden, nicht wie eine homogene Flüssigkeit verhalten, wobei darauf hinzuweisen ist, daß auch bei der turbulenten Bewegung homogener Systeme häufig mehr oder minder große Teilbereiche auftreten können, die sich eine Zeit lang als individuelles Ganzes, als sog. „Turbulenzballen“ bewegen. In dem Maße, als sich in einer Bergsturzmasse die turbulente Bewegungsform entwickelt, vermag sie auch zu fließen: Zuerst zeigen sich mit zunehmender Deutlichkeit Relativbewegungen im Quer- und Vertikalprofil bis schließlich die Masse anscheinend mühelos vorgegebenen Hang- und Erosionsformen zu folgen vermag, wie sich das am Beispiel des Ereignisses Huascaran 1962 so deutlich zeigt (siehe Abb. 7). Selbst in den Ablagerungen der Trümmerströme sind häufig noch Fließstrukturen erkennbar, die Heim (1932), Shreve (1966, 1968 b) und Abele (1974) beschreiben.

In der Natur finden sich alle Übergangsformen von reiner Blockbewegung bis zur voll ausgebildeten Turbulenz der Sturzströme.

Mit den sich zusehends verändernden Absturzmassen verändern sich auch die Materialeigenschaften, d. h. die Stoffwerte der Dichte ρ und des Gleitreibungswiderstandes. Aus der Bremsforschung, siehe z. B. Tross (1962), ist bekannt, daß Gleitreibungsbeiwerte — selbst bei gleichbleibender Dichte — von Geschwindigkeit, Wärmebildung, Schmiermitteln und Abrieb stark beeinflußt werden. So fällt z. B. der Wert des Gleitreibungskoeffizienten gußeisener Bremsklötze von 0,5 ($26,5^\circ$) im Stillstand auf 0,125 ($\sim 7^\circ$) bei 120 km/h = 33 m/s ab. Der Versuch Schellers (1970), die Bergsturzbewegungen an einem Ersatzmodell mit geschwindigkeitsabhängigen Reibungsbeiwerten (siehe Gln. 26) zu erfassen, stellt deshalb eine wesentliche Verbesserung des Modells „Reibungsblock“ dar.

Durch die Wucht der Massenbewegungen kommt es bei Bergstürzen des weiteren zu außerordentlichen Zerstörungen, sowohl im Inneren des Trümmerstromes durch Zerbrechen und Zerkleinern, als auch am Rand und Boden, indem Fremdmassen, darunter erhebliche Mengen Luft, in die Bewegung miteinbezogen werden. Diese Zerstörungen finden ihren Ausdruck im Getöse und in der z. T. immensen Staubbildung, ferner gelegentlich im blitzartigen Leuchten in der Bergsturzmasse (Heim 1932) und eventuell auch in der Bildung ansehnlicher Mengen von Gesteinsschmelzen (Preuss 1974).

Turbulenz und Zerstörung, Luft- und andere Fließwiderstände, Einbeziehung von Fremdmassen in die Bewegung, Wärme- und Schallbildung, Fließquerschnitt- und Richtungsänderungen verbrauchen zusätzlich Energie. Die zu einfache Modellvorstellung des gleitenden Reibungsblockes muß also aufgegeben bzw. abgewandelt werden. Dafür gibt die Dynamik der Fließschneelawinen ein Vorbild.

4. Dynamik der Fließschneelawinen

Die Aufgabe der Bestimmung von Reichweite und Geschwindigkeit stellt sich auch für Schnee- und Eislawinen mit großer Dringlichkeit, denn zunehmende Verkehrserschließung und Besiedlung der Gebirge zwingt neben anderen Schutzmaßnahmen zur Ausweisung von Sperrgebieten für die Besiedlung mit einschneidenden Folgen für die Grundstückseigner und zu Verbauungsmaßnahmen im Anriß- und Sturzgebiet. Alle Bauwerke, die einer Lawine entgegenstehen, müssen den Kraftstößen standhalten, die sich aus der Änderung der Bewegungsgröße beim Aufprall ergeben. Um aber diese Bewegungsgröße

$$m \cdot \mathbf{v} = \rho \cdot F \cdot v \cdot \mathbf{v} \quad (17)$$

(\mathbf{v} = Vektor der Geschwindigkeit v)

für einen bestimmten Ort ermitteln zu können, muß man die Geschwindigkeit einer Lawine kennen.

Grundlage der Schneelawindynamik bildet die Arbeit von Voellmy (1955). Sein Ansatz enthält zwei Rückhaltekräfte: Zunächst wie bisher eine von der Geschwindigkeit unabhängige Gleitreibungskraft R_1 entsprechend

(2)³; dazu eine weitere Kraft, die Voellmy in Anlehnung an den turbulenten Fließwiderstand pro Wandflächeneinheit in der Hydraulik dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ansetzt:

$$R_2 = \varrho g \cdot \frac{v^2}{\xi} \quad (18)$$

ξ bezeichnet man als „Turbulenzkoeffizienten“.

Die auf ein Volumenelement des Massenstromes von der Grundrißfläche 1 und der Fließdicke D_F wirkende Bremskraft beträgt dann insgesamt:

$$R = R_1 + R_2 = \mu \cdot D_F \cdot \varrho g \cos \beta + \varrho g \frac{v^2}{\xi} \quad (19)$$

$D_F = h_F / \cos \beta =$ Fließhöhe normal zur Bahn.

Dieser Ansatz dürfte die wichtigsten Energieverlust-Faktoren umfassen, wenn er auch noch nicht in allen Fällen befriedigt. Er schließt nicht nur einen konstanten und einen geschwindigkeitsabhängigen turbulenten Bahnwiderstand auf den Sturzstrom ein, sondern auch die Luft- und Fließwiderstände und die Wirkung der Zerstörungskräfte, die aus dem Impuls erwachsen; denn diese sind gemäß Gl. (17) ebenfalls prinzipiell dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional und werden durch den turbulenten Fließwiderstand mit erfaßt.

Salm (1965) hat den Reihenansatz

$$R = R_{(0)} + \frac{R'_{(0)}}{1!} v + \frac{R''_{(0)}}{2!} v^2 + \dots \quad (20)$$

für die wirksamen Bremskräfte vorgeschlagen. Dabei erhebt sich die Frage, welche physikalische Bedeutung den Koeffizienten eines solchen Ansatzes zukommt. Z. B. werden Kräfte, die der Geschwindigkeit linear proportional sind, der Viskosität zugeschrieben. Diese spielt aber bei Schneelawinen, wie Salm in seiner Arbeit (1965) ausführt, keine wichtige Rolle und dürfte auch bei Bergstürzen von geringer Bedeutung sein. Wahrscheinlich aber wird sich ein solcher Reihensatz als notwendig erweisen, wenn es gilt, die Veränderungen der stoffkennzeichnenden Werte ϱ , μ , ξ und der Fließhöhe D_F im Verlauf der Bewegung zu berücksichtigen. Mit den beschriebenen 3 Kräften liefert das 2. Newtonsche Gesetz

$$K = T - (R_1 + R_2) = m \cdot \frac{dv}{dt}$$

die Differentialgleichung

$$\frac{dv}{dt} = g \cdot a - \frac{1}{k} \cdot v^2 \quad (21)$$

mit

$$k = \frac{D_F \cdot \xi}{g} \quad (22)$$

³ Zur Unterscheidung vom Reibungsblock wird der Gleitreibungsbeiwert des Voellmy-Ansatzes mit μ bezeichnet.

Daraus folgt für

$$\frac{dv}{dt} = 0$$

d. h., wenn infolge Gleichheit der wirkenden Kräfte die Beschleunigung zu Null wird, die sog. „kritische Geschwindigkeit“

$$v_K = \sqrt{D_F \cdot \xi \cdot a} = \sqrt{D_F \cdot \xi (\sin \beta - \mu \cos \beta)} \quad (23)$$

Die Geschwindigkeit turbulenter Massenströme hängt somit unter anderem stark von der Fließhöhe D_F ab. Mit den Lösungen der Differentialgleichung (21)

$$v = v_K \cdot \text{Tang } h \left(\frac{v_K}{k} \cdot t \right) \quad (24)$$

und

$$s = k \cdot \ln \text{Cos } h \left(\frac{v_K}{k} \cdot t \right) \quad (25)$$

kam Voellmy zu Aussagen über die Anlaufgeschwindigkeit und Auslaufstrecken von Schneelawinen auf gleichmäßig geneigter Bahn. Mellor (1968) erweiterte diese Lösung durch Berücksichtigung des Einflusses zunehmender Mengen auf die Anlaufgeschwindigkeit. Salm (1965) hat das Längsprofil der Bahn durch 2 unterschiedlich geneigte Gleitebenen ersetzt und die Kraftwirkungen in der entstehenden (ausgerundeten) Ecke zu berücksichtigen versucht, um so zu einer wirklichkeitsnahen Abschätzung der Auslaufstrecken

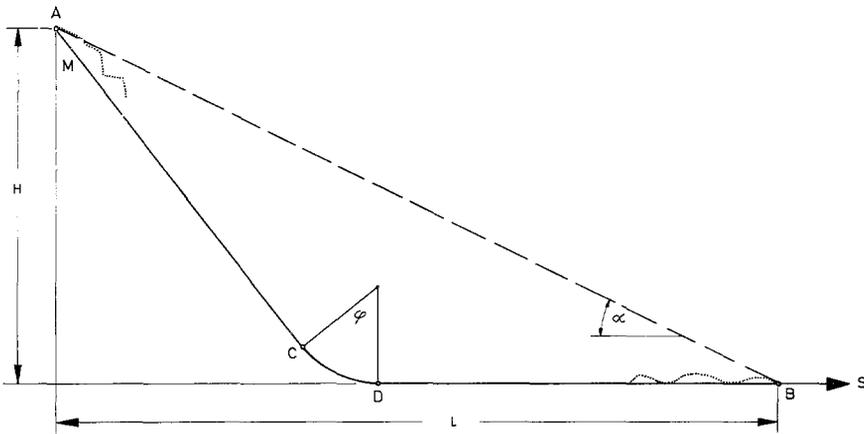


Abb. 3. Schemaprofil für das Reibungsblockmodell nach Scheller (1970)

Schematic-profile for the frictional block from Scheller (1970)

Profil schématique du modèle de bloc de frottement, d'après Scheller (1970)

zu kommen. Ein ähnliches Schemaprofil (Abb. 3), das in manchen Fällen genügen dürfte, hat auch Scheller (1970) für sein Reibungsblockmodell benutzt, um den Einfluß eines geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft-

anteiles auf die Bergsturzbewegung mit den Ansätzen

$$R' = mg [\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \cdot e^{-Cv^2}] \cos \varphi \quad (\text{Exponentialansatz})$$

bzw.

$$R'' = mg \cdot \left[\varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_2}{B \cdot v + 1} \right] \cos \varphi \quad (\text{Hyperbelansatz})$$

anstelle (2) zu untersuchen. Die Konstanten B und C hat Scheller dabei als (empirisch ermittelte) Funktionen des Bergsturzvolumens dargestellt, um seine Ergebnisse mit wirklichen Bergsturzereignissen vergleichen zu können.

5. Die abschnittsweise Berechnung

Um die Sturzströme von Fließschneelawinen und Bergstürzen bei Hangprofilen mit beliebig veränderlicher Neigung und variablem Stoff- und Fließverhalten näherungsweise berechnen zu können war auf dem durch die Ableitung der Gl. (13) vorgezeichneten Weg nach einer Lösung der Gl. (21) zu suchen. Diese Lösung verdanke ich der Mithilfe meines Kollegen H. J. Baumann. Sie lautet:

$$v = \sqrt{\frac{1}{e^{2\Delta s/k}} [\nu K^2 (e^{2\Delta s/k} - 1) + \nu_0^2]} \quad (27)$$

Δs ist wiederum eine kleine Wegstrecke, für die alle eingehenden Werte hinreichend genau als konstant angenommen werden können. Im Grenzübergang für

$$k = \frac{D_F \cdot \xi}{g} \rightarrow \infty$$

ergibt sich aus (27) wieder (13). Durch Umformung erhält man aus (27) die Geschwindigkeitshöhe h_v der Bernoullischen Gleichung (5a) zu

$$h_v = \frac{v^2}{2g} = \frac{1}{2g} [\nu K^2 - (\nu K^2 - \nu_0^2) e^{-2\Delta s/k}] \quad (28)$$

Geschwindigkeit und Energielinie werden nach (27) und (5a) abschnittsweise berechnet und zwar für ein den ganzen Vorgang kennzeichnendes, aber fiktives, zunächst nur durch die Fließhöhe D_F näher bestimmtes Sturzstromelement von der Grundfläche 1. Von diesem wird angenommen, daß es seine (infolge der angreifenden neigungs- und geschwindigkeitsabhängigen Kräfte ungleichmäßige) Bewegung von A nach E unbehindert von allen übrigen Massenelementen, die nicht in A starten und nicht nach E gelangen, ausführen könne. Reale Massenteile, die eingeholt werden oder zurückbleiben, weil ihre Bewegungsenergie geringer oder erschöpft ist, mögen sich dem Rechnungselement einverleiben oder es verlassen; ihre Wirkung sei durch die geschwindigkeitsabhängige Reibungskraft erfaßt und mache sich darüber hinaus allenfalls in der veränderlichen Fließhöhe geltend, sonst nicht. Die maßgebliche, d. h. größte Fließhöhe D_F (normal zur Bahn) wird als bahnabhängiger Wert der bewegten Masse betrachtet; wo dieser Maximalwert seinen genauen Ort in der bewegten Masse selbst hat, bleibt zunächst

offen; um diesen näher zu bestimmen, wäre unter anderem der zeitabhängige Massendurchgang durch einen ortsfesten Querschnitt genauer zu betrachten. So aber wird die Wirklichkeit immer noch sehr abstrakt erfaßt, d. h. die gegebenenfalls sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Verfrachtungen der real bewegten Massenteile werden noch immer sehr vereinfacht dargestellt. Die Wirklichkeitstreue des Berechnungsverfahrens läßt sich jedoch verbessern.

Vornehmlich aus (28) ist zu ersehen, daß nunmehr die Endgeschwindigkeit v im Streckenabschnitt Δs in erster Linie von der kritischen Geschwindigkeit v_k abhängt. Wie Voellmy (1955) gezeigt hat, stellt sich bei konstanten Werten β , μ , ξ , D_F diese höchste erreichbare Geschwindigkeit rasch ein; bei veränderlicher Bahnneigung kann sie sich nicht einstellen.

III. Beispiele

Für die Vorausberechnung der Reichweite und Geschwindigkeit von Bergstürzen und Lawinen wird — wie dargelegt — vor allem die Kenntnis des Gleitreibungsbeiwertes μ und des Turbulenzkoeffizienten ξ benötigt. Durch Nachrechnung genau beobachteter Ereignisse lassen sich diese Größen, ihre gegenseitige Abhängigkeit und ihr Zusammenhang mit der Dichte des Massenflusses ermitteln. Im einzelnen müssen dazu bekannt sein: Anrißhöhe und -ausdehnung, Bahnprofil, Fließhöhenverteilung und Ablagerungsende; ferner das (konstante/variable) Volumen und möglichst genau ermittelte Fließgeschwindigkeiten (mehrere Meßabschnitte) oder wenigstens die genaue Gesamtlaufrichtung. Die nachfolgenden Beispiele entsprechen diesen Anforderungen nicht. Sie können deshalb lediglich dazu dienen, zunächst einmal Größenordnungen für die über die ganze Bahnlänge konstant angesetzten Mittelwerte der Stoffkenngrößen μ und ξ abzuschätzen.

Aus den wenigen verwendbaren wurden möglichst unterschiedliche Ereignisse als Beispiele ausgewählt, um darüber hinaus einiges von der Vielfalt der Erscheinungen, die mit Lawinen und Bergstürzen verbunden sind, zur Darstellung zu bringen.

1. *Zugspitzlawine* vom 11. 4. 1975. Riffelriß, Lawinenstrich 1, Abb. 4—6.

Es handelt sich um eine Neuschneefließlawine auf einer ca. 1,5 m hohen, festen Altschneedecke, die eine sehr geglättete Bahn abgab. Der Abbruch erfolgte als Schneebrett von 200 m Breite mit gestaffelter Anrißkante bis zu stellenweise 4 m, durchschnittlich 1,5 m Höhe. Die größtenteils flächige, erst unmittelbar vor dem Ende durch einen schräg verlaufenden Graben kanalisierte Gleitbahn weist anfänglich 36° Neigung auf und endet nach wechselndem Gefälle bei 13° Neigung. Fallhöhe 400 m; horizontale Distanz vom Anriß = Reichweite 771 m. Die mittlere Fließhöhe D_F dieser in der Nacht abgegangenen Lawine dürfte zwischen 1—2 m betragen haben. Die Fließgeschwindigkeit an der Stelle X (siehe Abb. 4) konnte dadurch nachträglich bestimmt werden, daß beim Überfahren eines neu angelegten Bremsverbaues mit breiter Krone ein Wurfstrahl entstand, der an 2 im Stromstrich hintereinanderstehenden Bäumen Schneeanwurf und gebrochene Äste zurückließ.

Aus der dadurch abgezeichneten Wurfparabel ergibt sich für einen Abwurfwinkel von $\delta = 26,7^\circ$ eine Fließgeschwindigkeit im Punkt X von 16,9 m/s. Die Geschwindigkeitshöhe in diesem Punkt ist somit

$$h_v = \frac{v^2}{2g} = 14,56 \text{ m.}$$

Im Profil Abb. 4 ist die Fahrböschung dieser Fließlawine eingetragen; ihre Neigung beträgt $\alpha = 27^\circ 20'$ (Pauschalgefälle 0,52). Die Berechnung erfolgt nun so, daß für einen sich von A nach E bewegend (hier konstant

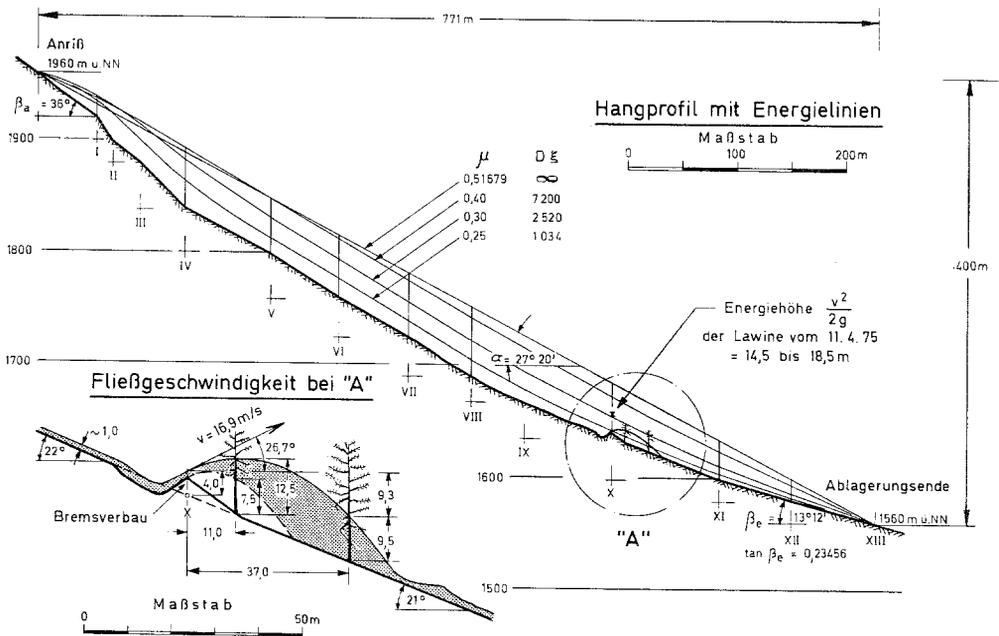


Abb. 4. Zugspitze, Riffel 1; Fließschneelawine auf Altschnee vom 11. 4. 1975
 Zugspitze, Riffel 1; flowing snow avalanche over old snow layer from 11 April 1975
 Zugspitze, Riffel 1; avalanche de neige fraîche sur neige durcie, du 11. 4. 1975

angenommenen) Durchschnittswert des Massenflusses ein Wert μ angenommen und jener Wert des Produktes $D_F \cdot \xi$ im Iterationsverfahren gesucht wird, für den die Bewegung den Ablagerungsendpunkt gerade erreicht bzw. genau dort aufhört. Mit dem zu jedem μ gehörigen Wert des Produktes $D_F \cdot \xi$ erhält man das Diagramm Abb. 5 und für jedes Wertepaar $D_F \cdot \xi - \mu$ eine Energie- und eine Geschwindigkeitslinie (Abb. 4 und 6). Durch Interpolation findet man dann die gesuchte Energielinie, die durch den bekannten Punkt der aus der Wurfparabel errechneten Geschwindigkeit bzw. Geschwindigkeitshöhe hindurchgeht. So erhält man das gesuchte Wertepaar

$$\mu = 0,277$$

$$D_F \cdot \xi = 1800 \text{ (m}^2/\text{s}^2\text{)}.$$

Daraus erfolgt mit

$$D_F = 1,0 \text{ (m); } \quad 2,0 \text{ (m)}$$

$$\xi = 1800 \text{ (m/s}^2\text{); } \quad 900 \text{ (m/s}^2\text{)}$$

Werte, wie sie größenordnungsmäßig auch von Schaerer (1974) für angesprengte Fließlawinen auf Altschnee an langen, gleichmäßig geneigten Hängen am Rogerpaß, British Columbia, Kanada, ermittelt wurden.

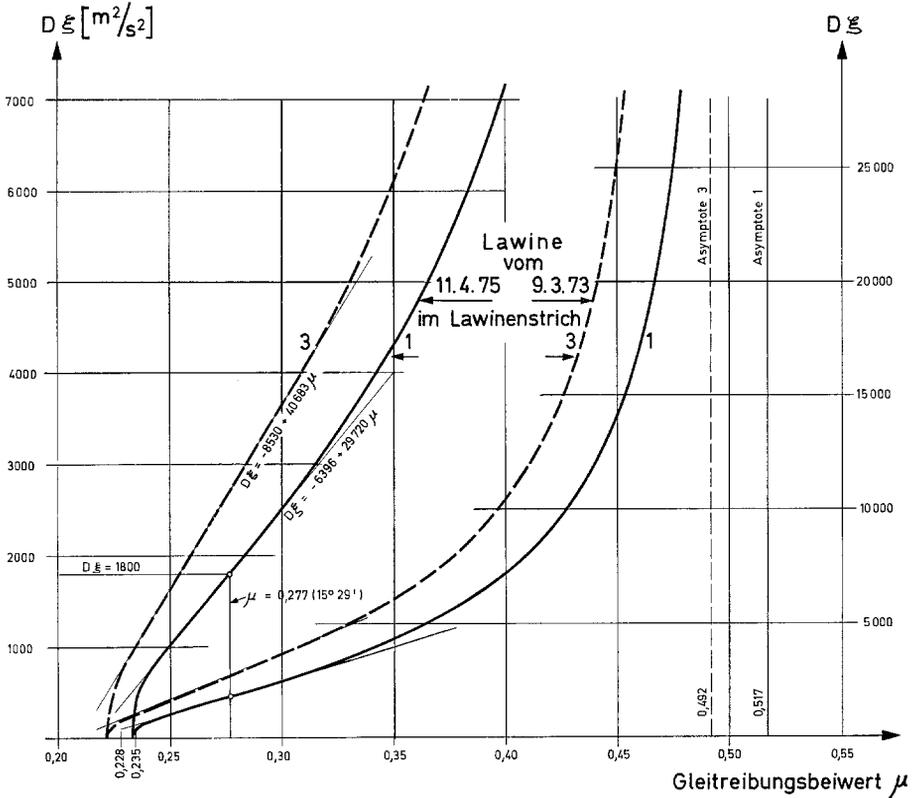


Abb. 5. Zugspitze, Riffel 1; Funktion $D_F \xi - \mu$ für die Fließschneelawine vom 9. 3. 1973 und 11. 4. 1975

Zugspitze, Riffel 1

Function $D_F \xi - \mu$ for the flowing snow avalanche from 9 March 1973 and 11 April 1975
 Zugspitze, Riffel 1; fonction $D_F \xi - \mu$ pour les avalanches du 9. 3. 1973 et du 11. 4. 1975

Abb. 6 zeigt den Geschwindigkeitsverlauf entlang der Fließstrecke für mehrere Wertepaare $D_F \xi - \mu$. Der dick ausgezogene Geschwindigkeitsverlauf gilt für den Reibungsblock, der dickgestrichelte für die wahrscheinlich etwa zutreffende Geschwindigkeitsverteilung; dünn gestrichelt sind die Kurven der kritischen Geschwindigkeit v_K für verschiedene angenommene Werte von μ und ξ .

Es wird die Aufgabe der nächsten Zeit sein, durch exakte Geschwindigkeitsmessung mehr Erfahrungswerte für μ und ξ zu ermitteln und den Gesetzmäßigkeiten der sich einstellenden Fließhöhen D_F nachzugehen. Außerdem sind groß angelegte und sorgfältig auszuwertende Untersuchungen über

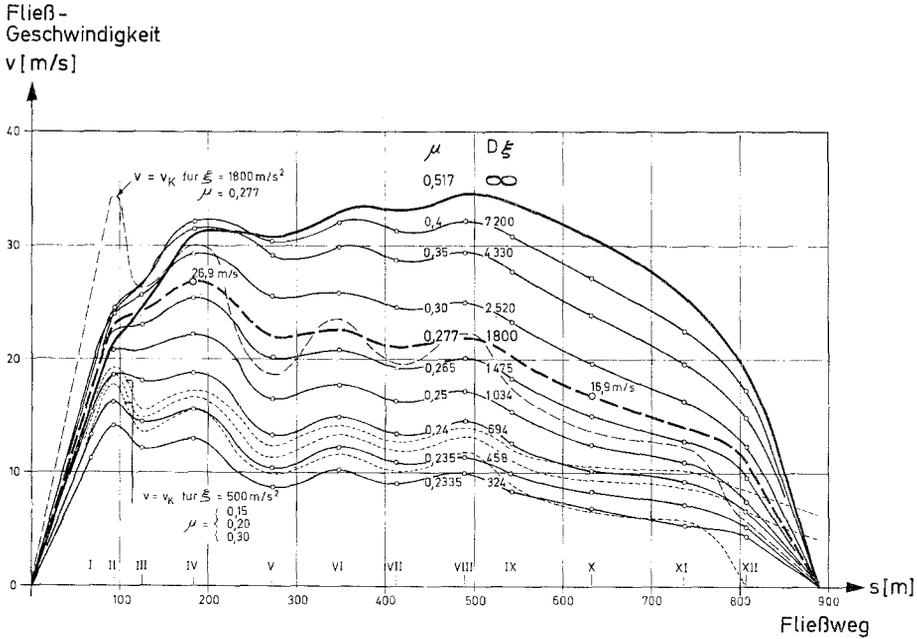


Abb. 6. Zugspitze, Riffel 1; errechneter Geschwindigkeitsverlauf
 μ = Gleitreibungsbeiwert; D_F = Fließhöhe; ξ = Turbulenzbeiwert

Zugspitze, Riffel 1; calculated speed changes
 μ = frictional coefficient; D_F = flowing-depth; ξ = turbulence coefficient

Zugspitze, Riffel 1; calcul des variations de vitesse
 μ = coefficient de frottement; D_F = hauteur de chute; ξ = coefficient de turbulence

die Abhängigkeit des Pauschalgefälles von den Schneeverhältnissen, den Sturzkubaturen und den Sturzbangegebenheiten (Profil, Form, Verlauf, Rauigkeiten) notwendig, um zu zuverlässigen „prediction curves“ im Sinn Scheideggers für Katastrophen-Schneelawinen zu kommen.

2. Huascarán, Nordgipfel, 6654 m ü. NN, Peru; Abb. 7—9.

Der Berg trägt eine Eiskappe. Abb. 7 ist dem Bericht von Kinzl und Welsch (1970) entnommen. Es zeigt den mehr als 16 km langen Weg, den die beiden Bergstürze zurückgelegt haben. Man erkennt, daß die kleinere Lawine vom 10. 1. 1962, deren Abbruchvolumen aus Eis und Fels zusammen auf $2,5-3 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ geschätzt wird, anscheinend mühelos den Windungen der vorgegebenen Gräben und Schluchten gefolgt ist. Haefeli (1967) schreibt:

„Die Kubatur der Lawine, die in knapp 10 Minuten eine Strecke von 16 km zurücklegte, hat sich durch das Mitreißen von losem Schutt und Moränen-

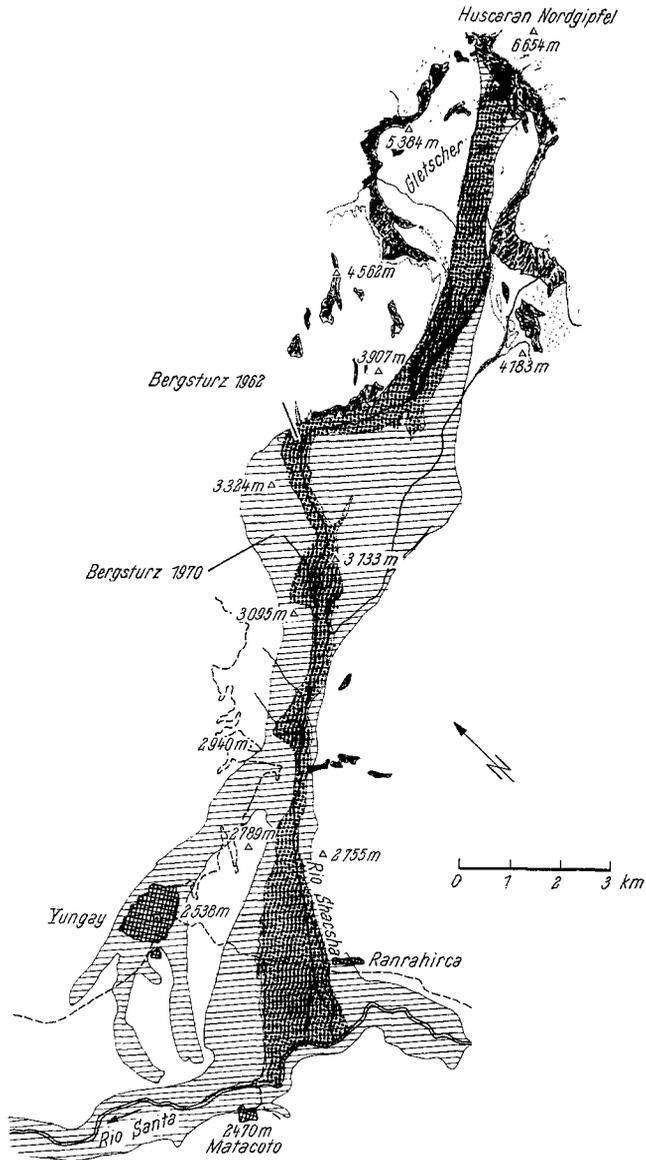


Abb. 7. Huascarán-Bergstürze vom 10. 1. 1962 (punktiert) und 31. 5. 1970 (strichliert); Ortschaften (Kreuzschraffur); aus Welsch-Kinzel (1970)

Huascarán mountain slides from 10 Jan. 1962 (dotted) and 31 May 1970 (lined); towns (cross-hatched); taken from Welsch-Kinzel (1970)

Eboulements de Huascarán, le 10. 1. 1962 (pointillés), et le 31. 5. 1970 (petits tirets); localités (hachures croisées); de Welsch-Kinzel (1970)

material während des Laufes vervielfacht.“ Man schätzte die gesamte bewegte Masse auf $11\text{--}13 \cdot 10^6 \text{ m}^3$; davon wurden allein auf dem ca. 4,5 km langen Schuttfächer des Rio Shacsha ca. $7 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ abgelagert (Morales 1965). Dagegen konnte, wie Welsch (1970, S. 181 ff.) ausführt, „die Wucht und Masse der Riesenlawine (vom 31. 5. 1970) durch die Endmoränen, die die Lawine von 1962 noch eindämmen konnten, nicht mehr in Bahnen gelenkt werden. Vielmehr brandete die Lawine über die Moränen hinaus und wurde erst wieder durch die allgemeine Geländeform in die schmale Bahn des schluchtartigen Bachbettes des Rio Shacsha gezwungen... Am Ende der Engstelle war die Wucht so ungeheuer, daß ein Teil der Massen einen gut 100 m hohen sperrenden Rücken überfloß und die Orte Aira und Yungay völlig mit Felsblöcken, Eis und Schlamm überdeckte... Augenzeugen berichteten, es habe nur 3 Minuten gedauert, bis die sich vom Huascarán lösenden Massen über den Rio Santa brandeten.“ Kinzel (1970, S. 189/190) schreibt, daß Augenzeugen, darunter zwei namentlich genannte Geophysiker, die Zeitdauer auf 2 Minuten und die Absturzmassen auf $25 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ geschätzt hätten, wobei der Anteil des Gesteins größer als der der Eismasse gewesen wäre. Weiter herunter wäre daraus ein dünnflüssiger Schlammstrom geworden, teilweise durch Schmelzen des Eises, teilweise durch Aufnahme wassergesättigter Sedimente des Llanganuco-Tales. Im ganzen — so Kinzel: „wird von einer ‚debris avalanche‘ gesprochen, die mit einer Geschwindigkeit bis 400 km/h herunterfloß... Die gesamte bewegte Masse wird auf $50 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ geschätzt“.

Abb. 8 zeigt das von Haefeli (1967) nach den Vermessungsunterlagen von Schneider, Elmiger und Kinzel veröffentlichte Längsprofil. Demnach betrug beim Bergsturz 1962 die Fallhöhe ca. 3900 m, die Reichweite in der Mitte ca. 15500 und die Fahrböschung ca. 15° . Das ist noch ein verhältnismäßig hoher Wert. Die beim Bergsturz 1970 talaus und talauf gelaufenen Massen haben dann ja auch einen wesentlich weiteren Weg zurückgelegt (talauf 19 km). Die Abb. 8 gibt zunächst Veranlassung, auf den Einfluß der allgemeinen Profilform auf die Geschwindigkeit hinzuweisen: Durch die großen Anfangsneigungen kommt es sofort zu hohen Geschwindigkeiten, die über eine weite Strecke annähernd beibehalten werden, ein Prinzip, das man sich auch beim Rücklauf von Kegelbahnen zunutze macht, um die Kugeln möglichst schnell zurückzubringen. Die Geschwindigkeitsverteilungen der Abb. 9 wurden durch Interpolation der Energieflächen erhalten — das sind näherungsweise die Flächen zwischen der Gleitbahn und einer durch ein Wertepaar $D_F \cdot \xi - \mu$ festgelegten Energielinie. Interpoliert wird für die Flächen, die sich aus der Fließdauer ergeben, also aus der Energiehöhe der mittleren Geschwindigkeiten, multipliziert mit der Länge der Gleitbahn. Dadurch ergeben sich die Bereiche der wahrscheinlichen Geschwindigkeitsverteilungen mit Spitzenwerten von:

$$v_{\max} = 200 - 300 \text{ km/h} \quad (1962)$$

und

$$v_{\max} = 400 - 450 \text{ km/h} \quad (1970)$$

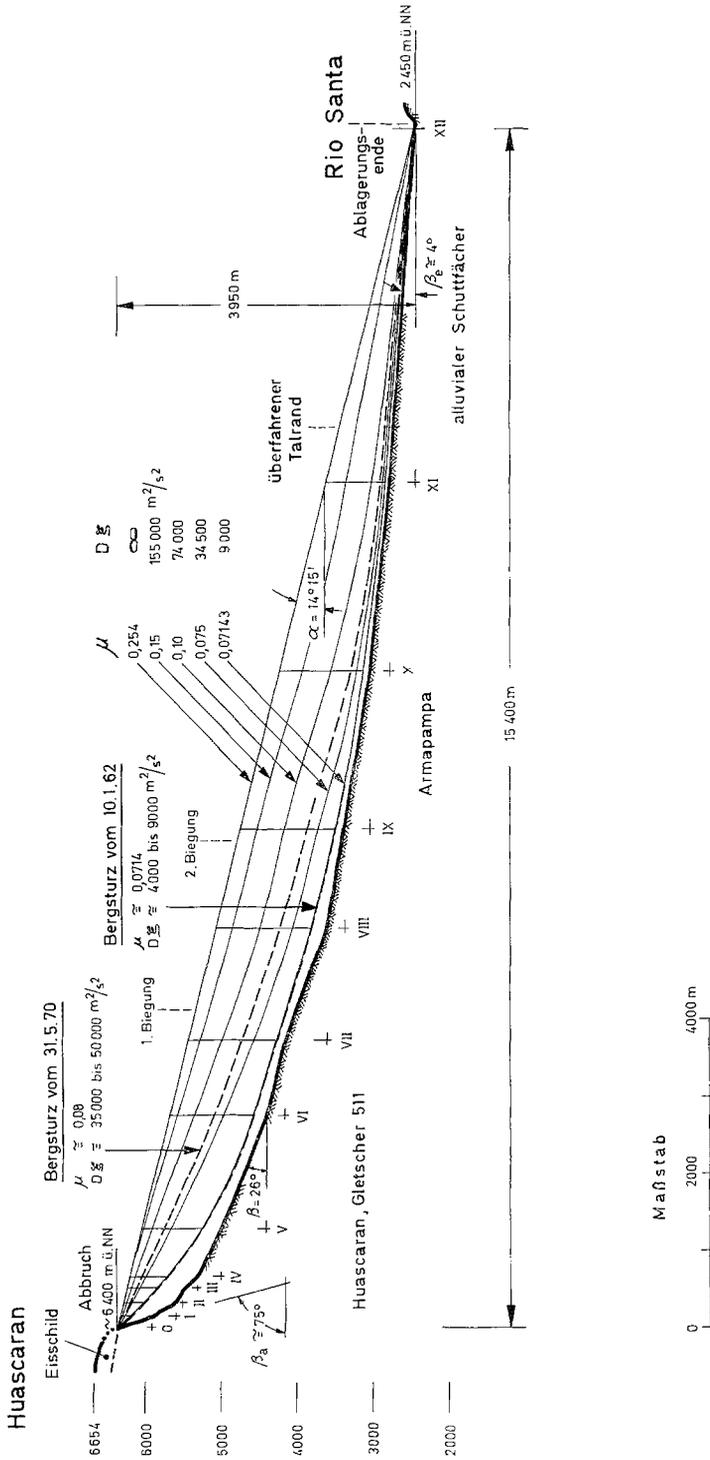


Abb. 8. Huascarán-Bergstürze; Längsprofil nach Haefeli (1967) mit Energielinien
Huascarán mountain slides; land-profile from Haefeli (1967) with energylines added
Eboulements de Huascarán; profil en longueur, d'après Haefeli (1967), avec indication des lignes d'énergie

Außerdem erhält man:

Bergsturz	μ	$D_F \cdot \xi$	Bemerkung
<i>vom 10. 1. 1962</i>			
Fließdauer: 10 Minuten	0,0714	4 000	wahrscheinlich kürzer
7 Minuten	0,0714	9 000	—
<i>vom 31. 5. 1970</i>			
Fließdauer: 3,5 Minuten	0,0745	33 000	—
3 Minuten	0,086	54 000	—
2 Minuten	0,25	∞	nicht möglich

Fließ-
Geschwindigkeit
 v [m/s]

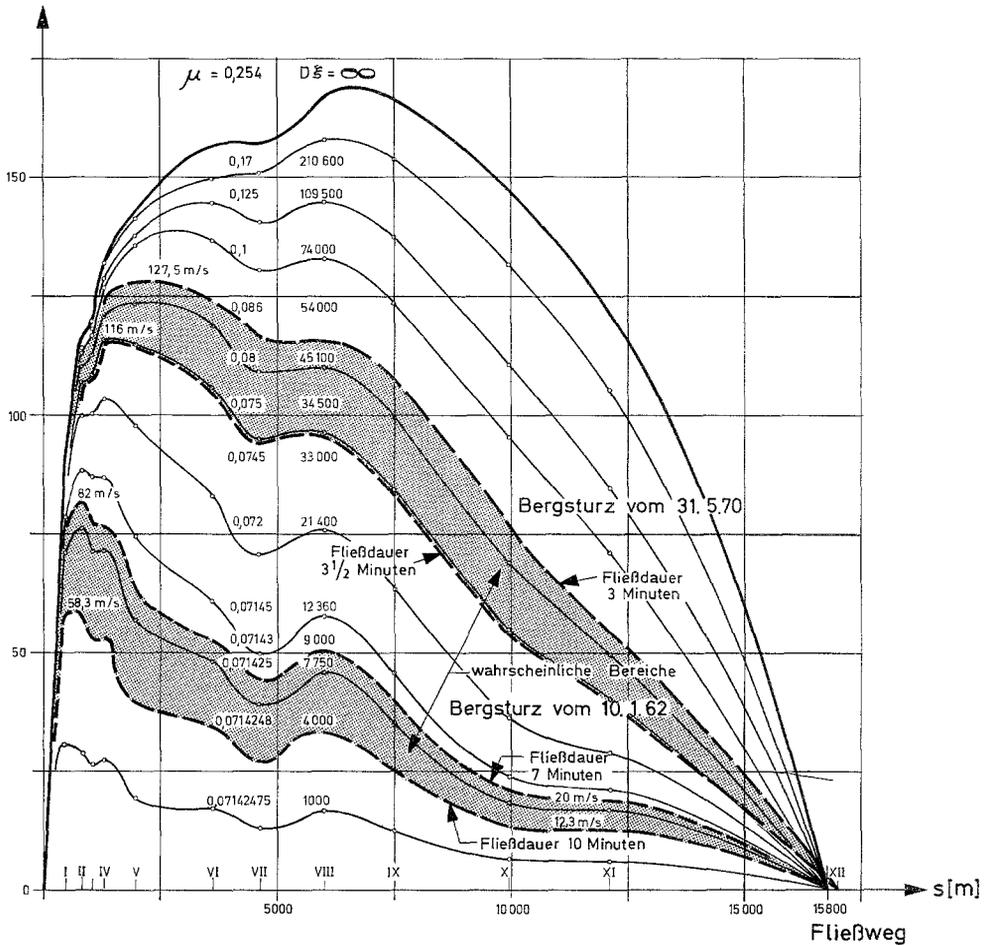


Abb. 9. Huascarán-Bergstürze; errechnete Geschwindigkeitsverteilungen
Huascarán mountain slides; calculated speed changes
Eboulements de Huascarán; répartition des vitesses calculées

Entsprechend den im Mittel 1,7 bzw. 2 mal größeren maximalen Fließgeschwindigkeiten sollten die Fließhöhen des Bergsturzes von 1970 mindestens 3—4 mal größer gewesen sein als die von 1962. Diese Fließhöhen zeichnen sich an den Talrändern der längeren geraden Strecken durch Abschürfungen und Randwälle ab. Aufgrund der von Haefeli (1967) aufgezeichneten Querprofile läßt sich die mittlere Fließhöhe von 1962 auf 30—35 m abschätzen; dann wäre die mittlere Fließhöhe von 1970 etwa mit 90—140 m anzunehmen. Damit folgen für die Turbulenzkoeffizienten die Werte:

$$1962: \xi = 125 - 300 \text{ m/s}^2,$$

$$1970: \xi = 300 - 500 \text{ m/s}^2.$$

Für diese Fallstürze aus Eis und Gestein ergeben sich also beträchtlich niedrigere Werte für μ und ξ als bei Fließschneelawinen. Niedrigeren Werten des Turbulenzkoeffizienten entspricht ein höherer turbulenter Fließwiderstand und eine geringere Fließgeschwindigkeit; das ist zu erwarten. Überraschend aber ist, daß sich für das Gemisch aus Eis und Gestein auch wesentlich niedrigere Gleitreibungsbeiwerte ergeben ($\mu = 0,07$, $\sim 4^0$). Wie die nachfolgenden Beispiele zeigen, war das nicht allein durch das mitstürzende Eis bedingt.

3. Elm, Kanton Glarus, Schweiz, 11. 9. 1881; Abb. 10 und 11.

Der Bergsturz ist zweifelsohne durch einen Steinbruch zur Gewinnung von Schiefertafeln, der den Steilhang untergrub, entstanden und kündigte sich schon lange vorher durch Risse und Geräusche an. Am 11. 9. brachen zunächst kleinere Randmassen heraus, denen kurze Zeit später die Masse des Plattenbergkopfes mit $10\text{—}11 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ folgte (Abb. 10). Fallhöhe 595 m, Reichweite 2160 m, Fahrböschung 15^0 .

Infolge der schanzenartig wirkenden Steinbruchsohle entstand ein Luftsprung (der nicht ganz so weit ausgefallen sein dürfte, wie das Heim angenommen hat), durch den Schwierigkeiten für die Berechnung entstehen.

Die niederen Gleitreibungsbeiwerte (siehe Kapitel IV) legen jedoch den Schluß nahe, daß im Beschleunigungsbereich eines großen Bergsturzes kein großer Unterschied zwischen dem Fließwiderstand bei reiner Luftbewegung und dem Fließwiderstand bei Bewegung mit Erdberührung eines Teiles der Sturzmassen besteht. Ferner ist anzunehmen, daß der Geschwindigkeitszuwachs infolge des Luftsprunges durch Energieverluste beim Aufschlag wieder aufgezehrt wird (Broilli 1974). Die wirkliche Energielinie dürfte sich deshalb nur wenig von der Energielinie unterscheiden, die sich bei kontinuierlichen Neigungsänderungen ergäbe. Dafür errechnen sich die Werte:

$$\mu = 0,0171 \quad (q < 1^0)$$

$$D_F \xi = 6450 \quad (\text{m}^2/\text{s}^2)$$

Abb. 10. Bergsturz von Elm am 11. 9. 1881; Kartenausschnitt aus Heim (1932)

Mountain slide near Elm on 11 Sept. 1881; map section of Heim (1932)

Eboulement d'Elm, du 11. 9. 1881; détail d'une carte de Heim (1932)



Abb. 10

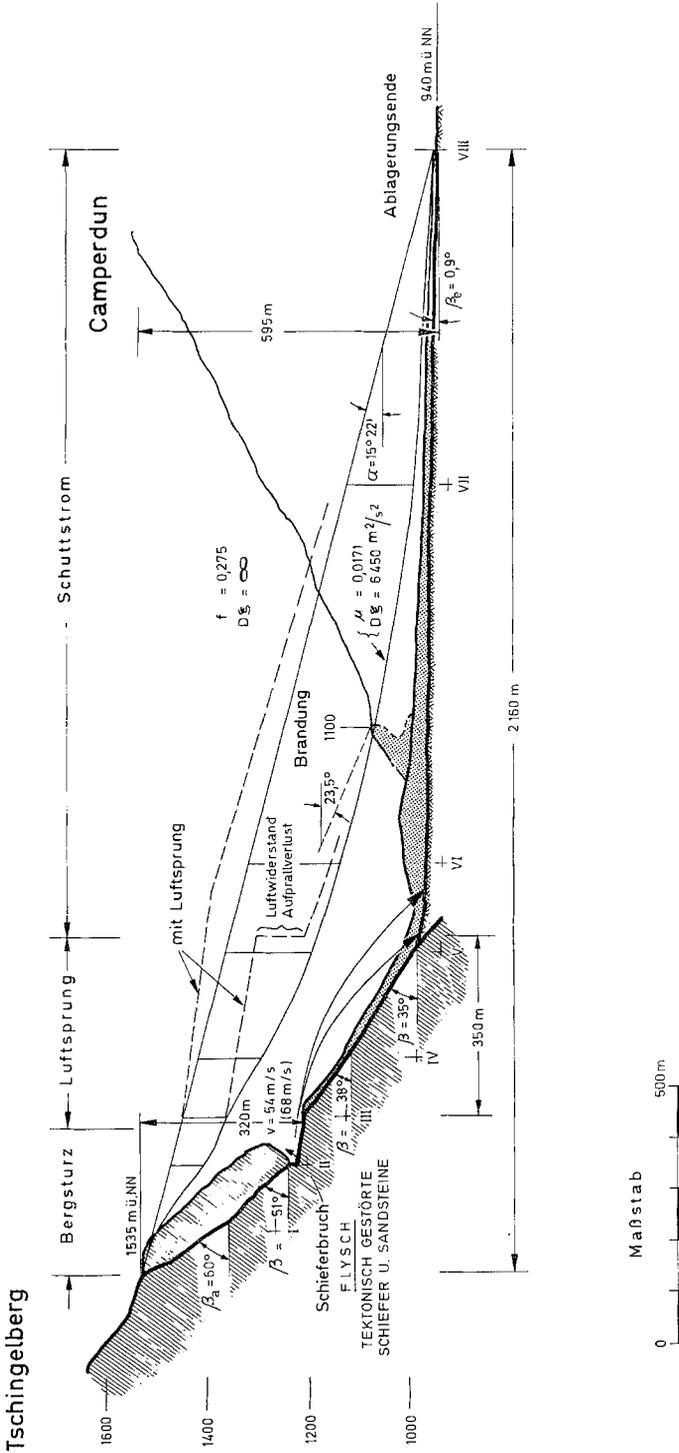


Abb. 11. Bergsturz von Elm; Hangprofil nach Heim (1932) mit Energielinien
 Mountain slide near Elm; land-profile from Heim (1932) with energy-lines added
 Eboulement d'Elm; profil de la pente, d'après Heim (1932), avec indication des lignes d'énergie

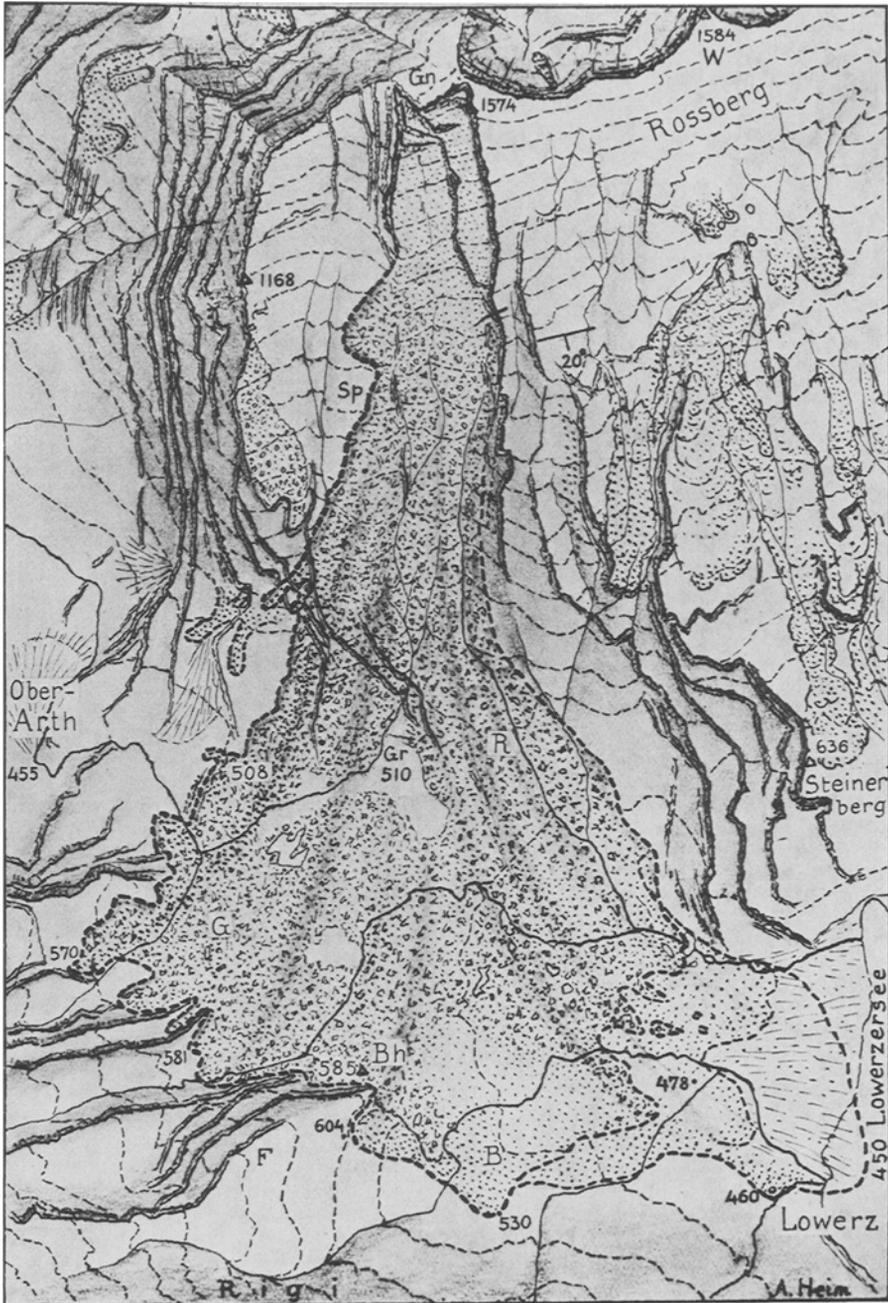


Abb. 12. Bergsturz von Goldau; 2. 9. 1806; ohne heutige Besiedlung; aus Heim (1932)
Mountain slide near Goldau; 2 Sept. 1806; without present settlements shown; from Heim (1932)

Eboulement de Goldau, du 2. 9. 1806; d'après Heim (1932);
(les localités actuelles ne sont pas indiquées)

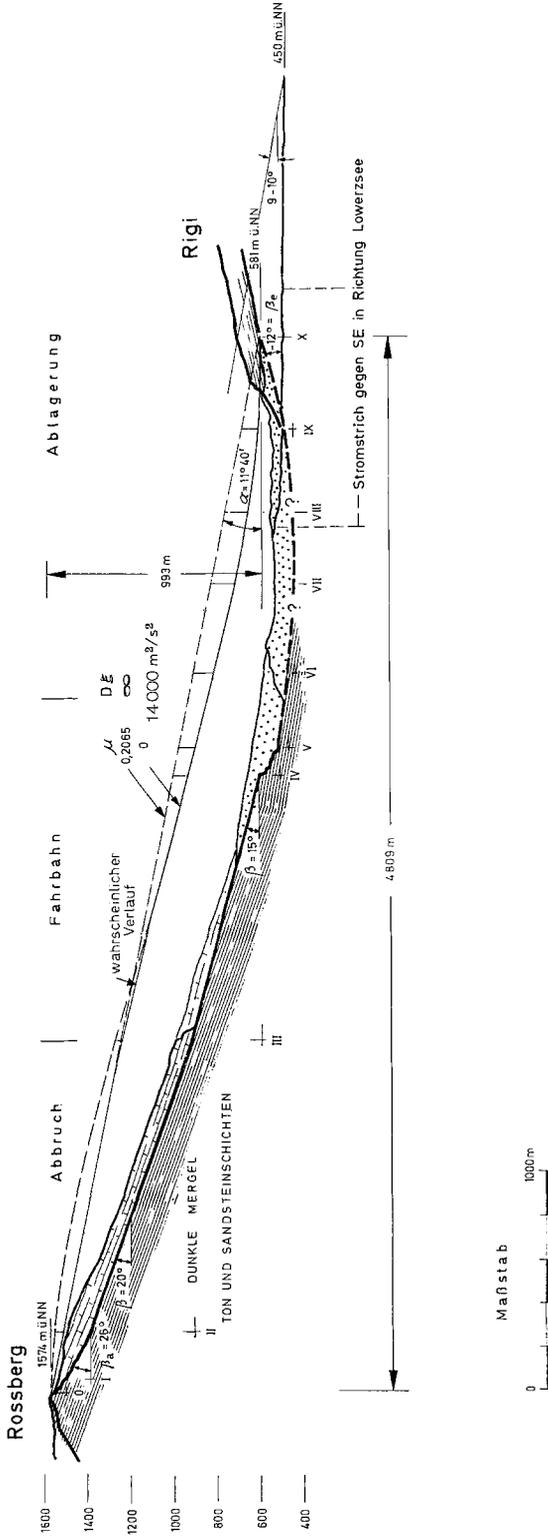


Abb. 13. Bergsturz von Goldau; Hangprofil nach Heim (1932) mit Energielinien
 Mountain slide near Goldau; land-profile from Heim (1932) with energy-lines added
 Eboulement de Goldau; profil de la pente, d'après Heim (1932) avec indication des lignes d'énergie

d. h. ein noch kleinerer Wert des Gleitreibungsbeiwertes als bei Huascarán, der zweifelsohne vom Luftsprung beeinflusst ist. Mit geschätzten mittleren Fließhöhen von 15—30 m folgt daraus:

$$\xi = 215 - 430 \text{ (m/s}^2\text{)}$$

4. *Goldau*, Kanton Schwyz, 2. 9. 1806; Abb. 12—14.

Diesen Bergsturz nennt Terzaghi (1950) den klassischen Fall einer Felsgleitung, deren Ursache höchstwahrscheinlich ein Bergwasserdruck in der Gleitfläche gewesen sei. Ausdrücklich verwirft er Heims Meinung als unphysikalisch, daß die niederschlagsreichen Jahre 1799, 1804 und 1805, das nasse Frühjahr 1806 und die Regenfälle von August 1806 die mergelige Gleitfläche des 30 Jahre lang sich vorankündenden Bergsturzes „weich und schlüpfrig“ gemacht hätten. Nach Heim (1932, S. 72) ist ein mindestens 300 m breiter und 1500 m langer und ca. 60—120 m mächtiger Schichtkomplex aus Nagelfluhbänken mit zahlreichen schichtnormalen Klüften und Spalten auf einer nur 20° geneigten Gleitfläche in tertiären Mergeln abgerutscht. Über dieses Ereignis gibt es mehrere Augenzeugenberichte, aufgrund deren Heim (1932, S. 93) die Zeitdauer des Bergsturzes auf 1 bis 1,5, höchstens 2 Minuten schätzt. Daraus errechnet sich eine mittlere Geschwindigkeit von 40 bis 70 m/s.

Die Nachrechnung erfolgte in einem mittleren Profil, und zwar etwa in der Verbindungslinie Gn—B, der Abb. 12, d. h. einer Zone mit einer Aufbrandung am Rigi von ca. 50 m relativer Höhe gegenüber den Ablagerungen in Talmitte (siehe Abb. 13). Für dieses Profil ergibt sich die Fallhöhe zu 993 m und die Reichweite zu 4800 m. Die Fahrböschung beträgt 12°, während die Fahrböschungen der talauf- und talausgleitenden Randströme noch weiter, zum Teil bis auf 9° abfallen.

Im Diagramm Abb. 14 sind als Berechnungsergebnisse nach oben die Energieflächen aufgetragen, die sich für die Energielinien mit bestimmten Wertepaaren $D_F \cdot \xi - \mu$ ergeben. Sie werden verglichen mit den entsprechenden Werten für 1, 1,5 und 2 Minuten Fließdauer. Auf der Abszisse sind die Gleitreibungsbeiwerte μ mit Nullpunkt in der Mitte aufgetragen. Für die längeren Fließzeiten, also z. B. für 2 Minuten Fließdauer ergäbe sich demnach ein negativer Gleitreibungsbeiwert. Das muß insofern kein völliger Unsinn sein, als man sich vielleicht vorstellen könnte, daß die seitlich vorbeischießenden Ströme eine vorwärtstreibende Wirkung auf die dazwischenliegenden Teile ausüben könnten. Dennoch sind diese negativen Werte auszuschließen, weil nennenswerte Schubkräfte in den Trümmerströmen nicht auf größere Distanz übertragen werden können. Da andererseits eine kürzere Fließdauer als beim Reibungsblockgleiten ebenfalls nicht wahrscheinlich ist — sie entsteht rechnerisch durch die Annahme des Mittelwertes für die Gleitreibung über den ganzen Fließweg, d. h. gerechnet wird mit einem sofort abfallenden Gleitreibungsbeiwert, in Wirklichkeit aber kann sich dieser wohl nicht augenblicklich vermindern — bleibt nur eine sehr enge Spanne für die mögliche Fließgeschwindigkeit und Fließdauer. Sie beträgt für den ausgewählten Stromstrich rechnerisch 80 Sekunden und unterscheidet sich damit praktisch nicht von der Fließdauer, die sich aus der Berechnung

mit dem Modell „Reibungsblock“ ergibt. Das besagt, daß bei diesem Bergsturz Blockbewegung über weite Strecken vorherrschte und daß die Fließ-

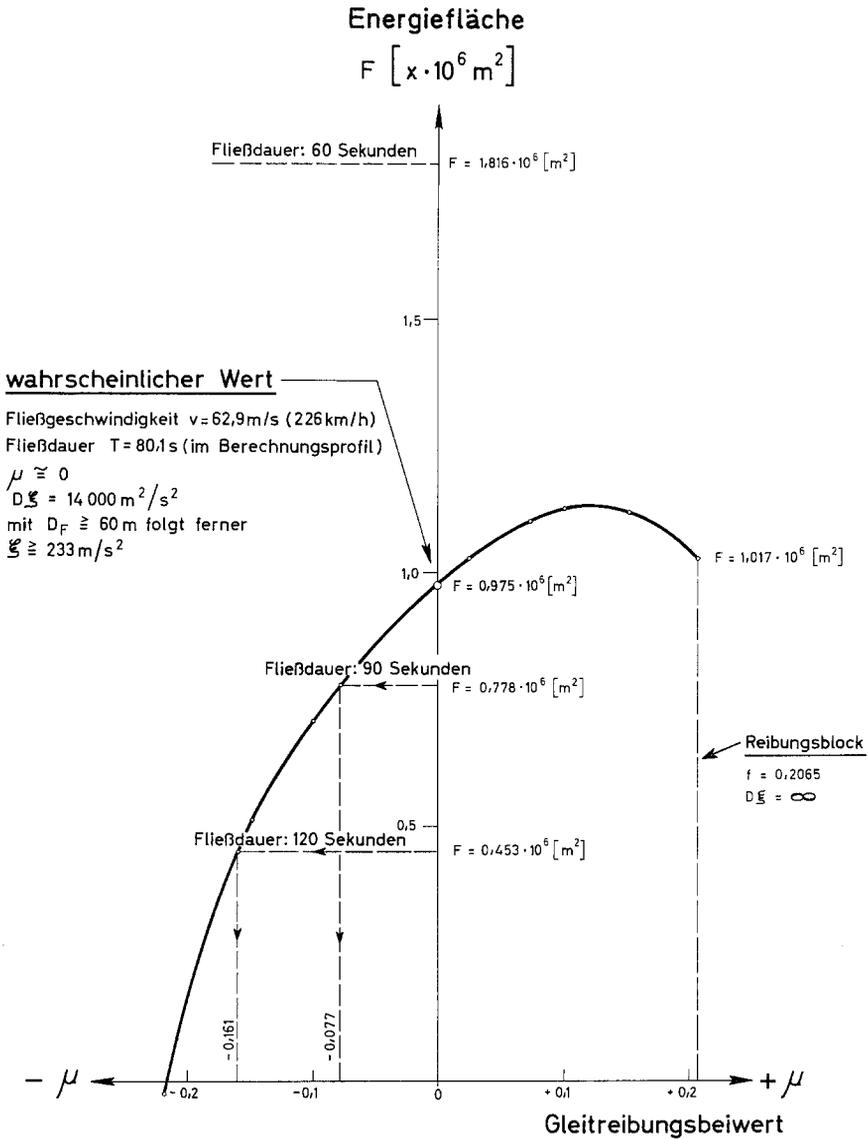


Abb. 14. Ermittlung der Fließdauer beim Bergsturz Goldau
 Calculation of the continuous flowing of the Goldau mountain slide
 Calcul de la durée de chute pour l'éboulement de Goldau

geschwindigkeit mit 60 m/s eher den oberen von Heim angegebenen Werten (40—70 m/s) entsprochen haben dürfte. Nur durch diese hohe Geschwindigkeit konnte der auf so flacher Bahn abgegangene Gleitsturz seine Massen so weit hinaus werfen.

IV. Zusammenfassung und Ausblick

Die instationären und ungleichförmigen Massenströme großer Bergstürze und Fließschneelawinen lassen sich näherungsweise durch abschnittsweise Berechnung vom Anbruch bis zur Ablagerung nachvollziehen und damit grundsätzlich auch vorausberechnen. Die Theorie muß dabei auf einigen wenigen Grundgesetzen der Physik aufbauen, wie z. B. auf der dynamischen Grundgleichung, den Energiesätzen, dem Impulssatz und auf den Fall- und Reibungsgesetzen usw., die zum Teil auch in der Hydromechanik zur Berechnung der homogenen Strömungen konstanter Dichte verwendet werden und dazu ihre besondere Ausprägung fanden. Die Ausprägung dieser physikalischen Grundlagen zu einer Theorie des instationären Massenflusses grob-disperser Systeme steht ebenso wie die Naturbeobachtung dieser Vorgänge noch am Anfang. Da Bergstürze relativ seltene und schwer zu beobachtende Naturereignisse darstellen, ist es notwendig, Erfahrungen an ähnlichen Massenströmen zu sammeln, z. B. auch an den zahlreichen Schneelawinen. Dieser Aufgabe widmen sich einige wenige Institute, darunter das führende Eidgenössische Institut für Schnee- und Eis- und Lawinenforschung in Weißfluhjoch ob Davos.

Es werden 2 theoretische Modelle erläutert: Das sehr einfache mechanische Modell des Reibungsblockes führt zu einer Energielinie, die mit der Fahrböschung, und zu einem Gleitreibungsbeiwert, der mit dem Pauschalgefälle identisch ist. Dieses Modell beschreibt die Anfangsphase abgleitender Massen. Das Modell des turbulenten Trümmerstromes führt zu geschwungenen Energielinien, die sich oben — je nach Dauer des Blockgleitens (siehe Abb. 13), oder bei Fallstürzen von Anfang an — mehr oder weniger deutlich von der Fahrböschung ablösen. Diese Energielinien zeigen den Energiehaushalt der Schußströme an, d. h. sie geben die Höhen der möglichen Aufbrandungszonen bzw. der Hindernisse an, die noch überfahren werden können.

Zu einer ersten Nachrechnung einer ziemlich gut bekannten Fließschneelawine und mehrerer ebenfalls gut beschriebener historischer Bergsturzergebnisse (3 Fallstürze, 1 Gleitsturz) wurden die in die Rechnung eingehenden Kennwerte des Stoff- und Fließverhaltens zunächst einmal über die ganze Fahrbahnlänge hinweg als konstant angenommen. Das Berechnungsverfahren, das abschnittsweise erfolgt, ermöglicht es aber, die eingehenden Kennwerte nach Bedarf, d. h. nach der Naturbeobachtung zu variieren und läßt sich in mehrfacher Hinsicht ausbauen. Aus diesen Berechnungen ergeben sich die Größenordnungen der Abb. 15 für die beiden wichtigen Stoffkennwerte, d. h. für den Gleitreibungsbeiwert μ und den Turbulenzkoeffizienten ξ . Diese Ergebnisse können nur eine vorläufige Gültigkeit für sich beanspruchen; denn mit den getroffenen Voraussetzungen, Abstraktionen und Vereinfachungen sind mehr Fragen gestellt, als derzeit beantwortet werden können.

Unserer an der Statik orientierten Erfahrung scheinen die sehr niedrigen Werte des Gleitreibungsbeiwertes zu widersprechen, die gleich um eine 10er-Potenz kleiner sind als die gewohnten Werte der inneren Reibung und Rest-

scherfestigkeit von Gesteinen. Schon Scheller (1970) hat auf die sehr geringe Größe des geschwindigkeitsunabhängigen Anteiles des Bremswiderstandes aufmerksam gemacht. Bei der Druckluftförderung von Feststoffgemischen

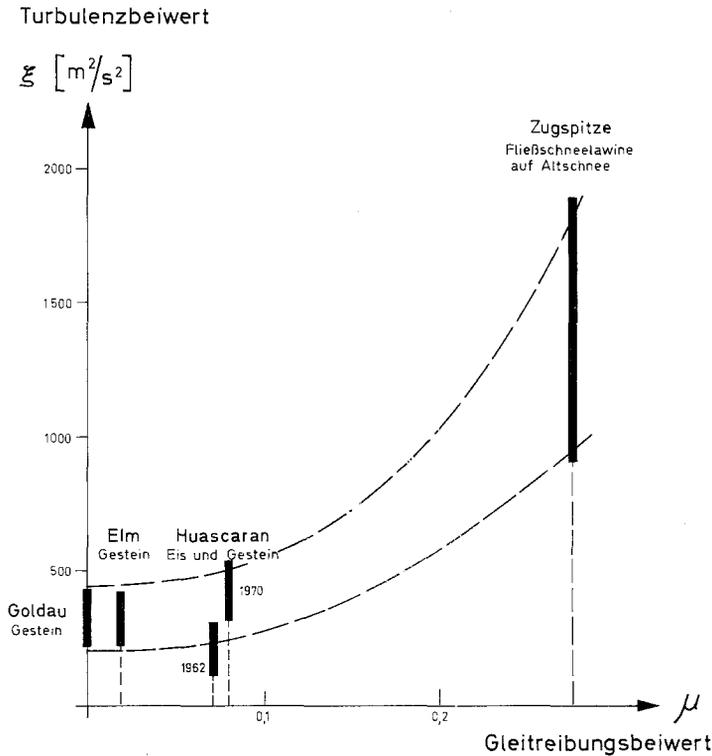


Abb. 15. Gleitreibungs- und Turbulenzbeiwerte von Bergstürzen und Lawinen; rechnerische Mittelwerte

Frictional and turbulence coefficients of mountain slides and flowing snow avalanches; calculated average values

Valeurs des coefficients de friction et de turbulence des éboulements et avalanches; moyennes établies par calcul

und Flüssigkeiten, z. B. beim Spritzbeton-Verfahren, werden ähnliche Erfahrungen gemacht. Die Erklärungsversuche Kents (1966): Auftriebswirkungen der eingefangenen Luft, und Shreves (1968a): Gleitbewegungen auf eingeschlossenen Luftkissen, vermögen die Naturvorgänge allenfalls nach dem Eintritt hoher Geschwindigkeiten zu erklären. Die entscheidende Frage aber ist, warum große Gleitmassen so schnell auf hohe Geschwindigkeiten kommen, oder mit anderen Worten: warum sie so rasch ihre Scherfestigkeit verlieren wie z. B. in Goldau und Vaiont. Diese Frage läßt sich zumindest derzeit noch nicht eindeutig beantworten (siehe hierzu: Müller 1964/68, Mencl 1966, Habib 1967, Haefeli 1967, Kenney 1967, Pautre, Sabarly, Schneider 1974). Das Phänomen an sich bezeichnet Müller-Salzburg (1964 und 1968) als „Thixotropie der Felsmassen“ (s. a. Hsü 1975). Die Erfahrung zeigt, daß die (geschwindigkeitsunabhängige) „innere Reibung“ ungemein

rasch auf minimale Werte absinkt, wenn große Massen in Bewegung geraten. Man darf deshalb mit den zutreffenden Entscheidungen nicht warten bis die Beschleunigung einsetzt, wenn sich das Abgleiten großer Massen durch anhaltendes Kriechen ankündigt und wenn sich kein naheliegender Gleichgewichtszustand nachweisen läßt, dem die Massen zustreben.

Damit tut sich ein weites Feld der Forschung auf. Unter anderem erscheinen auch Modellversuche zur Beantwortung bestimmter Fragen möglich und geeignet; denn eine erste Bedingung für die Ähnlichkeit der Vorgänge im Modell und in der Natur ist die Gleichheit der Energielinien und diese Bedingung läßt sich unter bestimmten Umständen erfüllen.

Literatur

Abele, G.: Bergstürze in den Alpen. Wissenschaftl. Alpenvereinshefte, H. 25, München (1974).

Abele, G.: Die Fernpaßtalung und ihre morphologischen Probleme; Tübinger Geogr. Studien, 12 (1964).

Amontons, G.: De la résistance causée dans les machines; Histoire de l'Académie Royale des Sciences avec Mémoires de Mathématique et de Physique, 1699, Paris, S. 206—207 (1702).

Bader, H., R. Haefeli u. a.: Der Schnee und seine Metamorphose; Beitr. Geolog. Schweiz-Geotechn, Serie; Lfg. 3 (1939).

Bernoulli D.: Hydromechanica (1738); Übersetzt von K. Flierl; Veröffentlichungen des Forschungsinstitutes des Deutschen Museums für Geschichte der Naturwissenschaften und Technik; Reihe C, Nr. 1 a—b (1965).

Buss, E., und A. Heim: Der Bergsturz von Elm den 11. Sept. 1881; Zürich (1881).

Broilli, L.: Ein Felssturz im Großversuch; Rock Mechanics, Suppl. 3, S. 69—78 (1974).

Coulomb, Ch. A. de: Théorie des machines simples; Histoire de l'Académie Royale des Sciences avec Mémoires de Mathématique et de Physique, 1777, Paris (1781), S. 161—332. (Siehe auch J. Kerisel, Proc. VIII. Int. Conf. Soil. Mech. Found. Eng., Moskau, 1973, Spec. Lect., Band 4,2, S. 137—147.)

Habib, P.: Sur un mode de glissement des massifs rocheux; Compte rendu à l'Académie des Sciences de Paris, t. 264; S. 151—153, 16. Jan. 1967.

Haefeli, R.: Kriechen und progressiver Bruch in Schnee, Boden, Fels und Eis; Felsmech. Ing. Geol. V/1, S. 17—37 (1967).

Haefeli, R.: Schnee, Lawinen, Firn und Gletscher; in: Ing.-Geologie; Bendel L.; II. Bd., S. 663—735, Wien (1948).

Haefeli, R.: Schneemechanik mit Hinweisen auf die Erdbaumechanik; in: Bader, H., Haefeli u. a. (1939).

Heim, A.: Bergsturz und Menschenleben; Fretz & Wasmuth, Zürich (1932).

Heim, A.: Der Bergsturz von Elm; Zeitschr. d. Dtsch. Geolog. Ges. 34, S. 74—115 (1882 a).

Heim, A.: Über Bergstürze. Neujahrsblatt d. Naturf. Ges. Zürich, Bd. 84 (1882 b).

Hsü, K. J.: Catastrophic debris (Sturzstroms) generated by rockfalls; Bull. Geol. Soc. Amer. 86, S. 129—140 (1975).

Kenney, T. C.: Stability of the Vaiont-Valley Slope; Rock Mech. Eng. Geol., Vol. V/1, S. 10—16 (1967).

Kent, P. E.: The Transport Mechanism in Catastrophic Rock Falls; Journ. Geology 74, S. 79—83 (1966).

Kinzl, H.: siehe Welsch und Kinzl (1970).

Mellor, M.: Avalanches; US Cold Regions Research & Engineering Laboratory (CRREL) Monograph III — A 3d (1968).

MencI, V.: Mechanics of Landslide with Non-circular Slip Surfaces; Géotechnique, Vol. XVI, p. 329—337 (1966).

Müller-Bernet: siehe Heim (1932), S. 144—150.

Müller, L.: The Rock Slide in the Vaiont Valley; Felsmech. u. Ing.-Geol. II, f. 3—4, S. 148—212 (1964).

Müller, L.: New Considerations on the Vaiont Valley; Felsmech. u. Ing.-Geol. VI, S. 1—91 (1968).

Niggli, P.: Einführung zu Bader, H., R. Haefeli u. a. (1939).

Pautre, A. F., F. Sabarly und B. Schneider: L'effet d'échelle dans les écroulements de falaise; C. R. 3-ème Congrès ISRM (Denver), vol. II-B, p. 859—864 (1974).

Plafker, G., G. E. Ericksen und F. Concha: Geological Aspects of the May 31., 1970 Peru Earthquake; Bull. Seism. Soc. Am. 61/3, S. 543—578 (1971).

Press, H., und R. Schröder: Hydromechanik im Wasserbau; Ernst & Sohn, Berlin (1966).

Preuss, E.: Der Bimsstein von Köfels im Ötztal/Tirol — Die Reibungsschmelze eines Bergsturzes; Jahrbuch des Vereins zum Schutz der Alpenpflanzen u. -Tiere, e. V. München; Bd. 39, S. 1—11 (1974).

Salm, B.: Contribution to Avalanche Dynamics. Intern. Symp. Scient. Aspects of Snow and Ice Avalanches, Davos 1965; IASH Publ. Nr. 69, S. 199—214 (1966).

Schaerer, P. A.: Friction Coefficients and Speed of Flowing Avalanches; Intern. Symp. Snow Mechanics (1974), Grindelwald.

Scheidegger, A. E.: On the Prediction of the Reach and Velocity of Catastrophic Landslides; Rock Mechanics 5, S. 231—236 (1973).

Scheller, E.: Geophysikalische Untersuchungen zum Problem des Taminser Bergsturzes; Diss. Nr. 4560, ETH Zürich (1970).

Shreve, R. L.: Sherman Landslide; Alaska; Science 154, S. 1639—1643 (1966).

Shreve, R. L.: Leakage and Fluidization in Airlayer Lubricated Avalanches; Geol. Soc. Am. Bull. 79, S. 653—658 (1968 a).

Shreve, R. L.: The Blackhawk Landslide; Geol. Soc. Am. Spec. Pap. 108, (1968 b).

Špurek, M.: Historical Catalogue of Slide Phenomena; Czechoslovak Academy of Sciences-Institute of Geography; Brno; Studia Geographica 19, (1972).

Terzaghi, K. v.: Mechanism of Landslides; Geol. Soc. Am., Eng. Geol. (Berkey) Volume, S. 83—123 (1950).

Tross, A.: Der Mechanismus der Reibung; Glasers Annalen, Ztschr. f. Eisenbahnwesen u. Verkehrstechnik, 86, S. 133—149 (1962).

Voellmy, A.: Über die Zerstörungskraft von Lawinen; Schweiz. Bauzeitung 73, S. 159—165, 212—217, 246—249, 280—285 (1955).

Welsch, W., und H. Kinzl: Der Gletschersturz vom Huascarán (Peru) am 31. 5. 1970 — Die größte Gletscherkatastrophe der Geschichte; Ztschr. Gletscherkunde und Glazialgeologie VI/1-2, S. 181—192 (1970).

Anschrift des Verfassers: Prof. Dr.-Ing. H. J. Körner, Bayerisches Geologisches Landesamt, Prinzregentenstraße 28, D-8000 München, Bundesrepublik Deutschland.