

Paper-ID: VGI_198852



Reibungsvorgänge, die für die Tektonik bedeutungsvoll sind

Karl Killian ¹

¹ *Hadikgasse 40, 1140 Wien*

Österreichische Zeitschrift für Vermessungswesen und Photogrammetrie **76** (4), S. 403–413

1988

Bib_TE_X:

```
@ARTICLE{Killian_VGI_198852,  
Title = {Reibungsvorgänge, die für die Tektonik bedeutungsvoll sind},  
Author = {Killian, Karl},  
Journal = {{\0}sterreichische Zeitschrift für Vermessungswesen und  
Photogrammetrie},  
Pages = {403--413},  
Number = {4},  
Year = {1988},  
Volume = {76}  
}
```



Reibungsvorgänge, die für die Tektonik bedeutungsvoll sind*)

Von Karl Killian, Wien

Es gibt Reibungsvorgänge, die für die Tektonik bedeutungsvoll sind, jedoch nur wenig beachtet werden. Ein sehr komplexes Beispiel gibt die allgemein bekannte Plattentektonik, z.B. [2], [4], [11]. Sie wurde bekanntlich besonders durch die Meeresbodenforschung erwiesen, und seit 1965 ist sie sicher mehr als eine Hypothese geworden.

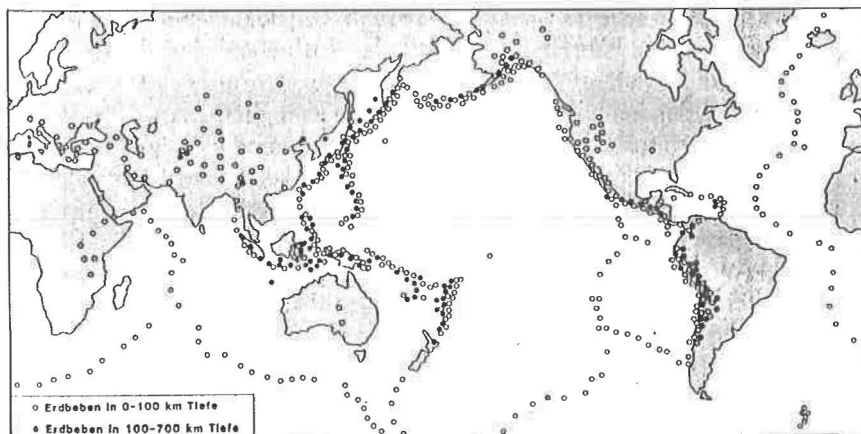


Fig. 1

Karte der Erdbebenepizentren (Barazangi/Dorman)

Zunächst ein paar Worte über die Plattentektonik: Fig. 1 zeigt die Karte der Erdbebenepizentren (= Punkte senkrecht über den Erdbebenherden, den Hypozentren) in den Jahren 1961 bis 1967 nach *Barazangi* und *Dorman* (1969). Man ersieht daraus, daß die Epizentren keine etwa gleichmäßige Verteilung auf der Erdoberfläche haben, sondern daß sie in Linien angeordnet sind. Diese Linien bilden im Sinne der Festigkeit schwache Stellen des oberen Erdmantels. Sie sind Grenzen der Platten der Plattentektonik. In Fig. 2 sind die Platten nach *Morgan* (1968) dargestellt. Würden die Platten eng nebeneinander liegen, so wäre eine gegenseitige Verschiebung unmöglich. Den wirklichen Sachverhalt zeigt hingegen ein Querschnitt (Fig. 3). Zwei Platten, die sich relativ zueinander verschieben, können sich entweder voneinander entfernen, oder sie gleiten (an den Berührungsstellen) aneinander vorbei, oder sie nähern sich. Dies kann zu einer Aufstauchung oder Unterfahrung (Subduktion), Fig. 3 (3), (4), führen. Die Fig. 3 zeigt auch den früher etwa angenommenen Verlauf der oberen Konvektionsströme.

Diese Konvektionsströme wurden vorherrschend mit seismischen Methoden untersucht. Erst anfangs der 70er Jahre wurden die Methoden der Seismik umwälzend verbessert [2], [5], [6], [8]. Es entstanden die seismische Holographie (sie ist analog der optischen Holographie) [8] und die seismische Tomographie (sie ist analog der medizinischen Tomographie) [2].

*) Vortrag, der anlässlich der GAMM (Gesellschaft f. angew. Mathematik und Mechanik) – Tagung 1988 in der Techn. Universität Wien – gehalten wurde. In vorliegender Arbeit sind auch einige Erklärungen angeführt.

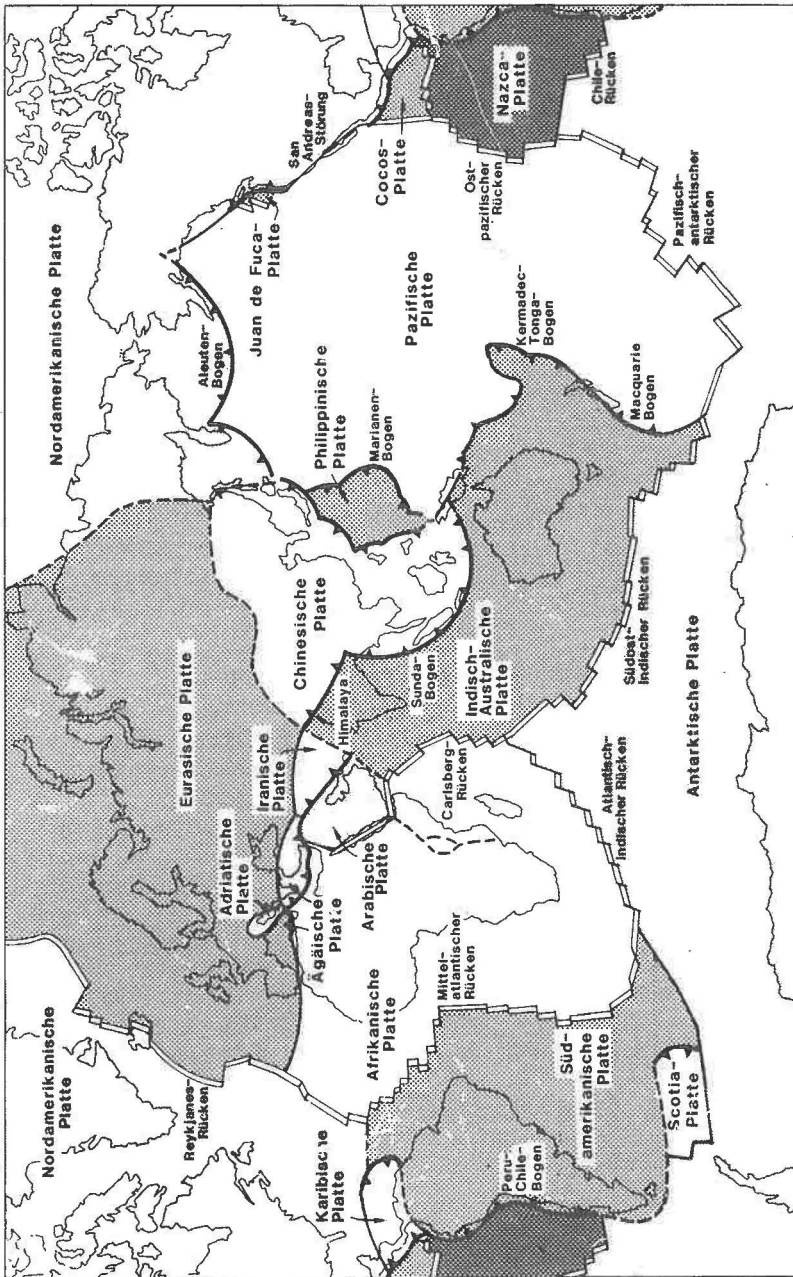


Fig. 2
Das Plattenmuster der Erde (nach Morgan 1968)

Schematischer Querschnitt

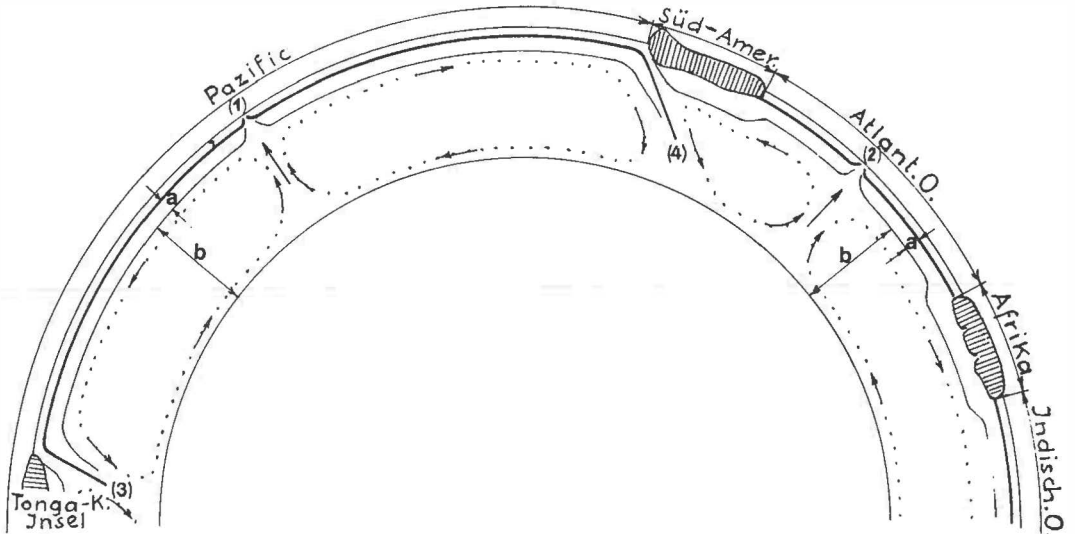


Fig. 3

- ||||||| Kontinentale Kruste (Mächtigkeit durchschnittlich 33 km, bei Gebirgen bis zu 70 km)
 - Ozeanische Kruste (Mächtigkeit 5 bis 8 km)
 - a Lithosphäre (Mächtigkeit 70 bis 100 km unter Kontinenten, 25 km unter ozeanischer Kruste)
 - b Asthenosphäre (Mächtigkeit einige 100 km)
 - (1) Ostpazifischer Rücken
 - (2) Mittelatlantischer Rücken
 - (3) (4) Subduktionszonen
 - früher etwa angenommener Verlauf der oberen Konvektionsströme
- Gigantische „Gesteinsfabrik“: Abschmelzen in den Punkten (3) und (4), Förderung mit den Konvektionsströmen, Ablagerung in den Punkten (1), (2).
 Grenzschicht zwischen Lithosphäre und Asthenosphäre: Tiefe 80–100 km, Druck 25.000–30.000 atm, Temperatur 1000° C

Fig. 4

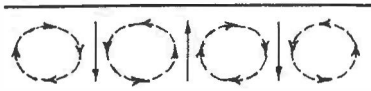
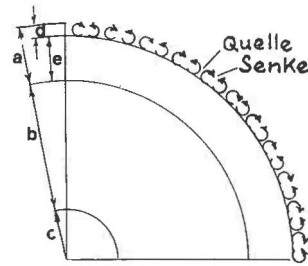


Fig. 5



- a Konvektionszone
- b Strahlungszone
- c Kern
- d Granulationszone
- e Riesenzellenzone

Fig. 6a

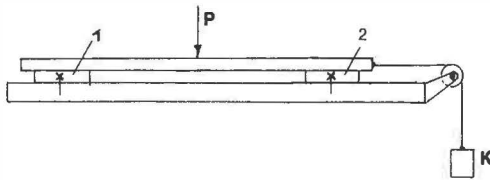


Fig. 6b

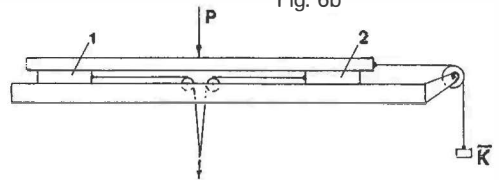


Fig. 7

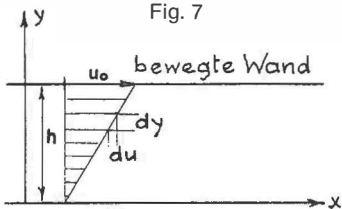


Fig. 9

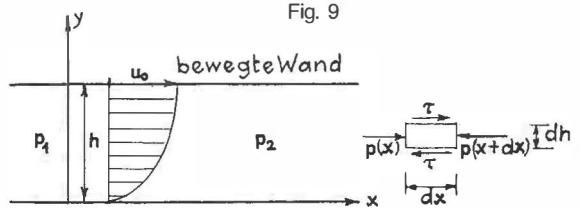
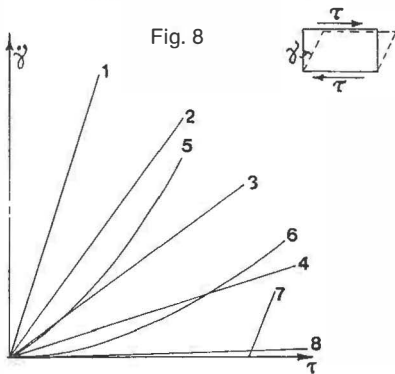
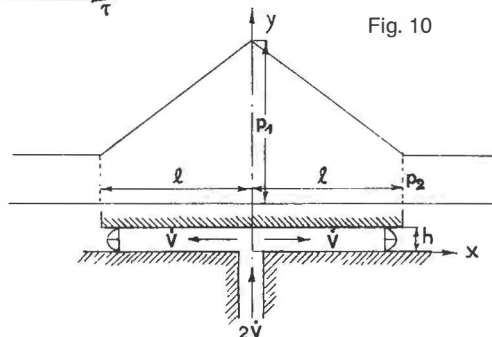


Fig. 8



- 1, 2, 3, 4 ... Newton'sche Fluide (linear-viskos)
- 5, 6 ... nicht-Newton'sche Fluide (struktur-viskos)
- 7 ... Bingham-Körper
- 8 ... reale Festkörper
- τ -Achse ... idealer Festkörper
- $\dot{\gamma}$ -Achse ... ideale Flüssigkeit

Fig. 10



Auch Schwere-Messungen waren an Rändern der Festländer und in Gebieten der Ozeanrücken für diese Studien erfolgreich [7]. Messungen mit Seegravimetern (siehe *Graf*, Gravimetrische Instrumente, Handbuch der Vermessungskunde, Bd. Va) an Bord von Schiffen, an Nachschleppkörpern und in U-Booten dürften für die Erschließung des Aufsteigens von Konvektionsströmen (diese sind immer mit Schwereanomalien verbunden) zu kostspielig sein, und genügend viele Unterwassergravimeter in tiefen Stellen des Meeres zu installieren, ist praktisch unmöglich.

McKenzie und *Parsons* [2] zeigten, daß diese Schwereanomalien auch als lokale Änderungen des Meeresspiegels beobachtet werden können (Meerestiefen und Gestalt des Meeresbodens werden berücksichtigt). Diese Beobachtung erfolgt mittels der bekannten Satellitenaltimetrie, deren Genauigkeit < 1 dm ist. Mit diesem Verfahren und mit den oben genannten seismischen Methoden wurde gezeigt, daß die oberen Konvektionsströme gegenüber früheren Annahmen kleinräumiger sind. Der Abstand zwischen zwei absinkenden oder aufsteigenden Strömen (Fig. 4) beträgt etwa 1500 km. Nach älteren Vorstellungen und Überlegungen sind sie erheblich größer [1].

Der einzige Himmelskörper, auf dem wir thermische Konvektionsströme direkt beobachten können, ist die Sonne (Fig. 5). Die sichtbaren Konvektionsströme (Granulen) können jedoch nicht unmittelbar mit den oberen Konvektionsströmen der Erde verglichen werden [15a, b]. Sie zeigen jedoch, daß sie die ganze Sonnenoberfläche, abgesehen von verhältnismäßig kleinen Unterbrechungen, dicht besetzen und daß ihre Größe etwa gleich jener der oberen Konvektionsströme der Erde ist. Die Granulen haben Durchmesser von etwa 1–2 Bogensekunden (eine Bogensekunde entspricht 750 km auf der Sonne). In der schematischen Darstellung (Fig. 5) sind nur wenige Granulen gezeichnet. Es sind damit etwa 1000 Granulen gemeint. Auch kleinere Granulen, deren Durchmesser unter 200 km sind, wurden aus Beobachtungen mit Hilfe von Raumsonden und ballongetragenen Teleskopen entdeckt.

Zum Studium der Reibung zwischen den Platten (= Lithosphäre) und der Asthenosphäre sind die rheologischen Eigenschaften beider sowie die ihrer Trennflächen von größter Wichtigkeit. Die seismischen Messungen haben eindeutig ergeben, daß die Lithosphäre als ein für unsere Überlegungen fester Körper gelten kann. Die Asthenosphäre hingegen ist firmoviskos, d. h. sie ist für kurzzeitige Beanspruchung ein fester Körper, für langzeitige Beanspruchung ist sie viskos. Die Größe ihrer Viskosität ist nur ungenau bekannt, weil die seismischen Messungen zu kurzzeitig sind. Auch die Gezeiten der festen Erde ergeben in dieser Hinsicht zu kurze Zeiten.

Die Vorgänge im Erdinneren sind ganz außerordentlich kompliziert, und unsere Vorstellungen darüber sind vielleicht weit von der Wirklichkeit entfernt. Aber in den Naturwissenschaften gibt es bekanntlich sehr viele ähnliche Fälle, und dennoch läßt sich oft ein Weg finden: Die Behandlung von Extremfällen, Vereinfachungen und Abstraktionen des eigentlichen Problems führen oft zur Formulierung von Problemen, die mathematisch einfach behandelt werden können und deren Resultate gelegentlich erstaunlich sind, eine weitere Entwicklung ermöglichen, ja sogar für diese maßgebend sind.

Wir betrachten nun den ersten Extremfall: Die Asthenosphäre ist ebenfalls ein fester Körper. Das *Coulomb'sche* Gesetz gilt bekanntlich nur als erste Näherung für die Berechnung der Reibung und sagt vor allem aus, daß die Reibung unabhängig ist von der Geschwindigkeit. Zur Vereinfachung setzen wir vorläufig voraus, daß für die zwei folgenden Experimente das *Coulomb'sche* Gesetz volle Gültigkeit hat.

In Fig. 6a sind zwei Auflagerplatten 1, 2 mit einer Tischplatte verschraubt. Auf den Auflagerplatten liegt symmetrisch eine Platte vom Gewicht P . An einem Schnurzug hängt das Gewicht K . Ist $K > \mu P$ (μ = Reibungskoeffizient), so tritt Bewegung der Platte ein.

In Fig. 6b sind die zwei Auflagerplatten 1, 2 nicht mit dem Tisch verschraubt, sondern mit dem in der Figur dargestellten Schnurzug können sie zusammengeschoben werden. Die auftretenden Reibungen kompensieren sich, und die große Platte kann mit jeder beliebigen kleinen

Kraft \bar{K} verschoben werden. Dieses mechanisch ganz durchsichtige Gedankenexperiment ist infolge der nicht ganz erfüllbaren Voraussetzung im praktischen Experiment nur näherungsweise erfüllt. Der genannte Effekt kann besser wie folgt gezeigt werden. Wir geben dem Tisch vorher eine kleine Neigung und betätigen dann den Schnurzug. Schon vor mehr als einem halben Jahrhundert hat mich dieses Experiment fasziniert, und diese Faszination besteht heute noch. Natürlich gibt ein Schnurzug, der die Auflagerplatten 1, 2 auseinanderbewegt, das gleiche Ergebnis. Erfolgt die Verschiebung der großen Platte nicht in der Papierebene, sondern normal dazu oder in einer beliebigen horizontalen Richtung, so tritt derselbe Effekt auf.

Unserer Voraussetzung entsprechend, ist der Reibungskoeffizient

$$\mu = \frac{\bar{K}}{\bar{P}} \rightarrow 0 \quad (I)$$

Wir machen nun einen bekannten, genaueren Ansatz für die Berechnung des Reibungskoeffizienten:

$$\mu = \frac{K}{P} = \frac{\tau}{\sigma} = \alpha + \beta \ln \left(e^{-\frac{\sigma}{\beta}} + \frac{v}{v_1} \right) \quad (1)$$

Darin bedeutet τ , σ = Scher- bzw. Normalspannung in der Gleitfläche; α , β = Konstante abhängig von Material, Normalspannung und Temperatur; v = tatsächliche Geschwindigkeit; v_1 = Vergleichsgeschwindigkeit. Diese Gleichung erfüllt die Bedingung, daß für $v = 0$ auch $\mu = 0$ ist. Wenn man v/v_1 sehr klein gegenüber $e^{-\sigma/\beta}$ ansetzt, so kann man auch schreiben

$$\mu = \alpha + \beta \ln \left[e^{-\frac{\sigma}{\beta}} (1 + \Delta) \right] \quad \text{wobei} \quad \Delta = \frac{v}{v_1} e^{\frac{\sigma}{\beta}} \text{ ist.}$$

Daraus folgt

$$\mu = \frac{\beta e^{\frac{\sigma}{\beta}}}{v_1} \cdot v \quad (II)$$

α , β und v_1 sind Konstante.

Der Reibungskoeffizient wird also umso kleiner, je kleiner die Geschwindigkeit v wird. Nur am Rande sei bemerkt, daß dieses Geschehen oft dem Abgang von Lawinen vorausgeht.

Nun machen wir die der Wahrheit entsprechende Annahme: Die Asthenosphäre ist kein fester Körper, sondern irgendein unbekanntes Medium. Sodann betreffen unsere Fragen das große Wissensgebiet Rheologie [3], [9], [12], [17]. Bekanntlich sind dann die bestehenden Reibungsvorgänge völlig anders als die Reibungsvorgänge zwischen festen Körpern.

Zunächst seien ein paar Begriffe aus der Rheologie erwähnt. In Fig. 7 ist eine feste und eine mit der Geschwindigkeit u_0 bewegte Wand dargestellt. Dazwischen befindet sich ein Fluid (darunter wollen wir eine nicht-gasförmige viskose Flüssigkeit verstehen). Diese haftet an beiden Wänden. Die obere Schicht hat daher die Geschwindigkeit u_0 , die untere die Geschwindigkeit Null. Ist h hinreichend klein, so kann man eine lineare Abnahme der Geschwindigkeit annehmen.

In Fig. 8a ist ein quaderförmiges Fluidteilchen dargestellt. Durch die Scher- oder Schubspannung τ erfährt dieses eine Winkeländerung γ . Diese Winkeländerung pro Sekunde ist gleich der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$. Die Schergeschwindigkeit ergibt sich unmittelbar aus Fig. 7:

$$\dot{\gamma} = \frac{u_0}{h} = \frac{du}{dy} \quad (2)$$

Fluide von der Eigenschaft

$$\tau = \eta \cdot \dot{\gamma} \quad (3)$$

heißen Newton'sche Fluide, z. B. Wasser, Öle (τ = Schubspannung, η = Proportionalitätskonstante der Viskosität [genauer: dynamische Viskosität]).

Die Fig. 8b ist sehr aufschlußreich, sie zeigt für verschiedene Medien die Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ von der Schubspannung τ .

Mit den Erkenntnissen aus der Rheologie können die Vorgänge im Erdinneren nicht unmittelbar studiert werden; denn erstens ist η besonders von der Temperatur abhängig, die an verschiedenen Orten verschieden und unbekannt ist (eine Teilantwort ist in [14] gegeben), zweitens weil es sich vielleicht um kristalline, stationär fließende Festkörper (Kriechen) bei hohen Temperaturen und Drücken handelt. Für diese läßt sich kein η definieren, was zu sehr schwierigen Aufgaben führt. Experimente über diese Vorgänge sind im Gange. Über Kriechen siehe [10], [12], [13a bis f], über Hochtemperatur-Kriechen: [18].

Wir machen folgende Vereinfachung: Wir betrachten ein kleines Gebiet, für das Temperatur und Druck an verschiedenen Orten konstant angenommen wird. Ferner nehmen wir an, daß die obere Schicht der Asthenosphäre eine beliebige viskose Flüssigkeit (Fluid) ist. Unter diesen Voraussetzungen werden wir versuchen, die Größe der Reibung zweier Konvektionswalzen abzuschätzen. Vorerst lösen wir eine Teilaufgabe: Wir berechnen zunächst die Geschwindigkeitsverteilung für den Fall, daß in Fig. 7 ein in der x-Richtung veränderlicher Druck besteht. Links herrsche der Druck p_1 , und in der Entfernung l der Druck p_2 (Fig. 9). Um die Änderung des Druckes in der x-Richtung $p = p(x)$ zu finden, betrachten wir ein kleines quaderförmiges Teilchen mit den Längen dx , dy und der Länge 1 in der z-Richtung. Es genügt, die Gleichgewichtsbedingung der horizontalen Kräfte aufzustellen:

$$[\tau(y + dy) - \tau(y)] dx + [p(x) - p(x + dx)] dy = 0$$

Dividiert man durch $dx \cdot dy$ und beachtet man, daß der erste in der eckigen Klammer stehende Ausdruck $d\tau$ ist und analog der zweite in der eckigen Klammer stehende Ausdruck $-dp$ ist, so folgt:

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dp}{dx} \tag{4}$$

Da man sich das quaderförmige Teilchen an jeder Stelle des in Frage stehenden Raumes herausgeschnitten denken kann, muß Gleichung (4) auch für alle Punkte dieses Raumes bestehen. Das ist bekanntlich nur möglich, wenn beide Differentialquotienten konstant sind. Somit ist:

$$\frac{dp}{dx} = \text{konstant} = \text{Druckgradient} = \frac{p_2 - p_1}{l} = \frac{\Delta p}{l} = \frac{d\tau}{dy} \tag{5}$$

Integriert man $\frac{d\tau}{dy} = \frac{\Delta p}{l}$; so folgt:

$$\tau(y) = \frac{\Delta p}{l} y + \bar{\tau}$$

Darin ist $\bar{\tau}$ die Integrationskonstante, nämlich die Schubspannung an der festen Wand ($y = 0$). Nach (2) und (3) ist für Newton'sche Fluide:

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} = \frac{\Delta p}{l} y + \bar{\tau} \tag{6}$$

oder $du = \frac{\Delta p}{\eta l} y dy + \frac{\bar{\tau}}{\eta} dy$, integriert

$$u(y) = \frac{\Delta p}{2\eta l} y^2 + \frac{\bar{\tau}}{\eta} y + C \tag{7}$$

In dieser Gleichung ist $C = 0$; denn für $u = 0$ ist $y = 0$.

Für $u = u_0$ ist $y = h$, somit

$$u_0 = \frac{\Delta p}{2\eta l} h^2 + \frac{\bar{\tau}}{\eta} h \tag{8}$$

Wird $\bar{\tau}$ aus dieser Gleichung berechnet und in Gleichung (7) eingesetzt, so folgt:

$$u(y) = \frac{\Delta p}{2\eta l} h^2 \left[\left(\frac{y}{h} \right)^2 - \frac{y}{h} \right] + u_0 \frac{y}{h} \quad (9)$$

Wenn $p_1 = p_2$, d. h. $\Delta p = 0$ angenommen wird, so ist:

$$u(y) = u_0 \frac{y}{h}$$

also eine Gerade. Steht die obere Wand fest ($u_0 = 0$), ist die Geschwindigkeitsverteilung eine quadratische Parabel, deren Achse mit der Spaltmitte zusammenfällt.

Der Volumenstrom \dot{V} (= Flüssigkeitsvolumen, das pro Zeiteinheit strömt) ergibt sich einfach, wenn b die Tiefe des Spaltes, gemessen in der z -Richtung ist:

$$\dot{V} = b \int_0^h u(y) dy \quad (10)$$

Setzt man $u(y)$ aus Gleichung (9) in diese Gleichung ein, so ergibt eine einfache Rechnung

$$\dot{V} = \left(\frac{u_0 h}{2} - \frac{\Delta p}{12\eta l} h^3 \right) b \quad (11)$$

Wird die obere Wand nicht bewegt, ist also $u_0 = 0$, so ergibt diese Gleichung, wenn $p_1 > p_2$ ist:

$$\Delta p = \frac{12\eta l \dot{V}}{h^3 b} \quad (12)$$

Ein Modell, das die Abschätzung der Reibungsvorgänge zweier Konvektionswalzen ermöglicht, dürfte eine hydrodynamische Lagerung ergeben (Fig. 10).

Zwei horizontale ebene Wände stehen einander gegenüber. Die untere Wand ist fest und hat einen durchlaufenden Schlitz. Durch diesen strömt ein Fluid, Volumenstrom $2\dot{V}$. Die obere Wand hat das Gewicht G . Das einströmende Fluid ergibt einen Druckpolster, und die Spalthöhe h stellt sich so ein, daß das Gewicht G gleich ist der resultierenden Druckkraft des strömenden Fluids. Die ganze Anordnung befindet sich zwischen zwei vertikalen Wänden, deren Abstand, gemessen in der z -Richtung den Wert b hat.

Ist $h < l$, so ist der Einlaufeffekt klein. Ist ferner $h < b$, so ist der Einfluß der beiden vertikalen Wände (Haften des Fluides) ebenfalls klein.

Oberhalb der oberen Wand ist der genäherte Druckverlauf dargestellt. Die resultierende Kraft P , die der Druckpolster ergibt, ist

$$P = \frac{\Delta p}{2} 2 l b$$

und nach (12) folgt:

$$P = \frac{12 \eta l^2 \dot{V}}{h^3} \quad (13)$$

Wir stellen uns die Frage, welche horizontale Kraft K ist erforderlich, um die obere Wand mit der Geschwindigkeit \bar{u} z. B. nach rechts zu verschieben. Nach grundlegenden Experimenten von Newton ist die Kraft zur Verschiebung einer auf einem ruhenden Fluid liegenden Platte proportional der Fläche, der Geschwindigkeit und dem Viskositätskoeffizienten und verkehrt proportional der Höhe des Fluides. Beachtet man, daß in unserem Fall die rechte Hälfte der oberen Wand relativ zum Fluid eine verkleinerte, die linke hingegen eine um denselben Betrag vergrößerte Geschwindigkeit aufweist, so folgt

$$K = \frac{2 l b \eta}{h} \bar{u}$$

Somit ist der Reibungskoeffizient

$$\mu = \frac{K}{P} = \frac{b h^2}{6 l V} \bar{u} \tag{III}$$

Der Reibungskoeffizient wird also wie in Gleichung (II) umso kleiner, je kleiner die Geschwindigkeit \bar{u} wird.

Verschiebt man die obere Wand nicht in der Papierebene, sondern in einer beliebigen horizontalen Richtung, so ist leicht zu verstehen, daß Gleichung (III) nur eine unwesentliche Änderung erfährt.

Bemerkenswert ist, daß der Reibungskoeffizient in (III) von η unabhängig ist. Somit ergeben alle Newton'schen Fluide (Fig. 8b) denselben Reibungskoeffizienten.

Von großem Interesse sind noch die strukturviskosen Fluide (z. B. Ölfarben, Harze, Klebstoffe, Glasschmelzen). Das sind alle erdenklichen Fluide, deren zugeordnete Kurven zur τ -Achse konvex sind. Wenn diese Kurven überdies die τ -Achse als Tangente (Kurve 6 in Fig. 8b) haben, so werden sie im allgemeinen durch das Potenzgesetz definiert:

$$\tau = \eta \dot{\gamma}^n \quad n < 1 \tag{14}$$

Es sei nur nebenbei bemerkt, daß dieses Gesetz keine reine geometrische Approximation darstellt, sondern daß diesem Gesetz auch ein naturwissenschaftlicher Charakter zukommt.

Mit dem Potenzgesetz könnte man auch die ganze Rechnung durchführen. Man könnte dann von den Gleichungen (4) und (5) ausgehen.

Viel einfacher und mehrsagend ist folgender Weg: In Gleichung (III) ist die Geschwindigkeit \bar{u} außerordentlich klein, nur wenige Zentimeter pro Jahr. Daher ist nach Gleichung (2) $\dot{\gamma}$ ebenfalls sehr klein. Es kommen daher nur die ganz unteren Teile der strukturviskosen Fluide in Frage (Fig. 8b). Diese können durch kurze gerade Stücke ersetzt werden. Sie sind daher in diesem Bereich praktisch ebenfalls Newton'sche Fluide. Für unsere Belange ist somit der Reibungskoeffizient unabhängig von den unbekanntem viskosen Eigenschaften aller Newton'schen und aller strukturviskosen Fluide.

Die gesamten obigen Überlegungen (sie betreffen feste Körper und alle Fluide) bringen den Gedanken nahe, daß die kontinentalen Platten sehr reibungsarm gelagert sind. Es liegt ferner kein Grund vor, daß die reibungsarmen Auflagerflächen mit den Niveaulflächen der Erde zusammenfallen. Selbst wenn beide Flächen nur ganz gering voneinander abweichen würden, müßten sodann die kontinentalen Platten auf den reibungsarmen Auflagerflächen langsam abgleiten.

Damit würde auch eine der herausforderndsten Fragen der gesamten Geophysik: „Woher stammen die gewaltigen horizontalen Kräfte, die zur Verschiebung der kontinentalen Platten erforderlich sind?“ eine Antwort finden.

Bekanntlich gibt es noch andere Bewegungsmechanismen, die diese Frage beantworten können:

1. Oft wird angeführt, daß die Konvektionsströme selbst die Antriebskraft für die Bewegungen der Platten sind. Das ist richtig, und zwar dann, wenn die Unterseite der Platte genügend uneben und unsymmetrisch ist. Die Konvektionsströme können also je nach der Gestalt der Unterseite der Platten den Antrieb oder eine besonders reibungsarme Lagerung bewirken. Die letzte Aussage betrifft den Hauptinhalt der vorliegenden Arbeit. Je mehr Konvektionswalzen unter einer kontinentalen Platte sind, umso sicherer entsteht ihre reibungsarme Lagerung.

Wir behandeln noch eine ausgefallene Anordnung: Es liegen nur zwei Walzen vor, die sich mit konstanten Winkelgeschwindigkeiten ω gegenläufig um horizontale Achsen, deren Abstand $2a$ ist, drehen. In Fig. 6b sind also in diesem Modell die Auflager durch Walzen zu ersetzen. Die Geschwindigkeiten der Walzen an den Berührungsstellen sind entweder gegeneinander (Senke) oder voneinander gerichtet (Quelle). Besteht im Anfangszustand auch nur

geringe Unsymmetrie der Lage der Platte vom Gewicht P , so entsteht im ersten Fall eine Schwingung derselben von der Schwingungsdauer $T = 2\pi\sqrt{a/\mu g}$. Diese ergibt sich aus einer Diff.-Gl. 2. Ordnung, wenn man x die jeweilige Entfernung des Schwerpunktes der Platte von der Symmetralen der Walzen nennt und die Gleichgewichtsbedingung der Reibung und der Beschleunigung der Platte ansetzt. Im zweiten Fall erfolgt ein Absturz der Platte.

2. Oft wird hervorgehoben, daß der absinkende Teil der Platte (Fig. 3 (3) bzw. (4)) eine Zugkraft auf die gesamte Platte ausübt. Das ist richtig, aber das allein kann nicht die Antriebskraft für die Bewegung der Platten sein; denn es gibt viele Platten, die keine absinkenden Teile aufweisen und sich dennoch bewegen, z. B. die amerikanische Platte.

3. Die durch das aufsteigende Magma (Fig. 3 (1) bzw. (2)) erzeugten seitlichen Drücke sind verhältnismäßig sehr klein. Sie könnten im besten Fall bei außerordentlich reibungsarmer Lagerung eine nennenswerte Rolle spielen. Dasselbe gilt in noch höherem Maße für alle von *Alfred Wegener* angeführten Antriebskräfte (Polflucht, Gezeitenreibung, Polhöhen-schwankungen, Corioliskräfte, hypothetische Strömungen). A. Wegener schrieb schon im Jahre 1912 (*Petermann's geogr. Mitt.*) über die Kontinentalverschiebung und hielt begeisterte Vorträge, die in seinem Buche mit den Auflagen (1915, 1920, 1922, 1929) niedergelegt sind. Die Idee der Kontinentalverschiebung war nicht neu, aber er versuchte, sie erstmalig, gegen viele Gegner, konsequent zu beweisen. Seine Untersuchungen geologischen, paläontologischen und geophysikalischen Inhalts konnten kaum widerlegt werden. Für Techniker und an mechanischen Problemen interessierte Physiker war es einfach zu zeigen, daß die oben in Klammer stehenden mechanischen Erklärungen um einige Größenordnungen zu klein sind. Obwohl A. Wegener diese nicht dogmatisch, sondern als Erklärungsversuche darstellte, wurden diese vernichtend kritisiert. Das war ein bedeutender Grund dafür, daß die Kontinentalverschiebungstheorie mehr als drei Jahrzehnte nach dem Tode A. Wegeners (Grönland-Expedition Winter 1930/31) unbeachtet blieb. Dann erfolgte die großartige Wiedergeburt der Kontinentalverschiebung, die zur Plattentektonik (Kontinente driften mit den größeren Lithosphärenplatten) erweitert wurde und die Geodäsie kann in wenigen Jahren eine unwiderlegbare Antwort über alle Größen dieser Verschiebungen geben.

Ebenso bedeutungsvoll für die Plattentektonik waren die parallel laufenden Arbeiten über die Unterströmungstheorie, die besonders von den beiden Österreichern *A. Ampferer* (1906) und *R. Schwinner* (1920) sowie von *A. Holmes* (1931, 1944) durchgeführt wurden.

Es sei noch bemerkt, daß die in vorliegender Arbeit durchgeführten Aufgaben aus der Strömungstheorie ganz anders behandelt werden könnten. Ausgehend von den *Navier-Stokes'schen* Gleichungen könnten unter Beachtung der Eigenschaften der schleichenden Strömungen die Ableitungen erfolgen. Damit würden einige stillschweigend gemachte Annahmen, die nicht völlig zutreffen (z. B. Spitze des Druckdiagrammes in Fig. 10 (Einströmvorgang)), überflüssig sein, jedoch es würde damit die nach der elementaren Strömungstheorie durchgeführte Darstellung mit vielen nicht einfachen Begriffen überlagert werden, ohne daß man damit den eigentlich gesuchten rheologischen Vorgängen näherkommen könnte. Wie erwähnt wurde, könnte es sich um Kriechen bei hohen Temperaturen handeln. Ob für diese Vorgänge einige den obigen Überlegungen ähnliche Beziehungen bestehen, kann vielleicht später beantwortet werden.

An dieser Stelle möchte ich unseren am 26. 3. 1983 verstorbenen, überaus verehrten, großen Gelehrten der Mechanik *Prof. Dr. Gerhard Heinrich* gedenken. Oft konnte ich mit ihm über dieses Thema diskutieren. Ein für mich unvergeßlich schönes Ereignis. Großen Dank schulde ich ihm dafür.

Literatur

[1] *F. H. Busse*: Patterns of convection in spherical shells. *J. Fluid Mech.* (1975) vol. 72, part 1, pp. 67–85

[2] *Die Dynamik der Erde: Spektrum der Wissenschaft* 1987. Verlagsges.m b. H. & Co. Heidelberg

[3] *F. Ebert*: Strömung nicht-Newton'scher Medien 1980. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden

- [4] *W. Fritsch u. J. Loeschke*: Plattentektonik 1986, Wiss. Buchges. Darmstadt. Erträge d. Forschung, Bd. 236
- [5] *H. Gebrande*: Ein Beitr. zur Theorie therm. Konvektionen im Erdmantel u. seismische Methoden. Diss. Ludwig-Max-Univ. München 1975
- [6] *G. Gogonenkon u. K. Putzinger*: Informationsfortschritte in der Seismik durch Anw. digitaler Signalbearbeitungsverf. Z. f. angew. Geologie, Bd. 19 (1973), Heft 7
- [7] *K. R. Koch*: Kontinentalverschiebung und Erdschwerefeld. Z. f. V. 1973, Nr. 1
- [8] *R. Lauterbacher*: Physik der Erdkruste 1977. Verl. Ferdinand Enke, Stuttgart
- [9] *R. S. Lenk*: Rheologie der Kunststoffe 1971. Carl Hanser Verl. München
- [10] *W. Nowacki*: Theorie des Kriechens 1965, Verl. Fr. Deuticke, Wien
- [11] *Ozeane und Kontinente: Spektrum der Wissenschaft* 1985. Verlagsges.m.b.H. & Co. Heidelberg
- [12] *M. Reiner*: Rheologie, 1959, Hanser M.
- [13] *A. E. Scheidegger*:
- a) Principles of Geodynamics, 1982, Verl. B. Springer
 - b) Rheology of Soil and Rock. Geolog. Appl. e Idrogeolog. (Bari) 8, 29–37, 1973
 - c) und *E. Brückl*: The Rheology of Spacially Continuous Mass Creep in Rock. Rock Mechanics 4, 237–250, 1972
 - d) The Rheology of the Tectonosphere. Proc. 24th Internat. Geolog. Congress Montreal 3, 79–83, 1972
 - e) Rheology of the Tectonosphere in the short time range. Annali di Geofisica, 24, no. 3, 311–324, 1971
 - f) Drei Arbeiten aus Annal. Geofis (Roma) 1970, 23, 27–43; 1970, 23, 325–346; 1971, 24, 312–324
- [14] *Schlechtweg*: Bewegungsgleichung in einem viskosen Medium mit nicht konstantem η . Ann. d. Physik 1929 (5), 2.
- [15] *H. Siedentopf*:
- a) Sonnengranulation und zellulare Konvektion. Vierteljahressch. d. astr. Ges. 76 (1941)
 - b) Zellenförmige Strömungen im Labor und in der Natur, Naturwiss. Rundschau, 1. Jahrg. 1948
- [16] *H. Sigloch*: Technische Fluidmechanik, 1980, VDJ-Verl. GmbH. Verlag des Vereins Deutscher Ingenieure, Düsseldorf
- [17] *H. Umstätter*: Strukturmechanik 1948, Verl. Theodor Steinköppf
- [18] *J. Weertmann*: The creep strength of the Earth's mantle. Rev. Geophys. Space Phys. 8, 145–168, 1970

Manuskript eingelangt im Oktober 1988.