

Werk

Jahr: 1928

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:4

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0004

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0004

LOG Id: LOG_0018

LOG Titel: Mächtighkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen

LOG Typ: article

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

3) Über die rechnerische Berücksichtigung der Gegenpolarisation für den auch hier behandelten Fall eines unendlichen Kreiszyinders vgl. V. Volterra: *Sulle apparenze elettrochimiche. Atti della R. Accademia delle Scienze* **18**, 147—168 (1882). Weitere Literaturangaben finden sich bei J. Stark: Stromverzweigung an Zwischenkörpern. *Ann. d. Phys. u. Chem.* **66**, 246 (1898).

4) Vgl. z. B. J. Stefan: Über die magnetische Schirmwirkung des Eisens. *Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. in Wien* **85**, II. Abt., S. 613—642 (1882). H. du Bois: Über magnetische Schirmwirkung. *Wied. Ann.* **63**, 348—353 (1897), u. **65**, 1 (1898). Vgl. ferner Drude: *Ann.* **2**, 78 (1900).

5) Dies gilt auch für den früher behandelten Fall der Kugel. Die dort angegebenen Indikationen und daraus hergeleiteten Tiefen sind in diesem Falle noch mit dem Faktor 2 zu multiplizieren. Die Wirkung des fehlenden Leiterteils war in dieser Arbeit nicht richtig gedeutet. Vgl. J. Koenigsberger: Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde. *Gerlands Beiträge* **18**, 120 (1927).

6) Hierauf hat zum ersten Male G. Kirchhoff hingewiesen in einer Arbeit: Über stationäre elektrische Strömung in gekrümmten Flächen. *Monatsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. zu Berlin*, Juli 1875.

7) Vgl. E. Heine: *Handbuch der Kugelfunktionen* **1**, 49, 2. Aufl., Berlin 1878, und besonders J. Haubner: Über das logarithmische Potential einer nicht isolierten elliptischen Platte. *Sitzungsber. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. in Wien* **87**, II. Abt., S. 412—421 (1883).

8) Haubner: l. c., Anm. 7.

9) Derselbe: Ebenda.

10) W. Heine: Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. *Zeitschr. f. Geophys.*, 3. Jahrg., S. 293—307 (1927).

11) Vgl. S. 298 f. der Arbeit von Heine: l. c., Anm. 10.

Berlin, den 8. Februar 1928.

Mächtigkeitsbestimmung von Deckschichten über Spalten durch Radioaktivitätsmessungen.

Von J. Koenigsberger. — (Mit einer Abbildung.)

Die Luftionisation durch die Strahlungen der Radiumemanation ist bekanntlich über tektonischen Spalten größer als anderwärts. Aus der Gestalt der Kurve, welche die Abhängigkeit der Ionisation vom Ort wiedergibt, läßt sich die Mächtigkeit der eine solche Spalte bedeckenden Schicht (Humusdecke, Alluvium, Diluvium usw.) ermitteln, wofür eine vereinfachte Theorie entwickelt und deren Anwendung an einigen Beispielen erläutert wird.

§ 1. Über Radioaktivitätsmessung als geophysikalische Aufschlußmethode hat in dieser Zeitschrift kürzlich Ferdinand Müller¹⁾ berichtet. Hier soll erörtert werden, inwieweit diese Methode zur ungefähren Bestimmung der Tiefe der Emanationsquelle dienen kann. Wenn die radioaktiven Substanzen in einer Gangspalte angereichert sind*), so wird von dieser Spalte aus das

*) Manchmal ist auch nur durch eine Verwerfung der Emanation der Weg aus der Tiefe erleichtert, ohne daß besonders stark radioaktive Absätze in die Spalte gelangten.

Radium als Salz in die Bergfeuchtigkeit der umgebenden Gesteine, in das Wasser der Gesteinsporen, diffundieren und sich derart ausbreiten. Dasselbe gilt für die Radiumemanation, die dabei auch in die wasserfreien Poren verdampft, also sowohl in Wasser wie in Luft diffundiert und rascher als die festen Salze des Radiums und seine Derivate wandert. Allerdings ist die Diffusion in Wasser viel langsamer als in Luft. Daher ist in Gesteinen, die ganz mit Wasser vollgesogen sind, die Konzentration der allmählich zerfallenden Emanation geringer als in trockenem. Außerdem versagt dann das Verfahren der Aufsaugung der Luft aus der Bohrung. Ähnliches gilt für die noch viel kurzlebigeren Thoriumemanation. — Liegt die Gangspalte in Gesteinen mit kleinerer Porosität, die von solchen mit größerer Porosität überdeckt sind, so wird die Diffusion hauptsächlich in letzteren vor sich gehen. Durchsetzt z. B. eine emanationsreiche Gangspalte dichte Schiefer oder Kalke, die von Alluvium oder Diluvium überdeckt sind, bis zu ihrer Grenzfläche, so kann man zunächst die dichteren, die Spalte einschließenden Gesteine als undurchlässig, verglichen mit dem Alluvium, betrachten.

§ 2. Zur mathematischen Behandlung des Problems machen wir folgende Annahme: Es gilt die bekannte Differentialgleichung der stationären Diffusion (Strömung) $\Delta c = 0$, die hier, wenn der Vorgang zunächst auf relativ große Erstreckung in einer Richtung als gleichartig vorausgesetzt wird, auf die Ebene bezogen werden kann. Also ist

$$\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

Man hat als Strömungsquelle eine unendlich ausgedehnte Linie. Dies bedeutet eine logarithmische Konzentrationsabhängigkeit. Die variable Konzentration c ist daher $c = c_2 - c_1 \ln \varrho$, wo $\varrho^2 = x^2 + y^2$ ist und von der Strömungsquelle aus gemessen wird.

Die Quermächtigkeit der Spalte sei klein verglichen mit der Dicke h der überlagernden Alluviumschicht ($< 0.1 h$), ihre Längsausdehnung groß verglichen mit h ($> 10 h$). In der Richtung senkrecht zu dieser Ebene, also in der Längserstreckung des Ganges, findet überall derselbe Vorgang statt. Der Gang wird also in der Ebene angenähert als in die Tiefe sich erstreckende Linie aufgefaßt werden können. Man kann dann einen Punkt A , das Ausgehende der Spalte, als Diffusionsquelle annehmen, und zwar (Fig. 1) in $z = h$. Das Gestein unter dem Alluvium wird, verglichen mit letzterem, als undurchlässig für die Diffusion

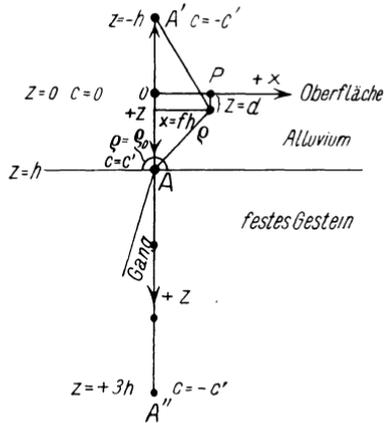


Fig. 1.

der Emanation angenommen. Der Gang gibt Emanation usw. ab nur entlang der Grenzlinie mit dem Alluvium, in der Zeichenebene nur in dem Punkte A . Für A wird angenommen, daß die Emanation dauernd ungefähr die gleiche Konzentration besitzt, die aber etwas kleiner sein wird als die primäre Radioaktivität des Ganges zu der betreffenden Zeit.

Grenzbedingung 1: In $z = 0$ an der Erdoberfläche sei die Konzentration der Emanation usw. $(c)_{z=0} = 0$ oder $= c_0$ und durch Konvektion (Wind usw.) auf der ganzen Oberfläche dort gleichmäßig*).

Grenzbedingung 2: In $z = +h$ liegt die Grenzebene des als undurchlässig angenommenen, den Gang umgebenden Gesteins. Die Strömungslinien müssen also parallel, die Äquipotentialflächen senkrecht dazu liegen.

In A , das als kleiner Kreis mit Radius ϱ_0 gedacht ist, sei $(c) = c'$. Es liegt dann eine Aufgabe der Potentialtheorie vor, die man mit der Methode der Bilder von William Thomson lösen kann. Man genügt der ersten Grenzbedingung durch Bilder entgegengesetzten, der zweiten durch Bilder gleichen Zeichens wie A . Man hat also zuerst in A mit $z = -h$ die Konzentration $c = -c'$ anzunehmen. Das bedeutet, daß zunächst die Konzentration in der Erde durch die eine Hälfte der Äquipotentialflächen eines linearen (oder eines engzylindrischen) Dipols gegeben ist. Diese Bedingungen erfordern also ein Bild A' mit $c = -c'$ für $Z = -h$; weiter ein Bild A'' mit $c = -c'$ für $Z = +3h$; ein Bild A''' für $c = +c'$ in $z = -3h$; ein Bild $A^{(4)}$ mit $c = +c'$ in $z = +5h$ und $-c'$ für $z = -5h$ usw.; unendlich viele Bilder, deren Wirkung aber auf das reale Stück Alluvium (zwischen $z = 0$ und $z = h$) mit zunehmendem Abstand abnimmt. Es ist also

$$c = c_1 \ln \frac{\varrho_2 \varrho_3 \varrho_6 \dots}{\varrho_1 \varrho_4 \varrho_5 \dots} \dots \dots \dots (2)$$

wo die ϱ_n die Abstände des Aufpunktes P von den A, A', A'', A''' usw. sind.

*) Es kann aber auch ein veränderliches c_0 (z. B. $c_0 = c'_0 + c''_0 z$) sich über die Spaltenwirkung superponieren. Die normale Wirkung könnte also linear oder vielleicht auch asymptotisch nach der Tiefe zunehmen. Sie ist aber senkrecht zu z konstant und darf daher stets abgezogen werden. Anhaltspunkte, ob c_0 konstant ist oder linear oder asymptotisch mit z zunimmt, sind durch Versuche noch nicht gegeben. — Dies c_0 schwankt jedenfalls nahe der Oberfläche infolge der Änderung vom Barometerstand, Wind, Bestrahlung usw. stärker als die Werte in größerer Tiefe. Es liegt ein ähnliches Verhalten vor wie bei der geothermischen Tiefenstufe, über die sich nahe der Oberfläche die Tages- und Jahresschwankungen merklich superponieren.

Bisweilen ist die oberste Schicht dichter und verzögert die Diffusion. Es könnte dann analog wie bei der Wärmeleitung an der Grenzoberfläche ein Konzentrationsprung auftreten, $c_0 - t(c)_l = \frac{h}{k} \frac{\partial c}{\partial z}$, worin $t(c)_l$ die Konzentration in Luft, c_0 in der Erde an der Oberfläche ist, h die äußere, k die innere Diffusionskonstante. Vorläufig ist aber die Notwendigkeit letzterer Annahme noch nicht festgestellt. — Manchmal liegt tiefer unten wenig durchlässiges Grundwasser. Dann müßte der Wechsel von k in der Rechnung noch berücksichtigt werden.

Die Formel (2) kann für den vorliegenden Zweck folgendermaßen angewandt werden: Bezeichnet man für den Dipol AA' , das den Polabstand $2h$ hat, die Abstände vom Aufpunkt mit ϱ_1 und ϱ_2 ; so ist die Wirkung $c = c_1 \ln \frac{\varrho_2}{\varrho_1}$.

Es sei $Z = d < h$ die Tiefe des Punktes, an dem die Konzentration gemessen wird, somit $\varrho_1 = h - d$ und $\varrho_2 = h + d$ und $c = c_1 [\ln(1 + d/h) - \ln(1 - d/h)]$. Das nächstfolgende Dipolpaar ist $A''A'''$ mit $\varrho_3 = 3h - d$ und $\varrho_4 = 3h + d$ und hat bei umgekehrter Pollage den Abstand $6h$, also den dreifachen wie AA' . Das nächste Dipolpaar $A^{(4)}A^{(6)}$ hat den fünffachen Abstand von AA' und wieder die ursprüngliche (positive) Pollage wie AA' usw.

Es ist für $x = fh$ der Abstand

$$\varrho_{2n+1} = f^2 h^2 + [(2n+1)h - d]^2$$

und

$$\varrho_{2n} = f^2 h^2 + [(2n+1)h + d]^2$$

und

$$\begin{aligned} \ln \varrho_{2n} / \varrho_{2n+1} &= \ln \left(1 - \frac{2d(2n+1)}{[f^2 + (2n+1)^2]h} + \frac{d^2}{[f^2 + (2n+1)^2]h^2} \right) \\ &\quad - \ln \left(1 + \frac{2d(2n+1)}{[f^2 + (2n+1)^2]h} + \frac{d^2}{[f^2 + (2n+1)^2]h^2} \right). \end{aligned}$$

Hier ist f eine beliebige positive, n eine ganze positive Zahl und $d < h$. Daher ist

$$\begin{aligned} c &= c_1 \ln \frac{\varrho_2 \varrho_3 \varrho_6 \dots}{\varrho_1 \varrho_4 \varrho_5 \dots} = c \frac{2d}{h} \left\{ \left(\frac{1}{f^2+1} - \frac{3}{f^2+9} + \frac{5}{f^2+25} - \frac{7}{f^2+49} + \dots \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{d}{2h} \left(\frac{1}{f^2+1} - \frac{1}{f^2+9} + \frac{1}{f^2+25} + \dots \right) + \frac{d^2}{3h^2} \left(\frac{1}{(f^2+1)^3} - \frac{3^3}{(f^2+9)^3} + \dots \right) \right\}. \end{aligned}$$

Man braucht für die in Betracht kommenden Tiefen oft nur den ersten Klammerausdruck zu berücksichtigen. Dann ergibt sich z. B. für $f = 0$, $x = 0$ der

Wert $c_m = c_1 \frac{2d}{h} \frac{\pi}{4}$. Dieser wird $= 1$ gesetzt. Dann wird für $x = 1h$ der

Wert von $c_{1h} = 0.403$; für $x = 2h$ ist $c_{2h} = 0.0876$; für $x = 3h$ ist $c_{3h} = 0.0215$.

So ist die Konzentration für jeden beliebigen Abstand x von dem Projektionspunkt des Quellpunktes auf der Erdoberfläche, an dem das Konzentrationsmaximum liegt, und für jede Tiefe d zu berechnen.

Die Formel zeigt, daß für Tiefen der Schürfb Bohrungen bis $0.1h$ die Konzentrationsdifferenz bis auf wenige Prozent proportional der Bohrtiefe sein sollte*). Die Messungen werden also um so genauer, je größer die Tiefe. Aus praktischen Gründen, damit der stationäre Zustand bald erreicht ist, wird der Durchmesser der Schürfb Bohrungen klein gewählt. Sperrt man den Raum zwischen

*) Hierbei ist die Konzentration c_0 an oder nahe (20 bis 50 cm) der Oberfläche der Erde abzuziehen [siehe S. 78, Anm. *)].

1.5 und 2 m ab, erhält man die doppelte Konzentration von der zwischen 0.70 und 1 m. Tiefe und Durchmesser sollten bei den Messungen konstant sein oder ihre Änderung ebenso berücksichtigt werden wie der Gang des Luftdrucks.

Für die sehr brauchbare Methode von Bogoiavlensky, der die durchdringende Strahlung der Derivate der Radiumemanation mißt, sollte wegen der relativ kleinen Durchdringungsfähigkeit dieser Strahlen dasselbe gelten*). Bei der Anwendung der Ionisationsmessung nach Elster und Geitel durch Ambronn-Lorensen erhält man angenähert den Mittelwert der Konzentration zwischen 0 und 1 m (bzw. mehr oder weniger, je nach der Bohrtiefe), ebenso bei der Anordnung des Verfassers, und zwar in beiden Fällen in relativ durchlässigem Gestein (Alluvium). Ist das Gestein an der Erdoberfläche dagegen nicht porös, so wird es je nach dem Durchmesser der Bohrung lange dauern, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. Die Formel ergibt weiter folgendes: Der Halbwert H des maximalen c_m liegt bei $x_1 = 0.76$, der Viertelwert V bei $x_2 = 1.34$, der Zehntelwert Z bei $x_3 = 1.90$. Es ist

$$x_1 - x_0 = d_m = 0.76; \quad x_2 - x_1 = d_h = 0.58; \quad x_3 - x_2 = d_r = 0.56.$$

Zur Bestimmung von h wird d_h oder d_r verwandt, wenn es genügend genau bekannt ist und sein Absolutwert nicht zu groß ist ($= 50$ m). d_h und d_r hängen von einer endlichen Breite der Quelle (Quellpunkt statt Linie in der Zeichenebene) viel weniger ab als d_m . Wenn z. B. $d_h = 20$ m ist, so ist maximal $h = 35$ m. Dieser Wert gibt den Maximalwert um so genauer, je kleiner der absolute Wert in m und je trockener das Gestein ist. Der wirkliche Wert ist, wie erwähnt, wegen der teilweisen Durchlässigkeit des den Gang oder die Verwerfung umgebenden Gesteins meist erheblich kleiner (bis $\frac{1}{5}$ des berechneten Wertes).

§ 3. Die einfachen Annahmen, die zu der Formel führen, bedürfen aber noch zweier Ergänzungen:

Im Gange selbst kann auch merkliche Diffusion stattfinden, z. B. in einer von lockerem Material ausgefüllten Verwerfungsspalte. Ein Quarzgang dagegen

*) Die Konzentration von Emanation und γ -Strahlung kann an der Oberfläche durch künstliche oder natürliche Verdichtung des Bodens, z. B. Straßen [siehe E. Link und R. Schober, Gas- und Wasserfach **69**, Heft 12, S. 228 (vom 20. III. 1926)], erhöht werden, was stets zu beachten ist. Die Stärke der γ -Strahlung muß von der Atmung des porösen Bodens bei wachsendem Barometerstand geradeso abhängig sein wie die bei den anderen Verfahren gemessene Konzentration der Emanation. Nur direkt über festen eigenradioaktiven Gesteinen ist die Methode von Bogoiavlensky unabhängig davon, und da viel rascher auszuführen und geeigneter als die beiden anderen Verfahren nach Elster und Geitel. Wenn man die Eigenradioaktivität des Gesteins und seiner Beimengungen mißt, so kommt die Diffusion nach Erreichen des stationären Zustandes nicht in Frage, und daher ist die Bohrungstiefe (von etwa 1 m ab) gleichgültig. Die Anordnung des Verfassers erfordert weniger Apparatur als die Anordnung von Ambronn-Lorensen und die Messung damit ist sicherer als letztere, wenn die Gesteine kompakt und dabei bohrbar sind (Lehm, Salz, Alluvium usw.), auch dann, wenn sie stark wassergefüllt sind. — Wenn jedoch Wasser rasch das Bohrloch füllt und nicht weggedrückt werden kann, müßten neue Verfahren ausgearbeitet werden.

wird für die Emanation und für die Radiumderivate wenig durchlässig sein. — Wesentlich für den Konzentrationsverlauf an der Oberfläche ist vor allem aber die Größe der Durchlässigkeit des Gesteins zu beiden Seiten des Ganges oder der Verwerfung. Selten wird das Gestein ganz undurchlässig sein. Bei Schiefen tritt anisotrope Durchlässigkeit auf. — Es diffundiert daher die Emanation auch unterhalb des Ausgehenden, also unter den Alluvialschichten, in dem vom Gange durchsetzten Gestein nach allen Seiten. Die Durchlässigkeit des Nachbargesteins bedingt eine scheinbare starke Verbreiterung der in der Projektion zunächst linear gedachten Quellspalte und des Punktes *A*, und damit in den Schürfb Bohrungen eine verlangsamte Abnahme der Konzentrationskurve vom Maximum weg. Die Theorie dieses Vorganges, unter Berücksichtigung der Diffusion des Nebengesteins des Ganges, hat erst Bedeutung, wenn man eine Vorstellung von der Größe der Diffusionskonstanten*) in der Natur besitzt und damit den Zerfall berücksichtigen könnte. Wenn das den Gang umgebende Gestein ebenso durchlässig wäre wie die überlagernde Schicht, würde der Viertelwert schätzungsweise etwa auf der fünffachen Strecke erreicht werden oder die aus dem Abstand Halb- zu Viertelwert zu berechnende Tiefe ein Fünftel derjenigen sein, die für undurchlässiges Nebengestein gilt. Je nach dem Einfallen des Ganges und der Anisotropie der Diffusionskoeffizienten des umgebenden Gesteins (Schieferung und Einfallen des Gesteins) wird die Kurve außerdem unsymmetrisch. Letzteres weist also auf teilweise Durchlässigkeit des umgebenden festen Gesteins hin. Man weiß dann sicher, daß die Tiefe des Ausgehenden des Ganges kleiner ist als die nach der obigen Tabelle berechnete Maximaltiefe. Strömendes Grundwasser wird die Wirkungen erheblich verringern und das Maximum verschieben.

Häufig haben Verwerfung oder Gang Verzweigungen; diese geben sekundäre Maxima. Sind diese sekundären Streifen erhöhter Radioaktivität breiter, wenn auch schwächer als der Hauptstreifen, so bedeutet das, daß die sekundäre Spalte in dem teilweise durchlässigen Gestein tiefer als an der Grenzfläche gegen das Alluvium endet. Das der Spalte benachbarte Gestein ist oft von der Spalte aus radioaktiv durchtränkt worden.

Der Gang kann natürlich kein mathematischer Punkt sein, denn in diesem Falle müßte die Konzentration unendlich sein, er ist vielmehr in der Projektion als kleiner Kreis aufzufassen. — Man kann aus der hier abgeleiteten Formel (2), wenn *h* bestimmt und das maximale c_m an der Oberfläche in engster Schürfb Bohrung gemessen wird, das endliche c' der Emanation im Gange von endlicher Breite berechnen. Hierbei ist stationärer Zustand und gleichmäßige Diffusionskonstante vorausgesetzt. Dagegen ist die Diffusionskonstante selbst aus Konzentrationsmessungen im stationären Zustand nicht zu erhalten.

*) Wenn einmal der Gang der Zerstreung in einem gut abgeschlossenen Bohrloch von genau bekannten Dimensionen, das zuerst gelüftet, dann abgeschlossen wird, an einem Tage mit wenig schwankendem Barometerstand zeitlich verfolgt wird, wird man sich ein Urteil über die Größenordnung der Diffusionskonstante bilden können.

Ist die Konzentration c_m unter dem Maximum $x = 0$ in der Tiefe d bestimmt, und hat der Gang die Breite $2\rho_0$, so ist in erster Näherung die Konzentration an der Oberfläche des Ganges

$$c' = c_m \frac{2h}{\pi d} \ln \frac{2h}{\rho_0} \cdot 0.64.$$

Falls das Radium primär aus Uran entsteht, wird seine Menge im Laufe der Jahrtausende sich nicht merklich ändern. Nur wenn im Gange Radium und kein Uran abgesetzt wäre, müßte in geologisch kurzen Zeiten eine Verarmung durch Zerfall eintreten. Ist die Tiefe größer als 50 m, oder ist das Alluvialgestein ganz wasserdurchtränkt, so ist eine weitere Korrektur zu beachten. Ist nämlich die Diffusionszeit groß, so nimmt wegen der begrenzten Lebensdauer der Emanation (3.8 Tage Halbwertszeit) die Konzentration rascher ab als berechnet. Die Tiefe erscheint dann zu klein. Dieser Fall scheint aber selten zu sein. — Bei großen Mächtigkeiten des Alluviums könnte die Diffusionszeit schon für den kürzesten Weg, den zum Maximum, etwa von der Größenordnung der Halbwertszeit sein. Das bedingt vom Maximumweg nach beiden Seiten einen rascheren Abfall der Konzentration, als der Theorie entspricht. Die Tiefe wird danach etwas zu klein gefunden, und zwar hängt das von der Diffusionskonstante ab. Diese wird um so größer, d. h. die Diffusion geht um so rascher vor sich, je trockner das Gestein ist. Demnach sind zwei noch nicht bekannte Größen, die Diffusionskonstante des Nebengesteins und die des überlagernden Alluviums von Einfluß; die Tiefenbestimmung nach der hier entwickelten Formel wird daher nur größenordnungsmäßig richtig sein können. Doch ist auch dies schon bei manchen Beobachtungen willkommen.

Dasselbe Problem wie für die Radiumemanation, aber vereinfacht infolge Wegfalls der Halbwertszeit, liegt vor, wenn andere Gase und Dämpfe, z. B. Kohlensäure, Kohlenwasserstoffe von einem Quellpunkt oder einer Spalte aus diffundieren. Diese Erscheinungen sind messend bisher kaum untersucht worden, obgleich das für CO_2 und CH_4 mit den heutigen analytischen und physikalischen Hilfsmitteln nicht schwer durchführbar ist und die gasförmigen Kohlenwasserstoffe für die Auffindung von Öl nützliche Anzeichen geben können.

§ 4. Ferd. Müller gibt einige Messungen an Orten, an denen das geologische Profil gut bekannt ist, wodurch die ersten Anwendungsmöglichkeiten für eine Theorie gegeben sind. Bei Kahla (Fig. 2, l. c.) zeigen die beiden Kurven sofort, daß nur ganz geringe Bedeckung in Frage kommt. Die Kurve links gibt, wenn 30 der Ordinate als Null genommen wird, und, was hier allein möglich ist, x_m und x_h zugrunde gelegt werden, als scheinbare Maximaltiefe 3 bis 5 m, die hier auch wegen des kleinen Diffusionsweges die richtige Maximaltiefe ist. Die wirkliche Tiefe ist aber, wie oben ausgeführt, wegen der Durchlässigkeit der beiderseits der Spalte anstehenden Gesteine kleiner. Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Ferd. Müller liegen etwa 0.5 m Humus und Ackerkrume und etwa 1.5 m Verwitterungsdecke über den festen anstehen-

den Gesteinen (und demnach auch über der ungestörten, nicht aufgearbeiteten Spaltenablagerung). — An beiden Kurven bemerkt man Seitenmaxima, die auf sekundäre Parallelverwerfungen oder Verzweigungen an der Hauptverwerfung deuten. Außerdem zeigt der Hauptstreifen der einen Kurve (rechts) eine schwache Asymmetrie. Das s_m -Gestein wäre danach etwas durchlässiger als das s_0 -Gestein.

Die Fig. 3 (l. c.) zeigt außer dem Hauptmaximum eine Anzahl sekundärer Maxima, die auf Nebenspalten zurückzuführen sind. Die Asymmetrie ist deutlich; der linke Teil der Kurve ist breiter als der rechte. Danach sollte man annehmen, falls beiderseits der Spalte dasselbe Gestein ansteht, daß dies ein Schiefer ist, der nach rechts einfällt; denn dann ist dieser Schiefer nach oben links durchlässiger, weil physikalische Strömungsvorgänge im allgemeinen, also auch die Diffusion, in der Richtung der Schieferung leichter vor sich gehen als senkrecht dazu. — Da also das den Gang umgebende Gestein jedenfalls etwas durchlässig ist, muß die nach der einfachen Theorie berechnete Maximaltiefe des Ganges größer sein als die wirkliche Tiefe. Außerdem besitzt der Gang eine endliche Breite. Letztere wird sich in einer anderen Gestalt der Kurve, d. h. in einem erheblich anderen Verhältnis $d_m : d_h : d_r$ als dem theoretisch berechneten kundgeben. Es ist auf der rechten Kurvenseite $x_m : x_h$ etwa 2 : 1, während der theoretische Wert 1.3 : 1, also kleiner ist. Das ist meist der Fall und weist zum kleineren Teile auf Durchlässigkeit des den Gang seitlich umgebenden Gesteins und zum größeren Teil auf Durchtränkung des Nachbargesteins der Spalte mit radioaktiven Substanzen, die Emanation abgeben, oder auch auf breite Gangspalten. Zwischen letzteren Möglichkeiten kann man vorläufig nicht entscheiden. Die Maximaltiefe, die sich aus x_h (rechts) zu etwa 5 m ergibt, ist also sicher erheblich zu groß. Tatsächlich war die Überdeckung im Längsverlauf der Spalte 1.5 bis 3 m. In Fig. 4 (l. c.) scheint die Asymmetrie darauf zu deuten, daß das Gestein rechts (nach rechts fallender? devonischer Schiefer) nach oben weniger durchlässig ist als links. Es sind auch Nebenspalten da. Aus der Kurve für die diluviale Hauptspalte berechnet sich die maximale Tiefe aus x_h zu etwa 7 bis 8 m, aus x_v zu etwa 4 bis 5 m. Der spätere Gehängeschutt, der die Spalte verdeckt, ist bis etwa 5 m mächtig, was also größenordnungsmäßig mit dem berechneten Maximalwert stimmt.

Literatur.

1) Ferdinand Müller, Zeitschr. f. Geophys. 3, 330 (1927). Auch bezüglich der Literatur sei auf diese Abhandlung verwiesen.

Math.-Physik. Institut d. Universität Freiburg i. B., Februar 1928.