

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 29

1963

Heft 6



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

LORCH, S.: Messung des Wassergehaltes in Böden mit der Neutronen-sonde	261
THRASHER, J. E., and SCHEIDEGGER, A. E.: On the Connection Between Stress and Dis- placements in Faulted Regions	309
Buchbesprechungen	315

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer Pressegesetz: Verlag PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haß. Ges.: Rudolf Liebig, Arnulf Liebig und Hildegund Müller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Gertrud Liebig, beide Würzburg.

Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1963

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 29

1963



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.
Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch von Teilen, nicht gestattet.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München
Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1963

AUTORENVERZEICHNIS

Baumgartner, A.	146	Groten, E.	57, 169	Seitz, K.	149
Bhattacharya, J.	101	Helbig, K.	83, 148	Soffel, H.	21
Bose, S. K.	215	Israel, H.	51	Scheidegger, A. E.	307
Burkard, O.	123	Keppler, E.	315	Schmitt, O.	129
Das Gupta, S. C.	101	Kohl, H.	316	Schuch, M.	175
Dohr	145	Lange-Hesse, G.	35	Schult, A.	1
Ertel, H.	45	Lorch, S.	261	Schwentek, H.	145, 316
Fabian, P.	315	Öcal, N.	227	Stiller, S.	51
Fehlhaber, L.	65	Plaumann, S.	233	Teupser, Ch.	115
Friedemann, H.	81, 173	Rosenbach, O.	129	Thrasher, J. E.	307
Giese, P.	197	Rülke, O.	147, 148	Ullmann, W.	115

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

H. Ertel: Polygonale Koordination von Seezuß und Wasserstand. 45

E. Groten: Berechnung des Einflusses der Meereszeiten auf die Registrierung der Erdzeiten in Neunkirchen/Siegerland. 57

J. Bhattacharya and S. C. Das Gupta: On leaking modes coupled with shear waves. 101

K. Seitz: Altersbestimmung nach der RaD-Methode mit gasförmigen Bleiverbindungen. 149

E. Groten: Untersuchung der zeitlichen Variation des Gravimeterfaktors. 169

S. K. Bose: A Wave Theory for the Generation of Love, G and S_a Waves. 215

J. E. Thrasher and A. E. Scheidegger: On the Connection Between Stress and Displacements in Faulted Regions. 307

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

A. Schult: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. 1

H. Soffel: Untersuchungen an einigen ferrimagnetischen Oxyd- und Sulfid-Mineralien mit der Methode der Bitter-schen Streifen. 21

L. Fehlhaber: Einfluß außerirdischer Korpuskularströme auf das Magnetfeld der Erde. 65

K. Helbig: Some Integrals of Magnetic Anomalies and Their Relation to the

Parameters of the Disturbing Body. 83.
Berichtigung hierzu 148

M. Schuch: Beobachtungen von Eigenpotentialen an Torflagerstätten mit verschiedenartigen Elektroden. 175

III. Physik der Atmosphäre

G. Lange-Hesse: Jahreszeitliche Einflüsse auf die Rückstrahlung ultrakurzer Wellen an Polarlichtern in Mitteleuropa. 35

H. Israel u. S. Stiller: Climatological aspects of the natural radioactivity. 51

O. Burkard: Ionosphärenbeobachtungen zur Sonnenfinsternis am 15. Febr. 1961. 123

IV. Angewandte Geophysik

P. Giese: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischesbrück-Eschenlohe. 197

N. Öcal: Aufbau der Erdkruste in Anatolien. 227

S. Plaumann: Kontinuierliche Schwere-messungen im Roten Meer mit einem Askania-See-gravimeter vom Typ Gss 2 nach GRAF. 233

S. Lorch: Messung des Wassergehaltes in Böden mit der Neutronensonde. 261

V. Instrumentelles

H. Friedemann: Von neuen Erfindungen. Anordnung zur Voranzeige bei seismischen Messungen auf See. 81

Ch. Teupser u. W. Ullmann: Ein neuer

Vertikalseismograph mit galvanometrischer Registrierung. 115

O. Rosenbach u. *O. Schmitt*: Programmsteuerung der Empfindlichkeit seismischer Meßapparaturen. 129

H. Friedemann: Von neuen Erfindungen: Ring für seismische Seemessungen. 173

VI. Sonstiges

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschen Universitäten und Hochschulen. 97

Mitteilung vom Herausgeber. 196

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 257

VII. Buchbesprechungen

D. Opitz: Reflexionsseismische Methoden zur Ermittlung der mittleren Geschwindigkeiten elastischer Wellen im Untergrund ohne Berücksichtigung der Strahlenbrechung. (Dohr) 145

G. Schenk: Die Erde, unser Planet im Weltall. (H. Schwentek) 145

J. Wustelt: Die Temperaturschwankungen in der Klimareihe von Jena und ihre

Beziehungen zur Witterungskunde und zur Klimageschichte Europas. (O. Baumgartner) 146

H. Guyod u. *J. A. Pranglin*: Tafeln zur Bestimmung des wahren spez. Widerstandes aus Bohrloch-Widerstandsmessungen. (O. Rülke) 147

H. Guyod, Elektrisches Analogon zur Widerstandsmessung in Bohrungen. (O. Rülke) 147

H. Guyod: Die Bestimmungen des wahren spez. Widerstandes aus elektrischen Bohrlochdiagrammen (O. Rülke) 148

K. Grasnick: Ergebnisse der Ozonmessungen in Potsdam während des IGJ und der IGC 1957—1959. (P. Fabian) 315

H. Graewe: Atomphysik. (H. Schwentek) 315

W. Höhne: Verfahren zur Herstellung trägheitsarmer Thermolemente und Widerstandsthermometer. (E. Keppler) 315

K. H. Schmelovsky: Untersuchungen über die äußere Ionosphäre und deren regelmäßige Variationen. (H. Kohl) 316

Messung des Wassergehaltes in Böden mit der Neutronensonde¹⁾

von S. LORCH, Hannover²⁾

Eingegangen am 1. April 1963

Zusammenfassung: An Hand der Ergebnisse experimenteller und theoretischer Untersuchungen an der Neutronensonde wird gezeigt, daß die Form der Eichkurven im wesentlichen von der Art der Anordnung Quelle—Detektor abhängt.

Summary: Based on results of experimental and theoretical investigations it is shown that the calibration curve of a neutron probe depends essentially on the configuration between neutron source and detector.

1. Einleitung

1.1 Problemstellung

Durch den Einsatz der Neutronensonde ist es erstmalig möglich, eine Wassergehaltsbestimmung in Böden gleichzeitig in situ, in zeitlicher Abhängigkeit und bis in große Tiefen durchzuführen.

Ein Boden besteht bekanntlich aus dem Feststoffanteil und dem mit Wasser und Luft gefüllten Porenraum. Wenn es gelingt, diese drei Bestandteile quantitativ zu erfassen, dann hat man z. B. für die Beurteilung eines Bodens auf seine Eignung als Baugrund bereits wesentliche Unterlagen gewonnen. Da sich mit der Neutronensonde die Menge und die Sickereschwindigkeit des in einen Boden eingedrungenen Regenwassers, deren Kenntnis zur Klärung der Wasserhaushaltsfrage für Bodenkundler, Hydrologen usw. von großer Bedeutung ist, ohne Schwierigkeiten bestimmen läßt, hat man im Zusammenhang mit einem geeigneten Bewegungsmechanismus ein Gerät vorliegen, das mit dem sog. mechanischen Lysimeter vergleichbar ist. Der Einsatz eines Neutronenlysimeters dürfte von Bedeutung sein: Es läßt sich nämlich eine den Boden durchdringende Wassermenge praktisch bis in beliebige Tiefen verfolgen,

¹⁾ Doktorarbeit, eingereicht an der Bergakademie Clausthal.

²⁾ Dipl.-Geophys. SIEGFRIED LORCH, Hannover, Wiesenstr. 1, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung.

wobei das natürliche Gefüge des Bodens nur unwesentlich zerstört wird. Auf Grund der physikalischen Tatbestände sind differenzierte Angaben möglich, die man in diesem Umfang und mit dieser Schnelligkeit nur mit dem Gamma-Lysimeter [1a] gewinnen kann.

Als Beispiel für die praktische Anwendungsmöglichkeit der Neutronensonde mögen einige Wassergehalts- und Dichtemessungen dienen, die vom Verfasser im Zusammenhang mit einem an der Nordseeküste stattgefundenen Deichrutsch durchgeführt wurden. Hier war es anlässlich der bestehenden Gefahr erforderlich, in kurzer Zeit Wassergehalts- und Dichteangaben bis in Tiefen von 6 bis 10 m zu erhalten, um ein schnelles Erkennen der Ursache, die zur Rutschung führte, zu ermöglichen. Dies war durch den Einsatz der Neutronen- und Gamma-Gamma-Sonde [8, 10] möglich.

Die erhaltenen Meßwerte (Abb. 1) zeigen dabei sehr anschaulich den Zusammenhang zwischen dem Wassergehalt (aufgetragen in Impulsen pro Minute) eines wasser- gesättigten Bodens und dessen Dichte. Bei hohen Dichten liegt ein geringer Wasser-

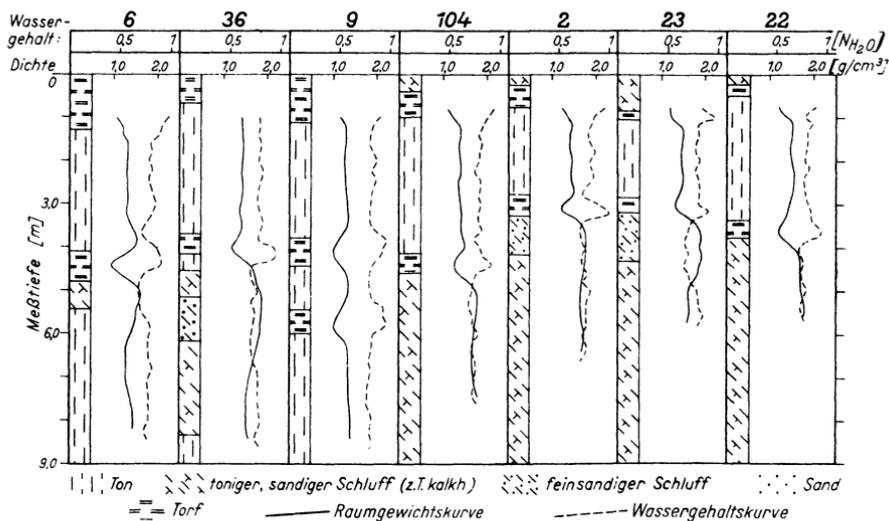


Abb. 1: Feuchtigkeits- und Dichteprofil

gehalt vor, während umgekehrt bei einem hohen Wassergehalt eine geringe Dichte angezeigt wird. Ein Maximum der Werte finden wir in den Torfschichten, die auf Grund ihres hohen Wassergehaltes und ihrer geringen Dichte eine Gleitschicht darstellen und als Ursache der Rutschung angesehen werden.

Wie bestimmt man bisher den Wassergehalt?

Zur Bestimmung des Wassergehaltes kommen bisher vorwiegend folgende Verfahren in der Praxis zur Anwendung:

1. Trocknen einer mit Stechzylinder¹⁾ oder dgl. dem Boden entnommenen Probe im Trockenofen (Bestimmung des Wassergehaltes aus der Gewichts-differenz).

2. Karbidmethode: die Probe (5—20 g) wird mit CaC_2 vermischt, das sich mit dem Wasser der Probe verbindet und Azetylgas bildet. Die Gasbildung erfolgt in einem geschlossenen Gefäß, die Größe des entstehenden Gasdruckes hängt von der Wassermenge ab.

3. Tauchwägung: Nach dem Archimedischem Prinzip läßt sich bei Kenntnis des spezifischen Gewichtes einer wassergesättigten Probe dessen Wassergehalt angeben. Die Angabe kann nur für solche Böden gemacht werden, die unterhalb des Grundwassers liegen.

4. Luftpyknometer: Das Luftpyknometer enthält zwei luftdichte Behälter, die durch ein Ventil getrennt werden können. Die feuchte Probe befindet sich in einem der Behälter, der mit Atmosphärenüberdruck belastet wird. Läßt man Druckausgleich zwischen beiden Behältern stattfinden, so kann aus dem sich einstellenden Luftdruck das Volumen der festen und flüssigen Anteile der Proben angegeben werden, wenn das spezifische Gewicht der Festsubstanz bekannt ist.

Bei allen erwähnten Verfahren ist es erforderlich, daß Material dem Boden entnommen werden muß. Dies betrifft auch die neuerdings entwickelte, aber noch nicht voll ausgereifte optische Methode. Bei dieser wird mit Hilfe einer Fozelle die von der Probe reflektierte Lichtmenge gemessen. Diese ist mit abhängig von dem Grad der Durchfeuchtung der Probe. Aber auch hier ist die Entnahme einer Probe erforderlich. Messungen in situ sind nur an der Oberfläche möglich.

Man erkennt deutlich, daß die Entwicklung der Neutronensonde einen Schritt nach vorn bedeutet. Dies vor allem, nachdem es gelungen war, eine feldreife Methode zur Bestimmung der Feuchtdichte des Bodens bis in große Tiefen (etwa 20 m) zu entwickeln und theoretisch zu untermauern [8, 10].

Zum weiteren Verständnis oft gebrauchter Ausdrücke in dieser Arbeit darf nicht unerwähnt bleiben, daß vorwiegend in der Literatur der Ingenieurgeologie Bezeichnungen eingeführt worden sind, die nicht mit den exakten Definitionen der Physik übereinstimmen. So hat der Ingenieurgeologe für den Feststoffanteil des Bodens pro Volumeneinheit den Begriff Trockenraumgewicht eingeführt. Wir wollen in Anlehnung an die physikalische Bezeichnungsweise von der „Trockendichte“ (ρ_T) sprechen (Dimension g/cm^3). Den Feststoffanteil einschließlich Wassergehalt pro Volumeneinheit wollen wir nicht als Feuchtraumgewicht, sondern als „Feuchtdichte“ (ρ_F) bezeichnen (Dimension g/cm^3). Der Wassergehalt w wird in $\text{g H}_2\text{O/cm}^3$ angegeben und nicht in $\text{g H}_2\text{O/g}$ Festsubstanz, wie es oftmals geschieht.

Durch die Beziehung

$$w = \rho_F - \rho_T \quad (1)$$

wird der Zusammenhang zwischen diesen Größen wiedergegeben. Die Trockendichte ρ_T ist dabei als bodenphysikalische Kennziffer von größerer Bedeutung als die Feuchtdichte ρ_F .

¹⁾ Stechzylinder sind genormte Stahlzylinder (hohl) von 12 cm Höhe und 10,0 cm Durchmesser. Die Wandstärke beträgt ca. 0,2 cm.

Ist die Kornverteilung oder die lockerste und dichteste Lagerung eines Untersuchungsgebietes bekannt, so läßt sich mit den beiden Größen (ρ_F und w , also ρ_T) z. B. die Lagerungsdichte bestimmen, deren Kenntnis für den Bauingenieur von großer Bedeutung ist.

Trotz des großen Vorteiles, den die Neutronenmethode gegenüber den anderen Methoden zur Bestimmung des Wassergehaltes in Böden besitzt, ist eine ausführliche experimentelle und theoretische Betrachtung bisher nicht durchgeführt worden. In allen bisher erschienenen Veröffentlichungen über die Bestimmung des Wassergehaltes in Böden durch Neutronenverlangsamung werden einige Versuche beschrieben und — bis auf theoretische Ansätze — lediglich die experimentelle Herstellung eines Eichkurvenausschnittes wiedergegeben. Unter einer Eichkurve wird hier die Abhängigkeit der Impulsrate vom Wassergehalt verstanden. Eine unvollständige Bestimmung der Größe des bei der Messung erfaßten Volumens wird noch aufgezeigt.

In dieser Arbeit sollen experimentelle Ergebnisse theoretisch ermittelten gegenübergestellt werden. Vor allem soll Auskunft gegeben werden über den Einfluß der Anordnung von Quelle und Detektor auf die Form der Eichkurve und der Trockendichte des Bodens. Der Einfluß auftretender Hohlräume im Meßbereich und die Größe dieses Bereiches in Abhängigkeit von der Trockendichte wird behandelt. Berücksichtigt wird der Einfluß von Spurenelementen mit großem Einfangquerschnitt gegenüber langsamen Neutronen und der organischen Substanzen.

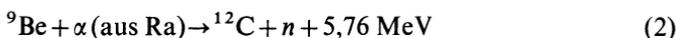
Ein Auswertverfahren zur Bestimmung des Wassergehaltes aus der gemessenen Neutronenzählrate unter Berücksichtigung der Feuchtdichte wird entwickelt.

Wir werden feststellen, daß nicht nur eine Abhängigkeit der Impulsrate vom Wassergehalt, sondern auch von der Trockendichte des Bodens besteht.

1.2 Beschreibung der Meßmethode

Die Wechselwirkung der Neutronen mit Materie ist recht vielfältig, und es soll hier nur der für die Feuchtigkeitsmessung wesentliche Effekt betrachtet werden:

Eine Ra-Be-Quelle, die auf Grund der Reaktion



ein kontinuierliche Spektrum von Neutronen aussendet (siehe Abb. 2), befindet sich unterhalb eines mit BF_3 gefüllten Zählrohres. Die dabei mit den Kernen der Bodenmoleküle in Wechselwirkung tretenden schnellen Neutronen verlieren infolge der Abgabe eines Teiles ihrer Energie an den Stoßpartner an Geschwindigkeit (vorwiegend elastische Stöße) und werden nach einer bestimmten Stoßzahl thermisch. Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_0 in einer Maxwellverteilung beträgt dabei $v_0 = 2200$ m/sec [22]. Die Stoßzahl ν für einige Elemente bei Bremsung von 2 MeV auf 1/40 eV (thermisch) ist

Substanz	H	D	He	Li	Be	C	O	U
ν (2 MeV — 1/40 eV)	18	25	43	67	86	114	150	2172

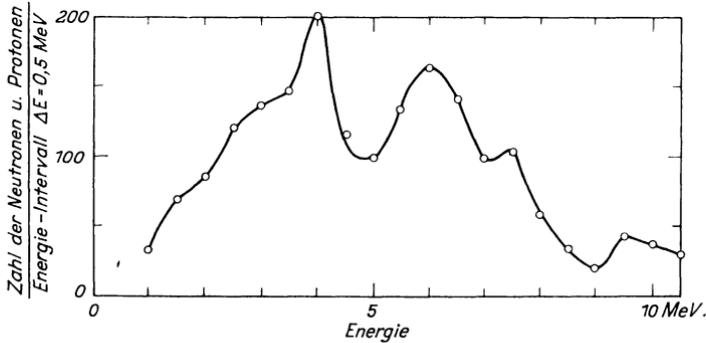
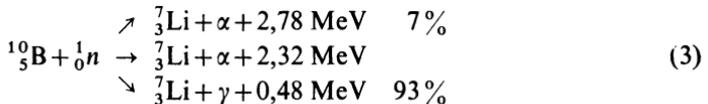


Abb. 2: Energiespektrum der Neutronen aus einer (Ra + Be)-Quelle
(nach WIRTZ-BECKURTZ)

Sie kann berechnet werden aus $\nu = \frac{\ln \frac{E_0}{E}}{\xi}$, wobei $\xi = \ln \frac{E_0}{E}$ das mittlere logarithmische Energiedekrement, E_0 die Anfangs- und E die Endenergie des Neutrons ist. Solange das schnelle Neutron mit Atomkernen zusammenstößt, deren Masse ein Vielfaches der des Neutrons ist, ist der Energieverlust/Stoß gering. Erst bei Kollision mit Atomkernen gleicher Masse (H-Kerne) findet ein starker Energieverlust statt, wobei die Neutronengeschwindigkeit in einem relativ kleinen Raum auf die der thermischen herabgesetzt wird. Das heißt mit zunehmender H-Konzentration steigt die Dichte der langsamen Neutronen in der Nähe des unmittelbar an der Quelle befindlichen Zählrohres. Wasserstoff ist im Boden jedoch vorwiegend in Wassermolekülen vorhanden. Man kann aus der Anzahl der einen Detektor treffenden langsamen Neutronen Rückschlüsse auf den Wassergehalt ziehen, wenn man ein Neutronenzählrohr verwendet, das nur thermische Neutronen registriert.

Als Neutronendetektor wurde bei den hier gemachten Untersuchungen ein BF_3 -Zählrohr verwendet. Die Reaktion innerhalb des Detektors verläuft nach dem folgenden Schema:



Die hierbei austretenden α -Teilchen haben Energien von 2,78 MeV bzw. 2,32 MeV, die sich mit einem Proportionalzählrohr messen lassen. Da das natürliche Isotopengemisch nur 19% ^{10}B enthält, wird zur Erhöhung der Empfindlichkeit des Neutronenzählrohres angereichertes $^{10}\text{BF}_3$ verwendet. Der Aufbau eines solchen Zählrohres ist dem gebräuchlichen Proportionalzählrohr ähnlich.

Da ein Borzähler auf γ -Strahlung nicht ansprechen soll, werden die elektrischen Impulse nach Verstärkung über einen Integralkondensator geleitet, der nur Impulse bestimmter Höhe passieren läßt.

1.3 Praktische Durchführung der Methode

Zur Führung der Anordnung Quelle-Detektor bei Messungen im Boden haben sich aneinandergefügte Rohrstücke von 1 m Länge, 28 mm Außen- und 16 mm Innendurchmesser als brauchbar erwiesen. In der Abb. 3 ist die Anordnung „(Ra+Be)-Quelle-Zählrohr“, die zur Messung in ein Hohlrohrgestänge eingeführt werden kann, zu sehen. Die Stärke der verwendeten Quelle ist so bemessen, daß bei genügender Beachtung der Strahlenschutzvorschriften eine Gefährdung der mit diesem Isotop umgehenden Person nicht stattfindet. Diese Stärke beträgt bei den hier vorgenommenen Versuchen etwa 10 mC (Millicurie; ein Präparat hat die Stärke von 1 Curie, wenn es pro Sekunde $3,7 \times 10^{10}$ Zerfälle aufweist). Wegen der großen Halbwertszeit des in einer (Ra+Be)-Quelle enthaltenen Radiums von etwa 1620 Jahren ist die zeitliche Intensitätsabnahme sehr gering.

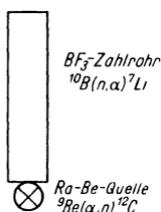


Abb. 3: Schematische Darstellung der Neutronensonde

Das Eintreiben des Hohlrohrgestänges geschieht am besten mit einem elektrisch angetriebenen Hammer (Bosch-Hammer), da die Schlagrichtung des Hammers vorwiegend in Achsrichtung des Gestänges verläuft. Hierdurch wird ein seitliches Ausschlagen des Rohres und damit das Auftreten eines die Messung beeinflussenden Luftspaltes zwischen Rohrwandung und Boden weitgehend unterdrückt. Es ist möglich, in kurzer Zeit (etwa 30—40 min) Tiefen bis zu 20 m im Sand zu erreichen.

Durch die Möglichkeit der nachträglichen Einführung der Meßanordnung wird ein schnelleres Arbeiten an Baustellen erreicht, weil bereits während einer Messung das Eintreiben weiterer Rohre an anderen Stellen vorgenommen werden kann. Als Registriergerät wird ein tragbares Zählgerät mit Zählrohren verwendet. Die erforderliche Hochspannung von 1500 V wird aus 6-V-Akkus gewonnen.

In das gleiche Gestänge kann die Gamma-Gamma-Sonde zur Bestimmung der Dichte eingeführt werden, so daß der an sich geringe technische Aufwand noch mehr ausgenutzt wird.

1.4 Untersuchungen anderer Autoren

Die Ansicht, welche Anordnung von Quelle und Detektor für die Bestimmung des Wassergehaltes in Böden am vorteilhaftesten ist, wird von den einzelnen Autoren verschieden beantwortet.

SHARPE [19] stellt fest, daß die günstigste Anordnung dann vorhanden ist, wenn die Quelle 5 cm unterhalb des Zählrohres auf der gleichen Achse angebracht ist. HOLMES [6] dagegen hält es für vorteilhaft, die Quelle in der Mitte des empfindlichen Zählrohr-

bereiches und so dicht wie möglich an das Zählrohr anzubringen. In der Arbeit von HOLMES und TURNER [7] sieht man eine mit dieser Anordnung Quelle-Detektor gewonnene Eichkurve (Abb. 4).

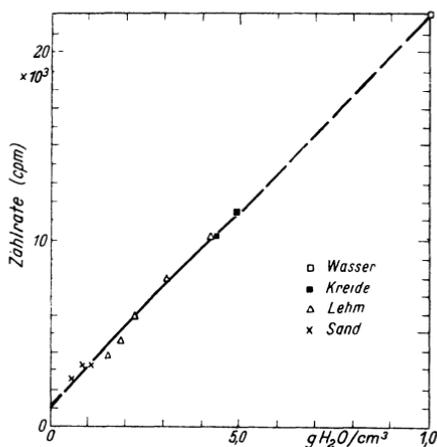


Abb. 4: Experimentelle Eichkurve nach I. W. HOLMES und K. G. TURNER

KÜHN [10] schreibt, daß die Neutronenquelle für schnelle Neutronen und der Detektor für thermische Neutronen in der zu messenden Substanz so anzuordnen sind, daß die sich um die Quelle herum ausbildende thermische Neutronenwolke das aktive Zählvolumen des Detektors unmittelbar umgibt.

Den gleichen Weg wie HOLMES haben STONE, KIRKHAM und READ [22] beschritten, ebenso STOLZY und CAHOON [21] bei ihren Untersuchungen. Von den letztgenannten Autoren wurde ferner experimentell festgestellt, daß die Impulsrate verdoppelt wird, wenn die (Ra+Be)-Quelle statt am Zählrohrende in der Zählrohrmitte angebracht wird. Ungefähr trifft diese Feststellung zu, jedoch geht hier — wie noch gezeigt wird — auch die Länge des Zählrohres ein.

GARDNER und KIRKHAM [3] erhalten — sie benutzten ein 35,5 cm langes Zählrohr — eine Eichkurve, wie sie in Abb. 5 dargestellt ist. Mit einem derart langen Zählrohr müßte man einen Eichkurvenverlauf erhalten, der im Bereich $W = 0$ bis $1 \text{ g H}_2\text{O}/\text{cm}^3$ ein Maximum besitzt.

Es ist aber zu bemerken, daß sie bei ihren Untersuchungen eine (Po+Be)-Quelle verwendeten, die unmittelbar am Zählrohrende angebracht war. Eine (Po+Be)-Quelle sendet Neutronen mit einer geringeren mittleren Energie wie eine Ra+Be-Quelle aus und hat im Feldeinsatz den Vorteil, daß sie keine Gamma-Strahlung aussendet, die bei einer Ra+Be-Quelle immer vorhanden ist. Diese muß aus Sicherheitsgründen durch einen Bleimantel zusätzlich abgeschirmt werden.

Die (Po+Be)-Quelle hat dagegen eine wesentlich kürzere Halbwertszeit, die nur 140 Tage beträgt, gegenüber 1620 Jahren bei der (Ra+Be)-Quelle.

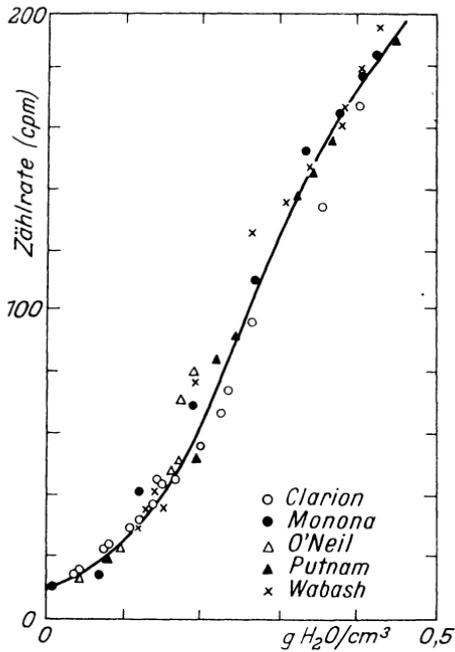


Abb. 5: Experimentelle Eichkurve nach W. GARDNER und D. KIRKHAM.

An der von GARDNER und KIRKHAM ermittelten Eichkurve erkennt man übrigens den Einfluß der Trockendichte des Bodens daran, daß die Impulsrate bei $W = 0$ g H_2O/cm^3 einen endlichen Wert hat.

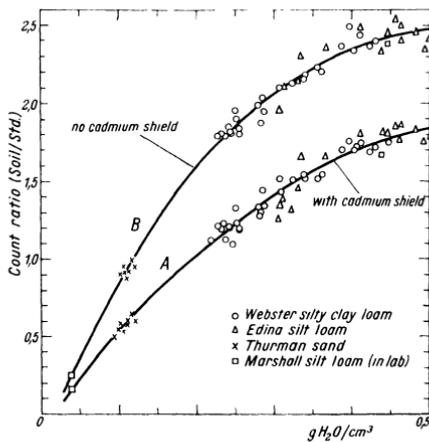


Abb. 6: Experimentelle Eichkurve nach STONE et al.

STONE et al. benutzten für ihre Untersuchungen ein etwa 42 cm langes Zählrohr, in dessen Mitte eine Ra + Be-Quelle angebracht ist (Abb. 6). Hier liegt der Fall vor, bei dem sich eine Quelle im Abstand Null von einem praktisch unendlich langen Zählrohr befindet. Die Abschirmung des Zählrohres mit einer Cd-Hülle bringt eine Verflachung der Eichkurve mit sich.

In den Abbildungen 7 und 8 sieht man eine von MORTIER und DE BOODT mit Hilfe einer Indiumfolie mit und ohne Cd-Abschirmung aufgenommene Eichkurve.

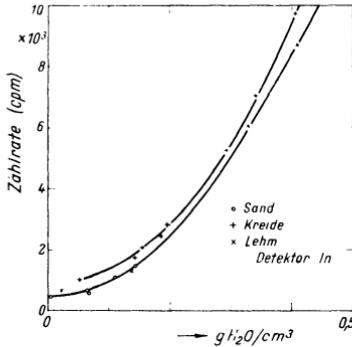


Abb. 7: Experimentelle Eichkurven nach MORTIER und DE BOODT.

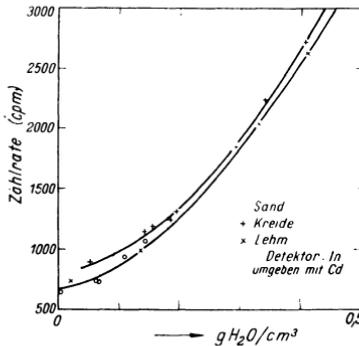


Abb. 8: Experimentelle Eichkurven nach MORTIER und DE BOODT.

Die Ursache der verschiedenen Ansichten über eine optimale Anordnung ist darauf zurückzuführen, daß weder hinreichende experimentelle noch theoretische Untersuchungen hierüber gemacht wurden. Deshalb war bzw. ist es bisher nicht gelungen, die Möglichkeiten dieser Methode voll auszunutzen.

In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, welche neuen Erkenntnisse systematische Untersuchungen — experimenteller und theoretischer Art — erbracht haben.

2. Berechnung der Eichkurve mit Hilfe der gewöhnlichen Diffusionsgleichung: Punktförmige Quelle

2.1 Eichkurve

Durch die Eichkurve wird der Zusammenhang zwischen der Neutronenzählrate, dem Wassergehalt und der Dichte des Feststoffanteils wiedergegeben.

Die Eichkurven in den folgenden Abbildungen werden alle normiert dargestellt, d. h., alle Werte werden auf die bei $1 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ gleich 1 gesetzte Neutronenzählrate bezogen.

Wenn in den folgenden Abschnitten von der Geometrie der Anordnung „Quelle-Detektor“ gesprochen wird, so soll hierunter die Lage des Detektors zur Quelle verstanden werden. Für eine punktförmige Quelle und einen punktförmigen Detektor ist z. B. der Abstand $r = 0$, wenn Quelle und Detektor sich am gleichen Ort befinden. Abstand $r = 1, 2, 3, 4 \dots \text{ cm}$ Quelle-Detektor heißt, daß der punktförmige Detektor 1, 2, 3, 4 cm von der punktförmigen Quelle entfernt ist.

Für einen ausgedehnten Detektor sind die Vereinbarungen ähnlich. Die Quelle befindet sich auf der verlängerten Zählrohrachse im Abstand $r = 0 \text{ cm}$, wenn Quelle und Zählrohranfang zusammenfallen. Der Abstand beträgt $r = 1, 2, 3, 4 \text{ cm}$, wenn die Entfernung Quelle—Zählrohranfang in Richtung der verlängerten Zählrohrachse 1, 2, 3, 4 cm ist.

2.2 Kernphysikalische Begriffe

Zum besseren Verständnis oft gebrauchter kernphysikalischer Begriffe sollen diese kurz im Zusammenhang dargestellt werden (vgl. [23]):

Ein parallel ausgeblendeter Neutronenstrahl I treffe auf Materie, die N gleiche Atome pro cm^3 enthält, I sei die Anzahl der Neutronen, die senkrecht durch eine Fläche von 1 cm^2 in der Sekunde hindurchtreten. Die Zahl der Ereignisse pro Sekunde und cm^3 (Streuungen, Absorptionen ... jeweils mit dem Index a oder s bezeichnet) ist dann

$$v = N\sigma I,$$

wobei $\sigma [\text{cm}^2]$ den atomaren Wirkungsquerschnitt¹⁾ bedeutet. Die Größe $\sigma N = \Sigma$ bezeichnet man häufig als makroskopischen Wirkungsquerschnitt, der üblicherweise in $\text{cm}^2/\text{cm}^3 = \text{cm}^{-1}$ angegeben wird.

Die Wahrscheinlichkeit für einen Zusammenstoß mit einem Atom ist proportional dem zurückgelegten Weg Δx in der Materie:

$$\Sigma \cdot \Delta x$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß auf der Wegstrecke kein Treffer stattfindet, ist

$$1 - \Sigma \Delta x,$$

¹⁾ Der Wirkungsquerschnitt wird in barn angegeben: $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. Man nennt diese Flächeneinheit nach dem englischen Wort barn (Scheune), da man bei der Beschießung von Atomkernen mit Neutronen oft den Eindruck hatte, daß die Zielflächen, die die Atomkerne darboten, so groß wie Scheunentore seien, verglichen mit den geometrischen Querschnitten.

und die Wahrscheinlichkeit, $n \Delta x = x$ cm ohne Treffer zu durchlaufen, ist

$$(1 - \Sigma \Delta x)^n = (1 - \Sigma \Delta x)^{\frac{x}{\Delta x}} = (1 - \Sigma \Delta x)^{\frac{\Sigma x}{\Delta x}}.$$

Läßt man $\Delta x \rightarrow 0$, d. h. $n \rightarrow \infty$ bei konstantem x gehen, dann wird diese Wahrscheinlichkeit

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} (1 - \Sigma \Delta x)^{\frac{\Sigma x}{\Delta x}} = e^{-\Sigma x},$$

d. h., der Bruchteil $e^{-\Sigma x}$ durchdringt noch ohne Treffer die Strecke x .

Die Wahrscheinlichkeit für einen Zusammenstoß nach Durchlaufen der Strecke x auf dem nachfolgenden Weg dx ist

$$e^{-\Sigma x} \Sigma dx$$

und für ein beliebig langes Wegstück

$$\int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} \Sigma dx = 1.$$

Der Weg, auf dem ein Neutron im Mittel einmal stößt, ist

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} \Sigma dx} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{1} = \frac{1}{\Sigma}.$$

Hiermit erhalten wir das wichtige Ergebnis, daß die „freie Weglänge“ für einen Treffer das Reziproke des makroskopischen Wirkungsquerschnittes ist:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N\sigma},$$

wobei N = Dichte/Atomgewicht LOSCHMIDTZahl die Anzahl der Atome in cm^3 einer Substanz ist.

Eine wichtige Größe ist ferner der Diffusionskoeffizient D [cm]. Da man meist Σ_a neben Σ_s vernachlässigen kann, ist $D = \lambda/3$ bei isotroper Streuung.

Ein häufig gebrauchter Begriff ist die Diffusionslänge, die sich aus den obigen Größen folgendermaßen zusammensetzt:

$$L [\text{cm}] = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (5)$$

Bis auf reine Zahlenfaktoren gibt dabei L den Abstand an, den ein thermisches Neutron in einem hinreichend (unendlich) ausgedehnten Medium von seiner Entstehung bis zu seiner Absorption zurücklegt.

2.3 Diffusionsgleichung

Obleich die Neutronenquelle ein Spektrum schneller Neutronen aussendet, soll die Annahme gemacht werden, daß der Entstehungsort aller thermisch angenomme-

nen Neutronen in einer punktförmig gedachten Quelle liegt. Wir wollen zur Unterscheidung diesen Fall mit DF bezeichnen.

Die Neutronenquelle emittierte Q Neutronen (Zeiteinheit). Da ferner der Ausbreitungsvorgang der Neutronen innerhalb der Materie kugelsymmetrisch sein soll, können räumliche Polarkoordinaten verwendet werden, deren Zentrum mit der Neutronenquelle zusammenfällt. Die Diffusionsgleichung für den Fluß¹⁾ lautet dann

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{L^2} \Phi = 0 \quad (6)$$

Der im Lösungsansatz

$$\Phi_0 = \Phi \frac{e^{-r/L}}{r}$$

vorhandene freie Parameter Φ_0 wird durch die Forderung festgelegt, daß die Anzahl der pro sec von der Quelle ausgehenden Neutronen Q gleich derjenigen der sekundlich in der Materie absorbierten Neutronen sein muß:

$$Q = \Sigma_a \int_0^\infty \Phi 4\pi r^2 dr = 4\pi \Phi_0 \Sigma_a L^2$$

Hieraus erhält man nach Einsetzen in obige Gleichung für Φ folgende Lösung:

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi D} \cdot \frac{e^{-r/L}}{r} = \frac{Q}{4\pi \Sigma_a L^2} \cdot \frac{e^{-r/L}}{r} \quad (7)$$

Gleichung (7) läßt sich weiterhin schreiben:

$$\Phi = \frac{3QN\sigma_s}{4\pi r} e^{-r\sqrt{3N\sigma_s} \cdot N\sigma_a} \quad (8)$$

und in einem isotrop streuenden Medium lautet diese Gleichung für Wasser [Index (1)]

$$\Phi = \frac{N\sigma_s^{(1)}}{r} \cdot e^{-rN\sqrt{3\sigma_s^{(1)} \cdot \sigma_a^{(1)}}}, \quad (9)$$

hierbei ist $3Q/4\pi = 1$ gesetzt worden.

Für ein Medium, welches aus einem Gemisch von H_2O und SiO_2 [Index (2)] besteht, erweitert sich der Ausdruck auf:

$$\Phi = \frac{N^{(1)}\sigma_s^{(1)} + N^{(2)}\sigma_s^{(2)}}{r} e^{-r\sqrt{3(N^{(1)}\sigma_s^{(1)} + N^{(2)}\sigma_s^{(2)}) \cdot (N^{(1)}\sigma_a^{(1)} + N^{(2)}\sigma_a^{(2)})}}. \quad (10)$$

¹⁾ Für Kernreaktionen ist immer der Fluß maßgebend, da der atomare Prozeß unabhängig von der Richtung ist, aus welcher der Kern getroffen wird. Dieser Fluß ist definiert als die Teilchenzahl, die pro Sekunde eine Kugel vom Radius $1/\sqrt{2\pi}$ durchsetzen, und ist eine skalare Größe.

Eine Erhöhung des Streuquerschnittes für starr gebundene Atome um den Faktor $(A + 1/A)^2$, wobei A das Atomgewicht des streuenden Elementes ist, ist nicht notwendig.

Der Wirkungsquerschnitt der Atomkerne für die in dieser Arbeit behandelten Elemente gegenüber langsamen Neutronen ist:

Element	Absorptionsquerschnitt σ_a	Streuquerschnitt σ_s
^1_1H	332 \pm 2 mb ¹⁾	38 \pm 4 b
^8_8O	0,2 mb	4,2 \pm 0,3 b
$^{14}_{14}\text{Si}$	0,13 \pm 0,03 b	1,7 \pm 0,3 b
$^{17}_{17}\text{Cl}$	31,6 \pm 1,0 b	16 \pm 3 b
^5_5B	3,2 \pm 0,2 mb	4,8 \pm 0,2 b
^6_6C	3,2 \pm 0,2 mb	4,8 \pm 0,2 b

Sowohl σ_a als auch σ_s zeigen eine komplizierte Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Die Erklärung dieses Verhaltens gehört jedoch in die Kerntheorie.

Alle in der Tabelle aufgeführten Werte gelten für die Elemente in ihrer natürlichen Isotopenzusammensetzung. Die Werte für den Absorptionsquerschnitt σ_a gelten für Neutronen mit einer Geschwindigkeit $v_0 = 2200$ m/sec; v_0 ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit in einer Maxwell-Verteilung bei Zimmertemperatur. Die Streuquerschnitte σ_s sind Mittelwerte über das thermische Spektrum bei Zimmertemperatur.

2.4 Verlauf der Eichkurvenschar für verschiedene Anordnungen

Ziel und Aufgabe ist es, das Verhalten des Verlaufes der Eichkurvenschar für verschiedene Abstände r Quelle-Detektor (Detektorlänge $r = 0$) mit der Diffusionsgleichung zu betrachten. Für einen Boden, der aus einem Sand-Wasser-Gemisch aufgebaut ist, erhalten wir folgende Ergebnisse, die bis auf geringe Ausnahmen und Abweichungen für nahezu alle Bodenarten gültig sind:

A. Abstand Quelle-Detektor klein (Abb. 9):

- mit zunehmendem Wassergehalt erfolgt ein Anstieg der Zählrate,
- mit zunehmender Trockendichte erfolgt bei konstantem Wassergehalt ein Anstieg der Zählrate.

Obgleich das Ergebnis trivial aussieht, werden wir Anordnungen kennenlernen, bei denen mit zunehmendem Wassergehalt (Trockendichte) ein Abfall der Zählrate eintritt. Die hierzu später durchgeführten experimentellen Untersuchungen bestätigen die zunächst theoretisch vorliegenden Ergebnisse.

¹⁾ mb = Millibarn = 1/1000 barn.

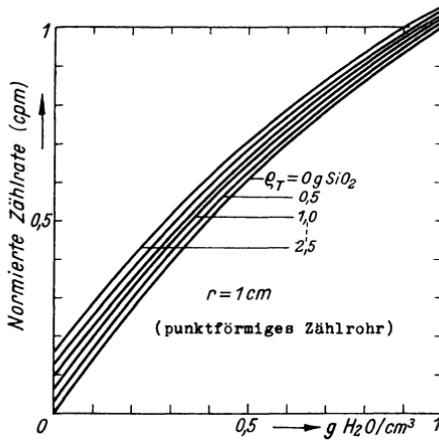


Abb. 9: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit gewöhnlicher Diffusionsgleichung) Abstand „Quelle-punktförmiger Detektor“ $r = 1 \text{ cm}$)

B. Abstand Detektor-Quelle groß (Abb. 10—12):

Wird der Abstand Quelle-Detektor vergrößert, so erhalten wir einen Eichkurvenverlauf, der sich vom obigen Fall abhebt:

- Auftreten eines Maximums in der Eichkurvenschar,
- Abnahme der Zählrate mit zunehmendem Wassergehalt für Werte, die hinter dem Maximum liegen,
- Abnahme der Zählrate bei konstantem Wassergehalt mit zunehmender Trocken-dichte ρ_T für Wassergehaltswerte, die hinter dem Maximum liegen,

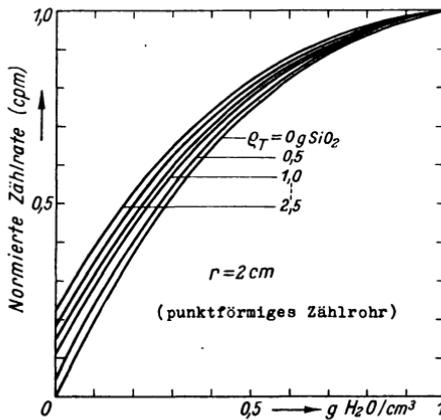


Abb. 10: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit gewöhnlicher Diffusionsgleichung) $r = 2 \text{ cm}$

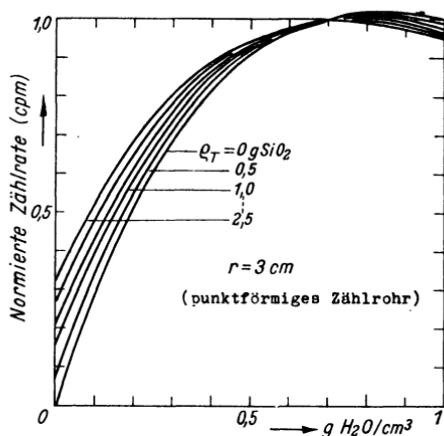


Abb. 11: Normierte Eichkurve für ein $SiO-H_2O$ -Gemisch. (Berechnet mit gewöhnlicher Diffusionsgleichung) $r = 3 cm$

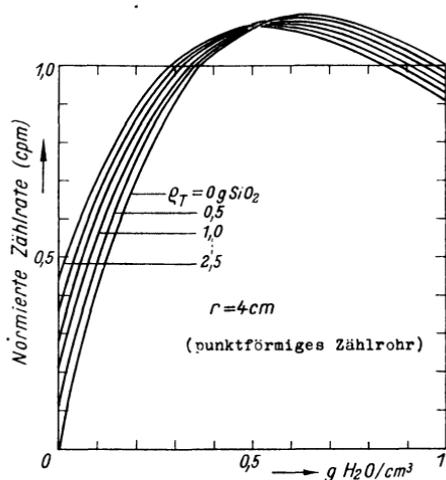


Abb. 12: Normierte Eichkurve für ein SiO_2-H_2O -Gemisch. (Berechnet mit gewöhnlicher Diffusionsgleichung) $r = 4 cm$

- d) geringe Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt in den Knotenpunkten (nahe beim Maximum liegend),
- e) Auffächerung der Eichkurvenschar im trockenen Bereich.

Welche Bedeutung haben diese Ergebnisse für die Praxis? Wir erkennen, daß besonders interessierende Bereiche der Eichkurvenschar durch entsprechende Wahl der Anordnung so gestaltet werden können, daß wir eine große Abhängigkeit der

Zählrate vom Wassergehalt erhalten. Zwar erfolgt eine Erniedrigung der Zählrate (absolut) mit wachsendem Abstand Quelle-Detektor, die aber durch Erhöhung der Quellstärke ausgeglichen werden kann. Bei der von den meisten Autoren gewählten Anordnung ist der Verlauf der Eichkurve bei hohen Wassergehalten flach, wodurch eine Wassergehaltsbestimmung sehr erschwert, teilweise unmöglich wird.

C. Abstand Quelle-Detektor Null

Läßt man in Gleichung (7) $r \rightarrow 0$ gehen, so erhält man nach Normierung auf den Wasserwert $\rho^{(1)} = 1 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{D^{(1)} e^{-\frac{r}{L}}}{D^{(1,2)} e^{-\frac{r}{L}}} = \frac{D^{(1)}}{D^{(1,2)}} = \left(\frac{\rho^{(1)}}{\gamma^{(1)}} \Sigma_s^{(1)} + \frac{\rho^{(2)}}{\gamma^{(2)}} \Sigma_s^{(2)} \right) \frac{1}{\Sigma_s^s}. \quad (11)$$

Diese Gleichung besagt, daß ein linearer Anstieg der Eichkurvenschar erfolgt. In Abb. 13 ist der Verlauf graphisch wiedergegeben. Die sich diagonal durch die Kurven-

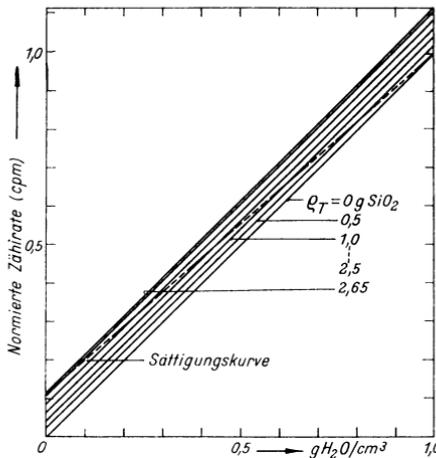


Abb. 13: Normierte Eichkurve für ein SiO₂—H₂O-Gemisch. (Berechnet mit gewöhnlicher Diffusionsgleichung) $r = 0 \text{ cm}$

schar hindurchziehende Gerade stellt die Sättigungskurve¹⁾ dar. Experimentell läßt sich dieser Grenzfall ($r = 0$) ungefähr verwirklichen, wenn man das Präparat ringförmig ausgebildet am Zählrohr mittig anbringt.

Für die Eichung und Auswertung ist dieser Grenzfall recht interessant und wichtig, da er wesentliche Vereinfachungen mit sich bringt. Zur experimentellen Her-

¹⁾ Die Sättigungskurve stellt eine Grenzkurve dar und gibt den Zustand wieder, bei dem der zur Verfügung stehende Porenraum vollständig mit Wasser und Festsubstanz ausgefüllt ist.

stellung der Eichkurve für diese Anordnung ist nur eine Messung im reinen Wasser und in der getrockneten Bodensubstanz erforderlich. Im letzten Fall kommt es auf eine genaue Trockendichtebestimmung an, die aber z. B. mit der Gamma-Gamma-Sonde oder durch Wiegen des Materials hinreichend genau durchgeführt werden kann. Daß man auch experimentell eine geradlinig verlaufende Eichkurve erhält, zeigen die von HOLMES und TURNER [7] (Abb. 4) durchgeführten Versuche. Jedoch wird hier die Abhängigkeit von der Trockendichte nicht berücksichtigt.

An Hand der unteren Kurve in Abb. 26 findet man das theoretisch gefundene Ergebnis nochmals bestätigt, obgleich die Belegung der Eichkurve mit Meßwerten, die durch Extrapolation gewonnen wurden, gering ist. Da jedoch der Quarzwert ($\rho_T = 2,65 \text{ g/cm}^3$) experimentell einwandfrei bestimmbar war, dürfte mit dem gleichfalls gut bestimmbareren Sättigungswert bei $W = 0,45 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ das aufgetragene Eichkurvendreieck reell sein.

Experimentell war es möglich, das theoretische Ergebnis zu bestätigen. Eine Beschreibung der Versuche findet man im Abschnitt 5.4. Wenn auch für Sande der Nachweis nicht in vollem Umfang erbracht werden kann, so zeigen dennoch die Ergebnisse (Abb. 14), daß das Verhalten der theoretisch gewonnenen Kurven richtig ist. Es wird gezeigt, daß der Anstieg der Eichkurve im nahezu trockenen Bereich für größer werdendes r steiler wird, wodurch bei Wahl eines größeren Abstandes Quelle-Detektor eine größere Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt erreicht wird. Ebenso ist die Abhängigkeit der Impulsrate von der Trockendichte bei $W = 0 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ größer geworden. Diese Tatsache wurde bereits als wichtig erkannt. In dem Bereich rechts vom Maximum der Eichkurve zeigt sich bei Erhöhung des Wassergehaltes eine Abnahme der Impulsrate. Diese Erkenntnis ist ebenfalls für die Praxis bedeutungsvoll, da geringe Änderungen im Wassergehalt bei einem großen W durch entsprechende Wahl der Anordnung besser bzw. überhaupt erkannt werden können.

Ursache der schwachen — wenn auch hinreichenden — Belegung der Kurven mit Meßwerten ist auf die nicht mögliche beliebige Mischbarkeit der Sand-Wasser-Komponenten zurückzuführen.

Weniger schwierig war dieser Versuch mit einem Ton-Wasser-Gemisch durchzuführen (Abb. 15). Die Lücke der Punktfolge im Bereich $0,2\text{—}0,5 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ ließ sich allerdings auf Grund großer experimenteller Schwierigkeiten nicht schließen, so daß auf eine genaue Fixierung der Maxima verzichtet werden muß. Tone besitzen in diesem Bereich eine große Zähigkeit, die eine gleichmäßige Durchmischung trotz Einsatzes von Maschinen verhinderte.

Da jedoch für die Bestimmung nur eines Punktes ein großer experimenteller Aufwand erforderlich war, nahezu eine $3/4 \text{ t}$ Material mußte verarbeitet werden, ist das Ergebnis gut. Die Versuche sollen auch nur grundlegende Dinge erkennen lassen.

Bemerkt sei noch, daß es experimentell meist nicht gelingt, einen Boden mit einem bestimmt geforderten Wassergehalt [16] herzustellen. Hier hat immer der Zufall die Hand im Spiel.

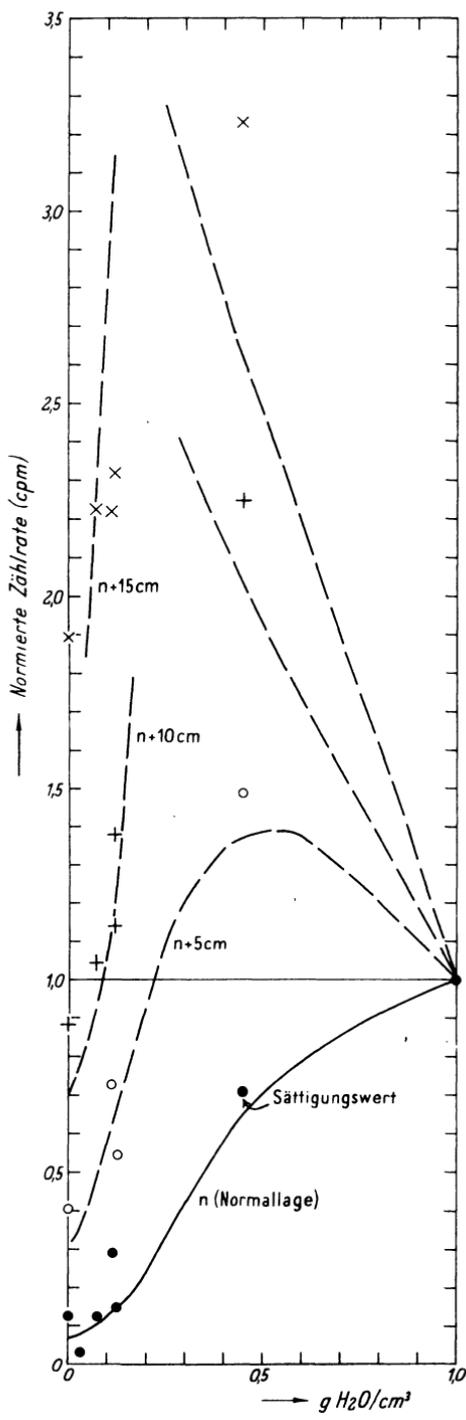


Abb. 14: Experimentelle Eichkurve für ein SiO₂-H₂O-Gemisch bei verschiedenen Abständen Quelle—Detektor.

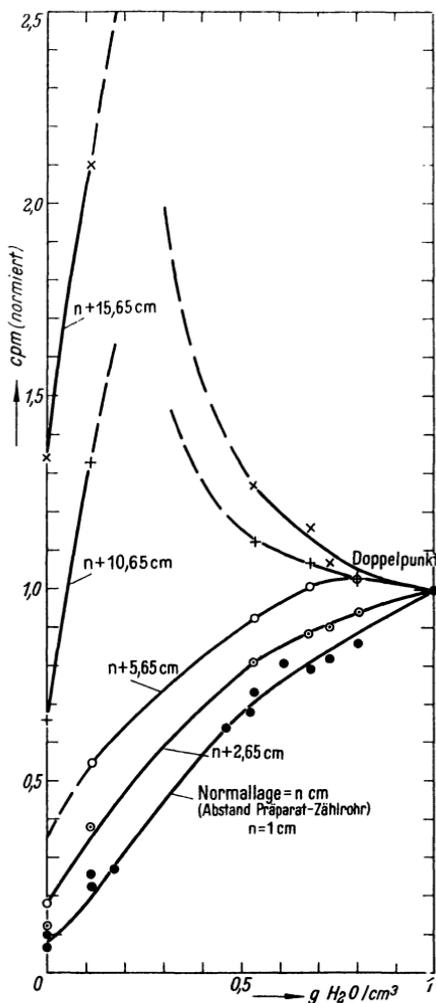


Abb. 15: Experimentelle Eichkurve für ein Ton-Wasser-Gemisch bei verschiedenen Abständen Quelle—Detektor.

Die theoretischen und experimentellen Ergebnisse bestätigen, daß der Verlauf der Eichkurven von der Geometrie der Anordnung abhängig ist. Die für ein punktförmiges Zählrohr und für eine punktförmige Quelle durchgeführten Berechnungen zeigen, daß bei einem Abstand Quelle-Detektor $r = 0$ ein geradliniger Eichkurvenverlauf vorhanden ist. Für die Eichung der Neutronensonde ist es wichtig, diese Tatsache zu kennen. Bei wachsendem Abstand r Quelle-Detektor tritt ein Maximum in den Eichkurven auf, das mit größer werdendem r auf der Abszisse (Wassergehalt w) zu kleinen w -Werten wandert.

Durch dieses Verhalten kann man je nach Wahl des Abstandes r Detektor-Quelle eine dem jeweiligen Bedürfnis angepaßte Eichkurve aussortieren.

Das Verhalten ausgedehnter Zählrohre wird an späterer Stelle behandelt.

Die Berechnung der Eichkurven soll jetzt mit der dem physikalischen Tatbestand näherkommenden Kugelschalenmethode fortgesetzt werden, die eine Modifikation der gewöhnlichen Diffusionsgleichung darstellt.

3. Berechnung der Eichkurve mit Hilfe der Punktlösung der gewöhnlichen Diffusionsgleichung

3.1 Allgemeines

Während bisher die räumliche Verteilung des Neutronenflusses mit Hilfe der gewöhnlichen Diffusionsgleichung für eine punktförmige Quelle untersucht wurde, soll jetzt der Entstehungsort der thermischen Neutronen auf eine Kugelschale verlegt werden. Damit wird der im Abschnitt 1.2 beschriebene physikalische Tatbestand besser berücksichtigt. Es wird die Annahme gemacht, daß die schnellen Neutronen monoenergetisch die Quelle verlassen und erst in einem bestimmten Abstand von der Quelle thermisch geworden sind. Der Durchmesser dieser Kugel soll mit abnehmendem Wassergehalt w und ebenso mit abnehmender Trockendichte des Materials größer werden. Die geschlossene Kugelschale habe den Radius r' und emittiere Q Neutronen/sec (Quellstärke). Der Koordinatenursprungspunkt liege im Mittelpunkt der thermische Neutronen aussendenden Kugelschale. Bei Verwendung von räumlichen Polarkoordinaten erhält man wieder die Gleichung (6)

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{L^2} \Phi = 0,$$

wobei die gleichen Bezeichnungen wie im Fall der gewöhnlichen Diffusionsgleichung verwendet werden sollen.

Als Lösungsansatz für den Außenraum ($r > r'$) gilt

$$\Phi = \Phi_0 \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{r}$$

und für den Innenraum ($r < r'$)

$$\Phi = \Phi'_0 \frac{\sin \frac{r}{L}}{r},$$

die beide bei $r = r'$ stetig ineinander übergehen müssen:

$$\Phi e^{-\frac{r'}{L}} = \Phi'_0 \sin \frac{r'}{L}. \quad (12)$$

Drückt man die Quellstärke durch den Strom bei $r = r'$ aus, so erhält man

$$(|\vec{J}^+| + |\vec{J}^-|) = \frac{Q}{4\pi r'^2}$$

und wegen (12)

$$\left\{ \frac{d}{dr}(r\Phi) \right\}_{r'_-} - \left\{ \frac{d}{dr}(r\Phi) \right\}_{r'_+} = \frac{Q}{4\pi D r'},$$

wobei D der bereits erwähnte Diffusionskoeffizient ist. Dies führt auf

$$\Phi'_0 = \frac{QL}{4\pi D r'} e^{-\frac{r}{L}}$$

und

$$\Phi_0 = \frac{QL}{4\pi D r'} \sin \frac{r'}{L}.$$

Hieraus erhält man:

$$\Phi = \frac{QL}{4\pi D r'} \sin \frac{r'}{L} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{r} \quad (r > r')$$

$$\Phi = \frac{QL}{4\pi D r'} e^{-\frac{r'^2}{L}} \frac{\sin \frac{r}{L}}{r} \quad (r < r')$$

Für den Außen- und Innenraum gemeinsam gilt:

$$\Phi = \frac{QL}{8\pi D r' r} \left\{ e^{-\frac{|r-r'|}{L}} - e^{-\frac{|r+r'|}{L}} \right\} \quad (13)$$

und bei Verwendung der bereits bei der gewöhnlichen Diffusionsgleichung DP angeführten Ausdrücke für ein Gemisch aus Sand und Wasser für

$$\frac{QL}{8\pi D r' r} = \frac{Q}{8\pi r} \left(\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_s^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_s^{(2)} \right) \sqrt{3 \left(\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_s^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_s^{(2)} \right) \left(\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_a^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_a^{(2)} \right)}$$

und

$$\frac{|r \pm r'|}{L} = \left| r \pm \frac{1}{\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_s^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_s^{(2)}} \right| \times \sqrt{3 \left[\left(\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_s^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_s^{(2)} \right) \left(\frac{\varrho(x)^{(1)}}{\varrho(\gamma)^{(1)}} \Sigma_a^{(1)} + \frac{\varrho(x)^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(2)}} \Sigma_a^{(2)} \right) \right]},$$

wobei für $r' = \frac{1}{\frac{\varrho(x)^{(1)} \Sigma_s^{(1)} + \varrho(x)^{(2)} \Sigma_s^{(2)}}{\varrho(\gamma)^{(1)} \Sigma_s^{(1)} + \varrho(\gamma)^{(2)} \Sigma_s^{(2)}}$ gewählt wurde, und $\varrho(x)$ die Trocken-

dichte des Materials, $\varrho(\gamma)$ das spezifische Gewicht des Materials bedeuten. Da die schnellen Neutronen in Wirklichkeit nicht alle auf einer Kugelschale thermisch werden, stellt diese Formulierung streng genommen ebenfalls nur eine Näherung dar.

Eine bessere Anpassung der Theorie an die wahren Verhältnisse würde bei Verwendung mehrerer Kugelschalen verschiedenen Gewichtes als Entstehungsort thermischer Neutronen erreicht. Da außerdem die Neutronenquelle ein Spektrum verschieden schneller Neutronen aussendet, könnte dieses durch die Gewichte berücksichtigt werden. Praktisch lohnt dieser mathematische Aufwand nicht, da die Genauigkeit der mit großem experimentellem Aufwand gewonnenen Ergebnisse nicht ausreicht, eine Verbesserung zu erkennen. Die Kugelschalenmethode und ebenso die gewöhnliche Diffusionsgleichung sind für grundlegende Überlegungen vollkommen ausreichend.

3.2 Eichkurve für H₂O

In Abb. 22 ist die nach der Kugelschalenmethode gewonnene Eichkurve für Wasser dargestellt.

Die experimentell gewonnenen Werte, die zum Vergleich eingetragen sind, passen sich der theoretischen Kurve gut an. Bei der Berechnung der Eichkurve wurde wie bisher die Ausdehnung des Zählrohres vernachlässigt und eine Anpassung an die experimentellen Werte durch entsprechende Wahl des Kugelschalenabstandes r' , bei dem die Neutronen im Mittel thermisch werden, erreicht. Bei Berechnungen, wie sie unten ausgeführt werden, wird die Ausdehnung des Zählrohres berücksichtigt, wobei $r' = \lambda_s = 1/\Sigma_s$ angenommen wird.

Im Prinzip verläuft die Eichkurve ähnlich wie die mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung berechnete. Bei kleinen Wassergehalten tritt bei sonst gleicher Geometrie der Anordnung eine Änderung insofern ein, als ein Wendepunkt im Kurvenverlauf zu verzeichnen ist. Da die Lösung der Kugelschalenmethode für $r \rightarrow 0$ in die der gewöhnlichen Diffusionsgleichung übergeht, ist dies ohne weiteres einzusehen. Bei der Kugelschalenmethode ist bei hohem Wassergehalt W der effektive Radius r' der Kugelschalenquelle kleiner als bei einem geringen Wassergehalt, und damit ist die Abweichung von den Ergebnissen der gewöhnlichen Differentialgleichung DP unbedeutend.

Vergrößert man den Abstand Quelle-Detektor (Abb. 16—20), so erkennt man, daß die zunächst bei $W > 1 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ liegenden Maxima der Eichkurvenschar in den Bereich $W < 1 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ fallen. Ein Verschieben der Maxima der Eichkurven zu kleineren Werten W ist — wie im Falle der gewöhnlichen Diffusionsgleichung — mit einem Richtungsanstieg im trockenen Bereich ($W = 0 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$) verbunden.

Die für große Abstände berechneten Eichkurven zerfallen ebenfalls in drei für die Praxis interessante Abschnitte. Wir können in Analogie zu den Ergebnissen der gewöhnlichen Diffusionsgleichung feststellen:

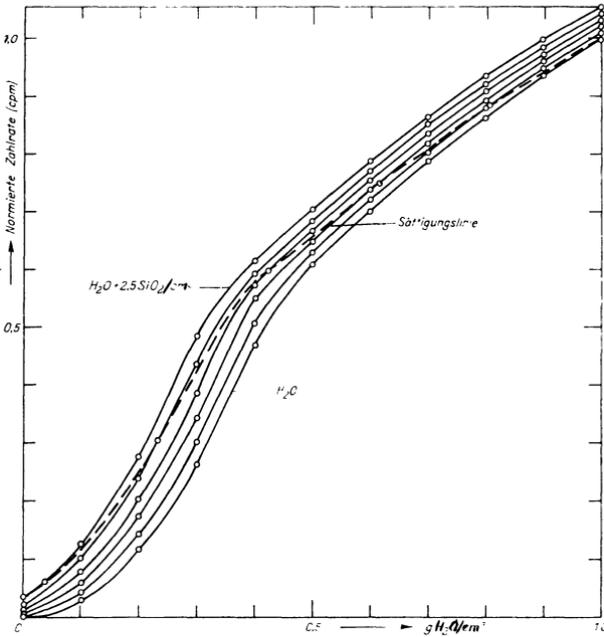


Abb. 16: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode) $r = 1$ cm (punktförmiger Detektor)

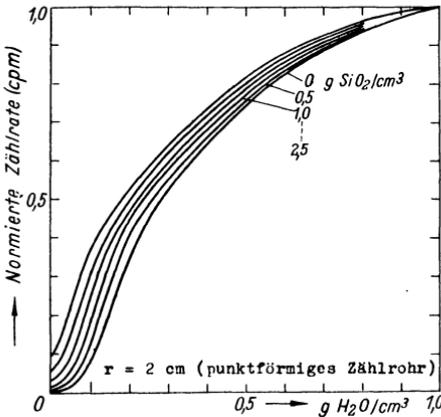


Abb. 17: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

1. Für einen kleinen Wassergehalt W tritt mit größer werdendem Abstand r eine Erniedrigung der Zählrate bei gleichzeitiger Erhöhung der Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt ein.

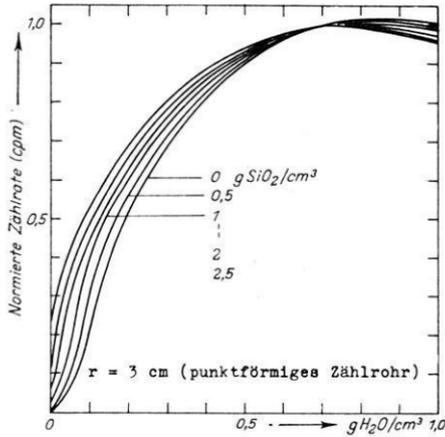


Abb. 18: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

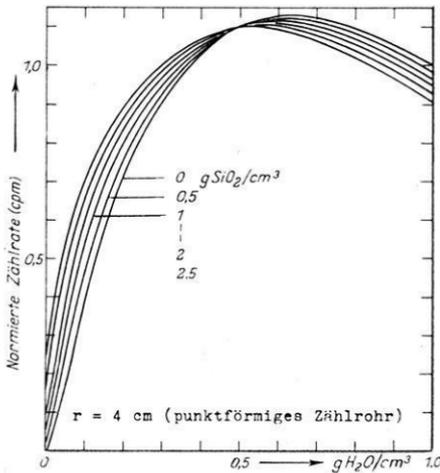


Abb. 19: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 — H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

2. In der Nähe des Maximums liegen nahezu dichteunabhängige Werte der Eichkurvenschar. Diese Feststellung kann für spezielle Untersuchungen von Interesse sein.
3. Bei einem großen Wassergehalt W tritt bei größer werdendem Abstand r eine Erniedrigung der Zählrate bei gleichzeitiger Erhöhung der Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt ein. Eine Umkehr der Reihenfolge der Parameter erfolgt.

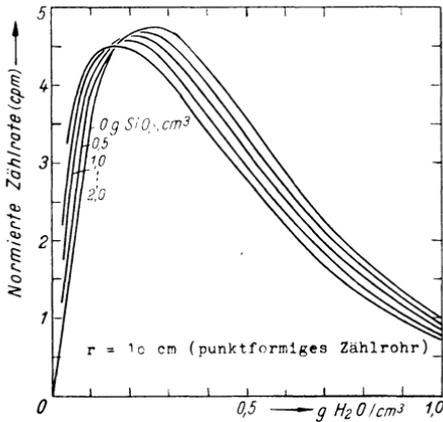


Abb. 20: Normierte Eichkurve für ein SiO_2 - H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

3.3 Eichkurvenverlauf bei Verwendung ausgedehnter Detektoren

Bei der Berücksichtigung der Ausdehnung eines Zählrohres für die Berechnung der Eichkurve ergeben sich auf Grund der möglichen verschiedenen Abstände Quelle-Zählrohr ∞^2 -Anordnungsmöglichkeiten. Die Quelle soll dabei auf der verlängerten Zählrohrachse liegen. Aus dieser Vielfalt sollen einige interessante Fälle herausgegriffen werden. Die Ergebnisse für endliche Zählrohre wurden mit der Lösung der gewöhnlichen Diffusionsgleichung und der Kugelschalenmethode gewonnen.

3.3.1 Einfluß der Änderung der Detektorlänge bei konstantem Abstand Quelle-Detektor

Ein in einem Abstand 1 cm von der Quelle angebrachtes endliches Zählrohr der Länge 1, 2, 3, 4 und ∞ cm (Lage der Quelle auf der verlängerten Zählrohrachse) ändert den Verlauf der H_2O -Eichkurve in der in Abb. 21 angegebenen Weise. Bei geringen Wassergehalten W wird mit wachsender Zählrohrlänge eine Steigerung der Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt erreicht, die jedoch mit zunehmender Materialdichte (ρ_T) abgeschwächt wird. Denkt man sich ein endlich langes Zählrohr aus unendlich vielen punktförmigen zusammengesetzt, so kann man sich das Verhalten der Eichkurve bei Änderung der Zählrohrlänge ohne Schwierigkeiten vorstellen. Läßt man die Zählrohrlänge bei gleichem Abstand Präparat-Zählrohranfang unendlich groß werden, erhält man den in Abb. 21 dargestellten Kurvenverlauf 6. Für einen Abstand Quelle-Zählrohranfang = 1 cm stellen z. B. die Kurven 1 und 6 in dieser Abbildung die Grenzkurven dar, innerhalb derer alle Eichkurvenwerte liegen.

Die in Abb. 22, 23 und 24 dargestellten Kurvenscharen sind nach der Kugelschalenmethode (Gleichung (18)) berechnet worden, und zwar sind für 3 Parameter vom SiO_2 -Gehalt 0,1 und 2 $\text{g SiO}_2/\text{cm}^3$ jeweils eine Schar aufgetragen. Man erkennt besonders gut deren Auffächerung.

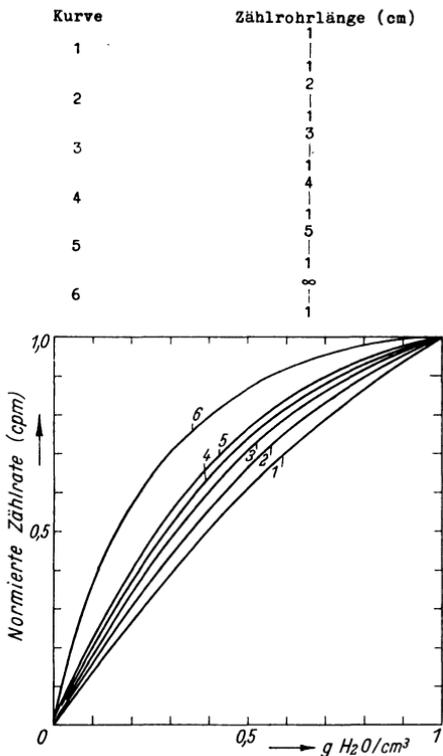


Abb. 21: Normierte H_2O -Eichkurve für verschieden lange Detektoren. (Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

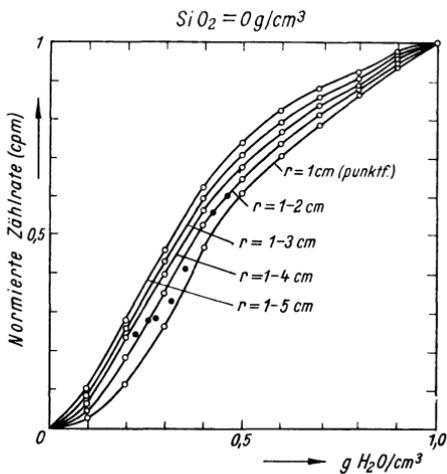


Abb. 22: Normierte Eichkurven für verschieden lange Detektoren. (Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

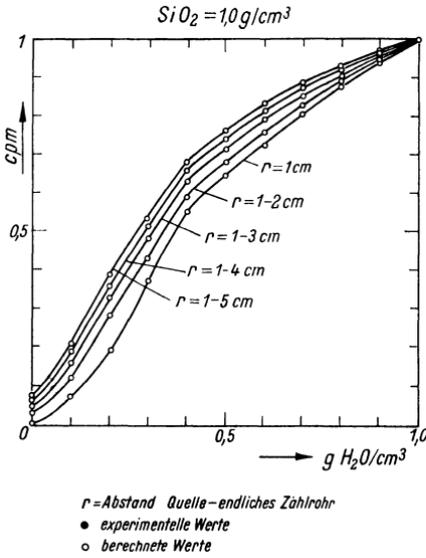


Abb. 23: Normierte Eichkurve für verschieden lange Detektoren.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

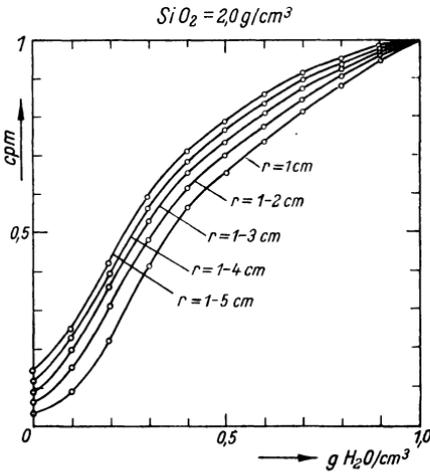


Abb. 24: Normierte Eichkurve für verschieden lange Zählrohre.
(Berechnet mit der Kugelschalenmethode)

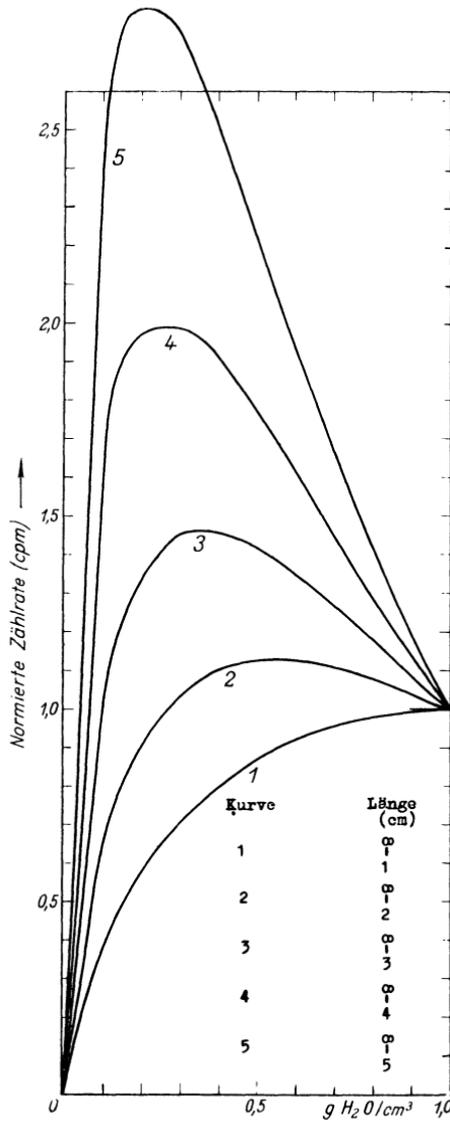


Abb. 25: Normierte H_2O -Eichkurven für unendlich lange Detektoren.
(Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

3.3.2 Verhalten unendlich langer Detektoren bei verschiedenen Abständen Quelle-Detektoranfang

Variiert man den Abstand Quelle-Detektor für ein unendlich langes Zählrohr, so sieht man, daß diese Verrückung von allen bisherigen Fällen die stärkste Änderung der normierten Zählrate bewirkt. In Abb. 25 sind 5 Fälle (Zählrohrlage: 1— ∞ , 2— ∞ , 3— ∞ ,

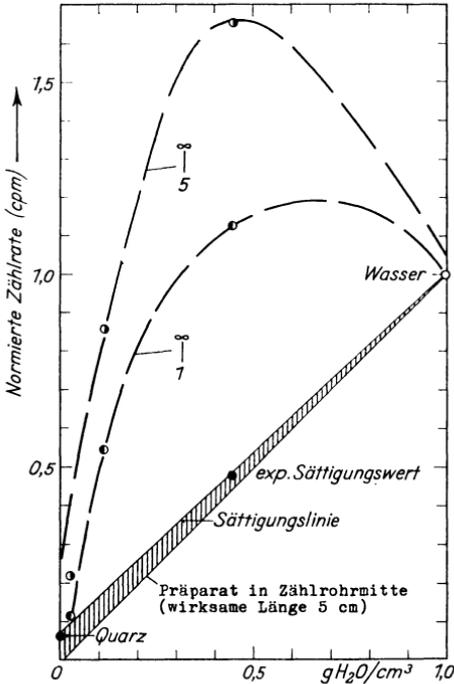


Abb. 26: Experimentelle Eichkurven für verschieden lange Detektoren.

4— ∞ und 5— ∞) dargestellt, an denen die starke Abhängigkeit der Kurvenform vom Zählrohrabstand zu erkennen ist. Man erreicht die Lage des Maximums in $W = 0,2 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ bereits bei einem Abstand r Quelle-Zählrohr = 5 cm, während man bei einem punktförmigen Zählrohr einen Abstand $r = 10 \text{ cm}$ von der Quelle haben muß, um die gleiche Lage zu erreichen. Dies bedeutet praktisch, daß mit einem großen Detektor die Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt, bei gleichem Abstand Quelle-Detektoranfang, wesentlich größer ist als mit einem kleinen Detektor. Andererseits braucht bei Vorgabe der Lage des Maximums der Abstand Quelle-Detektor bei einem großen Detektor nicht so groß zu sein wie bei einem kleinen, d. h., die Zählratenausbeute ist höher, die Meßdauer wird bei Erreichung einer vorgegebenen Genauigkeit geringer.

In Abb. 26 wird eine experimentelle Eichkurve für einen unendlich langen Detektor im Abstand 1 und 5 cm von der Quelle dargestellt.

In der Praxis gibt es keine unendlich langen Detektoren. Man kann aber durch viele Einzelmessungen, indem man jeweils den Zählrohranfang (die Seite, an der sich die Quelle befindet) an die vorhergegangene Detektorlage lückenlos heranschiebt, durch Aufsummierung zu dem gleichen Resultat wie mit einem unendlich langen Detektor gelangen. Die Lage des Maximums in der Eichkurve läßt sich experimentell nicht genau angeben. Man erkennt aber aus der Lage der experimentellen Werte, daß

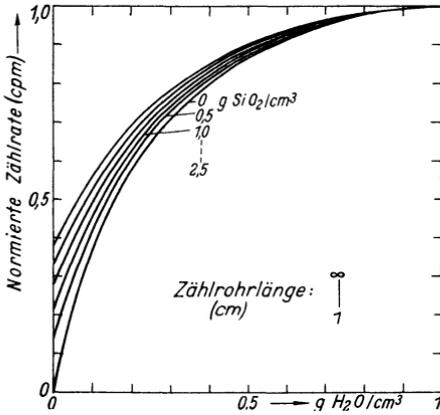


Abb. 27: Normierte Eichkurve für ein SiO_2-H_2O -Gemisch.
(Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

ein Maximum vorhanden sein muß, da die Kurven alle in den bei $1\ g\ H_2O/cm^3$ gleich 1 gesetzten Wert laufen müssen.

In den Abbildungen 27—31 sind die vollständigen Eichkurvenscharen für ein H_2O/SiO_2 -Gemisch aufgetragen. An diesen ist, wie im Falle des punktförmigen Detektors, mit größer werdendem Abstand Quelle-Detektor ein zunehmender Anstieg der Kurven bei kleinem Wassergehalt W zu erkennen. Die Auffächerung der Schar ist gut zu erkennen. Ebenso verhält sich auch der abfallende Teil der Kurve rechts vom Maximum bei größeren Abständen Quelle-Detektor, nur daß die Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt W mit größer werdendem Abstand steigt.

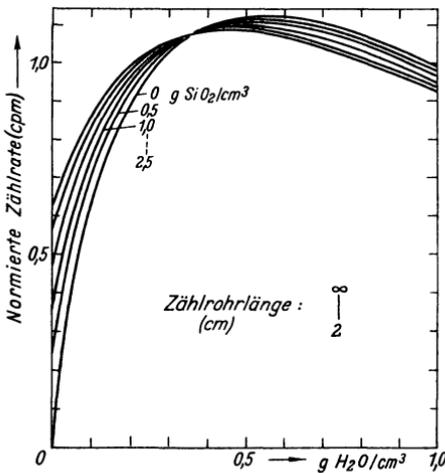


Abb. 28: Normierte Eichkurve für ein $SiO-H_2O$ -Gemisch.
(Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

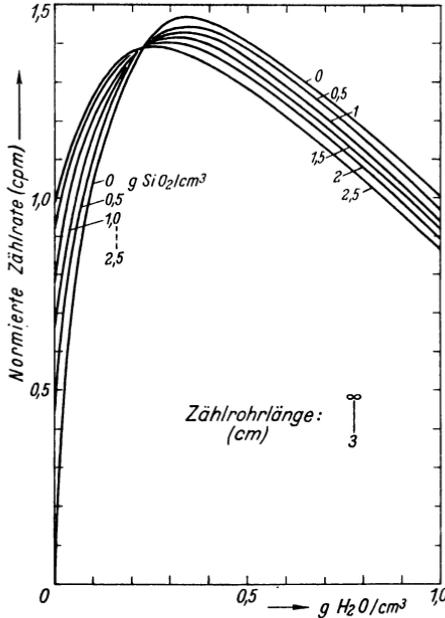


Abb. 29: Normierte Eichkurve für ein $\text{SiO}_2\text{—H}_2\text{O}$ -Gemisch.
(Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

Es gibt auch hier Punkte, die nahezu unabhängig von der Dichte sind. Man erkennt auch die Umkehr der Parameterfolge (q_T) hinter dem Maximum der Eichkurve.

3.3.3 Verlauf der Eichkurvenschar bei unendlich kleinem Abstand Quelle—Detektor

Für ein $\text{H}_2\text{O—SiO}_2$ -Gemisch läßt sich Gleichung (18) in abgekürzter Schreibweise folgendermaßen formulierten (normiert):

$$\frac{\Phi}{\Phi^{(1)}} = \frac{LD_{\text{H}_2\text{O}=1}}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}D} \left\{ \frac{e^{-\frac{|r-r'|}{L}} - e^{-\frac{|r+r'|}{L}}}{e^{-\frac{|r-r'_{\text{H}_2\text{O}=1}|}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}} - e^{-\frac{|r+r'_{\text{H}_2\text{O}=1}|}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}}} \right\}.$$

Bildet man den Grenzübergang $r \rightarrow 0$ für obigen Ausdruck, so läßt sich wegen $r' > r$ schreiben

$$\begin{aligned} & \lim_{r \rightarrow 0} \frac{LD_{\text{H}_2\text{O}=1}}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}D} \left\{ \frac{e^{-\frac{(r'_{\text{H}_2\text{O}=1}-r)}{L}} - e^{-\frac{(r'_{\text{H}_2\text{O}=1}+r)}{L}}}{e^{-\frac{(r'_{\text{H}_2\text{O}=1}-r)}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}} - e^{-\frac{(r'_{\text{H}_2\text{O}=1}+r)}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}}} \right\} \\ & = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{LD_{\text{H}_2\text{O}=1}}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}D} \left\{ \frac{e^{-\frac{r'}{L}} \cdot \frac{\sin \frac{r}{L}}{r}}{e^{-\frac{r'_{\text{H}_2\text{O}=1}}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}} \sin \frac{r}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}} \right\} = \frac{D_{\text{H}_2\text{O}=1}}{D} \cdot \frac{e^{-\frac{r'}{L}}}{e^{-\frac{r'_{\text{H}_2\text{O}=1}}{L_{\text{H}_2\text{O}=1}}}. \end{aligned}$$

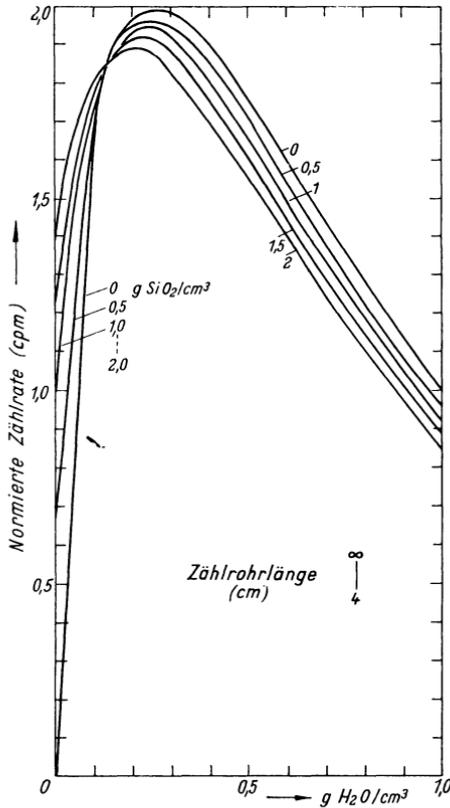


Abb. 30: Normierte Eichkurve für ein SiO₂-H₂O-Gemisch. (Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

Das Ergebnis besagt bei näherer Betrachtung, daß die Abweichung vom geradlinigen Verlauf nicht wesentlich ist. Im Falle der reinen Wasserkurve ($\rho^{(1)}/\gamma^{(1)} = 1$) erhält man wie bei der Diffusionsgleichung DP eine lineare Abhängigkeit der Zählrate vom Wassergehalt. Ebenso ist die Parameterfolge SiO₂-Dichteabhängigkeit) nahezu linear, was für Eichzwecke bereits als vorteilhaft erkannt wurde.

An Hand der gewonnenen theoretischen und experimentellen Ergebnisse wird bestätigt, daß der Verlauf der Eichkurven stark von der Geometrie der Anordnung bestimmt wird. Welche Anordnung bei einer Messung dabei am günstigsten ist, hängt vom Untersuchungsobjekt ab. Es kann nicht gesagt werden, daß eine bestimmte Anordnung die günstigste ist, wie es z. B. von SHARPE und HOLMES [6, 19] getan wird. Ebenso verfehlt ist es, wie die Ergebnisse zeigen, einen möglichst langen Detektor für allgemeine Baugrunduntersuchungen zu verwenden, da man mit diesem eine stellen-

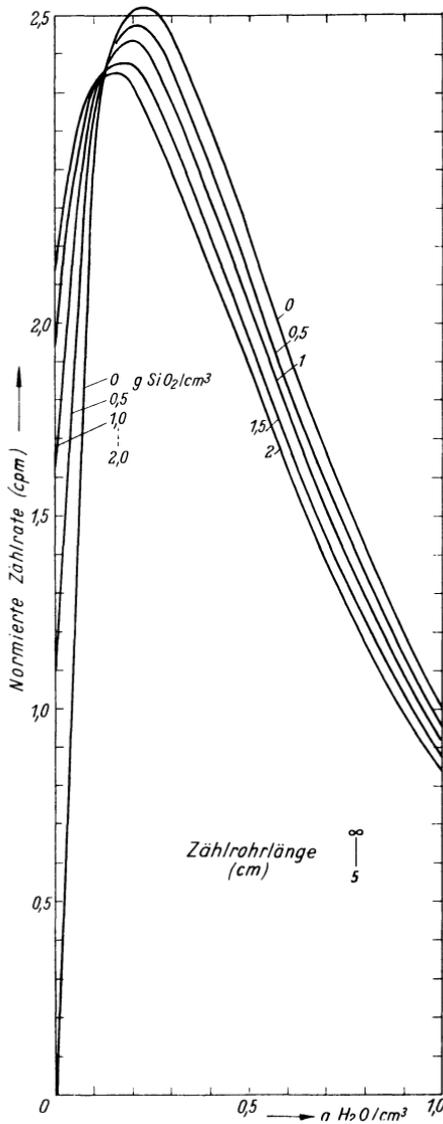


Abb. 31: Normierte Eichkurve für ein SiO₂—H₂O-Gemisch.
(Berechnet mit der gewöhnlichen Diffusionsgleichung)

weise zweideutige Eichkurve erhält. Man neigt gern zur Verwendung langer Detektoren, da bei diesen die absolute Zählausbeute hoch ist.

Lange Detektoren lassen sich aber nahezu jeder Situation anpassen, wenn man sie mit zwei verschiebbaren Cd-Hüllen entsprechend abschirmt.

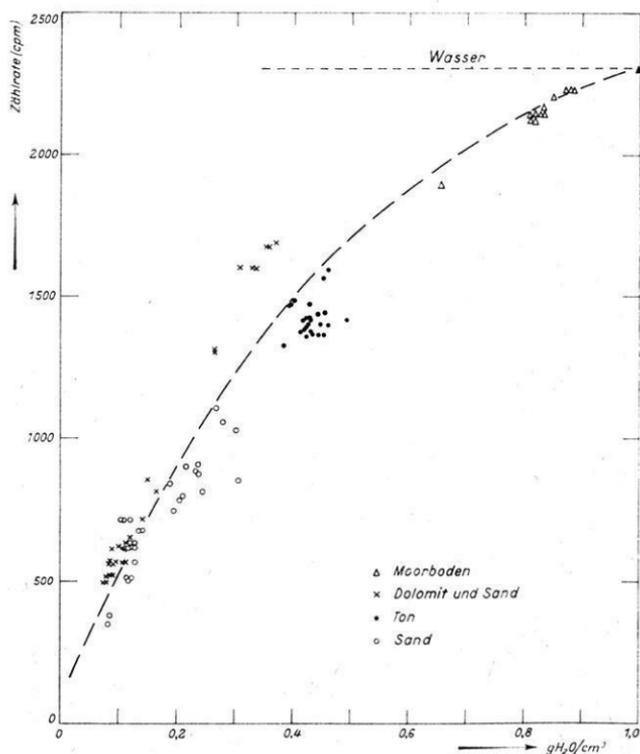


Abb. 32: Experimentelle Eichkurve aus verschiedenen Bodenarten (Geländeproben).

Dieses Ergebnis ist für die Praxis sehr wichtig und sollte im Einsatz entsprechend berücksichtigt werden. Ein aus einem langen Zählrohr ausgeblendetes Teilzählrohr hat außerdem auf Grund des Zählgasvorrates im abgeschirmten Teil des Zählrohres eine größere Lebensdauer.

Eine Folgerung soll noch herausgestellt werden: Für Eichzwecke ist es vorteilhaft, eine Quelle, die ringförmig ausgebildet ist und in der Mitte um ein möglichst kurzes bzw. entsprechend ausgeblendetes Zählrohr angebracht ist, zu verwenden.

4. Experimentelle Gewinnung der Eichkurven und der Einfluß verschiedener Faktoren auf das Meßergebnis

4.1 Herstellung der Eichkurven

Es soll jetzt gezeigt werden, auf welche Art und Weise die experimentell erhaltenen Eichkurven gewonnen wurden. Es stellte sich heraus, daß zur Feststellung der Trockendichteabhängigkeit ein großer experimenteller Aufwand getrieben werden mußte.

Die in Abb. 32 dargestellte Eichkurve wurde durch Entnahme ungestörter Bodenproben im Gelände mit genormten Stechzylindern in verschiedenen Bodenarten gewonnen.

Wie die Abb. 32 erkennen läßt, ist eine Eindeutigkeit in der Zuordnung der mit der Neutronensonde gemessenen Zählrate und dem mit dem Stechzylinderverfahren (Trocknen der Probe im Trockenschrank) bestimmten Wassergehalt nicht vorhanden.

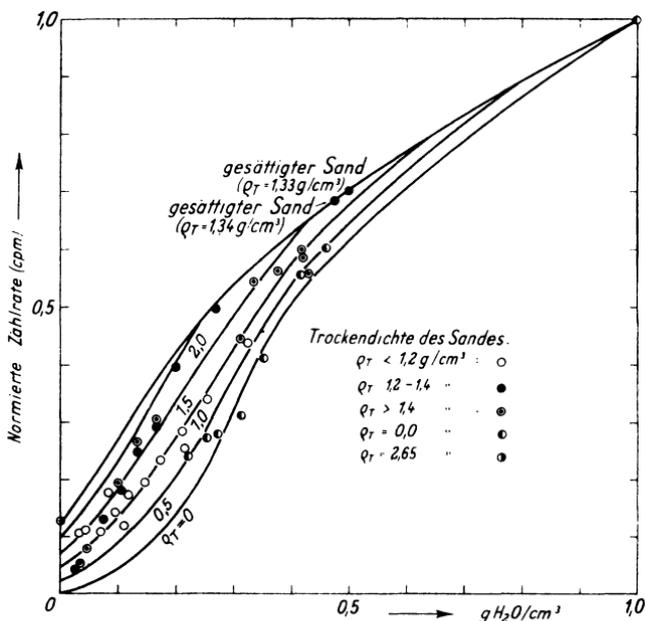


Abb. 33: Experimentell gewonnene Eichkurve für ein $\text{SiO}_2\text{—H}_2\text{O}$ -Gemisch unter Berücksichtigung der Trockendichte.

Es muß jetzt untersucht werden, ob die Art der Probenentnahme für die starke Streuung der Werte verantwortlich ist oder andere Parameter vorhanden sind, die den Vorgang in dieser Weise beeinflussen. In Frage kommen aus theoretischen Überlegungen hauptsächlich der Einfluß der Trockendichte des Materials und in diesem evtl. vorhandene Elemente mit großem Einfangquerschnitt gegenüber Neutronen.

Da der statistische Fehler der gemessenen Zählimpulse bei 5000—10000 gezählten Impulsen nur 1—1,3% beträgt, scheidet diese Fehlermöglichkeit als Ursache für die starke Streuung der Werte aus. Röntgenographische Analysen, die zur quantitativen Feststellung störender Elemente, wie z. B. Cl, B, Fe usw., dienen und an sämtlichen entnommenen Bodenarten vorgenommen wurden, führten zu keiner Einengung der Streubreite. Ebensowenig brachte die Berücksichtigung der Trockendichte eine Klärung für die starke Streuung der einzelnen Meßwerte. Die Ungenauigkeit mußte letztlich in der unzulänglichen Methode der Probennahme begründet sein.

Aus diesem Grunde wurden Laborversuche in einem zylindrischen Gefäß durchgeführt, dessen Maße so dimensioniert waren, daß der Diffusionsvorgang in dem darin befindlichen Material durch den das Gefäß umgebenden Luftraum (Neutronensenke) und die Auflagefläche (Senke oder Quelle) nicht gestört wurde.

Versuche, die zur Ermittlung des bei der Messung erfaßten Volumens dienen, zeigen, daß ein zylindrisches Gefäß mit einem Durchmesser von 80—100 cm und einer Höhe von 100 cm in den meisten Fällen ausreichend ist (siehe Abschn. 6.4). Versuche mit organischen Substanzen wurden in einem Behälter gleicher Höhe und einem Durchmesser von 100 cm durchgeführt. Für vollkommen trockenes Material waren beide Gefäßgrößen nicht immer ausreichend.

Dennoch konnte für Sand die obere Begrenzung der Eichkurvenschar (Trockendichte als Scharparameter) für den Wassergehalt $W = 0 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ experimentell festgelegt werden. Die Bestimmung dieses Wertes ist insofern von Wichtigkeit, da er für die Auffächerung der Schar in Ordinateurichtung über den gesamten Feuchtigkeitsbereich 0—1 g H₂O/cm³ eine gewisse Gültigkeit hat. Zwar ist die Intervallbreite nicht über den gesamten Feuchtigkeitsbereich konstant, jedoch wird für kleine Abstände Quelle—Detektor dieser Zustand nahezu verwirklicht.

4.2 Durchführung der Versuche

Für die Füllung der Behälter wurde je Versuch ca. $\frac{1}{2}$ bis $\frac{2}{3}$ t Material benötigt, das zuvor im Trockenschrank bei 105°C vollständig getrocknet wurde. Auf ein Austreiben des Kristallwassers wurde verzichtet, da auf natürlichem Wege ausgetrocknete Böden (Wassergehalt Null) ihr Kristallwasser ebenfalls nicht verlieren.

Das getrocknete Material wurde durch manuelles und z. T. durch maschinelles Umschufeln gleichmäßig durchmischt und in den Behälter gefüllt. In ein zuvor in diesen eingebrachtes Führungsrohr für die Neutronensonde wurde diese so in das vorbereitete Material eingeführt, daß sie von möglichst viel Material umgeben war. Anschließend wurde die für diesen Wassergehalt (0 g H₂O) und für diese Bodenart zutreffende Neutronenzählrate bestimmt. Durch mehrmaliges Anfeuchten und Durchmischen des Materials mit einer definierten Wassermenge wurde dieser Vorgang meist bis nach Erreichen der Sättigungsgrenze wiederholt. Da die Trockendichte des Materials bestimmbar war, konnte der theoretisch ermittelte Dichteinfluß experimentell bestätigt werden. Die Abb. 33 zeigt die Abhängigkeit der Impulsrate vom Wassergehalt und der Trockendichte des Materials für Sand.

Wesentlich besser zu erkennen ist die Dichteabhängigkeit der Eichkurvenschar für organische Substanzen. Versuche in der oben beschriebenen Art mit Sägespäne, Torf, Braunkohle und < 2% aschehaltigem Anthrazit geben den in Abb. 34 dargestellten Zusammenhang.

Die sich den übrigen Kurven gut anpassende untere Begrenzungskurve (reines H₂O) wurde durch Ausmessen verschieden stark verdichteten Schnees gewonnen. Die Änderung der chemischen Bindung durch den Übergang vom flüssigen in den kristallinen Zustand hat nach BORKOV, MARAKIN und MUCHIN nur einen geringen Einfluß auf die

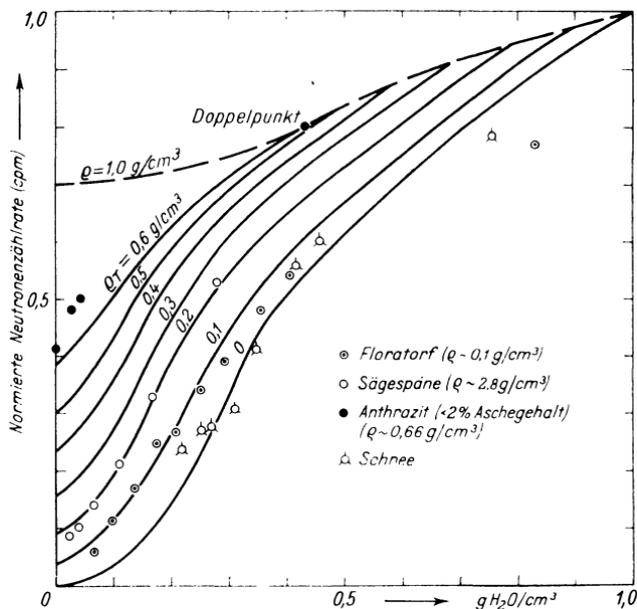


Abb. 34: Experimentell gewonnene Eichkurve für ein C—H₂O-Gemisch unter Berücksichtigung der Trockendichte.

Diffusionslänge ($\lambda L < 0,1$ cm). Die mittels Schnee gewonnene Wasserkurve stellt also auch für die übrigen Bodenarten die untere Begrenzungslinie dar.

Der Wert des oberen Punktes in der Kurvenschar beim Wassergehalt $W = 0$ g H₂O/cm³ ist, außer für Sand, für die übrigen entnommenen Bodenarten experimentell schwierig zu bestimmen, da es nicht möglich ist, das Material so weit zu verdichten, daß das Porenvolumen Null ist.

Im Elfensteingang bei Bad Harzburg konnten an einem ca. 10 m³ mächtigen Quarzgesteinsbrocken nach vorangegangenen Bohrungen Messungen vorgenommen werden. Versuche, die zur Bestimmung des Meßvolumens dienten (siehe Abschnitt 5.4) ergaben, daß das die Sonde umgebende Material mengenmäßig vollkommen ausreichend war. Untersuchungen an Proben, die dem Gang an den Meßstellen entnommen wurden, zeigten, daß die Dichte des Quarzgesteins zahlenmäßig dem spezifischen Gewicht (= 2,65 g/cm³) entsprach (Porenvolumen = 0). Durch diese Art der Versuchsdurchführung war es möglich, den zunächst nur theoretisch angenommenen Einfluß der Trockendichte auf das Meßergebnis zu bestätigen.

4.3 Einfluß von Elementen mit großem Einfangquerschnitt

Es gibt Elemente, die auf Grund ihres großen Einfangquerschnittes eine Veränderung der Neutronenzählrate verursachen. Zu den Elementen mit großem Einfangquerschnitt gehören u. a. die Elemente Cl und B. Der Einfangquerschnitt σ_a für Cl

beträgt $\sigma_a = 31,6 \pm 1,0$ barns, und für B beträgt dieser $\sigma_a = 755 \pm 2$ barns. Beide Elemente können in der Natur im angereicherten Zustand vorkommen. Die Versuche zur Bestimmung der Größe des Einflusses beider Elemente wurden mit den Verbindungen NaCl und $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ vorgenommen. Der Einfluß des Natriums ist dabei mit einem Absorptionsquerschnitt $\sigma_a = 0,505 \pm 0,010$ barns gering und vernachlässigbar klein.

Fügt man einem mit Wasser gefüllten Behälter stufenweise eines der Salze hinzu, so erhält man den in Abb. 36 und 37 dargestellten Zusammenhang zwischen der Neutronenzählrate und der Konzentration des in Wasser verteilten Salzes.

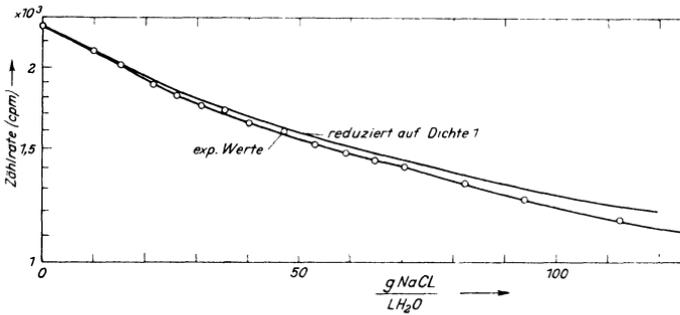


Abb. 35: Abhängigkeit der Zählrate für Wasser vom Cl-Gehalt.

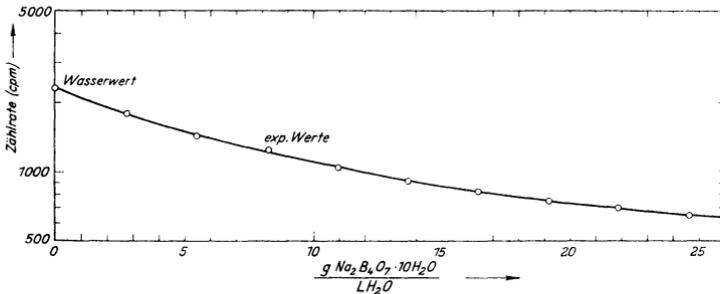


Abb. 36: Abhängigkeit der Zählrate für Wasser vom B-Gehalt.

In beiden Versuchen war ein Überschreiten der Sättigungsgrenze möglich, da eine homogene Verteilung des Salz-Wasser-Gemisches durch starkes Aufwirbeln mit in die Lösung eingeführter Prebluft möglich war. Es wurde dabei darauf geachtet, daß das von der Messung erfaßte Volumen, dessen Gestalt und Größe durch Versuche (siehe Abschnitt 5.4) bestimmt worden war, nicht von Luft durchsetzt wurde.

Die Versuche zeigen, daß bei Anwesenheit von Elementen mit großem Einfangquerschnitt eine Änderung des Meßergebnisses verursacht wird. Dies kann praktisch z. B. der Fall sein, wenn man im küstennahen Gebiet Messungen unterhalb des Grundwasserspiegels vornimmt.

Auf Grund des in Abb. 35 dargestellten Zusammenhanges zwischen der Zählrate und dem NaCl-Gehalt ist es andererseits möglich, bequem den NaCl-Gehalt einer NaCl-haltigen Lösung an Hand der gemessenen Zählrate zu bestimmen.

4.4 Bestimmung des von der Messung erfaßten Volumens

Dringen schnelle Neutronen in einen Boden ein, so ist die Stoßzahl, die bis zur Herabsetzung auf thermische Geschwindigkeit notwendig ist, bei Abwesenheit von H-Kernen groß. Der von der Messung erfaßte Bereich ist somit in wasserstofffreier oder nahezu wasserstofffreier Materie größer als in feuchten Böden oder gar in reinem Wasser. Theoretisch ist der Meßbereich unendlich groß. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Meßgerätes aber endlich ist, wird der von der Messung erfaßte Bereich auch ins Endliche zurückgeführt.

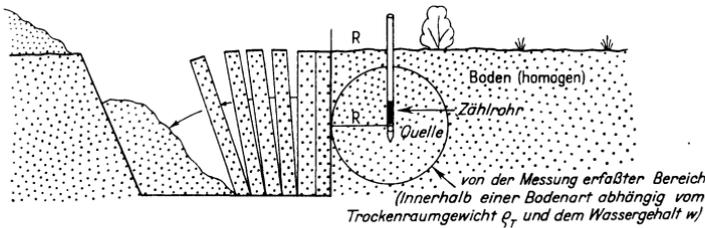


Abb. 37: Experimentelle Bestimmung des von der Messung erfaßten Bereiches (Schematische Darstellung)

Von der Möglichkeit, Indiumfolien, die in verschiedenen Abständen von der Neutronenquelle angebracht sind und von thermischen Neutronen aktiviert werden, zur Bestimmung des Meßvolumens heranzuziehen, wurde kein Gebrauch gemacht. Es ist schwierig festzustellen, wieviel von den mit der Indiumfolie registrierten Neutronen

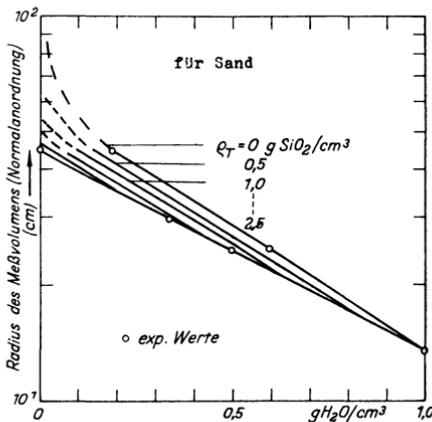


Abb. 38: Abhängigkeit des Meßvolumens für Sand vom Wassergehalt und von der Trockendichte.

zum Zählrohr gelangt wären. Dies erschwert die Auswertung sehr. Ein wesentlich einfacherer Weg wurde hier vom Verfasser begangen:

Führt man die im Boden befindliche Neutronenquelle einer Grenzfläche zu (Materie/Luft), so wird bei vorgegebener Meßgenauigkeit in einem bestimmten Abstand der Quelle von der Grenzfläche und bei einem bestimmten Wassergehalt W eine Abnahme der Zählrate unter die Nachweisgrenzen stattfinden. Experimentell wurde der Versuch nach der in Abb. 37 dargestellten Art durchgeführt. Durch das scheibenweise Abschneiden des Bodens wurde die Grenzfläche an die Sonde herangeführt, wodurch ein Umsetzen der Sonde vermieden wurde. Der Abstand R konnte auf diese Weise recht gut bestimmt werden. Die Bestimmung der vertikalen Ausdehnung des von der Messung erfaßten Bereiches wurde durch einfaches Herausziehen der Sonde in Richtung Oberfläche und Messen der Zählrate in den einzelnen Horizonten erreicht. Es zeigte sich, daß die Ausdehnungen des Bereiches in vertikaler (oben) und horizontaler Richtung bei der gewählten Normalanordnung praktisch gleich sind.

Die Größe des von der Messung erfaßten Volumens wurde für die Normalanordnung (Abstand Quelle—Detektor — 1 cm) experimentell für einen sandigen und tonigen Boden in Abhängigkeit vom Wassergehalt W und der Trockendichte ρ_T des Bodens bestimmt (Abb. 38 und 39). Bezeichnet man den Abstand von der Quelle zur oberen Begrenzung des Volumens (in Richtung Zählrohr) mit R , so gilt allgemein bis auf den sehr trockenen Bereich der Ausdruck:

$$R(\rho_T, W) = Ae^{-(\alpha + \beta W)}, \quad (14)$$

wobei A , α und β Konstante bedeuten, die aus den Abb. 38 und 39 bestimmt werden können.

Will man sich nur grob über die Größe des Abstandes R orientieren, so kann man unter Berücksichtigung der natürlichen Verhältnisse eines Bodens (mittleren Trockendichte) für Sand und Ton folgenden mittleren Abstand R angeben:

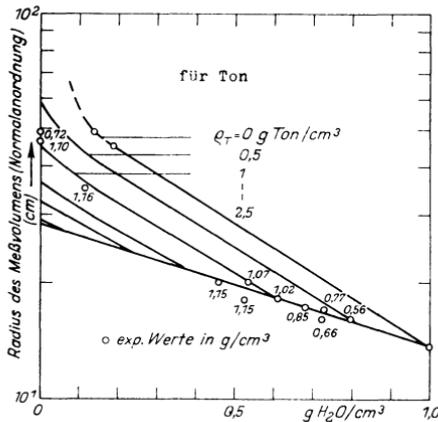


Abb. 39: Abhängigkeit des Meßvolumens für Ton vom Wassergehalt und von der Trockendichte.

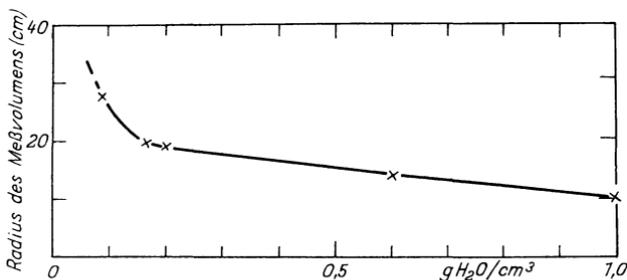


Abb. 40: Meßvolumen nach J. W. HOLMES und K. G. TURNER.

$$R_{\text{sand}} = 50 e^{-1,31 W} \quad (15)$$

$$R_{\text{Ton}} = 45 e^{-1,20 W}, \quad (16)$$

wobei W in g/cm^3 zu rechnen ist.

Eine von HOLMES und TURNER [7] experimentell bestimmte Kurve ist zum Vergleich in Abb. 40 dargestellt. Von anderen Autoren wurden ähnliche Kurven ermittelt, wobei die Abhängigkeit der Zählrate von der Trockendichte nicht berücksichtigt wurde.

Daß die für das erfaßte Volumen ermittelten Werte bei den einzelnen Autoren nicht wesentlich voneinander abweichen, ist wohl darauf zurückzuführen, daß die beim Versuch benutzten Quellstärken (10 mC), die Ansprechwahrscheinlichkeit der Meßgeräte und die gemessenen Zählraten (ca. 10000 cpm) jeweils in der gleichen Größenordnung liegen. Ebenso ist die Anordnung Quelle—Zählrohr bei allen Autoren bei diesen Betrachtungen im wesentlichen als ähnlich anzusehen. Bedenkt man aber, daß z. B. eine Verdoppelung der Quellstärke im Mittel eine Verdoppelung der Anzahl der thermischen Neutronen im gesamten Raum zur Folge hat, so ist ohne weiteres einzusehen, daß unter sonst konstanten Verhältnissen ein größerer Bereich, aus denen die zur Messung beitragenden Neutronen kommen, erfaßt wird.

4.5 Einfluß von Hohlräumen auf das Meßergebnis

Nicht uninteressant in diesem Zusammenhang ist es zu wissen, welchen Einfluß ein im Boden auftretender Hohlraum auf das Meßergebnis hat. Zur Untersuchung dieses Effektes wurde folgender Idealfall konstruiert:

Ein die Sonde umgebender, homogener aufgebauter Boden (Dolomit-Sand-Gemisch) wurde durch in Form von Zylindersektoren (30°-Sektoren) entnommenen Material künstlich ausgehöhlt (Zylinderachse—Sondenachse). Die nach jeder Entnahme vorgenommenen Messungen ergaben dabei den in Abb. 42 aufgetragenen Zusammenhang zwischen der Größe des Luftraumes (Winkel) und der gemessenen Zählrate. Obgleich dieses Ergebnis zunächst nur für diese Bodenart und deren Eigenschaften gilt, zeigt es, daß eine starke Abhängigkeit zwischen der Zählrate und der Größe des Hohlraumes besteht, die auch für andere Bodenarten mit anderen Eigenschaften vorhanden sein muß.

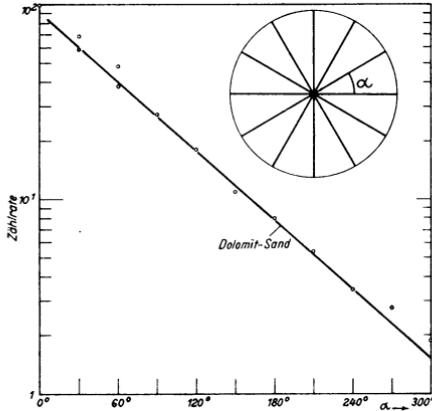


Abb. 41: Abhängigkeit der Zählrate von der Verteilung der umgebenden Materie.

4.6 Einfluß organischer Substanzen auf das Meßergebnis

Wie schon oben ausführlich behandelt, werden die Neutronen an H-Kernen besonders stark gebremst. Dabei ist es gleichgültig, ob die H-Atome in H_2O -Molekülen oder in organischen Kohlenstoffketten auftreten. In dem Fall wird beim Stoß eine starke Energieübertragung vom Neutron zum H-Kern stattfinden.

Dies hat zur Folge, daß bei Messungen in organischen Substanzen ein zu hoher Wassergehalt vorgetäuscht wird, da zunächst einmal alle registrierten H-Kerne in Wasseräquivalenten¹⁾ ausgedrückt werden.

Hinzu kommt ein in gleicher Richtung wirkender Effekt, der beim Stoß des Neutrons mit einem C-Atom auftritt. Durch Kohlenstoff entsteht wegen seiner relativ geringen Masse ($m = 12$) ein beträchtlicher Energieverlust des Neutrons beim Stoß. So kann z. B. ein nahezu reiner Kohlenstoff (Anthrazit mit $< 2\%$ Asche) von der Dichte $0,66 \text{ g/cm}^3$ einen Wassergehalt von ca. $0,35 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$ vortäuschen. Torfe mit einem natürlichen Wassergehalt von $0,1 \text{ g/cm}^3$ und einem Trockengewicht von $0,1 \text{ g/cm}^3$ ergeben ein Wasseräquivalent von ca. $0,18 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$. Derartige Wasseräquivalent-Angaben können natürlich zu Fehlschlüssen in bezug auf den wahren Wassergehalt führen.

Um einen größenordnungsmäßigen Begriff des Einflusses organischer Substanzen zu bekommen, wurden Eichkurven (Abb. 34) von kohlenstoffhaltigen Materialien unterschiedlicher Dichte hergestellt (ρ_T : $0,10 \text{ g/cm}^3$, $0,2 \text{ g/cm}^3$ und $0,66 \text{ g/cm}^3$). Die dazwischenliegenden Kurven wurden durch Interpolation gewonnen. Die Abb. 34 zeigt, daß sich die experimentell gewonnenen Kurven der kohlenstoffhaltigen Substanzen gut der ebenfalls experimentell gewonnenen Wassercurve anpassen.

In reinen organischen Substanzen kann mit einem weiter unten angeführten Auswertverfahren der wahre Wassergehalt und die wahre Trockendichte ermittelt werden.

¹⁾ Diejenige Wassermenge, die auf Grund der gemessenen Zählrate an Hand der Eichkurve abgelesen wird.

Notwendig ist dazu eine zusätzliche Bestimmung der Feuchtdichte, die aber — z. B. aus Gamma-Gamma-Messungen — ohne Schwierigkeiten gemacht werden kann.

Sind die Horizonte wassergesättigt, entfällt die Messung der Feuchtdichte. Hat man es mit geringmächtigen Schichten zu tun, so ist oftmals eine Neutronenmessung auf Grund des bei der Messung erfaßten kleineren Volumens einer Gamma-Gamma-Messung vorzuziehen. Bei letzterer beträgt die vertikale Ausdehnung in Materialien der Dichte $\rho_T \approx 1 \text{ g/cm}^3$ ca. 70 cm, bei der Neutronenmessung schwankt diese je nach Anordnung zwischen ca. 30—50 cm bei $\rho_T \approx 1 \text{ g H}_2\text{O/cm}^3$.

Sind die Schichtmächtigkeiten geringer als das Meßvolumen, so werden in einem Sondierungsprogramm die wahren Werte nicht erreicht.

Theoretisch wär es möglich, aus der Richtungsänderung des Kurvenverlaufes beim Eintauchen des Meßvolumens in eine benachbarte Schicht auf den wahren Wassergehaltswert dieser Schicht zu schließen. Dabei muß die Voraussetzung gemacht werden, daß der Wassergehalt und die Feuchtdichte oberhalb und unterhalb der Grenzschicht konstant sind und eine scharfe Grenzschicht vorliegt. Beide Fälle sind aber kaum in der Natur anzutreffen.

5. Bestimmung des Wassergehaltes aus der Neutronenzählrate und der Feuchtdichte

Bisher wurde bei der Bestimmung des Wassergehaltes W die Trockendichte ρ_T als gegeben vorausgesetzt. Da diese Voraussetzung jedoch in der Praxis nicht erfüllt ist¹⁾, wird eine zusätzliche Bestimmung dieser Bodeneigenschaft notwendig. Es soll an dieser Stelle gezeigt werden, daß mit der z. B. aus einer Gamma- [9] oder Gamma-Gamma-Messung [8, 10] gewonnenen Feuchtdichte eine genaue Angabe der Trockendichte ρ_T und damit des Wassergehaltes W möglich ist.

Bei allen bisherigen Dichtebestimmungsmethoden ist eine direkte Ermittlung der Trockendichte nicht möglich. Dies betrifft auch das in jüngster Zeit entwickelte Gamma-Gamma-Verfahren, bei dem die Streuprozesse, welche die Gamma-Strahlen ausführen, an der Elektronenhülle der am Aufbau des Bodens beteiligten Atomkerne erfolgen. (Strenggenommen wird nicht die Materialdichte, sondern die „Elektronendichte“ bestimmt, was jedoch bei konstantem Verhältnis von Elektronen- und Kernmassenzahl dasselbe ist. Diese Konstanz liegt nahezu bis zu Ordnungszahl $Z = 26$ (Fe) vor und ist somit für die wichtigsten Bodenelemente gesichert. Eine Ausnahme in dieser Reihe bildet der Wasserstoff auf Grund des Verhältnisses 1 : 1 von Elektronen- zur Kernmassenzahl. Unter Verwendung verschieden harter Gamma-Strahlung ist es theoretisch möglich, die Anomalie des H für die Ermittlung der Trockendichte im Boden auszunutzen. Der gewichtsmäßige Anteil der H-Atome ist jedoch zu gering, so daß eine direkte Trockendichtebestimmung nicht möglich ist.

Es entsteht jetzt die Aufgabe, aus der z. B. mit der Gamma-Gamma-Sonde gewonnenen Feuchtdichte ρ_F und der mit der Neutronensonde gemessenen Zählrate N , welche die Trockendichte, wie wir experimentell und theoretisch gefunden haben, unbekannterweise beinhaltet, die Trockendichte und den Wassergehalt W zu berechnen.

¹⁾ Es wird fast immer nur die Feuchtdichte gemessen.

Das geschieht mit dem hierfür entwickelten Auswertverfahren.

Im folgenden soll

- N die gemessene Neutronenzählrate,
 W den Wassergehalt des Bodens,
 ϱ_T die Trockendichte des Bodens,
 ϱ_F die Feuchtdichte des Bodens,
 ϱ_n die scheinbare Trockendichte des Bodens,
 W_n den scheinbaren Wassergehalt des Bodens bedeuten.

Der allgemeine Verlauf der Neutroneneichkurve läßt sich beschreiben durch

$$N = f(W, \varrho_T) \quad (17)$$

oder bei Bildung der Umkehrfunktion durch

$$W = \Psi(N, \varrho_T). \quad (18)$$

Ist lediglich die Feuchtdichte ϱ_F statt ϱ_T bekannt, so läßt sich mittels sukzessiver Näherung der zu dem ϱ_F gehörige Wassergehalt W bei bekannter Neutronenzählrate N bestimmen. Es ist

$$\varrho_T = \varrho_F - W$$

und durch Einsetzen von (18)

$$\varrho_T = \varrho_F - \Psi(N, \varrho_v).$$

In dieser Form ist ein Iterationsverfahren möglich, wenn wir schreiben

$$\varrho_{v+1} = \varrho_F - \Psi(N, \varrho_v) \quad v = 1, 2, \dots$$

und $\varrho_1 = \varrho_F$ als Ausgangswert wählen.

Setzen wir für $\varrho_T = x$, so erhalten wir

$$x - \varrho_F - \Psi(N, x) = 0$$

$$\varrho(x) - \varrho_F - \Psi(N, x)$$

und mit

$$x_{v+1} = \varrho(x_v).$$

Für die Gültigkeit des Approximationsverfahrens muß die Funktion $\varrho(x)$ der Bedingung genügen:

$$|\varrho'(x)| < 1|$$

für alle x im Intervall $x \in [\varrho_F, \varrho_T]$.

Durch die mit der Neutronen-sonde gemessene Zählrate N und der mit der Gamma-Gamma-Sonde ermittelten Feuchtdichte ϱ_F erhält man den in Abb. 43 dargestellten Punkt I. Aus der Differenz $\varrho_1 - W_1$ erhält man eine scheinbare Trockendichte ϱ_2 , die unter Konstanthaltung von N den Wassergehalt W_2 bei II liefert. Bildet man wiederum die Differenz $\varrho_2 - W_2$, so erhält man eine scheinbare Trockendichte, die dem wahren Wert näher kommt. Aus diesem leitet sich W_3 ab usw. Die Differenzen $W_2 - W_1$, $W_3 - W_2$... usw. streben bei Fortsetzung des Verfahrens dem Wert Null zu. Bei einer Schrittzahl $n \rightarrow \infty$ erhält man den wahren Wasserwert W und die wahre Trockendichte ϱ_T .

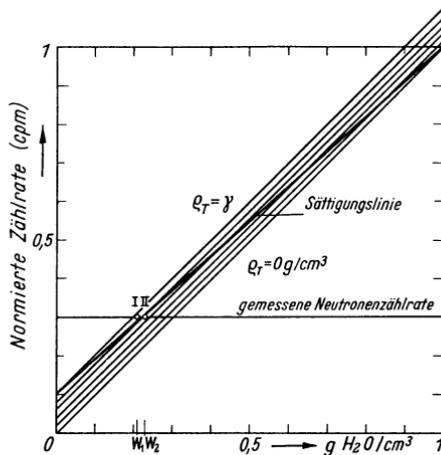


Abb. 42: Schematische Darstellung zur Erläuterung des Auswerteverfahrens.

Damit ist also die Möglichkeit gegeben, den wahren Wasserwert W und ebenso die Trockendichte ρ_T aus der Neutronenzählrate und der Feuchtdichte anzugeben. Die Genauigkeit in der Wassergehalts- und Trockendichteangabe hängt dabei außer vom Betrag der gemessenen Impulsraten und dem Anstieg der Eichkurven nur noch von der Anzahl der o. a. Schritte ab. Die Schrittzahl wird sich bei der praktischen Auswertung i. a. auf 2—3 beschränken, so daß die Bestimmung der Kennziffern W und ρ_T nicht umständlich und mühevoll wird.

Im Spezialfall, in dem N eine lineare Funktion von W und ρ_T ist, läßt sich W direkt (ohne Iteration) berechnen. Dieser Spezialfall gilt dann, wenn der Abstand Quelle—Detektor (siehe Abschnitt 2.6) unendlich klein ist.

Wir erhalten:

$$W = N - k\rho_T,$$

wobei

$$k = \frac{N(W=0, \rho_T=\gamma)}{\gamma}$$

ist.

Dieses Ergebnis ist für die Praxis sehr wichtig.

6. Zusammenfassende Beurteilung

Die Kenntnis des Wassergehaltes des Bodens kann zur Klärung hydrologischer und baugrundlicher Fragen von entscheidender Bedeutung sein. Mit der neuerdings entwickelten Neutronen-sonde lassen sich Probleme lösen, die mit den sog. klassischen Methoden nicht oder nur mit großem materiellem und zeitlichem Aufwand bewältigt werden können. Eine kritische Betrachtung theoretischer und experimenteller Art bei der Anwendung der Neutronen-sonde fehlte jedoch bis jetzt. Dies hatte zur Folge, daß z. B. SHARPE eine Anordnung Quelle—Zählrohr (auf der gleichen Achse) mit 5 cm Abstand für die beste hielt, während von HOLMES, STONE et al. eine in der Mitte des empfindlichen Zählrohrbereiches angebrachte Quelle als vorteilhaft empfunden wurde.

Die dabei von den einzelnen Autoren hergestellten Eichkurven fallen entsprechend unterschiedlich im Verlauf aus.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe der gewöhnlichen Diffusionsgleichung (punktförmige Quelle, Kugelschalenquelle) das grundsätzliche Verhalten einer Neutronensonde in einem Boden bei verschiedenen geometrischen Anordnungen Quelle—Detektor gezeigt. Die Berechnungen erstrecken sich dabei auch auf längsgedehnte Zählrohre, im Grenzfall auf unendlich lange. Die z. B. bei verschiedenen Zählrohlängen auftretenden Maxima in der Eichkurve (Abhängigkeit des Wassergehaltes von der Neutronenzählrate und der Trockendichte des Bodens) werden experimentell bestätigt. Es wird theoretisch und experimentell gezeigt, daß der Einfluß der Trockendichte erheblich und von der Art der Anordnung abhängig ist. Nur in bestimmten Grenzfällen und bei bestimmten Anordnungen spielt der Einfluß der Trockendichte eine unwesentliche Rolle.

Welche Anordnung am günstigsten ist, hängt im wesentlichen vom Wassergehalt des Bodens ab. Für die Eichung am vorteilhaftesten ist eine Anordnung, bei der sich die Neutronenquelle in der Mitte eines möglichst kurzen (nahezu punktförmigen) Detektors befindet.

Das von der Messung erfaßte Volumen wird in der Literatur nur in Abhängigkeit vom Wassergehalt angegeben. In dieser Arbeit wird experimentell gezeigt, daß zusätzlich — bei Konstanzhaltung aller übrigen Parameter (Quellstärke, Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, Geometrie der Anordnung) — eine Abhängigkeit der Zählrate von der Trockendichte des Bodens besteht. Bedeutung erlangt die Kenntnis des Meßvolumens in der Nähe von Schichtgrenzen.

Eine quantitative Angabe des Einflusses von organischen Substanzen (Torf, Anthrazit) und von Elementen mit großem Einfangquerschnitt (Bor, Chlor) wird für die gewählte Anordnung gemacht.

Da zur Bestimmung des Wassergehaltes bzw. der Trockendichte nur die Neutronenzählrate und die Feuchtdichte zur Verfügung stehen, wurde ein Auswertverfahren entwickelt, das zur rechnerischen Ermittlung des Wassergehaltes und der Trockendichte dient.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. H. MENZEL, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal, herzlich für sein ständiges förderndes Interesse an meiner Arbeit danken. Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. H. CLOSS, Ltd. Direktor in der Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover, der mir die Durchführung der Arbeit ermöglichte. Herrn Dr. J. HOMILIUS, vom Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung, und Herrn Dr. I. WENDT, von der Bundesanstalt für Bodenforschung, danke ich für die Förderung der Arbeit in zahlreichen Diskussionen.

Für die Unterstützung bei der Ausführung eines Teiles der experimentellen Untersuchungen möchte ich Herrn Dr. WOLTERS vom Geologischen Landesamt Nordrhein-Westfalen, Krefeld, und seinen Mitarbeitern, insbesondere Herrn A. KEMPF, meinen Dank aussprechen. Ebenso schulde ich Fräulein URSEL RÖMER, Bundesanstalt für Bodenforschung, Dank für die Bewältigung des umfangreichen Zahlenmaterials.

Literatur

- [1] ADAIR, R. K.: Neutron cross sections of the elements. *Rev. Mod. Phys.* 22, 249—289.
- [2] EIPE: Die Bestimmung des Raumgewichts von Böden und Gesteinen durch Gammastrahlen. *Freiberger Forschungshefte C 61 Geophysik Berlin 1959*, 0, 92.
- [3] GARDNER and KIRKHAM: Neutron method for soil moisture. *Soil Science* 73, 391 (1952).
- [4] GOLDSTEIN, H., ZWEIFEL, F. F., FOSTER, JR. D. G.: The slowing down of neutrons in hydrogenous media. *A/Conf. 15/P/2375 USA* (1958).
- [5] GRÜMM, H. und PUTZ, F.: Nukleare Berechnung von hochangereicherten wassermoderierten Reaktionen, *Atomkernenergie Heft 9* (1960).
- [6] HOLMES, J. W.: Soil water determination by neutron scattering. *Australian Journal of applied science* Vol, 7, No. 1, p. 45 (1956).
- [7] HOLMES, J. W. und TURNER, K. G.: The measurement of water content of soils by neutron scattering, *Journal of Agricultural Engineering Research*, Vol. 3, No. 3 (1958).
- [8] HOMILIUS, J. und LORCH, S.: On the theory of Gamma ray scattering in boreholes. *Geophys. Prosp.* VI (1958 No. 4, 342—364).
- [9] HOMILIUS, J. und LORCH, S.: Density determination on near-surface layers by Gamma absorption. *Geophys. Prosp.* V, 449—468 (1957).
- [10] HOMILIUS, J., LORCH, S. und SEITZ, K.: Radioaktive Dichtebestimmung mit der Gamma-Gamma-Sonde, *Geol. Jahrb.* 75, 183—196 (1958).
- [11] KÜHN, W.: Feuchtigkeitsbestimmung durch elastische Streuung schneller Neutronen *Atompraxis* 5, 133 (1959).
- [11a] LORCH, S.: Bestimmung der Einsickerung von Wasser in Böden mit Gammastrahlen künstlich radioaktiver Isotope (Gamma-Lysimeter) (demnächst veröffentlicht).
- [12] LÖSCH, F.: Siebenstellige Tafeln der elementaren transcendenten Funktionen.
- [13] MILOJENC, A.: The role of impurities and the radius effect in the BF 3 proportional counters. *A/Conf. 15/P/193, Yugoslavia* (1958).
- [14] MORTIER and DE BOODT: Determination of soil moisture by neutron scattering. *Netherlands Journ. Agr. Sci.*, 4, 111—113 (1956)
- [15] RIJTEMA, P. E.: Einige fysische achtergronden bij het gebruik van radio-aktieve stoffen voor het bepalen van het vochtgehalte in de grond *Inst. voor Cultuurtechniek en Waterhuishouding Rapport 6* (1959).
- [16] SCHULTZE-MUHS: *Bodenuntersuchungen für Ingenieurbauten.*
- [17] SCHNEIDER: *Radioaktive Isotope, ihre Herstellung und Anwendung.* Springer-Verlag 1957
- [18] SEGRE, E.: *Experimental Nuclear Physics. Vol. II, Part VII*, 208—569.
- [19] SHARPE, J.: Measurement of moisture content by neutron counting. *British Journ. Appl. Phys.* 4, 93—94 (1953).

- [20] STEWART, GORDON, L. and TAYLOR, STERLING, A.: Field experience with the measuring soil moisture. *Soil Science* 83, 151 (1957).
- [21] STOZY and CAHOON, G. A.: A field-calibrated portable neutron rate meter for measuring soil moisture in citrus orchards. *Soil science of American Proceedings*, Vol. 21, p. 571 (1958).
- [22] STONE, KIRKHAM and READ: Soil moisture determination by a portable neutron scattering moisture meter. *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.* 19, 419—423 (1955).
- [23] WIRTZ-BECKURTZ: *Neutronenphysik*, Springer-Verlag 1958.

On the Connection Between Stress and Displacements in Faulted Regions¹⁾

by J. E. THRASHER, Tulsa²⁾, and A. E. SCHEIDEGGER, Zürich³⁾

Eingegangen am 24. Mai 1963

Summary: This paper demonstrates a method of obtaining the principal direction of the stress tensor in a faulted area when the principal directions of the displacement tensor are known. Also, the mean and standard deviation of the maximum principal stress axes are determined for a randomly faulted area with null axes parallel to a plane, provided the displacement component normal to this plane has always the same sign; it is then shown that the mean is normal to the plane of the null axes. This result is important in connection with the statistical analysis of earthquake fault plane solutions inasmuch as it proves that the tectonic motion direction obtained as the "most orthogonal" direction to the null axes of an area must coincide with the average (maximum) principal stress direction.

Zusammenfassung: Die Arbeit präsentiert eine Methode, die gestattet, die tektonischen Hauptspannungsrichtungen in einem von Brüchen durchzogenen Gebiet aus den Hauptachsen des Verzerrungstensors herzuleiten. Der Mittelwert und die Streuung der größten Hauptspannungsrichtung sind für eine willkürlich von Brüchen durchzogene Gegend berechnet, solange man annimmt, daß die Nullachsen der Brüche einer Ebene parallel sind und die Verschiebungskomponente normal zu dieser Nullachse immer dasselbe Vorzeichen aufzeigt. Dieses Resultat ist im Zusammenhange mit der Theorie der Verschiebungsebenen in Erdbebenherden wichtig, da es zeigt, daß die tektonische Bewegungsachse, die man dadurch erhält, daß man die beste Normale zu den Nullachsen in einem Gebiet findet, dieselbe sein muß, wie die mittlere Hauptspannungsrichtung.

In order to determine the stress pattern of a particular area it is necessary to first find the principal directions of the stress tensor. One method has been proposed by SCHEIDEGGER (1963). The method shown here involves a geometrical relationship, based upon some general assumptions, between the principal direction of the stress tensor and the principal direction of the displacement tensor. This method results in a quick resolution of the principal directions of the stress tensor, since the principal directions of the displacement tensor are readily ascertained from field observations.

¹⁾ This research was supported by Grant No. AF-AFOSR-62-419 of the U.S. Air Force Office of Scientific Research as part of the Advanced Research Projects Agency's VELA UNIFORM Program.

²⁾ J. E. THRASHER, Tulsa University, Tulsa, Oklahoma (U.S.A.).

³⁾ A. E. SCHEIDEGGER, z. Z. Gastdozent am Geophysikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Permanente Adresse: University of Illinois, Urbana, Illinois (U.S.A.).

A greatly disturbed area having many pairs of conjugate fault systems presents a problem when the direction of the maximum principal stress for the area is desired. While the directions of the maximum principal stresses for each pair of conjugate fault systems could be determined and the average computed, the application of rigid statistical analysis provides a quicker means of finding the average. In this paper we are concerned with an area in which the intermediate principal stress axes all lie in the same plane while the maximum principal stress axes have a conical distribution. Intuitively, this should result in the axis of the cone representing the average maximum principal stress axis. The reliability of this intuition will be demonstrated in the results of the statistical analysis.

Principal direction of the displacement tensor

The principal direction of the displacement tensor [SCHEIDEGGER, 1962] (to be further referred to as the K -tensor) of a fault has three possible orientations, or principal axes, which make up the fundamental trihedron of the fault. These three principal axes are the slip vector axis along the fault plane, the null axis (axis of no displacement) of the fault, and an axis normal to both of the first two axes.

When two conjugate fault systems are considered, the null axis of the K -tensor is the intersection of the fault planes of the two systems. The slip vector axis of one system coincides with the principal axis of the second system which is normal to the null axis and slip vector axis of the second system. In other words, the two planes each contain one of the principal axes of the K -tensor. This is shown in stereographic projection in Fig. 1. The fault planes are represented by planes I and II and the principal axes of the K -tensor are represented by the axes a , b , and c .

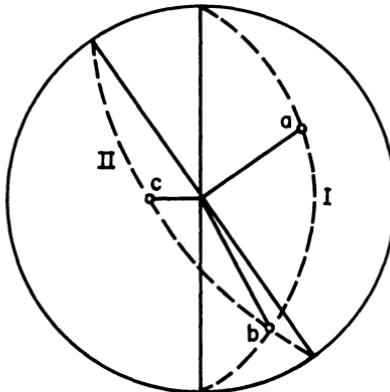


Fig. 1

Principal direction of the stress tensor

From the principal direction of the K -tensor, the principal direction of the stress tensor (to be further referred to as the T -tensor) is to be calculated. For the purposes of this paper, it will be assumed that the faulting occurs in such a manner that the

intermediate principal stress axis (the *B*-axis) coincides with the line of intersection of the fault planes and the remaining two axes *bisect* the angles of intersection of the fault planes. The latter two principal axes are the maximum and minimum principal stress axes (*A*- and *C*-axes, respectively). The relative positions of the three axes and the fault planes are shown in stereographic projection in Fig. 2. The fault planes are represented by the planes I and II and the three axes are represented by the axes *A*, *B* and *C*.

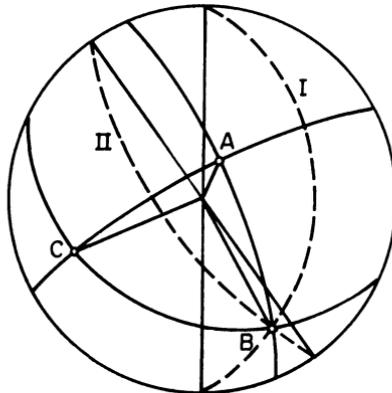


Fig. 2

Determination of the principal direction of the stress tensor from the principal direction of the displacement tensor

Assuming a material having a shear direction of 45 degrees, the fault planes of each system of a pair of conjugate fault systems intersect the plane containing the *A*- and *B*-axes of the stress tensor at angles of 45 degrees. The principal axes *a* and *c* of the *K*-tensor lie in the two fault planes and, therefore, are at angles of 45 degrees from the *A*- and *B*-axes plane. Since the axes *a*, *c*, *A*, and *C* are all perpendicular to the null axis at the same point, they must all be in the same plane. Thus, when the principal direction (and, therefore, the principal axes) of the *K*-tensor is known, the *A*- and *C*-axes of the *T*-tensor can be found by rotating the *a*- and *c*-axes of the *K*-tensor through an angle of 45 degrees about the null axis. This is shown in Fig. 3. The *B*-axis of the *T*-tensor coincides with the null axis.

If the material is assumed to have a shear direction of 30 degrees, the fault planes of the resulting pairs of fault systems are not perpendicular, and there is a set of principal axes (with their null axes coincident) of the *K*-tensors for each fault system of a pair. The fault planes intersect the plane of the *A*- and *B*-axes of the *T*-tensor at angles of 30 degrees; therefore, the *a*-axis of one of the *K*-tensors and the corresponding axis (call it the *a'*-axis) of the second are at angles of 30 degrees from the *A*- and *B*-axes plane. The *a*-, *c*-, *a'*-, *c'*-, *A*-, and *C*-axes are all perpendicular to the null axis at the same point and, thus, lie in the same plane. With one, or both, sets of principal axes of the *K*-tensors known, the *A*- and *C*-axes of the *T*-tensor can be found by rotating the *a*-

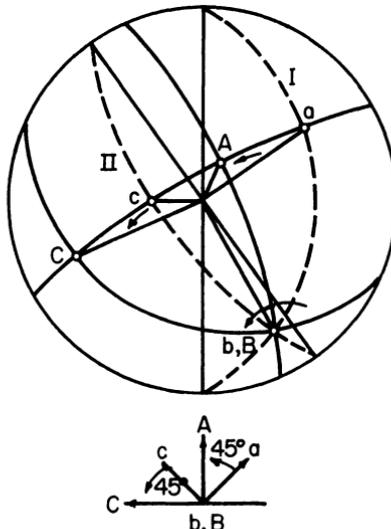


Fig. 3

and c -axes of the K -tensors through angles of 30 degrees toward the bisectors of the 60 degree and 120 degree angles of intersection of the fault planes, respectively. Fig. 4 illustrates the procedure.

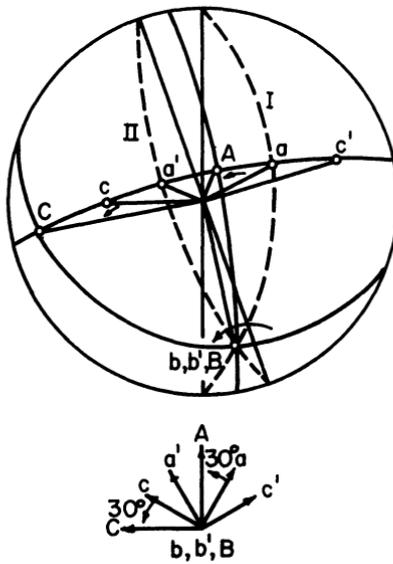


Fig. 4

The discussion for the material with a shear direction of 30 degrees applies generally. A material with a shear direction of 45 degrees is a special case with the two sets of principal axes of the *K*-tensors coincident.

The mean and standard deviation of the *C*-axes

When the *C*-axes of a greatly disturbed area have a conical distribution as discussed in the introduction, the cone has a segment of a sphere as its base. Due to the symmetry of the cone, the sector of a circle obtained by passing a plane through the axis of the cone may be statistically analyzed to determine the mean and standard deviation of the conically distributed *C*-axes. Such an analysis follows, in which the sector is assumed a quadrant of a circle. (See Figure 5)

The random variable to be considered is the angle θ which varies between 45 and 135 degrees or $\pi/4$ and $3\pi/4$ radians¹). A uniform (with θ) distribution of the *C*-axes will be assumed. Therefore, the density function, $f(\theta)$, of θ will be a constant for θ between $\pi/4$ and $3\pi/4$ radians and zero for all other θ .

The value of $f(\theta)$ for θ between $\pi/4$ and $3\pi/4$ radians can be obtained from the integral

$$\int_{\pi/4}^{3\pi/4} f(\theta) d\theta = 1, \tag{1}$$

which is the value of the distribution function over the interval.

Upon integrating equation (1) and solving for the constant $f(\theta)$, we find

$$f(\theta) = 2/\pi.$$

The mean, or expected value of θ is given by

$$E(\theta) = \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \theta f(\theta) d\theta. \tag{2}$$

Substituting for $f(\theta)$ and solving the integral of equation (2),

$$E(\theta) = \pi/2 \text{ radians, or } 90 \text{ degrees.}$$

This value indicates that the mean of the *C*-axes is the axis of the conical distribution and is normal to the plane containing the *B*-axes.

The standard deviation σ of θ is given by

$$\sigma = \pm \sqrt{V(\theta)} \tag{3}$$

where $V(\theta)$ is the variance of θ .

$V(\theta)$ can be found from the following equation:

$$V(\theta) = \int_{\pi/4}^{3\pi/4} [\theta - E(\theta)]^2 f(\theta) d\theta. \tag{4}$$

¹) This is the maximum range that is possible if one assumes that the corresponding *faults* have null axes that are parallel to a plane and the same *sign* of the displacement normal to that plane.

Substituting for $E(\theta)$ and $f(\theta)$ and integrating (4) yields

$$V(\theta) = \pi^2/48.$$

Therefore:

$$\sigma = \pm \frac{\pi}{4\sqrt{3}}$$

radians or approximately $\pm 26^\circ$.

The standard deviation of the direction of the C -axes is approximately 26 degrees from the mean C -axis of the cone.

The result that the mean of the C -axes is normal to the plane extended by the B -axes (or b -axes, i. e. null axes) has a great significance in connection with the statistical analysis of fault plane solutions of earthquakes: the tectonic motion direction of an area obtained by finding the best fitting normal to the null axes of a series of earthquakes must correspond to the average (maximum or minimum, as the case may be) principal stress direction of the area.

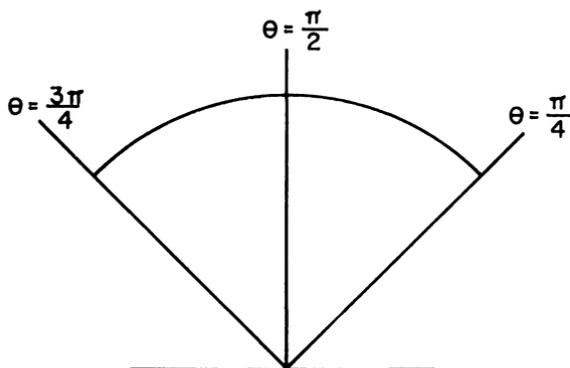


Fig. 5

Acknowledgments

The authors wish to acknowledge their indebtedness to Father Stauder of the Department of Geophysics, Saint Louis University, for having read and criticized the manuscript. The authors are grateful to Father Stauder for having made pertinent suggestions for the improvement of the paper.

References

- BRUNK, H. D. (1960): *An Introduction to Mathematical Statistics*. Boston: Ginn and Co.
- SCHEIDEGGER, A. E. (1962): Finite Strain in Tectonic Deformations. *Canad. J. Phys.* 40, 761—768.
- SCHEIDEGGER, A. E. (1963): Geometrical Significance of Isallo Stress. *New Zealand J. Geol. Geophys.* 6, 221—227.

Buchbesprechungen

W. HÖHNE: *Verfahren zur Herstellung trägheitsarmer Thermoelemente und Widerstandsthermometer*. Veröffentl. des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 18, 1963, 18 Seiten, Akademie-Verlag, Berlin, DM 4,80.

Vf. beschreibt verschiedene Verfahren, die sich zum Bau trägheitsarmer Temperatur-Meßfühler eignen. Nacheinander werden Weichlötung mit verschiedenen Loten, Schweißung, Druckverbindungen, Klebungen, galvanische und Aufdampfverfahren diskutiert. Der Praktiker vermißt allerdings Angaben über die Zusammensetzung von Loten, Klebstoffen usw., so daß die Lektüre der Schrift unergiebig bleibt.

E. KEPPLER

KARL-HEINZ GRASNICK: *Ergebnisse der Ozonmessungen in Potsdam während des IGJ und der IGC 1957—1959*. Veröffentl. des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 19, 1963, mit 4 Abbildungen, 35 Seiten. Akademie-Verlag, Berlin. Brosch. DM 8,20.

Das am Meteorologischen Hauptobservatorium Potsdam seit 1943 zur Messung des Gesamt ozonbetrages benutzte Hoelper-Spektrometer wurde, inzwischen unbrauchbar geworden, 1955/56 wieder hergerichtet und für Routinemessungen umgebaut.

Das vorliegende Heft beschreibt auf den ersten 10 Seiten den Aufbau des neuen Gerätes, seine Eichung und den Ablauf der Messungen. Durch eine geschickte Extrapolation wurde das Verhältnis der extraterrestrischen Intensitäten für die beiden benutzten Wellenlängen 311 nm und 322 nm bestimmt.

Es folgen auf 25 Seiten die Meßwerte in Tabellenform. Angegeben wird für die Zeit vom 1. 7. 1957 bis 8. 10. 1959 für verschiedene Tageszeiten Sonnenhöhe, Gesamt ozonbetrag über Potsdam, Trübungsfaktor, Bewölkung und Sichtweite.

P. FABIAN

HERBERT GRAEWE: *Atomphysik*, 2. Aufl. Dümmler-Verlag, Bonn. 1963, 416 S., 82 Abb., DIN A 5, Ln. DM 29,80.

Das jetzt in 2. Auflage vorliegende, neubearbeitete Buch soll die Brücke schlagen zwischen der „Schulphysik“ und der wissenschaftlichen Atomforschung und wird deshalb auch als Arbeitsbuch für Studium und Unterricht bezeichnet. Es gibt den gegenwärtigen Stand der Kenntnisse und ist recht reichhaltig.

Einen Eindruck von dem Umfang des Textes vermittelt schon ein kurzer Blick in das ausführliche Inhaltsverzeichnis. Die drei Hauptabschnitte: Grundlagen der Atomphysik, Atomhülle und Linienspektren, Aufbau und Umwandlung der Atomkerne, sind in sich stark gegliedert, so daß eine große Übersichtlichkeit erreicht wird; außerdem erlaubt ein Sachverzeichnis von 18 Seiten ein schnelles Auffinden gesuchter Textstellen. Das Buch läßt sich deshalb auch als eine Art Nachschlagewerk oder Leitfaden verwenden. Zahlreiche Schrifttumsnachweise als Fußnoten und im Anhang (7 Seiten) erleichtern es sehr, ein auftretendes Problem bis in die Einzelheiten weiter zu verfolgen. Bemerkenswert ist ferner noch eine Tabelle mit Angaben über 275 stabile und 1264 instabile Isotope. Der Text ist in der Art eines Lehrbuches gestaltet. Für eine Einführung in die Atomphysik wäre es vielleicht vorzuziehen, die grundlegenden Experimente betont in den Vordergrund zu stellen, auch viel mehr Meßergebnisse mitzuteilen und dann erst, daran anknüpfend, Schlüsse und Folgerungen zu ziehen, in der Art beispielsweise von R. W. POHL. Gerade wenn, wie im Vorwort angedeutet wird, nicht nur die Vorstellungswelt der Physiker dargestellt werden soll, sondern auch Prinzipielles, Naturphilosophisches, ist die Hervorhebung charakteristischer Versuche am lehrreichsten. Dazu gehörte natürlich eine entsprechende Formulierung, die das jeweils Hypothetische und Modell-

hafte sowie die Voraussetzungen unübersehbar hervortreten ließe. In dieser Richtung könnte das Buch noch verbessert werden.

Im einzelnen wären noch mancherlei Bemerkungen zu machen; einige Beispiele mögen genügen. Über das „Wesen des Lichtes“ kann der Physiker grundsätzlich keine Aussagen machen (S. 77). — Die Begriffe Vorstellung und Wirklichkeit sind nicht klar; Vorstellung ist nebenbei notwendig immer Bild (S. 32). — Bei homöopathischen Verdünnungen kommt es nicht nur auf die Menge an, sondern auch auf den Verdünnungsprozeß. Es ist nicht ausreichend, physiologische Prozesse rein quantitativ zu betrachten (S. 24). H. SCHWENTEK

K. H. SCHMELOVSKY: *Untersuchungen über die äußere Ionosphäre und deren regelmäßige Variationen*. Akademie Verlag Berlin, 1962. 83 Seiten, brosch. DM 24.50.

Die Arbeit behandelt die Entstehung und Verteilung der Ionisierung der Ionosphäre oberhalb von 200 km Höhe. Das ist ein recht weites Gebiet, und es wird ausführlich — von der Messung bis zur Theorie — behandelt.

Im ersten Kapitel werden die verschiedenen Meßmethoden, wie Faradayrotation und Dopplereffekt von Satellitensignalen, Mondechos, Whistlerbeobachtungen usw., grundsätzlich erläutert. Der Verfasser beschränkt sich dabei auf Radiomethoden, wobei die klassische Ionosondenmessung ausgeklammert wurde, weil sie nur Messungen bis zum Maximum der F-Schicht gestattet. Im zweiten Kapitel wird ein Verfahren zur Auswertung der Faradayrotation von Satellitenregistrierungen beschrieben, das im Observatorium Kühlungsborn entwickelt wurde. Erfreulich ist die ausführliche Darstellung und die Fehlerdiskussion. Sie ermöglichen es dem Leser, sich selbst ein Bild von den Schwierigkeiten der Auswertung und der Verlässlichkeit der Ergebnisse zu machen. In zwei weiteren Kapiteln werden Meßergebnisse mitgeteilt, die im Observatorium Kühlungsborn mittels Registrierung von Faradayrotation und Whistlern gewonnen wurden, und mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

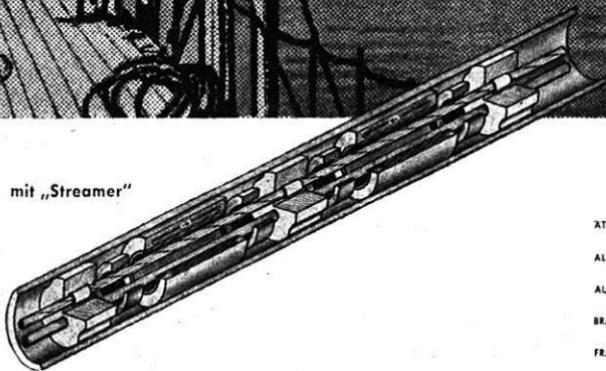
Dann versucht der Verfasser eine theoretische Deutung. Der ermittelte Tagesgang des Elektronendichteprofiles stimmt recht gut mit dem errechneten überein, das aus der Rekombinationsgleichung unter Mitberücksichtigung der Diffusion abgeleitet wurde. Ein Phänomen, das sich jedoch hartnäckig jeder Erklärung widersetzt, ist die Tatsache, daß im Winter der Gesamtelektroneninhalt der Ionosphäre (und auch die F-Grenzfrequenz) größer ist als im Sommer. Verschiedene Versuche, den Effekt mit Diffusion, Drift oder jahreszeitlich unterschiedlicher Durchmischung der Atmosphäre zu begründen, führen nicht zum Ziel. Deshalb schlägt der Verfasser einen neuen Mechanismus vor: längs der Kraftlinien des Erdmagnetfeldes soll ein Ladungstransport von der Sommer- zur Winterhalbkugel stattfinden, der durch den Temperaturgradienten längs der Kraftlinien hervorgerufen wird. Erste Abschätzungen und qualitative Überlegungen sprechen für die Hypothese. Eingehendere quantitative Untersuchungen sind jedoch erforderlich.

In einem Schlußwort der Arbeit spricht der Verfasser von der Schwierigkeit, sich zwischen Unvollständigkeit und Zuspätkommen zu entscheiden. Man muß dem Autor das Kompliment machen, daß man von dieser Schwierigkeit kaum etwas bemerkt. Augenscheinlich stellt die Arbeit einen gelungenen Kompromiß dar. Sie ist keine bloße Zusammenfassung über den derzeitigen Stand unseres Wissens über die äußere Ionosphäre; dazu fehlt es auch an Vollständigkeit. Aber es wird doch immerhin ein ganzer Themenkreis aufgegriffen und ausführlich — von der Messung bis zur Theorie — abgehandelt. Überdies ist die Arbeit aktuell, insbesondere wegen der Hypothese über die Sommer-Winter-Anomalie. H. KOHL

35 000 Schußpunkte im Jahre 1963



mit „Streamer“



ATHIOPHEN	PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH P.O. Box 119 - DIRE DAWA
ALGERIEN	SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE 6, Boulevard Mohamed V - ALGER
AUSTRALIEN	PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD. Box 320 E G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND
BRASILIEN	PRAKLA S.A. Av. Franklin Roosevelt 23 12 ^a andar - RIO DE JANEIRO
FRANKREICH	COMPAGNIE POUR L'APPLICATION DES TECHNIQUES GÉOPHYSIQUES "C.A.T.G." 79, Champs Elysées - PARIS - VIII ^e
LIBYEN	PRAKLA LIBYA P.O. Box 679 - TRIPOLIS
MAROKKO	PRAKLA MAROC 53, Rue Allal ben Abdallah - CASABLANCA
ÖSTERREICH	PRAKLA GMBH WIEN 19 - Kreindl-Gasse 15/10
SPANIEN	PRAKLA SEISMOS ESPAÑOLA S.L. Calle Nervion 4 - MADRID (2)
SYRIEN	PRAKLA SYRIA BP 1074 - ALEPPO
TÜRKEI	PRAKLA ANKARA P.K. 41 - CANKAYA ANKARA



ASKANIA Instrumente von Weltruf

Das einfachste Meßprinzip ist stets das sicherste!

**Hundertfach
bewährt**

Askania - Torsionsmagnetometer

Für die Vertikalintensität:

Bauart Gfz

Direkter Meßbereich 60000 γ , Meßgenauigkeit etwa $\pm 2\gamma$

Bauart Gfz/M mit Mikrometer

Direkter Meßbereich 60000 γ

bei einer Meßgenauigkeit etwa $\pm 1\gamma$

oder direkter Meßbereich 120000 γ

bei einer Meßgenauigkeit etwa $\pm 2\gamma$

Für die Horizontalintensität:

Bauart Gfh

Direkter Meßbereich 40000 γ , Meßgenauigkeit etwa $\pm 2\gamma$

Verlangen Sie nähere Informationen!

Weitere geophysikalische Instrumente: Land- und Seegravimeter, Variographen, Magnetographen, Mikrobarometer, Mikrobarographen

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT
ASKANIA-WERKE · BERLIN-MARIENDORF