

Werk

Jahr: 1924

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:1

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0001

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0001

LOG Id: LOG_0076

LOG Titel: Berichte und Referate

LOG Typ: section

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Die Frequenz der Punkte hängt von dem Verlauf der Funktion F ab, welche mit den polaren Koordinaten r , α und η verbunden ist. Da η in der Funktion F nur zusammen mit r vorkommt, so ist das Gewicht der Elements f zwischen zwei konzentrischen Kreisen eine Funktion von η allein. Darum hat man bei dem Zählen der Punkte innerhalb einer gegebenen geschlossenen Kurve den Punkten ein verschiedenes Gewicht, je nach der Koordinate und nach der Nummer des Kreises, zuzuordnen. In dem Spezialfalle einer unendlichen Ausdehnung der Massen längs der η -Achse ist f überall konstant und die Berücksichtigung des Einflusses der unterirdischen Massen wird durch ein einfaches Zählen der Punkte innerhalb einer Kontur von einem beliebigen Schnitte mit der $\xi\eta$ -Ebene erzielt.

Berlin, August 1925.

Berichte und Referate.

Über die Möglichkeit des Auftretens von Gashydraten in höheren Schichten der Atmosphäre.

Von G. Tammann und G. J. R. Krige*). — (Mit einer Abbildung.)

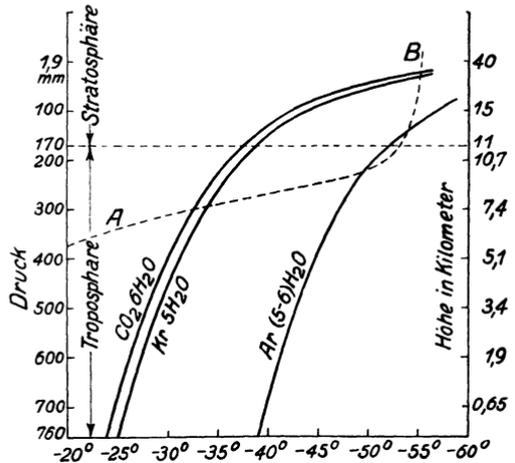
Wenn die Drucktemperaturkurve der Erdatmosphäre bekannt ist, und außerdem die Dissoziationskurven der Gashydrate, dann kann die Höhe in der Atmosphäre angegeben werden, in der die Bildung eines Gashydrats eintreten könnte.

Die Bildung eines Gashydrats wird möglich in Höhen, deren pt -Werte auf dem Flächenstück zwischen der pt -Kurve der Atmosphäre und der Dissoziationskurve des betreffenden Gashydrats liegen.

In der Figur sind für verschiedene Höhen der Erdatmosphäre die zugehörigen Drucke und die ihnen entsprechenden Temperaturen durch die gestrichelte Kurve AB angegeben**). Die Dissoziationskurven der Gashydrate von Ar, Kr und CO_2 sind ebenfalls eingetragen.

Wenn beispielsweise die Atmosphäre nur aus CO_2 und Wasserdampf bestände, so würden in Höhen von 7 bis 30 km sich Wolken aus Kohlenäurehydrat bilden können.

In der folgenden Tabelle sind für die Gase CO_2 , Ar und Kr ihre Partialdrücke an der Erdoberfläche sowie die in einer Höhe von 11 km an der Grenze von Tropo-



*) Aus: „Die Gleichgewichtsdrucke von Gashydraten“. Zeitschr. f. anorgan. u. allgem. Chem. 146, 179 (1925).

***) Wegener: Thermodynamik der Atmosphäre 1911, S. 41, 130.

und Stratosphäre angegeben. An dieser Grenze beträgt die Temperatur -53° und der Druck 170 mm. In der letzten Spalte sind aus den Dreiphasenkurven die Dissoziationsdrucke der betreffenden Gashydrate für diese Temperatur angegeben.

Gas	Partialdruck an der Erdoberfläche mm	Partialdruck des Gases in einer Höhe von 11 km (Temp. -53°) mm	Dissoziationsdruck für das Gashydrat bei -53° mm
CO ₂	0.23	0.05	36.5
Ar	7.12	1.59	150.2
Kr	0.01	0.002	35.5

Man sieht, daß in der Höhe von 11 km der Partialdruck des CO₂ nur $\frac{1}{730}$ von dem Dissoziationsdruck des CO₂-Hydrats bei -53° beträgt, und für Ar nur $\frac{1}{100}$ von dem Dissoziationsdruck des Argonhydrats. Beim Krypton liegen die Verhältnisse noch ungünstiger als bei der Kohlensäure. An der Grenze der Tropo- und Stratosphäre ist demnach für die Gase CO₂, Ar und Kr eine Hydratbildung unmöglich.

Wenn oberhalb der Stratosphäre mit sinkendem Drucke auch die Temperatur tiefer sinkt, so wäre die Möglichkeit der Bildung der betreffenden Gashydrate gegeben. Doch ist es sehr fraglich, ob, wenn auch die Bedingungen der Entstehung erfüllt sind, die Bildung auch wirklich eintritt, denn in einer sehr verdünnten Mischung von CO₂ und Wasserdampf wäre die spontane Bildung eines Kristallisationszentrums des entsprechenden Hydrats ein sehr unwahrscheinliches Ereignis, auch wenn die thermodynamischen Stabilitätsbedingungen für das betreffende Hydrat erfüllt sind.

Göttingen, Physikalisch-chemisches Institut der Universität.

Nölke, Fr.: Geotektonische Hypothesen. Eine kritische Zusammenstellung. (Nr. 2 der Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgeg. von C. Mainka.) Berlin, Gebr. Borntraeger, 1924. 128 S.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, durch eingehende kritische Beleuchtung der verschiedenen Hypothesen, welche bezüglich der Herausbildung des Erdantlitzes ausgearbeitet worden sind, eine Klärung dieses geophysikalisch und geologisch so wichtigen und anziehenden Problems herbeizuführen. Ein jeder solcher ernste Versuch kann nur mit Dank begrüßt werden, denn namentlich auf dem in Frage stehenden Gebiet bedürfen die Hypothesen einer eindringenden Beleuchtung, um einen nicht gar zu unsicheren Boden für weitere Schlüsse zu haben.

Den Ausgangspunkt für die Kritik bilden 10 Abschnitte eines ersten Teils über die Beobachtungstatsachen und die aus ihnen gezogenen theoretischen Folgerungen. Hier finden wir u. a. kurze Betrachtungen über das Erdinnere, die Verteilung der Höhen und Tiefen auf der Erdoberfläche, das Prinzip der Isostasie, die Orogenese und Epirogenese, die Polwanderungen, die Eiszeiten sowie über die Entstehung unseres Planetensystems. Es sei hervorgehoben, daß der Standpunkt eingenommen wird, daß bei dem jetzigen Zustand unserer Erde nur unbedeutende Polschwankungen möglich sind, und daß für die Entwicklung unseres Sonnensystems die Meteoritenhypothese abgelehnt und die Nebularhypothese als allein in Frage kommend betrachtet wird, und zwar in der Form, „daß die Planeten von Anfang an als selbständige Massen neben der Sonne existierten, daß der Urnebel unseres Systems also, wie zahlreiche im Weltraum anzutreffende unregelmäßige Nebel, der Symmetrie entbehrte“.

Im zweiten Teil finden dann zunächst die außer der Kontraktionshypothese aufgestellten geotektonischen Hypothesen die beabsichtigte kritische Besprechung, und zwar neben anderen namentlich die bisher vor allem beachteten Lehren von Reyer (Gleitfaltungshypothese), von Reade (thermische Hypothese), von Ampferer und Schwinner

(Unterströmungshypothese), von W. Penck (plutonische Hypothese) und von Wegener (Kontinentalverschiebungshypothese). Wie besonders die letztgenannte Hypothese im ganzen und im einzelnen völlig abgewiesen wird, so führt auch in den übrigen Fällen die Betrachtung immer nur zur Ablehnung. Obwohl nun der Verfasser selbstverständlich eine solche Negierung stets des näheren begründet und offensichtlich von sich aus mit Erfolg immer eine klare Stellungnahme erstrebt, so hätte man aber wohl wünschen mögen, daß auch die verwertbaren Momente, welche in diesen Gedankengängen (und auch in den Wegenerschen) doch zweifellos enthalten sind, hier und da mehr hervorgehoben wären.

Ganz auf dem Boden der Kontraktionshypothese stehend, unternimmt es der Verfasser sodann, dieselbe so auszugestalten, daß sich alle bisherigen Beobachtungstatsachen zwanglos ihr einordnen lassen. Bei der Unsicherheit mancher der hierzu benötigten Grundlagen und auf die Erde anzuwendenden Schlussfolgerungen konnten indessen die Ausführungen naturgemäß nicht so präzise gefaßt werden, daß sie in allem zu überzeugen vermöchten. Die eingehenden, gedankenvollen Darlegungen nehmen ihren Ausgang von dem durch Emden aufgehellten Kontraktionsvorgang bei Gaskugeln und fassen die Schrumpfung der Erde wesentlich als Folge intratellurischer Vorgänge thermodynamischen Charakters auf, mit denen nur geringe oder gar keine Wärmeabgabe verbunden ist. Es wird dabei mit der Möglichkeit gerechnet, daß der Eisenkern der Erde in seinem Inneren Teil noch jetzt Gascharakter habe.

Die Erklärung der tektonischen Vorgänge auf unserem Planeten von dem so gewonnenen Boden aus und eine kurze vergleichende Betrachtung der Entwicklung des Mondes und der Erde bilden zur Hauptsache den Abschluß des inhaltreichen Buches.

E. Tams.

Nikiforov, P.: L'anomalie de la gravité dans la région de Kursk. Bull. Inst. Math. de l'Académie des Sciences de Russie. Petrograd 1922.

Der Verfasser gibt in dieser Arbeit einen Bericht über seine Schweremessungen mit der Eötvösschen Drehwage, die im September 1921 bei Śığıry (Gouv. Kursk) vorgenommen wurden, um auch von dieser Seite her einen Beitrag zur Klärung der magnetischen Anomalie im Kursker Gebiet zu liefern.

Im größeren Teile der Abhandlung wird auf die Arbeitsweise und Theorie der Drehwage ausführlich eingegangen. Das benutzte Instrument ist analog dem von Hecker (1910) gebauten Modell, abgesehen von einigen technischen Änderungen. Für die Auswertung der Messungen werden nicht nur die registrierten Ruhelagen der Gehänge benutzt, sondern man bestimmt die Ruhestellungen auch aus den jeweiligen Umkehrpunkten der Gehängeschwingungen, wozu eine laufende Registrierung der Gehängewegung stattfindet. Die angeführte Konstantenbestimmung schließt sich noch dem von Eötvös gegebenen Verfahren an. Ferner sind die bekannten geophysikalischen Deutungen der zweiten Differentialquotienten des Anziehungspotentials übersichtlich zusammengestellt. Neu sind die entwickelten Terrainkorrektionsformeln. Sie eignen sich in dieser Gestalt jedoch nur für sehr ebene Gelände.

Im letzten Abschnitt gibt der Verfasser die Ergebnisse seiner Messungen. Wegen technischer Schwierigkeiten und ungünstiger Witterung konnten in 26 Tagen nur 15 Stationen gemessen werden. Diese liegen hauptsächlich auf einer Geraden, die senkrecht zur magnetischen Anomalie verläuft, d. h. von Osten nach Westen. Die Gradienten ergeben deutlich eine beträchtliche Schwereanomalie, die parallel mit der magnetischen geht. Die eingehende Diskussion erlaubt noch das ungefähre Profil des eingelagerten schwereren Gesteins anzugeben.

Zu erwähnen ist noch, daß beim Bestimmen der Schwerkraftdifferenz mittels Pendels und der Drehwage eine recht gute Übereinstimmung erzielt wurde.

Dr O. Meisser.

Nakano, Hiroshi: On Rayleigh Wave. Japanese Journal of Astronomy and Geophysics, Vol. III, Nr. 5. Tokio 1925. — (Mit einer Abbildung.)

Diese Arbeit, eine der wichtigsten der theoretischen Seismik, kann als Fortführung von Lambs „On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid*“) betrachtet werden. Nakano geht über Lamb hinaus, indem er den Herd der Störung nicht mehr in die Oberfläche des, wie bei Lamb von einer Ebene ($y = 0$) begrenzten, unendlich ausgedehnten isotropen Mediums legt, sondern in die Tiefe $y = f$.

Die Bezeichnungsweise ist (mit einer einzigen Ausnahme: N und T statt H und Y) von Lamb übernommen. Es bedeuten:

- x die Fortpflanzungsrichtung längs der Oberfläche,
- y die senkrechte Koordinate, positiv nach unten;
- u, v die Amplituden parallel zu x und y ;
- u_0, v_0 die entsprechenden Werte an der Oberfläche ($y = 0$);
- λ, μ die Laméschen Elastizitätskonstanten;
- ρ die Dichte des Mediums;
- p gibt an, wieviel Perioden in der Zeit 2π enthalten sind, also das 2π fache der Frequenz;
- ξ , wieviel Wellenlängen auf die Strecke 2π fallen, so daß

$e^{i(p t \pm \xi x)}$ der einfachste Ausdruck einer fortschreitenden Sinuswelle ist;

$V_1 = \frac{1}{a} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$, $V_2 = \frac{1}{b} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ und $V_3 = \frac{1}{c}$ sind die Geschwindigkeiten longitudinaler, transversaler und Rayleighwellen;

$h = p a$, $k = p b$ und $K = p c$ haben dieselbe Dimension und physikalische Bedeutung wie ξ .

p_{xx} , p_{xy} und p_{yy} sind die Druckkomponenten.

Der Herd wird als unendlich lange Gerade durch den Punkt ($x = 0$, $y = f$) angenommen, senkrecht zu x und y . Es werden also nur Lambs „zweidimensionale“ Probleme weiter ausgeführt.

Das Kapitel „Elementary Solutions“ führt in die Lambsche Betrachtungsweise ein und ist zum größten Teil eine fast wörtliche Wiederholung Lambs. Trotzdem sei hier darauf eingegangen, da es für das Verständnis der Hauptuntersuchung wesentlich ist.

Durch die Beziehungen

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

werden Potentialfunktionen eingeführt, derart, daß $\Psi = 0$ eine longitudinale, $\Phi = 0$ eine transversale Welle darstellt, wie aus den Wellengleichungen

$$(\Delta^2 + h^2)\Phi = 0, \quad (\Delta^2 + k^2)\Psi = 0$$

ersichtlich ist.

$$\Phi = A e^{-\alpha y} e^{i(p t \pm \xi x)}, \quad \Psi = B e^{-\beta y} e^{i(p t \pm \xi x)}$$

stellt eine Oberflächenwelle dar, wenn

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\xi^2 - h^2} \text{ für } \xi > h, & \beta &= \sqrt{\xi^2 - k^2} \text{ für } \xi > k \\ &= i \sqrt{h^2 - \xi^2} \text{ „ } \xi < h & &= i \sqrt{k^2 - \xi^2} \text{ „ } \xi < k \end{aligned}$$

Eine freie Oberflächenwelle (Rayleighwelle) wird erhalten, indem man eine Lösung der Wellengleichung sucht, die an der Oberfläche die Bedingung $p_{xy} = 0$, $p_{yy} = 0$ erfüllt. Man erhält

$$\begin{cases} \Phi = (2K^2 - k^2) \cdot C \cdot e^{-\alpha_1 y} e^{+iKx}, & \Psi = \pm 2iK\alpha_1 \cdot C \cdot e^{-\beta_1 y} e^{+iKx} \\ \left\{ \begin{aligned} u_0 &= -iK(2K^2 - k^2 - 2\alpha_1\beta_1) C e^{i(p t - Kx)} \\ v_0 &= k^2 \alpha_1 C e^{i(p t - Kx)}. \end{aligned} \right. \end{cases}$$

*) Phil. Trans. Roy. Soc. London 203, 1-42 (1904).

Hierbei ist C ein Amplitudenfaktor. $\pm K$ ist gegeben als reelle Wurzel von

$$f(F/\xi) = (2\xi^2 - k^2)^2 - 4\xi^2 \alpha \beta.$$

α_1, β_1 sind die Werte von α, β für $\xi = \pm K$. Die Geschwindigkeit der freien Oberflächenwelle ist also eine ganz bestimmte, $V_s = \frac{p}{K}$. Die einzelnen Massenteilchen schwingen elliptisch. Nach Lamb ist $\frac{1}{V_s} = 1.087664 \cdot \frac{1}{V_3}$ für $\lambda = \mu$.

Verfasser leitet die Reflexionsgesetze für longitudinale und transversale Wellen ab, indem er die durch diese Wellen erzeugten Druckkomponenten $[p_{xy}]_0$ und $[p_{yy}]_0$ an der Oberfläche bestimmt und, um eine freie Oberfläche zu erhalten, diejenige Bewegung zur gegebenen addiert, die die vorgegebenen Drucke $[p_{xy}]_0$ und $[p_{yy}]_0$ zum Verschwinden bringt. Es zeigt sich, daß in beiden Fällen eine longitudinale und eine transversale Welle reflektiert wird, und daß für bestimmte Einfallswinkel der erzeugten Transversalwelle an Stelle der longitudinalen reflektierten Welle eine Oberflächenwelle entsteht, die aber nicht, wie die Rayleighwelle, für sich bestehen kann.

Zu allen Lösungen der Wellengleichung kann eine freie Oberflächenwelle addiert werden.

Das Kapitel „Preliminary Analysis“ bringt verschiedene Darstellungen des Integrals

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\alpha y + i\xi x}}{\alpha} d\xi = 2 \int_0^{\infty} e^{i h \sqrt{x^2 + y^2} \cos h \varphi} d\varphi = \frac{\pi}{i} H_{2,0}(hr),$$

welches in den nächsten Kapiteln Anwendung findet. Hierbei ist $H_{2,0}$ die Haukelsche Funktion 2. Art und 0. Ordnung, deren Realteil bekanntlich die Besselsche Funktion 0. Ordnung ist. $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist die Herdentfernung.

Es folgen zwei parallel gebaute Kapitel.

„Waves due to a Compressional Origin“ und

„Waves due to a Distorsional Origin“.

Es genügt, das eine derselben, z. B. das erste, genauer zu betrachten.

$$\Phi = e^{ipt} H_{2,0}(hr) = \frac{2i}{\pi} \int_0^{\infty} e^{i(pt - hr \cos h \varphi)} d\varphi, \quad \Psi = 0$$

stellt eine longitudinale Welle dar, bei der die einzelnen Massenteilchen sinusförmig schwingen, deren räumliches Aussehen durch die Besselsche Funktion 0. Ordnung dargestellt wird, also eine mit Zunahme der Herdentfernung abklingende Bewegung*). Da die Bewegung eine unendlich lange Dauer hat, kann nicht von Einsätzen, sondern nur von Phasenverzögerungen (phase retardations) die Rede sein.

Für die freie Oberfläche erhält man die Amplituden

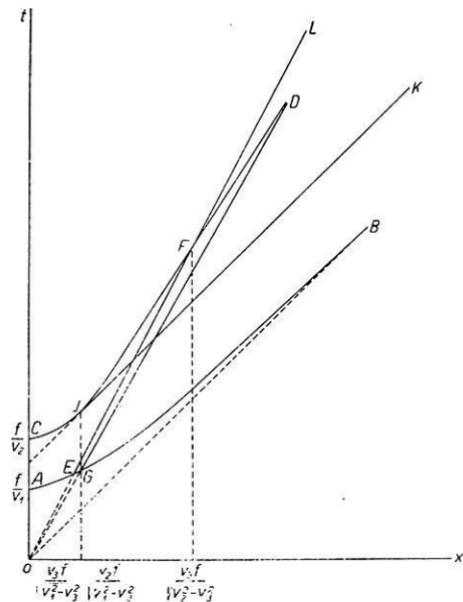
$$u_0 = \frac{4k^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta \xi}{F(\xi)} e^{-\alpha f + i\xi x} d\xi, \quad v_0 = -\frac{2ik^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\xi^2 - k}{F(\xi)} e^{-\alpha f + i\xi x} d\xi.$$

*) Siehe z. B. Jahnke-Emde. Funktionentafeln.

Durch Integration über einen geeigneten komplexen Integrationsweg [Integration über einen Sattel*)] gelingt folgende Darstellung:

$$\begin{aligned}
 u_0 &= u_1 + u_r + u_3, & v_0 &= v_1 + v_r + v_3, \\
 \left. \begin{aligned} u_1 &= U_1(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - h r)} \\ v_1 &= V_1(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - h r)} \end{aligned} \right\} \\
 \left. \begin{aligned} u_3 &= 0 \\ v_3 &= 0 \end{aligned} \right\} & \text{für } x < \frac{h f}{\sqrt{k^2 - h^2}} = \frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_3 &= U_3(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - k x)} \\ v_3 &= V_3(\zeta, h, k) \cdot e^{i(p t - k x)} \end{aligned} \right\} & \text{für } x > \frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_r &= 0 \\ v_r &= 0 \end{aligned} \right\} & \text{für } x < \frac{h f}{\sqrt{K^2 - h^2}} = \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}} \\
 \left. \begin{aligned} u_r &= 8 i k^2 \frac{\beta_1 K}{F'(K)} e^{-\alpha_1 f} e^{i(p t - K x)} \\ v_r &= -4 k^2 \frac{2 K^2 - k^2}{F'(K)} e^{-\alpha_1 f} e^{i(p t - K x)} \end{aligned} \right\} & \text{für } x > \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}
 \end{aligned}$$

ζ ist die bei der Integration an die Stelle von ξ gesetzte komplexe Variable ($\zeta = \xi + i \eta$). Die Form der Amplitudenfaktoren U_1, V_1, U_3, V_3 wird vom Verfasser bestimmt und wurde in diesem Referat zwecks kürzerer Darstellung durch obige Symbole ersetzt.



gleichzeitig mit der Rayleighwelle und einen anderen, in dem sie gleichzeitig mit der Transversalwelle eintritt. In diesen Punkten beginnt das wirkliche Auftreten der Wellen (u_r, v_r) und (u_3, v_3). Am besten zeigt dies die Laufzeitkurve (siehe unten).

(u_r, v_r) ist eine Rayleighwelle. Die Welle (u_1, v_1) hat eine Phasenverzögerung, die der Laufzeit einer vom Herd ausgehenden direkten Longitudinalwelle entspricht. Die Phasenverzögerung von (u_r, v_r) entspricht der Laufzeit einer vom Epizentrum ausgehenden Rayleighwelle und die Phasenverzögerung von (u_3, v_3) der Laufzeit einer vom Epizentrum ausgehenden, die Oberfläche entlang laufenden Transversalwelle. (u_r, v_r) und (u_3, v_3) treten erst in den Entfernungen $\frac{V_2 f}{\sqrt{V_1^2 - V_2^2}}$

und $\frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}$ auf. Die Punkte des

ersten Auftretens findet man nach folgender Regel: Man lasse gleichzeitig eine longitudinale Welle vom Herd und eine (nur gedachte) Rayleigh- bzw. Transversalwelle vom Epizentrum der Oberfläche entlang ausgehen. Da die Geschwindigkeit der Longitudinalwelle am größten ist, gibt es stets einen Punkt, in dem sie

*) Siehe z. B. Courant-Hilbert: Methoden d. math. Phys. 1, 435.

Geht vom Herd keine ständige Sinusschwingung, sondern eine unregelmäßige Bewegung, z. B. ein einmaliger Stoß, aus, so tritt an die Stelle des Zeitfaktors $e^{i p t}$ das Fouriersche Integral

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \Re \int_0^{\infty} d p e^{i p t} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) e^{-i p v} d v.$$

Die Integration geschieht auf einem anderen Wege. Man erhält als wesentlichstes, daß sich die Rayleighwelle zur Zeit $t = t_0 + c x$ [$t_0 =$ Herdzeit] durch starkes Anwachsen der Bodenbewegung zeigt. Mit zunehmender Epizentralentfernung herrscht sie immer mehr vor, da ihre Amplitude langsamer abnimmt als die der direkten Welle. Auch hier tritt sie erst auf, wenn $x > \frac{V_3 f}{\sqrt{V_1^2 - V_3^2}}$.

Eine Bewegung, die der Welle ($u_3 v_3$) entspricht, tritt nicht auf. Während also die Rayleighwelle, einmal erregt, selbständig längs der Oberfläche weiter läuft, tritt die Welle ($u_3 v_3$) nur bei ständig wiederholter Erregung auf, ihre Energie wird im Innern des Mediums zerstreut.

Die Ergebnisse des Kapitels „Waves due to a Distorsional Origin“ erhält man dadurch, daß man in obigem überall die Begriffe „longitudinal“ und „transversal“ vertauscht. Die Rayleighwelle wird ein zweites Mal angeregt, gerade in dem Punkte, in dem die von der longitudinalen Welle erregte Rayleighwelle mit der direkten Transversalwelle zusammentrifft. Eine neue Welle entsteht also nicht, nur eine Verstärkung der ersten.

Die Laufzeitkurve aus dem letzten Kapitel „Concluding Remarks“ wird dies noch mehr verdeutlichen. HB und CD sind die erregenden longitudinalen und transversalen Wellen. Die erregten Rayleighwellen sind EL und FL . JK und GD sind Wellen, die sich mit transversaler bzw. longitudinaler Geschwindigkeit längs der Oberfläche fortpflanzen, erregt von der longitudinalen bzw. transversalen Welle.

Zu bedauern sind die vielen Druckfehler, meist vertauschte Vorzeichen und Indizes, die das Lesen der Arbeit oft sehr erschweren. Einen Teil derselben [auch das Zurückfallen in die Lambsche Bezeichnungsweise, Formel (95)] wird der Leser selbst leicht berichtigen. Einem Abdruck dieser Arbeit [Contributions from the Central Met. Observ. of Japan I, Nr. 1, Tokio (1925)] ist ein leider nicht ganz vollständiges Druckfehlerverzeichnis beigegeben. — Zwischen u, v und u_0, v_0 ist nicht immer scharf unterschieden, jedoch läßt der Text kaum Zweifel aufkommen.

Hervorzuheben ist, daß außer einigen Kenntnissen über elastische Schwingungen, partielle Differentialgleichungen, Besselsche Funktionen und Funktionentheorie nichts vorausgesetzt wird. Nicht einmal die Kenntnis der Lambschen Arbeit ist nötig.

Der Zusammenhang mit dem Seismogramm fehlt bei dieser rein theoretischen Arbeit vollständig. Ein zusammenfassender Bericht über den Stand der Rayleighwellenforschung ist für eins der nächsten Hefte dieser Zeitschrift in Aussicht genommen.

Karl Jung.

Zur Frage nach der Konstanz der Solarkonstante.

Referat von W. Milch.

Bekanntlich ist das Wesen der Solarkonstantenbestimmung neben der Messung der innerhalb der Atmosphäre wirksamen Strahlungsintensitäten die Extrapolation auf die Strahlung an der Grenze der Atmosphäre. Dabei ergeben sich zwei Hauptschwierigkeiten: Einmal die Veränderung der Energieverteilung im Sonnenspektrum bei verschiedenen durchlaufenen Luftmassen und als Folge davon der wechselnde Extinktions-

koeffizient der reinen Luft und zweitens die Veränderung des Trübungsstates der Atmosphäre. Nach Linke kann man die Extinktionsformel schreiben :

$$\log J_m = \log J_0 + m \cdot T \cdot \log q_m.$$

Hierbei ist J_m die Strahlungsintensität nach dem Durchlaufen der Schichtdicke m , q_m der Transmissionskoeffizient für reine trockene Luft in Abhängigkeit von der Schichtdicke, und T der Trübungs faktor. Man sieht aus der Gleichung, daß $\log J_m = f(m)$ eine Gerade darstellt, da q_m Funktion von m ist. Geradlinige Extrapolation ist also unzulässig und würde zu kleine Solarkonstanten ergeben. Dieser Schwierigkeit begegnen Abbot und Fowle, von denen wir die exaktesten Bestimmungen der Solarkonstante haben, dadurch, daß sie mit Hilfe eines Spektrobographen die Intensität der Sonnenstrahlung in 40 Spektralbändern messen; für jedes solches Spektralband, das sie als hinreichend monochromatisch ansehen, um q darin konstant setzen zu können, extrapolieren sie linear und finden durch Addition der so gewonnenen Solarkonstanten der einzelnen Bänder die Gesamtsolarkonstante. Die Umgehung der ersten erwähnten Extrapolationsschwierigkeit scheint damit hinreichend gelungen zu sein. Anders der Versuch, der zweiten Schwierigkeit Herr zu werden: Der wechselnden Absorption und der Extinktion an größeren Teilchen der Atmosphäre. Wie die Linkesche Extinktionsformel zeigt, kann der Trübungs faktor einen beliebigen Wert haben, ohne daß dadurch die Extrapolation erschwert wird, falls nur T konstant bleibt. Das ist nun erfahrungsgemäß nicht der Fall. Abbot sucht der Variation der Durchlässigkeit dadurch Rechnung zu tragen, daß er an der Solarkonstante eine Wasserdampfkorrektur abhängig von dem Gesamtwassergehalt der durchlaufenen Atmosphäre anbringt. Selbst wenn diese empirische Korrektur richtig ist, ist damit doch noch nicht jede Trübungsursache erschöpft, denn es fehlt noch die Wirkung der größeren Teilchen in der Atmosphäre. Auch diese versucht Abbot wieder empirisch zu berücksichtigen mit Hilfe der pyrometrisch gemessenen Himmels helligkeit in Sonnennähe, die gerade von dem zuletzt genannten Trübungsbestandteil abhängt. Ganz ist diese Korrektur offenbar nicht gelungen. Die abgeleiteten Werte der Solarkonstante zeigen nämlich nach eingehenden Untersuchungen von Marvin³⁾ starke Zusammenhänge mit dem Extinktionskoeffizienten (in der

Linkeschen Fassung ist der Marvin'sche Extinktionskoeffizient gleichbedeutend mit $-\frac{\log q_m}{\log e} \cdot T$) und außerdem mit dem Wassergehalt der Atmosphäre. Beides dürfte

natürlich, wenn es richtig eliminiert wäre, nicht mehr mit der Solarkonstante zusammenhängen. Die von Marvin hierbei berechneten Korrelationskoeffizienten beweisen, daß die Extrapolation der Solarkonstante die zweite erwähnte Schwierigkeit noch nicht ganz überwunden hat. Allerdings ist zu bedenken, daß es sich hierbei um Fehler von 5 bis 10 pro Mille der Solarkonstante handelt. Immerhin ist die Feststellung von Marvin wertvoll, da sie die von Abbot der wechselnden Sonnentätigkeit zugeschriebenen kurzperiodischen Schwankungen der Solarkonstante wenigstens zum Teil, wenn nicht ganz auf Extrapolationsfehler zurückführt. Damit stimmt überein der von Marvin gezeigte fortlaufende Rückgang der prozentualen Schwankung der Solarkonstante im Laufe der Jahre 1906 bis 1922; Marvin erklärt ihn einfach, außer durch Verbesserung der Meßmethoden, in erster Linie durch Verbesserung der Extrapolation. Sehr auffallend ist in der Darstellung von Marvin das plötzliche Ansteigen des Fehlers der Solarkonstante im Jahre der Katmaitrübung, ein offener Effekt fehlerhafter Extrapolation, verursacht durch Änderung des Trübungsstates der Atmosphäre. Hierher gehört noch der Einfluß des jährlichen Ganges der Trübung der Atmosphäre auf einen jährlichen Gang der Solarkonstante, den Marvin durch harmonische Analyse feststellt. Dabei zeigt sich, daß die Verwendung des Spektrobographen eine Verbesserung der Meßmethode darstellt, indem die bographisch bestimmten Werte der Solarkonstante im Gegensatz zu den gleichzeitig rein pyrheliometrisch bestimmten fast keinen jährlichen Gang zeigen.

Als letztes Mittel, um sich von instrumentellen und atmosphärischen Einflüssen frei zu machen, hat Abbot Messungen an zwei unabhängigen weit voneinander entfernten Stationen anstellen lassen. Auch diese Parallelmessungen prüft Marvin. Er benutzt sie, um aus den Fehlern jeder einzelnen Meßreihe und aus den Fehlern der Differenz der beiden, die auf reelle Schwankung der Sonnentätigkeit zurückgehenden Variationen der Solarkonstante, die in beiden Reihen gleichmäßig auftreten, in der Differenz sich also herausheben müssen, von den atmosphärischen und instrumentellen Fehlern jeder Reihe zu trennen. Er findet dabei 0,5 bis 1,3 Proz. Instrumental- und Extrapolationsfehler bei gleichzeitiger Schwankung der Sonnentätigkeit um 0,15 bis 0,55 Proz. Unter diesen Umständen müssen die unter der Fehlergrenze der Bestimmungsmethode liegenden Schwankungen der Sonnentätigkeit von Tag zu Tag, wie sie Abbot vertritt, als durchaus unsicher abgelehnt werden.

Die gleichen Parallelmessungen unterzieht Kimball⁴⁾ einer Untersuchung auf Korrelation der Solarkonstantenbestimmung beider Stationen und findet an Stelle der starken Korrelation, die durch tatsächliche Schwankungen der Sonnentätigkeit hervorgerufen werden müßte, für drei Zeitintervalle getrennt, einmal eine kleine, sonst eine unbedeutende Korrelation; im weiteren Verlauf seiner Untersuchungen schließt er, daß von den Schwankungen der Solarkonstante von Tag zu Tag nicht mehr als höchstens 0,003 g cal (d. h. 0,15 Proz.) auf Änderung der Sonnentätigkeit zurückgeführt werden können. Auch er lehnt dann die Schwankungen der Sonnentätigkeit als innerhalb der Fehlergrenzen der Bestimmung liegend ab.

Damit kommen Marvin und auch Kimball auf Grund eingehender Untersuchungen des Materials nach allen möglichen Methoden zu demselben Schlusse, den schon Linke²⁾ früher aus einer kritischen Überlegung betreffend die Genauigkeit der Meß- und Extrapolationsmethode gezogen hat. Auch die Größenordnung der Fehler, wie sie Linke angibt, wird durch die eingehenden Untersuchungen von Marvin an Hand des Beobachtungsmaterials bestätigt. Linke wendet sich in einer der erwähnten Arbeiten¹⁾ auch gegen die Heranziehung der Solarkonstantenschwankungen zur Wetterprognose und erklärt die von H. Clayton angenommene Wirkung der Solarkonstantenschwankungen auf die Witterung, umgekehrt als Einfluß der Witterung auf die Extrapolation und die dadurch hervorgerufenen Fehler der Solarkonstanten. Linke weist überhaupt als Erster auf den Einfluß des im Laufe des Tages variierenden Trübungs-faktors auf Extrapolationsfehler hin und charakterisiert damit klar die Hauptfehlerquelle der Solarkonstantenbestimmung. Neu an den Veröffentlichungen von Marvin und Kimball sind also nicht die angegebenen Gründe für die auftretenden Fehler der Solarkonstante, sondern nur die, allerdings sehr eingehende, kritische Verarbeitung des vorliegenden Solarkonstantenmaterials.

Zusammenfassend können wir auch nach den neuesten Arbeiten mit Linke sagen²⁾: „Vorläufig hindert jedenfalls nichts die »Solarkonstante« wirklich als konstant anzusehen“. Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß bei den erwähnten Untersuchungen abgesehen ist von dem gesetzmäßig bekannten Einfluß der wechselnden Entfernung Erde-Sonne im Laufe des Jahres auf die Solarkonstante, und daß auch langperiodische, säkulare Schwankungen der Solarkonstante davon nicht betroffen werden.

Literatur.

¹⁾ F. Linke: Die angeblichen Schwankungen der Solarkonstanten. Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 74.

²⁾ Derselbe: Über angebliche Schwankungen der Solarkonstanten. Astron. Nachr. 221, Nr. 5291.

³⁾ C. F. Marvin: On the question of day-to-day fluctuations in the derived values of the Solar Konstant. Monthly Weather Review 1925, S. 285.

⁴⁾ H. H. Kimball. Smithsonian Solar Konstant values. Ebenda, S. 203.