

FREIBERGER
FORSCHUNGSHEFTE

C 68

GEOPHYSIK

KLAUS ROTHE

**Radiometrische Bestimmungen an Mineralien
und Gesteinen (Grundlagen, Meßverfahren mit Zählrohr,
Eichung und Anwendung)**



FFH
C 68e

AKADEMIE-VERLAG BERLIN

1959

XVI 1142

C 682

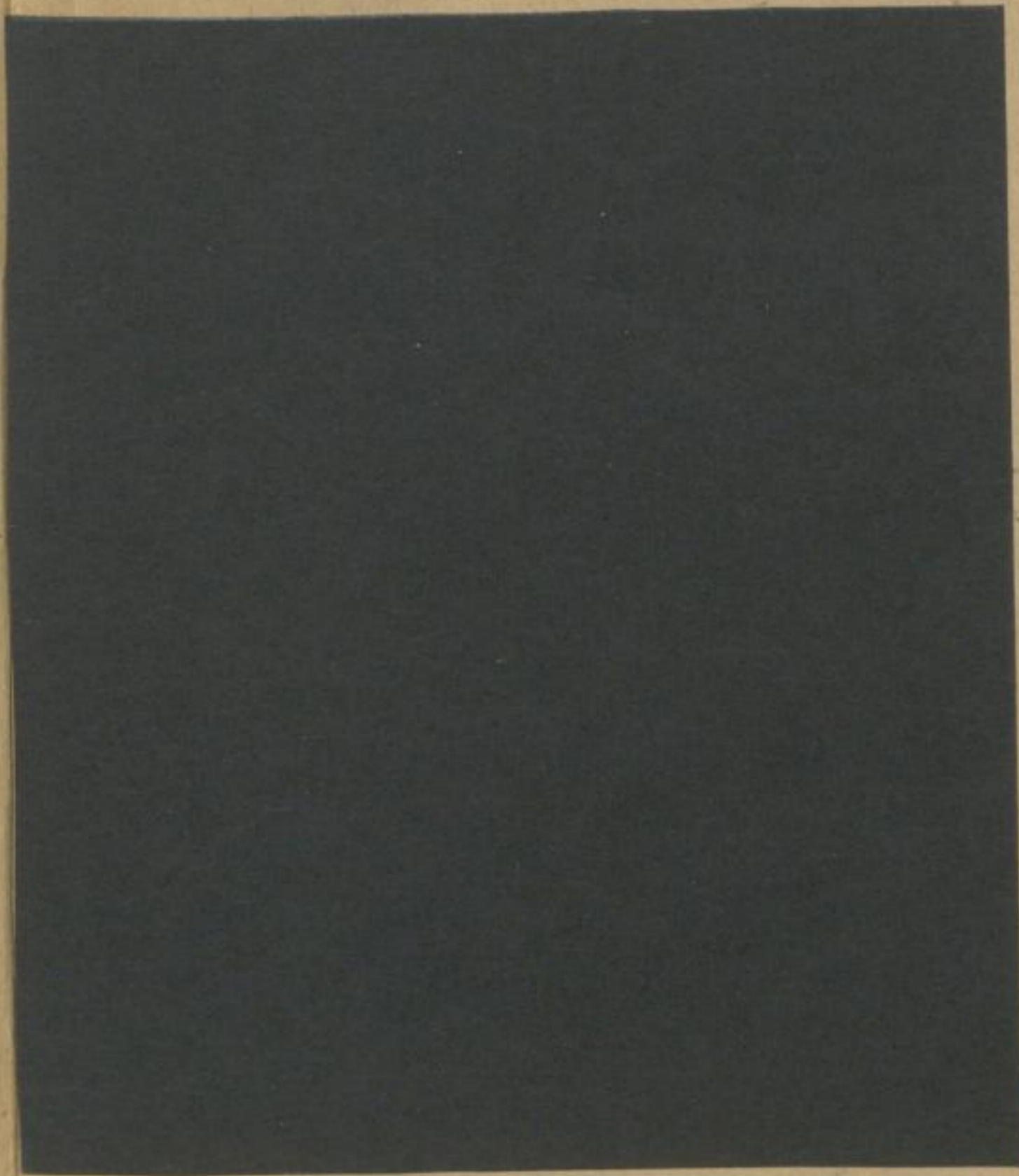
Bücherei
Bergakademie
Freiberg i. Sa.



TU BERGAKADEMIE FREIBERG
TU BERGAKADEMIE FREIBERG



XVI 1142 . C68E



FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

C 68

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Herausgegeben vom Rektor der Bergakademie Freiberg

C 68

GEOPHYSIK

Radiometrische Bestimmungen an Mineralien und Gesteinen (Grundlagen, Meßverfahren mit Zählrohr, Eichung und Anwendung)

Von

KLAUS ROTHE



Akademie-Verlag · Berlin

Freib. Forsch.-H.	C 68	S. 1—160	63 Bilder	9 Tab.	Berlin, August 1959
-------------------	------	----------	-----------	--------	---------------------

Diplomarbeit aus dem Institut für Angewandte Geophysik
der Bergakademie Freiberg

Direktor: Prof. Dr. phil. O. MEISSER

Institutsveröffentlichung Nr. 66



XVI 1142 (C68) e

Eingang des Manuskriptes in der Redaktion der Bergakademie am 12. 1. 1959

„Freiberger Forschungshefte“, Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften. Herausgeber: Der Rektor der Bergakademie Freiberg, Prof. Dr.-Ing. H. Härtig. — Chefredakteur: Dipl.-Ing. R. Wendler, Freiberg, Klubhaus der Bergakademie, Aug.-Bebel-Str. 5 (Fernruf 2497). — Verlag: Akademie-Verlag, GmbH, Berlin W 1, Leipziger Str. 3—4 (Fernruf 220441), Postscheckkonto 35021. — Die Freiberger Forschungshefte erscheinen in zwangloser Folge in den Reihen A, B, C und D. Ausführliches Verzeichnis aller lieferbaren Hefte von der Redaktion der Bergakademie oder dem Akademie-Verlag. — Preis dieses Heftes 12,— DM. — Bestell- und Verlags-Nr. 2062/253/C 68. Vertrieb: Für das Gebiet der Deutschen Demokratischen Republik durch den Buchhandel; für das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland durch den Buchhandel (Auslieferung Kunst und Wissen, Inhaber Erich Bleber, Stuttgart-S, Wilhelmstraße 4—6); für das gesamte Ausland durch eine Importbuchhandlung, den Deutschen Buch-Export und -Import GmbH, Leipzig C 1, Postschließfach 276, oder den Verlag. — Gesamtherstellung: VEB Druckerei „Thomas Müntzer“ Bad Langensalza. — Veröffentlicht unter der Lizenz-Nr. 202 · 100/512/59 des Ministeriums für Kultur, HV Verlagswesen, der Deutschen Demokratischen Republik. Kartengenehmigung: MDI der DDR Nr. 4617. — Printed in Germany. — Alle Rechte vorbehalten.

(59. 1820)

INHALT

Vorwort	9
Einleitung	11
Physikalische Grundlagen	12
Der radioaktive Zerfall	12
Begriff der Radioaktivität	12
Das radioaktive Zerfallsgesetz	12
Radioaktives Gleichgewicht	13
Die radioaktiven Umwandlungsarten und ihre Strahlungen	14
Alpha-Zerfall und Alpha-Strahlung	14
Beta-Zerfall und Beta-Strahlung	16
Gamma-Strahlung	19
Dualer Zerfall	24
Zerfallsschema	24
Natürliche radioaktive Kernarten	25
Die radioaktiven Zerfallsreihen	25
Einzelne natürliche radioaktive Kernarten	29
Maßeinheiten der Radioaktivität und ihrer Strahlungen	31
Maßeinheiten für die Radioaktivität	31
Maßeinheiten für radioaktive Strahlungen	32
Mengenangaben radioaktiver Substanzen	33
Höhenstrahlung	35
Wesen und Eigenschaften der Höhenstrahlung	35
Änderungen in der Höhenstrahlungsintensität	36
Strahlungsnachweis und Strahlungsmessung	38
Methoden der Strahlungsmessung (Überblick)	38
Ionisationsmethoden	38
Zählkammern und Zählrohre	39
Allgemeines über Zählmethoden	39
Zählkammern	39
Proportionalzähler	40
Auslösezähler (Geiger-Müller-Zählrohr)	40
Szintillationszähler	45
Prinzip	45
Der Szintillationskristall	46
Der Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)	46
Gamma-Spektroskopie	48
Photonenzählrohr-Szintillationszähler	48

Bergakademie
- Bücherei -
Freiberg i. Sa.

Andere Zähler	49
Funkenzähler	49
Kristallzähler	49
Elektronische Zusatzgeräte	49
Allgemeines	49
Hochspannungsgeräte	49
Eingangskreise und Diskriminatoren	50
Untersetzer und Zählwerkstufen	53
Integrationsgeräte	54
Mathematische Grundlagen der Impulsmethoden	54
Natürliche und technische Fehler	54
Einfacher statistischer Fehler	55
Nulleffekt.	57
Zerfallsfehler	58
Zählverluste und Koinzidenzfehler (Trägheitseffekte)	59
Mittelwertanzeige	61
Radioaktivität der Gesteine	64
Allgemeines	64
Die relativen Beiträge der verschiedenen Elemente zur Radioaktivität der Gesteine.	64
Geochemische Besonderheiten des Urans und Thoriums	66
Uran- und Thorium-Mineralien	67
Radioaktivität der Eruptivgesteine.	68
Verteilung der radioaktiven Elemente in den Eruptivgesteinen.	68
Zonale Verteilung der radioaktiven Elemente	70
Magmatische Uran- und Thorium-Lagerstätten	70
Radioaktivität der Sedimentgesteine	71
Allgemeines	71
Sedimentäre Uranlagerstätten	73
Strahlungspegel über Gesteinen	73
Radioaktivität der Gesteine über Erdöllagerstätten.	74
Radioaktivität der Gewässer.	77
Radioaktivität der Ozeane	77
Radioaktivität von Quellen und Schichtwässern	77
Radioaktivität der Atmosphäre	77
Radiometrische Bestimmungen im Laboratorium	79
Allgemeines über Laboratoriumsmethoden.	79
Vergleich mit anderen analytischen Methoden	79
Einfluß des gemeinsamen Auftretens verschiedener radioaktiver Elemente	79
Uran-Äquivalent.	80
Probenahme und Vorbereitung zur radiometrischen Analyse	80
Radiometrische Laboratoriumsgeräte	81
Radiometrische Messungen mit Alpha-Strahlen	81
Bedeutung der α -Methoden	81
α -Zählung.	81
Die Emanationsmethode zum Urannachweis.	83

Beta-Zählmethoden	83
Allgemeines	83
Meßtechnik	84
Relative β -Messungen	85
Absolutbestimmungen mit β -Strahlen	86
Gamma-Zählung	91
Allgemeines	91
Messung der Radioaktivität von Proben mit γ -Strahlen	91
Gamma-Spektroskopie	93
Kombinierte Beta-Gamma-Zählung	95
Bestimmung des Urangehalts bei gestörtem Gleichgewicht	95
Bestimmung des Urangehalts bei Anwesenheit von Thorium	96
Bestimmung des Thoriumgehalts	98
Durchführung der Messungen	98
Radiometrische Messungen im Gelände, vom Flugzeug aus und unter Tage	99
Tragbare Feldradiometer	99
Anforderungen an ein tragbares Feldradiometer	99
Der Strahlungsempfänger	100
Elektronischer Teil	101
Aussichten der Weiterentwicklung	103
Der Szintillationszähler in der Feldvermessung	103
Empfindlichkeit und Genauigkeit von Radiometern	103
Eichung der Radiometer	104
Der halbquantitative Charakter der Feldmessungen	104
Möglichkeiten einer Eichung	104
Durchführung der Eichung	107
Radiometrische Vermessungen an der Erdoberfläche	107
Durchführung der Messungen	107
Auswertung der Messungen	108
Bestimmung des Nulleffekts	108
Raumwinkel- oder Masseneffekt	109
Eindringtiefe und Auflösungsvermögen einer γ -Vermessung	110
Die Bedeutung der radiometrischen Anomalien	112
Radiometrische Bemusterung	114
Radiometrische Messungen vom Kraftwagen aus (Carborne-Radiometrie)	115
Instrumentelles	115
Durchführung und Auswertung der Messungen	117
Anwendungsmöglichkeiten	119
Radiometrische Messungen vom Flugzeug aus (Airborne-Radiometrie)	120
Besonderheiten der Luftvermessung	120
Durchführung der Vermessung	124
Auswertung der Anomalien	125
Magnetische Airborne-Vermessung	126
Anwendung der Airborne-Radiometrie in der Erzlagerstättenprospektion	126
Radiometrische Prospektion auf Erdöl vom Flugzeug aus	127

Radiometrische Bestimmungen unter Tage	128
Allgemeines	128
Radiometrische Bemusterung unter Tage	129
Vermessung von Vorbohrungen	130
Anwendung im Kalibergbau	130
Radioaktive Bohrlochmessung	131
Übersicht	131
Apparatives und Meßverfahren	131
Die Bohrlochsonde	132
Die Registrierapparatur	133
Meßverfahren	133
Eichung und Auswertung	135
Eichung	135
Störeffekte bei der Messung im Bohrloch	136
Auswertung und Anwendung	138
Simultane Radioaktivitäts- und Widerstandsmessung	141
Eigene Messungen	142
Aufgabenstellung	142
Die radiometrische Kraftwagenapparatur	142
Zählrohre und Radiometer	142
Registriergerät.	144
Eichung und Nulleffekt	144
Messungen vom Kraftwagen aus	145
Durchführung der Messungen	145
Einfluß der Straßenbeschaffenheit	146
Geologische Kartierung	147
Radiometrische Vermessungen über Ölstrukturen	150
Allgemeine Überlegungen	150
Vermessung am Fallstein	150
Vermessung im Raum Diesdorf	152
Zusammenfassung	155
Literatur	156

Vorwort

Die vorliegende Diplomarbeit von KLAUS ROTHE, „Radiometrische Bestimmungen an Mineralien und Gesteinen (Grundlagen, Meßverfahren mit Zählrohr, Eichung und Anwendung)“, soll für unsere Ausbildung in Angewandter Geophysik aus dem überreichen Schrifttum mit den hier vorhandenen Unterlagen eine geeignete Auswahl zur Dokumentation bringen. Darüber hinaus sind die im Praktikum erstellten Geräte praktisch an einigen geologischen Problemen erprobt worden. Die gesamte Arbeit soll in der vorliegenden Form sowohl für den Studierenden wie für den interessierten Geophysiker in der Praxis eine sachgemäße Unterrichtung abgeben.

O. MEISSER

INDEX

Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Einleitung

Schon sehr bald nach der Entdeckung der Radioaktivität Ende des vergangenen Jahrhunderts wurden Strahlungsmessungen an natürlichen Objekten, also Gesteinen und Mineralien, vorgenommen, doch blieben bis vor etwa zwei Jahrzehnten die radiometrischen Messungen in der angewandten Geophysik nur ein unwesentliches Teilgebiet. Erste Bedeutung erlangten sie in der Bohrlochmessung, wo sie als einziges Verfahren auch in verrohrten Bohrungen erfolgreich eingesetzt werden können. Heute sind die radioaktiven Verfahren infolge der steigenden Nachfrage nach den Rohstoffen für die Kernenergiegewinnung und der raschen Entwicklung hochempfindlicher und zuverlässiger Strahlungsmeßgeräte in der Uran- und Thoriumprospektion zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel geworden und stehen den klassischen gravimetrischen, magnetischen und elektrischen Verfahren gleichberechtigt zur Seite.

Mit der zunehmenden Kenntnis über die Verteilung und die geochemischen Eigenheiten der radioaktiven Elemente finden radiometrische Bestimmungen in der Erdölprospektion nicht nur bei der Bohrlochmessung, sondern auch in Form der Vermessung von Strahlungsanomalien an der Erdoberfläche Anwendung.

Die radiometrischen Messungen werden heute sowohl zu Fuß als auch vom fahrenden Kraftwagen und vom Flugzeug aus durchgeführt. Auch unter Tage sind radiometrische Bestimmungen für Betriebsplanung und -ablauf im Uranerz- und Kalibergbau unentbehrlich.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Grundlagen, die Meß- und Auswertproblematik sowie die Anwendungsmöglichkeiten in der angewandten Geophysik — unter Beschränkung auf Zählrohr- und Szintillometermessungen — dargelegt werden. Auf die Anwendungen zur geologischen Altersbestimmung wird nicht eingegangen, zumal hierüber auch genügend zusammenfassende Arbeiten erschienen sind.

Physikalische Grundlagen

Der radioaktive Zerfall *Begriff der Radioaktivität*

Den radiometrischen Verfahren liegt die verschiedenen in der Natur auftretenden Atomkernarten eigene Erscheinung der Radioaktivität zugrunde. Man versteht darunter die spontane Umwandlung instabiler Atomkerne — unter Energieabgabe nach außen in Form von Strahlung verschiedener Art — in andere Kerne mit stabilerer, energetisch günstigerer Konfiguration. Die Radio„aktivität“ ist im Grunde genommen die Wahrscheinlichkeit dieser spontanen Umwandlung, deren Ursache ein energetisch ungünstiges Protonen-Neutronen-Verhältnis im Kern ist und die auf verschiedenen Wegen erfolgen kann.

Der neugebildete Kern kann entweder stabil oder ebenfalls instabil sein und sich dann wiederum umwandeln, bis Stabilität erreicht ist (radioaktive Zerfallsreihen).

Das radioaktive Zerfallsgesetz

Der radioaktive Zerfall ist ein statistischer Vorgang, ihm entspricht daher auch ein statistisches, d. h. den Wahrscheinlichkeitssätzen unterworfenen Zerfallsgesetz, das genügend genau nur für eine große Zahl zerfallender Atomkerne eingehalten wird.

Erfahrungsgemäß ist die Zahl dN der in der Zeit dt zerfallenden Kerne einer radioaktiven Kernart der Zahl der vorhandenen Atome N und der Zeit dt proportional, also

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (1)$$

Die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome ist die (absolute) Aktivität oder Zerfallsrate. Als spezifische Aktivität wird die Zahl der Zerfallsakte je s und g des radioaktiven Materials definiert.

Integration liefert

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

Die Menge einer radioaktiven Kernart nimmt also mit der Zeit t nach einem Exponentialgesetz ab. N_0 ist die Anzahl der Atome zur Zeit $t = 0$ und λ die der Kernart eigene Zerfallskonstante.

Neben der Zerfallskonstanten wird die sogenannte Halbwertszeit T zur Charakterisierung einer radioaktiven Kernart herangezogen. Diese Zeit, nach der die Zahl

der anfangs vorhandenen Atome auf die Hälfte abgenommen hat, ist gegeben durch

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}. \quad (3)$$

Mit der Halbwertszeit T erhält das Zerfallsgesetz die Form

$$N = N_0 e^{-0,693t/T}. \quad (4)$$

Die mittlere Lebensdauer einer Menge N_0 eines radioaktiven Elements ist

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (5)$$

In dieser Zeit nimmt die Zahl der Atome auf den e -ten Teil ab.

Die drei Werte λ , τ und T sind für jede Kernart charakteristisch und von äußeren Faktoren (Druck, Temperatur, chemischem Bindungszustand) praktisch unabhängig.

Radioaktives Gleichgewicht

Das beim radioaktiven Zerfall entstehende Tochterelement kann entweder stabil oder instabil sein. Im Folgenden sollen die dem Mutter- und Tochterelement entsprechenden Größen mit den Indizes 1 und 2 gekennzeichnet werden. Für ein stabiles Tochterelement ($\lambda_2 = 0$) ergibt sich ein stetes Anwachsen mit der Zeit:

$$N_2 = N_1^0 - N_1 = N_1^0 (1 - e^{-\lambda_1 t}), \quad (6)$$

wobei N_1^0 der Wert von N_1 zur Zeit $t = 0$ ist.

Ist das Tochterelement instabil, so ist seine Wachstumsrate gleich der Differenz zwischen den Zerfallsraten von Mutter- und Tochterelement:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2. \quad (7)$$

Je nach dem gegenseitigen Verhältnis der Halbwertszeiten von Mutter- und Tochterelement können nun verschiedene Fälle unterschieden werden:

Dauergleichgewicht: Ist die Halbwertszeit der Muttersubstanz sehr viel größer als die des Tochterelements ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), so nimmt ihre Menge während mehrerer Halbwertszeiten des Tochterelements nicht merklich ab, und es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, bei dem die Nacherzeugung aus der Muttersubstanz gerade den eigenen Zerfall der Tochtersubstanz kompensiert. Es ist also im radioaktiven Gleichgewicht:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = 0 \quad (8)$$

oder

$$N_2 : N_1 = \lambda_1 : \lambda_2 = T_2 : T_1. \quad (9)$$

Bei einer Zerfallsreihe mit langlebigem Mutterelement stellt sich nach einer genügenden Zeit in der ganzen Reihe radioaktives Gleichgewicht ein:

$$N_1 : N_2 : \dots : N_n = T_1 : T_2 : \dots : T_n, \quad (10)$$

bzw.

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n. \quad (11)$$

Die Aktivitäten aller Glieder der Reihe sind dann gleich.

Laufendes Gleichgewicht: Ist das Mutterelement langlebiger als die Tochtersubstanz ($\lambda_1 < \lambda_2$), aber nicht $\lambda_1 \ll \lambda_2$, so stellt sich statt des Dauergleichgewichts ein laufendes Gleichgewicht ein. Für genügend große Werte von t wird

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_2}. \quad (12)$$

Wenn das Mutterelement kurzlebiger als das Tochterelement ist, also $\lambda_1 > \lambda_2$, stellt sich kein Gleichgewichtszustand ein.

Das Mengenverhältnis zweier Elemente wird im Gleichgewicht immer konstant sein. Für Radium und Uran im Gleichgewicht, das für alle Gesteine angenommen werden darf, die in den letzten 20000 Jahren keine chemische Umwandlung mehr erfahren haben, ist es z. B.

$$\frac{m_{Ra}}{m_U} = 3,43 \cdot 10^{-7} \text{ g/g}. \quad (13)$$

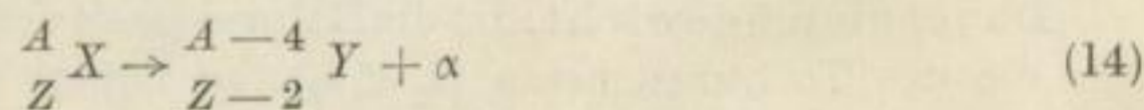
[7] [29] [55] [85].

Die radioaktiven Umwandlungsarten und ihre Strahlungen

Alpha-Zerfall und Alpha-Strahlung

Der α -Zerfall

Beim α -Zerfall wird von dem zerfallenden Atomkern ein positiv geladener Heliumkern ${}^4_2\text{He}^{++}$, das α -Teilchen, mit erheblicher kinetischer Energie ausgestoßen. Aus dem ursprünglichen Kern entsteht ein neuer Kern mit um 2 Einheiten verringerter Kernladungszahl und um 4 Einheiten verringerter Massenzahl:



(SODDY-FAJANS-Verschiebungsregel).

Die α -Strahlen und ihr Verhalten in Materie (Absorption und Reichweite)

Die α -Strahlen stellen eine Partikelstrahlung dar, die aus den α -Teilchen besteht. Beim Durchgang durch Materie verlieren sie infolge der starken Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der getroffenen Atome (Anregung und Ionisation) allmählich ihre Energie und erzeugen so in Gasen eine dichte Ionenspur, behalten aber wegen ihrer gegenüber den Elektronen großen Masse eine geradlinige Bewegungsrichtung bei. Nur in seltenen Fällen werden sie durch elastische Stöße mit Atomkernen um größere Winkel aus ihrer Richtung abgelenkt.

α -Teilchen mit einheitlicher Anfangsenergie durchlaufen alle nahezu dieselbe Weglänge, ihre Reichweite R . Sie streut um einen Mittelwert, die mittlere Reichweite R_m (Bild 1).

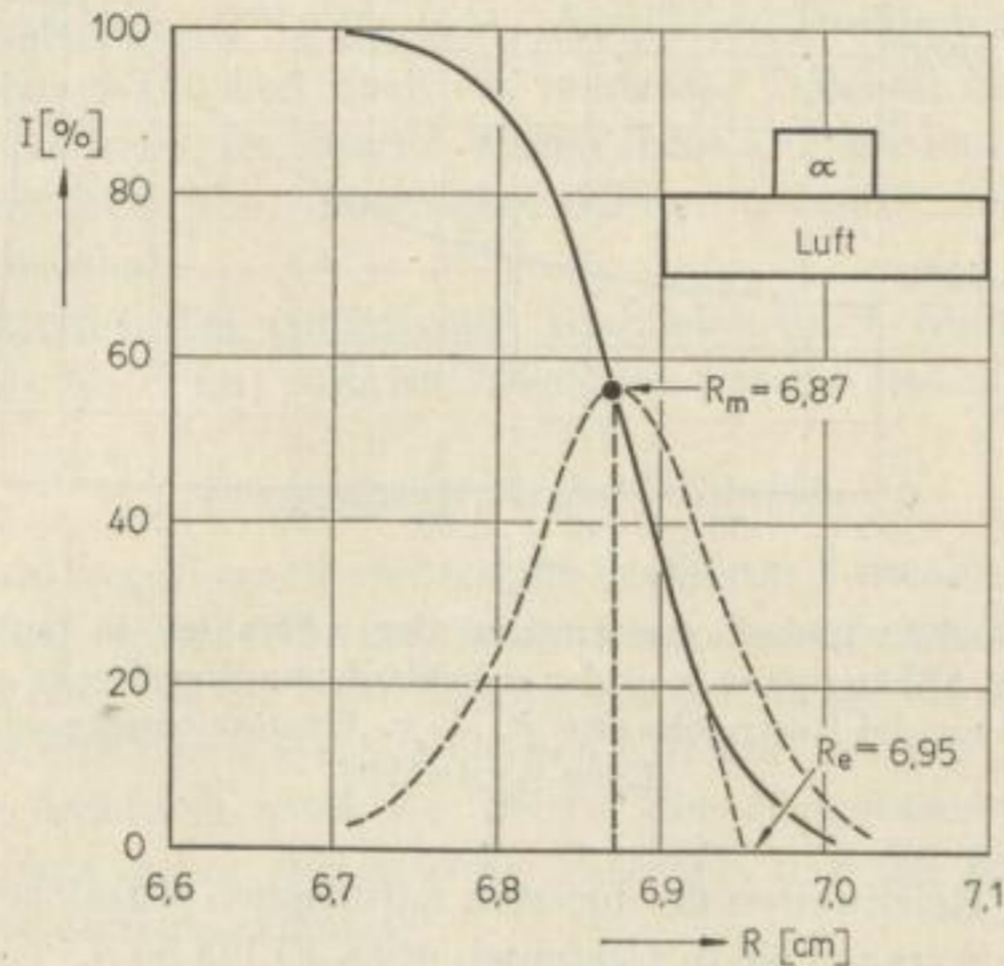


Bild 1. Relative Intensität I der α -Strahlen des RaC' (monoatomare Schicht) in Abhängigkeit vom Abstand der Strahlungsquelle. Nach ESPE-KUHN [29]

Üblicherweise wird die Reichweite stets auf Luft unter Normalbedingungen (NPT: 15°C , 760 Torr) bezogen. Die im Wendepunkt an die Intensitätskurve gelegte Tangente als geradlinige Verlängerung des praktisch linear abfallenden Teils der Kurve schneidet auf der Abzissenachse die sogenannte extrapolierte Reichweite R_e ab.

Das durchschnittliche spezifische Ionisationsvermögen (die pro cm Weglänge erzeugte Anzahl von Ionenpaaren) eines α -Teilchens nimmt mit der durchlaufenen Wegstrecke zu und hat etwa 4 mm vor dem Reichweitenende ein Maximum (BRAGG-sche Kurve, Bild 2).

Für die mittlere Reichweite R' in anderen Stoffen mit der Dichte ρ und dem mittleren Atomgewicht \bar{A} ergibt sich aus der mittleren Reichweite in Luft

$$R' = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{R_m}{\rho} \sqrt{\bar{A}} \quad (15)$$

(BRAGG-KLEEMAN-Regel).

Das mittlere Atomgewicht ist gegeben durch

$$\sqrt{\bar{A}} = \sum f_i \sqrt{A_i}, \quad (16)$$

wobei f_i die Gewichtsanteile und A_i die Atomgewichte der einzelnen Komponenten

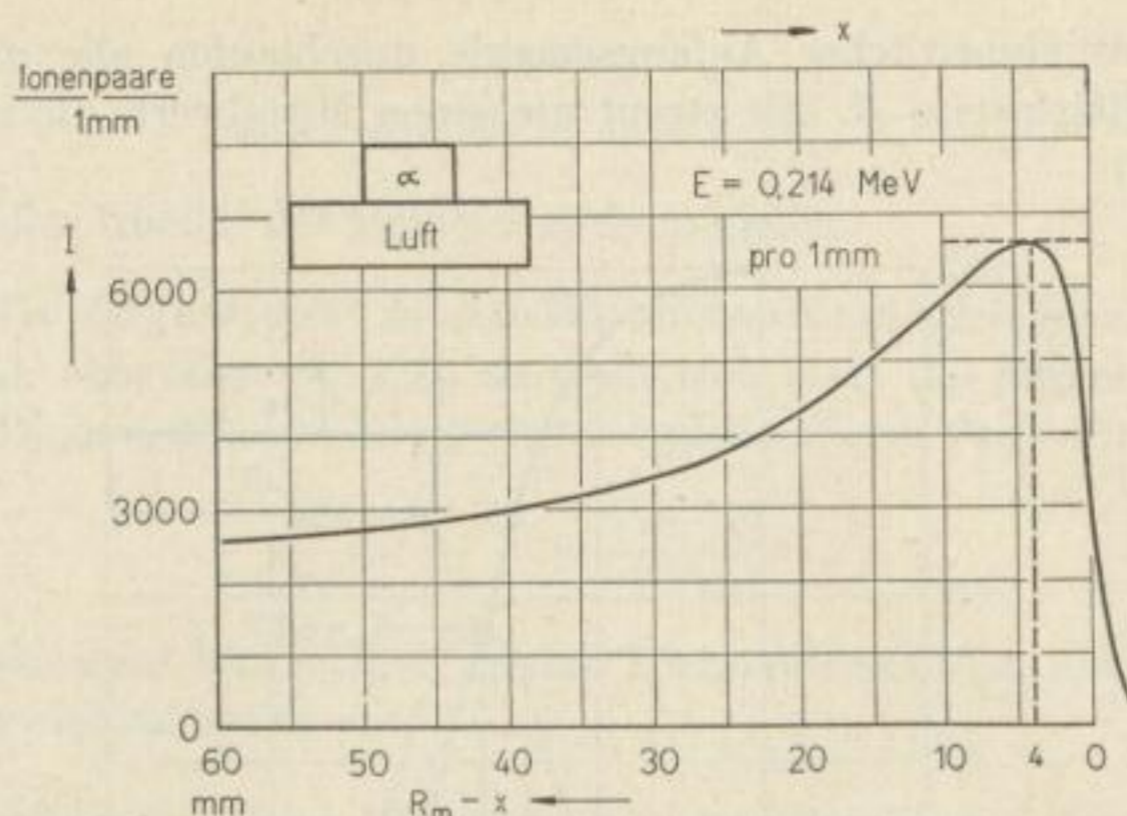


Bild 2. Ionisationsvermögen der α -Strahlen in Luft in Abhängigkeit von der durchlaufenen Wegstrecke x bzw. der Restreichweite $R_m - x$. Umgezeichnet nach ESPE-KUHN [29]

sind. Während die Reichweiten der meisten natürlichen α -Teilchen in Luft zwischen 3 und 8 cm liegen, betragen sie in Gesteinen etwa 15 bis 50 μ .

Energie der α -Teilchen

Die α -Strahlen haben entweder einheitliche Anfangsenergien (monoenergetische α -Strahlen) oder zeigen ein Spektrum mehrerer Linien, deren Energien sich aber nur wenig unterscheiden und angeregten Zuständen des erst durch Zerfall entstandenen Kerns entsprechen (Feinstruktur). Die natürlichen α -Strahlen haben Anfangsenergien zwischen 2 und 8,8 MeV und Reichweiten in Luft zwischen 1,1 und 8,6 cm.

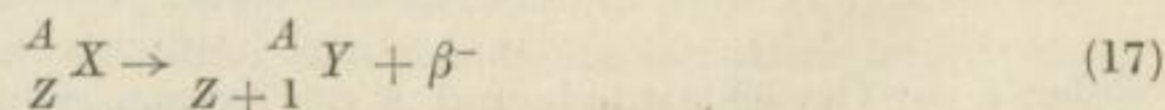
Rückstoßstrahlen

Dem Kern selbst wird beim Zerfall eine kinetische (Rückstoß-)Energie erteilt, die etwa 2% der Zerfallsenergie beträgt. Die Restkerne bilden die sogenannten Rückstoßstrahlen, deren Reichweiten in Luft in der Größenordnung 0,1 mm liegen.

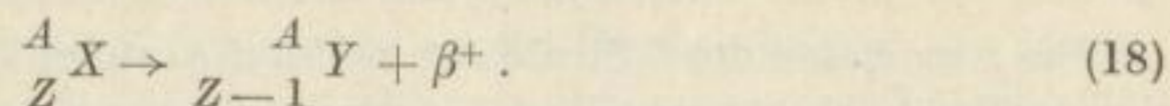
Beta-Zerfall und Beta-Strahlung

Der β -Zerfall

Beim β -Zerfall wandelt sich der Atomkern unter Emission eines negativen oder positiven Elektrons um; die β -Teilchen besitzen ebenfalls erhebliche Energie. Sie entstehen erst im Augenblick des Zerfalls, und zwar ein β^- -Teilchen (Negatron) durch spontane Umwandlung eines Neutrons im Kern in ein Proton, ein β^+ -Teilchen (Positron) durch Umwandlung eines Protons in ein Neutron. Die Massenzahl A des Mutterkerns bleibt dabei unverändert, während sich die Kernladungszahl um eine Einheit erhöht (β^- -Zerfall) bzw. verringert (β^+ -Zerfall):



bzw.



Um den Erhaltungssätzen für Energie, Impuls und Drehimpuls zu genügen, wird gleichzeitig mit dem β -Teilchen noch ein neutrales Teilchen mit verschwindender Ruhmasse, das Neutrino ν , emittiert. Wegen ihres außerordentlich großen Durchdringungsvermögens sind Neutrinostrahlen bei den normalen radiometrischen Messungen nicht nachweisbar.

Da Positronenzerfall bei natürlichen Radioelementen äußerst selten auftritt (wahrscheinlich nur bei ${}^{138}\text{La}$), soll im Folgenden unter β stets β^- zu verstehen sein.

Energiespektrum der β -Strahlen

Die von radioaktiven Kernen emittierten primären β -Strahlen sind nicht monoenergetisch, sondern haben ein kontinuierliches Energiespektrum (Bild 3). Es erstreckt sich von Null bis zu einer Maximalenergie E_{max} , die für jeden β -Strahler charakteristisch ist und deren Werte zwischen 0,01 und 3,5 MeV liegen. Die mittlere Energie beträgt gewöhnlich etwa ein Drittel der Maximalenergie. Dieses kontinuierliche β -Spektrum ergibt sich aus der Tatsache, daß die Energie des Neutrino verschiedene Werte annehmen kann.

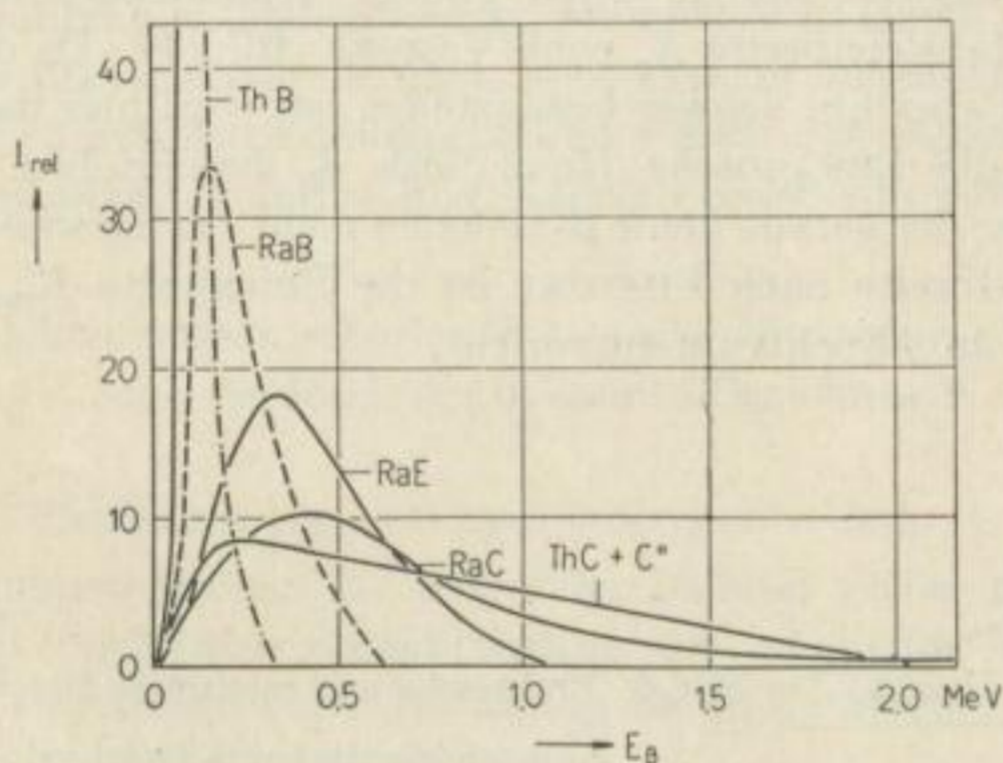


Bild 3. Kontinuierliche β -Spektren einiger natürlicher β -Strahler.
Nach ESPE-KUHN [29]

Wenn bei einer β -Umwandlung der Mutterkern in verschiedene Zustände des Tochterkerns übergehen kann, entsteht durch Überlagerung mehrerer einfacher β -Spektren mit verschiedenen Maximalenergien ein komplexes β -Spektrum.

Monoenergetische β -Teilchen

In vielen Fällen ist der radioaktive Zerfall mit der Emission von β -Teilchen einheitlicher Geschwindigkeiten verbunden (diskretes β -Spektrum). Sie stammen aber nicht aus dem Kern, sondern entstehen durch Übertragung der Energie angeregter Atomkerne auf Schalelektronen des Tochteratoms (innere Umwandlung).

Absorption und Reichweite von β -Teilchen

Die Absorption der β -Strahlung in Materie erfolgt ähnlich wie die der α -Strahlung durch allmähliche Abgabe ihrer kinetischen Energie durch Ionisation, jedoch werden bei den elastischen Zusammenstößen mit den Atomen die leichten β -Teilchen um größere Winkel abgelenkt (Streuung).

Das Ionisationsvermögen der β -Strahlen ist bei gleicher Energie erheblich (etwa 100mal) kleiner als für die schweren α -Teilchen; ihr Durchdringungsvermögen ist entsprechend größer: Erst 4 mm Al absorbieren z. B. β -Strahlen von 2 MeV vollständig. Die Reichweite der β -Strahlen wird durch drei Prozesse bedingt: durch Streuung an den Atomkernen (proportional Z^2), durch Streuung an den Hüllenelektronen (proportional Z) und durch Erzeugung sekundärer γ -Strahlung, der sogenannten Bremsstrahlung (proportional Z^2).

Die Reichweite der β -Teilchen ist infolge der auftretenden Streuprozesse eine nur unvollkommen meßbare Größe. Bei Absorptionsmessungen arbeitet man mit verschieden definierten Reichweiten [29].

Monoenergetische β -Strahlen zeigen besonders bei den leichten Elementen eine beinahe lineare Intensitätsabnahme mit der durchstrahlten Schichtdicke. Die Verlängerung des geradlinigen Teils dieser Absorptionskurve, die bei Messungen in die flachere Absorptionskurve der in vielen Fällen vorhandenen γ -Strahlung einläuft, liefert die praktische Reichweite R_p nach VARDER (Bild 4). Da diese bei einem primären β -Spektrum aber nur schwer festzustellen ist, wird hier das Durchdringungsvermögen durch die LENARDSche Grenzdicke d_G beschrieben. Sie ist diejenige Schichtdicke, hinter der gerade keine β -Teilchen mehr nachgewiesen werden können. Die maximale Reichweite nach FEATHER ist die Reichweite R_{max} , die den energiereichsten Teilchen im β -Spektrum entspricht.

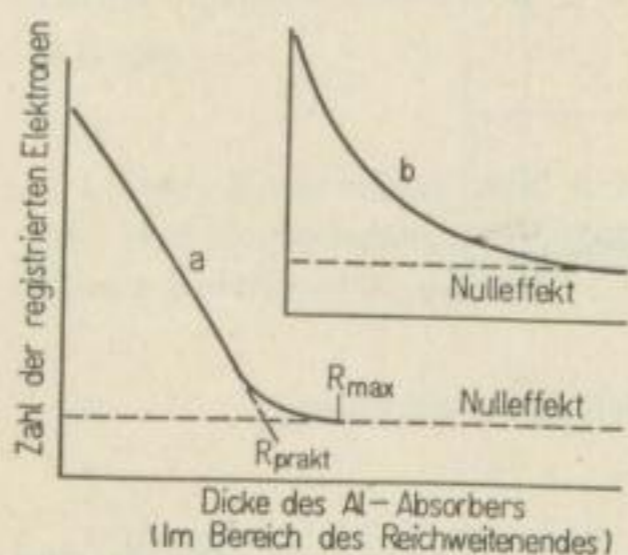


Bild 4. Praktische und maximale Reichweite

- a) monoenergetischer β -Teilchen,
- b) bei kontinuierlichem β -Spektrum.

Nach FÜNFER und NEUERT [38]

Für die Intensität der β -Strahlen hinter einem Absorber gilt ein Exponentialgesetz

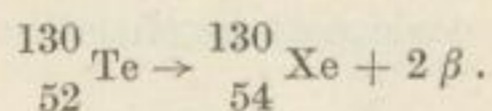
$$N = N_0 e^{-\mu/\rho d \rho}, \quad (19)$$

wo N_0 die Teilchenzahl vor und N hinter dem Absorber der Dicke d und der Dichte ρ ist (Bild 4b). Der Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ steigt leicht mit dem Atomgewicht des Absorbers an und hängt von der Energie E_{max} der energiereichsten Strahlen des β -Spektrums ab.

Dieses exponentielle Absorptionsgesetz für die primäre β -Strahlung ist jedoch mehr ein zufälliges Ergebnis einer Kombination zweier Erscheinungen: des kontinuierlichen β -Spektrums und der nichtlinearen Absorption homogener β -Teilchen [7].

Doppel- β -Zerfall

Eine bemerkenswerte Erscheinung, die jedoch noch nicht eindeutig bewiesen zu sein scheint, ist der sogenannte Doppel- β -Zerfall [85], bei dem der Kern unter gleichzeitiger Emission von zwei β -Teilchen zerfällt, z. B.



δ -Strahlen

Von α - oder β -Strahlen ausgelöste Sekundärelektronen, deren Energien meist unter 1 keV liegen, werden δ -Strahlen genannt. Ihre Reichweiten in Luft betragen nur Bruchteile eines Millimeters.

Gamma-Strahlung

Allgemeines

γ -Strahlung ist keine Radioaktivität im eigentlichen Sinne, sondern vielmehr das Ergebnis von Übergängen zwischen verschiedenen Kernenergieniveaus. Bei einer radioaktiven Umwandlung entstehen häufig Atomkerne in einem angeregten (instabilen) Zustand. Die überschüssige Energie geben sie im allgemeinen in sehr kurzer Zeit (10^{-12} — 10^{-14} s) durch Aussendung eines oder mehrerer γ -Quanten ab und gehen in den Grundzustand über, so daß α - und β -Zerfall meist von γ -Strahlung begleitet sind.

γ -Strahlen sind elektromagnetische Strahlen großer Härte, d. h. sehr kleiner Wellenlänge. Ihre Energie ist gegeben durch die bekannte Beziehung $E = h\nu$.

Reichweite und Absorption der γ -Strahlung

Das Durchdringungsvermögen der γ -Strahlen ist weit größer als das der α - und β -Teilchen. Eine übersichtliche Klassifizierung der möglichen Wechselwirkungen der γ -Quanten mit den Atomen beim Durchgang durch Materie wurde von FANO [32] gegeben (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1

Wechselwirkung mit	Atomhülle (Elektronen)	Atomkern (Nukleonen)	Coulombfeld
Absorption	Photoeffekt	Kernphotoeffekt	Paarbildung
Elastische Streuung	Rayleigh-Streuung		
Unelastische Streuung	Compton-Effekt		

Die wesentliche Rolle bei der Schwächung der γ -Strahlung spielen die drei hervorgehobenen Prozesse: Photoeffekt, COMPTON-Streuung und Paarbildung. Sie haben je nach der Strahlungsenergie und den Eigenschaften des durchstrahlten Stoffes einen verschieden starken Anteil am Schwächungsvorgang (Bild 6). Kernphotoeffekte und die kohärente RAYLEIGHsche Streuung sind bei den natürlichen γ -Strahlen völlig zu vernachlässigen.

Die Intensitätsabnahme eines schmalen, monochromatischen Strahlenbündels in Materie wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (20)$$

Der für den betreffenden Stoff und die betreffende Strahlungsenergie charakteristische (totale) Schwächungskoeffizient μ setzt sich aus dem Absorptionskoeffizienten τ , dem Streukoeffizienten σ und dem Paarbildungskoeffizienten κ additiv zusammen:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (21)$$

Oft ist es vorteilhaft, mit dem (totalen) Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ zu arbeiten. Für einen zusammengesetzten Stoff setzt er sich aus den Massenschwächungskoeffizienten der einzelnen Elemente additiv zusammen.

Photoeffekt: Der Photoeffekt ist eine echte Absorption eines γ -Quants, verbunden mit der Abspaltung eines Photoelektrons aus der äußeren Atomhülle. Gleichzeitig kann Fluoreszenzstrahlung emittiert werden, ihre Energie liegt aber durchweg unter 0,1 MeV. Wo der normale Verlauf der Absorptionskurve nicht von Absorptionssprüngen überlagert ist, d. h. bei Quantenenergien > 10 keV, gilt näherungsweise

$$\tau \sim \rho \lambda^3 \frac{Z^4}{A}, \quad (22)$$

wobei λ die Wellenlänge der γ -Strahlung und Z und A Ordnungs- und Massenzahl des Absorbers sind.

Einen wesentlichen Anteil an der Gesamtschwächung hat der Photoeffekt nur für weiche γ -Strahlen in spezifisch schweren Elementen. Für die Elemente bis $Z = 30$, also die hauptsächlich gesteinsbildenden Elemente, ist der Photoeffekt bei Energien $> 0,15$ MeV zu vernachlässigen.

Streuung: Beim COMPTON-Effekt werden die Quanten an Elektronen unter Energieminderung gestreut und erzeugen Rückstoßelektronen. Das einfallende Quant löst also ein COMPTON-Elektron aus, übergibt ihm aber nur einen Teil $h \nu'$ seiner Energie $h \nu$, während der Rest als verkleinertes Quant $h \nu' = h \nu - h \nu''$ unter einem Winkel Θ zu der ursprünglichen Strahlungsrichtung gestreut wird. Entsprechend setzt sich der Streukoeffizient aus zwei Teilen, dem eigentlichen Streustrahlungskoeffizienten σ_s und dem Rückstoßkoeffizienten σ_r , zusammen. Die COMPTON-Schwächung ist von der Anzahl der Elektronen je Volumeneinheit des durchstrahlten Stoffes abhängig:

$$\sigma \sim \frac{\rho Z}{A}. \quad (23)$$

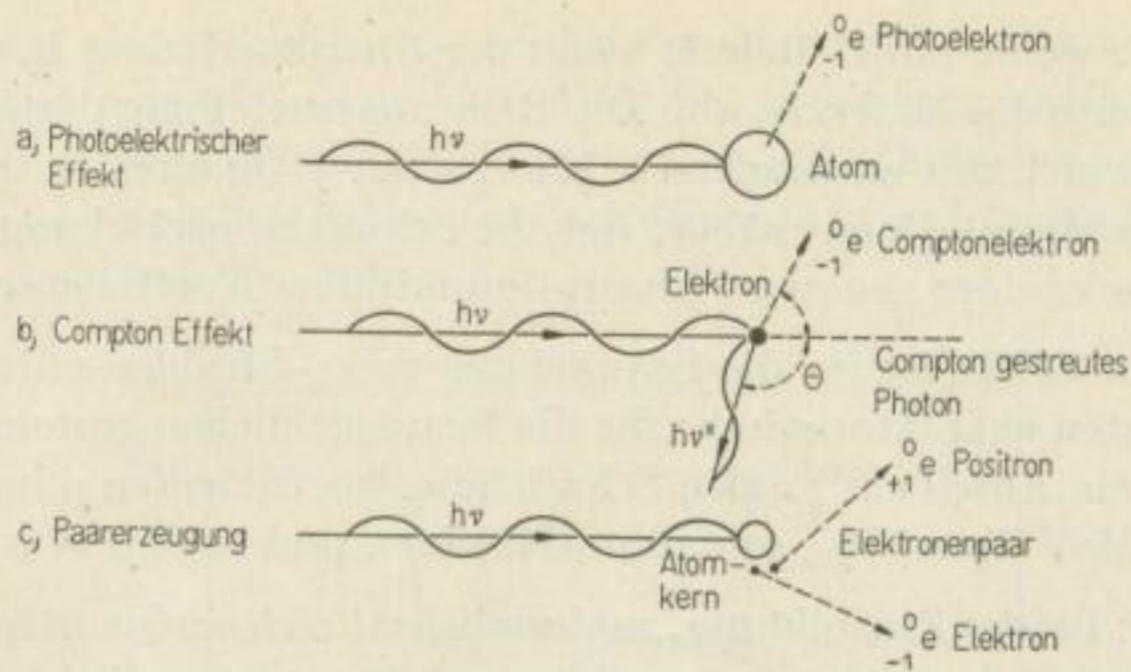


Bild 5. Schematische Darstellung der die γ -Strahlungschwächung bewirkenden Einzelprozesse. Nach ESPE-KUHN [29]

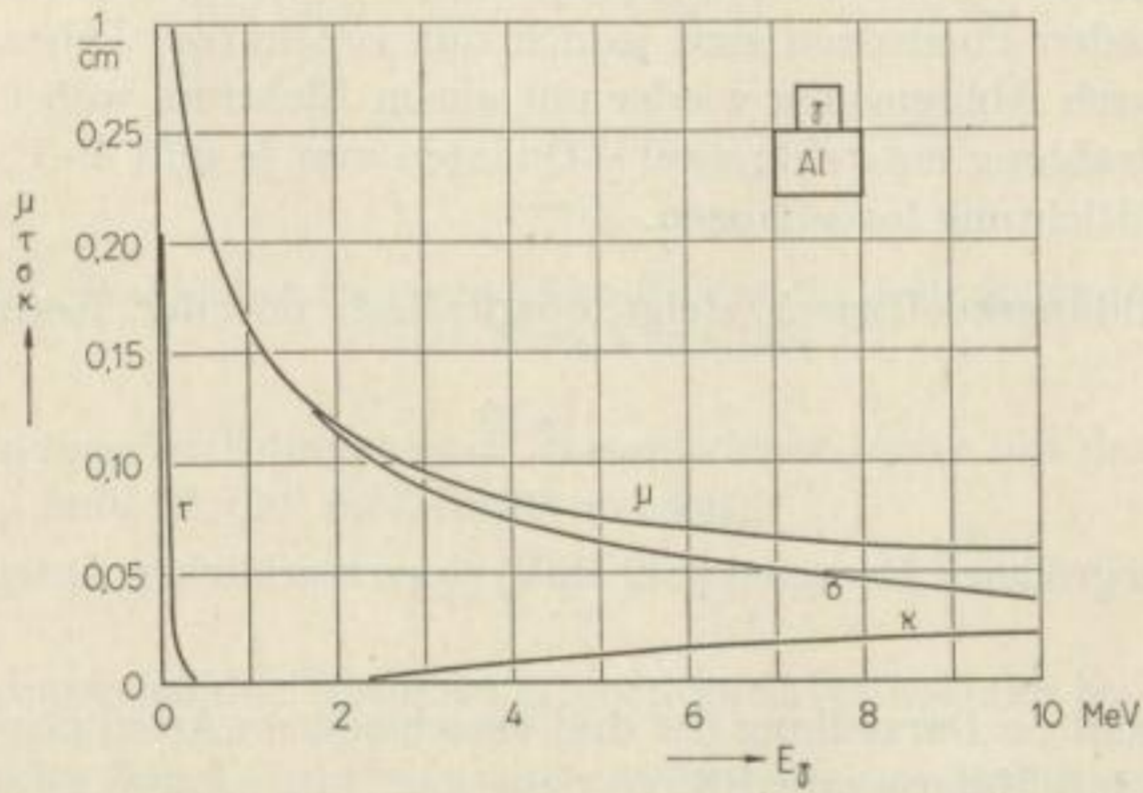


Bild 6a. Schwächungskoeffizienten für γ -Strahlen in Aluminium in Abhängigkeit von der Quantenenergie. Nach ESPE-KUHN [29]

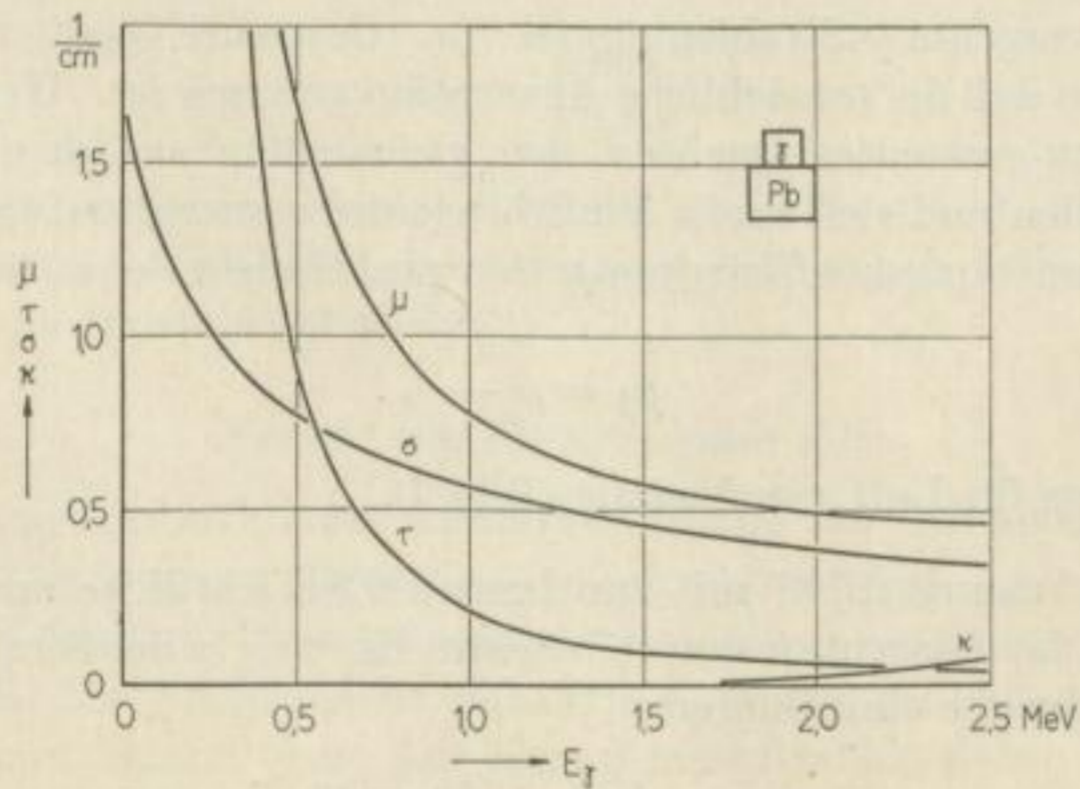


Bild 6b. Schwächungskoeffizienten für γ -Strahlen in Blei in Abhängigkeit von der Quantenenergie. Nach ESPE-KUHN [29]

Da Z/A sich nur wenig mit Z ändert, hängt der Streukoeffizient in erster Näherung nur von der Dichte des Materials ab. Die Richtungsverteilung der gestreuten Quanten konzentriert sich mit zunehmender Energie der γ -Quanten in die Richtung der einfallenden Strahlung. Damit nähert sich die Schwächungswirkung beim COMPTON-Effekt immer mehr einer „echten“ Absorption mit dem Koeffizienten σ_r .

Der COMPTON-Effekt ist für die Schwächung von γ -Strahlen mittlerer Energie in leichten Elementen charakteristisch; für die hauptsächlich gesteinsbildenden Elemente beträgt sein Anteil am totalen Schwächungskoeffizienten μ im Energiebereich von 0,3 bis 1,6 MeV über 99%, so daß in Gesteinen praktisch $\mu \approx \sigma$ [27].

Paarbildung: Bei der Paarbildung „materialisiert“ sich ein Quant im Kraftfeld eines Atoms, d. h. verwandelt sich in ein negatives und ein positives Elektron. Diese Reaktion kann erst eintreten, wenn die Energie $h\nu$ des Quants mindestens so groß ist wie die Ruheenergie des Elektronenzwillingspaares, nämlich $2 \cdot 0,51 = 1,02$ MeV. Die dabei entstehenden Positronen sind jedoch nur von kurzer Lebensdauer und vereinigen sich durch Abbremsung wieder mit einem Elektron, wobei eine sogenannte Vernichtungsstrahlung entsteht: zwei γ -Quanten von je 0,51 MeV, die sich in entgegengesetzter Richtung fortpflanzen.

Der Paarbildungskoeffizient steigt quadratisch mit der Kernladungszahl des Absorbers

$$\kappa \sim \frac{\rho Z^2}{A} \quad (24)$$

und hat erst bei größeren Energien (> 2 MeV) einen merklichen Anteil an der Gesamtschwächung.

Eine anschauliche Darstellung der drei verschiedenen Arten der Wechselwirkung von γ -Strahlen mit Materie gibt Bild 5.

Die behandelten Schwächungsverhältnisse gelten nur für „gute Geometrie“, d. h. nur, wenn ein enger Strahl betrachtet wird. In der radiometrischen Praxis liegen jedoch meist divergente γ -Strahlenbündel vor. Gestreute Quanten treten wieder in den Strahl ein, so daß die tatsächliche Absorption geringer ist. Wenn man annimmt, daß die COMPTON-gestreuten Quanten sich gleichmäßig zwischen der primären γ -Strahlung verteilen und sich somit ähnlich wie diese verhalten, kann man an Stelle des totalen Schwächungskoeffizienten μ den praktischen Schwächungskoeffizienten angeben [29]:

$$\mu_0 = \mu - \sigma_s. \quad (25)$$

Dies ist besonders für Luft zweckmäßig (Bild 7).

Da der Einstreuungseffekt mit zunehmender Schichtdicke anwächst und einen flacheren Abfall der Absorptionskurve bewirkt, hat sich in der Strahlenschutztechnik [40] diese Schreibweise eingebürgert:

$$I = I_0 (1 + B) e^{-\mu x}. \quad (26)$$

B ist der sogenannte Dosiszuwachs faktor, ein empirischer Korrekturkoeffizient.

Freiburger
Bibliothek
Physikalisches Institut

Die Änderung des γ -Spektrums infolge der Streuung macht sich besonders bei leichtem Material bemerkbar, wo der effektive Absorptionskoeffizient bis auf die Hälfte des Absorptionskoeffizienten der primären γ -Strahlung absinken kann. Diese Erscheinung kann zu großen Fehlern bei der quantitativen Interpretation der Aktivitätsmessungen bei Gesteinen führen.

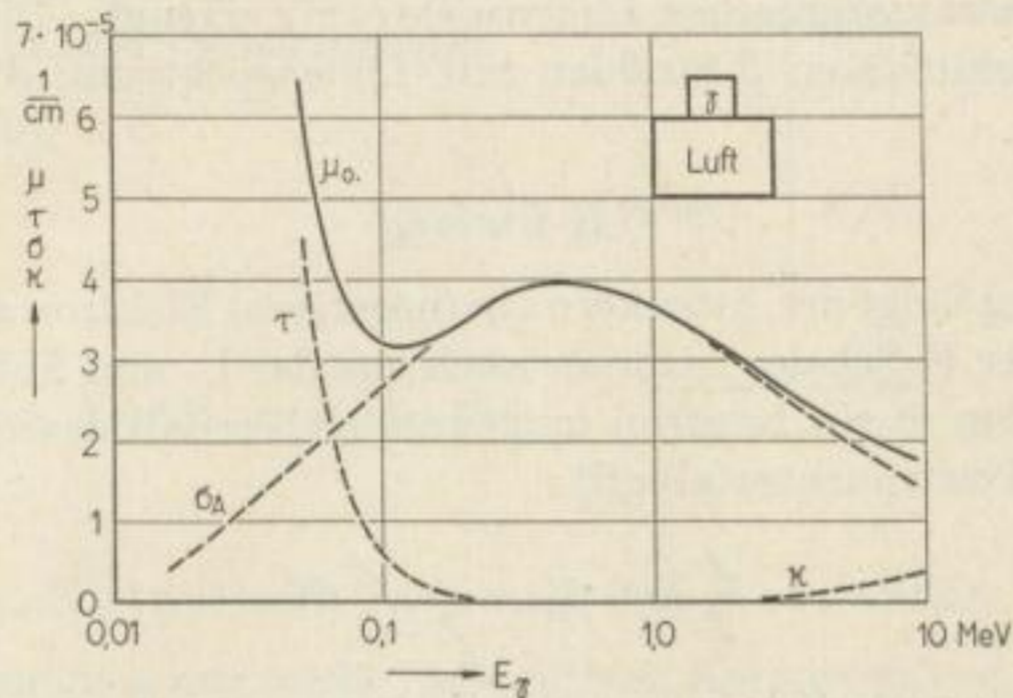


Bild 7. Praktischer Schwächungskoeffizient für γ -Strahlung in Luft.
Nach ESPE-KUHN [29]

Für γ -Strahlung mit Komponenten verschiedener Härte mit den ursprünglichen Intensitäten I_{0i} muß Gl. (20) modifiziert werden:

$$I = \sum I_{0i} e^{-\mu_i x}, \quad (27)$$

wobei μ_i die entsprechenden einzelnen Absorptionskoeffizienten bedeuten.

Für praktische Zwecke gibt man auch die sogenannte Halbwertschicht an, d. h. diejenige Stoffdicke, durch die die Intensität der einfallenden γ -Strahlung gerade auf die Hälfte ihres Wertes reduziert wird. Für (praktisch) homogene Strahlung gilt

$$d_H = \frac{0,693}{\rho (\mu/\rho)}. \quad (28)$$

Das Durchdringungsvermögen von γ -Strahlen ist außerordentlich groß; bei Strahlungsenergien von 1,5 MeV wird die Intensität erst durch 1,2 cm Blei oder 5 cm Aluminium auf die Hälfte geschwächt.

Energie von Kerngammastrahlen

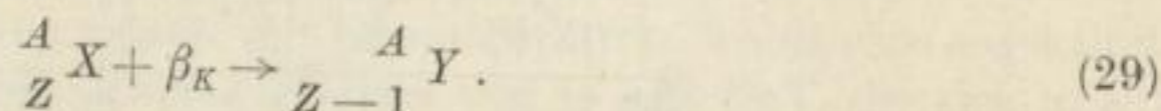
Wenn bei einer radioaktiven Kernumwandlung der Atomkern in angeregtem Zustand entsteht, geht er im allgemeinen in sehr kurzer Zeit unter Aussendung eines oder mehrerer γ -Quanten, der sogenannten primären γ -Strahlung, in einem Sprung oder nacheinander über verschiedene definierte Kernenergiezustände (Kaskadenstrahlung) in den Grundzustand über. Die Kerngammastrahlen haben daher scharf definierte Energien. Die γ -Strahlenenergien der natürlichen Radioelemente variieren von 0,035 MeV bei UY bis 2,62 MeV für ThC'.

Innere Umwandlung

Ein den Kern verlassendes primäres γ -Quant kann bereits in der K-Schale durch Photoeffekt absorbiert werden, so daß es das Atom gar nicht verläßt. Statt dessen wird dann ein sogenanntes Konversions-Elektron (e) ausgestoßen, an dessen Stelle ein Elektron einer höheren Schale zurückspringt und dadurch einen weichen sekundären γ -Strahl (charakteristisches Linienspektrum) erzeugt. Die Konversionselektronen sind die sekundären β -Strahlen mit Linienspektrum, die die primären β -Teilchen begleiten.

K-Einfang

Beim K-Einfang fängt der Atomkern ein (negatives) Elektron aus der Elektronenhülle (meist aus der K-Schale, mitunter auch aus der L- und M-Schale) ein. Dabei wird ein Kernproton in ein Neutron umgewandelt, so daß dasselbe Verschiebungsschema wie beim Positronenzerfall gilt:



Der Kern entsteht gewöhnlich in angeregtem Zustand und gibt seine überschüssige Energie als γ -Strahlung ab. An die Stelle des eingefangenen Elektrons springt ein Elektron der höheren Schalen unter Emission eines Röntgen-K-Quants ein, so daß der K-Einfang auch stets von weicher γ -Strahlung begleitet wird, die wiederum aus höheren Schalen Photoelektronen auslösen kann (AUGER-Effekt).

K-Einfang kennt man nur bei drei natürlichen Kernarten: ${}^{40}\text{K}$, ${}^{138}\text{La}$ und ${}^{176}\text{Lu}$.

Isomerer Übergang

Angeregte Kernzustände können auch metastabil sein; Kerne mit solchen langlebigen Zuständen heißen Isomere des normalen Kerns. Der spontane Übergang aus dem angeregten, metastabilen Zustand des durch Kernumwandlung entstandenen Kerns in den Grundzustand wird als isomerer Übergang bezeichnet und ist von γ -Strahlung oder Konversionselektronen begleitet. Der isomere Übergang ist also ein Spezialfall der γ -Emission und erfolgt nach dem radioaktiven Zerfallsgesetz (mit einer Halbwertszeit bis zu mehreren Tagen).

Dualer Zerfall

In den radioaktiven Zerfallsreihen und beim Kalium wird der sogenannte duale Zerfall angetroffen: Die Kernart zerfällt in festem „Verzweigungs“-Verhältnis auf zwei verschiedenen Wegen. Zum Beispiel zerfallen 99,96% RaC durch β -Zerfall in RaC', während 0,04% sich durch α -Zerfall in RaC'' umwandeln; in gleicher Weise zerfallen 11,2% ${}^{40}\text{K}$ durch K-Einfang in ${}^{40}\text{A}$ und 88,8% durch β -Zerfall in ${}^{40}\text{Ca}$.

Zerfallsschema

Wenn Anzahl, Emissionsart und Energie der bei einem radioaktiven Zerfallsprozeß emittierten γ -Strahlen und die Maximalenergie(n) der β -Teilchen und ihr

Bergakademie
Freiberg
1928

Zusammenhang mit den verschiedenen γ -Strahlen bekannt sind, kann ein Zerfallsschema aufgestellt werden, um die bei dem betrachteten Zerfallsprozeß auftretenden Kernenergieübergänge zu illustrieren. Das Zerfallsschema für den dualen Zerfall des ^{40}K ist in Bild 8 wiedergegeben.

[7] [29] [55] [85].

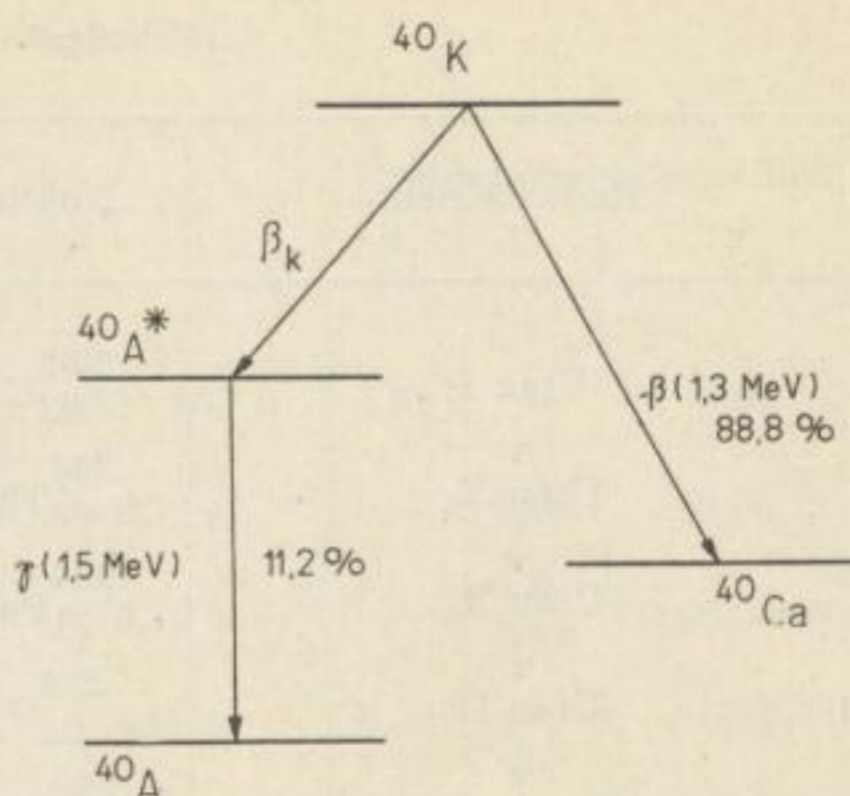


Bild 8. Zerfallsschema des ^{40}K

Natürliche radioaktive Kernarten

In der Natur kommen nur solche radioaktiven Kernarten vor, deren Lebensdauer mindestens von der Größenordnung des Alters der Erde ist ($T > 10^8$ a): primäre Radionuklide, oder die als deren Folgeprodukte oder auch durch die kosmische Strahlung und andere Kernreaktionen ständig nachgebildet werden: sekundäre und induzierte Radionuklide [56].

Die radioaktiven Zerfallsreihen

Allgemeines

Die meisten der etwa 60 natürlich vorkommenden radioaktiven Kernarten gehören drei radioaktiven Zerfallsreihen oder Familien an und entstehen als Produkte zahlreicher aufeinanderfolgender α - oder β -Umwandlungen aus drei langlebigen Muttersubstanzen: dem Uran (Uran-Radium-Reihe), dem Thorium (Thorium-Reihe) und dem Aktino-Uran (Aktinium-Reihe).

Die einzelnen Radioisotope sind bei ihrer Entdeckung mehr oder weniger unsystematisch und durchaus nicht immer ihrem chemischen Charakter entsprechend benannt worden.

In den folgenden Übersichten sind die Zerfallsreihen mit ihren Produkten und Strahlungen zusammengestellt (nach [7] [29] [55] [85]). Bei den Strahlungsenergien sind entweder die Höchstwerte oder die häufigsten angegeben. Bei allen Werten ist zu berücksichtigen, daß die Angaben der einzelnen Quellen oft erheblich differieren.

Eine besondere Verzweigung wird beim UX_2 beobachtet: Ein Teil seiner Kerne (0,15%) bildet durch isomeren Übergang UZ , das sich unter β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von $T = 6,7$ h in UII umwandelt.

Die Neptunium-Reihe

Da in den natürlichen radioaktiven Familien nur α - und β -Zerfall auftritt, können sich die Massenzahlen A der Glieder einer Reihe nur um eine durch 4 teilbare Größe unterscheiden.

Tabelle 2. Die Uran-Reihe

Radioelement	Nuklid	T	Strahlungsenergie in MeV		
			α	β	γ
Uran I	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ a	4,18	—	0,05
↓					
Uran X ₁	$^{234}_{90}\text{Th}$	24,1 d	—	0,19 0,10	0,09
↓					
Uran X ₂	$^{234}_{91}\text{Pa}$	1,17 m	—	2,32 1,50	0,82
↓					
Uran II	$^{234}_{92}\text{U}$	$2,5 \cdot 10^5$ a	4,76	—	0,12
↓					
Ionium	$^{230}_{90}\text{Th}$	$8,0 \cdot 10^4$ a	4,68	—	0,25
↓					
Radium	$^{226}_{88}\text{Ra}$	1622 a	4,78	—	0,19
↓					
Radon	$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,825 d	5,48	—	—
↓					
Radium A	$^{218}_{84}\text{Po}$	3,05 m	5,99	—	—
↓					
99,96% 0,04%					
α ↓ Radium B	$^{214}_{82}\text{Pb}$	26,8 m	—	0,78 0,67	0,05...0,35
↓					
β ↓ Astatine	$^{218}_{85}\text{At}$	2 s	6,57	—	—
↓					
99,99% 0,01%					
α ↓ Radium C	$^{214}_{83}\text{Bi}$	19,7 m	5,51 5,44	3,17 1,65	0,06...2,4
↓					
0,04% 99,96%					
α ↓ Radium C''	$^{214}_{84}\text{Po}$	$1,64 \cdot 10^{-4}$ s	7,68	—	0,6...2,09
↓					
β ↓ Radium C'	$^{210}_{81}\text{Tl}$	1,32 m	—	1,80	—
↓					
Radium D	$^{210}_{82}\text{Pb}$	22,3 a	—	0,017	0,05
↓					
Radium E	$^{210}_{83}\text{Bi}$	5,0 d	4,93	1,17	—
↓					
100% $5 \cdot 10^{-50}$ %					
β ↓ Radium F	$^{210}_{84}\text{Po}$	138,3 d	5,30	—	0,08...0,80
↓					
α ↓ Thallium	$^{206}_{81}\text{Tl}$	4,23 m	—	1,6	—
↓					
Radium G	$^{206}_{82}\text{Pb}$	(stabil)			

Tabelle 3. Die Thorium-Reihe

Radioelement	Nuklid	T	Strahlungsenergie in MeV		
			α	β	γ
Thorium	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ a	3,98	—	0,07
Mesothorium I	$^{228}_{88}\text{Ra}$	6,7 a	—	0,05	0,03
Mesothorium II	$^{228}_{89}\text{Ac}$	6,13 h	—	1,0 2,16	0,06...0,97
Radiothorium	$^{228}_{90}\text{Th}$	1,90 a	5,42	—	0,22
Thorium X	$^{224}_{88}\text{Ra}$	3,64 d	5,68	—	0,23
Thoron	$^{220}_{86}\text{Rn}$	54,5 s	6,28	—	—
Thorium A	$^{216}_{84}\text{Po}$	0,158 s	6,77	—	—
100% α ↓ Thorium B	$^{212}_{82}\text{Pb}$	10,6 h	—	0,36 0,59	0,11...0,30
0,013% β ↓ Astatine	$^{216}_{85}\text{At}$	$3 \cdot 10^{-4}$ s	7,79	—	—
66,3% β ↓ Thorium C'	$^{212}_{83}\text{Bi}$	1,09 h	6,05	2,20	0,04...1,80
33,7% α ↓ Thorium C''	$^{212}_{84}\text{Po}$	$3 \cdot 10^{-7}$ s	8,78	—	—
Thorium D	$^{208}_{81}\text{Tl}$	3,1 m	—	1,80	0,04...2,62
Thorium D	$^{208}_{82}\text{Pb}$	(stabil)			

Hieraus folgt prinzipiell die Existenz radioaktiver Reihen von 4 Typen. Die Massenzahlen ihrer Glieder können durch die allgemeine Beziehung

$$A = 4n + a \tag{30}$$

ausgedrückt werden, wobei n eine ganze Zahl und $a = 0, 1, 2$ oder 3 ist. Die natürlichen Zerfallsreihen sind Vertreter dreier Typen, nämlich:

- $4n$ — Thorium-Reihe,
- $4n + 2$ — Uran-Reihe,
- $4n + 3$ — Aktinium-Reihe.

Wegen der Ähnlichkeit der Familien wäre denkbar, daß auch die $(4n + 1)$ -Reihe in der Natur auftritt. Dies trifft jedoch nur zum Teil zu, da nur die ersten Glieder, die heute als Transurane auch künstlich dargestellt werden können, in extrem geringen Mengen in der oberen Lithosphäre zusammen mit dem pseudostabilen Endprodukt ^{209}Bi auftreten [85]. Nach ihrem langlebigsten Mitglied ^{237}Np wird diese Reihe Neptunium-Reihe genannt. Wegen dessen im

Tabelle 4. Die Aktinium-Reihe

Radioelement	Nuklid	T	Strahlungsenergie in MeV		
			α	β	γ
Aktino-Uran	$^{235}_{92}\text{U}$	$7,1 \cdot 10^8 \text{ a}$	4,39 4,58	—	0,39
↓					
Uran Y	$^{231}_{90}\text{Th}$	25,6 h	—	0,09 0,22 0,30	0,02...0,23
↓					
Protaktinium	$^{231}_{91}\text{Pa}$	$3,43 \cdot 10^4 \text{ a}$	5,04		0,02...0,38
↓					
Aktinium	$^{227}_{89}\text{Ac}$	21,7 a	4,95	0,01	0,3
98,8% β ↓					
Radioaktinium	$^{227}_{90}\text{Th}$	18,6 d	5,99	—	0,05...0,64
↓					
Aktinium X	$^{223}_{87}\text{Fr}$	21 m	—	1,2	0,09
↓					
Aktinium X	$^{223}_{88}\text{Ra}$	11,2 d	5,70	—	0,02...0,44
↓					
Aktinon	$^{219}_{86}\text{Rn}$	3,92 s	6,82	—	0,07...0,59
↓					
Aktinium A	$^{215}_{84}\text{Po}$	$1,83 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	7,37	—	—
100% α ↓					
Aktinium B	$^{211}_{82}\text{Pb}$	36,1 m	—	1,40 0,57	0,07...0,83
↓					
Aktinium C	$^{211}_{83}\text{Bi}$	2,16 m	6,62	—	0,35
0,32% β ↓					
Aktinium C'	$^{211}_{84}\text{Po}$	0,52 s	7,43	—	0,54...0,87
↓					
Aktinium D	$^{207}_{82}\text{Pb}$	(stabil)			
99,68% α ↓					
Aktinium C''	$^{207}_{81}\text{Tl}$	4,79 m	—	1,5	0,87
↓					
Aktinium D	$^{207}_{82}\text{Pb}$	(stabil)			

Verhältnis zum Erdalter kurzer Halbwertszeit von $2,2 \cdot 10^6$ Jahren ist diese Reihe als natürliche Familie auf der Erde ausgestorben. Die heute vorhandenen geringen Mengen an Transuranen verdanken ihre Existenz Kernreaktionen durch die Einwirkung der kosmischen Strahlung und der Uranspaltung.

Vergleich der radioaktiven Familien

Bei der Betrachtung der radioaktiven Zerfallsreihen fällt sofort die Ähnlichkeit der Umwandlungsfolgen auf. In allen drei natürlichen Reihen tritt ein gasförmiges Produkt, eine Emanation, auf: Radon, Thoron und Aktinon — die Radium-, Thorium- und Aktinium-Emanation. Alle drei Emanationen sind Isotope eines chemischen Elements, des Edelgases „Radon“. Von hier ab ist der Zerfallsverlauf in allen drei Familien fast identisch: Die A-Produkte sind α -Strahler und zerfallen zu B-Produkten, die durch β -Zerfall die C-Produkte

(Wismut-Isotope) ergeben. Die *C*-Produkte zerfallen sowohl unter α - als auch β -Strahlung. Auf den α -Zerfall folgt jedoch stets eine β -Umwandlung und umgekehrt, so daß schließlich sowohl über das *C'*-Produkt als auch über das *C''*-Produkt dasselbe *D*-Produkt entsteht. Alle drei Familien enden bei einem stabilen Blei-Isotop.

Große praktische Bedeutung in der Radiometrie hat das gemeinsame Auftreten von α -, β - und γ -strahlenden Radioelementen in jeder Zerfallsreihe, weil davon die spezifische Radioaktivität der Gesteine und Mineralien abhängt, die Vertreter der natürlichen Zerfallsreihen enthalten.

In der Uran-Reihe treten acht α -Strahler auf: UI, UII, Io, Ra, Rn, RaA, RaC', RaF; in der Thorium-Reihe sechs α -Strahler: Th, RdTh, ThX, Tn, ThA, Th(C + C'); in der Aktinium-Reihe sieben α -Strahler: AcU, Pa, RdAc, AcX, An, AcA, AcC.

β -Strahler der Uranreihe sind UX₁, UX₂, RaB, RaC, RaD, RaE. Erhebliche Energie besitzt jedoch nur die β -Strahlung von UX₂, RaC, RaE; RaB hat energieweichere und RaD und UX₁ geben nur „weiche“ β -Strahlen, die von den üblichen Nachweisgeräten nicht angezeigt werden. In der Thoriumreihe senden MsThI, MsThII, ThB und ThC β -Strahlen aus, wobei die Strahlung des MsThI sehr energieweich ist und gewöhnlich nicht registriert wird. Damit wird die Zahl der praktisch in Frage kommenden β -Strahler in der Uran- und der Thorium-Reihe gleich.

Fast sämtliche γ -Strahlung der Uran-Reihe wird vom Ra(B + C) emittiert. Die Intensität der γ -Strahlung aller übrigen Glieder der Zerfallsreihe beträgt nur wenige % der γ -Strahlung des Ra(B + C). In der Thorium-Reihe erscheinen als γ -Strahler MsThII und die Zerfallsprodukte der Emanation ThB + ThC. Die Thorium-Reihe ist in ihrer γ -Strahlung damit etwa doppelt so aktiv wie die Uran-Reihe.

Einzelne Vertreter der radioaktiven Zerfallsreihen

Von den Vertretern der radioaktiven Familien sind die langlebigen Mutterelemente die wichtigsten. Sie bilden charakteristische Mineralien und Erzlagerstätten, die wertvolle Bodenschätze und Rohstoffe für die Atomenergiegewinnung darstellen. Das Anfangsglied der Aktinium-Reihe ist ein Uran-Isotop und im natürlichen Uran in einem bestimmten Verhältnis stets vorhanden ($N(235):N(238) = 1:138$).

Radium als Zerfallsprodukt vereint auf sich beträchtliche Lebensdauer (1622 a) und starke Radioaktivität (10^6 mal größer als Uran) und läßt sich leicht in Form stark radioaktiver Präparate mit genau bekanntem Gehalt darstellen.

Von besonderer Wichtigkeit sind die Emanationen. Die Lebensdauer der Radium- und der Thorium-Emanation und ihrer Folgeprodukte ist sehr verschieden, wodurch Uran- und Thoriumprodukte leicht voneinander unterschieden werden können. Die Radium-Emanation Radon hat eine Halbwertszeit von 3,83 Tagen, ihre Folgeprodukte zerfallen jedoch viel rascher. Die Thorium-Emanation Thoron dagegen ist wesentlich kurzlebiger als ihre Zerfallsprodukte und zerfällt etwa 6000 mal schneller als Radon.

[7] [29] [55] [85].

Einzelne natürliche radioaktive Kernarten

Langlebige radioaktive Kernarten

Neben den Gliedern der natürlichen Zerfallsreihen existieren in der Natur noch verschiedene langlebige, schwächer radioaktive Isotope an verschiedenen Stellen des Periodischen Systems. Sie besitzen alle Halbwertszeiten über 10^9 Jahre und sind in der Tabelle 5 zusammengestellt. Die angegebenen Zahlenwerte sind zum Teil noch sehr umstritten.

Tabelle 5

Element	Nuklid	Zerfallsart	T	Strahlungsenergie in MeV		Literatur
				α, β	γ	
Kalium	$^{40}_{19}\text{K}$	β (88,8%) K (11,2%)	$1,31 \cdot 10^9$ a	1,33	1,46	[7] [29] [55]
Kalzium	$^{48}_{20}\text{Ca}$	β	$> 2 \cdot 10^{16}$ a			[7]
Rubidium	$^{87}_{37}\text{Rb}$	β	$6,15 \cdot 10^{10}$ a	0,28	0,39	[7] [29] [55] [85]
Zirkon	$^{96}_{40}\text{Zr}$	β	$6,2 \cdot 10^{16}$ a	3,4		[7]
Indium	$^{115}_{49}\text{In}$	β	$6 \cdot 10^{14}$ a	0,63		[7] [55] [85]
Zinn	$^{124}_{50}\text{Sn}$	2β	$> 1,5 \cdot 10^{17}$ a	1,5		[7]
Tellurium	$^{130}_{52}\text{Te}$	2β	$1,4 \cdot 10^{21}$ a			[7] [85]
Lanthan	$^{138}_{57}\text{La}$	β^+, K	$7 \cdot 10^{10}$ a	1,0	1,39	[7] [55]
Neodym	$^{150}_{60}\text{Nd}$	β	$5 \cdot 10^{10}$ a	0,01		[7] [29]
Samarium	$^{147}_{62}\text{Sm}$	α	$1,4 \cdot 10^{11}$ a $6,7 \cdot 10^{11}$ a	2,1		[104] [7] [29]
Lutetium	$^{176}_{71}\text{Lu}$	β (33%) K (67%)	$7,3 \cdot 10^{10}$ a $2,4 \cdot 10^{10}$ a	0,40	0,22	[104] [7] [29] [55] [85]
Wolfram	$^{180}_{74}\text{W}$	β	$2,2 \cdot 10^{17}$ a	3,2		[7]
Rhenium	$^{187}_{75}\text{Re}$	β	$4 \cdot 10^{12}$ a	0,04		[7] [29] [55] [85]
Wismut	$^{209}_{83}\text{Bi}$	α	$2,7 \cdot 10^{17}$ a	3,15		[7] [29] [85]

Der größte Teil dieser Elemente wandelt sich durch β -Zerfall um. Bedeutend seltener sind α -Strahler (Sm, Bi) und dualer Zerfall (K, La, Lu). Von geophysikalischer Bedeutung ist lediglich die Kalium-Aktivität. Es können noch weitere, sehr langlebige radioaktive Kernarten existieren, sie sind jedoch wegen ihrer schwachen Aktivität schwierig nachzuweisen und haben keinerlei geophysikalische Bedeutung.

Kurzlebige radioaktive Kernarten

Die kurzlebigen Radioelemente mit $Z > 80$ liegen natürlich vor, da sie von ihren langlebigen Mutterelementen ständig nachgebildet werden. Daneben existieren auch noch andere kurzlebige radioaktive Kernarten in der Natur, nämlich diejenigen, die — wenn auch in äußerst geringen Mengen — ständig durch Kernreaktionen entstehen. So erzeugen die Neutronen der kosmischen Strahlung aus dem Stickstoff der Atmosphäre ständig radioaktiven Kohlenstoff ($^{14}_6\text{C}$) mit einer Halbwertszeit von 5600 Jahren, so daß der Kohlenstoff der atmosphärischen Kohlensäure $1,4 \cdot 10^{-10}\%$ ^{14}C enthält.

[7] [29] [55] [85] [104].

Maßeinheiten der Radioaktivität und ihrer Strahlungen

*Maßeinheiten für die Radioaktivität**Curie und Rutherford*

Zur Angabe der Aktivität radioaktiver Substanzen sind verschiedene Einheiten in Gebrauch. Die sogenannte absolute Aktivität A wird durch die Zerfallsrate, d. h. die Anzahl Kernumwandlungen pro Sekunde [tps] oder pro Minute [tpm], die durch die Zerfallskonstante und die Zahl der Atome bestimmt wird, ausgedrückt. Häufiger dient als Maßeinheit der Aktivität das Curie (c). Ursprünglich war es definiert als diejenige Menge Radon, die mit 1 g Radium im Gleichgewicht steht, und entsprach damit $3,71 \cdot 10^{10}$ Kernzerfallsprozessen pro s. 1 Curie war also diejenige Menge eines radioaktiven Elements, in der in der Zeiteinheit ebensoviel Atome zerfallen wie in 1 g Radium.

Um die Aktivitätseinheit von der Genauigkeit in der Bestimmung der Halbwertszeit des Radiums unabhängig zu machen (nach neueren Angaben: $T = 1622$ a wäre $1 \text{ c} = 3,61 \cdot 10^{10}$ tps), wurde 1950 von der Internationalen Kommission für radioaktive Standards, Einheiten und Konstanten das Curie definiert als die Menge irgendeines radioaktiven Elementes, in dem exakt $3,700 \cdot 10^{10}$ Zerfallsprozesse pro Sekunde vor sich gehen.

Da diese Einheit sehr groß ist, werden als kleinere Einheiten verwendet: $1 \text{ mc} = 10^{-3} \text{ c}$ und $1 \mu\text{c} = 10^{-6} \text{ c}$.

Als Maßeinheit für die Intensität schwacher radioaktiver Quellen wurde ferner das Rutherford (rd) vorgeschlagen, das 10^6 Zerfällen in der Sekunde entspricht ($1 \text{ rd} = 27 \mu\text{c}$). Da sehr viele Aktivitätsmessungen durch Vergleich mit Standards durchgeführt werden, die vom Radium abgeleitet sind, wird diese Einheit trotz des offenbaren Vorteils keines Zahlenkoeffizienten wenig verwendet.

Curie und Rutherford sind Einheiten für die Aktivität; sie sagen aber nichts über die Eigenschaften und die Energie der emittierten Strahlung aus.

Die geringste Aktivität, die mit einem Zählrohr unter normalen Bedingungen noch meßbar ist, ist von der Größenordnung $1 \mu\text{rd}$ (60 Zerfälle/min).

Eman und Mache-Einheit

Da die radioaktiven Emanationen eine besondere Rolle spielen, erfolgt die Angabe ihrer Konzentration in Flüssigkeiten und Gasen entweder in c/l oder in Eman:

$$1 \text{ Eman} = 10^{-10} \text{ c/l} . \quad (31)$$

1 Eman entspricht also 3,7 tps z. B. in 1 l Luft.

Mitunter stößt man in der Literatur noch auf die früher übliche Mache-Einheit (ME). Sie ist definiert als diejenige Radonmenge in 1 l (Luft oder Wasser), die in einer

Ionisationskammer einen Sättigungsstrom von 10^{-3} el.-stat. E. bewirkt. Zwischen Eman und ME besteht die Beziehung

$$1 \text{ ME} = 3,64 \text{ Eman.} \quad (32)$$

Maßeinheiten für radioaktive Strahlungen

Dosis und Röntgen

Radioaktive Strahlungen werden durch ihre ionisierende Wirkung in Luft oder Materie gemessen. Dafür ist neben der Strahlungsintensität auch noch deren Absorption und spezifische Ionisation maßgebend. Beide hängen stark von den einzelnen Strahlungen und von der Energie der Teilchen und Quanten ab. Da die Strahlungswirkung z. B. der γ -Strahlen am einfachsten durch die Ionisation des Gases einer Ionisationskammer bestimmt werden kann, definiert man als Dosiseneinheit diejenige Strahlungsmenge, die in 1 cm^3 trockener Luft (NTP) 1 el.-stat. Einheit an Ionen beiderlei Vorzeichens erzeugt: das Röntgen (r). Das Röntgen ist also ein Maß für die Energieabsorption pro Volumeneinheit ($1 \text{ r} = 6,8 \cdot 10^4 \text{ MeV/cm}^3 \text{ Luft} = 83 \text{ erg/g Luft}$). Der Energiefluß von γ -Strahlung, der eine Dosis von 1 r erzeugt, ist jedoch stark wellenlängenabhängig (Bild 9).

Als neuere Dosiseneinheit wurde das „rad“ eingeführt. Die Dosis in einem beliebigen Stoff ist dann 1 rad, wenn die Strahlung eine Energie von 100 erg pro g dieses Stoffes abgibt.

Dosisleistung

Die Dosisleistung ist die in der Zeiteinheit absorbierte Strahlungsenergie. Sie wird gewöhnlich in r/h (Röntgen je Stunde), mr/h und $\mu\text{r/h}$ (bei geophysikalischen Messungen) angegeben und ist — unter Vorbehalt — ein Maß für die Strahlungsintensität: Für γ -Strahlung einer bestimmten spektralen Zusammensetzung ist die Dosisleistung der Strahlungsintensität proportional; für Strahlung verschiedener spektraler Zusammensetzung wird sich die Dosisleistung nicht proportional mit der Strahlungsintensität ändern.

Maßeinheiten für Korpuskularstrahlen

Während das „Röntgen“ ausschließlich bei γ -Strahlung verwendet wird, hat man für Teilchenstrahlen (α -Teilchen, β -Teilchen, Neutronen) sogenannte Röntgen-Äquivalente eingeführt.

Das „roentgen-equivalent-physical“ (rep) ist diejenige Strahlungsmenge, die derselben Energieabsorption pro g oder cm^3 tierischen Gewebes wie 1 r entspricht. Da jedoch die verschiedenen Strahlungsarten trotz gleicher rep-Werte ganz verschiedene biologische Wirksamkeit haben, hat man eine auf diese bezogene Korpuskularstrahlungseinheit eingeführt: das „roentgen-equivalent-man“ (rem).

Für die verschiedenen Strahlungen ergaben sich bisher die folgenden biologischen Äquivalentwerte [29]:

γ -Strahlen	1 rem = 1 rep = 1 r
β -Strahlen	1 rem = 1 rep
α -Strahlen	1 rem = 0,1 rep
thermische Neutronen	1 rem = 0,25 rep
schnelle Neutronen	1 rem = 0,04 — 0,20 rep

Toleranzdosisleistung

Wegen der biologischen Schädlichkeit radioaktiver Strahlung hat man eine gewisse Höchstdosis für dauernde Bestrahlung, eine sogenannte Toleranzdosis, festgelegt. Für γ -Strahlen (Ganzkörperbestrahlung) rechnet man mit Toleranzdosisleistungen von 0,02...0,1 r/Tag bzw. einem Mittelwert von 0,3 r/Woche. Mit den obigen Äquivalentwerten errechnen sich die gesundheitlich noch zulässigen und physikalisch (in rep-Einheiten) exakt bestimmbaren Toleranzdosisleistungen auch für Teilchenstrahlen.

Durch die kosmische Strahlung, die Gesteinsstrahlung und die allgemeine Erhöhung der Radioaktivität ist eine mittlere Dosisleistung von 2,5 mr/d ständig vorhanden [105].

Strahlenschutz

Wegen der geringen Reichweite der α -Teilchen — sie dringen nur 0,01 mm in das Körpergewebe ein — können α -Strahler nur schaden, wenn sie als Aerosole oder gelöste Salze in den Körper gelangen. Bei Arbeiten mit radioaktiven Substanzen ist daher die Bildung von Aerosolen oder das Zerstäuben von Lösungen zu vermeiden.

Zum Schutz vor β -Strahlen genügen verhältnismäßig schwache Schutzschirme von wenigen mm (z. B. < 2 mm Cu); β -Strahlen dringen einige mm (12 mm bei 2,5 MeV) in den Körper ein.

Am schädlichsten bei äußerer Bestrahlung sind die durchdringenden γ -Strahlen. Tabellen zur raschen Berechnung der erforderlichen Stärke von Absorberwänden zum Schutze gegen γ -Strahlen wurden von GAMERTSFELDER ausgearbeitet und werden in der Literatur häufig angeführt [7] [29].

Mengenangaben radioaktiver Substanzen

Allgemeines

Mengenangaben radioaktiver Elemente können auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Langlebige Radioelemente (Uran, Thorium, evtl. Radium), die in wägbarer Menge in chemisch reiner Form abgetrennt werden können, werden in normalen Masseneinheiten (g) gemessen. Für die Mehrzahl der übrigen, kurzlebigen radioaktiven Elemente, die in unwägbaren geringen Mengen vorliegen, können nur auf der Radioaktivität beruhende Mengenangaben gemacht werden, und zwar in Curie.

Radium-Äquivalent

Die Menge eines kurzlebigen Radioisotops wird aus der Intensität der von ihm emittierten Strahlung abgeleitet. Dazu ist es vorteilhaft, sie in Einheiten des verwen-

deten Standards, z. B. Radium, anzugeben. So versteht man unter 1 mg Radium-Äquivalent die Menge eines anderen Radioelementes, deren Strahlung (α , β oder γ) dieselbe Ionisierungswirkung besitzt wie 1 mg Radium. Entsprechend arbeitet man mit Thorium-Äquivalenten, Uran-Äquivalenten usw. Den radioaktiven Gehalt von Gesteinen und Mineralien gibt man in der radiometrischen Praxis meist in % eU_3O_8 an. Beim Übergang zu Curie müssen die radioaktiven Konstanten der Standards und im Falle der Aktinium-Reihe auch noch das Isotopenverhältnis des Urans berücksichtigt werden. Zum Beispiel entsprechen

$$1 \text{ mg Thorium-Äquivalent} \underline{\underline{=}} 0,96 \cdot 10^{-10} \text{ c}$$

$$1 \text{ mg Uran-Äquivalent für die Aktinium-Reihe} \underline{\underline{=}} 0,16 \cdot 10^{-10} \text{ c.}$$

Solche Äquivalent-Einheiten sind für die Praxis sehr bequem, doch stößt ihre genaue Bestimmung auf bedeutende experimentelle Schwierigkeiten, da die Strahlungswirkung auf die Meßapparatur sowohl von der spektralen Zusammensetzung der emittierten Strahlung als auch vom Aufbau der Meßapparatur abhängt. Daher ist eine Angabe beispielsweise in γ -Radium-Äquivalenten immer verabredet und von der Meßmethode abhängig.

Die Einheit rhm

Die Aktivität radioaktiver γ -strahlender Quellen, für die die Zerfallsrate nicht bestimmt werden kann, wird auf eine eindeutige und reproduzierbare Weise durch die Strahlungsdosisleistung in einem bestimmten Abstand von der Quelle angegeben.

Als Einheit dient das rhm (roentgen-per-hour-at-one-meter) (Dimension: $\frac{r \cdot m^2}{h}$).

Eine radioaktive Quelle besitzt dann die Stärke 1 rhm, wenn ihre in 1 m Entfernung gemessene Dosisleistung 1 r/h beträgt.

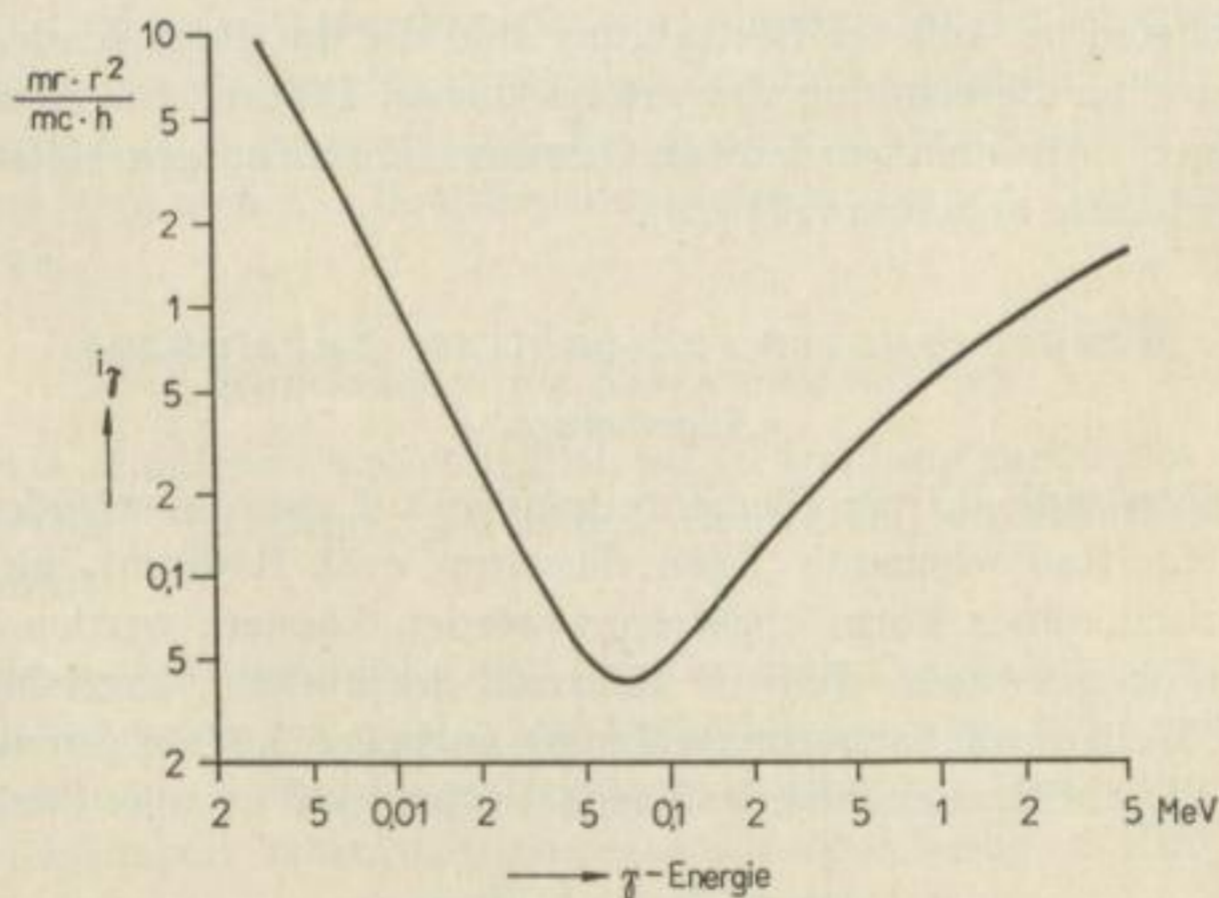


Bild 9. Spezifische Dosisleistung i_γ von γ -Strahlern für 1 mc im Abstand 1 m (1 γ -Quant pro Zerfallsakt).

Nach v. ARDENNE [4]

Jede radioaktive Kernart besitzt pro Curie eine bestimmte spezifische Dosisleistung (EVEsche Zahl), z. B. Radium $^{226}_{88}\text{Ra}$ im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten 0,84 rhm/c. Zur Berechnung der spezifischen Dosisleistung von γ -Strahlern müssen das Zerfallsschema der betreffenden Kernart und die Auftrittswahrscheinlichkeit W der γ -Quanten je Zerfallsakt bekannt sein. Bei komplexer γ -Strahlung setzt sich die gesamte spezifische Dosisleistung I_γ aus den spezifischen Dosisleistungen i_γ der einzelnen Komponenten (Diagramm Bild 9), multipliziert mit ihrer Auftrittswahrscheinlichkeit je Zerfallsakt, zusammen:

$$I_\gamma = \sum_n W_n i_{\gamma n}. \quad (33)$$

[4] [7] [29] [55].

Höhenstrahlung

Wesen und Eigenschaften der Höhenstrahlung

Primäre Höhenstrahlung

Eine der wesentlichsten Komponenten des sogenannten „Nulleffekts“ bei radiometrischen Messungen an Gesteinen ist die kosmische Strahlung oder Höhenstrahlung. Ihre Effekte an der Erdoberfläche werden von einer aus dem Weltraum mit annähernd gleichbleibender Intensität auf die Erde einfallenden, sehr energiereichen Partikelstrahlung ($10^{10}\dots 10^{15}$ eV!) hervorgerufen. Diese primäre Strahlung entsteht bei Kernprozessen auf heißen Sternen oder im intergalaktischen Raum und wird durch elektrische Felder im interstellaren Raum beschleunigt und besteht vorwiegend aus Protonen, daneben aus α -Teilchen und anderen Kernen entsprechend der kosmischen Häufigkeitsverteilung der Elemente.

Sekundäre Höhenstrahlung

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre löst die primäre Höhenstrahlung durch Zusammenstoß mit den Atomkernen der Luft Sekundärprozesse aus. Es entsteht als „sekundäre Höhenstrahlung“ eine Vielzahl verschiedener Teilchen, die in drei Gruppen zusammengefaßt werden.

N-Komponente: Aus den getroffenen Atomkernen werden zunächst schwere energiereiche Teilchen (Protonen, Neutronen und π - und schwere Mesonen) herausgeschlagen. Bei genügender Energie reißen die Sekundärteilchen ihrerseits aus weiteren Kernen Tertiärteilchen aus usw. Die verbleibenden Restkerne behalten so viel Energie zurück, daß sie anschließend weitere Nukleonen und größere Bruchstücke mit geringerer Energie abgeben („Kernverdampfung“). Die Gesamtheit aller Teilchen, die Massen von mehr als dem etwa 270fachen der Elektronenmasse (π -Mesonen) an aufwärts besitzen, faßt man als N-Komponente zusammen.

Bei sehr hohen Energien ($> 10^{10}$ eV) lösen die Teilchen der N-Komponente in der Atmosphäre sogenannte „Schauer“ aus, die einen Kern aus durchdringenden schweren Teilchen (Nukleonen und Mesonen) und einen räumlich ausgedehnten Mantel aus einer Elektronen-Quanten-Kaskade besitzen. Energiereiche Schauer können Millionen

Teilchen umfassen und auf mehrere 100 qm auftreffen (AUGER-Schauer). Am Boden ist die Energie der N-Komponente nahezu aufgezehrt; sie besteht fast nur noch aus Nukleonen.

Harte Komponente: Die π -Mesonen haben äußerst kurze Lebensdauer und zerfallen in entsprechend geladene μ -Mesonen ($210 m_e$) und Neutrinos. Die μ -Mesonen zeigen praktisch keine Wechselwirkung mit den Atomkernen; sie vermögen daher große Materieschichten zu durchdringen und können bis in 1 km Tiefe unter der Erdoberfläche nachgewiesen werden. Sie bilden die durchdringende oder harte Komponente.

Weiche Komponente: Neben den geladenen π -Mesonen entstehen zur Hälfte ungeladene π^0 -Mesonen, die nach einer mittleren Lebensdauer von 10^{-14} s in zwei γ -Quanten zerfallen. Diese geben Anlaß zur Entwicklung einer Elektronen-Quanten-Kaskade, da sie in Kernfeldern Elektronenzwillingspaare erzeugen, die ihrerseits wieder Bremsstrahlungsquanten hervorbringen usw. Bei der Schauerbildung verringert sich die Energie der einzelnen Teilchen und Quanten; unterhalb eines kritischen Wertes (70 MeV für Luft) wird die Energie hauptsächlich zur Ionisation verausgabt, und die Intensität dieser Kaskadenstrahlung fällt rasch ab. Die im Meeresniveau anzutreffende Elektronen-Quanten-Komponente rührt vorwiegend von durch μ -Mesonen herausgeschlagenen Elektronen her. Diese weiche Komponente (sie wird von etwa 12 cm Blei zurückgehalten) steht als tertiäre Strahlung mit der erzeugenden Komponente beinahe im Gleichgewicht. Zur weichen Komponente rechnet man auch die relativ langsamen Protonen und Neutronen der N-Komponente am Boden.

Änderungen in der Höhenstrahlungsintensität

Abhängigkeit von der Höhe

Die Abhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlung von der Höhe zeigt Bild 10. Die einsetzenden Sekundäreffekte bewirken in 18 bis 20 km Höhe ein Intensitätsmaximum der ionisierenden Strahlung. Die Intensität der kosmischen Strahlung an der Erdoberfläche im Meeresniveau beträgt ungefähr 1 Teilchen/ $m^2 \cdot \text{min}$ und erzeugt etwa 1,8 Ionenpaare in 1 cm^3 Luft (NPT).

Breiteneffekt

Das erdmagnetische Feld lenkt die geladenen Teilchen der Primärstrahlung aus ihrer ursprünglichen Richtung ab und wirkt als „magnetischer Analysator“. Sowohl die absolute Intensität als auch die Schwankungen der Primärstrahlung und der sekundären Komponenten zeigen daher einen geomagnetischen Breiteneffekt (etwa 10% der Gesamtstrahlung). Bis zu einer bestimmten (geomagnetischen) Breite (32° in Seehöhe) nimmt die Intensität zu und bleibt dann konstant.

Zeitliche Schwankungen der Höhenstrahlung

Die Intensität der Höhenstrahlung schwankt maximal um einige Prozent. Die Schwankungen können durch Änderungen in der Erdatmosphäre, im Erdmagnetfeld sowie durch zeitliche Schwankungen der Primärstrahlung außerhalb des Erdfeldes verursacht sein. Da auch Kernprozesse auf der Sonne zur Höhenstrahlung beitragen,

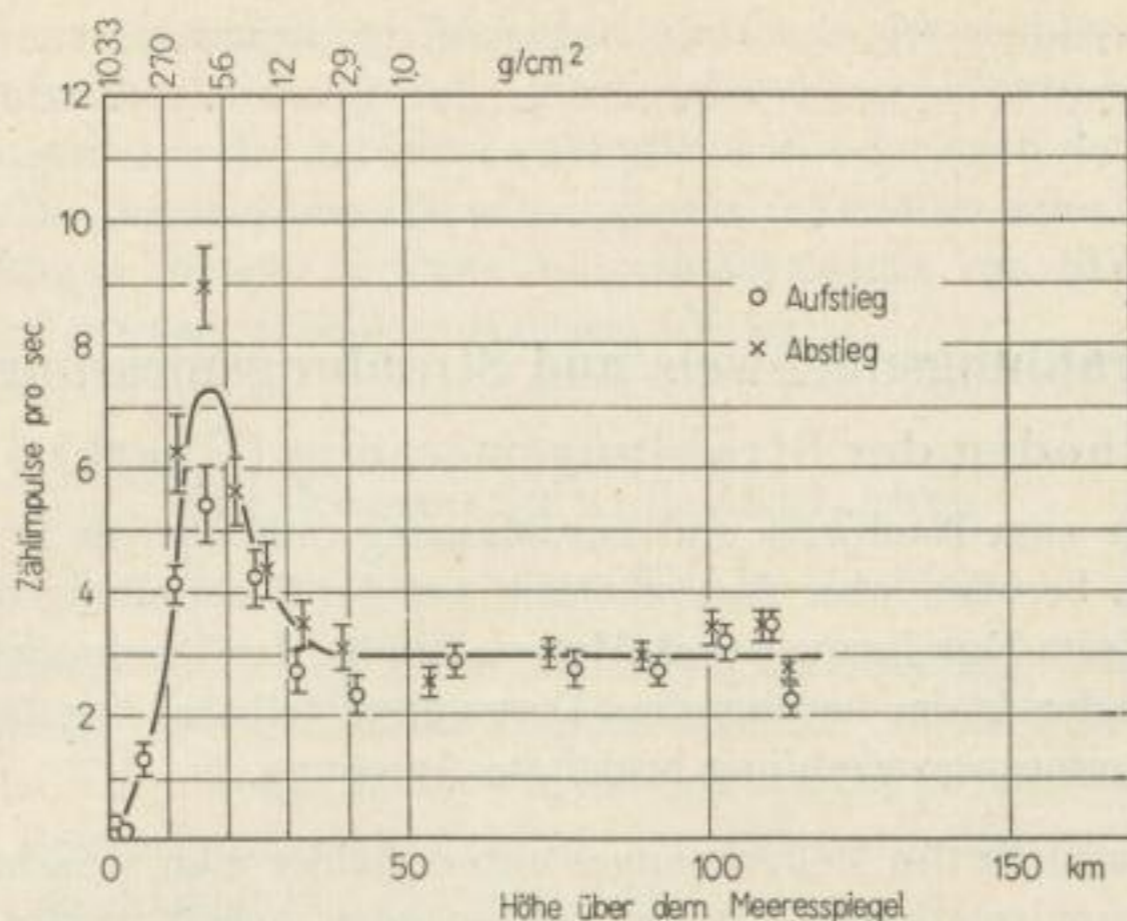


Bild 10. Abhängigkeit der Intensität der Höhenstrahlung von der Höhe. Nach HEISENBERG [46]

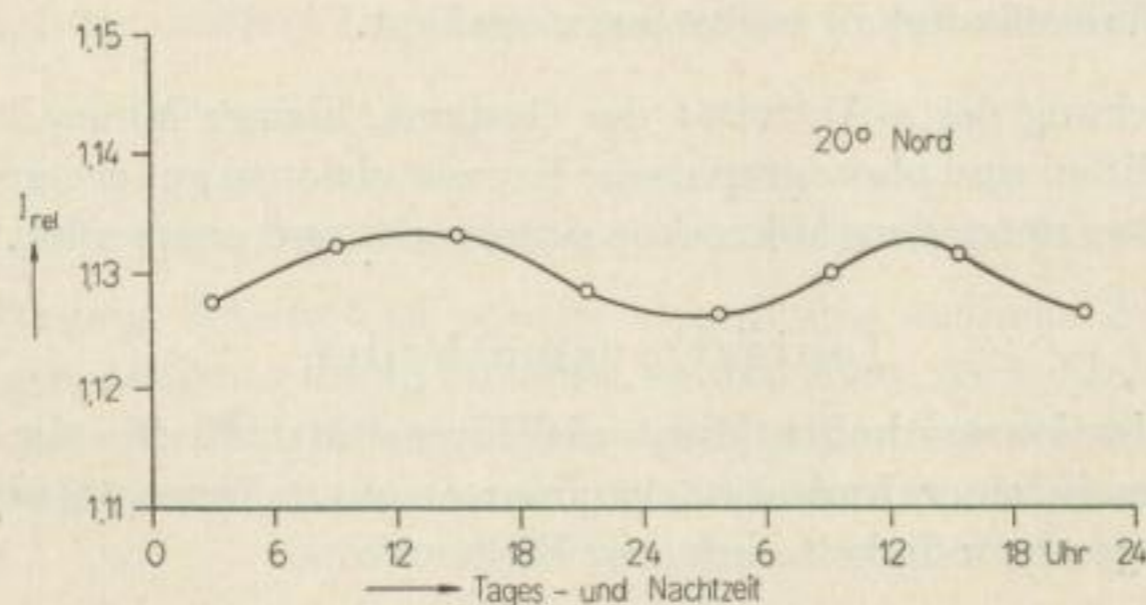


Bild 11. Tagesgang der relativen Höhenstrahlungsintensität I_{rel} für eine geomagnetische Breite von 20° N. Nach ESPE-KUHN [29]

zeigt die Höhenstrahlungsintensität ein periodisches Schwanken mit den Tageszeiten mit einem mittäglichen Maximum und einem nächtlichen Minimum (Bild 11). Die etwas größere Amplitude der Jahresschwankung beträgt in unseren Breiten etwa 1,5%.

Barometer-Effekt

Die Intensität der sekundären und tertiären Höhenstrahlung zeigt einen Barometereffekt, der von der Energie der Teilchen, der geomagnetischen Breite und der Höhe abhängig ist. Außerdem besteht eine Temperaturabhängigkeit. Für die ionisierende Teilchenkomponente wird ein Druckkoeffizient von $-2,6\%/cm$ Hg und für die kosmischen γ -Strahlen ein Druckkoeffizient von $-3\%/cm$ Hg angegeben.

[7] [29] [46] [55] [69].

Strahlungsnachweis und Strahlungsmessung

Methoden der Strahlungsmessung (Überblick)

Die Methoden zum Nachweis und zur Messung radioaktiver Strahlungen sind äußerst vielfältig, beruhen aber fast sämtlich auf der Feststellung der Wirkungen, die die Strahlen beim Durchgang durch Materie infolge der Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Atome hervorrufen. Deren unmittelbares Ergebnis sind Ionisation und von Lumineszenzstrahlung begleitete Anregung.

Nach dem Charakter des Meßvorganges unterscheidet man zwischen Ionisationsmethoden und Impulsmethoden. In der vorliegenden Arbeit wird nur auf die Impulsmethoden näher eingegangen, bei denen wiederum die Messungen mit Zählrohren im Vordergrund stehen sollen. Die Ionisationsmethoden, die im Rahmen der angewandten Geophysik hauptsächlich als Emanationsmethoden Anwendung finden, werden nur der Vollständigkeit halber kurz erwähnt.

Zur Untersuchung der α -Aktivität der Gesteine, kleiner Mineralkörner und vor allem von Anschliffen sind photographische Kernemulsionen gut geeignet. Die α -Teilchenspuren werden unter dem Mikroskop untersucht und ausgezählt.

Ionisationsmethoden

Bei den Ionisationsmethoden dient als Intensitätsmaß für die verschiedenen Strahlenarten der in einer Ionisationskammer erzeugte Ionenstrom bzw. die Auf- oder Entladungsgeschwindigkeit einfacher Elektroskope.

Die Messung des Ionisationsstromes erfolgt im Sättigungsstromgebiet und mit elektrometrischen Verfahren.

Für α -Strahlungsmessungen wird die Strahlungsquelle (Präparat, Bodenluft) wegen der geringen α -Reichweite in das Innere der Ionisationskammer gebracht. Soll der gemessene Strom der Menge des α -Strahlers proportional sein, muß das Präparat in einer Schicht von weniger als $0,1 \text{ mg/cm}^2$ vorliegen. Die Kammer muß so groß sein, daß die ganze Reichweite der α -Strahlen ausgenutzt wird. β -Strahlen werden in der Ionisationskammer in der Regel nicht mehr vollständig absorbiert, so daß der Ionisationsstrom in schwer zu übersehender Weise von Größe und Form der Kammer abhängt.

γ -Strahlen ionisieren in der Hauptsache durch die in den Kammerwänden ausgelösten Elektronen; die direkte Ionisation im Füllgas ist demgegenüber meist klein. Zur optimalen Ausbeute muß die Wanddicke mindestens gleich der maximalen Reichweite der Sekundärelektronen im Wandmaterial sein. Durch erhöhten Gasdruck oder schweratomige Gasfüllung wird der Nutzeffekt heraufgesetzt.

Für Emanationsmessungen der Bodenluft werden in der geophysikalischen Feldpraxis meist Ionisationskammern mit einem aufgesetzten Elektroskop, sogenannte Emanometer, verwendet, die entweder nach der Auf- oder nach der Entladungsmethode arbeiten. Die Ionisationen, die von α -, β - und γ -Strahlen eines offenen Radiumpräparates in dünner Schicht in einer Ionisationskammer von 10 cm Durchmesser und Höhe erzeugt werden, verhalten sich wie $10^4:10^2:1$.

[7] [55].

Zählkammern und Zählrohre

Allgemeines über Zählmethoden

Den Ionisationsmethoden an Empfindlichkeit weit überlegen sind die Methoden der Teilchenzählung, die sogenannten Impulsmethoden; sie sind die empfindlichsten Meßmethoden der Kernphysik. Vor allem die elektrischen Zählmethoden sind infolge der objektiven Registrierung mit elektrischen und mechanischen Zählwerken von großer Anpassungsfähigkeit und Zuverlässigkeit.

Die Impulsmethoden beruhen auf dem Abzählen statistisch verteilter Ereignisse, wie sie das Eintreffen eines Teilchens oder Quants am Zähler darstellen; ihre Messungen unterliegen daher statistischen Schwankungen. Bei N in der Zeit t gezählten Impulsen beträgt die mittlere Impulshäufigkeit, die sogenannte Impuls- oder Zählrate,

$$N = n/t. \quad (34)$$

Sie wird in cps (counts-per-second) oder cpm (counts-per-minute) angegeben.

Jeder Zählvorgang benötigt zu seinem Ablauf eine endliche Zeit, deren Dauer von der jeweiligen Zählordnung abhängt, so daß diese nach Eintreffen eines Impulses für eine gewisse Zeit τ , die Auflösungszeit oder Totzeit, für die Aufnahme weiterer Impulse gesperrt ist. $1/\tau$ bezeichnet man als das Auflösungsvermögen der Zählordnung.

Zählkammern

Der kleine Spannungsimpuls, der beim Sammeln der von einem einzelnen, stark ionisierenden Teilchen (α) in einer gewöhnlichen Ionisationskammer gebildeten Ladungsträger an einer mit einem hohen Ableitwiderstand R versehenen Auffängerelektrode entsteht, läßt sich nach hinreichender Spannungsverstärkung zum Einzelnachweis der Teilchen verwenden. Wenn während des Sammelvorganges keine Ladung abfließt, die Zeitkonstante RC des Auffängersystems also groß gegen die Sammelzeit der Ionen ist, ergibt sich die Impulshöhe aus dem Quotienten der gesammelten Ladung ne und der Kapazität C des Auffängers

$$V = \frac{ne}{C} \quad (35)$$

und ist zugleich ein Maß für die durch Ionisation im Gasraum verausgabte Teilchenenergie. Je nachdem, ob die Ionen beider Vorzeichen oder nur die freien Elektronen entsprechender Füllgase ausgenutzt werden, unterscheidet man wegen der unterschiedlichen Sammelzeiten „langsame“ und „schnelle“ Zählkammern.

Die Nachweisgrenze derartiger Zählkammern liegt bei 500 bis 1000 Ionenpaaren, die Teilchenenergien von etwa 30 keV entsprechen [55].

Proportionalzähler

Steigert man in einer zylindrischen Zählkammer (Zählrohr-Form) die Spannung über den horizontalen Teil der Sättigungskurve hinaus, so nimmt die Impulsgröße durch zusätzliche Stoßionisation („Gasverstärkung“) wieder zu. Der Verstärkungsfaktor ist in einem gewissen Bereich von der primären Ionenzahl unabhängig, d. h., die Impulshöhe ist noch der primären Ionenzahl proportional. Wesentliche Vorteile der Proportionalzähler sind die sehr kurze Impulsdauer und die örtliche Begrenzung der Ionen-Elektronen-Lawine. Eine Totzeit macht sich daher nicht wesentlich bemerkbar, so daß man mit einer praktischen Auflösungszeit von 10^{-6} s und weniger rechnen kann [38] [55].

Auslösezähler (Geiger-Müller-Zählrohr)

Allgemeines

Zur Teilchenzählung werden in der Radiometrie in der Hauptsache die GEIGER-MÜLLER-Zählrohre verwendet, die jedes einzelne Teilchen, unabhängig von der Primärionisation, registrieren. Solche Zähler sprechen bereits auf die Bildung eines einzigen primären Ionenpaares in ihrem Volumen an; ihre Empfindlichkeit ist also um Größenordnungen höher als die der Zählkammern und der Proportionalzähler. Das Arbeitsprinzip dieser Zählrohre beruht auf Gasverstärkung durch Stoßionisation

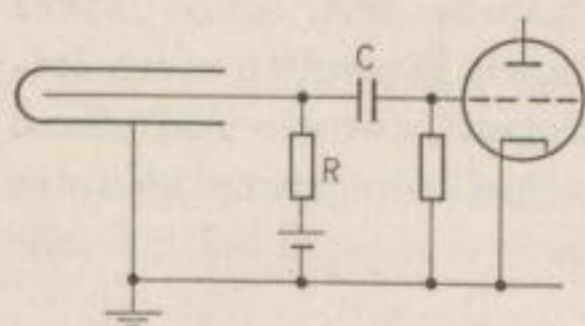


Bild 12. Schematische Zählrohrschtaltung

(Auslösezähler!). In ihrem Aufbau bestehen sie im wesentlichen aus einer zylindrischen Kathode und einem axial angeordneten Anodendraht. Das ganze System ist abgeschlossen und mit einem Grundgas (meist Argon) gefüllt, dem bei den heute gebräuchlichen selbstlöschenden Zählrohren noch ein sogenanntes Löschgas (Alkohol oder Halogene) zugefügt ist.

Die Anode ist über einen Arbeitswiderstand R mit einer Hochspannungsquelle und über einen Kondensator C mit dem Eingangskreis eines Verstärkers bzw. Zählgerätes verbunden (Bild 12).

Arbeitsweise des Zählrohres

Oberhalb einer bestimmten Zählrohrspannung, der sogenannten GEIGER-Schwelle, werden die bei der Primärionisation befreiten Elektronen in Anodennähe derart beschleunigt, daß sich durch Stoßionisation eine Ionen-Elektronen-Lawine ausbildet, die sich infolge zusätzlicher Photonenemission mit großer Geschwindigkeit auch seitlich ausbreitet und in weniger als $1 \mu\text{s}$ den ganzen Zählrohrdraht einhüllt. Die Impulshöhe ist von der Anzahl der primären Ionen völlig unabhängig und für alle Strahlungen gleich.

Die abschirmende Wirkung der sich in unmittelbarer Drahtnähe ausbildenden positiven Raumladungswolke bewirkt, daß die Entladung von selbst wieder abbricht. Bis zur Wiederherstellung der GEIGER-Schwellen-Feldstärke in Drahtnähe bleibt das Zählrohr unfähig, weitere Strahlung nachzuweisen (Sperrzeit).

Die positiven Ionen emittieren einige μs nach der Neutralisierung an der Kathode infolge Anregung UV-Photonen. Da die Totzeit inzwischen abgelaufen ist, muß zur Vermeidung einer Neuzündung durch Auslösung von Photoelektronen bei „langsamen“ oder „nichtselbstlöschenden“ Zählrohren die Spannung nach der primären Zündung und Impulsausbildung durch einen Löschmechanismus (einen hohen Ableitwiderstand R oder einen von einem Löschkreis gelieferten, der Zählrohrspannung entgegengesetzten Spannungsimpuls) so lange unter der GEIGER-Schwelle gehalten werden, bis sämtliche Ionen aus dem Zählvolumen entfernt sind und die Photonenemission beendet ist.

Heute verwendet man hauptsächlich „schnelle“ selbstlöschende Zählrohre, bei denen die Löschung durch interne Vorgänge im Zählrohr selbst mit Hilfe eines Löschgases (meist Alkohol oder Halogenzusätze) erfolgt. Das Löschgas absorbiert die UV-Photonen, übernimmt die Ladung im Ionenschlauch und verhindert die Emission von Photonen nach Neutralisation der Ionen, die ohne Photonenemission lediglich dissoziieren.

Auflösungsvermögen von Zählrohren

Nach Zündung des Zählrohrs im Zeitpunkt t_0 bleibt dieses bis zur Wiederherstellung der GEIGER-Schwellen-Feldstärke am Zählrohr für den Nachweis weiterer Strahlung völlig unempfindlich. Nach Ablauf dieser Tot- oder Sperrzeit t_s (etwa $200 \mu\text{s}$) ist das Zählrohr wieder zündfähig (Bild 13); es treten jedoch zunächst Impulse mit kleinen Amplituden auf. Die Impulsamplitude muß aber je nach Einstellung

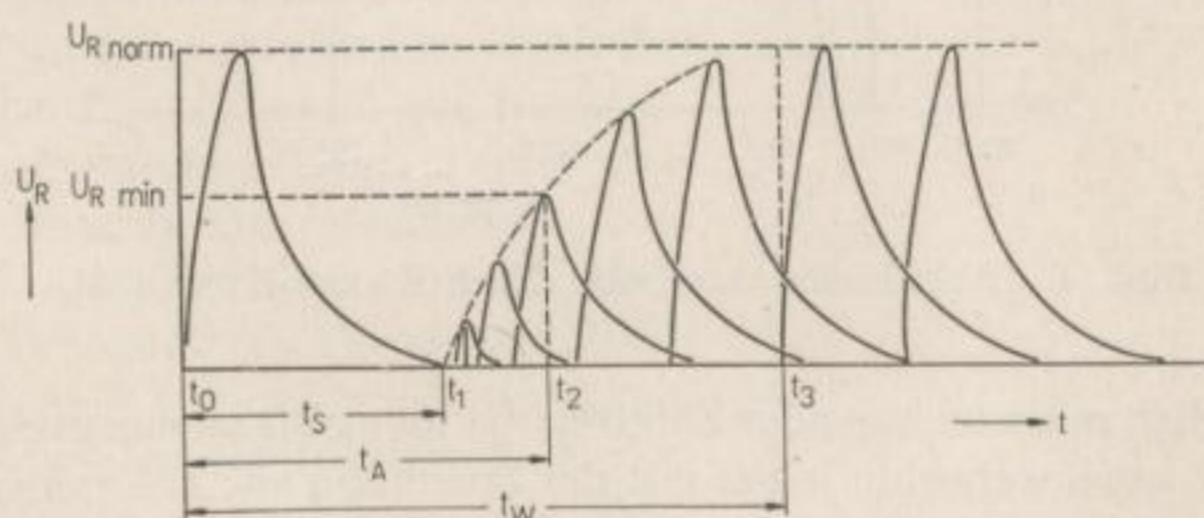


Bild 13. Zeitlicher Verlauf von Sperrzeit, Auflösungszeit und Wiederherstellungszeit. Nach KMENT-KUHN [53]

des Verstärkers erst einen Mindestwert $U_{R,min}$ übersteigen, um die weiteren Kreise zum Ansprechen zu bringen. Die dazu erforderliche Auflösungszeit t_A ist etwas länger als die Sperrzeit und von den Eigenschaften der Registrierkreise abhängig. Bis zum Wiedererreichen des Arbeitspunktes vergeht die wesentlich längere Wiederherstellungszeit, in die bei sehr hohen Impulsraten ein Großteil der Impulse fällt.

Ihre Amplituden sind dann entsprechend kleiner und die darauffolgende Totzeit kürzer, so daß die mittlere Totzeit mit zunehmender Impulshäufigkeit abnimmt.

Fehlimpulse

Die Meßergebnisse können durch falsche Entladungen und Nachentladungen verfälscht werden. Falsche Entladungen entstehen durch chemische Unsauberkeiten, inhomogene Kathodenoberflächen, Spitzenentladungen am Anodendraht usw. Nachentladungen treten im Anschluß an einen echten Impuls auf und haben ihre Ursache im Entladungsmechanismus (z. B. Ausbleiben des Löschvorganges).

Zählrohrcharakteristik

Die elektronischen Verstärker- und Zählkreise sind meist so eingestellt, daß nur Spannungsimpulse registriert werden, die Zählrohrspannungen oberhalb der GEIGER-Schwelle entsprechen. Wegen dieser Ansprechschwelle nimmt die beobachtete Im-

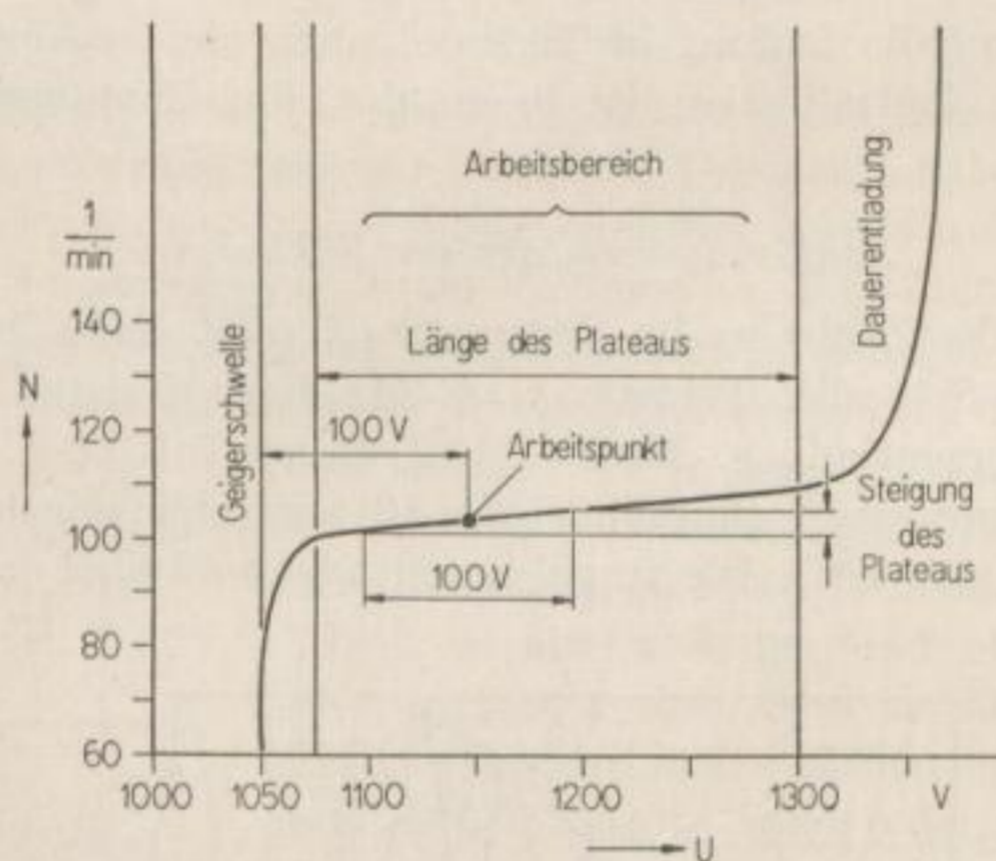


Bild 14. Zählrohrcharakteristik. Nach KMENT-KUHN [53]

pulszahl anfänglich mit zunehmender Zählrohrspannung bis zu einem Sättigungswert zu, steigt jedoch auch weiterhin leicht mit der Spannung an: Zählrohrcharakteristik (Bild 14). Der Arbeitspunkt des Zählrohrs wird in die Mitte des fast linearen „Plateaus“, das sich über einige hundert Volt erstrecken kann, mindestens aber 100 V über die GEIGER-Schwelle gelegt.

Die Plateau-Steigung wird durch Fehlimpulse, Nachentladungen und sogenannte Randeffekte (Vergrößerung des aktiven Zählvolumens am Zählrohrende) verursacht. Bei zu hoher Spannung wird durch die rasche Zunahme der Nachentladungen das Zählrohr unbrauchbar, bis bei weiterer Spannungserhöhung schließlich eine Dauerentladung einsetzt.

Die Spannungs-Impulszahl-Charakteristik wird bei jedem Zählrohr zur Ermittlung des Arbeitspunktes vor Inbetriebnahme entweder für den sogenannten Null-effekt oder für ein radioaktives Präparat aufgenommen. Die Plateauaussteigung $\Delta N/\Delta U$ wird in $\%/100\text{ V}$ angegeben. Plateaulänge und Plateaussteigung sind Kriterien für die Qualität von Zählrohren. Die Plateaulänge soll mindestens 200 V betragen, die Steigung nicht größer als $5\%/100\text{ V}$ sein. Bei guten Zählrohren ist die Plateaussteigung sehr gering (bis herab zu $0,02\%/100\text{ V}$).

Die Arbeitsspannungen der üblichen Argon-Alkohol-Zählrohre liegen um 1000 V. Die neuerdings verwendeten Halogenzusätze als Löschgase ergeben niedrigere Arbeitsspannungen (um 400 V). Die Halogen-Niederspannungszähler sind zudem noch von sehr großer Lebensdauer und wenig temperaturempfindlich, so daß sie für die radio-metrischen Feldmethoden sehr viele Vorteile bieten und große Zukunftsaussichten besitzen.

Lebensdauer von Zählrohren

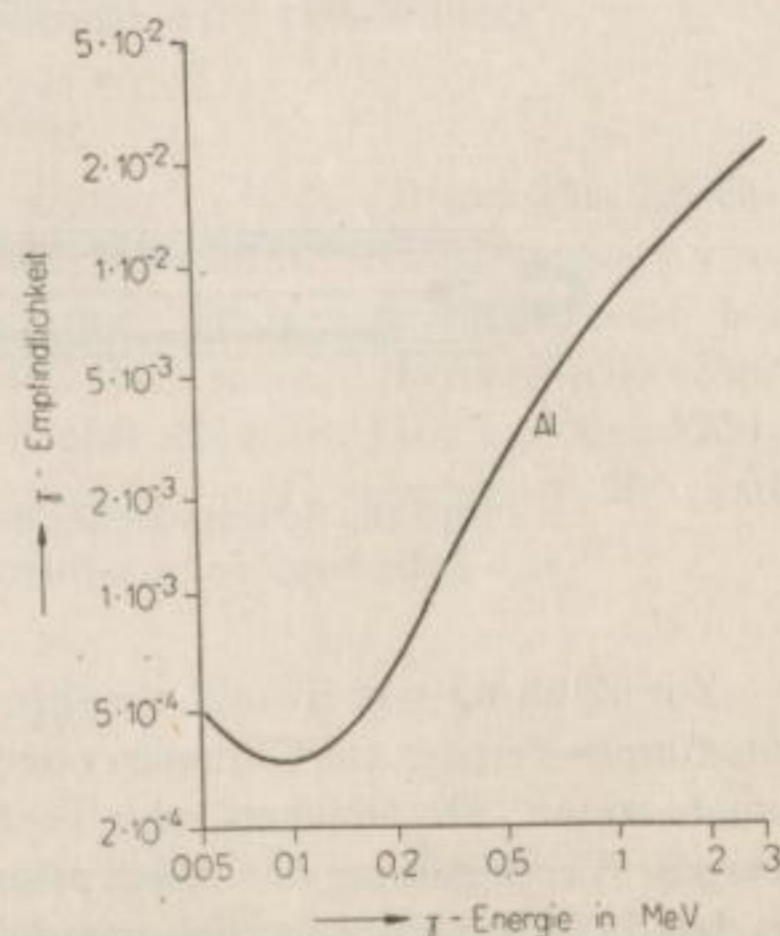
Da in selbstlöschenden Zählrohren bei jeder Entladung eine gewisse Anzahl von Löschgasmolekülen zersetzt wird, ist ihre Lebensdauer begrenzt. Die Fehlimpulse nehmen mehr und mehr zu, und wenn die Plateaussteigung einen bestimmten Wert ($15\%/100\text{ V}$) überschreitet, endet die praktische Lebensdauer des Zählrohrs. Die durchschnittliche Lebensdauer von selbstlöschenden Zählrohren mit organischen Dampfbzusätzen beträgt 10^8 bis 10^9 Impulse. Halogenzähler besitzen eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer, da sich die Dissoziationsprodukte in kürzester Zeit wieder zu neutralen Halogenmolekülen vereinigen.

Wirkungsgrad von Zählrohren

Der Wirkungsgrad von Zählrohren, d. h. das Verhältnis der Impulszahl zur Anzahl der einfallenden Teilchen oder Quanten, beträgt für α -, β - und kosmische Strahlen praktisch 100%. Da γ -Strahlen im Zählrohr durch die aus der Zählrohrwand und Kathode ausgelösten Sekundärelektronen nachgewiesen werden, hängt die Quantenausbeute von den Absorptionskoeffizienten μ des Kathodenmaterials für COMPTON-, Photo- und Paarbildungseffekt ab. Zur optimalen Ausbeute soll die Wandstärke der Reichweite R der Sekundärelektronen entsprechen. Die Zahl der an der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen wird dann

$$Z = k \cdot \mu \cdot R. \quad (36)$$

Bild 15. γ -Empfindlichkeit für Al-Zählrohre.
Nach MAIER-LEIBNITZ [68]



k ist der Bruchteil der Elektronen, die in das Zählrohrvolumen gelangen. Die Quantenausbeute für ein Al-Zählrohr in Abhängigkeit von der Energie der Quanten zeigt Bild 15. Das Minimum des Ansprechvermögens bei 0,1—0,2 MeV ist bei leichtem Material stark, bei hochatomigem weniger ausgeprägt. Durch schweratomiges Kathodenmaterial (Kupfer, Wolfram, Überzüge von Wismut, Gold, Blei) wird die Ausbeute — besonders für weiche γ -Strahlen — erhöht; dennoch beträgt der Wirkungsgrad dieser Zählrohre größenordnungsmäßig nur 1%.

Durch Erhöhung der wirksamen Kathodenfläche durch ein Drahtgitter oder durch eine Zellularkonstruktion kann die γ -Empfindlichkeit der Zählrohre bedeutend erhöht werden [48]. Durch mehrere Platten und mehrere Zähldrähte unter Verzicht auf die zylindrische Kathode kann die Ausbeute auf 30 bis 40% erhöht werden. Eine für die radiometrischen Feldverfahren wichtige Neuentwicklung ist die sogenannte „GEIGER-Multiplier-Röhre“, die eine gebündelte Anordnung mehrerer Zählrohrelemente mit netzartiger Anordnung der Kathoden in einem Gehäuse aufweist.

Konstruktives (Zählrohrtypen)

Die beiden gebräuchlichsten Ausführungen von Zählrohren sind das eigentliche zylindrische Zählrohr und der Stirnzähler (Bild 16). Das zylindrische Zählrohr (a, b) dient zum Nachweis durchdringenderer Strahlung. Das System ist völlig in einen Glasmantel eingeschmolzen. Um auch β -Teilchen den Zutritt in das Innere zu ermöglichen, wird die Wandung aus sehr dünnem Glas (0,15 mm) hergestellt und die Kathode auf der Innenseite als Metallschicht aufgetragen (b) oder dünne Zählrohrmäntel aus Aluminium ($0,1 \text{ mm} \approx 25 \text{ mg/cm}^2$) werden zugleich als Kathode benutzt (a).

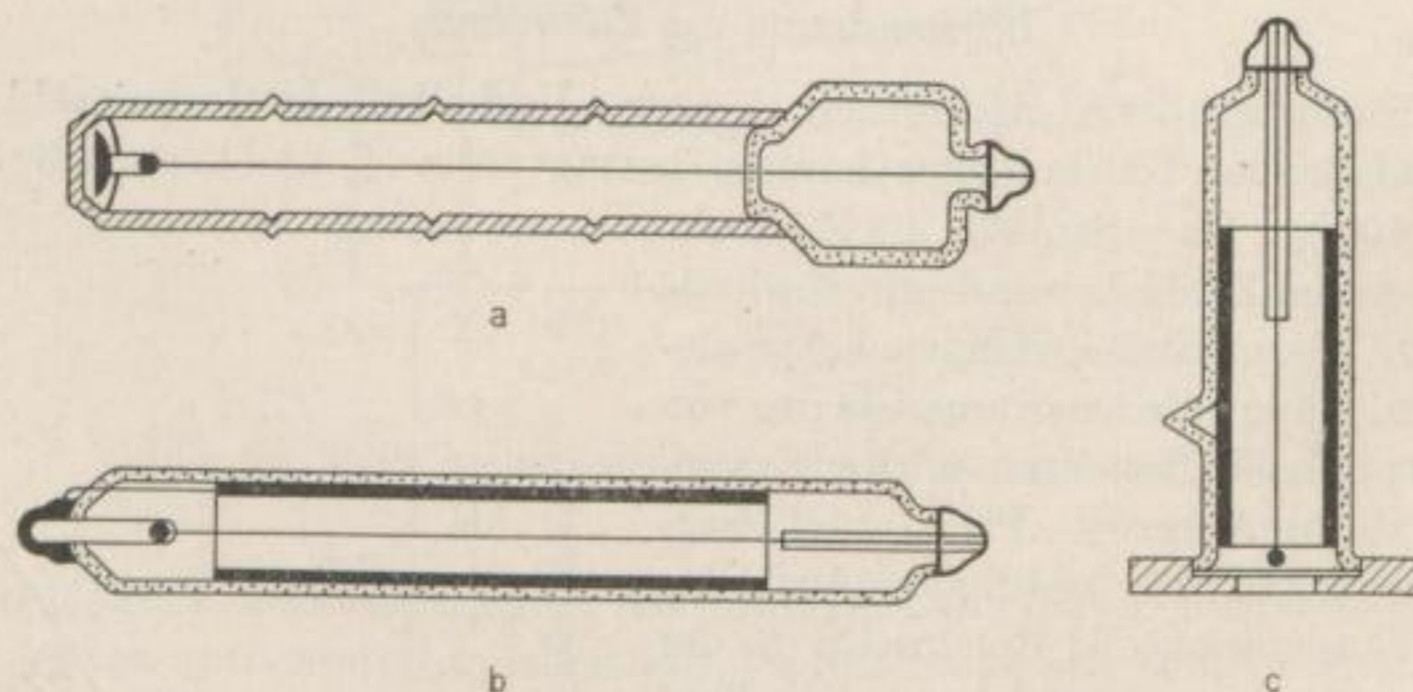


Bild 16. Schematischer Schnitt der häufigsten Zählrohrformen.
a, b-Zylinderzählrohr, c-Stirnzähler. Umgezeichnet nach BARANOV [7]

Zur Zählung von α - und weichen β -Teilchen läßt man die Strahlen meist durch ein dünnes Fenster aus Glimmer- oder Aluminiumfolie ($2 \text{ bis } 3 \text{ mg/cm}^2$) in das Zählerinnere treten. Die Glocken- oder Topfzähler (c) besitzen ein Stirnfenster aus Glimmer, das zur Verringerung der Absorptionsverluste so dünn wie möglich gemacht wird, so daß diese Ausführung auch zum Nachweis weicher Strahlung geeignet ist (Bild 17).

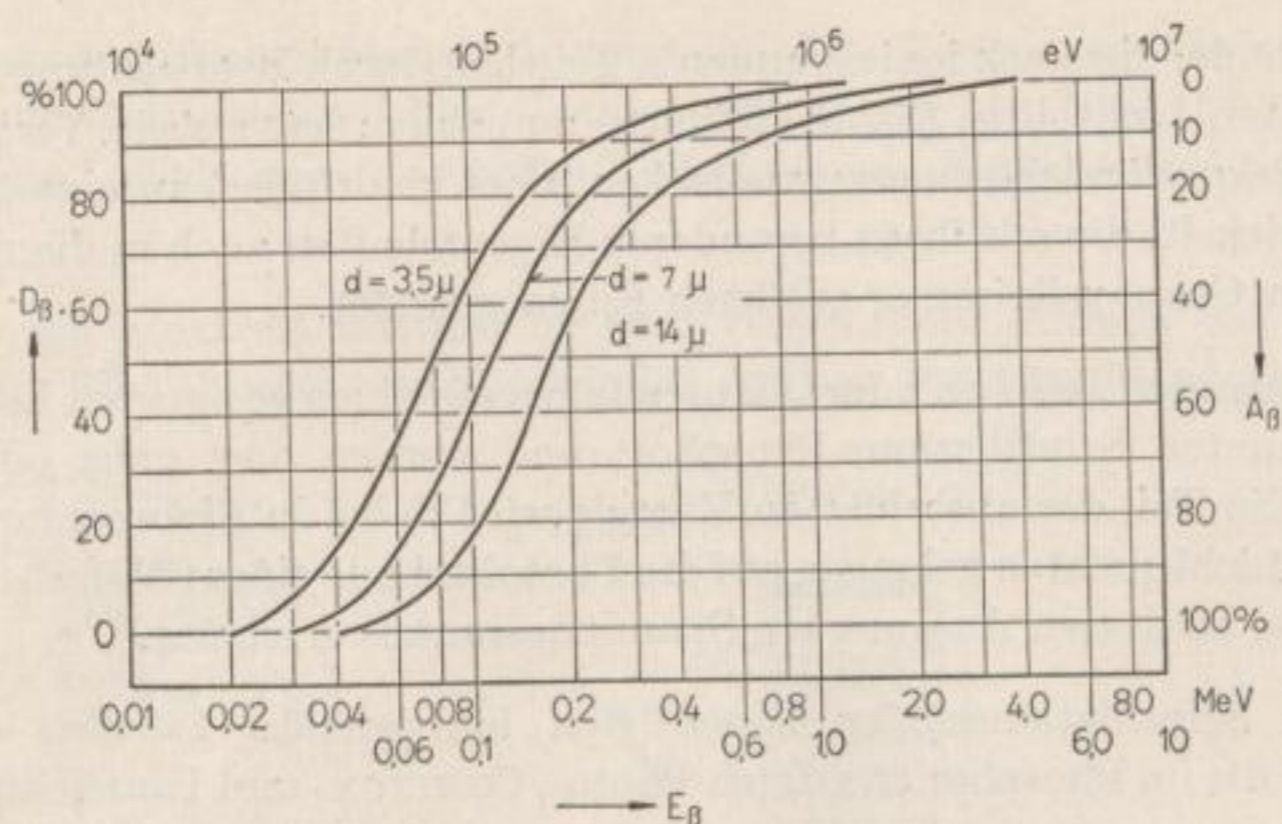


Bild 17. Prozentuale Durchlässigkeit D_β von Glimmerfenstern verschiedener Dicke d für β -Strahlung in Abhängigkeit von deren Energie. Nach KMENT-KUHN [53]

Die Absorption ist auch bei ziemlich harter β -Strahlung noch merklich und bei weicher β -Strahlung sehr wesentlich. Die Absorption weicher γ -Strahlung, sofern ihre Energie 20 keV übersteigt, kann in den üblichen Glimmerfenstern vernachlässigt werden. Neben diesen beiden Standardformen, die für beinahe sämtliche praktischen Arbeiten bei radiometrischen Bestimmungen an Gesteinen und Mineralien verwendbar sind, gibt es eine große Anzahl von Spezialzählrohren mehr oder weniger gut gelöster Konstruktion. Sie werden in der Literatur ausführlich beschrieben.

Bei Mineraluntersuchungen sind häufig nur recht schwache Aktivitäten zu messen. Man verwendet dann Zähler mit großer Raumwinkelausnutzung, in denen ein großer Teil der nach allen Richtungen emittierten Strahlen gezählt wird. Dies wird bei Glockenzählern schon weitgehend erreicht. Es gibt aber auch zerlegbare Zähler, bei denen das Präparat in das Zählrohrinnere gebracht wird (4π -Zähler).

Temperatureffekte

Bei Änderungen der Umgebungstemperatur ändert sich der Druck des Löschgases. Mit sinkender Temperatur verschlechtert sich der Zählbereich bzw. verschwindet ganz. Bei Argon-Alkohol-Zählrohren kann der Temperatureinfluß erst bei Zimmertemperatur vernachlässigt werden, bei 0°C tritt schon eine merkliche Kondensation des Löschgases ein, wodurch sein Partialdruck stark fällt und das Zählrohr nicht mehr zuverlässig arbeitet. Halogenzähler sind zwischen -50° und $+100^\circ\text{C}$ ziemlich temperaturunempfindlich.

[7] [37] [38] [53] [55].

Szintillationszähler

Prinzip

Auf einer völlig anderen Grundlage arbeiten die Szintillationszähler; ihre Eigenschaften unterscheiden sich grundsätzlich von denen des GEIGER-MÜLLER-Zählrohrs.

Die alte Methode, die stark ionisierenden α -Teilchen durch Beobachtung der in Zinksulfid erzeugten Lichtblitze (Szintillationen) zu zählen, hat sich in Verbindung mit dem Photo-Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultiplier) zu einer neuen Meßtechnik entwickelt, die mit ihren besonderen Eigenschaften auch in die radioaktiven Methoden der Geophysik immer größeren Eingang findet.

Die zu zählenden Teilchen oder Quanten fallen auf einen geeigneten Leuchtschirm, einen sogenannten Szintillations-Phosphor, und werden dort ganz oder teilweise absorbiert. Ein Teil der absorbierten Energie wird dabei in Fluoreszenzlicht umgewandelt; die Lichtquanten gelangen auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers, an dessen Ausgang ein Spannungsimpuls erscheint.

Mit dem Szintillationszähler lassen sich ionisierende Teilchen direkt und Quanten über die im Phosphor erzeugten Photo-, COMPTON- und Paarelektronen nachweisen.

Die besonderen Eigenschaften der Szintillatoren sind die außerordentlich kurze Dauer der Lichtblitze und die große Empfindlichkeit für γ -Strahlen, da in größeren Kristallen schon ein merklicher Teil der γ -Strahlung absorbiert wird. Zwischen der im Leuchtstoff absorbierten Energie der einfallenden Strahlung und der Zahl der erzeugten Photonen besteht meist ein linearer Zusammenhang. Insofern verhält sich der Szintillationszähler grundsätzlich anders als der Auslösezähler und kann eher mit dem Proportionalzähler verglichen werden. Allerdings erhält man für Strahlung verschiedener Art auch bei gleicher Energie verschiedene Lichtausbeuten.

Der Szintillationskristall

Als Szintillatoren können zahlreiche anorganische und organische Substanzen benutzt werden, meist in Form großer Kristalle, z. T. auch in Pulverform oder als Lösung. Zum Nachweis von α -Teilchen dienen aktivierte Leuchtstoffe vom Typ des Zinksulfids. Wegen ihrer geringen Transparenz und daher sehr kleinen optimalen Schichtdicke sind sie für den Nachweis von β - und γ -Strahlen nicht geeignet. Brauchbare Szintillatoren für β - und γ -Strahlen sind thallium-aktivierte Alkali-Halogenid-Kristalle. Das in der angewandten Geophysik als Szintillationskristall verwendete NaJ (Tl) zeigt auch für schwere Teilchen weitgehend energieproportionale Impulse. Auch organische Phosphore (Anthrazen, Stilben, Terphenyl) und in festen, transparenten Kunststoffen gelöste Szintillatoren können in großen Schichtdicken für β - und γ -Strahlenmessungen verwendet werden.

Der Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)

Aufbau

Ein Teil der im Kristall erzeugten Lumineszenzphotonen fällt auf die hochempfindliche Photokathode des SEV und schlägt dort Photoelektronen heraus, die zur nächsten, auf positivem Potential liegenden Prallektrode beschleunigt werden und dort Sekundärelektronen auslösen, die ihrerseits an den folgenden, jeweils auf höherem Potential liegenden Prallektroden verstärkt werden usw., so daß an der

Anode ein starker Elektronenimpuls entsteht. Die Gesamtverstärkung hängt von der Zahl der Parallelektroden (9 bis 16) und der Spannung pro Stufe (60 bis 160 V) ab, die „Ausbeute“ ist dagegen durch das Verhältnis von Signalstrom zu Dunkelstrom gegeben.

Je nach der Elektrodenanordnung sind verschiedene Formen der Vervielfacher in Gebrauch. Bild 18 zeigt schematisch den Aufbau von zwei üblichen Typen.

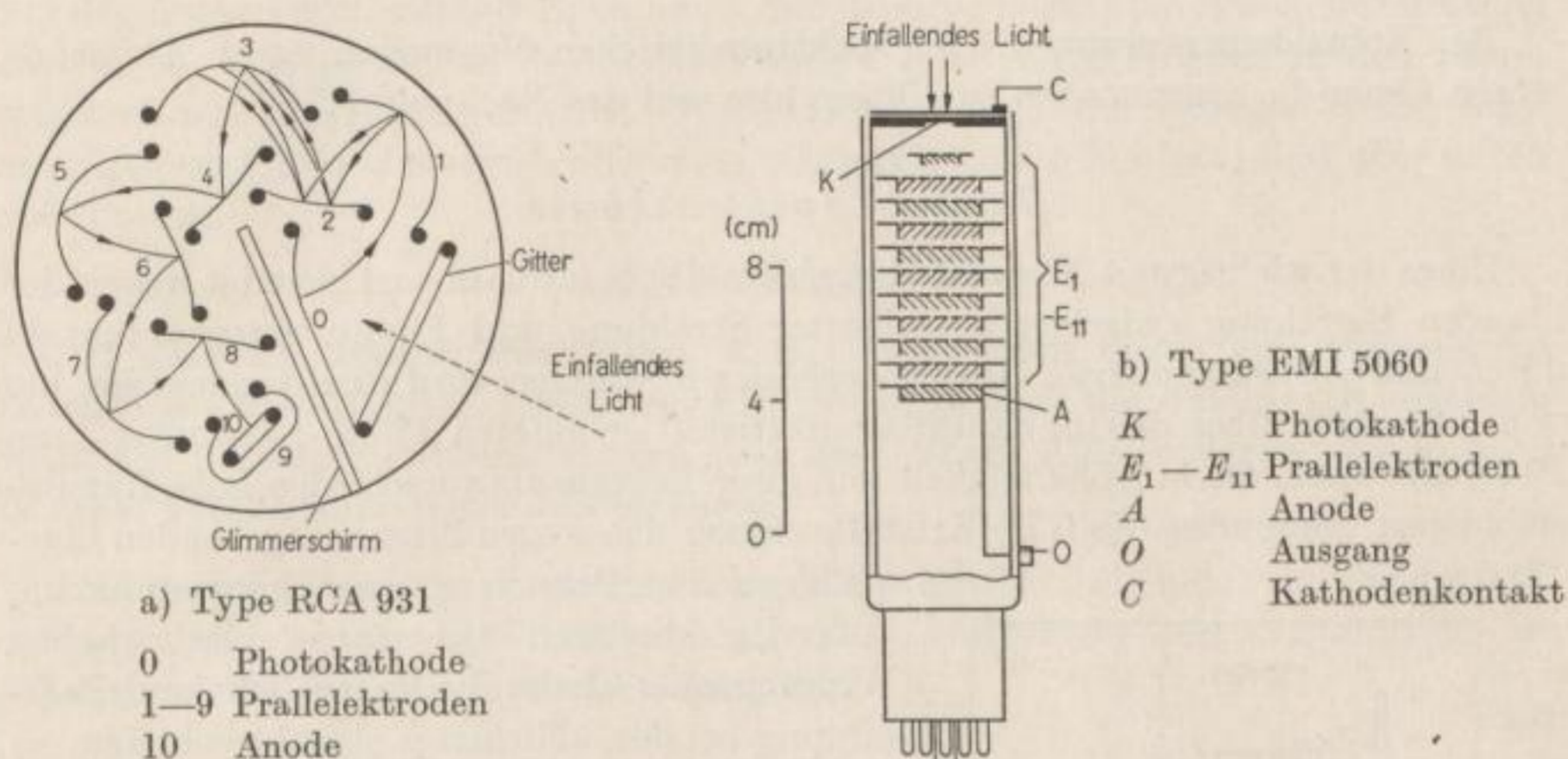


Bild 18. Schematischer Aufbau zweier Photovervielfacher. Nach FÜNFER und NEUERT [38]

Wegen der starken Abhängigkeit der Gesamtverstärkung von der anliegenden Spannung müssen für Meßzwecke die Spannungen, die über einen Spannungsteiler den einzelnen Stufen zugeführt werden, außerordentlich konstant gehalten werden (auf 0,1%).

Bei einfacher Impulsählung ergibt sich ähnlich wie für das Zählrohr ein Plateau in der Spannungs-Impulszahl-Charakteristik.

Man kann auch einen SEV ohne Szintillator und Photokathode als Zähler benutzen, und zwar werden dann die auf die erste Elektrode auftreffenden Teilchen gezählt, jedoch ist die Impulsgröße sehr uneinheitlich [55].

Nulleffekt (Dunkelstrom)

Die Sekundärelektronenvervielfacher haben einen unerwünscht hohen Dunkelstrom, der durch thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode verursacht wird. Die Amplitude der Dunkelstromimpulse variiert entsprechend der statistischen Natur der sekundärelektrischen Verstärkung. Der Dunkelstrom wird sehr störend, wenn der im Vervielfacher ausgelöste Impuls infolge einer schwachen Szintillation nur aus wenigen Photoelektronen besteht. Die thermische Emission bestimmt daher die untere Nachweisgrenze.

Zur Ausnutzung des hohen Verstärkungsgrades und Auflösungsvermögens müssen die Dunkelimpulse durch besondere Maßnahmen möglichst unterdrückt werden, am besten durch Kühlung und mit speziellen Diskriminatorschaltungen. Da der Phosphor die Lichtquanten nicht momentan, sondern nach einem Abklinggesetz emittiert, können die von einer Szintillation herrührenden Einzelstöße zu einem großen Impuls integriert und so klar von den Dunkelstößen abgehoben werden, die im allgemeinen in größeren Zeitabständen auftreten.

Bei Koinzidenzmessungen oder spektrometrischen Messungen hoher Auflösung stören ferner die sogenannten Satellitimpulse und das Nachpulsen.

Gamma-Spektroskopie

Eines der wichtigsten Anwendungsgebiete des Szintillationszählers ist wegen der linearen Beziehung zwischen absorbiertem Strahlung und Fluoreszenzquantenzahl die β - und γ -Spektrometrie. Die Energie der β -Strahlen wird direkt gemessen, die von γ -Strahlen über die im Szintillationskristall gebildeten Photo-, COMPTON- und Paarelektronen, die in Abhängigkeit von ihrer Energie als verschieden hohe Impulse erscheinen. Besonders NaJ(Tl)-Kristalle eignen sich wegen ihrer weitgehenden Linearität auch im Bereich geringer Energien hierzu, außerdem besitzen sie einen relativ hohen Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt und Paarbildung bei den üblichen γ -Strahlenenergien.

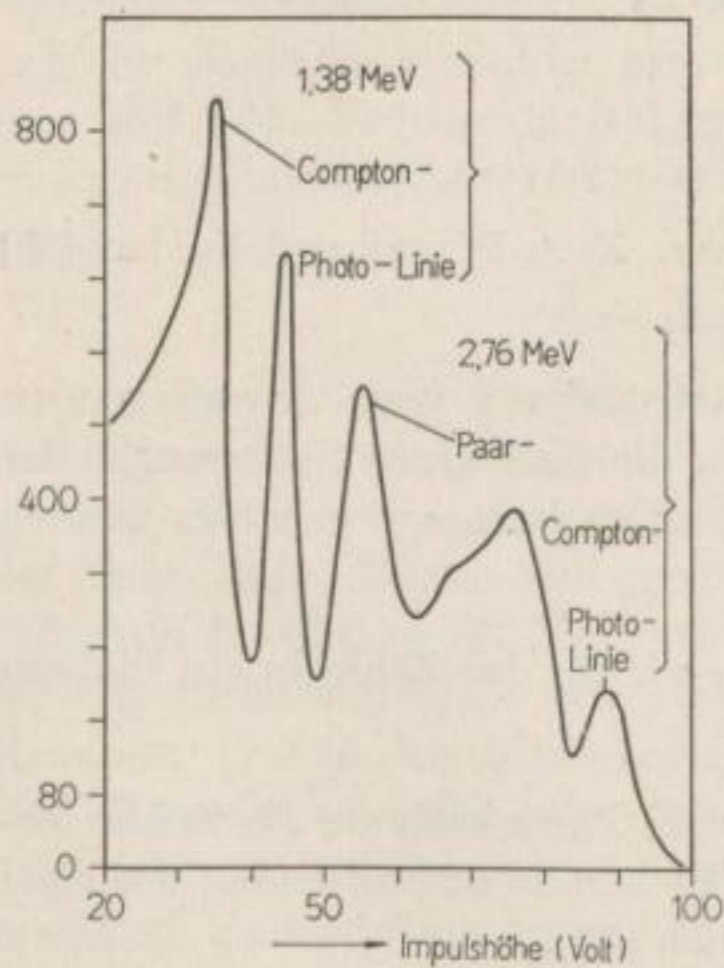


Bild 19. γ -Spektrum für ^{24}Na .
Nach HOFSTADTER und MCINTYRE,
aus [38]

Photo- und Paarelektronen haben bei monochromatischer γ -Strahlung eine bestimmte Energie, so daß die Impulshöhenverteilung des Vervielfachers bei Bestrahlung des Kristalls mit monochromatischer γ -Strahlung zwei scharfe Maxima für Photo- und Paarelektronen sowie ein Maximum für COMPTON-Elektronen hat, die sich je nach der Energie verschieden zueinander verhalten und aus denen die γ -Strahlenenergie bestimmt werden kann.

Bild 19 zeigt ein solches Impulsverteilungsdiagramm der γ -Strahlung des ^{24}Na mit Energien von 1,38 und 2,76 MeV, auf der deutlich die den drei Primärprozessen entsprechenden Maxima für jede Energie erscheinen.

[38] [45] [55] [57].

Photonenzählrohr-Szintillationszähler

Statt eines Sekundärelektronenvervielfachers kann zur Zählung der Szintillationen auch ein sogenanntes Photonenzählrohr verwendet werden. Normale GEIGER-MÜLLER-Zählrohre zeigen eine geringe Photoempfindlichkeit ($< 10^{-4}$). Durch eine geeignete Photokathode kann die Empfindlichkeit um mehrere Größenordnungen

gesteigert werden, so daß man höchst empfindliche Lichtzähler mit relativ großer Lebensdauer und gutem Auflösungsvermögen erhält [57].

Andere Zähler

Funkenzähler

Beim Funkenzähler [43] stehen zwei Elektroden in geringem Abstand voneinander in Luft unter einer solchen Spannung, daß gerade noch kein Funkenüberschlag stattfindet. Ein solcher wird ausgelöst, sobald z. B. ein α -Teilchen in den Raum zwischen den Elektroden eintritt. Funkenzähler haben ein geringes Auflösungsvermögen und dienen hauptsächlich zum Nachweis von α -Teilchen, sind aber selten in Gebrauch.

Kristallzähler

Bei manchen Halbleiterkristallen (z. B. CdS) werden durch ein ionisierendes Teilchen im Kristallgitter gebundene Elektronen befreit, die durch eine angelegte Spannung abgezogen werden können und über einem Ableitwiderstand wie beim Zählrohr einen Spannungsimpuls erzeugen.

Infolge der großen Empfindlichkeit können β -Strahlen bis herab zu einigen keV energieproportional nachgewiesen werden. Die Lebensdauer der Kristallzähler ist mit etwa 10^6 Impulsen jedoch recht klein [38].

Elektronische Zusatzgeräte

Allgemeines

Zur Zählung der Teilchen, die im Zählrohr Entladungen hervorgerufen haben, müssen diese in Spannungsimpulse verwandelt werden, die nach etwaiger Umformung einer Zählvorrichtung zugeführt werden können.

Für die meisten Messungen werden elektronische Zählgeräte verwendet. Je nach der Art der Zählung sind zwei Typen zu unterscheiden:

1. Impulszähler, die jede einzelne Entladung im Zählrohr registrieren;
2. Integriergeräte, in denen die Impulse von einem Integrierglied summiert werden und die durchschnittliche Impulsrate von einem Zeigerinstrument angezeigt wird.

Sämtlichen Geräten gemeinsam ist eine Hochspannungsquelle für das Zählrohr. Für nicht selbstlöschende Zählrohre ist noch ein geeigneter Löschkreis erforderlich.

Hochspannungsgeräte

Anforderungen

Die für Zählrohre und Szintillationszähler benötigte Hochspannung liegt zwischen einigen hundert und über tausend Volt und soll möglichst in weiten Grenzen regelbar sein; besonders für Halogen- und Proportionalzähler muß die Spannung schon von ziemlich niedrigen Werten an geregelt werden können.

20 Stück
wird
man haben

Die entnommenen Stromstärken betragen meist nur einige μA ; die Hochspannungsquelle kann daher sehr „weich“ sein. Die Zählspannung muß mindestens so weit stabilisiert werden, daß keine Schwankungen der Impulszahl infolge der Plateauabsteigung auftreten. Für die meisten Zwecke genügt bei Zählrohren eine Stabilisierung auf 1 bis 4% [53].

Batteriegeräte

Die einfachste Spannungsquelle sind Trockenbatterien, die bei entsprechender Aufstellung über eine gewisse Zeit sehr konstant bleiben und außerdem leicht gegen äußere Störungen abzuschirmen sind. Über längere Zeit hinweg macht sich jedoch der allmähliche Spannungsabfall infolge der inneren Zersetzung der Batterien störend bemerkbar. Außerdem sind Batterien von z. B. 1500 V ziemlich umfangreich.

Vorteilhafter ist die Verwendung von Hochspannungsgeneratoren, die mit Impulsbetrieb oder Hochfrequenzoszillatoren arbeiten und von Akkumulatoren oder Trockenbatterien mit niedriger Spannung gespeist werden. Bei Verwendung eines Zerhackers muß der Siebung besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden, auch läßt die Gleichmäßigkeit seiner Arbeitsweise über längere Zeit hin zu wünschen übrig. Häufig verwendet man deshalb einen mit Thyratrons oder Elektronenröhren bestückten Kippgenerator. Sehr kleine Hochspannungsgeräte lassen sich mit Hochfrequenzoszillatoren bauen. Die Verwendung von Transistoren bringt hier besonders für leichte, tragbare Feldgeräte eine wesentliche Verbesserung.

Netzgeräte

Bei Laboratoriumsmeßanordnungen wird die Hochspannung vorteilhaft mit Netzgleichrichtern erzeugt. Da die einfachen Netzgleichrichtergeräte wegen der fast immer vorhandenen Netzschwankungen selten den Ansprüchen an die Konstanz der Hochspannung genügen, muß die gleichgerichtete Hochspannung noch elektronisch stabilisiert werden.

Spannungsregelung und -messung

Laboratoriumsgeräte sind durchweg mit einem Zeigerinstrument zum Messen der Hochspannung ausgerüstet; auch manche Batteriegeräte besitzen diese Möglichkeit. Im allgemeinen jedoch wird bei Batteriegeräten, denen das Bestreben nach möglichst geringem Verbrauch gemeinsam ist, davon abgesehen; der richtige Spannungswert wird durch Beobachtung der Impulse (Plateau!) mit Hilfe des Zählrohrs selbst eingestellt [53]. Viele Batteriegeräte besitzen überhaupt keine Hochspannungsregelung.

Eingangskreise und Diskriminatoren

Aufgaben der Eingangskreise

Das Zählrohr wird über ein RC-Glied an den Eingang des Verstärkungs- und Zählgerätes angeschlossen. Dabei kann entweder die Anode oder die Kathode gerdet werden.

Die Eingangskreise eines Zählgerätes haben verschiedene Aufgaben. Falls die Zählrohrimpulse zu niedrig sind, um die Zählrichtung zum Ansprechen zu bringen (Multivibrator-Zählkreise benötigen Auslösespannungen von über 20 V), sind die Eingangskreise als Impulsverstärker ausgelegt, mitunter auch als Phasenumkehrstufe.

Im allgemeinen sind die Zählrohrimpulse jedoch groß genug, um ohne wesentliche Verstärkung an die Zähl- und Integrierstufen weitergeleitet zu werden. Sie sind jedoch je nach Betriebsspannung und Type sowie infolge der Wiederherstellungszeit unterschiedlich und müssen in Impulse gleicher Form, Amplitude und Dauer umgewandelt werden („Normierung“ der Impulse). Dazu werden die Röhren in der Regel angesteuert bzw. übersteuert. In einfachen Batteriegeräten werden vielfach auch Thyratrons (Kaltkathodenröhren) benutzt. Bei Zählkammern, Proportional- und Szintillationszählern dagegen benötigt man besondere Linearverstärker, die die Impulse proportional und formgetreu 10^5 – 10^6 -fach verstärken.

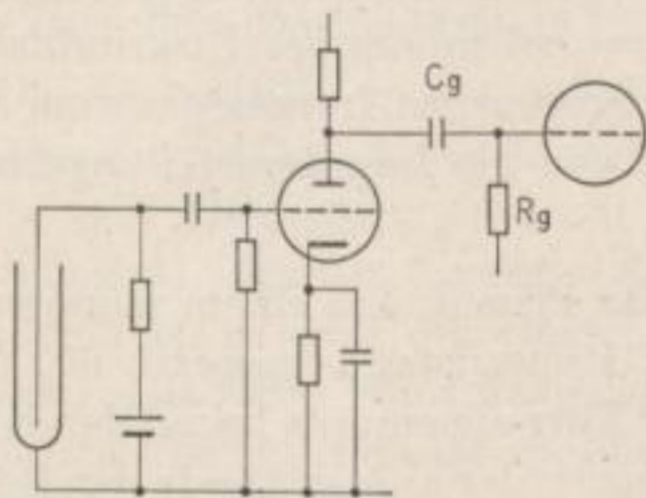


Bild 20. Eingangsstufe mit Zählrohr.
Nach [53]

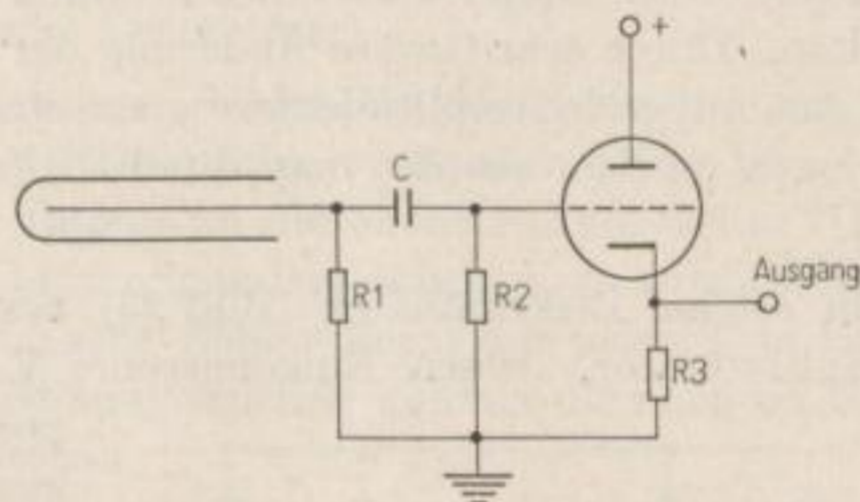


Bild 21. Schaltung einer Kathodenstufe.
Nach [53]

Kathodenstufe

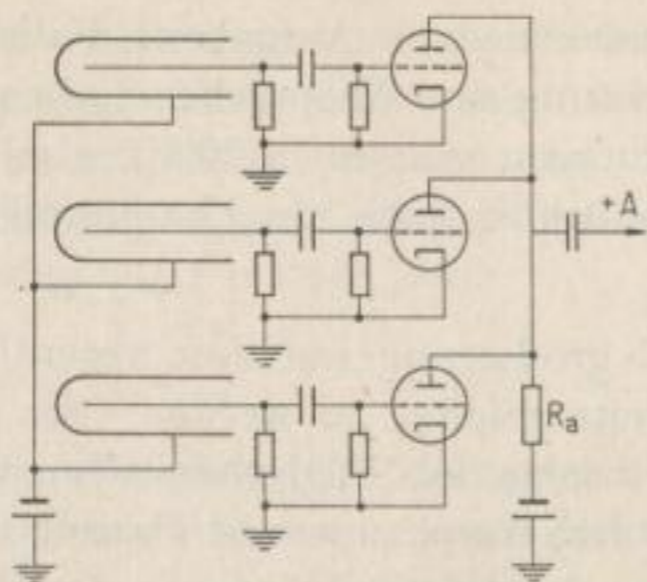
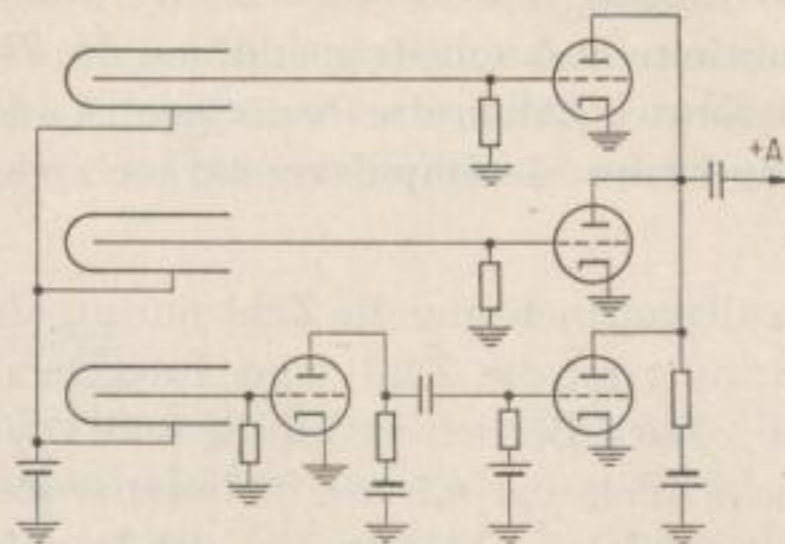
Wo das Zählrohr bzw. der Vervielfacher entfernt von der Zählapparatur arbeiten muß, wird die „Sonde“ über ein abgeschirmtes Kabel angeschlossen. Wegen der hohen kapazitiven Belastung durch das Kabel wird direkt an das Zählrohr ein Kathodenverstärker (Bild 21) mit niedrigem Ausgangswiderstand geschaltet.

Koinzidenz- und Antikoinzidenz-Schaltungen

Für spezielle Zwecke werden mitunter mehrere Zählrohre parallel und in Koinzidenz oder Antikoinzidenz betrieben. Von einer Koinzidenzschaltung (Bild 22a) werden nur zwei oder mehrere „gleichzeitig“, d. h. innerhalb einer bestimmten Koinzidenzzeit, eintreffende Impulse durchgelassen. Bei Antikoinzidenzschaltungen (Bild 22b) arbeitet ein Antikoinzidenzelement den Koinzidenzelementen entgegen. Ein Ausgangsimpuls wird nur dann abgegeben, wenn beim Ansprechen irgendeines der Koinzidenzrohre kein gleichzeitiger Impuls vom Antikoinzidenzglied geliefert wird.

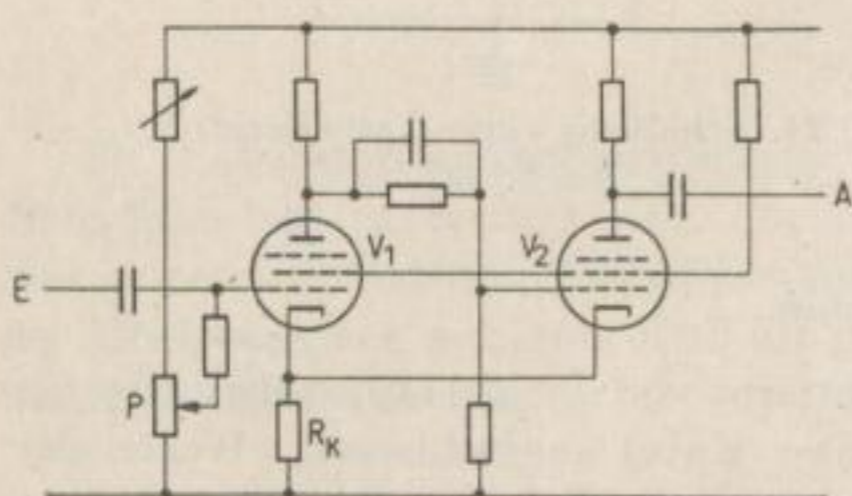
Diskriminatoren

Zur Analyse des Impulsspektrums bei Proportional- und Szintillationszählern ist es erforderlich, Impulse verschiedener Höhe voneinander zu trennen. Dazu dient

Bild 22 a. Koinzidenzschaltung nach Rossi.
Umgezeichnet nach [38]Bild 22 b. Antikoinzidenzschaltung nach Rossi.
Umgezeichnet nach [38]

der Amplitudendiskriminator, der nur Impulse durchläßt und zur Registrierung weitergibt, deren Amplituden einen bestimmten, vorgebbaren Spannungspegel überschreiten. Durch schrittweise Änderung der Gittervorspannung des Diskriminators kann eine integrale Amplitudenkurve aus einem vorgegebenen Impulsspektrum aufgenommen werden, aus der man durch Differentiation die Impulsverteilungskurve erhält.

Ein solcher Diskriminator (Bild 23) besteht im Prinzip aus einem monostabilen Multivibrator, dessen Eingangsröhre V_1 im Ruhezustand gesperrt ist. Ein positiver Eingangsimpuls bringt den Kreis zum Kippen; der an der Anode der Röhre V_2 entstehende positive Impuls wird an die Zählkreise weitergeleitet. Dieser Zustand ist aber instabil, und der Ausgangszustand stellt sich automatisch durch Zurückkippen wieder ein. Bei guter Anodenspannungsstabilisierung kann ein solcher Diskriminator Impulse unterscheiden, deren Amplitudendifferenz 0,2 V beträgt [53].

Bild 23. Schaltung eines Amplituden-
diskriminators. Nach [53]

Derartige monostabile Multivibratoren werden auch zur Normierung von Amplitude und Gestalt der Zählrohrimpulse verwendet, die an das nachfolgende Zählgerät weitergegeben werden, nur ist dort die Gittervorspannung ein für allemal fest eingestellt. Man kann dann nicht mehr im eigentlichen Sinne von einem Diskriminator sprechen; im englischen und russischen Sprachgebrauch werden derartige Kreise als Trigger bezeichnet.

Impulsspektrograph

Der Impulsspektrograph, bei dem ein konstantes Impulsamplitudenintervall schrittweise über den ganzen zu erfassenden Amplitudenbereich verschoben wird, liefert unmittelbar die Impulsverteilungskurve, die aus der mit einem normalen

Diskriminator gewonnenen integralen Amplitudenkurve erst durch Differentiation erhalten wird. Der Vorteil liegt in dem bei gleicher Meßdauer erheblich geringeren statistischen Fehler.

[38] [53] [55].

Untersetzer und Zählwerkstufen

Untersetzer

Da die Zahl der mit einem elektromechanischen Zählwerk registrierbaren Impulse sehr beschränkt ist (10 bis 100/s), würde sein direkter Anschluß an das Zählrohr zu sehr großen Zählverlusten führen. Daher werden elektronische Zählvorrichtungen verwendet, an die nach einer genügenden Untersetzung der Impulszahl ein mechanisches Zählwerk angeschlossen werden kann. Da die Auflösungszeit eines solchen elektronischen Unteretzers viel kleiner als die Sperrzeit des Zählrohrs ist, treten im Untersetzer selbst keine weiteren Zählverluste auf.

Die Unteretzter arbeiten entweder nach dem Dualsystem (binäre Unteretzter) oder nach dem Dezimalsystem (dekadische Unteretzter).

Die Grundlage eines binären Unteretzers bildet ein Multivibrator mit zwei stabilen Zuständen, die stets in gleicher Reihenfolge vorhanden sind. Dieser gibt auf je zwei Eingangsimpulse nur einen Impuls an die nächste Stufe weiter (Untersetzung 2:1). Werden n solcher Stufen hintereinandergeschaltet, so wird im letzten Anodenkreis, in dem der elektromechanische Zähler liegt, nur jeder 2^n -te Impuls gezählt. Mit Hilfe von Interpolations-Glimmlämpchen können die noch im Unteretzter steckenden Impulse abgelesen werden.

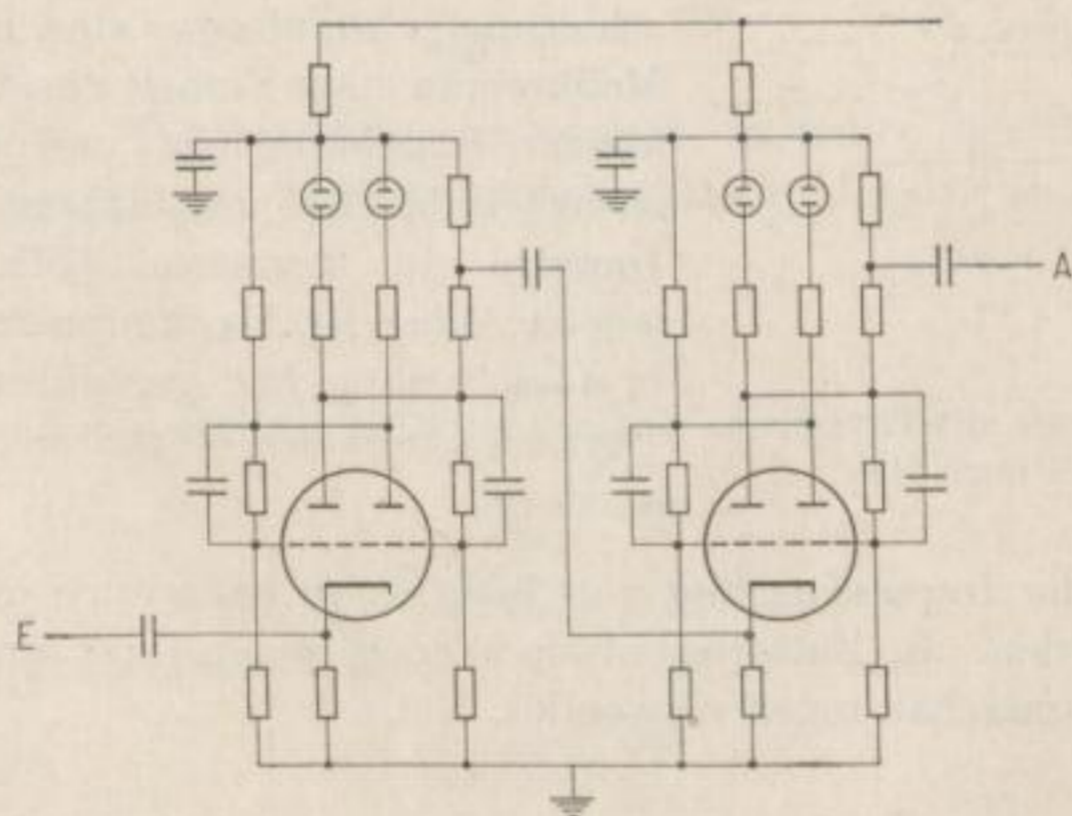


Bild 24. Schaltung zweier Unteretzterstufen. Umgezeichnet nach BARANOV [7]

Durch Senkung des Untersetzungsvermögens mittels Gegenkopplungen um 6 Impulse entsteht aus einem binären 16:1-Untersetzer ein dekadischer Unteretzter. Jede Dekade ist mit 10 Glimmlämpchen ausgerüstet und erlaubt so eine direkte Ablesung in Dezimalzahlen, wodurch die unangenehme duale Interpolation entfällt, was sich besonders bei Routinearbeiten sehr zeitsparend auswirkt.

Zählwerkstufen

Der Leistungsbedarf eines elektromechanischen Zählwerks ist meist relativ hoch, so daß zu seiner Betätigung noch eine besondere Leistungsstufe erforderlich ist. Leistungsfähige und einheitliche Impulse lassen sich einfach mit einem Thyatron erzeugen, besser jedoch ist eine monostabile Multivibratorschaltung, deren Impulse über eine Ausgangsröhre das Zählwerk steuern.

Integrationsgeräte

Die Zählung mit Hilfe von Untersetzern ist zwar am genauesten, aber langsam. Für schnelle Messungen mit geringeren Genauigkeitsforderungen werden Integrationsgeräte (Ratemeter) verwendet, bei denen die durchschnittliche Impulsrate direkt an einem Zeigerinstrument abgelesen werden kann (Mittelwertanzeige) und die schaltungsmäßig geringeren Aufwand erfordern. Für kontinuierliche Registrierungen der Strahlungsintensität sind sie unentbehrlich.

Ein solcher Integrator arbeitet nach folgendem Prinzip: Die vorher „normierten“ Zählrohrimpulse laden einen Kondensator auf, der sich seinerseits über einen Widerstand entlädt. Im Gleichgewichtszustand ist die Spannung am Kondensator bzw. der durch den Widerstand abfließende Strom dieses RC -Gliedes, des eigentlichen Integrierkreises, der Impulsrate proportional. Das Integrierglied muß den Strom durch das Anzeigeinstrument so weit beruhigen, daß das Instrument gerade den Durchschnittswert anzeigt und nicht auf die einzelnen Impulse reagiert.

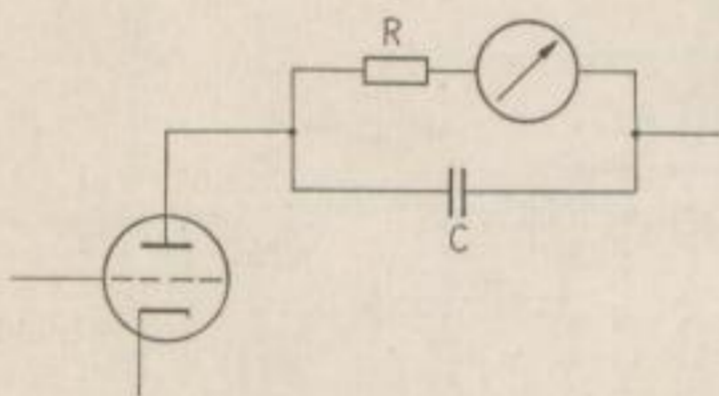


Bild 25. Integrierkreis mit Thyatron.
Umgezeichnet nach [48]

Häufig werden bei einfachen Integrationschaltungen Impulsgenerator, Integrierkreis und Meßkreis zu einer Einheit zusammengebaut. Bei kleiner Impulsfrequenz und geringer Meßgenauigkeit genügt zur Erzeugung einheitlicher Impulse ein Thyatron (Bild 25); es liefert jedoch keine Rechteckimpulse. Eine Multivibratorschaltung hat gegenüber dem einfachen Thyatronkreis den Vorteil der definierten Impulsform.

Die Aufgabe der Impulsformung und Integration kann auch mit einer einzigen Röhre erfüllt werden. In Batteriegeräten werden wegen ihrer Einfachheit hauptsächlich Integrationsschaltungen verwendet.

Mathematische Grundlagen der Impulsmethoden

Natürliche und technische Fehler

Jede radiometrische Messung ist mit gewissen Fehlern behaftet. Man unterscheidet natürliche und technische Fehler [101 a, b]. Die natürlichen Fehler folgen zwangsläufig aus der statistischen Natur des radioaktiven Zerfalls und der exponentiellen Abnahme der Aktivität mit der Zeit und sind unvermeidbar. Die technischen Fehler entstehen durch Unvollkommenheiten der Meßanordnung und können durch

entsprechenden apparativen Aufwand verringert werden. Sie machen sich vor allem an den Grenzen der Arbeitsbereiche der Strahlungsmeßgeräte bemerkbar: Bei hohen Impulsraten führt das begrenzte zeitliche Auflösungsvermögen des Strahlungsempfängers und der Zählordnung zu Fehlern; bei niedrigen Impulsraten muß der Nulleffekt berücksichtigt werden.

Einfacher statistischer Fehler

Infolge des statistischen Charakters des radioaktiven Zerfalls sind Aktivität und Strahlungsintensität nur als zeitlicher Mittelwert definierbar und können erst aus längeren Messungen, bei denen sich die Schwankungen der Einzelprozesse allmählich aufheben, ermittelt werden. Die Schwankungen (Fluktuationen), der wahrscheinlichste Wert und die zu erwartenden Fehler bei radiometrischen Messungen unterliegen den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Wegen der statistischen Verteilung der beobachteten Impulse, die eintreffenden Teilchen oder Quanten entsprechen, schwanken die in der Zeit T gemessenen Impulszahlen um einen Mittelwert m . Die Wahrscheinlichkeit, statt dessen n Impulse zu zählen, liefert die Poissonsche Verteilungsfunktion

$$p_n = \frac{m^n}{n!} e^{-m}, \quad (37)$$

die für große m in die rechnerisch bequemere, symmetrische GAUSSsche Verteilung übergeht:

$$p_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} e^{-\frac{(n-m)^2}{2m}}. \quad (38)$$

Beide gestatten, die Fehlergrenzen anzugeben, in denen der der Aktivität entsprechende Mittelwert liegt. Der mittlere absolute Fehler der beobachteten Impulszahl m ist

$$F_m = \sqrt{m}. \quad (39)$$

Entsprechend wird der mittlere relative Fehler

$$f_m = \frac{F_m}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (40)$$

und der mittlere prozentuale Fehler

$$f_m(\%) = \frac{100}{\sqrt{m}}. \quad (41)$$

Sofern der natürliche Fehler gegenüber anderen Fehlern ausschlaggebend ist, ist durch (39) unmittelbar die statistische Genauigkeit eines Zählergebnisses bestimmt. Sie ist nur eine Funktion der gemessenen Impulszahl und von der Dauer der Messung unabhängig.

Für genaue Messungen müssen daher große Impulszahlen beobachtet, d. h. bei schwachen Aktivitäten langdauernde Messungen angestellt werden.

app. Fehler

Neben dem mittleren Fehler werden auch der durchschnittliche Fehler, das Mittel der Fehlerbeträge,

$$F_d = 0,798 F_m \quad (42)$$

und der wahrscheinliche Fehler

$$F_w = 0,6745 F_m \quad (43)$$

zur Charakterisierung statistischer Kollektive angegeben (Bild 26). Bei einer größeren Anzahl von Zählungen sind Fehler, die dem Betrage nach kleiner als der wahrscheinliche Fehler sind, ebenso häufig wie größere Fehler, während etwa 30% größer als der mittlere Fehler sind.

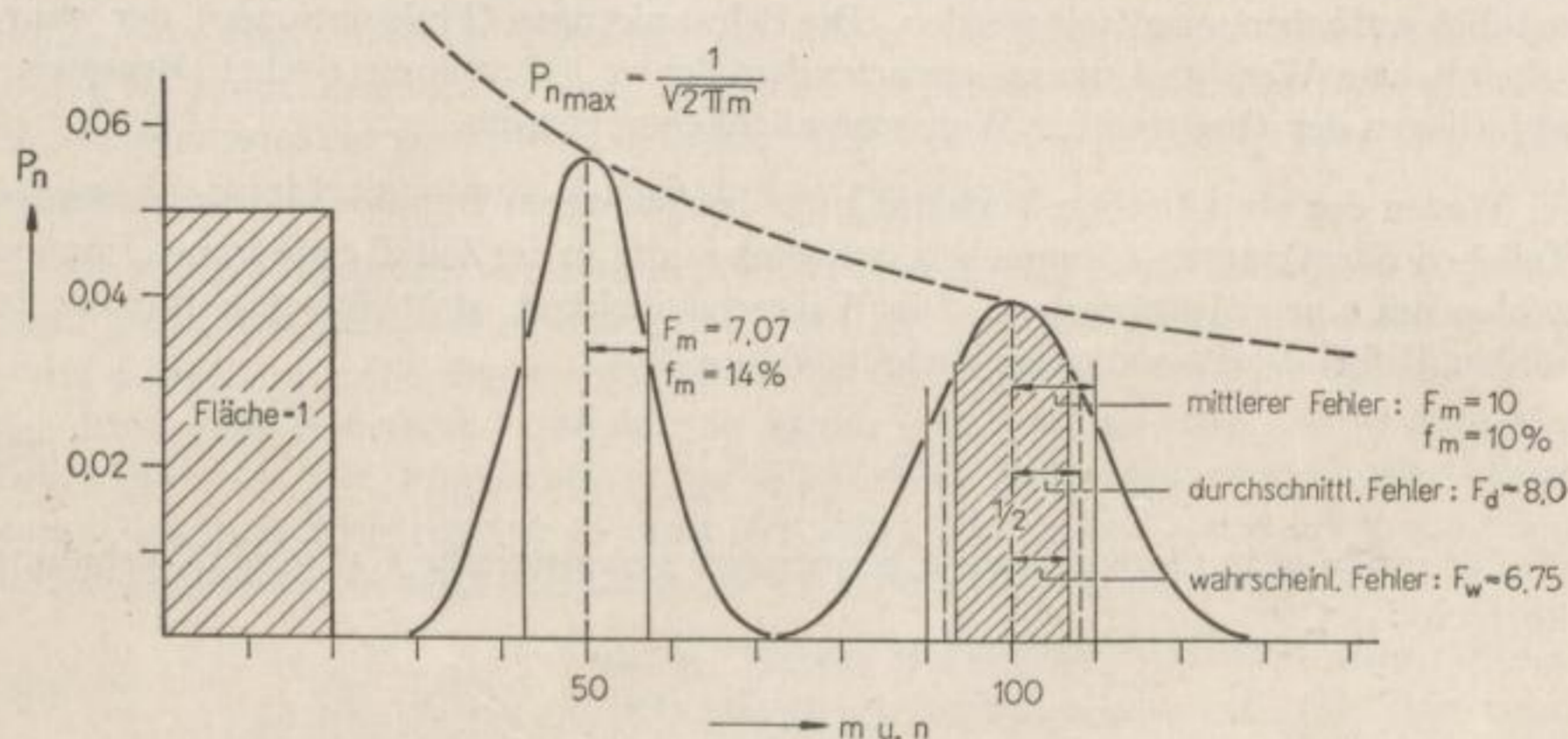


Bild 26. Statistische Verteilung für $m = 50$ und $m = 100$. (Nach [101a])

Zwei durch Teilchenzählung gemessene Intensitäten kann man dann mit hoher Wahrscheinlichkeit als voneinander verschieden ansehen, wenn ihre Differenz mindestens das Dreifache des mittleren Fehlers der Einzelwerte beträgt. Diese Tatsache findet ihren Ausdruck auch in der Definition einer „radiometrischen Anomalie“ in der geophysikalischen Feldpraxis.

Eine Unterteilung einer Meßreihe bringt keine größere Meßgenauigkeit. Sie ist nur dann von Vorteil, wenn die Impulsverteilung nicht rein statistischer Natur ist. Das statistische Gesetz (39) liefert die Möglichkeit, die richtige Arbeitsweise eines Zählers zu überprüfen [84]. Man bestimmt aus etwa 30 Messungen die mittleren Impulsraten und berechnet aus den Einzelmessungen die Standardabweichung σ . Wenn ihr Wert wesentlich von \sqrt{N} abweicht, ist anzunehmen, daß die Impulse kein statistisches Kollektiv bilden. Bei Nachimpulsen, die den echten Impulsen in kurzen Zeitabständen folgen, wird $\sigma < \sqrt{N}$.

Abweichungen von der statistischen Verteilung werden auch durch das begrenzte Auflösungsvermögen der gesamten Zählordnung sowie durch die Überlagerung abhängiger Effekte, wie der Strahlung bei einer langlebigen Muttersubstanz und kurzlebiger Tochtersubstanz im Gleichgewicht, verursacht [84].

*Nulleffekt**Begriff des Nulleffekts*

Neben der Strahlung der zu messenden Quelle registriert der Empfänger stets noch zusätzliche Impulse, die auch bei Abwesenheit der Strahlungsquelle auftreten und sich besonders bei niedrigen Impulsraten störend bemerkbar machen, den sogenannten Nulleffekt oder „Hintergrund“ (Fon, background). Allgemein rechnet man alles das zum Nulleffekt, was nicht eigentlich gemessen werden soll. In ihm sind die Einflüsse der Höhenstrahlung, der unkontrollierbaren Strahlung aus der Umgebung und von radioaktiven Verunreinigungen des Strahlungsempfängers sowie der Eigenimpulse des Strahlungsempfängers (thermische Entladungen, Spurentladungen, Bestrahlungsnachwirkungen u. ä.) enthalten [101 b]. Da auch der Nulleffekt statistisch schwankt, gilt für ihn ebenfalls Gleichung (39).

Einfluß des Nulleffekts auf Meßgenauigkeit und Meßdauer

Jede gemessene Impulsrate N setzt sich somit aus dem Nulleffekt N_0 und dem Präparateffekt N_p zusammen. Zur Ermittlung von N_p ist N_0 gesondert zu bestimmen und von N abzuziehen:

$$N_p = N - N_0. \quad (44)$$

Wird die Impulsrate aus einer über die Zeit T und der Nulleffekt aus einer über die Zeit T_0 erstreckten Zählung ermittelt, so wird gemäß dem GAUSSSchen Fehlerfortpflanzungsgesetz der mittlere Fehler des Präparateffekts

$$F_m(N_p) = \sqrt{\frac{N}{T} + \frac{N_0}{T_0}} \quad (45)$$

bzw. der mittlere relative Fehler

$$f_m(N_p) = \frac{\sqrt{\frac{N}{T} + \frac{N_0}{T_0}}}{N - N_0}. \quad (46)$$

Für eine verlangte Genauigkeit $f_m(N_p)$ wird die Gesamtmeßdauer $T_{ges} = T + T_0$ ein Minimum für

$$\frac{T}{T_0} = \sqrt{\frac{N}{N_0}}. \quad (47)$$

Wegen $n = N T$ und $n_0 = N_0 T_0$ ergibt sich daraus sofort das optimale Verhältnis der zu messenden Impulszahlen:

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^{3/2}. \quad (48)$$

Dann haben Effekt und Nulleffekt den gleichen Anteil am mittleren Fehler. Aus den Gleichungen (46), (47) und (48) kann man berechnen, wieviel Impulse bzw. wie lange Nulleffekt und Gesamteffekt gemessen werden müssen, um eine vorgeschriebene Genauigkeit zu erzielen. Je nachdem, ob man mit vorgegebener Impulszahl (Impulsvorwahl) oder vorgegebener Zeit (Zeitvorwahl) arbeiten will, wird man n und n_0 oder T und T_0 ermitteln, wozu es bequeme Diagramme gibt [101 b].

Die Bedingung (47) braucht nicht allzu streng eingehalten zu werden, sondern man kommt praktisch mit einer äußerst bequemen Merkregel für alle überhaupt möglichen Fälle aus [101 b]:

$$\left. \begin{aligned} T &= T_0 \quad \text{für} \quad \frac{N - N_0}{N_0} < 5, \\ T &= 5 T_0 \quad \text{für} \quad \frac{N - N_0}{N_0} > 5. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Man braucht also nur die Gesamtmeßdauer

$$T_{ges} = f_m^2 \frac{(N + N_0)^2}{(N - N_0)^2} \quad (50)$$

zu bestimmen und entsprechend im Verhältnis 1:1 oder 1:5 zu teilen.

Die Rolle des Nulleffekts in der Praxis

Gleichung (50) zeigt, daß es bei der Messung schwacher Aktivitäten wichtig ist, den Nulleffekt wegen seines großen Einflusses auf die Meßgenauigkeit von vornherein niedrig zu halten, wenn man allzu lange Meßzeiten vermeiden will. Den Einfluß der Umgebungsstrahlung kann man mit Hilfe einer Bleiabschirmung (Messung in einer Bleikammer) wesentlich herabsetzen. Wegen des großen Durchdringungsvermögens der kosmischen Strahlung kann diese nur durch eine Antikoinzidenzanordnung ausgeschlossen werden. Das Meßzählrohr wird von einem Kranz von in Antikoinzidenz geschalteten Zählrohren umgeben; die Impulse der kosmischen Strahlung, die im Meßzählrohr und einem Ringzählrohr gleichzeitig entstehen, werden nicht registriert.

Bei Laboratoriumsmessungen ist es prinzipiell immer möglich, die erforderliche Meßgenauigkeit durch entsprechend große Meßdauer zu erreichen. Wo ohne Verringerung des Nulleffekts (z. B. bei Feldmessungen) nur eine begrenzte Dauer für die Einzelmessung (auch kontinuierliche Registrierung) zur Verfügung steht, müssen Strahlungsempfänger verwendet werden, die bei gleicher Strahlungsintensität eine höhere Impulsrate liefern (Szintillationszähler, Verwendung mehrerer parallelgeschalteter Zählrohre).

Zerfallsfehler

Wenn die Halbwertszeit T groß im Verhältnis zur Meßdauer T_m ist, kann die Impulsrate N während der Meßdauer als praktisch konstant angesehen werden. Wenn aber $T_m < \frac{T}{100}$ wird, macht sich bereits der exponentielle Abfall der Aktivität während der Messung bemerkbar [101 a]. Der Mittelwert der während der gesamten Meßdauer erhaltenen Impulsrate muß dann auf die bei Beginn der Messung vorhandene Impulsrate N^0 umgerechnet werden. Bei n gezählten Impulsen ist die mittlere Impulsrate

$$\bar{N} = \frac{n}{T_m} \quad (51)$$

n ist aber die Summe der Beiträge der abnehmenden Aktivität

$$N(t) = N^0 e^{-\lambda t} \quad (52)$$

in den einzelnen Zeitelementen dt ; daher wird die mittlere Impulsrate [101 b]

$$\bar{N} = \frac{N^0}{T} \int_0^{T_m} e^{-\lambda t} dt = \frac{N^0}{\lambda T_m} (1 - e^{-\lambda T_m}), \quad (53)$$

also

$$N^0 = \frac{\bar{N} \lambda T_m}{1 - e^{-\lambda T_m}} \approx \bar{N} \frac{\frac{T_m \ln 2}{T}}{1 - \frac{T_m \ln 2}{2 T}}. \quad (54)$$

Bei radiometrischen Bestimmungen an Mineralien und Gesteinen wird sich infolge der großen auftretenden Halbwertszeiten diese Korrektur nicht erforderlich machen.

Zählverluste und Koinzidenzfehler (Trägheitseffekte)

Allgemeines

Der Ablauf jedes Zählvorgangs erfordert eine von der jeweiligen Anordnung abhängige Zeit τ , die Sperr- oder Totzeit, während der das Gerät nach Eintreffen eines Impulses für die Aufnahme weiterer Impulse gesperrt bleibt. Infolge der statistischen Intervallverteilung werden daher prinzipiell stets zu wenig Impulse gezählt, was sich besonders bei großen Impulshäufigkeiten störend bemerkbar macht.

Dieser technische Zählfehler kann zwar nicht wie der Nulleffekt durch Erhöhen der Meßdauer verringert werden, läßt sich unter Umständen jedoch rechnerisch erfassen [38] [101 c].

Das Verhalten der einzelnen Elemente einer Zählordnung liegt nach RUARK und BRAMMER [90] in der Praxis meistens zwischen zwei Extremen: Ein während der Sperrzeit eintreffender Impuls kann entweder den Zählvorgang wieder von Anfang an beginnen lassen, also die Sperrzeit um τ verlängern (Fall I), oder aber er bleibt auf den bereits eingeleiteten Zählvorgang ohne Einfluß (Fall II).

Im Fall I (Zählwerk) wird ein Impuls nur dann gezählt, wenn sein zeitlicher Abstand vom vorhergehenden Impuls größer als τ ist. Es werden dann nur

$$N' = N e^{-N\tau} \quad (55)$$

Impulse gezählt [102]. Als Näherungsformel für die Berechnung der wahren Impulsrate N aus N' folgt

$$N \approx N' (1 + N' \tau). \quad (56)$$

Mit wachsender Impulshäufigkeit bleibt die beobachtete Impulsrate N' immer mehr hinter N zurück und erreicht ein Maximum bei $N = \frac{1}{\tau}$; danach „stopft“ die Anordnung zu, d. h. zählt um so weniger, je größer die Impulsbelastung wird, bis praktisch überhaupt keine Zählung mehr erfolgt (Bild 27).

Im Fall II (Zählrohr, Thyatron) werden alle Impulse, die innerhalb eines Intervalls τ auf einen gezählten Impuls folgen, ausgelassen. Die zur Zählung zur Verfügung

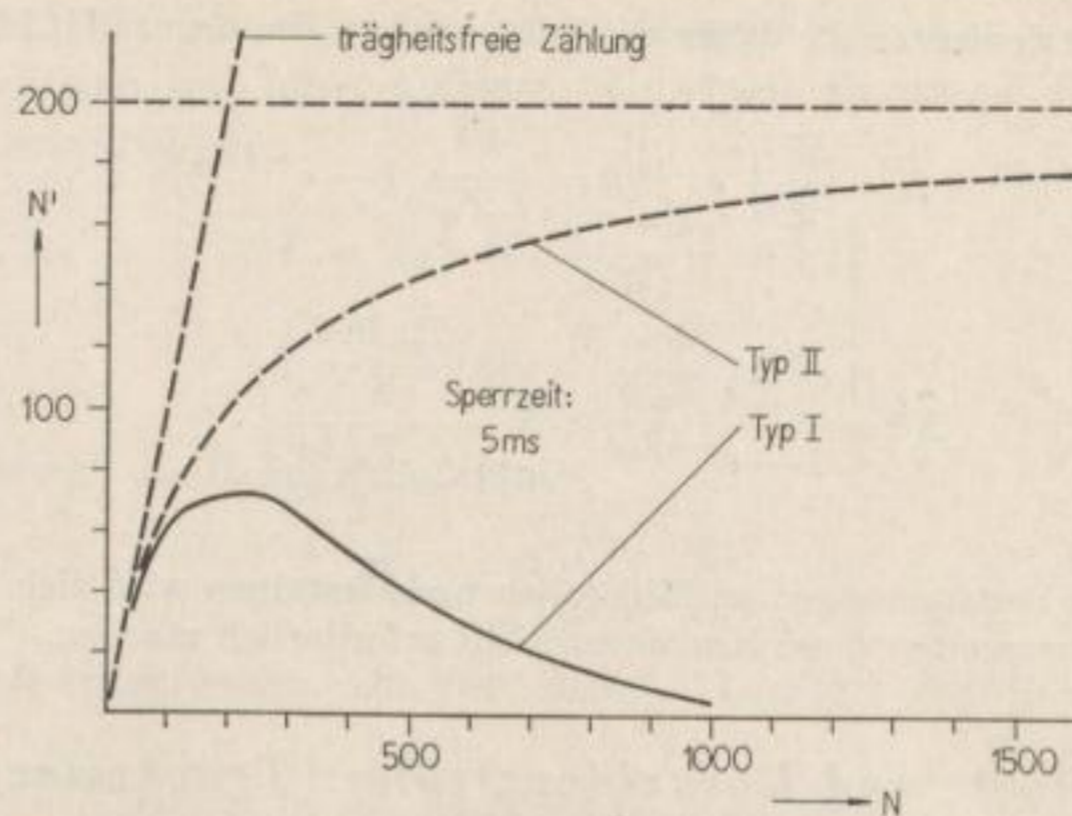


Bild 27. Abhängigkeit des Zählergebnisses von Trägheitseffekten (für $\tau = 5$ ms). Umgezeichnet nach [101 c]

stehende Zeit erscheint um die Summe der Sperrzeiten $N'\tau$ verkürzt. Daraus ergibt sich:

$$N' = \frac{N}{1 + N\tau} \quad (57)$$

bzw.

$$N = \frac{N'}{1 - N'\tau} \quad (58)$$

Für große Impulsraten strebt der Ausdruck (57) dem Grenzwert $1/\tau$ zu. Die beiden erwähnten Fälle sind Extreme; die Kurve für die Impulsverluste wird in Wirklichkeit zwischen den beiden Extremkurven verlaufen (Bild 27). Es empfiehlt sich, stets eine solche Korrekturkurve für die jeweilige Meßanordnung aufzunehmen [38].

Impulsverluste im Zählrohr, Verstärker und Registrierring

Die radiometrischen Zählapparaturen besitzen ein mechanisches Zählwerk, dessen Totzeit t_R im allgemeinen die weitaus längste von allen Totzeiten der Apparatur ist ($t_R > 0,01$ s) [38]. Bei einfachen Zählordnungen (ohne Untersetzer) wird das Auflösungsvermögen daher hauptsächlich durch die großen Werte von t_R begrenzt, und zwar gemäß Fall I. Berücksichtigt man noch die Totzeit τ des Zählrohrs (Fall II) — die Verstärker haben eine Sperrzeit, die gegenüber der Totzeit des Zählrohrs vernachlässigt werden kann —, so werden näherungsweise

$$N' = \frac{e^{-N(t_R - \tau)}}{1 + N\tau} N \quad (59)$$

Impulse gezählt [38].

Zählverluste im Registrierring bei vorangegangener Untersetzung

Wegen des schlechten Auflösungsvermögens der mechanischen Zählwerke schaltet man einen Untersetzer vor, der immer nur jeden p -ten Impuls an das Zählwerk

weitergibt und ein recht gutes Auflösungsvermögen ($< 30 \mu\text{s}$) besitzt. Zu der p -fachen Untersetzung kommt hinzu, daß die Impulse zwar statistisch verteilt in den Untersetzer eintreten, ihn aber je nach dem Grad der Untersetzung wesentlich gleichmäßiger verteilt verlassen, so daß sich die Impulsverluste im Registrierkreis zusätzlich erheblich verringern. Zählrohr, Verstärker und Untersetzer sollen zunächst verlustfrei arbeiten, und nur im Registrierkreis soll eine Totzeit t_R vorhanden sein. Ist $G(p, t_R)$ die Wahrscheinlichkeit, daß t_R abgelaufen ist, bevor p Impulse mit der mittleren statistischen Häufigkeit N im Untersetzer eingegangen sind, so wird die mittlere Häufigkeit der vom Registrierkreis gezählten Impulse [38]

$$N' = \frac{N}{p} G(p, t_R) \approx \frac{N}{p} e^{-N t_R} (1 + N t_R). \quad (60)$$

Nach dieser Formel kann die für die gerade vorliegenden Impulsraten erforderliche Untersetzung abgeschätzt werden, damit im Registrierkreis keine nennenswerten Impulsverluste auftreten.

Bei sehr hohen Impulsraten werden die obigen Verhältnisse und damit auch die Berechnung der Korrekturen an den gemessenen Impulsraten durch die Totzeit des Zählrohrs und eine gewisse Trennzeit für den Verstärker und Untersetzer erheblich kompliziert.

Bestimmung des Auflösungsvermögens

Das Auflösungsvermögen einer Zählrohranordnung kann man mit einem Satz von mehreren Radiumpräparaten bekannter, aber verschiedener Gehalte ermitteln. Die Präparate werden nacheinander an dieselbe Stelle in einer solchen Entfernung vom Zählrohr gebracht, daß die Anordnung bei der kleinsten Impulsrate noch verlustfrei zählt. Die gemessenen Impulsraten werden als Funktion der (bekannten) wahren Zerfallsraten aufgetragen.

Diese Korrekturkurve kann auch mit zwei Präparaten unbekannter Aktivität stückweise ermittelt werden [53]. Für eine bestimmte Lage eines jeden Präparats werden zunächst die Impulsraten N'_1 und N'_2 getrennt gemessen und dann die Abweichung zwischen $N'_1 + N'_2$ und der bei Anwesenheit beider Präparate gemessenen Impulsrate N'_{12} bestimmt. Die Auflösungszeit errechnet sich dann gemäß

$$\tau = \frac{N'_1 + N'_2 - N'_{12}}{2 N'_1 N'_2}. \quad (61)$$

Mittelwertanzeige

Zählung und Mittelwertanzeige

Das Ergebnis jeder Zählrohrmessung ist die Angabe einer Impulsrate, die man aus der gemessenen Impulszahl durch Division durch die Meßdauer erhält. Neben der Impulszählung muß also noch eine Zeitmessung ausgeführt werden [101d]. Für viele Anwendungszwecke — für Einzelbestimmungen begrenzter Genauigkeit (Feldmessungen!) und vor allem für kontinuierliche Registrierungen und Dauerbeobach-

tungen — ist daher der Gebrauch integrierender Geräte mit Mittelwertanzeige (Ratemeter) zweckmäßiger als das eigentliche Zählverfahren.

Das Prinzip der mit Hilfe von Integriergeräten ausgeführten Mittelwertbildung ist bereits auf Seite 54 dargelegt worden. Von einer Begrenzerstufe wird bei jedem Impuls eine gleiche Energiemenge q einem Kondensator C zugeführt, der sich über einen Widerstand R entlädt. Im Gleichgewicht ist die Ladung Q auf dem Kondensator dann der Impulsrate proportional:

$$Q = q N RC . \quad (62)$$

Die statistischen Schwankungen der Impulsrate, die sogenannten Fluktuationen, äußern sich bei der Mittelwertanzeige in der ständigen „Unruhe“ der Anzeige. Der relative statistische Fehler bei einer Einzelablesung wird [7] [101 d]

$$f_e = \frac{1}{\sqrt{2 N RC}} . \quad (63)$$

Die statistischen Fluktuationen der Anzeige hängen also von dem Wert der Impulsrate selbst und der Zeitkonstante $T = RC$ des Integrierkreises ab, die die „Dämpfung“ des Anzeigegerätes bestimmt; und die Einzelablesung der Mittelwertanzeige ist um den Faktor $\sqrt{2}$ genauer als eine über T erstreckte Zählung.

Einstelldauer und Dämpfung

Eine starke Dämpfung bewirkt zwar einen gewissen Ausgleich der statistischen Schwankungen, so daß eine geringe „Unruhe“ der Mittelwertanzeige und damit auch eine hohe Ablesegenauigkeit erzielt wird, hat aber den Nachteil, daß das Gerät die Impulsrate erst nach Ablauf der Einstelldauer ($t \gg RC$) richtig anzeigt und dieser nach jeder nicht durch die Statistik bedingten Änderung der Impulsrate erst abgewartet werden muß, bevor eine Ablesung vorgenommen werden kann.

Bei veränderlicher Impulsrate und beschränkter Meßdauer muß die Einstelldauer berücksichtigt werden. Das gedämpfte System folgt einer plötzlichen Änderung der Impulsrate (z. B. von 0 auf den Wert N_1) nach

$$A(t) = N_1 (1 - e^{-t/T}) \quad (64)$$

oder allgemein für eine sich ändernde Impulsrate $N(t)$ nach

$$A(t) = e^{-t/T} \frac{1}{T} \int_0^t N(t') e^{t'/T} dt' . \quad (65)$$

Wenn der Ausschlagfehler $e^{-t/T}$ kleiner als der statistisch bedingte wahrscheinliche Anzeigefehler ($= 0,6745 f_e = 0,6745 \sqrt{2 N t}$) werden soll, muß für die Einstelldauer gelten [101 e]:

$$T_0 \geq T (\frac{1}{2} \ln 2NT + 0,394) . \quad (66)$$

Für die Praxis reicht die einfache Näherung [101 e]

$$T_0 \geq T \lg 10NT. \quad (67)$$

Vergleicht man jetzt den Fehler der Einzelablesung (63) mit dem Fehler einer über T_0 erstreckten Zählung, so zeigt

$$\frac{f_e}{f_z} = \sqrt{T_0/2RC}, \quad (68)$$

daß der Fehler der Einzelablesung in allen praktischen Fällen größer als der Zählfehler ist.

Für eine Dauerbeobachtung mit visueller Mittelung (bei Ablesung von Radiometern z. B.) muß die Einstelldauer T_0 von der Gesamtmeßdauer T_{ges} abgezogen werden. Dann wird die Beobachtungsdauer $T_b = T_{ges} - T_0$ und nach SCHIFF und EVANS [101 e]

$$f_b = \frac{\sqrt{1 + 2 T_b/T}}{1 + T_b/T} \cdot f_e. \quad (69)$$

Je geringer die Dämpfung ist, desto größer wird bei gleichbleibender Gesamtdauer der für die Beobachtung ausgenutzte Anteil und damit auch die Genauigkeit. Es lohnt sich jedoch nicht, die Einstelldauer kleiner als $1/3$ der Gesamtmeßdauer zu wählen. Zudem werden bei sehr geringer Dämpfung und niedriger Impulsrate die Fluktuationen so groß, daß die Mittelung nicht mehr gelingt [101 e].

Radioaktivität der Gesteine

Allgemeines

Die Verteilung und Konzentration der Radioaktivität in den Gesteinen ist sowohl in der reinen Geophysik (speziell für geologische Altersbestimmungen und zur Berechnung der Wärmeerzeugung in der Erde) als auch in der angewandten Geophysik (für die Aufsuche wirtschaftlich wichtiger Lagerstätten radioaktiver Erze sowie zur Ausnutzung induzierter und natürlicher radioaktiver Eigenschaften der Gesteine in der Kohle- und Ölprospektion) von großem Interesse. Obwohl dieses Zusammenwirken wissenschaftlicher und wirtschaftlicher Interessen in bedeutendem Maße zur Kenntnis der Gesteinsaktivität beigetragen hat, sind viele Fragen noch durchaus ungeklärt, so daß nur ziemlich allgemeine Prinzipien bezüglich der Verteilung und Konzentration der natürlichen radioaktiven Isotope aufgestellt werden können [104].

Die relativen Beiträge der verschiedenen Elemente zur Radioaktivität der Gesteine

Den meisten Gesteinen und Mineralien ist eine schwache Radioaktivität eigen, für die die einzelnen radioaktiven Elemente je nach ihrem Gehalt im Gestein und ihrer spezifischen Aktivität verschiedene Beiträge liefern.

Für die spezifische Aktivität — auf 1 g des betreffenden Elementes bezogene Zerfallsrate — ergibt sich aus der Zerfallsgleichung

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{0,693 N}{T} \quad (70)$$

unter Berücksichtigung der Anzahl von Atomen im Grammatom ($N = 6,026 \cdot 10^{23}$), des Atomgewichtes A und des Isotopenanteils p der radioaktiven Kernart mit der Halbwertszeit T die Beziehung:

$$A = \frac{4,18 \cdot 10^{23}}{T \cdot A/p} \quad (71)$$

Da in den radioaktiven Zerfallsreihen die einzelnen Glieder nur im Ergebnis des Zerfalls der Mutterelemente auftreten, kann man, um die spezifische Aktivität der langlebigen Mutterelemente zu errechnen, die Reihen als Ganzes (mit den Halbwertszeiten des langlebigen Mutterelements) betrachten [5]:

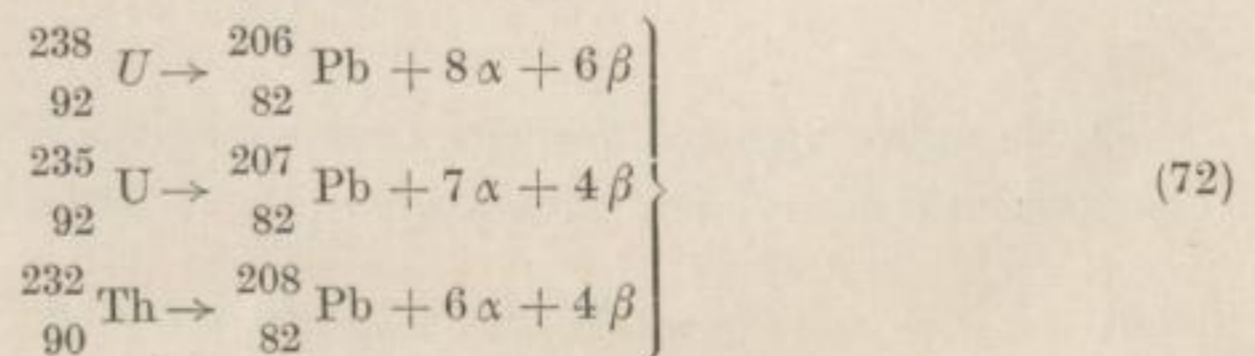


Tabelle 6. Relative Beiträge der einzelnen Radioelemente zur Aktivität der Erdkruste

Element	Radioisotop	Isotopenanteil	T [s]	Zerfallsart	λ [tps/g]	Clarke [g/t]	Anteil an der spez. Aktivität der Erdkruste [tps/g]
Kalium	$^{40}_{19}\text{K}$	0,00012	$4,14 \cdot 10^{16}$	β	30	25900	0,78
Kalzium	$^{48}_{20}\text{Ca}$	0,00179	$6,3 \cdot 10^{23}$	β	$2,5 \cdot 10^{-5}$	36300	$9 \cdot 10^{-7}$
Rubidium	$^{87}_{37}\text{Rb}$	0,278	$1,94 \cdot 10^{18}$	β	690	310	0,21
Zirkon	$^{96}_{40}\text{Zr}$	0,028	$1,96 \cdot 10^{24}$	β	$6,2 \cdot 10^{-5}$	220	$1,35 \cdot 10^{-8}$
Indium	$^{115}_{49}\text{In}$	0,958	$1,9 \cdot 10^{22}$	β	0,18	0,1	$1,8 \cdot 10^{-8}$
Zinn	$^{124}_{50}\text{Sn}$	0,0611	$4,8 \cdot 10^{24}$	2β	$8,6 \cdot 10^{-5}$	40	$3,4 \cdot 10^{-9}$
Tellurium	$^{130}_{52}\text{Te}$	0,341	$4,4 \cdot 10^{28}$	2β	$5 \cdot 10^{-8}$	0,0018	$9 \cdot 10^{-17}$
Lanthan	$^{138}_{57}\text{La}$	0,00089	$2,2 \cdot 10^{18}$	β	1,2	18,3	$2,2 \cdot 10^{-5}$
Neodym	$^{150}_{60}\text{Nd}$	0,056	$1,6 \cdot 10^{18}$	β	98	23,9	$2,3 \cdot 10^{-3}$
Samarium	$^{147}_{62}\text{Sm}$	0,151	$2,12 \cdot 10^{19}$	α	20	6,47	$1,3 \cdot 10^{-4}$
Lutetium	$^{176}_{71}\text{Lu}$	0,026	$7,6 \cdot 10^{17}$	β	78	0,75	$5,8 \cdot 10^{-5}$
Wolfram	$^{180}_{74}\text{W}$	0,00126	$6,9 \cdot 10^{24}$	β	$4,4 \cdot 10^{-7}$	69	$3 \cdot 10^{-11}$
Rhenium	$^{187}_{75}\text{Re}$	0,629	$1,27 \cdot 10^{20}$	β	11	0,001	$1,1 \cdot 10^{-8}$
Wismut	$^{209}_{83}\text{Bi}$	1,00	$8,5 \cdot 10^{24}$	α	$2,35 \cdot 10^{-4}$	0,2	$4,7 \cdot 10^{-11}$
Thorium	$^{232}_{90}\text{Th}$	1,00	$4,39 \cdot 10^{17}$	α	24600	11,5	0,28
				β	16400		0,19
Uran	$^{235}_{92}\text{U}$	0,007	$2,24 \cdot 10^{16}$	α	102400	4	0,41
				β	76000		0,30
	$^{238}_{92}\text{U}$	0,993	$1,42 \cdot 10^{17}$				

Unter Verwendung der Werte für den Isotopenanteil p und der CLARKE-Ziffern nach RANKAMA-SAHAMA [86] ergeben sich für die durchschnittliche Teilchenproduktion der einzelnen radioaktiven Elemente in der Erdkruste die in Tabelle 6 zusammengestellten Werte.

ASIMOV [5] kommt unter Benutzung der alten Werte von CLARKE und WASHINGTON (1924) für die Häufigkeit von Thorium ($20 \cdot 10^{-6}$) und Uran ($80 \cdot 10^{-6}$) auf bedeu-

tend höhere Anteile dieser beiden Elemente an der Radioaktivität der Erdkruste, nämlich:

Th: 0,49 α/s und 0,33 β/s ,

U: 8,5 α/s und 6,2 β/s .

Im wesentlichen bestreiten die drei Elemente Kalium, Thorium und Uran die Radioaktivität der Gesteine, so daß wir uns bei den weiteren Betrachtungen auf sie beschränken können. Bemerkenswert ist die relativ hohe Aktivität des Rubidiums in der Erdkruste, die aber wegen der sehr weichen Strahlung nur wenig Bedeutung besitzt. Nach den Werten ASIMOVs ist Uran die Quelle des bei weitem größten Teils der natürlichen Radioaktivität, während sich Kalium und Thorium in den zweiten Platz teilen, wogegen aus den nach neueren Angaben berechneten Werten (Tabelle 6) die ausgeprägte Vorrangstellung des Urans nicht mehr hervorgeht.

Geochemische Besonderheiten des Urans und Thoriums

Allgemeiner Charakter ihrer Verteilung in den Gesteinen

Uran und Thorium sind in allen Gesteinen in Mengen enthalten, die sich in der Größenordnung nicht wesentlich unterscheiden. Das Uran:Thorium-Verhältnis schwankt meist nur in relativ engen Grenzen; in magmatischen Gesteinen liegt es im Durchschnitt bei 1:3 bis 1:4 [7].

Uran- und Thoriumminerale sind recht zahlreich, doch bilden diese Elemente selten große Lagerstätten. Vielmehr ist für beide ein Zustand der Zerstreung in der Erdkruste charakteristisch. Zwar sind sie nicht gleichmäßig auf die verschiedenen Mineralphasen verteilt, sondern in akzessorischen Mineralien konzentriert, doch liegt ein bedeutender Teil nicht einmal in selbständigen Mineralien oder in Form isomorpher Beimengungen anderer Mineralien vor, sondern befindet sich nach VERNADSKIJ in den Gesteinen in freier Form [7].

Verhalten bei der primären Kristallisation

Uran und Thorium unterscheiden sich nach ihrem geochemischen Verhalten ziemlich stark voneinander. In ihren kristallchemischen Eigenschaften sind sie ähnlich und bilden gemischte Uran-Thorium-Mineralien sowie akzessorische Mineralien ähnlicher Zusammensetzung. Die Größe ihrer Ionenradien und ihrer Ladung erlauben keinen Einbau in die Gitterstrukturen der gewöhnlichen gesteinsbildenden Mineralien während der Kristallisation, so daß sie in der Restschmelze konzentriert werden. Beide gehören daher der magmatischen Spätkristallisation an und finden sich bevorzugt in sauren Gesteinen. Dabei bindet sich nach FERSMAN das Uran hauptsächlich an kalireiche Restmagmen; Thorium wandert in Natronmagmen ab [7]. Wegen seiner Flüchtigkeit und Löslichkeit geht Uran vorzugsweise in Pneumatolyte und hydrothermale Lösungen, nur ein geringer Teil bleibt in Pegmatiten. Im hydrothermalen Stadium erfolgt eine Trennung von Uran und Thorium: Während Thorium keine wasserlöslichen Verbindungen besitzt, bildet — besonders das sechswertige — Uran leichtlösliche Komplexe. Die meisten mesothermalen Uranerze (Uranpechblende, Uraninit) sind daher thoriumfrei.

Migration der radioaktiven Elemente

Die allgemeine gesetzmäßige Verteilung der radioaktiven Elemente wird durch Migrationsprozesse gestört, die sowohl zu einer Neuverteilung der radioaktiven Familien im ganzen als auch zu einer Störung des radioaktiven Gleichgewichts innerhalb der Zerfallsreihen führen. Auch hierbei verhalten sich Uran und Thorium verschieden. Die primären Thoriumminerale sind gegen Verwitterung chemisch und mechanisch beständig und können sich nur im residualen Detritus ansammeln. Uran dagegen migriert in der Oxydationszone sehr leicht und fällt häufig in Form von Doppelsalzen aus, die nicht verwitterungsbeständig sind. Es geht als Uranyl-Ion in Lösung. Auf diese Weise wittert Uran in den oberen Bodenhorizonten rascher aus als Thorium [7].

Die Störung des radioaktiven Gleichgewichts durch Migration der radioaktiven Elemente ist die Folge ihrer unterschiedlichen chemischen Natur und der verschiedenen Anordnung der langlebigen Mutterelemente im Strukturgitter der Massengesteine. Die Zerfallsprodukte treten infolge des Rückstoßes beim Zerfallsprozeß aus der Kristallgitterbindung heraus und können ohne Auflösung des Minerals ausgelaugt werden. Ein eindrucksvolles Beispiel für die Störung des radioaktiven Gleichgewichts ist die Migration des Radiums bei Anwesenheit von Barium (Bildung von „Radiobaryt“). Besonders stark ist das radioaktive Gleichgewicht in den natürlichen Wässern und in der Atmosphäre gestört.

Sedimentation

Das bei der Verwitterung gelöste Uran kann entweder in Lösung bleiben oder ausgefällt werden. Während das Uranyl-Ion U^{4+} die Zerstreuung fördert, schaffen geologische Verhältnisse, die für eine Wiederherstellung des U^{6+} günstig sind, die notwendigen Bedingungen zur Konzentration. Diese Gesetzmäßigkeit ist für die Bildung von sedimentären Uranlagerstätten bedeutsam, wobei die Rolle des „Restaurateurs“ gewöhnlich von organischer Substanz übernommen wird, die in die Vererzung des Gesteins mit eingeht. Unter geeigneten chemischen Bedingungen wird Uran in beachtlichen Mengen von gewissen kohlenstoffhaltigen Sedimenten, Schiefen, phosphatischen Sedimenten mariner Herkunft und in geringerem Maße von kolloiden Eisen-, Mangan- oder Siliziumverbindungen adsorbiert. In bituminösen Schiefen nimmt der Urangehalt allgemein mit dem Kohlenstoffgehalt zu; andererseits sind marine Karbonatgesteine außerordentlich arm an Uran, da das Karbonat-Ion sowohl die Ausfällung als auch die Adsorption des Urans aus der Lösung blockiert [104].

Der Verwitterungszyklus, bei dem Thorium in Lösung gebracht wird, ist wenig bekannt. Das gelöste Thorium kann leicht hydrolisiert und zusammen mit Hydrolysaten sedimentiert werden.

Uran- und Thorium-Mineralien

Obwohl Thorium in den Gesteinen reichlicher als Uran auftritt, sind nur wenige (etwa 6) Mineralien mit Thorium als wesentlicher Komponente bekannt. Im Gegensatz dazu sind für Uran etwa 70 Mineralien bedeutsam [52].

Bei Oxyden (Uraninit und Thorianit) und Silikaten (Coffinit und Thorit) zeigen beide Elemente eine gewisse Parallelität, die jedoch hier schon endet. Uran wird in zahlreichen chemischen Verbindungen angetroffen, während Thorium eine deutliche Affinität zu Oxyden der seltenen Erden und Phosphaten und eine Abneigung gegenüber hydratischen Mineralien zeigt.

Oxyde: Uraninit ist das verbreitetste Uranmineral; Pechblende ist nur eine feinkristalline Varietät. Sie verliert infolge des radioaktiven Zerfalls das Kristallgitter mehr und mehr und wird metamikt. Multiple Oxyde sind Brannerit und Davidit, zwei durch Selbstdestruktion metamikte Uranminerale.

Oxydationsminerale: Die primären Uranerze sind unter reduzierenden Bedingungen stabil; in der Oxydationszone wird die schwarze Pechblende von den bunten sekundären Uranmineralien, relativ schwerlöslichen chemischen Verbindungen, verdrängt. Das bei der Pyritverwitterung frei werdende Sulfatradikal beeinflusst seine Umgebung tiefgründig: Uraninit wird oxydiert und bildet Uranylminerale (Uranopilit, Zippeit und Johannit als basische Sulfate). In Form des stark löslichen Uranylsulfates kann das Uran weggeführt werden. Wo in den Primärerzen Vanadium enthalten ist, entstehen unlöslicher Carnotit und Tujamunit, wo es fehlt, die Hydrophosphate Autunit und Torbernit. Lateriteisenoxyd adsorbiert das durch das Grundwasser aus den darunterliegenden Gesteinen herausgelöste Uran und erscheint im Unterschied zu anderen Gesteinen als hochaktives Material [52].

Silikate: Das Thoriumsilikat Thorit erhält durch das Auftreten von U (bis Th:U = 1:1), Fe, Ca, P und seltenen Erden eine sehr komplizierte Zusammensetzung. Infolge des radioaktiven Zerfalls verliert es seine Kristallstruktur (Thorogummit) und erfährt eine chemische Veränderung (Hydratation und Si-Verlust), so daß zahlreiche Varietäten entstehen.

Phosphate: Während die Uranhydrophosphate Autunit und Torbernit als relativ oberflächennahe Verwitterungsprodukte existieren und bei der Abtragung zerstört werden, treten die harten und stabilen Thoriumphosphate Monazit und Xenotym in Gängen auf, aus denen sie erodiert und über viele km transportiert werden, um sich in Seifen wieder abzulagern.

Organische Uranmineralisation: Bemerkenswert ist die Assoziation von Uran mit Stein- und Braunkohlen und kohlehaltigen Schiefern. Häufig sind anorganische Uranminerale (Uraninit) mit Pflanzenresten vergesellschaftet oder haben organisches Material vererzt. Ein eigenartiges organisches Mineral ist Thucholith, offenbar ein uranhaltiger Kohlenwasserstoff mit einem Aschegehalt bis zu 10% Uran.

Uran- und Thoriumgehalte der Erzminerale: Zur Beurteilung von Uran- und Thoriumerzen werden ihre Gehalte an Uranoxyd (U_3O_8 , auch UO_3 und UO_2) und Thoriumoxyd (ThO_2) angegeben. U_3O_8 wird in der anglo-amerikanischen Literatur auch als „urania“ bezeichnet. Zusammenstellungen der verschiedenen Mineralien und ihrer Uran- und Thoriumgehalte finden sich bei BARANOV [7], KOHL [54], NINNINGER [76] und ZESCHKE [106].

Radioaktivität der Eruptivgesteine

Verteilung der radioaktiven Elemente in den Eruptivgesteinen

Allgemeine Grundzüge der Verteilung

Die Verteilung der radioaktiven Elemente in den Eruptivgesteinen zeigt einige charakteristische Besonderheiten. Sämtliche radioaktiven Elemente sind in sauren (alkalischen) Phasen konzentriert; in intermediären Gesteinen ist ihr Gehalt geringer und nimmt in basischen Gesteinen noch mehr ab. Die geringste Konzentration weisen die ultrabasischen Gesteine auf. Von dieser allgemeinen Gesetzmäßigkeit abgesehen, unterscheiden sich die Angaben der verschiedenen Autoren für die mittleren Gehalte der einzelnen Gesteinstypen jedoch erheblich (Tabelle 7).

Tabelle 7

Gesteinstyp	Ra · 10 ¹²	U · 10 ⁶	Th · 10 ⁶	K	
sauer	2,4	7,01	20,5	0,042	JEFFREYS, 1936
	1,34	4,0	13,0	0,026	EVANS-GOODMAN, 1941
	1,39	3,96	13,45		SENFTLE-KEEVIL, 1947
	1,0	3,0		0,036	DAVIS-HESS, 1949 AHRENS, 1952
intermediär	1,9	5,6	19,0	0,020	JEFFREYS
	0,51	1,4	4,4	0,020	EVANS-GOODMAN
	0,92	2,61	9,97		SENFTLE-KEEVIL
	0,5	1,5			DAVIS-HESS
basisch	0,95	3,0	6,90	0,0128	JEFFREYS
	0,38	1,1	4,0	0,014	EVANS-GOODMAN
	0,2	0,6		0,009	DAVIS-HESS AHRENS
ultrabasisch	0,19	0,60	2,36	0,002	JEFFREYS
	0,2	0,6	2,0	0,004	EVANS-GOODMAN
	0,01	0,03		0,00001	DAVIS-HESS AHRENS

Gegenüber neueren Zusammenstellungen sind die Zahlenwerte in älteren Veröffentlichungen durchweg zu hoch. Das kann in Ungenauigkeiten der Untersuchungsmethoden und in Zufälligkeiten der Probenahme seinen Grund haben [7] [104].

Die starken regionalen Unterschiede zwischen den einzelnen Magmaprovinzen sowie die zonalen Unterschiede innerhalb eines Eruptivmassivs lassen solche Abschätzungen „mittlerer Gehalte“ der Gesteine an radioaktiven Elementen recht zweifelhaft erscheinen.

Kalium, das wesentlich zur Radioaktivität der Gesteine beiträgt, ist im Vergleich zu Uran und Thorium sowohl in granitischen als auch basischen Gesteinen relativ häufig; seine Gehalte sind relativ gut bestimmt. Infolge der deutlichen chemischen Fraktionierung des Kaliums zeigen Gesteine basaltischer Zusammensetzung einen größeren Streubereich als die granitischen Typen [104]. Nach neueren Angaben [56] ist der Kaliumgehalt in ultrabasischen Gesteinen bedeutend geringer, als früher angenommen wurde (0,001%).

Verteilung innerhalb der Eruptivgesteine

Abgesehen vom Kalium, das einen wesentlichen Bestandteil zahlreicher gesteinsbildender Mineralien darstellt, sind die radioaktiven Elemente zum größten Teil in akzessorischen Mineralien und Einschlüssen konzentriert [22]: Zirkon, Orthit, Titanit, Uraninit, Thorit, Monazit, Xenotym, Apatit, Epidotit, Rutil usw. Die eigentlichen gesteinsbildenden Mineralien Quarz, Feldspat, Hornblende, Pyroxen, Magnetit und die Glimmer tragen nur wenig zur

Gesamtaktivität des Gesteins bei, so daß zwischen der Aktivität und dem Gehalt an den chemischen Hauptbestandteilen kein direkter Zusammenhang besteht. In schwach durch Pneumatolyse oder Grundwasser veränderten Gesteinen sind die radioaktiven Elemente auch längs Rissen und als Überzüge auf den Feldspäten und dem Quarz verteilt (als Epidot und Radio-kolloide). Die Mineralien saurer Gesteine haben höhere Urangehalte als dieselben Mineralien mehr basischer Gesteine [56]. Die Konzentration der Radioaktivität in akzessorischen Mineralien oder Einschlüssen wird nur in sauren Gesteinen gefunden, während in basischen Gesteinen die Radioelemente gleichmäßiger, z. B. bei Laven in der Grundmasse, verteilt und offenbar in die Mineralstruktur eingebaut sind [56] [85].

Zonale Verteilung der radioaktiven Elemente

Bezüglich der Verteilung der Radioaktivität innerhalb eines Eruptivkörpers sind mehrere interessante Erscheinungen beobachtet worden [22] [56]. Da sich die radioaktiven Elemente in den Spätlösungen konzentrieren und nach Niederdruckgebieten abwandern, treten die radioaktiven Akzessorien in der größten Konzentration in den Rand- und Dachphasen einer Intrusion auf. Diese zonale Verteilung der Radioaktivität ist an vielen Graniten beobachtet worden; die Radioaktivität der Randphasen kann um mehrere Male höher sein als die des Intrusivkerns. Ähnliche Ergebnisse liegen auch für Granodiorite und Syenite vor [56].

Der Bewegung der radioaktiven Spätlösungen in Richtung des Druck- und Temperaturgefälles gemäß weisen die höher aktiven Zonen eines Intrusivs zugleich auf die Abwanderungswege von eventuellen Erzlösungen hin. Allgemein ist die Radioaktivität von Gesteinen in der Nähe von Erzkörpern höher, und eine radioaktive „Aureole“ kann sich über eine beachtliche Entfernung von der Vererzung in das Nebengestein hinein erstrecken. Manche Erzlösungen sind ebenfalls reich an radioaktiven Elementen, die weit in das umgebende Gestein hinein diffundieren können, so daß nicht nur im Gang selbst, sondern auch im Nebengestein erhöhte Aktivität auftritt.

Die Zonen höherer randlicher Aktivität sollen nach GROSS [44] sogar nur dann ausgebildet sein, wenn mit der Intrusion auch Erzvorkommen verbunden sind. Die Verteilung der Radioaktivität bei Intrusiven kann deshalb als allgemeiner Hinweis zum Auffinden von Erzstrukturen benutzt werden.

Magmatische Uran- und Thorium-Lagerstätten

Die primären Uran- und Thoriumlagerstätten sind genetisch sämtlich mit sauren Gesteinen (Graniten) verknüpft. Basische Gänge oder Komplexe sind nur strukturelle Leitlinien für eine sekundäre, durch hydrothermale Lösungen granitischen Ursprungs bewirkte Mineralisation [22].

Thorium reichert sich in der Hauptsache in cerhaltigen und Pegmatiten mit seltenen Erden an. Pegmatitische und metasomatische Uranlagerstätten haben selten wirtschaftlichen Charakter. Größere Bedeutung haben die Ganglagerstätten der hydrothermalen Abfolge. Die Uranvererzung erstreckt sich hier über Lagerstättentypen der verschiedensten Paragenesen, angefangen von den hochthermalen Zinn-Wolfram-Gängen bis zu den meso- bis epithermalen Blei-Zink-Lagerstätten. Als wichtigster Typ ist die Biconi-Formation mit ihren einzelnen Spielarten zu nennen. Uraninit bzw. Uranpechblende sind Haupterzträger.

In den Oxydationszonen der Ganglagerstätten werden gewöhnlich sekundäre farbige Uranminerale (Torbernit, Autunit, Zeunerit) beobachtet, die ein deutliches Kennzeichen von Uranvorkommen sind und mitunter ebenfalls abbauwert sein können.

Kommerzielle Erzgehalte gehen bis 0,1% U_3O_8 .

Radioaktivität der Sedimentgesteine

Allgemeines

Bei der Verwitterung der Gesteine werden die radioaktiven Elemente umgelagert und separiert. Während Thorium in Wasser unlöslich ist und nur auf mechanischem Wege umgelagert wird (Seifenlagerstätten!), kann Uran leichtlösliche Verbindungen eingehen und in Form wäßriger Lösungen migrieren. Daher besitzen die Sedimentgesteine recht unterschiedliche Gehalte an radioaktiven Elementen, und es können nur weite Konzentrationsbereiche für die einzelnen Gesteinsformationen angegeben werden. Einen groben Überblick über die durchschnittliche Radioaktivität von Sedimentgesteinen gibt Tabelle 8 nach BARANOV [7] für Ra, U und Th und WILSON [104] für K.

Tabelle 8

Gestein	Ra · 10 ¹²	U · 10 ⁶	Th · 10 ⁶	K · 10 ²
Kalkstein	0,5	1,50	0,5	} 0,1—0,3
Dolomit	0,11	0,3	—	
Steinsalz	—	—	—	—
Sandstein	0—1,5	bis 4	—	1,0
Tonschiefer	1,09	3	—	} 3,0
Ton	1,3	4,3	13,0	

Infolge der zahlreichen Bohrlochmessungen sind die Kenntnisse über die Radioaktivität von Sedimentgesteinen viel umfassender als über die von Eruptivgesteinen. Schichten mariner Ablagerungen sind im allgemeinen radioaktiver als nichtmarine oder ästuarine Sedimente. Ausnahmen von dieser Regel bilden Arkosen und alluvialer Schutt (Detritus), der direkt von granitischen Gesteinen herrührt. Die höhere Radioaktivität dieser Formationen rührt größtenteils vom Kalium her, jedoch kann in Trockengebieten mit granitischem Untergrund das ausgelaugte Uran sich in Depressionen in roten, eisenhaltigen Mergeln ablagern. Ähnlich werden Radium, Uran und Thorium von der lateritischen Terra rossa absorbiert [22].

Unter den marinen Sedimenten besitzen Konglomerate, Sandsteine, Kalke und Dolomite eine viel niedrigere Aktivität als Schiefer, die niedrigste Aktivität weisen Steinsalz und Anhydrit auf. Wo die erwähnten Gesteine mit Ton und dergleichen verunreinigt sind, liegen ihre Aktivitätswerte sofort höher. Die höchsten Radioaktivitäten zeigen dunkle organische Schiefer, vulkanische Aschen saurer Zusammensetzung sowie Phosphorite. Hier können die radioaktiven Gehalte so weit ansteigen, daß diese Sedimente auf Uran bauwürdig werden. Glaukonitsande und Kalisalze sind natürlich ebenfalls stark radioaktiv. Bei marinen Sedimenten

variiert die Radioaktivität etwa umgekehrt mit dem Karbonatgehalt, bei terrestrischen ist das nicht unbedingt der Fall. Kohlen haben gewöhnlich außerordentlich niedrige Radioaktivität, manche jedoch zeigen einen erheblichen Urangehalt [22].

Der Thoriumgehalt sedimentärer Gesteine rührt zum großen Teil von detritischen Schwermineralien her, so daß die Thoriumwerte selbst innerhalb einer Gesteinsgruppe wenig Gleichförmigkeit zeigen werden. In marinen Formationen vom Schwarzschiefer Typ ändert sich der Thoriumgehalt direkt mit dem Tongehalt und umgekehrt mit dem Kerogen- oder Sapropelgehalt. Der größte Teil des Thoriums widersteht bei der Verwitterung der Lösung und bleibt als Detritus erhalten. Die wirtschaftlichen Thoriumerze sind daher Konzentrationen von Monazit oder Thorit in Flußsanden und Seifen.

Die Häufigkeit des Kaliums in Sedimenten wird in großem Umfang durch chemische Fraktionierung bestimmt. Die Kaliumgehalte in tonigen Sedimenten, Sandsteinen und Kalken schwanken außerordentlich, selbst für Proben ein und derselben Formationen.

Die nach PONSFORD aufgestellte Tabelle 9 (aus [22]) zeigt, wie sich die durchschnittliche Radioaktivität von Kalksteinen, Sandsteinen und Schiefern auf die Uran-, die Thorium-Reihe und Kalium verteilt. Zu beachten ist, daß bei der Angabe der Radioaktivität in Uranäquivalenten je nach der Untersuchungsmethode (α , β , γ) unterschiedliche Ergebnisse erhalten worden sind. Bemerkenswert ist das Ausmaß, in dem die β - und γ -Aktivität der Schiefer vom Kalium bestritten wird.

Tabelle 9

Gesteinstyp	Gehalt 10^{-6} g/g	Aktivität	Aktivität			gesamt: % eU_3O_8
			U-Reihe	Th-Reihe	K	
			eU · 10^6			
Kalksteine	$\left\{ \begin{array}{l} 1,3 \text{ U} \\ 1,1 \text{ Th} \\ 2700 \text{ K} \end{array} \right.$	α	1,3	0,37	—	0,00020
		β	1,3	0,28	1,3	0,00034
		γ	1,3	0,55	0,7	0,00030
Sandsteine	$\left\{ \begin{array}{l} 1,2 \text{ U} \\ 6,1 \text{ Th} \\ 11000 \text{ K} \end{array} \right.$	α	1,2	2,0	—	0,00038
		β	1,2	1,5	5,5	0,00096
		γ	1,2	3,1	2,8	0,00084
Schiefer	$\left\{ \begin{array}{l} 1,2 \text{ U} \\ 10,1 \text{ Th} \\ 27000 \text{ K} \end{array} \right.$	α	1,2	3,4	—	0,00054
		β	1,2	2,5	13,5	0,00200
		γ	1,2	5,1	6,8	0,00150

Viele Gesteine bilden Ausnahmen von diesen Verallgemeinerungen, besonders Varietäten mit ungewöhnlich niedrigem oder hohem Kaliumgehalt, z. B. quarzische und Arkose-Sandsteine. Während in den meisten gewöhnlichen Sedimenten ($< 0,002\%$ eU_3O_8) die Aktivität hauptsächlich vom Kalium herrührt, wird in den radioaktiven Sedimenten ($> 0,002\%$ eU_3O_8) die Aktivität im wesentlichen von Elementen der Uran-Reihe bestritten. Sedimente mit hoher Thoriumaktivität sind

selten und auf Schwermineralkonzentrationen in Sandsteinen beschränkt. Sedimente mit einer hohen Kaliumaktivität sind ebenfalls selten; überdies haben selbst die kaliumreichen Evaporite infolge der schwachen spezifischen Aktivität des Kaliums weniger als 0,05% eU_3O_8 . In Glaukonitsanden ist Kalium in der Hauptsache Träger der Radioaktivität, die mit wachsendem Glaukonitgehalt zunimmt [81].

Sedimentäre Uranlagerstätten

Die sedimentären Uranlagerstätten werden durch Ausfällung des Urans aus einer Lösung, vorzugsweise aus Sulfatwässern, gebildet. Fällungsmittel sind meist Kalzium oder kalzitierte Pflanzenreste und Bitumina. Uran scheidet sich oft zusammen mit Vanadium ab, wobei es schichtige Lager von Uranvanadaten (Carnotit und Tujamunit) bildet, die wirtschaftliche Bedeutung haben. Bei der Bildung der sedimentären Uran- und Uran-Vanadium-Lagerstätten spielt organische Materie eine bedeutende Rolle. In marinen bituminösen oder kohlenstoffhaltigen Schiefen (Schwarzschieferart) sind bemerkenswerte Uranmengen gefunden worden (bis 0,02% U_3O_8) [22]. Durchaus nicht alle bituminösen und Alaunschiefer haben hohe Radioaktivität; uranreiche Schiefer nachpaläozoischen Alters sind sogar selten. Das Uran ist nicht im schwarzen, organischen Material, sondern in der Feinkornfraktion fixiert.

Marine Uranvorkommen treten auch in organogenen Kalken auf [52].

Die dem Uran gastlichsten Gesteinstypen sind die marinen Phosphatgesteine oder Phosphorite. Die großen marinen Phosphathorizonte der Welt enthalten 0,005 bis 0,02% U_3O_8 [52], maximal 0,06% U_3O_8 [22]. Die Radioaktivität ist auf die Apatit- oder Collophan-Phase des Gesteins beschränkt [52].

Wirtschaftlich wichtig sind Uranlagerstätten in terrestrischen Sandsteinen. Am uran- und vanadiumreichsten sind vererzte Pflanzenreste. Die erzbildenden Mineralien sind in der Hauptsache Carnotit und Tujamunit. Analog können Vorkommen in fossilreichen Mergeln auftreten.

Braun- und Steinkohlen können bis zu 0,02% Uran enthalten [22], sind aber nur sehr unregelmäßig und nicht über die ganze Erstreckung vererzt. In den Gesteinen zwischen den Kohleflözen werden besonders bei Anwesenheit organischer Reste Urananreicherungen manchmal wirtschaftlichen Charakters beobachtet. Die sichtbare Vererzung bilden Carnotit, Tujamunit und Karbonate; die Hauptmasse des Urans befindet sich in Humaten.

In den uranführenden Schiefen, Phosphaten und Braunkohlen liegen große Reserven an Uranerzen, deren Abbau sich heute größtenteils aber noch nicht lohnt.

Strahlungspegel über Gesteinen

Von der Größenordnung des über Gesteinen an der Erdoberfläche gemessenen Strahlungspegels sollen die folgenden (nach AGOCS [1] und HULTQVIST [105] umgerechneten) Werte für die durchschnittliche γ -Strahlung über einigen unverwitterten Gesteinen eine Vorstellung vermitteln:

Sandsteine,	2 bis 14 $\mu r/h$	Basische Eruptivgesteine	6 bis 12 $\mu r/h$
allgemein	3 bis 8 $\mu r/h$	Saure Eruptivgesteine	10 bis 28 $\mu r/h$
Kalksteine	2 bis 6 $\mu r/h$	Kristalline Schiefer und Gneise,	2 bis 16 $\mu r/h$
Kieselschiefer	2 bis 6 $\mu r/h$	allgemein	6 bis 14 $\mu r/h$
Schiefer,	4 bis 14 $\mu r/h$	Schwedische Alumshales	130 $\mu r/h$
allgemein	8 bis 12 $\mu r/h$	Phosphorite	32 bis 80 $\mu r/h$

Die von AGOCS angegebenen $\mu r/h$ -Werte gelten für die vom Flugzeug aus in 50 bis 100 m Höhe gemessene und durch die Luft geschwächte Strahlung und wurden

mit einiger Berechtigung für die γ -Strahlung direkt an der Erdoberfläche einfach verdoppelt. Sie stimmen dann gut mit den von HULTQVIST angegebenen Intensitätswerten überein.

Uranerz von 0,1% Gehalt bewirkt über einer ebenen Fläche $320 \mu\text{r/h}$ und in einem allseitig vererzten Bergwerk $640 \mu\text{r/h}$. Die kosmische Strahlung hat in Seehöhe eine Intensität von etwa $3,5 \mu\text{r/h}$ [105]. Die von der in der Luft enthaltenen Emanation herrührende Strahlung ist sehr gering: $0,1-0,2 \mu\text{r/h}$.

Radioaktivität der Gesteine über Erdöllagerstätten

Bei radiometrischen Untersuchungen über Erdöllagerstätten an der Erdoberfläche [2] [60] [61] [62] [63] [64] [72] [73] [83] wurde ein für die Erdölprospektion außerordentlich bedeutsamer Zusammenhang zwischen der Radioaktivität der oberen Bodenschichten und der Öllagerstätte festgestellt: ein ausgeprägtes Aktivitätsminimum über dem zentralen Teil der Lagerstätte und ein deutlicher Gürtel erhöhter Aktivität um den Rand des Feldes. Der Aktivitätsunterschied kann dabei 30 bis 35% der Gesamtstrahlung erreichen [2].

Das Erdöl selbst ist nicht Träger der Radioaktivität, sondern die anomale Radioaktivitätsverteilung ist offenbar eine Folge komplizierter sekundärer Prozesse, bei denen die Kohlenwasserstoffe eine wichtige Rolle spielen.

Die Schichten, unter denen sich Erdöl oder Erdgas, kurz Kohlenwasserstoffe, angesammelt haben, sind nicht vollkommen undurchlässig, so daß sowohl das mit jeder Öllagerstätte verbundene Salzwasser als auch die Kohlenwasserstoffe mehr oder weniger vertikal zur Oberfläche aufsteigen können.

Bild 28 vermittelt eine Vorstellung, wie eine solche Aufwärtsbewegung durch die strukturellen und stratigraphischen Bedingungen infolge der unterschiedlichen Permeabilität der Gesteine und durch die Ölsammlung selbst in ihrem Verlauf beeinflußt wird. Letztere ist der Aufwärtsbewegung des Wassers im Wege, so daß es gezwungen ist, seinen Weg um die Ränder der Lagerstätte herum zu nehmen, wodurch die Aufstiegs geschwindigkeit rings um die Ränder des Ölfeldes zunimmt. Über dem Ölpool selbst wird andererseits der Fluß der aufsteigenden Salzwässer sehr gering sein [62]. Die Poren der Schichten direkt über dem Öl sind durch Kohlenwasserstoffe und Zement „verstopft“, so daß auch die Kohlenwasserstoffe nur randlich aufsteigen können [91]. Diese Tatsache findet ihren Ausdruck in dem bei geochemischen Untersuchungen beobachteten „Halo“ hoher Kohlenwasserstoff- und Chloridkonzentrationen an der Erdoberfläche sowie dem Minimum gerade über dem Feld. Die Aufwärtsbewegung der Salzwässer wird auch durch den mehr oder weniger regelmäßig mit der Tiefe anwachsenden Chloridgehalt der Gesteinsformationen bestätigt [63].

Über den Aufstiegsmechanismus gehen die Meinungen jedoch noch auseinander. Die Mehrzahl der Erdöllagerstätten ist an tektonische Strukturen gebunden, und die mit ihnen gewöhnlich zusammenhängenden tektonischen Zerrüttungszonen bieten sowohl den Tiefenwässern als auch den Kohlenwasserstoffen gute Aufstiegs-

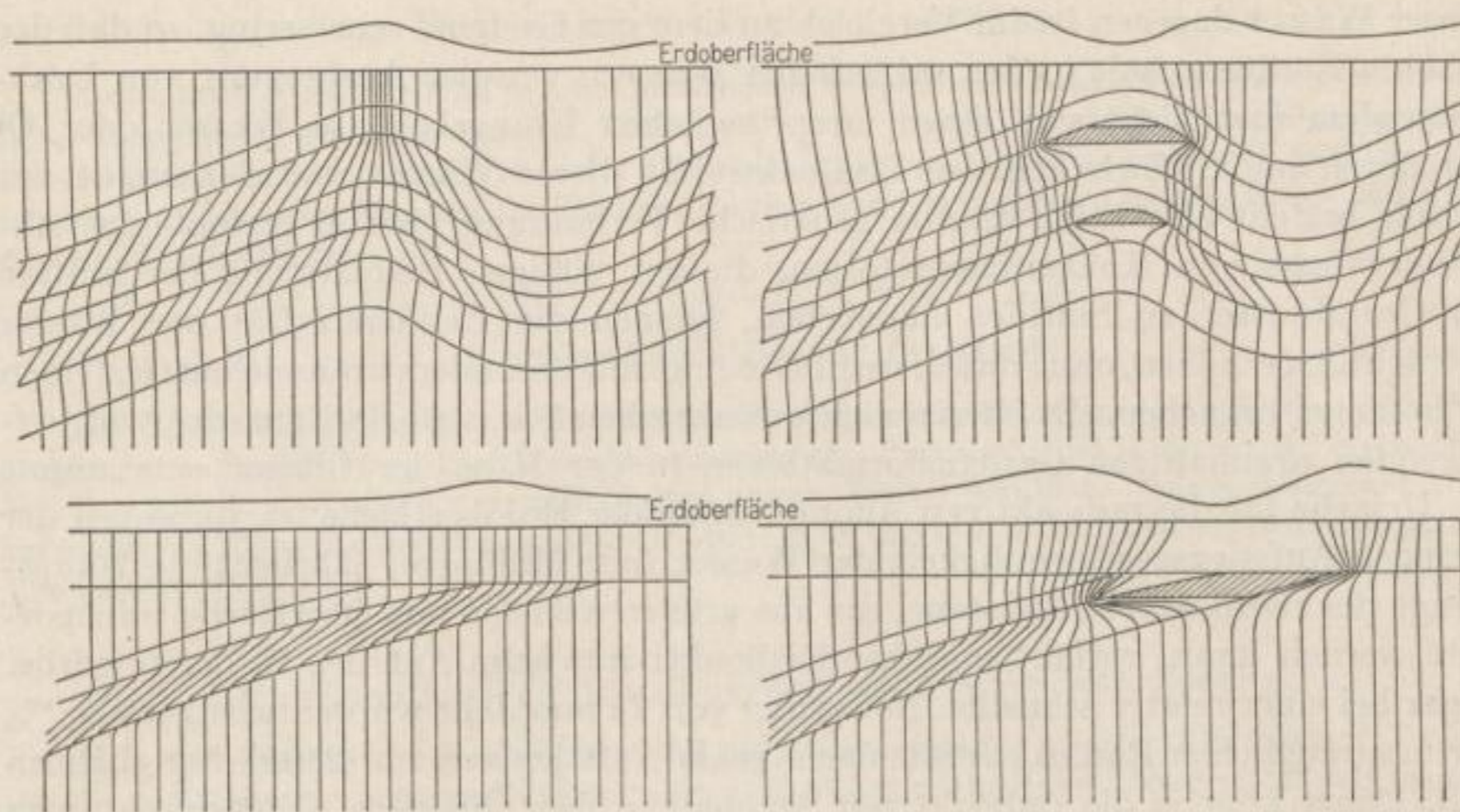


Bild 28. Ablenkung der Aufwärtsbewegung ohne und mit einer Ölansammlung. Darüber schematisch die radioaktiven Anomalien. Nach LUNDBERG [62]

möglichkeiten. Die Form der geochemischen Anomalien wird in diesem Fall durch die tektonischen Störungslinien und die geomorphologischen Besonderheiten des Gebietes bestimmt werden [2]. Da die Anomalien auch bei geschlossenen, ungestörten Strukturen (z. B. stratigraphischen Fallen) auftreten, wird hier besser eine Diffusion der Chloride und Kohlenwasserstoffe [63] bzw. ein Aufwärtsfließen der Wässer durch extrem feine Poren [62] zur Erdoberfläche angenommen.

Nach ALEKSEEV [2] dürfte es jedoch sehr fraglich sein, ob die aus der Lagerstätte diffundierenden Kohlenwasserstoffe bis zur Erdoberfläche gelangen, ohne sich schon vorher weitgehend zu zerstreuen oder eine Umwandlung in den Deckhorizonten zu erfahren, und damit auch, ob die geochemischen und die daraus resultierenden radioaktiven Anomalien über Ölfeldern an der Erdoberfläche in einem idealisierten Schema der Form nach mit den Umrissen der Lagerstätte übereinstimmen.

Die erwähnten Bedingungen werden die Bildung von Anomalien der Radioaktivität an der Erdoberfläche begünstigen, die den geochemischen Anomalien ähnlich sind. Wenn Kohlenwasserstoffe und Salzwasser zusammen zur Oberfläche aufsteigen, werden die im Wasser enthaltenen Sulfate zu Sulfiden reduziert. Schon geringe Mengen an Kohlenwasserstoffen im Wasser ($< 0,02\%$) genügen, um eine Kalziumsulfatlösung vollständig zu reduzieren; gewöhnlich ist der Sulfatgehalt des Grundwassers aber viel geringer. Sulfatfreie chloridische Wässer können Radium durch Auslaugung von Uranmineralien in Form von RaCl_2 oder als Sulfid lösen, wodurch sie einen ausnahmsweise hohen Radiumgehalt erreichen können (manchmal 1000fach höher als bei normalem Trinkwasser, durch die Anwesenheit von Ionen der Erdkalimetalle Ba, Sr, Ca erhöht sich noch das Lösungsvermögen der Wässer [63]). Der Urangehalt

dieser Wässer dagegen ist im Vergleich zu dem der Gesteine sehr gering, so daß der erhöhte Radiumgehalt in den sulfatfreien Wässern von der Auslaugung von Uranmineralien und nicht von einem ursprünglichen Urangehalt im Wasser oder Öl herrühren muß. Zwischen der Radioaktivität dieser Wässer und derjenigen des Erdöls besteht also keine direkte genetische Verbindung. Schon geringfügige Abwanderungen von Kohlenwasserstoffen, die zur völligen Reduzierung der Sulfate im Grundwasser zu Sulfiden ausreichen, können die Radioaktivität der Wässer beträchtlich erhöhen, ohne daß diese in Kontakt mit besonders uranreichen Gesteinen zu kommen brauchen. Es ist ziemlich unwahrscheinlich, daß Radium, das von tief liegenden uranhaltigen Gesteinsformationen in der Nähe der Öllager entstammt, die Ursache für die radioaktiven Anomalien an der Erdoberfläche ist, da wegen der geringen Aufstiegsgeschwindigkeit der Wässer (nur Millimeter jährlich) die Hauptmenge der radioaktiven Substanz, die aus größeren Tiefen zur Oberfläche transportiert werden kann, zerfällt und ihre Radioaktivität beim Aufstieg verlieren würde. Sogar bei einer relativ schnellen Bewegung von 25 mm/Jahr würden weniger als 2% der ursprünglichen Radioaktivität nach einem Aufstieg von nur 240 m übrigbleiben [62]. Daher können die radioaktiven Anomalien über Ölfeldern nicht durch einen Aufwärtstransport radioaktiver Substanzen aus den tiefen Niveaus der Ölkonzentrationen zur Oberfläche verursacht werden. Vielmehr erteilen die zur Erdoberfläche aufsteigenden Kohlenwasserstoffe den Wässern die Fähigkeit, in relativ geringer Tiefe Radium aus dem Gestein herauszulösen. Bei Annäherung an die Oberfläche treffen die aufsteigenden Wässer auf die sauerstoffreichen absteigenden meteorischen Wässer, wobei die Sulfide zu Sulfaten oxydiert werden und unlösliches Radiumsulfat ausfällt. Bei Anwesenheit organischer Substanz können der freie Sauerstoff und sogar die Sulfate in überraschend geringer Tiefe (wenige cm!) verschwinden. Das ausgefällte Radiumsulfat bleibt bei absteigenden Grundwässern in Oberflächennähe, um bei dem jahreszeitlich bedingten Rückgang der Sulfate wieder ein Stück näher zur Erdoberfläche aufzusteigen.

Über einigen Feldern, besonders über schon längere Zeit produzierenden, sind keine radioaktiven Minima, sondern in direktem Gegensatz dazu radioaktive „Hochs“ festgestellt worden [2] [51] [61]. Dieser Effekt kann von einer radioaktiven Verseuchung des Feldes infolge der willkürlichen Ableitung der stark aktiven Salzsolen herrühren [61]. Die von kleineren Feldern berichteten Hochs dürften auch dadurch zu erklären sein, daß infolge der zu geringen Ausdehnung des Feldes die randlichen Zonen erhöhter Aktivität bis in den zentralen Teil des Feldes übergreifen und das Minimum unterdrücken. Nach KELLOGG [51] soll die Anwesenheit von Öl oder Gas von geringerer Bedeutung sein; er macht allein die geologische Untergrundstruktur für die Aktivitätsverteilung an der Oberfläche verantwortlich und braucht daher Effekte wie die Blockierung der vertikalen Migration von Chloriden und Kohlenwasserstoffen durch undurchlässige Schichten über der Ölsammlung und die dadurch bedingte Halo-Verteilung nicht zu berücksichtigen.

Vermutlich wird es in starkem Maße von den jeweiligen Bedingungen abhängen, welches Bild an der Oberfläche erscheint und ob der Halo-Effekt oder der Einfluß der Struktur dominiert.

Radioaktivität der Gewässer

Radioaktive Elemente sind in allen natürlichen Wässern enthalten, wenn auch gewöhnlich in verschwindend geringen Mengen. Dabei ist in der Regel das radioaktive Gleichgewicht innerhalb der Zerfallsreihen, wie es für Gesteine allgemein charakteristisch ist, gestört. Gewöhnlich werden von Wässern die Radon-, Radium- und manchmal auch die Uran- und Thoriumgehalte angegeben.

Radioaktivität der Ozeane

Der Gehalt an langlebigen radioaktiven Elementen im Meerwasser hängt von deren Abtragung vom Festland und ihrer Wiederablagerung ab. Praktisch alles Radium wird aus bereits im Meerwasser gelöstem Uran und Ionium durch Zerfall gebildet. Durch Absorption der radioaktiven Elemente in den marinen Absätzen kann das radioaktive Gleichgewicht empfindlich gestört werden [7].

Radioaktivität von Quellen und Schichtwässern

Eine charakteristische Besonderheit der natürlichen Quellen ist das Auftreten von Radon, das in den Gesteinen genügend frei migriert, sich in den natürlichen Wässern löst und manchmal über beachtliche Entfernungen von seinem Entstehungsort weggetragen wird. Meistens ist der Radongehalt der Wasser vielfach größer, als dem radioaktiven Gleichgewicht mit dem im Wasser gelösten Radium entspricht (bis zu 2000 Eman und mehr).

Radium ist in normalen Quellwässern oft in meßbaren Mengen enthalten, der Uran- und Thoriumgehalt jedoch ist gewöhnlich selbst mit empfindlichsten Meßmethoden nicht nachweisbar.

Eine eigentümliche Besonderheit weisen die stagnierenden oder überaus langsam in den Gesteinen zirkulierenden Schichtwässer auf. In den mit Erdöllagerstätten verbundenen Schichtwässern können beträchtliche Radiummengen enthalten sein, während die Elemente Uran, Thorium nur in verschwindend geringen Mengen anwesend sind. Die größte Radiumkonzentration wird in sulfatfreien Wässern beobachtet, die eine größere Menge Barium enthalten. Im allgemeinen haben chloridische Wässer Radiumüberschuß, während sulfatreiche Wässer Uranüberschuß aufweisen [22].

Radioaktivität der Atmosphäre

In die Atmosphäre gelangen die radioaktiven Elemente in der Hauptsache in Form der gasförmigen Emanationen (Rn, Tn, An), die von den Gesteinen abgeschieden werden und in der Bodenluft enthalten sind, und breiten sich infolge der Luftbewegung und der turbulenten Durchmischung der Luftschichten in der Atmosphäre aus. Infolge des radioaktiven Zerfalls nimmt die Konzentration der Emanationen mit der Höhe ab. Wegen der unterschiedlichen Lebensdauer der Emanationen und ihrer Zerfallsprodukte wird in der Luft kein radioaktives Gleichgewicht zwischen ihnen beobachtet; die langlebigen Zerfallsprodukte können in größere Höhen weggetragen werden [7].

Der Gehalt der Luft an radioaktiven Elementen ist starken Schwankungen in Raum und Zeit unterworfen. Über Gesteinen mit erhöhter Radioaktivität wächst natürlich die Emanationskonzentration und verringert sich entsprechend über Zonen geringerer Aktivität. In Uranvererzungszonen kann sie die mittlere Radonkonzentration in Luft um einige Größenordnungen übersteigen [7].

Bei nuklearen und thermonuklearen Explosionen wird die Atmosphäre mit radioaktiven Spaltprodukten sowie mit Produkten induzierter Aktivität überschüttet. Nach solchen Explosionen kann die künstliche Radioaktivität die natürliche Radioaktivität der Atmosphäre

um viele Male übersteigen und einen erhöhten Nulleffekt bewirken, der sich bei normalen radiometrischen Vermessungen störend auswirkt [7].

An dieser Stelle seien einige mittlere Werte für den Radongehalt der Luft nahe der Erdoberfläche angeführt [7]:

Bodenluft	$2 \cdot 10^{-10}$ c/l,
atmosphärische Luft über Festland	$1,2 \cdot 10^{-13}$ c/l,
atmosphärische Luft über dem Ozean	$1 \cdot 10^{-15}$ c/l,
Thorongehalt über dem Festland	$7 \cdot 10^{-14}$ c/l.

Radiometrische Bestimmungen im Laboratorium

Allgemeines über Laboratoriumsmethoden

Vergleich mit anderen analytischen Methoden

Radiometrische Bestimmungen im Laboratorium dienen in der Hauptsache zur Ermittlung der Gehalte an bestimmten, interessierenden radioaktiven Elementen in Gesteinen und Mineralien, in Proben aus Aufschlußbohrungen, Gesteinsaufschlüssen oder dem im bergbaulichen Betrieb ständig anfallenden Bemusterungsmaterial. Durch Messung der von diesen Elementen ausgesandten Strahlung läßt sich der prozentuale Gehalt der einzelnen in den Gesteins- und Mineralproben enthaltenen radioaktiven Elemente mehr oder weniger genau angeben.

Diese radiometrische Analyse hat im Vergleich zu anderen analytischen Methoden zwei Besonderheiten [7]:

1. Intensität und Qualität der radioaktiven Strahlung sind von dem chemischen und physikalischen Zustand des strahlenden Elements und von Verunreinigungen mit anderen Substanzen unabhängig, so daß vielfach die Strahlung unmittelbar an Proben ohne vorherige Bearbeitung bestimmt werden kann. Abgesehen von Absorptionsverlusten, verhalten sich die gemessenen Strahlenwirkungen gleichartiger Stoffe wie die vorhandenen Mengen.

2. Die Empfindlichkeit der Methode ist durch die Zahl der zerfallenden Atome festgelegt und von der Gesamtmasse des Radioelements unabhängig.

Letzteres ist besonders für die Bestimmung kurzlebiger Elemente bedeutsam, während für Radioelemente mit großer Lebensdauer, wie z. B. Uran, die radiometrische Methode in der Genauigkeit gegenüber anderen analytischen Methoden zurückstehen kann. Ihre Vorteile gegenüber allen chemischen Bestimmungen sind jedoch große Schnelligkeit und geringe Kosten.

Einfluß des gemeinsamen Auftretens verschiedener radioaktiver Elemente

Das häufige gemeinsame Auftreten mehrerer radioaktiver Elemente (U + Th) und eventuelle Abweichungen vom radioaktiven Gleichgewicht wirken sich auf radiometrische Analysen sehr störend aus und können zu groben Fehlern führen. Der einzige völlig zuverlässige Weg, um z. B. den genauen Uran- oder Thoriumgehalt in einer Probe zu bestimmen, bleibt daher immer noch die chemische Analyse.

Durch getrennte Messungen an den verschiedenen Strahlungsarten sowie den gasförmigen Emanationen lassen sich auch die komplizierteren Aufgaben, Uran und

Thorium bei gemeinsamem Auftreten getrennt und den Urangehalt in Erzen bei gestörtem radioaktivem Gleichgewicht zu bestimmen, lösen.

Der Beitrag des Kaliums zur Radioaktivität der Gesteine ist ebenfalls durchaus nicht vernachlässigbar. Bei Untersuchungen an Uran- und Thoriummineralien und -erzen ist die Kaliumaktivität jedoch zu schwach, um einen Fehler in der Analyse herbeizuführen; und bei Bestimmungen an normalen Gesteinen kann sie entweder durch Heranziehen der α -Strahlung zur Messung, da K^{40} kein α -Strahler ist, oder bei β - oder γ -Bestimmungen durch Ableitung eines Aktivitätsmaßes gemäß dem anzunehmenden Kaliumgehalt der Probe berücksichtigt werden.

Uran-Äquivalent

In den meisten Fällen werden bei der radiometrischen Analyse von Gesteinen und Mineralien keine Absolutbestimmungen, sondern Vergleichsmessungen mit gleichartigen Präparaten oder Proben vorgenommen, die eine bekannte Menge eines bestimmten radioaktiven Elements enthalten. Da als solche meist Uran-Radium-, „Normale“ verwendet werden, wird die Radioaktivität der Proben meist in Uran-Äquivalenten angegeben, einem Maß für den Gehalt an Uran im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten. Diese Angabe (% eU oder % eU₃O₈) ist heute in der Prospektion allgemein üblich.

Die so angegebene Radioaktivität der Proben kann natürlich auch ganz oder teilweise von der Thorium-Reihe herrühren; in manchen sekundären Erzen können weitgehende Abweichungen vom Gleichgewicht vorliegen, so daß wegen der unterschiedlichen α -, β - und γ -Aktivität der einzelnen radioaktiven Elemente die Ergebnisse der verschiedenen Analyseverfahren keine Übereinstimmung zeigen werden. Angaben der Radioaktivität in Uran- oder Radium-Äquivalenten sind deshalb nur dann verwertbar, wenn auch das Bestimmungsverfahren bekannt ist.

Probenahme und Vorbereitung zur radiometrischen Analyse

Zur Bewertung der Radioaktivität von Gesteinen und Erzen ist eine richtige, repräsentative Probenahme von größter Bedeutung. Die individuelle Probe soll den tatsächlichen Verhältnissen aller Gesteinskomponenten zueinander möglichst genau entsprechen.

Die für radiometrische Untersuchungen bestimmten, durch Kernen von Bohrlöchern, Schlitz- oder Klaubbemusterung usw. erhaltenen Proben werden meist in ihrem petrographisch-mineralogischen Bestand sehr inhomogen sein und müssen entsprechend zur Analyse vorbereitet werden. Bei unrichtig vorbereiteten Proben können ungenaue Resultate zu groben Fehlbewertungen führen. Das Gewicht der zur Analyse einlaufenden Probe wird sehr verschieden sein; je geringer der Gehalt an den interessierenden Komponenten und je unregelmäßiger diese in der Gesteinsmasse verteilt sind, desto größer muß die mittlere Probe sein, die dann einer Zerkleinerung durch Vermahlen unterzogen wird. Dem systematisch zerkleinerten und durchmischten Mahlgut wird schließlich eine kleine analytische Probe entnommen, die dann die gleiche Zusammensetzung wie das angelieferte Material hat [7].

Radiometrische Laboratoriumsgeräte

Für die radiometrischen Bestimmungen im Laboratorium sind mannigfaltige Zählgeräte in Betrieb. Im Prinzip bestehen sie alle aus den in dem Abschnitt über Strahlungsmessung behandelten Bauelementen (Strahlungsempfänger, Verstärker, Untersetzer, Zähl- und Integrierwerke), die vielfach zu einer Einheit (Meßplatz) zusammengefügt sind, und brauchen hier nicht mehr betrachtet zu werden.

Radiometrische Messungen mit Alpha-Strahlen

Bedeutung der α -Methoden

Wegen des großen Ionisierungsvermögens der α -Strahlen und der damit verbundenen Empfindlichkeit und Einfachheit waren Intensitätsmessungen der α -Strahlen in der Ionisationskammer lange Zeit die wichtigste Methode zur radiometrischen Analyse von Mineralproben. Heute sind sie in vielen Fällen von den empfindlicheren Zählverfahren an β - und γ -Strahlen verdrängt worden.

Bei der Untersuchung der Radioaktivität von Gesteinen und ihrer Verteilung spielen die α -Methoden jedoch noch eine beachtliche Rolle. Sie sind selbstverständlich die einzig möglichen zum Nachweis radioaktiver Elemente, die nur α -Strahlung abgeben. Bei der Messung der Radioaktivität von Erzen besteht immer die Möglichkeit, eine andere Strahlenart zur Messung heranzuziehen, da im Erz gewöhnlich alle Radioelemente der Zerfallsreihen enthalten sind [7].

 α -Zählung *α -Zählung mit der Zählkammer und dem Szintillationszähler*

Die Zählung der α -Teilchen erfolgt meist mit Hilfe einer Zählkammer, in die die Probe hineingebracht wird. Wegen der schwachen Aktivität der gewöhnlichen Gesteine sind die Messungen sehr langwierig und erstrecken sich über mehrere Stunden. Anstatt in das Innere der Zählkammer kann man die Probe vor das Glimmerfenster eines α -Zählrohrs oder besser noch vor den Kristall (ZnS in dünner Schicht) eines Szintillationszählers bringen, wobei die Probe kleiner als die empfindliche Fläche sein soll, um den Raumwinkel möglichst günstig zu gestalten.

Während bei der Messung der α -Aktivität von Gesteinsproben mit Zählkammern der Probenwechsel wegen der Umfüllung der Kammer umständlich und zeitraubend ist, wird er bei Verwendung eines Szintillationszählers einfach und dauert nur 1 bis 2 min. Je nach der Aktivität der 2 bis 3 g schweren Probe, die sich etwa 2 mm vor dem Szintillator befindet, dauert die Messung $\frac{1}{2}$ bis 2 Stunden. Gegenüber Zählkammern ist der störende Nulleffekt außerordentlich gering [28].

Einfluß der Präparatstärke

Die Reichweite der α -Teilchen beträgt in den üblichen Gesteinen und Mineralien nur etwa 15 bis 50 μ [48]. Wir haben es daher bei jeder α -Aktivitätsmessung primär mit der Oberfläche der Probe zu tun, und die Korngröße wird ein kritischer Parameter. Je nach der Art der Messung kann die Probe als dünne oder als „unendlich dicke“

Schicht präpariert werden. Bei dünnen Schichten ($< 15 \mu$) wirkt sich die Verringerung der Reichweite durch Absorption nicht auf die Zahl der gezählten α -Teilchen aus.

Die Anfertigung sehr dünner Schichten (klein gegen die Reichweite R der α -Strahlen) von Gesteinsproben ist sehr schwierig, denn die maximal zulässige Korngröße liegt dann in der Größenordnung weniger μ . Üblich ist die Abscheidung aus einer feinen Aufschwemmung mit einem flüchtigen organischen Lösungsmittel. Dünne Schichten, die nur die weichsten α -Strahlen schwach absorbieren, liefern zwar eine geringere Impulsrate als dicke, doch ist die Umrechnung auf die tatsächliche spezifische α -Aktivität leichter und erfordert keine genaue Kenntnis des Absorptionsvermögens für α -Strahlen in dem betreffenden Material. Die Benutzung

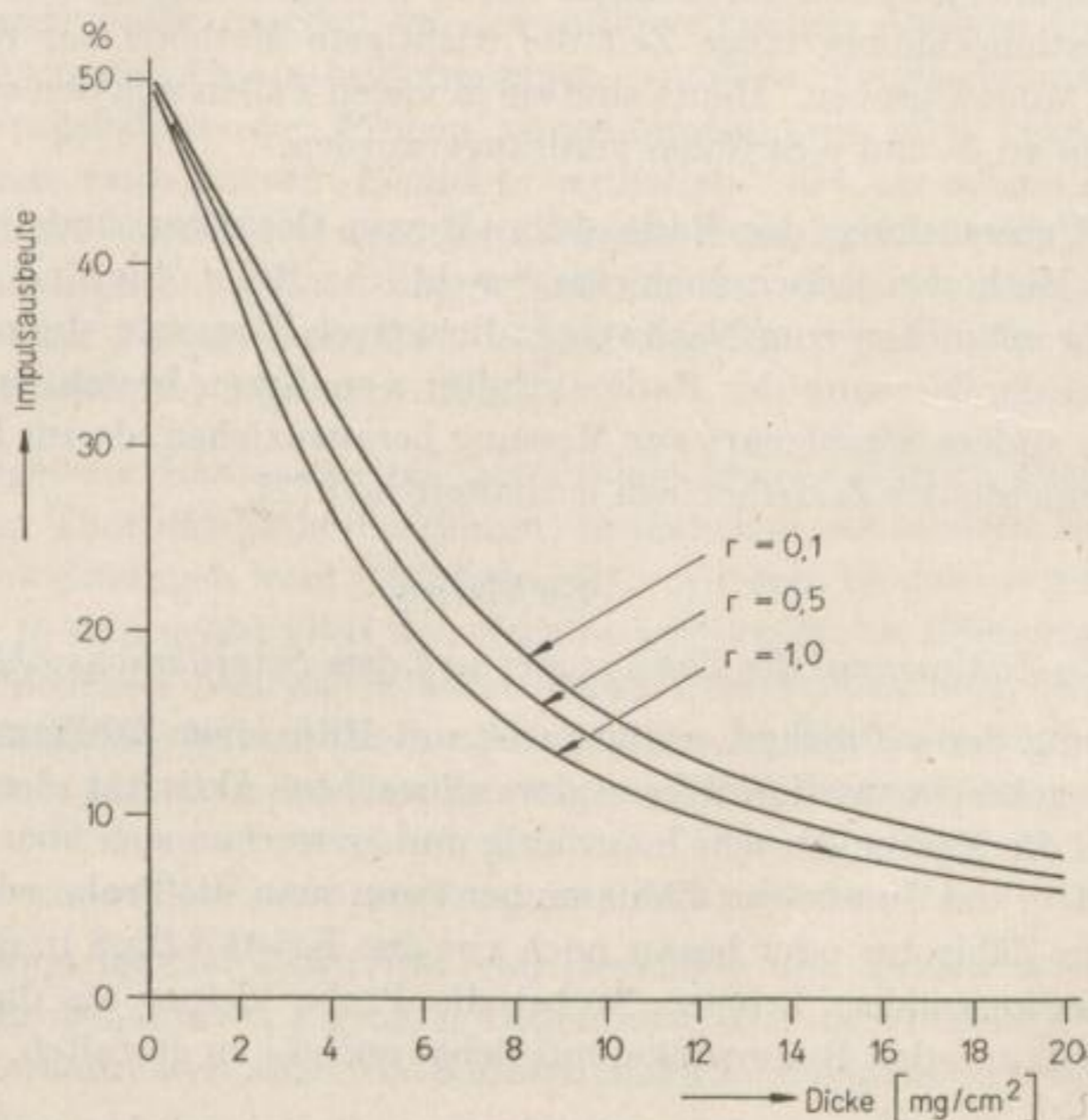


Bild 29. Impulsausbeute in Abhängigkeit von der Dicke der Probe für mäßige ($r = 1,0$), gute ($r = 0,5$) und ausgezeichnete Empfindlichkeit ($r = 0,1$).
Nach KEEVIL und GRASHAM aus [48]

dünner Schichten ist wohl noch die geeignetste Methode zur Messung der totalen α -Aktivität saurer Eruptivgesteine. In diesem Fall ist die Aktivität wegen ihrer Größe leicht meßbar, und, was wichtiger ist, häufig in starkem, aber unbekanntem Maße in gewissen akzessorischen Mineralien höher als der durchschnittlichen Dichte konzentriert. Für eine dicke Schicht dieses inhomogenen Materials könnte der Absorptionskoeffizient gar nicht bestimmt werden [77].

Mit zunehmender Schichtdicke der Probe nimmt die gezählte Impulsrate nicht mehr linear zu, sondern erreicht schließlich bei $d = R$ einen Sättigungswert: „un-

endlich dicke“ oder α -gesättigte Schicht, und eine weitere Vergrößerung der Schichtdicke bringt infolge der Eigenabsorption keinen Zuwachs an Strahlung mehr. Die Impulsausbeute nimmt also mit steigender Schichtdicke gemäß Bild 29 ab. Bis zu einer Probendicke von etwa 5 mg/cm^2 ist die Abnahme fast linear. (Für eine Probe der Schichtdicke Null ist die Impulsausbeute wegen des Geometriefaktors gerade 50%.)

In geologischen Laboratorien werden wegen der bequemeren Herstellung meist „unendlich dicke“ Schichten verwendet (etwa 1 mm oder 150 mg/cm^2) [48]. Wesentlich ist hier eine feine Ausmahlung, damit die Wirkung eines radioaktiven Materials, das nur die Gesteinskörner umgibt, nicht überbetont wird. Wenn das zu untersuchende Material aus einem einzigen Mineral besteht oder aus einem Mineralaggregat, in dem die Aktivität ziemlich gleichmäßig verteilt ist oder die verschiedenen Mineralien nahezu dieselbe Absorption haben, dann ist die Messung an einer dicken Schicht sowohl genauer als auch bequemer. Das trifft für basische und ultrabasische, viele metamorphe Gesteine und Sedimente zu [77].

Die α -Emission einer dicken Schicht ist nach NOGAMI und HURLEY [77] gegeben durch

$$N = \mu \rho (89,4 \text{ U} + 26,6 \text{ Th}) \cdot 10^3 \alpha/s \cdot \text{cm}^2, \quad (73)$$

wobei $\mu \rho$ das Bremsvermögen für die α -Teilchen in der Probe ist und U und Th der Uran- und Thoriumgehalt in radioaktivem Gleichgewicht mit den Folgeprodukten sind. Die geringste nachweisbare Restreichweite in Luft wird dabei für den benutzten Zähler zu $r = 0,5 \text{ cm}$ Luft angenommen. Der Wert für μ , das Verhältnis der α -Reichweiten in der Probe und in Luft, folgt angenähert aus der BRAGG-KLEEMAN-Beziehung (15). Zahlenwerte für $\mu \rho$ verschiedener Mineralien und Gesteine geben NOGAMI und HURLEY [77] und BEHARRELL [9].

Die Emanationsmethode zum Urannachweis

Der Urangehalt kann indirekt, doch sehr genau und unabhängig davon, ob noch andere radioaktive Elemente (Th, K) vorhanden sind, durch die Radon-Methode bestimmt werden. Die Gesteinsprobe wird mit einem reaktionsträgen Flußmittel geschmolzen, wobei alle Gase, einschließlich Radon, ausgetrieben werden. In einer großen Zählkammer wird die α -Aktivität des flüchtigen Anteils gemessen. Die Methode ist umständlich, kann aber außerordentlich empfindlich sein und Radon im Gleichgewicht mit nur 10^{-13} g Ra nachweisen [48].

Beta-Zählmethoden

Allgemeines

Die Bestimmung des Gehaltes an radioaktiven Elementen in Mineral- und Gesteinsproben durch Messung ihrer β -Aktivität ist relativ einfach und zuverlässig und sowohl in der Geologie als auch in der Uranprospektion ein weitverbreitetes, wenn nicht überhaupt das wichtigste Verfahren der radiometrischen Analyse geworden [7] [48].

Wo eine große Anzahl von Proben in möglichst kurzer Zeit zu untersuchen ist, ist die „ β -Strahlungsbemusterung“, mit chemischen Kontrollanalysen kombiniert, überaus rationell.

Meßtechnik

Wahl des Zählrohrs

Bei Arbeiten mit Uran, Thorium und Kalium wird die Wahl eines geeigneten Zählers gewöhnlich durch die verfügbare Größe der Probe bestimmt. Proben von 1 bis 2 g Gewicht werden am besten mit Glocken- oder Stirnzählern mit Glimmerfenstern untersucht, größere Proben mit dünnwandigen Aluminium- oder Glaszählrohren, die allgemein auch viel billiger sind, mit denen aber nur β -Strahlen mit Energien $> 0,3$ MeV gemessen werden können [7]. Zur Messung weicherer β -Strahlen müssen Glimmerfenster-Zähler benutzt werden. Die dünnsten Fenster, die im Laboratorium noch bequem verwendet werden können, haben eine Stärke von $1,5 \text{ mg/cm}^2$. Die größte geometrische Ausbeute, praktisch 100%, besitzen die sogenannten 4π -Zähler. Sie erinnern an zwei Stirnzähler mit einem gemeinsamen Fenster, das als dünne Membran ausgebildet ist, auf die die zu untersuchende Probe gelegt wird [7] [55].

Anordnung der Probe

Üblicherweise wird ein gleichbleibendes Volumen der fein zerkleinerten Gesteinsprobe in unmittelbare Nähe des empfindlichen Teils des Zählrohrs gebracht. Allgemein sind nur 2 bis 3 g einer Probe für eine β -Untersuchung erforderlich [48]. Um die geometrische Ausbeute bei schwach aktiven Materialien zu erhöhen, können mehrere dünnwandige Zählrohre parallelgeschaltet und über dem Probenhalter angeordnet werden, oder man bringt die Probe — in einem dünnwandigen Gefäß — koaxial rings um das Zählrohr unter. Die letztere Methode ist für Routine-Arbeiten un bequem, hat aber die wirkungsvollste Geometrie und wird allgemein für Gesteine und Mineralien sehr niedriger β -Aktivität (in der Größenordnung von 0,001% U oder eU) bevorzugt, wo infolge der langen Meßdauer die Zeit für Probenwechsel und Reinigung nicht ins Gewicht fällt [48].

Für Routine-Messungen (Reihen-Messungen) wurden Anordnungen mit automatischem Probenwechsel und automatischer Registrierung der Meßergebnisse konstruiert [7].

Große Aufmerksamkeit ist der Zubereitung der Proben zu schenken; denn nur geometrisch gleichmäßig zubereitete Proben können genauer gemessen werden. Das radioaktive Material muß in der Probe gleichmäßig verteilt sein, und bei Serienmessungen müssen sämtliche Proben die gleiche Fläche einnehmen. Diese Bedingungen sind streng einzuhalten, selbst wenn es sich nur um relative Vergleichsmessungen handelt; anderenfalls ergeben sich abweichende geometrische Verhältnisse, die mathematisch nur äußerst schwer zu erfassen sind [53].

Probendicke und Einfluß der α - und γ -Strahlung

Die Dicke der Probe wird gewöhnlich etwas größer als die maximale Reichweite der energiereichsten emittierten β -Teilchen gewählt [48]. Auf diese Weise wird die

registrierte Aktivität fast ausschließlich von β -Teilchen bestritten. Die γ -Strahlung der Probe wird infolge des geringen γ -Ansprechvermögens (Größenordnung 1%) der Zählrohre und der kleinen Probemenge eine geringe Wirkung haben. Wenn auch bei manchen Zählrohren die Glimmerfenster genügend dünn sind, um energiereichere α -Strahlen durchzulassen und zu zählen, so ist die Eigenabsorption für die α -Teilchen in der Probe gewöhnlich groß genug, um deren Beitrag ebenfalls vernachlässigen zu können. Die Empfindlichkeit der β -Zähler wird jedoch selbst unter günstigsten Bedingungen geringer als die der α -Nachweisgeräte sein — hauptsächlich infolge der kosmischen und der Umgebungstreustrahlung, der alle β -Zählrohre ausgesetzt sind.

Messungen an Bohrkernen

Für überschlägliche Radioaktivitätsbestimmungen an Bohrkernen sind spezielle Zählrohrtypen entwickelt worden. Ein ringförmiges „Zählrohr“, das den Kern vollständig umschließt, ein sogenannter „Doughnut Geiger counter“, wird von EVE-KEYS [31] beschrieben. Der Bohrkern wird einfach durch das Zählrohr gezogen und dabei die Aktivität registriert.

Relative β -Messungen

Eichung

Infolge der Unsicherheiten bezüglich der Energieverteilung der β -Spektren, der Rückstrahlung und Absorption kann eine theoretische Eichung von β -Zählrohren nur sehr grob sein. Eine empirische Eichung ist daher wesentlich. Im allgemeinen genügt zur Bestimmung des Gehaltes radioaktiver Elemente in Erzen und Mineralien ein Vergleich mit den Impulsraten einer oder mehrerer Proben mit bekanntem Gehalt, sogenannten Normalen oder Standardproben. Voraussetzung dafür ist, daß alle Proben — die unbekanntes wie die Standards — in ihrer scheinbaren Dichte und im Mengenverhältnis der zur Gesamtaktivität beitragenden radioaktiven Elemente im wesentlichen gleich sind, was auch Gleichheit der radioaktiven Gleichgewichtsverhältnisse und des Emaniervermögens einschließt. Diese Bedingungen werden von den verschiedenen Gesteinsproben mehr oder weniger erfüllt, so daß die einfache Eichung mit Standardproben bei sinnvoller Anwendung leidlich genaue Ergebnisse liefert.

Dichtekorrektion

Für genauere Bestimmungen an inhomogenen Proben muß gewöhnlich eine Dichtekorrektion angebracht werden. Die Wirkung unterschiedlicher scheinbarer Dichte kann ganz einfach durch „Verdünnen“ einer bekannten Menge radioaktiven Materials mit inaktiven Mineralien verschiedener Dichte in einem bestimmten Verhältnis ermittelt werden. Die spezifische Aktivität kann dann als Funktion der scheinbaren Dichte der verschiedenen Mischungen aufgetragen werden. Wenn die scheinbaren Dichten der zu messenden Proben bekannt sind, können ihre gemessenen β -Aktivitäten unter Verwendung dieser Kurve auf eine vereinbarte Bezugsdichte reduziert werden [48].

Behandlung stark emanierender Proben

Proben von Gesteinen oder Mineralien mit hohem Emaniervermögen erfordern eine zusätzliche Vorbehandlung, um das durch Emanationsverlust gestörte radioaktive Gleichgewicht wiederherzustellen [48]. Dazu ist es notwendig, die Probe auf geeignete Weise undurchlässig zu machen, um die Diffusion des Gases nach außen zu unterbinden, und dann die fixierte Probe etwa 2 bis 4 Wochen bis zur Wiedereinstellung des Gleichgewichtes zu lagern. Am einfachsten geschieht dies durch Sinterung, d. h. durch Erhitzen bis zu einer Temperatur, bei der das emanierende Mineral zu schmelzen beginnt. Dadurch wird zwar das meiste Radon ausgetrieben, jedoch das Emaniervermögen sehr stark herabgesetzt, und nach genügender Zeit stellt sich das Gleichgewicht von selbst wieder ein. Nur selten ist es notwendig, die Probe nach der Sinterung wieder zu vermahlen. Bei manchen Proben muß der Wasserverlust infolge des Sinterprozesses berücksichtigt werden, doch ist diese Korrektur gewöhnlich sehr klein.

Radiometrische Bestimmungen an Kalisalzen

Im Kalibergbau und in der Kaliaufbereitung haben radiometrische Methoden zur raschen Bestimmung des Kaliumgehaltes der Kalisalze weitgehende Anwendung gefunden. Zur Messung wird die β -Strahlung des ^{40}K herangezogen.

Da bei den Kalisalzen die Probleme des radioaktiven Gleichgewichtes und des gemeinsamen Auftretens verschiedener radioaktiver Elemente nicht vorliegen, ist der Kaliumgehalt einfach der Strahlungsintensität (nach Abzug des Nulleffekts) proportional. Die Messungen werden sowohl an Proben mit unendlicher Schichtdicke als auch an relativ dünnen Proben unter Anbringen einer Dichtekorrektur vorgenommen.

Neben Bestimmungen an gepulverten Salzproben läßt sich z. B. in der Kaliaufbereitung der Kaligehalt kontinuierlich über ein Schreibgerät registrieren.

Zahlreiche Literaturhinweise über radiometrische Kalibestimmungen finden sich bei PREHN [82].

*Absolutbestimmungen mit β -Strahlen**Allgemeines*

Wo die Anwendung eines „Normals“ mit genau bekanntem Gehalt eines radioaktiven Elements nicht angebracht ist oder absolute Aktivitätswerte verlangt werden, müssen sogenannte absolute β -Zählungen durchgeführt werden. Wenn Zerfallsrate, Zerfallsschema, Halbwertszeit und Massenzahl bekannt sind, kann man die absolute Menge des Radioelements sowohl in Aktivitätseinheiten (c) als auch in Gewichtseinheiten bestimmen.

Um aus der gemessenen Impulsrate N auf die tatsächliche Zerfallsrate N_0 schließen zu können, muß an den Meßwerten eine Reihe von Korrekturen angebracht werden. Nach BURTT [16] kann man schreiben:

$$N = N_0 f_z f_a f_s f_r f_e f_w f_g \quad (74)$$

Die einzelnen Korrekturfaktoren f geben an, in welchem Maße das Verhältnis von gemessener zu emittierter Teilchenzahl infolge der jeweiligen Versuchsbedingungen von 1 verschieden ist. Im Folgenden werden nur die hauptsächlichsten Fehlerquellen und Korrekturen aufgezählt:

Zählverluste (f_z)

Vor allen anderen Korrekturen muß diejenige für die Impulsverluste infolge des begrenzten Auflösungsvermögens der Zählordnung (Zählrohr + Registriergerät) angebracht werden. Wenn nur das Auflösungsvermögen des Zählrohrs berücksichtigt wird, ist

$$f_z = \frac{1}{1 + N_0 \tau} \quad (75)$$

oder in grober Näherung

$$N_0 = \frac{N}{1 - N \tau} \quad (76)$$

Nach Anbringen dieser Korrektur muß von der gemessenen Impulsrate noch der Nulleffekt abgezogen werden, ehe die weiteren Korrekturen angebracht werden können.

Geometrische Ausbeute (f_g)

In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle wird nur ein durch die geometrische Anordnung von Zählrohr und Präparat bestimmter Teil der von der Probe ausgesandten Strahlung registriert. Dieser geometrische Korrekturfaktor f_g kann annähernd abgeschätzt werden durch die Größe des Raumwinkels, unter dem die Oberfläche des Zählrohrs von den verschiedenen Punkten des Präparates aus erscheint, doch sind nur in den einfachsten Fällen auf rein rechnerischem Wege zufriedenstellende Ergebnisse zu erhalten. Bei größeren Abmessungen des Präparates und komplizierter geometrischer Form des Zählrohrs stößt die geometrische Berechnung des Korrekturfaktors auf große Schwierigkeiten. Einige Formeln für bestimmte Anordnungen von Präparat und Zählrohr seien hier angegeben. Für eine punktförmige Strahlungsquelle, die im Abstand h vor dem kreisrunden Fenster (Radius r) eines Stirnzählers in der Zählrohrachse liegt, ist der geometrische Wirkungsgrad nach KMENT-KUHN [53] gegeben durch

$$f_g = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{r^2 + h^2}} \right) \quad (77)$$

Hat die Probe eine strahlende Fläche vom Radius d , so wird nach PUPKE [84]

$$f_g = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + (r-d)^2}} \right) \quad (78)$$

Eine umständlichere Formel geben FÜNFER und NEUERT [38] an. Auf jeden Fall soll $d < r$ sein. Das Präparat ist entweder in größter Nähe des Zählrohrfensters ($h < \frac{r}{5}$) oder in größerer Entfernung ($h < 2r$) zu messen. Im Bereich $0,2r < h < 2r$ ist

die geometrische Ausbeute gegen Präparatlagen außerhalb der Zählrohrachse oder gegen eine ungleichmäßige Aktivitätsverteilung in der Probe sehr empfindlich [38] [53].

Für ein langes, zylindrisches Zählrohr bei naher kleiner Strahlungsquelle wird nach BARANOV [7]

$$f_g = \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{r}{h}, \quad (79)$$

wobei r der innere Kathodenradius und h der Abstand von der Quelle bis zum Zählrohrdraht ist; die Ausbeute liegt hier gewöhnlich zwischen 5 und 20%.

Eine graphische Methode zur Bestimmung der Ausbeute für Punkt- und Planquadrate ist von COOK u. a. [20] angegeben worden.

Empirisch kann die geometrische Ausbeute für β -Strahlen mit einem Standardpräparat von gleichen Abmessungen und unter gleichen geometrischen Verhältnissen wie die zu messenden Proben bestimmt werden, sofern auch dessen mittlere β -Strahlenenergie der zu untersuchenden Probe entspricht [7]. Wenn das Präparat in „unendlich dünner“ Schicht auf einer dünnen Unterlage aus leichtem Material vorliegt, die praktisch keine β -Strahlen reflektiert, wird die geometrische Ausbeute f_g durch Division der gezählten Impulsrate durch die Gesamtzahl der in der Zeiteinheit vom Präparat ausgestrahlten β -Teilchen erhalten.

Sofern die geometrische Ausbeute der Anordnung mit harten β -Strahlen ermittelt wird, braucht meist keine Korrektur für die Absorption der β -Strahlung im Zählrohr angebracht zu werden, wenn dies auch keinerlei Schwierigkeiten bereitet.

Absorption zwischen Präparat und Zählrohr (f_a)

Die Absorption der β -Strahlung in den Wänden bzw. im Fenster des Zählrohrs sowie evtl. in der Schutzhülle des Präparats wird durch den Korrekturfaktor f_a berücksichtigt. Sie folgt gewöhnlich mit für die Praxis hinreichender Genauigkeit einem Exponentialgesetz

$$I = I_0 e^{-\mu d}. \quad (80)$$

Unter Verwendung des Massenabsorptionskoeffizienten kann die Stärke p der absorbierenden Schicht unmittelbar in g/cm^2 ausgedrückt werden:

$$I = I_0 e^{-\mu/e \cdot p}. \quad (81)$$

Die Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von der Energie der β -Strahlung und dem (mittleren) Atomgewicht des Absorbers ist bereits auf Seite 18 erwähnt worden.

Die Abhängigkeit der Absorption der β -Strahlung im Zählrohr von der maximalen Energie ist in Bild 30 dargestellt (vgl. auch Bild 17).

Bei der Messung weicher β -Strahlen geht in f_a auch die Absorption der Strahlung in der Luft zwischen der Probe und dem Zählrohr ein.

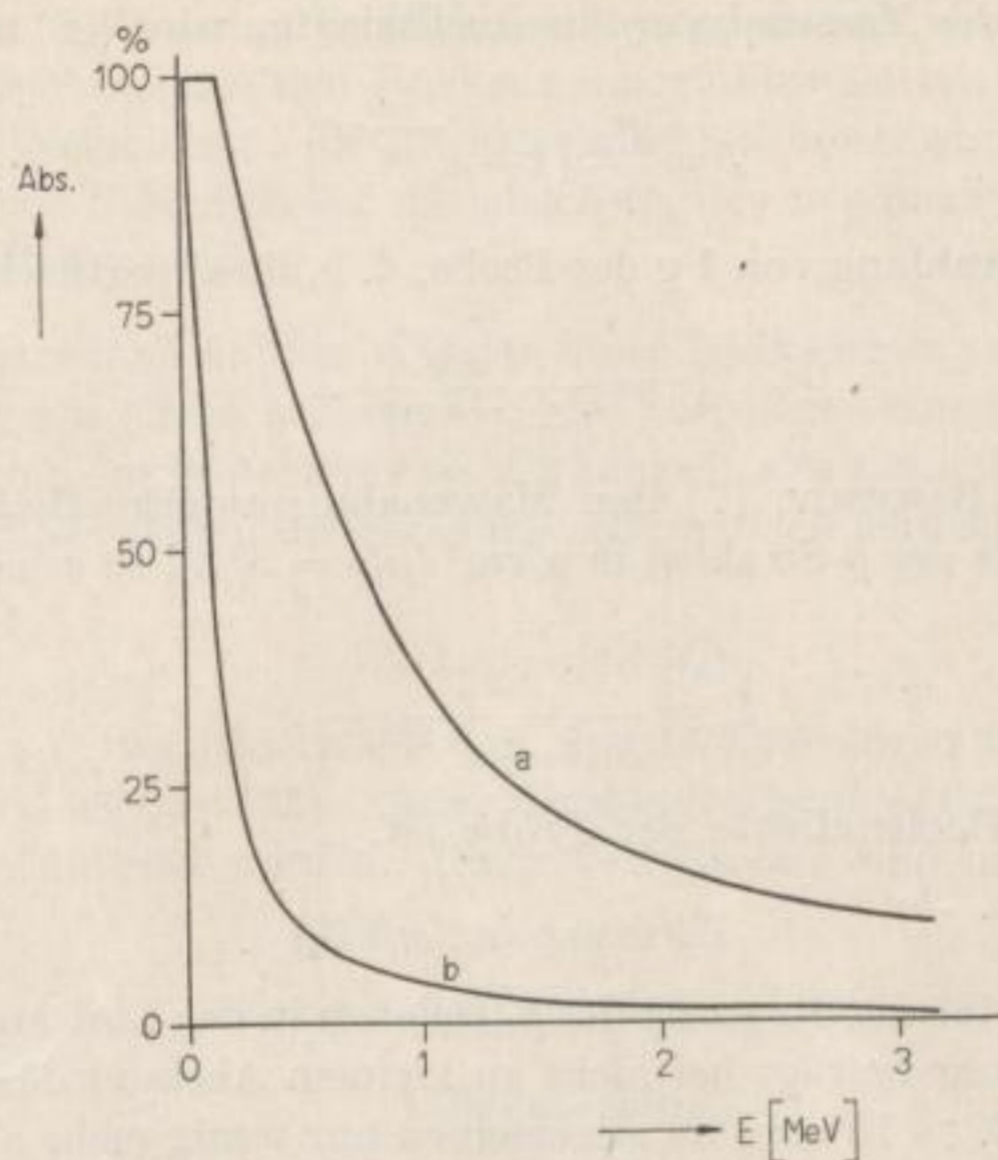


Bild 30. Absorption der β -Strahlung in Zählrohren in Abhängigkeit von der Maximalenergie.

a: Aluminiumzähler (Kathodenstärke 35 mg/cm²)

b: Stirnzähler (Fensterstärke 3 mg/cm²)

Umgezeichnet nach BARANOV [7]

Eigenabsorption (f_e)

Bei Proben endlicher Dicke muß die Absorption der Strahlung in der Probe selbst, die sogenannte Eigenabsorption, berücksichtigt werden. Damit die Korrektur klein bleibt, empfiehlt es sich, das Präparat dünn und gleichmäßig auf der Unterlage zu verteilen. Bei einer Präparatdicke von nur 0,1 mg/cm² kann diese Korrektur vernachlässigt werden [38]. Bei stärkeren Präparaten läßt sie sich experimentell nach dem auf Seite 85 beschriebenen Verfahren ermitteln. Eine bestimmte Menge des radioaktiven Elements wird verschiedenen Mengen einer Trägersubstanz zugesetzt, und dann wird auf die Trägersubstanz Null extrapoliert.

Mit für die Praxis genügender Genauigkeit kann die Eigenabsorption durch eine Formel berücksichtigt werden, die der Ausstrahlung senkrecht zur Oberfläche der strahlenden Schicht entspricht [7]:

$$I = \frac{I_0}{\mu} (1 - e^{-\mu d}), \quad (82)$$

wo I_0 die von 1 cm³ der Probe emittierte Strahlung, μ der Absorptionskoeffizient und d die Dicke der Probe ist.

Bei Einführung des Massenabsorptionskoeffizienten wird (82) zu

$$I = \frac{I' \varrho}{\mu} \left(1 - e^{-\frac{\mu}{\varrho} \varrho d} \right) \quad (83)$$

und I' die Gesamtstrahlung von 1 g der Probe, d. h. ihre spezifische Aktivität

$$I' = \frac{I \mu / \varrho}{1 - e^{-\mu / \varrho \cdot \varrho d}} \quad (84)$$

Ersetzt man nach BARANOV [7] den Massenabsorptionskoeffizienten durch die maximale Reichweite der β -Strahlen in g/cm^2 ($\mu/\varrho = 5/R$), so erhält Gleichung (84) diese Form:

$$I' = \frac{5 I}{R (1 - e^{-5/R \cdot p})}, \quad (85)$$

wobei $p = \varrho d$ die Flächendichte der Probe ist.

Streuung in Luft (f_s)

Die Korrektur f_s für die Streuung der β -Teilchen in der Luft auf dem Wege vom Präparat zum Zählrohr beträgt bei nicht zu kleinem Abstand des Präparates vom Zählrohrfenster (z. B. > 15 mm) im allgemeinen nur wenig mehr als 1 [38].

Rückstreuung (f_r)

Die Streuung der β -Teilchen im Präparat selbst, in der Präparatunterlage sowie an der Oberfläche z. B. der Bleikammer, in der die Messungen vorgenommen werden, führt zu einer Erhöhung der gemessenen Teilchenzahl („reflektierte Strahlen“). Die dadurch bedingte Korrektur ist von allen außer f_g die weitaus größte [38].

Die Rückstreuung hängt von der β -Teilchenenergie, dem Material und der Dicke der Unterlage und dem Abstand der Probe vom Zählrohr ab. Damit diese Korrektur

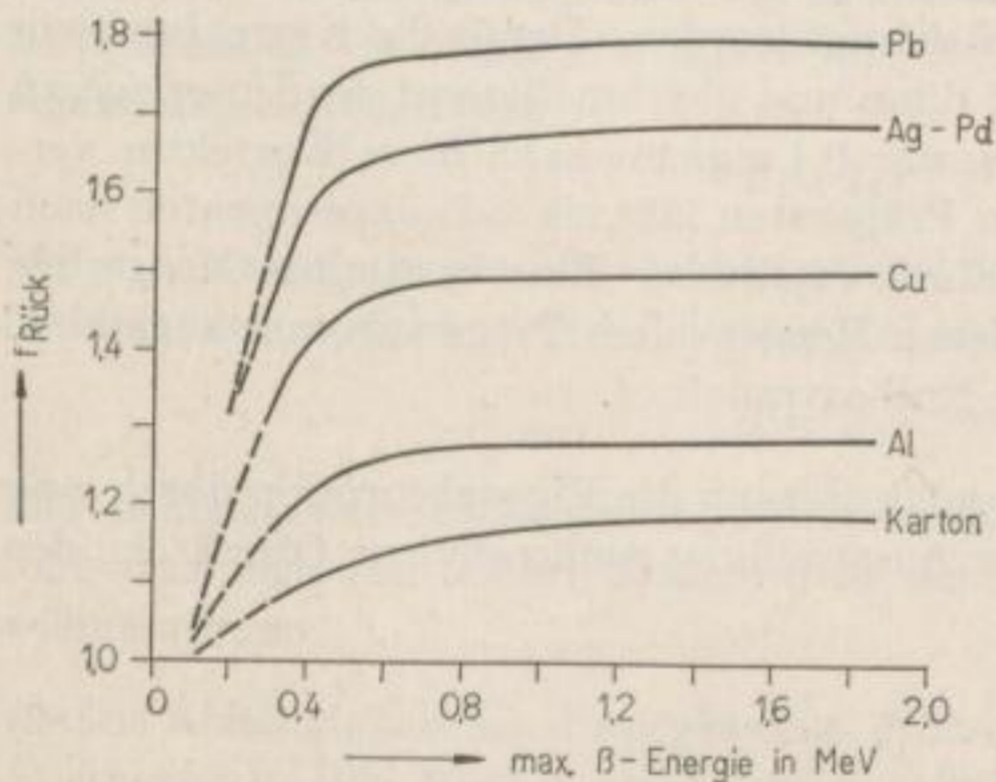


Bild 31. Rückstreuungs-factor in Abhängigkeit von der maximalen β -Energie.
Nach FÜNFER und NEUERT [38]

klein bleibt, empfiehlt es sich, die Probe dünn und gleichmäßig auf der Unterlage zu verteilen und eine dünne Unterlage aus einem leichten Stoff (Papier, Zellophan, Glas, Aluminium) zu wählen. Bei einer leichtatomigen Unterlage von $< 0,5 \mu$ Dicke ist die Rückstreuung meist zu vernachlässigen; bei dicker und schwerer Unterlage kann die Rückstreuung 50% und mehr betragen. Bild 31 zeigt den Rückstreuungs-factor für einige Materialien (praktisch unendlicher Dicke) in Abhängigkeit von der Teilchenenergie bei unendlich dünner Präparatschicht. Für β -Energien $> 0,1$ MeV sind

offenbar in allen Fällen beträchtliche Korrekturen anzubringen. Der Einfluß des Abstandes der Probe auf den Rückstreuungsfaktor ist relativ gering [38]. Für Proben endlicher Dicke nimmt die Rückstreuung mit dieser ab und nähert sich dem Wert Null bei einer Schichtdicke, die gleich $\frac{1}{5}$ der maximalen Reichweite der β -Strahlung in der Probe wird.

Um die Rückstreuung an den Wänden einer Bleikammer zu verringern, werden diese zweckmäßig mit einem leichten Material ausgelegt (Aluminium, Plexiglas) [7]. Bei der Bestimmung des geometrischen Wirkungsgrades f_g mit Hilfe eines Standardpräparates wird dieser Anteil der Streuung automatisch berücksichtigt.

Wirkungsgrad (f_w)

Die Korrektur f_w berücksichtigt das Ansprechvermögen des Zählers, das für β -Teilchen meist $> 98\%$ ist [38]. Unter Umständen kann es durch die Konstruktion des Zählers beeinträchtigt werden. Diese Verhältnisse sind im Einzelfall zu überprüfen.

Gamma-Zählung

Allgemeines

Anwendungen

Messungen mit γ -Strahlen werden in der radiometrischen Praxis zur Lösung dreier Aufgaben herangezogen:

1. zu Mengenbestimmungen radioaktiver Elemente in intensiven Präparaten, angegeben in mg-Radium-Äquivalent;
2. zu Konzentrationsbestimmungen radioaktiver Elemente in Gesteinen und Erzen, angegeben in % Uran-Äquivalent;
3. zur getrennten Bestimmung des Gehalts an verschiedenen radioaktiven Elementen (U, Th) in Gesteinen und Erzen.

γ -Strahlungs-Standards

Als γ -Strahlungs-Standards werden Radiumsalzpräparate, die eine bekannte Menge (0,01 bis 100 mg) Ra enthalten und sich in einer hermetisch abgeschlossenen Kapsel befinden, verwendet. Da die γ -Strahlung praktisch von Radium (B + C) herrührt, ist ein Radium-Standardpräparat erst nach Einstellung des radioaktiven Gleichgewichtes zwischen Radium und Radon, wofür etwa ein Monat erforderlich ist, verwendungsfähig [7].

Messung der Radioaktivität von Proben mit γ -Strahlen

Mefstechnisches

Die Messung der γ -Aktivität im Laboratorium ist als Methode nicht schwieriger als die β -Zählung, jedoch wesentlich unempfindlicher. Für Messungen an schwach aktiven Proben sind daher größere Probemengen (bis zu einigen kg) erforderlich.

Sofern große gepulverte Proben zur Verfügung stehen, werden sie gewöhnlich in einem zylindrischen Glasgefäß rings um das Zählrohr in einer bis zu etlichen Zentimetern dicken Schicht untergebracht. Dabei ist es jedoch praktisch unmöglich, mit einer γ -strahlengesättigten Schicht zu arbeiten, weil deren Dicke einige Dezimeter beträgt.

Bei kleinen Proben werden besondere γ -strahlungsempfindliche Zählrohre oder besser Szintillationszähler verwendet. Im allgemeinen ist es schwierig, brauchbare γ -Bestimmungen an kleineren Proben als 20 g durchzuführen [48].

Eichung

Die γ -Strahlen der Uranfamilie und des Kaliums sind ziemlich gut bekannt, so daß eine theoretische Eichung prinzipiell möglich ist, wenn man das γ -Ansprechvermögen, das bei den üblichen Zählrohren in der Größenordnung von nur 1% liegt, kennt [48]. Im allgemeinen ist die γ -Strahlung aber für Absolutmessungen ungeeignet, da die meisten γ -Strahler ein sehr komplexes Spektrum besitzen [53]. Die empirische Eichung ist daher viel einfacher, wenn auch die geometrische Anordnung der Probe zum Zählrohr in Betracht gezogen werden muß. Das Problem ist von DAVIS [24], HUSHLEY und DIXON [47] analytisch untersucht worden. Bei Vergleich verschiedener Proben mit nicht zu großen Schichtdicken kann man den Unterschied in der Eigenabsorption der γ -Strahlen in der Probe und im Eichnormal vernachlässigen. Die gemessene Impulsrate ist dann als Maß für die Intensität der γ -Strahlung dem Gewicht der Probe und dem prozentualen Gehalt des Radioelements proportional.

Bei einer Eichung z. B. mit einem Radium-Standardpräparat, dessen Stärke in rhm umgerechnet werden kann, läßt sich aus der beobachteten Impulsrate und dem Geometriefaktor eine Beziehung zwischen der Impulsrate in cpm und der Strahlungsintensität in $\mu\text{r/h}$ ableiten, die am Ort des Zählrohrs herrscht. Bei Messungen an Proben kann man unter Berücksichtigung der jeweiligen Geometrie dann auf den Ra-Gehalt und bei radioaktivem Gleichgewicht auch auf den U_3O_8 -Gehalt der Probe schließen. Streng ist diese Umrechnung zwar jeweils nur für ein und dasselbe Strahlungsspektrum zulässig, für die üblichen Angaben in Uran- oder Radium-Äquivalenten kann sie jedoch ohne weiteres durchgeführt werden.

Nachteile der γ -Methode

Bei Messungen an Uranerzen mit γ -Strahlen wirken sich Störungen des radioaktiven Gleichgewichts und das Emaniervermögen der Proben sehr stark auf die Meßergebnisse aus, da die γ -Strahlung in der Uranreihe fast völlig von Ra(B + C) stammt. Dieser Umstand führt in der Praxis zu einer im Vergleich zur β -Zählung geringeren Genauigkeit der radiometrischen Bestimmungen mit γ -Strahlen. Aus diesem Grunde sowie wegen der geringen Empfindlichkeit der Zählrohre ist die reine γ -Zählung als selbständige Methode bei Laboratoriumsmessungen von Gesteins- und Mineralproben weit weniger gebräuchlich als die β -Zählung [7].

γ -Strahlungsmessungen mit dem Szintillationszähler

Die Bestimmung der schwachen Radioaktivität von Gesteinen und Bodenproben gewinnt neuerdings zunehmend an Bedeutung, da die lokale Aktivitätsverteilung

zur Prospektion von Mineral- und Erdöllagerstätten ausgenutzt werden kann. Die mit Zählrohren arbeitenden Laborgeräte haben jedoch eine geringe Empfindlichkeit und einen bedeutenden Störpegel, so daß die für γ -Zählungen an den schwach aktiven Proben erforderliche Zeit unökonomisch groß ist. Hier hat der Szintillationszähler — vor allem wegen seiner großen Quantenausbeute — offensichtliche Vorzüge gegenüber den Zählrohren. Außerdem lassen sich mit dem Szintillationszähler γ -Spektralanalysen durchführen, so daß in manchen Fällen die Herkunft der Aktivität festgestellt werden kann, wodurch sich neue Aspekte für die Interpretation der Meßergebnisse ergeben [28].

Gamma-Spektroskopie

Getrennte Bestimmung der Radioelemente

Sehr störend wirkt sich bei radiometrischen Bestimmungen die gleichzeitige Anwesenheit verschiedener radioaktiver Elemente aus. In der geophysikalischen Praxis tritt am häufigsten die Aufgabe auf, Uran und Thorium getrennt zu bestimmen. Da sowohl die Thorium- als auch die Uranfamilie γ -Strahlung ähnlicher Härte aussendet, kann durch eine einfache Zählrohrmessung nicht entschieden werden, um welche γ -Strahlung es sich im gegebenen Fall handelt. Zu diesem Zweck muß die spektrale Zusammensetzung der von der Probe emittierten γ -Strahlung bestimmt werden. Dies ist aber mit beträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten verbunden, so daß die γ -Spektroskopie als Methode einer quantitativen Bestimmung von Radioelementen im Gemisch bisher in die radiometrische Praxis noch wenig Eingang gefunden hat [7].

Absorptionsmessungen an γ -Strahlen

Die älteste Methode, die für spektrometrische Zwecke von BOTHE vorgelegt wurde, nutzt den Unterschied in den Absorptionskoeffizienten für verschieden harte γ -Strahlen aus. So können sich die nach Absorption in dicken Bleischichten entsprechend bestimmten γ -Radium-Äquivalente, z. B. für Radium, Mesothorium und Radiothorium, merklich unterscheiden. Die BOTHEsche Methode liefert aber nur für sehr intensive Quellen, die eine Beobachtung der γ -Strahlen noch nach Absorption in mehr als 10 cm Blei gestatten, einigermaßen befriedigende Ergebnisse. Da der Absorptionskoeffizient der γ -Strahlung in dem in Frage kommenden Bereich nur wenig von der Energie abhängt, führen Absorptionsmessungen zur getrennten Bestimmung von Uran und Thorium bei mäßigen Aktivitäten nur nach langwierigen Meßreihen zum Ziel, so daß diese Methode zur Bestimmung der Zusammensetzung von Gesteinsproben ungeeignet ist [7] [39].

Absorptionsmessungen an Sekundärelektronen

VON GENTNER UND HUSMANN [39] wird ein Verfahren beschrieben, das auf der Messung der Reichweite der von γ -Strahlen ausgelösten Sekundärelektronen, die mit steigender Quantenenergie monoton zunimmt [55], beruht. Zu diesem Zweck arbeiten zwei dünnwandige Zählrohre, die in geringem Abstand (1 bis 2 cm) nebeneinanderliegen, in Koinzidenz. In einem Stahlrohrmantel, der beide Zählrohre

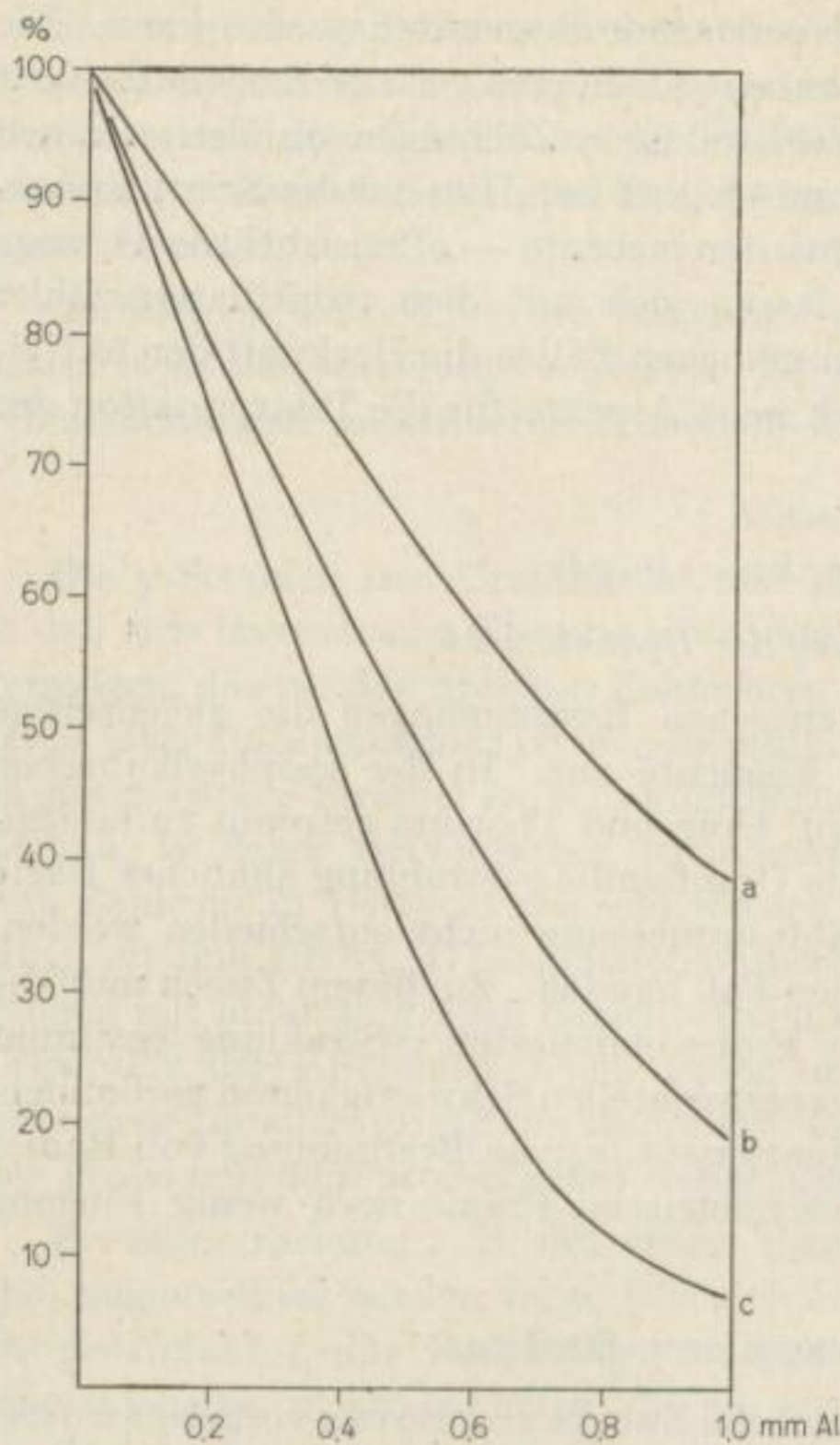


Bild 32. Absorptionskurven der Sekundärelektronen der γ -Strahlung von Thorium (a), Uran-Radium (b) und Kalium (c).

Nach GENTNER und HUSMANN [39]

am höchsten, wenn Uran und Thorium gleichen Anteil an der Impulsrate haben. Bei einem Anteil der Uran-Radium- oder der Thorium-Strahlung von 20% kann man beide Teile noch mit einiger Sicherheit trennen; darüber hinaus lassen sich aber keine genauen Angaben mehr machen [39]. Diese Messungen sind immerhin geeignet, einen Überblick darüber zu erlangen, ob es sich um Thorium- oder um Uran-Radium-Strahlung handelt, und lassen sich auch ohne größeren Aufwand im Gelände ausführen.

Benutzung verschiedener Zählrohre

Mitunter kann die ungefähre spektrale Zusammensetzung auch durch Verwendung von Zählrohren mit verschieden überzogenen Kathoden ermittelt werden, da die Quantenausbeute für γ -Strahlen verschiedener Energie vom Kathodenmaterial abhängig ist [7].

umgibt, sowie in diesen selbst löst die zu untersuchende γ -Strahlung Sekundärelektronen aus, die die beiden Zählrohre durchsetzen. Mißt man nun die Koinzidenzrate bei verschieden dicken Aluminiumfiltern zwischen den Zählrohren, so ergeben sich die in Bild 32 dargestellten Kurven. Die Absorption der Sekundärelektronen der Thoriumstrahlung ist also wesentlich geringer als die der Uran-Radium-Strahlung. Für praktische Fälle vorteilhaft ist ein Filter von 0,8 mm Al; die Koinzidenzrate liegt dann für reine Th-Strahlung bei 48%, für reine Uran-Radium-Strahlung bei 28%. Ihrem Impulsratenverhältnis und damit dem U:Th-Verhältnis in der Probe entsprechend gehen beide Strahlungsanteile in die Koinzidenzmessung ein und ergeben einen Zwischenwert der Koinzidenzrate. Die wesentlich weichere Kalium- γ -Strahlung tritt wegen der geringen spezifischen Aktivität des Kaliums nur dann störend in Erscheinung, wenn die U- oder Th-Aktivität der Probe sehr gering ist oder die Probe einen hohen Kaliumgehalt aufweist (etwa für K:U > 10⁴:1).

Unter Voraussetzung gleicher statistischer Genauigkeit bei den Koinzidenzmessungen ist das Auflösungsvermögen

γ -Spektroskopie mit dem Szintillationszähler

Die Verwendung von Szintillationszählern zur γ -Spektroskopie erhöht die Genauigkeit, mit der die Herkunft der Strahlung bestimmt werden kann. Das Prinzip dieses Verfahrens ist bereits auf Seite 48 beschrieben worden. Praktisch wird die Anwendung der γ -Spektroskopie zur getrennten Bestimmung der verschiedenen radioaktiven Elemente in natürlichen Objekten durch die geringen Unterschiede in der spektralen Zusammensetzung der γ -Strahlung, die von dicken Gesteinsschichten emittiert wird, und die Schwierigkeiten bei der Schaffung eines γ -Spektrometers genügender Empfindlichkeit und Auflösung, das für den Einsatz auch unter Feldbedingungen geeignet ist, begrenzt [7].

Kombinierte Beta-Gamma-Zählung

Bestimmung des Urangehalts bei gestörtem Gleichgewicht

Für Bestimmungen des Urangehalts von Erzproben ist die Frage, ob sich Uran im radioaktiven Gleichgewicht mit seinen Folgeprodukten befindet bzw. inwieweit das Gleichgewicht gestört ist, von größter Bedeutung. Da als γ -Strahler nur Ra (B + C) in Frage kommen, während sich β -Strahler sowohl zwischen Uran und Radium als auch unter den späteren Zerfallsprodukten befinden, kann diese Aufgabe durch getrennte Bestimmung der β - und γ -Strahlung der Proben gelöst werden: kombinierte β - γ -Methode (BARANOV [7], EICHHOLZ [26], LAPOINTE [59], TOMMERET).

Werden Uran im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten und Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten als selbständige Komponenten des Uranerzes betrachtet, so kann man die gemessene β -Strahlung I_β der Probe in die beiden Anteile der „Uran“- und der „Radium-Reihe“ zerlegen:

$$I_\beta = f(\beta_U + \beta_{Ra}). \quad (86)$$

Im Falle des radioaktiven Gleichgewichtes ist

$$\frac{\beta_{Ra}}{\beta_U} = a = \text{const.}, \quad (87)$$

so daß

$$I_\beta = f\beta_U(1 + a). \quad (88)$$

Da die γ -Aktivität nur von der „Radium-Reihe“ herrührt, gilt entsprechend

$$I_\gamma = g\gamma_{Ra}. \quad (89)$$

f und g sind Geometriekoeffizienten, die nur von den jeweiligen Meßbedingungen abhängen.

Der Urangehalt der Probe (in % U_3O_8) ergibt sich aus der gemessenen Strahlung gemäß

$$U = k_\beta I_\beta = k_\gamma I_\gamma, \quad (90)$$

wobei k_β und k_γ die mit einem Uran-Normal (im radioaktiven Gleichgewicht) ermittelten Eichkonstanten sind.

Wenn in der Probe das radioaktive Gleichgewicht zwischen Uran und Radium gestört ist, kann man den Grad der Abweichung vom Gleichgewicht durch einen Koeffizienten p angeben ($p = 1$ für Gleichgewicht), so daß die Gleichungen (86) und (89) die Form erhalten:

$$I'_\beta = f(\beta_U + p\beta_{Ra}) = f\beta_U(1 + pa), \quad (91)$$

$$I'_\gamma = g p \gamma_{Ra}. \quad (92)$$

Der Koeffizient p ergibt sich aus (89) und (92) zu

$$p = \frac{I'_\gamma}{g\gamma_{Ra}} = \frac{I'_\gamma}{I_\gamma} = \frac{U'_\gamma}{U}, \quad (93)$$

wobei U'_γ das gemäß (89) erhaltene Uran-Äquivalent ist. Durch Vergleich von (86) und (91) wird entsprechend

$$\frac{U'_\beta}{U} = \frac{I'_\beta}{I_\beta} = \frac{1 + pa}{1 + a}; \quad (94)$$

aus (93) folgt aber

$$1 + pa = 1 + \frac{U'_\gamma}{U} a, \quad (95)$$

so daß

$$U = U'_\beta(1 + a) - U'_\gamma a. \quad (96)$$

Die Koeffizienten f und g gehen unmittelbar in die Bestimmung der Uran-Äquivalente U'_β und U'_γ durch Eichung ein. Den Wert des Koeffizienten a erhält man experimentell durch Messung von reinem U_3O_8 zu

$$a = \frac{\beta_{Ra}}{\beta_U} = 1,3. \quad (97)$$

Dann wird Gleichung (96) zu

$$U = 2,3 U'_\beta - 1,3 U'_\gamma. \quad (98)$$

Bestimmung des Urangehalts bei Anwesenheit von Thorium

Radioaktives Gleichgewicht

Wenn das Erz neben Uran auch noch Thorium enthält, aber im radioaktiven Gleichgewicht steht, kann der Urangehalt ebenfalls bestimmt werden nach dem Ansatz:

$$I''_\beta = f\beta_U(1 + a) + f\beta_{Th}, \quad (99)$$

$$I''_\gamma = g(\gamma_{Ra} + \gamma_{Th}). \quad (100)$$

Wenn die Probe ausschließlich Thorium enthielte, wäre analog zu Gleichung (90)

$$Th = l_\beta f\beta_{Th} = l_\gamma g\gamma_{Th}, \quad (101)$$

wobei l_β und l_γ wieder Eichkonstanten sind.

Durch Einsetzen in (99) und (100) erhält man

$$I_{\beta}'' = f \beta_U (1 + a) + \frac{\text{Th}}{l_{\beta}} = I_{\beta} + \frac{\text{Th}}{l_{\beta}}, \quad (102)$$

$$I_{\gamma}'' = g \gamma_{\text{Ra}} + \frac{\text{Th}}{l_{\gamma}} = I_{\gamma} + \frac{\text{Th}}{l_{\gamma}}. \quad (103)$$

Durch Elimination des Th aus beiden Gleichungen wird

$$l_{\beta} I_{\beta}'' - l_{\gamma} I_{\gamma}'' = l_{\beta} I_{\beta} - l_{\gamma} I_{\gamma} = U \left(\frac{l_{\beta}}{k_{\beta}} - \frac{l_{\gamma}}{k_{\gamma}} \right) \quad (104)$$

oder

$$U = \frac{\frac{l_{\beta}}{k_{\beta}} U_{\beta}'' - \frac{l_{\gamma}}{k_{\gamma}} U_{\gamma}''}{\frac{l_{\beta}}{k_{\beta}} - \frac{l_{\gamma}}{k_{\gamma}}} = U_{\beta}'' (1 + b) - U_{\gamma}'' b, \quad (105)$$

wenn

$$b = \frac{1}{\frac{k_{\gamma} l_{\beta}}{k_{\beta} l_{\gamma}} - 1}. \quad (106)$$

Dabei erwies sich der experimentell bestimmte Wert für b als annähernd gleich a :

$$b \approx a. \quad (107)$$

Gestörtes Gleichgewicht in der Uran-Radium-Reihe

Falls bei gleichzeitiger Anwesenheit von Uran und Thorium außerdem noch das radioaktive Gleichgewicht innerhalb der Uran-Radium-Reihe gestört ist, gilt

$$I_{\beta}' = f \beta_U (1 + p a) + f \beta_{\text{Th}}, \quad (108)$$

$$I_{\gamma}' = g p \gamma_{\text{Ra}} + g \gamma_{\text{Th}}, \quad (109)$$

also:

$$I_{\beta}' = \frac{U_{\beta}'}{k_{\beta}} = \frac{U}{k_{\beta}} \frac{1 + p a}{1 + a} + \frac{\text{Th}}{l_{\beta}}, \quad (110)$$

$$I_{\gamma}' = \frac{U_{\gamma}'}{k_{\gamma}} = \frac{U}{k_{\gamma}} p + \frac{\text{Th}}{l_{\gamma}}. \quad (111)$$

Durch Elimination von p wird

$$U = U_{\beta}' (1 + a) - U_{\gamma}' a - \text{Th} \frac{k_{\beta} l_{\gamma} (1 + a) - a k_{\gamma} l_{\beta}}{l_{\beta} l_{\gamma}}. \quad (112)$$

Nun ist aber nach (106) und (107)

$$\frac{k_{\beta} l_{\gamma}}{k_{\gamma} l_{\beta}} = \frac{b}{1 + b} \approx \frac{a}{1 + a}, \quad (113)$$

so daß der Koeffizient von Thorium verschwindet und Gleichung (112) der Gleichung (96) äquivalent wird:

$$U = U_{\beta}' (1 + a) - U_{\gamma}' a. \quad (114)$$

Man erhält daher bei der Bestimmung des Urangehalts nach der kombinierten β - γ -Methode befriedigende Ergebnisse unabhängig davon, ob die Probe Thorium enthält oder ob in ihr das radioaktive Gleichgewicht gestört ist.

Bestimmung des Thoriumgehalts

Durch entsprechende Umrechnung kann man aus (102) und (103) auch auf den Thoriumgehalt der Probe schließen:

$$\text{Th} = (1 + b) \text{Th}_\gamma^a - b \text{Th}_\beta^a, \quad (115)$$

wenn Th_β^a und Th_γ^a die nach (99) und (100) gefundenen Thorium-Äquivalente sind.

Wenn das radioaktive Gleichgewicht zwischen Uran und Radium gestört ist, treten bei der Thoriumbestimmung aber größere Fehler auf. Hier spielt daher auch das Emaniervermögen der Probe eine wesentliche Rolle.

Thoriumbestimmungen kann man mehr oder weniger zuverlässig nur dann durchführen, wenn das Th:U-Mengenverhältnis >10 ist und die Proben sehr aktiv sind [7].

Durchführung der Messungen

Die Messungen nach der β - γ -Methode werden vorteilhaft in einer Bleikammer bei unveränderter Probenlage mit einem β - und einem γ -Zähler gleichzeitig vorgenommen. Über der gepulverten Probe von 1,5 bis 2 g/cm² Schichtdicke befindet sich der β -Zähler, unter ihr, durch eine etwa 5 mm starke, sämtliche β -Strahlen absorbierende Aluminiumplatte abgeschirmt, der γ -Zähler.

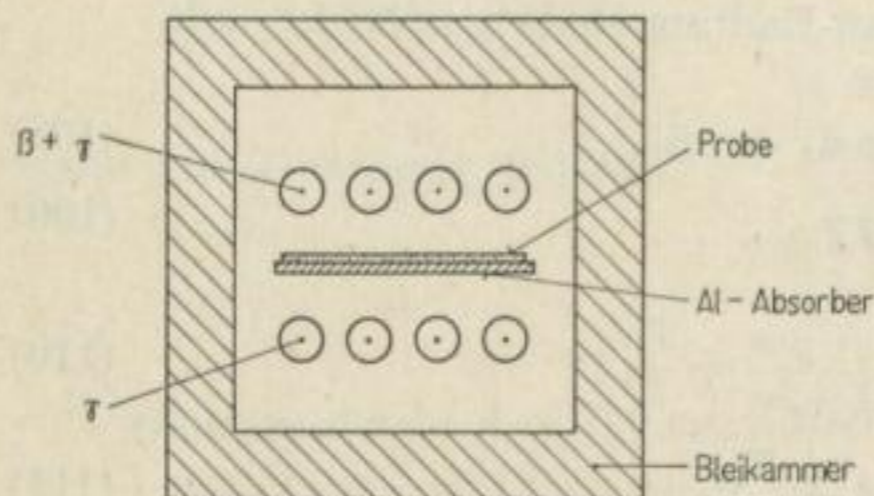


Bild 33. Zählrohranordnung bei gleichzeitiger β - γ -Messung

Zur γ -Messung kann dabei statt eines Zählrohrs auch ein Szintillationszähler dienen [26].

Mitunter werden die Messungen auch mit dem gleichen, β - und γ -empfindlichen Zählrohr durchgeführt. Einmal wird die β - und γ -Strahlung der Probe, dann die γ -Strahlung allein gemessen, indem zwischen Probe und Zählrohr ein Absorber geschoben wird.

Mit der β - γ -Methode lassen sich Urangehalte der Proben von 0,005 bis 2% recht genau bestimmen. Der Fehler wird mit nur 5% angegeben [31], was für die allgemeine Bewertung der Erze vollauf genügt.

Radiometrische Messungen im Gelände, vom Flugzeug aus und unter Tage

Die ständig steigende Nachfrage nach radioaktiven Rohstoffen sowie die zunehmende Anwendung radioaktiver Untersuchungen zur Erdölerschließung haben zu einer raschen Entwicklung von Strahlungsnachweisgeräten und -verfahren geführt, um die Radioaktivität im Gelände zu bestimmen. Heute sind die verschiedensten Geräte kommerziell im Einsatz — von den einfachsten und billigsten Zählrohrgeräten bis zu äußerst genauen und empfindlichen Instrumenten mit Szintillationszählern. Die alten Verfahren sind verfeinert und neue Verfahren unter Verwendung von in Kraftwagen und Flugzeugen installierten Geräten entwickelt worden.

Die Methoden zur Bestimmung der Radioaktivität der anstehenden Gesteine und Böden unterscheiden sich wesentlich von der radiometrischen Analyse im Laboratorium. Bei allen Strahlungsmessungen im Gelände trägt der Gehalt der zerstreuten radioaktiven Elemente, die den normalen Störpegel bilden, wesentlich zur gemessenen Aktivität bei. Die Anomalien des „Nulleffekts“ sind also der unmittelbare Gegenstand der Untersuchung bei radioaktiven Feldvermessungen.

Bei der Feldvermessung wollen wir daher unter „Nulleffekt“ nur die durch kosmische Strahlung und Eigenimpulse verursachte Anzeige verstehen. Der normale Strahlungspegel über homogenem Gestein wird gegebenenfalls zutreffender als „Background“ bezeichnet. (In der anglo-amerikanischen Literatur wird unter „background“ allgemein der Nulleffekt verstanden.)

Je nach der Art der gemessenen Strahlung und dem Meßprinzip unterscheidet man bei den radiometrischen Feldverfahren α -, β - und γ -Methoden, Emanations- und ionometrische Methoden [7]. Für die Anwendung des Zählrohrs kommen nur die γ - und die selten benutzte β -Methode in Frage. Die noch gebräuchlichen Emanations- und Bodenluftmessungen erfordern die Verwendung von Ionisationskammern (Emanometern) und werden an dieser Stelle nicht behandelt.

Entsprechend der Durchführung der Messungen unterscheidet man profil- bzw. flächenmäßige meßpunktweise und kontinuierliche Fahrzeug- oder Flugzeugvermessungen.

Ein besonderes Teilgebiet stellen radiometrische Vermessungen unter Tage dar.

Tragbare Feldradiometer

Anforderungen an ein tragbares Feldradiometer

Bei der Konstruktion tragbarer Strahlungsmeßgeräte für den Einsatz im Gelände, sogenannter Radiometer, muß das Hauptaugenmerk auf Kompaktheit, Robustheit

und Leichtigkeit des Gerätes, bequemes Tragen und Zuverlässigkeit bei den Arbeiten im Gelände gerichtet werden. Die Geräte sollen einfach in Aufbau und Handhabung sein, unempfindlich gegenüber Temperaturschwankungen, mechanischen Erschütterungen und Feuchtigkeit.

Da die nötigen Spannungen von — möglichst handelsüblichen und leicht auswechselbaren — Trockenbatterien bezogen werden müssen, ist ein geringer Leistungsverbrauch von großer Wichtigkeit. Beim Nachlassen der Batteriespannungen sollen keine merklichen Änderungen in der Anzeige auftreten; ebenso ist ein zeitlicher Gang der Empfindlichkeit unerwünscht. Die Genauigkeitsanforderungen an die Radiometer sind nicht allzu groß, als zulässige Grenze für die Routine-Prospektion werden im allgemeinen 10% angegeben [23]. Eine hohe statistische Genauigkeit ist infolge der zahlreichen Störeffekte, die nicht erfaßt und eliminiert werden können, unrationell. Zur bequemen Messung sind diese Geräte mit Kopfhörern und einer Mittelwertanzeige mit mehreren Empfindlichkeitsbereichen ausgerüstet; direkte Zählvorrichtungen werden selten benutzt. Bei Mittelwertanzeigegeräten sollten alle Skalen annähernd linear, d. h. der Zeigerausschlag der Impulsrate proportional sein. Ferner sollte eine leichte Kontrollmöglichkeit der Betriebsspannungen vorgesehen werden.

Der Strahlungsempfänger

Zählrohr

Die strahlungsempfindlichen Elemente bei tragbaren Radiometern sind Auslösezählrohre und neuerdings auch Szintillationszähler. Gewöhnlich werden zylindrische Zählrohre mit Glaswänden und Kupfer-, Wolfram- oder Stahlelektroden verwendet. Wegen ihrer niedrigen Arbeitsspannung, außerordentlichen Temperaturempfindlichkeit und praktisch unbegrenzten Lebensdauer ist den selbstlöschenden Halogen-Zählrohren der Vorzug zu geben. Der größte Mangel der Zählrohre bei der γ -Messung ist ihre geringe Quantenausbeute. Für β -Messungen werden Zählrohre mit Aluminium- oder Stahlkathode (40 mg/cm^2), seltener Stirnzähler verwendet [7].

Häufig ist ein getrennter, äußerer Meßkopf (Sonde) bequem, der frei beweglich ist und an sonst unzugängliche Stellen gebracht werden kann.

Spannungsquelle

Für die Zählrohrhochspannung verwendet man gewöhnlich Trockenbatterien. Verschiedene Typen von kapazitiven Spannungsvervielfachern, Summern und Oszillatoren, die z. T. bereits mit Transistoren arbeiten [10], sind in Gebrauch, doch muß die Leistung normalerweise kleingehalten werden, um die Batterien zu schonen; eine genaue Spannungskontrolle wird daher schwierig. Für genaue quantitative Arbeiten mit guter Reproduzierbarkeit sind Anodenbatterien vorzuziehen. Batterien mit genügender Kapazität vergrößern jedoch beachtlich das Gewicht des Gerätes, so daß sie in modernen Radiometern als direkte Hochspannungsquelle allgemein wenig verwendet werden.

*Elektronischer Teil**Allgemeines*

Die in transportablen Radiometern verwendeten elektronischen Zusatzkreise sind hauptsächlich Mittelwertanzeigergeräte (Ratemeter) und in sehr begrenztem Umfang auch Zählwerke. Bei den Ratemetern werden die Zählrohrimpulse einem sogenannten Triggerkreis zugeführt, der für jeden Eingangsimpuls einen Impuls viel größerer Energie erzeugt, der in Größe, Form und Dauer konstant und unabhängig von der Größe und Form des Zählrohrimpulses ist. Die Verstärkung und Impulsformung werden von einer einzigen Stufe, z. B. einer Glimmlampe, einem Thyatron oder einem monostabilen Multivibrator, ausgeführt. Ein Integrationskreis verwandelt dann diese Folge gleicher Impulse in einen stetigen Strom, der der mittleren Impulshäufigkeit proportional ist und mit einem Mikroamperemeter angezeigt wird.

Thyatronkreise

Ein einfaches, nur mit einem Thyatron arbeitendes Radiometer wird von MILOJEVIC [74] beschrieben (Bild 34). Die Zählrohrimpulse zünden die kalte Kathode des Thyatrons und entladen eine Kapazität C , wodurch das Potential unter die Löschspannung abfällt. Die nur allmähliche Aufladung über R verhindert eine Rückzündung. Der Ausschlag eines stark gedämpften Mikroampereometers im Anodenkreis ist der Impulsrate annähernd proportional.

Derartige Kaltkathodenröhren sind speziell für geringen Leistungsverbrauch entwickelt worden und finden neuerdings in Radiometern viel Verwendung [36]. Zudem erweisen sie sich unter Feldbedingungen zuverlässiger und stabiler als Elektronenröhren. Obwohl aus Gründen der Robustheit in der Praxis keine Meßgeräte größerer Empfindlichkeit als $0-50 \mu\text{A}$ verwendet werden, liegt der Gesamtverbrauch dieser Trigger bei nur 2 mW. Transistoren haben einen bedeutend größeren Verbrauch (10 bis 15 mW), trotzdem dürften sie in Zukunft wegen ihrer großen Anpassungsfähigkeit und Stabilität allmählich auch die Triggerkreise mit Kaltkathodenröhren ersetzen [10].

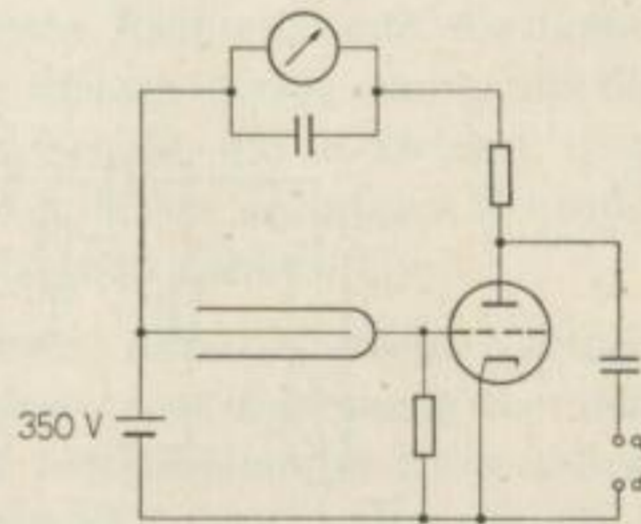


Bild 34. Radiometer mit Thyatronkreis. Umgezeichnet und vereinfacht nach MILOJEVIC [74]

Multivibratorkreise

Bei Verwendung von Elektronenröhren wird als Trigger eine (monostabile) Multivibratorschaltung benutzt, die sehr stabil arbeitet und wohldefinierte Impulse liefert. Obwohl Miniaturröhren verwendet werden, haben sie den Nachteil viel größeren Leistungsverbrauchs zur Heizung; zudem fließt durch die eine Röhre dauernd ein merklicher Anodenstrom. Eine solche Multivibratorschaltung, wie sie in dem Radiometer SR-56 verwendet wird, zeigt Bild 35. Die Eingangsröhre V 1 ist im

Ruhezustand leitend; die Ausgangsröhre V 2 ist durch die negative Gittervorspannung, die als Spannungsabfall an dem Widerstand R 6 auftritt, gesperrt. Ein ankommender negativer Zählrohrimpuls sperrt die Eingangsröhre; der Spannungsabfall an dem gemeinsamen Kathodenwiderstand R 3 verschwindet, und V 2 wird dadurch leitend. Durch Entladung des Kondensators C 2 über den Widerstand R 2 wird auch die Röhre V 1 wieder geöffnet, und der dadurch auftretende Spannungsabfall an R 3 sperrt V 2. Jeder Impuls löst also einen Kippzyklus aus, bei dem die Schaltung über den instabilen wieder in ihren stabilen Ausgangszustand zurückkehrt. Dabei fließt durch die Ausgangsröhre V 2 ein Stromimpuls, dessen Dauer durch die Entladung des Kondensators C 2 über den Widerstand R 2 bestimmt wird. Durch Einschalten verschiedener Kapazitäten C 2 erhält das Radiometer mehrere Empfindlichkeitsbereiche. Auch durch Regelung der Gittervorspannung an R 6 läßt sich die Impulsdauer verändern, so daß die Empfindlichkeit des Gerätes in einem beschränkten Bereich variiert und ein bequemer Skalenwert eingestellt werden kann. Im Anodenkreis der Ausgangsröhre liegt das Integrierglied C 3, R 5. Zur Verringerung der statistischen Unruhe bei niedrigen Impulsraten kann seine Zeitkonstante durch Zuschalten weiterer Widerstände erhöht werden.

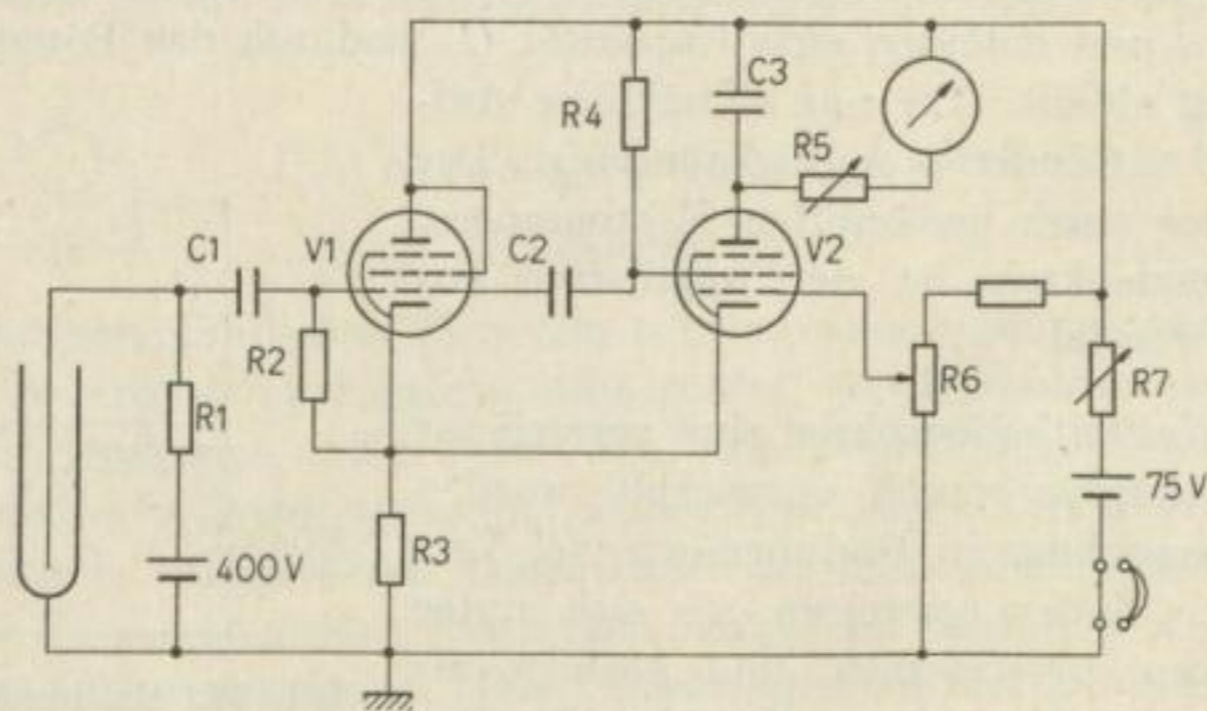


Bild 35. Radiometer mit Multivibratorschaltung

Um den Einfluß der Spannung am Integrierglied auf die Arbeit des Triggers zu verringern, dient die Anode der Ausgangsröhre nur zum Anschluß des Integriergliedes. Mit dem Potentiometer R 7 wird die Anodenspannung konstant gehalten. Die im Gerät noch zur Anoden- und Heizspannungskontrolle vorgesehenen Stromkreise sind in Bild 35 der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Radiometer mit Zählwerk

Teilweise, obzwar recht selten, sind auch Radiometer mit einem elektromagnetischen Zählwerk [7] und evtl. auch einem Untersetzer in Gebrauch [100]. Elektromagnetische Zählwerke können jedoch wegen ihres geringen Auflösungsvermögens nur bei sehr niedrigen Impulsraten betrieben werden.

Zahlreiche weitere tragbare Radiometer werden in der Literatur beschrieben.

Aussichten der Weiterentwicklung

Durch Verwendung von Szintillationssubstanzen in Verbindung mit einem photoempfindlichen GEIGER-MÜLLER-Zählrohr an Stelle der Halogenzählrohre können Verbesserungen der Empfindlichkeit von Zählrohr-Radiometern und damit ein effektiveres Verfahren für die Routine-Prospektion und radiometrische Vermessung erzielt werden. Verbesserungen in der Elektronik sind durch weitere Entwicklung und Anwendung von Transistoren an Stelle der Röhren zu erwarten [74].

Der Szintillationszähler in der Feldvermessung

Neuerdings wird in zunehmendem Maße auch der Szintillationszähler in der radiometrischen Feldpraxis eingesetzt [97]. Fast alle tragbaren Szintillometer benutzen einen thallium-aktivierten NaJ-Kristall als Phosphor. An den Vervielfacher sind ebenfalls Ratemeter angeschlossen, doch sind die Empfindlichkeits- und Stabilitätsanforderungen wegen der unterschiedlichen Vervielfacherimpulse viel höher. Durch eine in England entwickelte spezielle Kaltkathodenröhre wurde die einfache Kombination eines Szintillometers mit einer einzigen derartigen Röhre möglich [79].

Der tragbare Szintillationszähler hat mehrere Vorteile gegenüber dem GEIGER-Zähler: höheres γ -Ansprechvermögen und, dadurch bedingt, niedrigeren relativen Nulleffekt durch kosmische Strahlung. Vergleichsweise Nachteile sind die hohen Kosten, die Seltenheit großer NaJ-Kristalle und die kleinen Ausgangsimpulse des Vervielfachers sowie die kritischere Hochspannungsregelung, die in kleinen, tragbaren Geräten schwer zu realisieren ist. Daher sind die bisher geläufigen Szintillometer im Feldgebrauch nicht so stabil wie ein guter GEIGER-Zähler [23].

Gegenwärtig hat der Szintillationszähler im Feld nur dort praktische Vorteile, wo es im wesentlichen auf die Auffindung sehr schwacher Anomalien wenig über dem Nulleffekt ankommt. Doch ist zu erwarten, daß mit fortschreitender Entwicklung der Szintillationszähler auch für den Feldgebrauch vervollkommenet und so die Zählrohre verdrängen wird.

Da die Energieverteilung im Spektrum der normalen γ -Strahlung des Bodens sich bis über 1 MeV mit einer vorherrschenden Verteilung um 0,2 MeV (infolge der Streuung) erstreckt und die Strahlungsnachweisgrenze eines Szintillationszählers bei 10 keV liegen kann, besitzt er immerhin ein relativ brauchbares Plateau (200 bis 500 V bei etwa 5%/100 V Steigung), so daß die Hochspannungsregelung nicht allzu kritisch ist [79].

Empfindlichkeit und Genauigkeit von Radiometern

Für eine radiometrische Feldvermessung ist wesentlich, daß die verwendeten Geräte eine genügend hohe Empfindlichkeit (Impulsrate je $\mu\text{r/h}$) haben, um die nötige statistische Genauigkeit zu liefern. Die Genauigkeitsansprüche hängen von dem Meßziel ab. Während bei Messungen zur Bestimmung des Gehalts großer Uranerzkörper die Empfindlichkeit wegen der intensiven Strahlungen gering sein kann, sollten bei der Suche nach Erzen, die sich mitunter nur durch sehr schwache Anomalien anzeigen, die Fehler der Einzelmessungen unter 0,2 bis 0,5 $\mu\text{r/h}$ liegen.

In der Routineprospektion nach Uranerzen sind statistische Schwankungen der Mittelwertanzeige von 10% zulässig.

Eine Zunahme der Impulsrate um 20 bis 30% des „Background“, der bei 60 bis 120 cpm liegen soll, kann dann noch mit Sicherheit gemessen werden.

Um dieselbe statistische Genauigkeit zu erhalten, wenn eine größere Ansprechgeschwindigkeit verlangt wird, muß die Impulsrate vergrößert werden. Sollen z. B. stetige Vermessungen im Schrittempo (5 km/h) ohne Stehenbleiben durchgeführt werden, muß die Empfindlichkeit des Gerätes beträchtlich erhöht werden (etwa 2400 cpm „Background“ bei einer Zeitkonstante von 2,5 s). Dies ist nur mit einem Szintillationszähler zu erreichen; denn Radiometer mit mehreren großen Zählrohren sind im Feldgebrauch unpraktisch. Gebräuchliche tragbare Szintillometer haben Impulsraten von 1500 bis 2000 cpm je $\mu\text{r/h}$ [92].

Eichung der Radiometer

Der halbquantitative Charakter der Feldmessungen

Gewöhnlich sind die Feldmessungen in der Uranprospektion im wesentlichen qualitativ. Um wenigstens eine halbquantitative Bedeutung [100] zu erlangen, müssen sie unter Berücksichtigung der vielen Faktoren durchgeführt und ausgewertet werden, die in die Messungen eingehen: Nulleffekt, Raumwinkel- oder Masseneffekt, Absorption und Streuung der Strahlung in den verschiedenen Medien, radioaktives Gleichgewicht, natürliche oder künstliche „Verseuchung“ der Umgebung usw. Einfache Beziehungen dafür lassen sich schwer angeben, und zur richtigen Interpretation der Feldmessungen ist gewöhnlich erhebliche Erfahrung nötig.

Eine sinnvolle, halbquantitative Auswertung der Feldmessungen erfordert, daß die Strahlungsmeßgeräte jederzeit standardisiert und geeicht sind. Die Standardisierung bezieht sich nur auf die Reproduzier- und Vergleichbarkeit der Werte und erfolgt durch Kontrolle des Radiometer-Skalenwertes mit einem mäßig aktiven Standard. Ein befriedigendes tragbares Radiometer muß den Meßwert für den Standard gewöhnlich innerhalb 10% reproduzieren [92].

Möglichkeiten einer Eichung

Allgemeines

Die Impulsrate der Zählrohrgeräte ist der γ -Strahlung nur in bestimmten Intensitäts- und Spektralgrenzen proportional. Sie ist kein direktes Maß für die tatsächliche Strahlungsintensität. Die dadurch auftretenden Schwierigkeiten sucht man durch eine Eichung mit einem Standard, dessen spektrale Zusammensetzung ungefähr der γ -Strahlung des zu untersuchenden geologischen Objektes entspricht, zu umgehen.

Eichung in absoluten Einheiten

Eine Eichung in absoluten Einheiten (in $\mu\text{r/h}$) wird gewöhnlich mit der direkten Strahlung einer (punktförmigen) Radiumquelle ausgeführt. Prinzipiell müßten bei

so geeichten GEIGER-Zählern und Szintillometern mit verschiedenen Geräten gemachte Messungen direkt vergleichbar sein, sofern die spektrale Energieverteilung der gemessenen γ -Strahlung dieselbe ist wie die der Radiumstrahlung. Praktisch erwachsen bei der quantitativen Eichung der Geräte über einen großen Bereich gewisse Schwierigkeiten. Während die zur Eichung benutzte Punktquelle relativ wenig weiche Strahlen aussendet, weist die γ -Strahlung natürlicher Quellen in situ dagegen immer einen beachtlichen Anteil an weicher, gestreuter Strahlung auf, und ihr wirksames Energiespektrum ist am unteren Ende (bei 0,2 MeV) stark angereichert. Im großen ganzen werden die Meßwerte bei ungefähr gleicher spektraler Empfindlichkeit von Zähler zu Zähler noch vergleichbar sein, doch verliert die Einheit $\mu r/h$ in der Feldpraxis, wo Instrumente der verschiedensten Typen in Gebrauch sind, ihren physikalischen Sinn. Nichtsdestoweniger ist die Eichung in $\mu r/h$ noch die günstigste, und durch Einführung eines Korrekturfaktors werden auch die Meßwerte verschiedener Radiometertypen vergleichbar [100].

Eichung in cpm und Vielfachen des „Background“

Auch andere Einheiten, wie Impulse je Minute (cpm) oder Vielfache des „Background“, d. h. des normalen Strahlungspegels, sind zur „Eichung“ benutzt worden. Mit diesen Einheiten ist aber nur eine Standardisierung der Anzeige, jedoch keine Eichung im echten Sinne möglich. In cpm ausgedrückte Messungen sind sinnlos, wenn nicht Geräte mit wesentlich identischen Empfindlichkeitscharakteristiken und ähnliche Geometrien der Messung vorliegen.

Angaben in Vielfachen des „Background“ sind zur Unterscheidung bedeutender Aktivitätsänderungen innerhalb eines begrenzten Gebiets brauchbar. Da der regionale „Background“ jedoch von Gebiet zu Gebiet variiert, sind diese Angaben nicht direkt vergleichbar.

Leider werden in der Literatur noch weitgehend Werte in solchen Standardisierungseinheiten angegeben, die mitunter dann wenig brauchbar sind.

Eichung in Uran-Äquivalenten

Die brauchbarste und bequemste Eichung wäre in absoluten Einheiten für das in der Hauptsache gesuchte Element Uran. Durch Messung der Strahlungsintensität von Gesteinen oder Mineralien, die einen bestimmten Betrag U_3O_8 im Gleichgewicht mit den Zerfallsprodukten enthalten, könnte das Gerät direkt in $\% eU_3U_8$ geeicht werden. Verschiedene Radiometer sind auch so geeicht worden. Wo die die Messung und Auswertung beeinflussenden Faktoren genügend berücksichtigt worden sind, konnte mit einzelnen Geräten der Urangehalt innerhalb weniger tausendstel Prozent genau gemessen werden [100]. Hierbei erwachsen jedoch dieselben Schwierigkeiten wie bei der Eichung in $\mu r/h$; zudem ist das Verhältnis von $\mu r/h$ zu $\% eU_3O_8$ für die einzelnen Gesteine verschieden.

Umrechnung von $\mu r/h$ in Uran-Äquivalente

Zur quantitativen Auswertung der Meßergebnisse ist eine Umrechnung der erhaltenen $\mu r/h$ -Werte in Uran-Äquivalente nötig. Diese ist in erster Annäherung

nur möglich, wenn die spektrale Empfindlichkeit der Strahlungsempfänger und die spektrale Zusammensetzung der gemessenen Strahlung unberücksichtigt gelassen werden. Bei einer eingehenden Betrachtung der γ -Spektren der Uran-Radium- und Thorium-Reihe zeigt sich nach BARANOV [7], daß die allgemeine Energieverteilung in beiden Familien nicht wesentlich differiert. Die im Vergleich zur Radiumstrahlung härteren Komponenten des Th (B + C) werden von der weicheren γ -Strahlung des Mesothorium II etwa kompensiert. Beim Durchgang der γ -Strahlung durch das Gestein gleichen sich die Unterschiede in der spektralen Zusammensetzung noch mehr aus [7].

Schon bei Durchgang durch eine relativ dünne Gesteinsschicht stellt sich ein Strahlungsgleichgewicht zwischen der primären und der gestreuten γ -Strahlung ein. Eine Vergrößerung der Schichtdicke verändert die spektrale Zusammensetzung der Strahlung nicht mehr; diese wird von dem primären γ -Spektrum und von der Gesteinszusammensetzung abhängen. Es ergibt sich nun die Aufgabe, experimentell die für die verschiedenen Gesteinstypen charakteristische spektrale Zusammensetzung dieser Gleichgewichtsstrahlung bzw. den mittleren Absorptionskoeffizienten für die γ -Strahlung der Uran- und der Thorium-Reihe zu bestimmen. Theoretische Beziehungen zwischen der Strahlungsintensität, z. B. über einer ausgedehnten Gesteinsoberfläche, und dem Gehalt an radioaktiven Elementen lassen sich mit genügender Genauigkeit nur durch sehr komplizierte Berechnungen aufstellen, die die Kenntnis einer Reihe schwer zu bestimmender Parameter erfordern. Derartige Berechnungen sind von GORŠKOV [41] angestellt worden.

Unter der Voraussetzung geradliniger Ausbreitung und unveränderlicher spektraler Zusammensetzung der γ -Strahlung ohne Berücksichtigung der Sekundärstrahlung ergeben sich einfachere Beziehungen, deren Ergebnisse aber von den wirklichen Verhältnissen beachtlich abweichen können.

Für die Strahlungsintensität über einem unendlichen Halbraum mit der Konzentration q [c/g] an radioaktiven Elementen und dem Schwächungskoeffizienten ν für die betreffende γ -Strahlung gilt nach GORŠKOV [41]:

$$I = \frac{2\pi K' q q}{\nu} = I_0, \quad (116)$$

wobei K' die EVESche Zahl für das strahlende Element ist (z. B. für Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten $K = 0,84 \text{ rhm/c}$).

Wenn über dieser Schicht noch eine inaktive, absorbierende Schicht mit dem Schwächungskoeffizienten μ und der Mächtigkeit h liegt, dann ist

$$I = \frac{2\pi K' q q}{\nu} \Phi(\mu h) = I_0 \cdot \Phi(\mu h), \quad (117)$$

wobei

$$\Phi(\mu h) = e^{-\mu h} - \mu h \int_{\mu h}^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x} \quad (118)$$

die KINGSche Funktion ist.

Bei den üblichen Absorptionskoeffizienten der Gesteine, die etwa zwischen 0,1 und 0,2 cm^{-1} liegen, ruft ein Urangehalt von 0,1% über einer ausgedehnten Gesteinsoberfläche eine Strahlungsintensität von 320 $\mu\text{r/h}$ hervor. Für überschlägliche Berechnungen kann man also die folgende Relation benutzen:

$$1 \mu\text{r/h} \simeq 3 \cdot 10^{-4}\% \text{ eU} . \quad (119)$$

Die relativen Intensitäten der γ -Strahlung der Uran- und der Thorium-Reihe (bei Gleichgewicht) sowie des Kaliums werden durch das γ -Spektrum und die radioaktiven Konstanten dieser Elemente bestimmt. In der Gesamt- γ -Strahlung ist 1 g Thorium 0,435 g Uran und 1 g Kalium 0,001 g Uran äquivalent. Entsprechend der relativen Verteilung der chemischen Elemente in den Gesteinen sind die γ -Strahlungsintensitäten, die von jeder dieser drei Komponenten herrühren, von annähernd derselben Größenordnung [7] [81].

Durchführung der Eichung

Die meisten Radiometer werden heute in $\mu\text{r/h}$ unter Benutzung der γ -Strahlung eines Radiumstandards geeicht. Die punktförmige Strahlungsquelle, deren Stärke bekannt ist ($1 \mu\text{c Ra} \simeq 0,84 \mu\text{rhm}$), wird in verschiedenen Entfernungen vom Zählrohr (senkrecht zu seiner Längsachse) plaziert und die Zunahme in der Anzeige beobachtet. Dabei sollte der Abstand zwischen Zählrohr und Quelle mehrere Male größer als die empfindliche Zählrohlänge sein. Die Strahlungsintensität bestimmt sich nach der Gleichung

$$I_{[\mu\text{r/h}]} = \frac{0,84}{r_{[\text{m}]}} Q_{[\mu\text{c}]} e^{-\mu r} , \quad (120)$$

wobei Q die Präparatstärke und r der Abstand vom Zählrohr ist. Die Absorption der γ -Strahlung in Luft kann bei der Eichung gewöhnlich vernachlässigt werden (2% bei 6 m, 5% bei 15 m [7]).

Sowohl Quelle als Zählrohr sollten sich bei der Eichung entfernt von schweren und massiven Objekten, wie Boden oder Gebäudemauern, befinden, um Streuung zu vermeiden.

Radiometrische Vermessungen an der Erdoberfläche

Durchführung der Messungen

Die Untersuchungsobjekte einer radiometrischen Vermessung können spezifischen Charakter tragen (Lokalisierung und Abschätzung radioaktiver Erzvorkommen) oder mehr allgemeiner Natur sein (Verfolgung von Störungen, Gängen und anderen Strukturen oder Bestimmung der Radioaktivitätsänderungen in und zwischen Gesteinstypen als Hilfe bei der geologischen Kartierung).

Systematische Vermessungen werden bezüglich Topographie und Geologie des Kartierungsgebietes genau festgelegt und gewöhnlich längs Profilen oder in einem regelmäßigen Punktnetz durchgeführt. Der Abstand zwischen den Profilen und zwischen den Meßpunkten auf dem Profil wird durch den Maßstab der Vermessung bestimmt.

Die Richtung der Profile wird in Abhängigkeit von den geologischen Bedingungen und senkrecht zum Streichen der Strukturen gewählt, an die die mögliche Vererzung gebunden ist, z. B. von Gängen, Kontakten usw. Um bei ungleichmäßiger Vererzung von Gängen und anderen geologischen Körpern die stärksten Vererzungszonen zu lokalisieren, werden die Profile im Streichen angelegt.

Um zu verhindern, daß kleinere radioaktive Zonen übergangen werden, sollte die Intensität ständig mit dem Kopfhörer abgehört oder die Ratemeter-Anzeige über die ganze Profillänge beobachtet werden [7]. Während der Einzelmessung wird das Zählrohr nicht höher als 60 cm über dem Boden (bei Übersichtsvermessungen) gehalten oder direkt an die Oberfläche (bei detaillierten Vermessungen) gelegt.

Lokalvermessungen („spot prospecting“ [100]) werden vorgenommen, um Zonen besonders hoher Radioaktivität herauszufinden oder um bereits aufgefundene Vorkommen radioaktiver Mineralien zu bewerten. Sie werden unter besonderer Berücksichtigung der Gesteinstypen und Mineralisationszonen durchgeführt.

Bei regionalen Vermessungen allgemeiner Natur werden die einzelnen Meßpunkte nicht in einem völlig regelmäßigen Netz angeordnet, sondern an besonders repräsentative Stellen (z. B. anstehendes Gestein) gelegt.

Auswertung der Messungen

Die Meßwerte einer γ -Vermessung werden gewöhnlich nach einer Eichkurve in $\mu\text{r/h}$ umgerechnet und dann in Profilen dargestellt oder in eine Karte eingetragen und Linien gleicher Radioaktivität („Isoraden“) gezeichnet. Gewöhnlich können bereits aus Profilen, auf denen nur die relative Strahlungsintensität in willkürlichen Einheiten aufgetragen ist, beachtliche geologische Informationen gezogen werden, doch ist es oft erwünscht, Profile und Karten in absoluten Einheiten zu zeichnen, um die tatsächliche ungefähre Konzentration des radioaktiven Materials in der Oberflächenschicht angeben zu können [48]. Zweckmäßig wird bei Profildarstellungen in entsprechendem Maßstab noch das geologische Profil und womöglich die Mächtigkeit der Deckschichten eingezeichnet.

Falls das Radiometer nicht geeicht ist, kann man auch die Karte „eichen“ [48]. An ausgewählten Punkten werden Proben entnommen und einer Laboratoriumsanalyse unterzogen. Die Karte mit den Relativwerten wird dann benutzt, um zwischen den bemusterten Punkten zu interpolieren.

Bei Vergleich der absoluten Gesamtaktivität der Gesteine verschiedener Gebiete muß der jeweilige Nulleffekt — kosmische Strahlung und Eigenimpulse des Gerätes — berücksichtigt und von der Gesamtanzeige des Gerätes abgezogen werden. Bei verschiedenen Zählrohrtypen ist auch die spektrale Empfindlichkeit in Betracht zu ziehen.

Bestimmung des Nulleffekts

Beobachtung über einer Wasseroberfläche

Um den Nulleffekt eines Radiometers zu bestimmen, wird die Strahlungsanzeige in einem Boot über einem natürlichen oder künstlichen Wasserbecken oder im Winter

über einer gefrorenen Wasserfläche in genügend großem Abstand von den Ufern (50 bis 100 m) beobachtet. Das Wasser darf dabei keine meßbaren Mengen radioaktiver Substanzen enthalten und muß tiefer als 1,5 m sein. Dann schirmt die Wasserschicht die Strahlung der darunterliegenden Gesteine praktisch vollständig ab, und die Anzeige des Gerätes entspricht dem Nulleffekt [7] [13].

Bestimmung vermittelt einer Bleiabschirmung

Der Nulleffekt kann auch nach einer von ŠAŠKIN [95] vorgeschlagenen Methode vermittelt einer Bleiabschirmung bestimmt werden. Die Intensität der γ -Strahlung wird zunächst ohne Bleiabschirmung (I_1) und danach mit einer Bleiabschirmung des Zählrohrs von 2 bis 3 cm (I_2) gemessen. Ist I die Intensität der γ -Strahlung aus der Umgebung, so ergeben sich zwei Ausgangsgleichungen zur Berechnung des Nulleffekts I_0 :

$$I_1 = I + I_0, \quad (121)$$

$$I_2 = \alpha I + I_0. \quad (122)$$

Elimination von I ergibt

$$I_0 = \frac{I_2 - \alpha I_1}{1 - \alpha}. \quad (123)$$

α ist der empirisch oder rechnerisch bestimmte Schwächungsfaktor der Abschirmung.

Die Bleiabschirmung von 2 bis 3 cm schwächt die harte Komponente der kosmischen Strahlung fast gar nicht, so daß der Nulleffekt bei Messung mit und ohne Abschirmung praktisch konstant bleibt.

Beobachtung unter Tage

Der Eigeneffekt des Gerätes kann unter Tage bestimmt werden. Das Gebirge muß dazu aber sehr schwach radioaktiv sein. Die Messung kann z. B. in kalifreiem Steinsalz durchgeführt werden. In diesen Tiefen ist die kosmische Strahlung sehr stark abgeschwächt, und die restliche γ -Strahlung des umgebenden Gebirges kann durch eine genügend starke Abschirmung ausgeschlossen werden.

Relative Größe des Nulleffekts

Der Effekt der kosmischen Strahlung ist bei Zählrohren infolge der niedrigen γ -Empfindlichkeit relativ groß. Große Zählrohre ergeben ein günstigeres Verhältnis von Gesteinsstrahlung zu Nulleffekt als kleine, d. h., der Nulleffekt, in $\mu r/h$ ausgedrückt, wird geringer [93].

Einen sehr geringen Nulleffekt haben die Szintillationszähler infolge ihrer für die kosmische Strahlung zwar gleichen, doch für γ -Strahlung viel höheren Empfindlichkeit.

Raumwinkel- oder Masseneffekt

In jede Messung geht in irgendeinem Ausmaß die Geometrie in Form des sogenannten Masseneffekts ein, der in vielen Fällen die Verhältnisse bezüglich der Radio-

aktivität der Gesteine völlig entstellen kann. Das Zählrohr mißt ja nicht die Radioaktivität in Form von % eU_3O_8 , sondern die Strahlung im Meßpunkt, die sowohl durch die Radioaktivität der Gesteine als auch durch den Raumwinkel, d. h. die scheinbare Größe des strahlenden Objekts, bestimmt wird. Eine direkte Proportionalität zur Größe des Raumwinkels besteht nur für nahe Objekte, da sich bei größeren Abständen (>100 m) die Absorptionswirkung der Atmosphäre bemerkbar macht.

Unter Vernachlässigung der Absorption fällt die Intensität der Strahlung einer Punktquelle mit dem Abstandsquadrat und die einer Linienquelle direkt mit dem Abstand ab, während für eine ebene Quelle keine Schwächung der Strahlung mit zunehmendem Abstand erfolgt.

Wenn sich der Empfänger auf einer ebenen, sich nach allen Seiten erstreckenden Oberfläche befindet, wird die Hälfte des Raumwinkels von dieser eingenommen. Wird das Zählrohr nun in eine Senke (Tal u. dgl.) gebracht, so nimmt die Bodenoberfläche mehr als den halben Raumwinkel ein. Ob die Radiometeranzeige nun ab- oder zunimmt, hängt davon ab, ob der Effekt der kosmischen Strahlung größer oder kleiner als der halbe Gesamtausschlag über ebenem Boden ist. Diese Tatsache hat BOWIE [13] ausgenutzt, um die Anteile der kosmischen Strahlung I_k und der Eigenimpulse des Gerätes I_g am Nulleffekt I_0 getrennt zu bestimmen. Zunächst wurde der Nulleffekt über einem See bestimmt, dann die Strahlung über einer ebenen Fläche anstehenden Gesteins ($I_{2\pi}$) und in einem tiefen Tunnel in demselben Gestein ($I_{4\pi}$) gemessen. Die kosmische Strahlungskomponente kann dann gemäß

$$I_k = 2 I_{2\pi} - I_{4\pi} - I_0 \quad (124)$$

ermittelt werden. Entsprechend ergibt sich für den Eigeneffekt

$$I_g = I_{4\pi} - 2 I_{2\pi} + 2 I_0. \quad (125)$$

Eindringtiefe und Auflösungsvermögen einer γ -Vermessung

Direkte Eindringtiefe

Die „Eindringtiefe“ einer γ -Vermessung wird durch das Durchdringungsvermögen der γ -Strahlung in den Gesteinen bestimmt. Da dichtes Gestein eine beachtliche Schwächung bewirkt, läßt sich unschwer zeigen, daß die registrierte γ -Strahlung aus einer relativ dünnen Gesteinsschicht kommt. Der Einfachheit halber werde angenommen, daß sämtliche γ -Strahler im Gestein Quanten einheitlicher Energie aussenden. Die Anzahl der im Meßpunkt registrierten γ -Quanten, die von einem Volumen dv in der Entfernung r herkommen, ist (in Polarkoordinaten)

$$dn = k \frac{dv}{4\pi r^2} = k \frac{\rho^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dr}{4\pi r^2} e^{-\mu r}. \quad (126)$$

k ist ein Proportionalitätsfaktor, in den die spezifische Aktivität des Gesteins und das Ansprechvermögen des Zählrohrs eingehen [2].

Für die gesamte vom Gerät registrierte Strahlung einer Halbkugel mit dem Radius r wird

$$n_r = \frac{k}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} \sin \vartheta d\vartheta \int_0^r e^{-\mu r} dr \quad (127)$$

oder

$$n_r = \frac{k}{2\mu} (1 - e^{-\mu r}). \quad (128)$$

Diese Abhängigkeit ist für γ -Quanten mit einer Energie von 1,1 MeV und für einen Schwächungskoeffizienten des Gesteins $\mu = 0,2 \text{ cm}^{-1}$ in Bild 36 wiedergegeben.

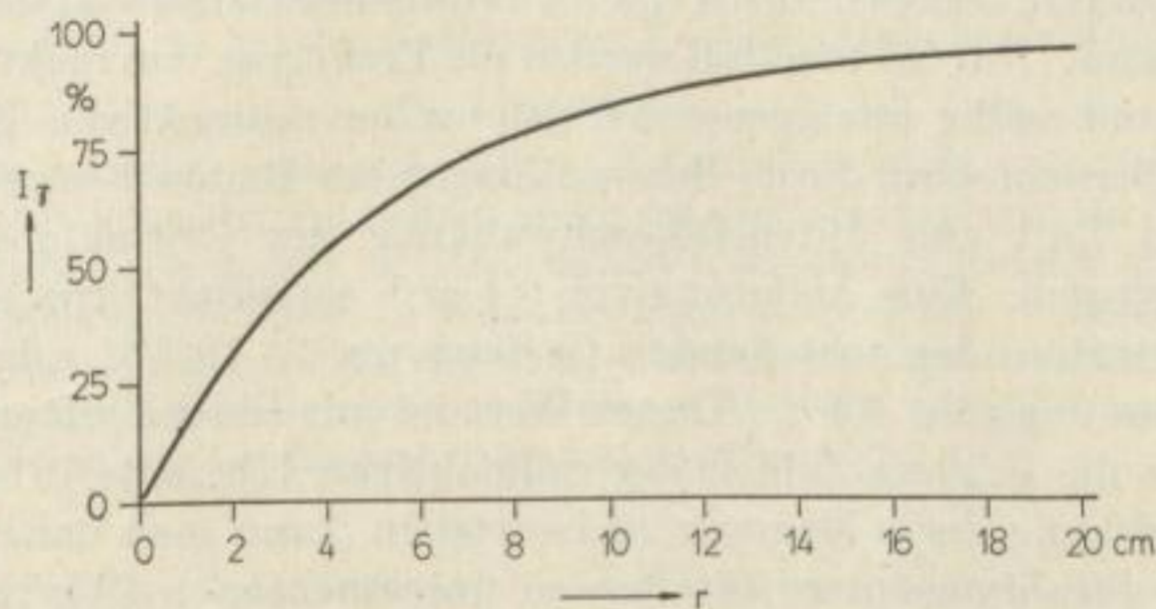


Bild 36. Prozentualer Anteil der aus einer Tiefe $\leq r$ stammenden γ -Strahlung an der Gesamtstrahlung. Nach ALEKSEEV [2]

Der Hauptteil der Strahlung kommt also aus der Oberflächenschicht. Die aus einer Tiefe von 0 bis 6 cm stammende Strahlung macht 70% der an der Oberfläche registrierten Gesamtstrahlung aus. Aus einer Tiefe > 15 cm werden insgesamt nur 5% registriert.

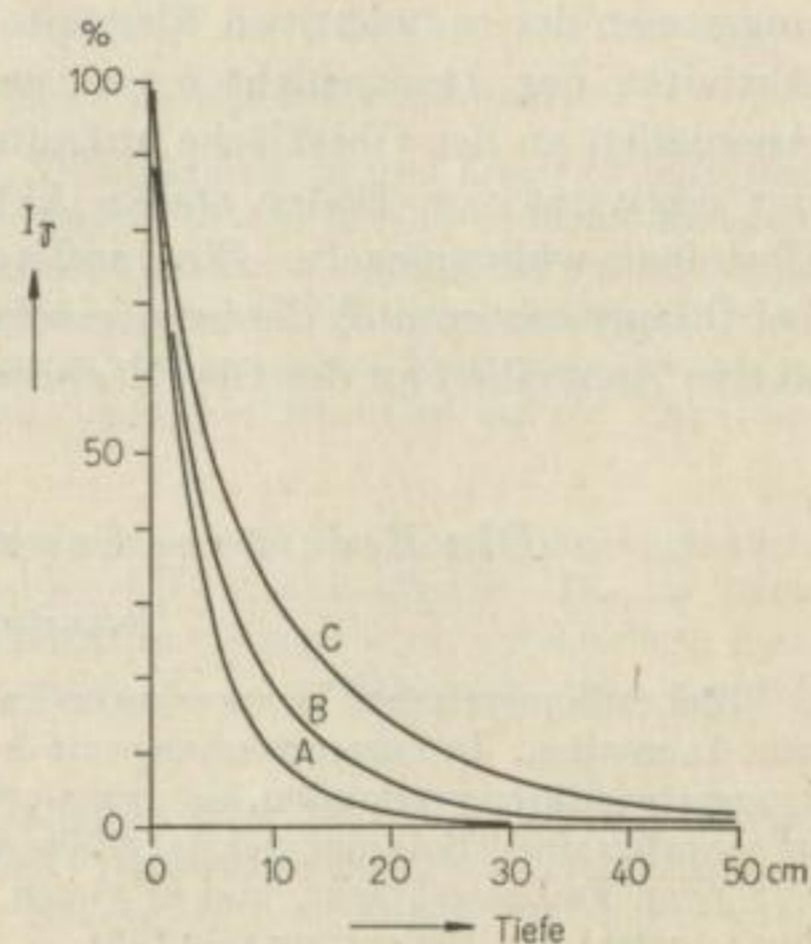


Bild 37. γ -Strahlenabsorptionskurven für Deckmaterial verschiedener Dichten.

- A: Granit ($\rho = 2,67$)
- B: unverfestigter Sand oder Kies ($\rho = 1,66$)
- C: Wasser oder stark wasserhaltiger Torf ($\rho = 1,0$).

Umgezeichnet nach BOWIE u. a. [13]

Allgemein kommt die Strahlung aus den obersten 60 bis 70 cm, selbst die energiereichsten Strahlen haben wenig Aussicht, durch mehr als 120 cm Boden oder 60 cm Gestein bis zur Erdoberfläche zu gelangen. In Bild 37 werden theoretische Kurven vorgelegt, die den Bruchteil der γ -Strahlung einer radioaktiven Schicht zeigen, der die Oberfläche nach Durchgang durch verschiedene Dicken inaktiven Deckmaterials erreichen würde.

Praktische Eindringtiefe (Auflösungsvermögen)

Die Eindringtiefe der γ -Methode wird unter natürlichen Bedingungen nicht durch die Nachweisgrenze schwacher Strahlungsintensitäten, die von den tiefliegenden Erzkörpern herrühren, sondern durch die Aktivitätsunterschiede in den umgebenden Gesteinen bestimmt. Nur im Idealfall werden die Erzkörper von inaktiven Gesteinen oder Gesteinen mit völlig homogener Verteilung der radioaktiven Elemente überdeckt sein. Außerdem wird durch Schwankungen der Radon-Konzentration in der atmosphärischen Luft eine Intensitätsschwankung der γ -Strahlung von 0,1 bis 0,2 $\mu\text{r/h}$ hervorgerufen. Eine Änderung von 0,1 $\mu\text{r/h}$ entspricht etwa einer Änderung der Urankonzentration des anstehenden Gesteins um $3 \cdot 10^{-5} \%$ oder der Kaliumkonzentration um ungefähr 0,1%. Dieser Wert ist mindestens um eine Größenordnung kleiner als die CLARKE-Zahlen der radioaktiven Elemente in den Gesteinen. Um die Tiefenwirkung der γ -Messung zu beurteilen, kann man daher die geringste nachzuweisende Strahlungsintensität des zu untersuchenden Objekts mit 0,1 $\mu\text{r/h}$ ansetzen. Dies entspricht einer unbegrenzt mächtigen Pechblendeschicht, die unter einer 1,2 m mächtigen Kalksteinschicht liegt [7].

Indirekte Eindringtiefe

Die „Eindringtiefe“ einer radiometrischen Vermessung kann durch sekundäre Vorgänge geochemischer Art wesentlich erhöht werden. So bewirken die Verstreuzonen der radioaktiven Elemente in der Nähe von Erzlagerstätten eine erhöhte Aktivität der Deckschichten, so daß auch tiefliegende Uranvorkommen durch Anomalien an der Oberfläche aufgefunden werden können. Ebenso können sich in der Aktivität von Böden starke Aktivitätsunterschiede in den darunterliegenden Gesteinen widerspiegeln. Eine außerordentliche Erhöhung der Tiefenwirkung tritt bei Öllagerstätten auf, die infolge sekundärer geochemischer Vorgänge durch radioaktive Anomalien an der Oberfläche angezeigt werden können.

Die Bedeutung der radiometrischen Anomalien

Definition der Anomalien

Ziel radiometrischer Vermessungen an der Oberfläche ist im allgemeinen die Entdeckung von Anomalien. In Zusammenhang mit der Uranprospektion werden darunter stärkere Strahlungsintensitäten verstanden, als normalerweise von dem vorliegenden Gesteins- oder Bodentyp zu erwarten sind. Bei einer viermal größeren Indikation als normal ist eine nähere Untersuchung auf jeden Fall angebracht, und in vielen Fällen können Indikationen von nur 50 bis 100% über normal von Bedeutung sein [92].

Direkt anstehende Uranerze sind äußerst selten, in den meisten Fällen wird ihre Anwesenheit zunächst durch relativ schwache Anomalien angezeigt.

Beziehung der Anomalien zum Gesteinstyp, zur Bodenbedeckung und Vegetation

Infolge der unterschiedlichen Gehalte an radioaktiven Elementen in den Gesteinen wird auch der Strahlungspegel über ihnen unterschiedlich sein. Werte für die durchschnittliche γ -Strahlung über einigen unverwitterten Gesteinen wurden auf Seite 73 angegeben.

Derartige „Anomalien“ zeigen natürlich keine Uranlagerstätten an, und die Möglichkeit, daß eine Anomalie durch einfache Änderungen im Gesteinstyp verursacht sein kann, muß stets in Betracht gezogen werden.

Während diese „stratigraphische Unruhe“ bei Prospektionsvermessungen als Störpegel empfunden wird, kann sie bei der geologischen Kartierung wertvolle Korrelationen liefern.

Die γ -Strahlen der Gesteine werden beim Durchgang durch wenige Dezimeter Boden auf vernachlässigbare Intensitäten abgeschwächt, so daß die Strahlungsintensität an der Oberfläche primär von der Radioaktivität des Bodens und nicht des darunterliegenden Gesteins bestimmt wird. In ariden Regionen haben die Residualböden annähernd dieselbe Radioaktivität wie ihre Ausgangsgesteine; die Böden in humiden Regionen können — zumal bei schwachem Relief — sehr niedrige und gleichförmige Aktivität haben. Vegetationszonen, vor allem bei nassem und sumpfigem Boden, sind von niedriger Aktivität und schirmen bei genügender Mächtigkeit die Strahlung der darunterliegenden Gesteine völlig ab.

Beziehungen der Anomalien zu Uran-, Thorium- und Kaliumvorkommen

Eine Anomalie kann von höheren Gehalten an Uran, Thorium oder Kalium verursacht sein. Das Kalium in Graniten, Pegmatiten und sauren Ergußgesteinen trägt wesentlich zu der allgemein hohen Aktivität dieser Gesteine bei. Die wertvollen Kalisalze sind jedoch derart löslich, daß sie an der Oberfläche keine Anomalien hervorrufen werden. Bedeutende Oberflächenanomalien können nur auf Thorium oder Uran zurückgeführt werden; eine Unterscheidung zwischen beiden bleibt gewöhnlich der Probenanalyse vorbehalten. Kombinierte β - γ -Messungen und γ -Spektralanalysen haben sich in der Feldpraxis noch nicht eingebürgert. Zur raschen Entscheidung kann man mit der γ -Vermessung eine Bodenluftvermessung kombinieren.

Der Einfluß des Lagerstättentyps auf den Charakter der Anomalie

Die wichtigen Uran- und Thoriumerze kommen hauptsächlich in drei Lagerstättentypen vor: hydrothermalen, sedimentären und Seifenlagerstätten. Gesteine, die von uranführenden Gängen durchsetzt werden, sind meist mit dispergiertem radioaktivem Material verunreinigt, so daß sie höhere Aktivität als normal aufweisen. Die höchste Aktivität wird natürlich in den Gängen, Trümmern und Ruschelzonen auftreten, doch können große Nebengesteinsmassen „verseucht“ sein. Diese Dispersionsanomalien geben immerhin Hinweise auf die Lage der Gänge und Vererzungszonen [92].

Bei Uranlagerstätten in sedimentären Gesteinen erscheinen die Oberflächenanomalien längs der Ausbisse der erzführenden Horizonte und sind leicht aufzufinden. Da das Uran in sedimentären Lagerstätten bei der Verwitterung leicht ausgelaugt wird, weisen diese Ausbisse keinen großen Urangehalt auf; gewöhnlich werden die Lagerstätten in ihren tieferen Partien bedeutend mehr Uran führen [92].

In Seifenlagerstätten sind die radioaktiven Mineralien so unlöslich, daß Uran und Thorium nicht über die benachbarten Gesteine verstreut werden. Dementsprechend sind die Anomalien auf die tatsächlichen Konzentrationen radioaktiver Mineralien beschränkt. Es ist hier auch nicht zu erwarten, daß der Erzgehalt mit zunehmender Tiefe ansteigt [92].

Starke γ -Strahlungsanomalien werden jedoch auch von den zahlreichen Uran- und Thoriumvorkommen hervorgerufen, deren Gehalte viel zu niedrig sind, um einen Abbau zu lohnen. Diese Möglichkeit sollte bei der Auswertung radiometrischer Anomalien stets in Betracht gezogen werden [92].

Unter Umständen können Lagerstätten radioaktiver Erze durch Verfolgen von Geröllen in glazialen Geschieben, Flußkiesen, Schuttkegeln oder Terrassenschottern gefunden werden. Radioaktive Schotter und Gerölle werden am besten mit Sonden oder kleinen an Stangen montierten Zählrohren untersucht [92]. Sehr irreführende Indikationen können in mit Glazialgeschieben bedeckten Gebieten erhalten werden [48].

Anomalien über tieferliegenden Erzkörpern und tektonischen Störungen

Obwohl offensichtlich die besten quantitativen Ergebnisse bei anstehenden Gesteinen erhalten werden, sind Profilmessungen manchmal auch in Gebieten mit stärkerer Bodenbedeckung und in Gebieten, wo radioaktive Körper in geringen Tiefen vorhanden sein können, von Nutzen. Selbst bei tief verwitterten Residualböden kann die Stratigraphie der darunterliegenden Formationen durch Kartieren der flächenhaften Verteilung der Radioaktivität der Verwitterungsprodukte ermittelt werden [48].

Die Anwendung detaillierter Radioaktivitätsmessungen bei der Suche nach tieferliegenden Lagerstätten kann sehr erfolgreich sein, jedoch ist sie auf wenige geologische Verhältnisse beschränkt, wo Migration von Uran bzw. seinen Zerfallsprodukten möglich ist. Der Boden muß möglichst autochthon sein und darf nicht mit glazialen Geschieben, Hanggeröllen und anderem Fremdmaterial durchsetzt sein. So können erst in größerer Tiefe aufsetzende Pechblendgänge durch Nachweis der Strahlung des auf den sonst tauben Spalten über dem Gang aufsteigenden Radons ermittelt werden [88].

Mitunter können auch in Gebieten, wo keine Uranerze bekannt sind, längs Störungszonen und Spalten zirkulierende Wässer mit radioaktiven Emanationen angereichert sein. Das Radioaktivitätsprofil kann dann über einer Verwerfung oder Gangspalte, wenn sie nicht unter zu starker oder allochthoner Bedeckung (mehrere 10 m) liegt, eine deutliche Spitze zeigen. Zum Nachweis derartiger Strukturen sind jedoch Bodenluftmessungen nach dem Emanationsverfahren den direkten γ -Strahlungsmessungen überlegen [66] [70].

Radiometrische Bemusterung

Grobe Abschätzungen des Urangehalts an Gesteinsaufschlüssen und Erzgängen können mit Hilfe von Radiometern bereits im Gelände ausgeführt und dann geeignete Proben zu einer genauen Analyse herausgesucht werden. Mit sinnvoll geeichten Radiometern läßt sich der eU_3O_8 -Gehalt von Gesteins- und Mineralproben im Gelände auf $\pm 0,002\%$ bestimmen. Zum Vergleich können Radiumstandards herangezogen werden. Sowohl die Standards als auch die getestete Probe sollen rechtwinklig zur Zählrohrachse und dabei von massigen, die γ -Strahlen stark streuenden Objekten entfernt gehalten werden. Die Probe sollte einen Mindestabstand von zwei Zählrohrängen vom Zählrohr haben. Die Dicke der Probe senkrecht zum Zählrohr sollte zur Vermeidung von Absorptionsverlusten nicht größer als 2 cm sein. Wenn die Probe genügend radioaktiv ist, um einen klar meßbaren Effekt zu zeigen, gilt nach RUSSELL [92] für den Urangehalt in $\%$ eU:

$$eU = \frac{2,8 Q N}{M G (a/b)^2} 10^2 \% . \quad (129)$$

Dabei ist Q der Radiumgehalt des Standards in g oder c, a bzw. b die Entfernung

zwischen Standard bzw. Probe und Zählrohr, M der vom Standard und N der von der Probe bewirkte (zusätzliche) Ausschlag und G das Gewicht der Probe (in g).

Für eine radiometrische Bemusterung im Gelände hat sich auch ein dünnwandiges β -empfindliches Zählrohr, das von ringförmigen Probenhaltern umgeben werden kann, als vorteilhaft erwiesen [76].

Bei Gängen läßt sich eine gute Abschätzung des Erzgehaltes durch systematische, genaue Messungen entlang dem Ausstreichen erhalten. Durch chemische Analysen von Proben und Interpolation der übrigen Meßwerte kann eine gute Vorabschätzung erzielt werden (vgl. Seite 108).

Radiometrische Messungen vom Kraftwagen aus (Carborne-Radiometrie)

Zur raschen Übersichtsvermessung größerer, vor allem noch wenig erschlossener Gebiete werden radiometrische Messungen vom fahrenden Kraftwagen aus vorgenommen. In Gegenden mit einem relativ guten Straßen- und Wegenetz können durch Verwendung eines empfindlichen Strahlungsempfängers, der auf dem Dach des Fahrzeuges montiert ist, die Untersuchungsarbeiten sehr erleichtert werden.

Obwohl diese radiometrischen Vermessungen vom Kraftwagen aus primär für die Aufsuche von Uran- und Thoriumvorkommen durchgeführt werden, können sie auch Informationen über die relative Radioaktivität der Gesteinsformationen liefern, die unter gewissen Umständen für die geologische Kartierung sehr wertvoll sein können [13].

Instrumentelles

Zählrohre bzw. Szintillationszähler

Die Möglichkeit, bei geringen Strahlungsintensitäten die nötige statistische Genauigkeit durch genügend lange Beobachtungsdauer (große Integratorzeitkonstante) zu erreichen, ist bei allen in ständiger Bewegung vorgenommenen radiometrischen Messungen infolge der damit verbundenen Trägheit, mit der das Gerät Intensitätsänderungen anzeigt, nicht gegeben. Die erforderliche Genauigkeit muß daher durch höhere Impulsraten, d. h. durch größere Empfindlichkeit des Strahlungsempfängers, erzielt werden. Zu diesem Zweck werden mehrere große Zählrohre, ganze Zählrohrbatterien oder Szintillationszähler verwendet. Die Zählrohre werden normalerweise parallel betrieben, wodurch eine Verringerung des Höhenstrahlungseffekts infolge der Koinzidenzen bewirkt wird. Teilweise werden die Zählrohre sogar in Antikoinzidenz geschaltet, um den kosmischen Nulleffekt stark herabzusetzen [99]. Zur optimalen Ausnutzung werden die Zählrohre in einem enggepackten Bündel achsenparallel zur Fahrtrichtung angeordnet. Bei Verwendung von Szintillationszählern ist es vorteilhaft, auf jeder Seite des Fahrzeuges einen Kristall zu benutzen [13].

Die relativen Vorteile von Zählrohren und Szintillometern hängen von der Art der Untersuchung ab [13]. Zur Prospektion haben sich die multiplen Zählrohre mit

Halogenfüllung als besonders geeignet erwiesen, da sie sehr stabil arbeiten und wenig von Temperaturänderungen beeinflusst werden.

Der Hauptvorteil des Szintillometers gegenüber den Zählrohren liegt in der etwa gleichen Wirksamkeit für kosmische Strahlung, aber rund fünfzigmals größeren Empfindlichkeit für γ -Strahlen. Deswegen ist aber ein Szintillometer noch keineswegs fünfzigmals wirksamer bei der Entdeckung einer radioaktiven Anomalie; denn die „Background“-Anzeige, die die mittlere Aktivität des Bodens widerspiegelt, wird ja selbst von γ -Strahlen verursacht. Theoretisch ist der Leistungsfaktor eines Szintillometers daher nur etwa siebenmal so hoch wie der eines Zählrohrs gleichen Volumens; da es aber sehr viel leichter ist, große Zählrohre herzustellen als große, wirksame Szintillationskristalle, wird dieser Faktor in der Praxis auf etwa drei reduziert [78]. Doch ist zu erwarten, daß mit fortschreitender Entwicklung der Szintillationszähler auch für den Feldgebrauch vervollkommenet und so die Zählrohre verdrängen wird.

Der Szintillationszähler besitzt im Vergleich zu den Zählrohren ein höheres Auflösungsvermögen bei niedrigen Intensitäten und erweist sich daher besonders bei der geologischen Kartierung als wertvoll. In der Prospektion auf radioaktive Mineralagerstätten sind aus dem Gebrauch von Szintillometern nur wenig Vorteile zu ziehen [13].

Elektronischer Teil

Der elektronische Teil der Kraftwagenradiometer kann wegen der größeren räumlichen Möglichkeiten mit größerem Raffinement als in tragbaren Geräten ausgeführt sein. Neben dem normalen Multivibrator- und Integrationskreis ist in den meisten Fällen noch eine automatische Registriervorrichtung und eine akustische Signalanlage, die bei einem bestimmten, vorgebbaren Strahlungsniveau anspricht, vorgesehen. Solche Radiometer für Kraftwagen werden von verschiedenen Autoren beschrieben [13] [75] [79].

Um einen stabilen und zuverlässigen Feldbetrieb zu gewährleisten, sind die modernen Geräte mit Kaltkathodenröhren, die zudem noch einen geringen Verbrauch haben, bestückt. Die erforderlichen Spannungen werden über einen Umformer und Spannungsstabilisator von der Autobatterie bezogen.

Registriergerät

Bei Fahrzeugmessungen ist ein Registriergerät, möglichst ein Direktschreiber, zur kontinuierlichen Aufzeichnung der Strahlungsintensität angebracht. Tintenschreiber haben sich jedoch nicht bewährt [10].

Der von der Kaltkathodenröhre des Impulszählgeräts gelieferte Strom von maximal $50 \mu\text{A}$ reicht nicht aus, um ein gewöhnliches robustes und relativ unempfindliches Registriergerät zu betreiben, sondern muß mit geheizten Röhren verstärkt werden. In einem von PEIRSON und PICKUP [79] beschriebenen Registriergerät

wird wärmeempfindliches Papier benutzt, und die Registrierung erfolgt mittels elektrischer Funken, die zwischen der geerdeten Feder und einem Metallstreifen unter dem Papier übergehen und von einer gewöhnlichen Autozündspule und einem Kontaktunterbrecher erzeugt werden. Ein solcher Punktschreiber hat den großen Vorteil, daß die „Feder“ das Papier nicht berührt, und ist daher in der Lage, den Ratemeterstrom ohne zusätzliche Verstärkung direkt aufzuzeichnen.

Neben der eigentlichen Registrierspur ist meist noch eine Möglichkeit vorgesehen, um irgendwelche Markierungen nach Ermessen des Beobachters anzubringen, sowie eine km-Registrierung, die über ein Relais vom Tachometer aus gesteuert wird. Der Papiervorschub kann direkt mit den Antriebsachsen des Fahrzeuges gekoppelt werden [2].

Durchführung und Auswertung der Messungen

Allgemeine Hinweise

Radiometrische Vermessungen mit einer Kraftwagenapparatur lassen sich im offenen Gelände, das von Fahrzeugen mit Allradantrieb durchquert werden kann, oder in Gebieten, in denen ein gutes Netz von Erdstraßen oder -wegen existiert, ohne weiteres durchführen. Mit Fremdmaterial geschotterte Straßen sind wegen der von diesem hervorgerufenen Störeffekte wenig geeignet [13].

Die verwendeten Instrumente sind gewöhnlich so empfindlich, daß sie nicht mehr einwandfrei betrieben werden können, wenn sich radioaktives Material (Erzproben oder Leuchtfeldinstrumente) im Wagen befindet. Ein radioaktives Standardpräparat für Standardisierungs- und Testzwecke kann jedoch bequem unter einer Bleiabschirmung oder der Autobatterie mitgeführt werden [13].

Geometrieverhältnisse und „Reichweite“ des Empfängers

Die Geometrie einer radioaktiven Mineralisierungszone bezüglich des Nachweisgerätes beeinflußt in starkem Maße die radiometrischen Anzeigen, da die Strahlungsintensität unter Vernachlässigung der Absorption dem scheinbaren Raumwinkel, den die Quelle, vom Empfänger aus gesehen, einnimmt, direkt proportional ist.

Über einer ebenen Oberfläche wird die vom Empfänger überstrichene Zone mit zunehmender Höhe des Empfängers größer. Bei einer Höhe von etwa 40 bis 50 cm über dem Boden, in der bei der Prospektion zu Fuß das Zählrohr gewöhnlich geführt wird, kommt die meiste Strahlung von Gesteinen, die innerhalb eines Radius von 3 m vom Empfänger liegen; jedoch wenn die Höhe, wie im Fall einer Kraftwagenapparatur, auf 1,70 oder mehr vergrößert wird, kommen 90% des Signals aus einem Umkreis von 15 m. Die Anteile zur Gesamtstrahlung, die von benachbarten und entfernteren Gesteinen beigetragen werden, sind für eine Empfängerhöhe von 1,65 m in Bild 38 dargestellt. Ein noch größerer Radius kann durch Aufbau des Empfängers unter günstigen Bedingungen hoch über dem Fahrzeug überstrichen werden [3]. Prozentual nimmt die von den Gesteinen außerhalb der Straße beigetragene Strahlung

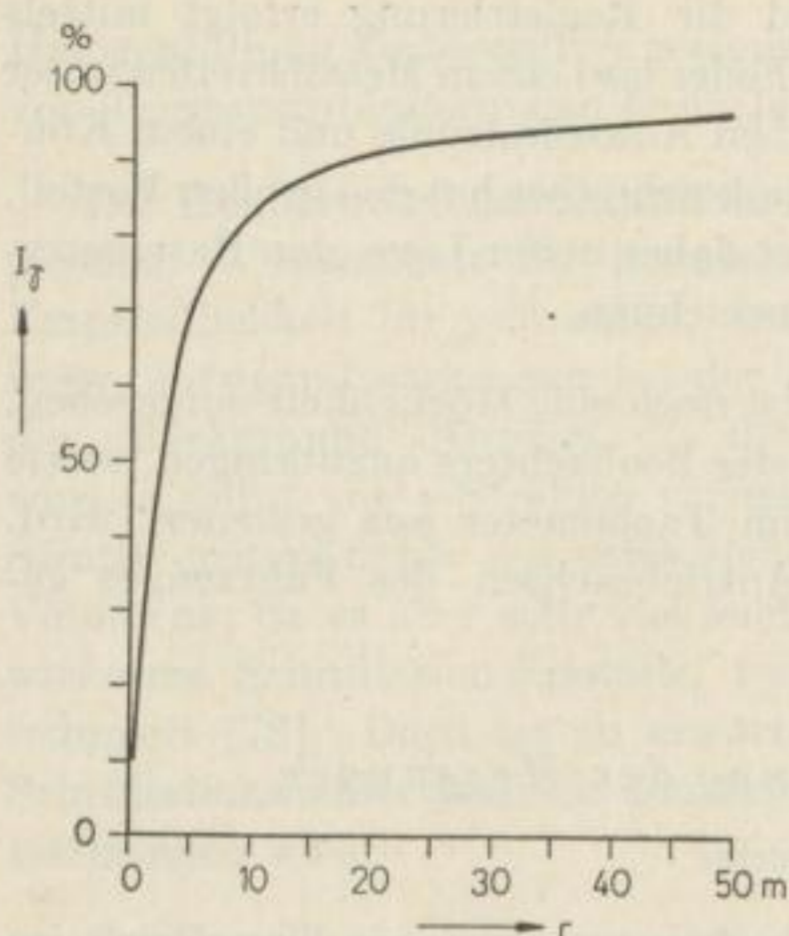


Bild 38. Prozentualer Anteil der von Gesteinen innerhalb verschiedener Radien r bei einer Empfängerhöhe von 1,65 m über einer ebenen Quelle beigetragenen Strahlung. Umgezeichnet nach BOWIE u. a. [13]

mit der Empfängerhöhe und, wenn Zählrohre verwendet werden, auch durch Anordnung ihrer Längsachsen parallel zur Fahrtrichtung zu, und der Einfluß des Straßenschotters wird geringer.

Zeitkonstante und Fahrgeschwindigkeit

Infolge der durch die Integrationszeit des Radiometers bedingten Ansprechfähigkeit gegenüber plötzlichen Änderungen der Strahlungsintensität repräsentiert die Instrumentenanzeige nicht die in einem gegebenen Moment gemessene Radioaktivität, sondern das Mittel über ein gewisses Zeitintervall. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist daher eine Funktion der Zeitkonstante und der Impulsrate des Instruments. Zur Auffindung begrenzter Zonen anormaler Radioaktivität sollte die Impulsrate so hoch wie möglich sein; damit aber die statistischen und durch Änderungen in der Oberflächengeometrie bewirkten Schwankungen geglättet werden, ist eine große Zeitkonstante von Vorteil [13].

Die für eine Vermessung zu wählende Zeitkonstante T wird durch die Fahrgeschwindigkeit v und die Ausdehnung d der noch nachzuweisenden Anomalien bestimmt. AGOCS [1] gibt als Abschätzung

$$T = \frac{d}{v}, \quad (130)$$

doch zeichnen sich stärkere Anomalien auch bei bedeutend größeren Zeitkonstanten bzw. Geschwindigkeiten auf der Registrierung noch deutlich ab (Bild 40).

Die Empfindlichkeiten normaler Kraftwagenradiometer liegen in der Größenordnung von 2000 cpm bei normalem Strahlungspegel. Die Vermessungen können bei einer Geschwindigkeit von 30 km/h noch bequem durchgeführt werden. Versuche über einem künstlichen Gang von 0,3 m Breite aus Material mit einem Gehalt von

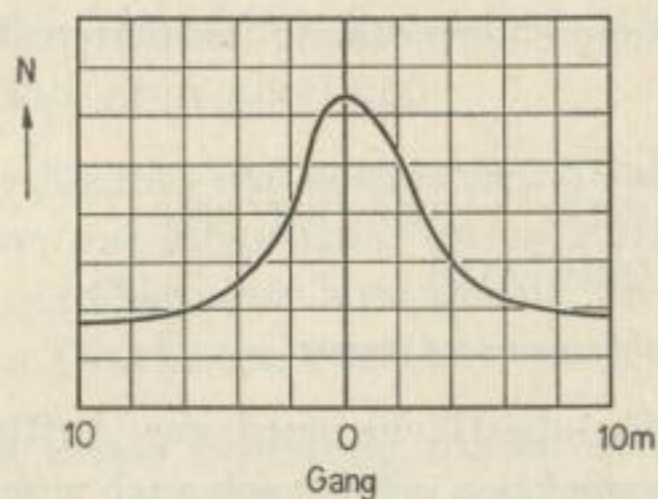


Bild 39. Intensitätsprofil über einem künstlichen Gang (in willkürlichen Einheiten). Umgezeichnet nach BOWIE [13]

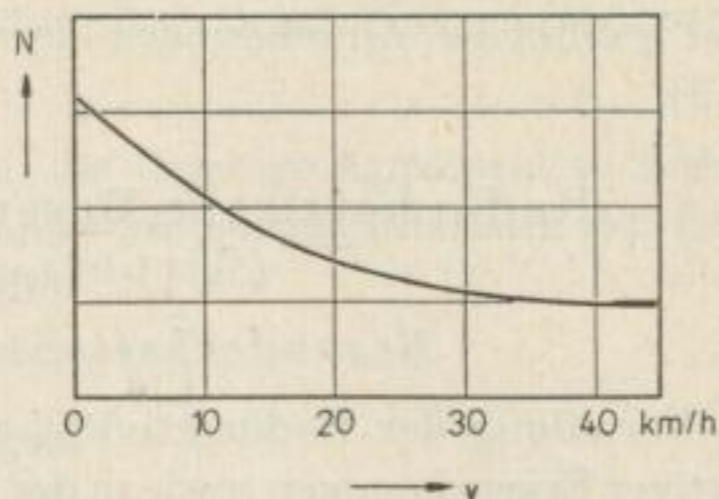


Bild 40. Maximaler Registrierausschlag über einem künstlichen Gang bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten v . Umgezeichnet nach BOWIE [13]

0,5% U_3O_8 werden von BOWIE beschrieben. Bild 39 zeigt das Radioaktivitätsprofil über dem Gang für Ablesungen bei der Geschwindigkeit Null und Bild 40 zum Vergleich die maximalen Registrierausschläge bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten und einer Zeitkonstante von 6 s. Die Kurve in Bild 39 ist wegen des Aufbaus des verwendeten Empfängers schwach asymmetrisch [13].

Einfluß der Straßenschotterung

Der Anteil der registrierten Strahlung, der von dem Boden unmittelbar unter der Zählrohreinheit herrührt, ist beträchtlich größer als der seitliche. Große Sorgfalt ist daher bei der Auswertung radiometrischer Messungen aufzuwenden, die längs befestigter Straßen durchgeführt wurden. Wenn der Charakter der Straßenoberfläche sich häufig ändert, kann man diese künstlichen Anomalien durch einen Bleischirm herabsetzen, der die Hauptmenge der Strahlung, die direkt unter dem Fahrzeug hervorkommt, eliminiert, [3] [13].

Messungen auf Eisenbahnstrecken

In den USA sind auch Bahnstrecken radiometrisch vermessen worden [3]. Als Fahrzeug wurde ein sogenannter Schienen-Jeep, ein normales Straßenfahrzeug mit 4 Führungsrädern für die Schienen, erfolgreich eingesetzt. Das strahlungsempfindliche Element, in diesem Fall ein Szintillometer, wurde in einer Höhe von 3,6 m über einer 5 cm dicken Bleiplatte aufmontiert, um die störende Strahlung des Schotter- und Aufschüttungsmaterials abzuschirmen.

Anwendungsmöglichkeiten

Abgesehen von der Auffindung radioaktiver Erzvorkommen, hat sich die radiometrische Vermessung vom Kraftwagen aus als wertvolles Hilfsmittel bei der geologischen Kartierung erwiesen; besonders in Gebieten, wo die „anstehende Geologie“ von Residualböden, z. B. einer Lateritdecke, verschleiert und die geologische Kartierung sehr erschwert wird, können radiometrische Messungen wegen der widerstandsfähigen radioaktiven Mineralien in den Residualböden geologische Informationen liefern.

Über zahlreiche Anwendungen der Kraftwagen-Vermessung berichten BOWIE u. a. [13].

Radiometrische Messungen vom Flugzeug aus (Airborne-Radiometrie)

Besonderheiten der Luftvermessung

Die Verteilung der Radioaktivität an der Erdoberfläche wird zur Auffindung radioaktiver Erzvorkommen sowie in der Erdölprospektion erfolgreich auch vom Flugzeug aus untersucht. Gegenüber der radiometrischen Vermessung am Boden mit dem Kraftwagen weist die „Airborne-Radiometrie“ einige Besonderheiten auf.

Empfindlichkeit der Empfänger

Während bei radiometrischen Vermessungen am Erdboden die Absorption der γ -Strahlung in der Luft vernachlässigt werden kann, macht sie sich bei Airborne-Messungen stark bemerkbar. In einer Höhe von 100 m beträgt die Intensität kaum mehr als 50%, und bei in ihrer Ausdehnung begrenzten radioaktiven Zonen verringert sie sich infolge des zusätzlichen Geometriefaktors sogar auf 10 bis 20% der an der Erdoberfläche gemessenen Strahlungsintensität. Auch ist die Geschwindigkeit der Vermessung viel größer, so daß an eine Flugzeugapparatur bedeutend höhere Empfindlichkeitsanforderungen bei gleichzeitig geringerer Anzeigetragheit als an Kraftwagen-Apparaturen gestellt werden müssen. Als Strahlungsempfänger werden daher große Batterien bis zu 72 parallelgeschalteter Zählrohre [7] oder vorteilhafter Szintillationszähler mit möglichst großen Kristallen verwendet [1] [21] [79] [83]. Eine Apparatur mit 6 parallelgeschalteten Szintillometern wird von DAVIS und REINHARDT [25] beschrieben. Die Empfindlichkeiten solcher Flugzeugradiometer liegen in der Größenordnung einiger hundert cps je $\mu\text{r/h}$.

Wegen der relativ hohen Fluggeschwindigkeiten muß zur Erhöhung des Auflösungsvermögens mit sehr geringen Zeitkonstanten (Größenordnung 1 s und weniger) gearbeitet werden.

Instrumentelles

Zu einer Flugzeugapparatur gehören neben der strahlungsempfindlichen Einheit und dem Radiometer noch ein Radarhöhenmesser (Radioaltimeter) und ein Registriergerät mit mehreren Registrierkanälen. Vorteilhaft wird gleichzeitig mit der Radioaktivität das erdmagnetische Feld vermessen, so daß noch eine Förstersonde hinzukommt. Eine Luftbildkamera ist ebenfalls von großem Nutzen [21] [25].

Einfluß der Höhenstrahlung

Die kosmische Strahlung macht sich bei Flugzeugvermessungen viel stärker bemerkbar als am Erdboden, da ihre Intensität mit der Höhe zunimmt, die vom Boden herrührende γ -Strahlung dagegen rasch abnimmt. Das Verhältnis des kosmischen „Background“ zur interessierenden γ -Strahlung ist daher wesentlich ungünstiger als am Boden. Szintillationszähler setzen wegen ihrer hohen γ -Empfindlichkeit den

störenden Höhenstrahlungseffekt stark herab und sind bei Flugzeugvermessungen den Zählrohren überlegen.

Der Einfluß der kosmischen Strahlung für die jeweilige Apparatur in Abhängigkeit von der Höhe kann durch Aufnahme einer Höhencharakteristik der Gesamtstrahlung über einer homogenen, schwach radioaktiven Oberfläche ermittelt werden (Bild 41).

Die totale Strahlung nimmt mit der Höhe ab und beginnt dann langsam wegen der zunehmenden Höhenstrahlung anzuwachsen. Wenn man den geradlinigen Teil des kosmischen Störpegels bis zur Erdoberfläche extrapoliert, kann dieser Nulleffekt für eine bestimmte Höhe berechnet und von der Anzeige des Gerätes abgezogen werden. Eine interessante elektronische Schaltung zur Elimination der Höhenstrahlung, die jedoch nur für Szintillationszähler anwendbar ist, wird von COWPER [21] beschrieben. Die Vervielfacherimpulse gelangen auf zwei parallele Zählkreise mit im Verhältnis 15:1 verschiedenen Empfindlichkeiten. Auf die starken Impulse der kosmischen Strahlung sprechen beide Zählkreise, auf die γ -Strahlungsimpulse dagegen nur der empfindlichere an. Durch Gegeneinanderschaltung beider Kanäle heben sich die starken Höhenstrahlungsimpulse auf und werden nicht angezeigt.

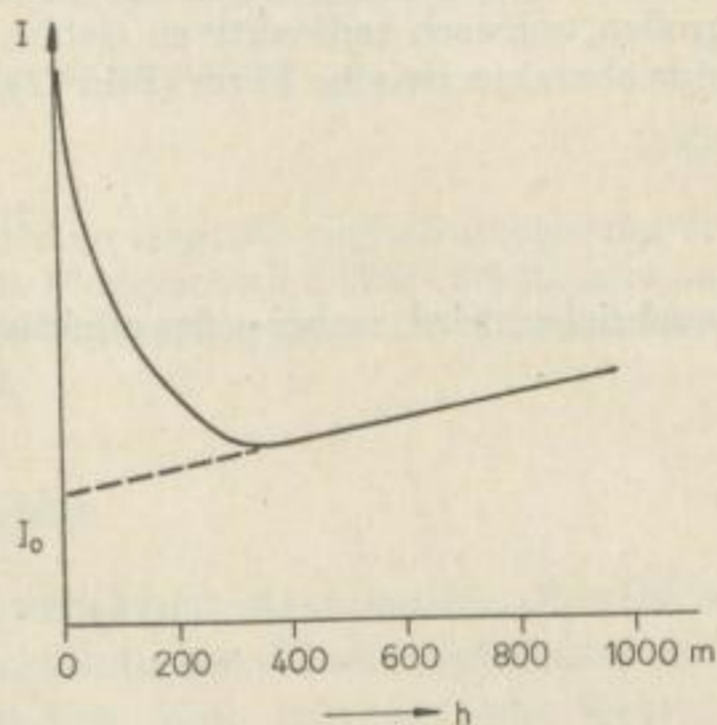


Bild 41. Abhängigkeit der Strahlungsintensität von der Höhe. Umgezeichnet nach BARANOV [7]

Einfluß der Geometrie der Strahlungsquelle

Die Intensität der γ -Strahlung über einer homogenen, ebenen Oberfläche nimmt mit der Höhe infolge der nicht mehr zu vernachlässigenden Absorption in der atmosphärischen Luft ab (Bild 41). Über in ihrer Ausdehnung begrenzten radioaktiven Zonen nimmt sie infolge des Geometrieeffekts noch bedeutend schneller ab, als durch die Absorption zu erwarten wäre. Da die Messung in einiger Höhe über einer radioaktiven Zone ausgeführt wird, zeigt der Strahlungsverlauf keine scharfen Grenzen und fällt mit zunehmender Entfernung von der Grenze der radioaktiven Zone nur allmählich ab. Aus diesem Grunde wird die Unterscheidung zwischen lokalen Ausbissen hochgradiger Erze und größeren Flächen schwach erhöhter Radioaktivität ziemlich problematisch. Durch Bleischirme kann die Empfindlichkeit der Empfänger für gewisse Richtungen herabgesetzt werden. RIZZI [89] verwendet einen Szintillationskristall, der in einem Bleischirm beweglich ist, so daß der „Sichtwinkel“ des Empfängers verändert werden kann. Bei Verwendung von drei Empfängern, von denen die beiden äußeren abgeschirmt sind, lassen sich durch Korrelation der Impulsraten die ungefähre Lage der strahlenden Zone bestimmen und Anhaltspunkte darüber erhalten, ob die Strahlung von einer Punktquelle oder einer größeren Fläche herrührt. Der Aufwand einer derartigen Anlage ist jedoch gegenüber dem möglichen Nutzen viel zu groß. Statt dessen ist es günstiger, die

Vermessung in zwei verschiedenen Höhen durchzuführen, z. B. indem ein zweiter Empfänger an einem Kabel etwa 50 m unter dem Flugzeug nachgeschleppt wird [21].

Ein bemerkenswertes Verfahren, die beobachteten Anomalien deutlich vom allgemeinen Störpegel abzuheben, wird von COWPER [21] beschrieben. Wenn das Flugzeug in der Höhe h mit der Geschwindigkeit v eine punktförmige radioaktive Quelle überfliegt, die von einem großen, schwach radioaktiven Gebiet umgeben ist, hat der Verlauf der Strahlungsintensität eine charakteristische Form (Bild 42), die durch

$$I(t) = \frac{I_0 e^{-\mu \sqrt{v^2 t^2 + h^2}}}{v^2 t^2 + h^2} \quad (131)$$

beschrieben wird, wobei μ der effektive Absorptionskoeffizient für γ -Strahlen in Luft ist.

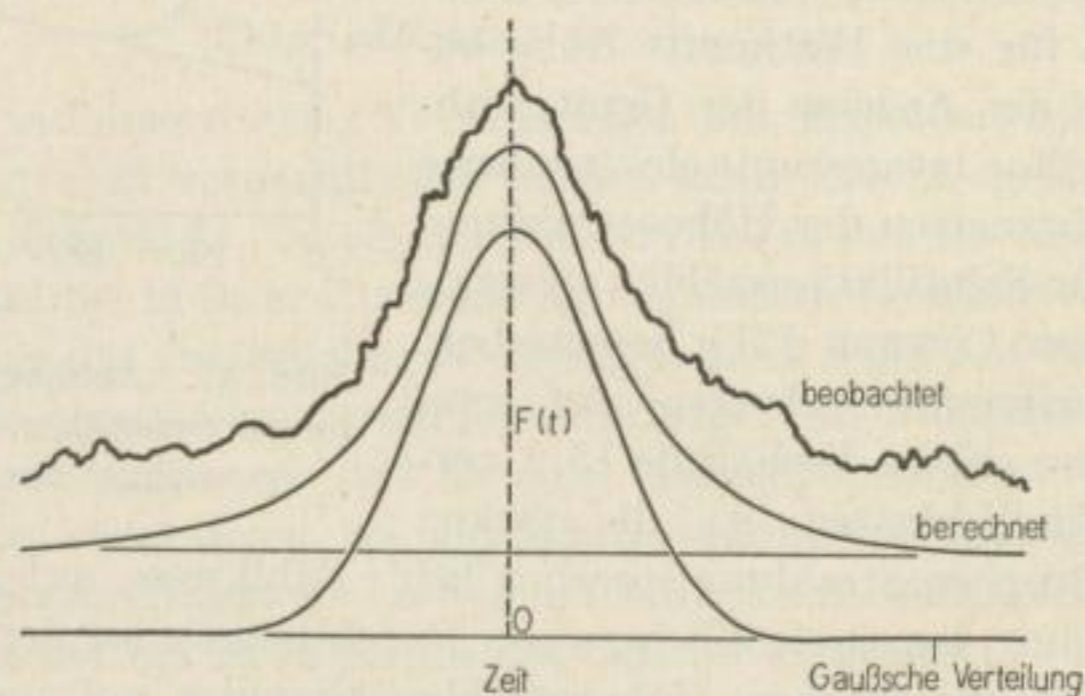


Bild 42. Empfängeranzeige für eine radioaktive Punktquelle. Nach [21]

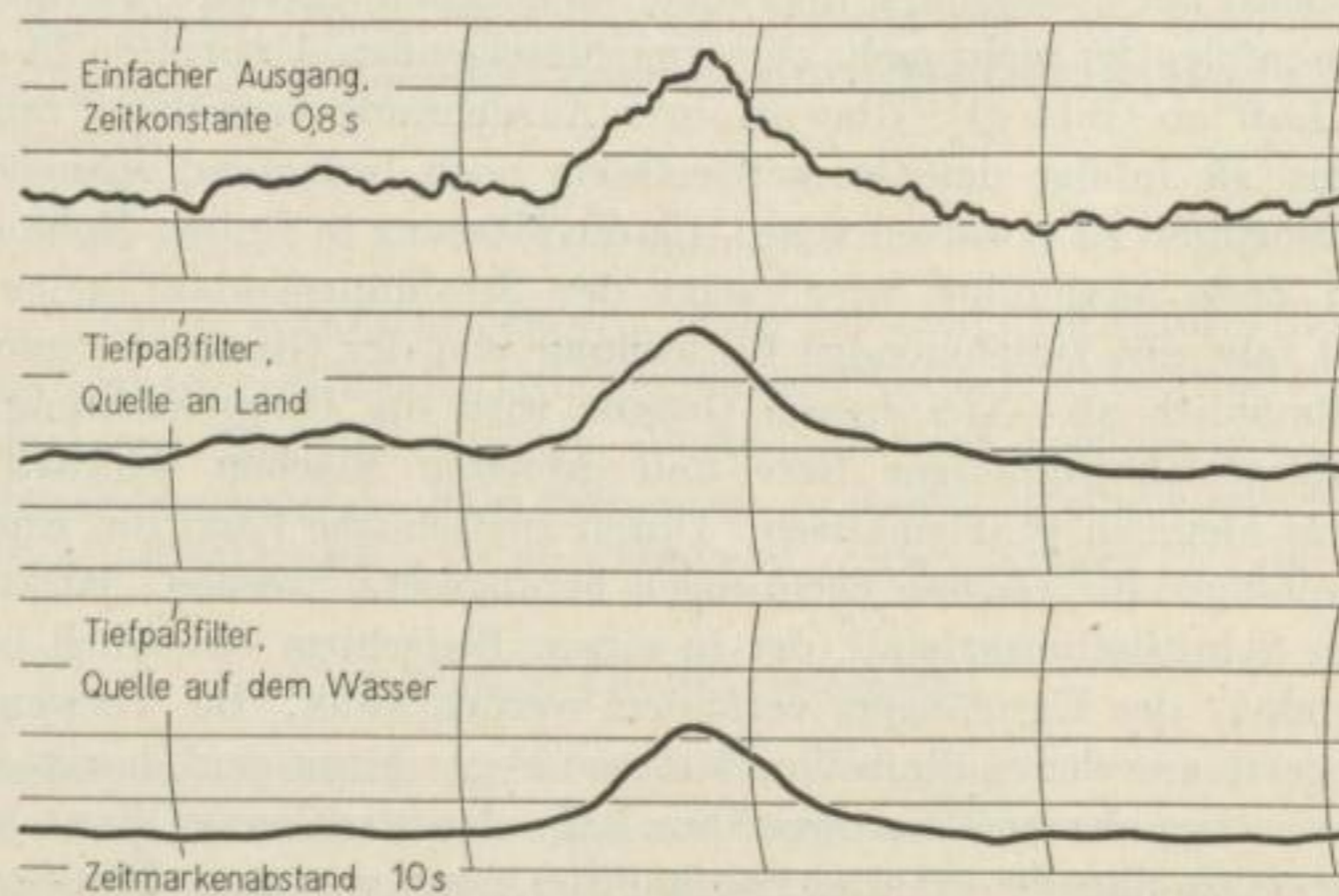


Bild 43. Verbesserung in der Anzeige von Anomalien mit Tiefpaßfiltern. Nach [21]

Um die von der Statistik und anderen Störeinflüssen herrührenden Schwankungen zu beseitigen, kann man sich nun die Erfahrungen der Radartechnik zunutze machen, wonach ein übertragener Impuls die optimale Verständlichkeit bei Gestalt der GAUSSSchen Kurve

$$F(t) = A e^{-t^2/2\beta} \quad (132)$$

hat, die der durch Gleichung (131) beschriebenen Kurve sehr ähnlich ist (Bild 42).

Die optimale Frequenzcharakteristik für den Empfänger ist dann

$$F(\omega) = B e^{-\beta \omega^2}. \quad (133)$$

Mit zwei in Reihe geschalteten Tiefpaßfiltern läßt sich eine tragbare Signalverzögerung erzielen. Für eine bestimmte Flughöhe und eine bestimmte Fluggeschwindigkeit erhält man aus den erwähnten Berechnungen einen geeigneten Wert der Filterzeitkonstanten. Die mit solch einem Doppelfilter erhaltene Verbesserung zeigt Bild 43.

Einfluß der Topographie

Bei einer im Horizontalflug über einer unregelmäßigen strahlenden Oberfläche durchgeführten Vermessung wird das erhaltene Strahlungsprofil ein geglättetes Bild des topographischen Profils darstellen. Es ist möglich, eine automatische Korrektur der Strahlungsänderung mit wechselnder Höhe über Grund vorzunehmen. Die Ausgangsspannung des Radarhöhenmessers wird so mit dem Zählkreis gekoppelt, daß die durch die Näherungseffekte bedingten scheinbaren Anomalien geglättet werden [1]. Es läßt sich zwar keine einfache Signal-Höhen-Beziehung finden, die allen Bodenverhältnissen Rechnung tragen könnte [21], doch kann bei einer Flughöhe über 100 bis 150 m die Strahlungsänderung mit der Höhe durch einen ihr proportionalen Zuwachsfaktor $B \approx a \mu h$ ausgedrückt werden [25]. Über einer Punktquelle gilt dann

$$I = \frac{I_0 e^{-\mu h} B(\mu h)}{h^2} \approx \frac{a \mu I_0 e^{-\mu h}}{h}. \quad (134)$$

Wenn keine automatische Kompensation vorgesehen ist, können Näherungseffekte durch konstante Flughöhe über der strahlenden Oberfläche einigermaßen vermieden werden.

Von FRANK [35] wird folgendes Verfahren beschrieben: Zwei völlig gleiche Empfänger werden in gewissem Abstand untereinander aufgehängt. Mit einer elektronischen Rechenanlage wird automatisch sofort die Änderung der Strahlungsintensität mit der Höhe bestimmt und auf die Intensität am Erdboden umgerechnet.

Ein einfaches Verfahren besteht darin, die Impulsrate grob in einem festen Verhältnis zum Kehrwert der Höhe zu korrigieren [21]. Der Proportionalitätsfaktor wird empirisch über einem gleichmäßig strahlenden Gebiet ermittelt. Man kann die Änderung der Strahlungsintensität mit der Höhe auch durch Änderung der Flughöhe über einer horizontalen Oberfläche feststellen.

Bild 44 zeigt eine typische Registrierung mit der entsprechenden Höhenkorrektur und einer deutlichen Indikation. Beim Flug über einem stark zerschnittenen Relief hängt die Strahlungsintensität nicht nur vom vertikalen Abstand vom Boden,

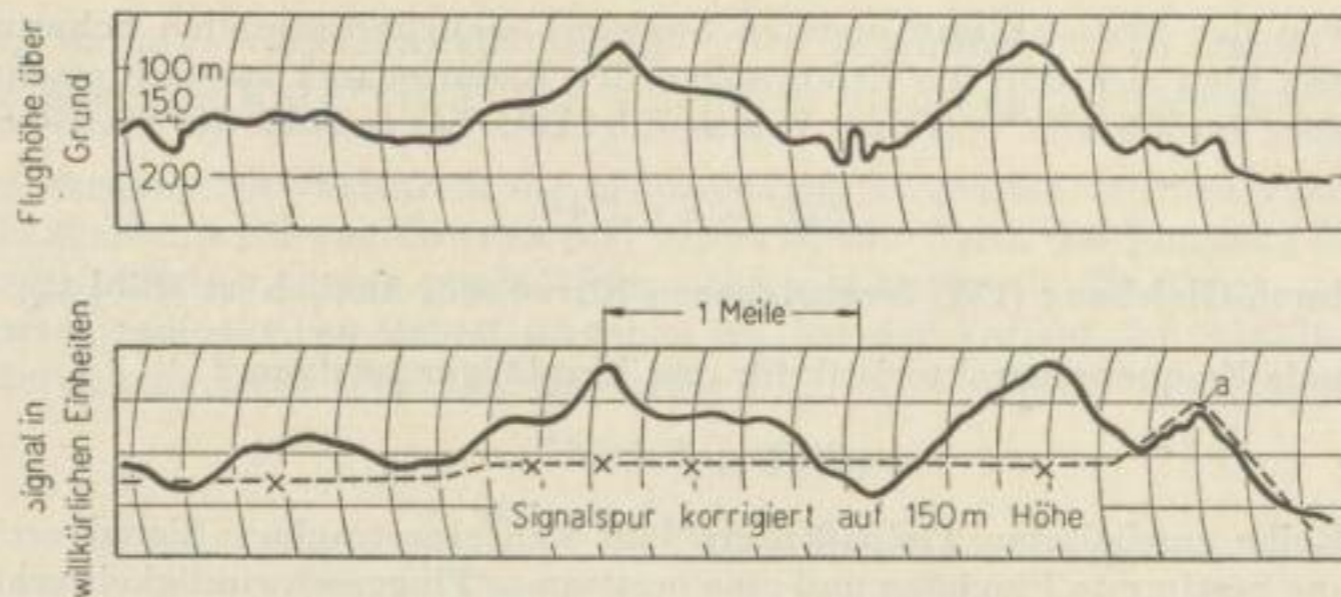


Bild 44. Höhen- und γ -Registrierung mit auf 150 m Höhe korrigierter Signalspur. Nach [21]

sondern auch von der Konfiguration der strahlenden Gesteine ab, so daß eine Umrechnung der beobachteten auf die Strahlungsintensität an der Oberfläche sehr schwierig wird.

Eichung

Die Eichung einer Flugzeugapparatur kann wie bei einem normalen Radiometer mit einem Radiumstandard erfolgen. Zu einer besseren Beurteilung der Apparatur gelangte COWPER [21], indem er Horizontalflüge in verschiedenen Höhen über einer sehr starken, in der Mitte eines gefrorenen Sees angebrachten Radiumquelle unternahm.

Um die einem weiten Variationsbereich der Arbeitsbedingungen unterworfenen Apparatur zu standardisieren, kann mit Hilfe eines Standards der Ausschlag bei einer bestimmten Diskriminatoreinstellung überprüft und das Ratemeter mit einem Frequenzgeber kalibriert werden [25].

Durchführung der Vermessung

Flughöhe und Fluggeschwindigkeit

Das vom Empfänger in seiner Strahlung erfaßte Gebiet entspricht etwa der doppelten Flughöhe. Die Flughöhe wird ein Kompromiß sein zwischen den folgenden Forderungen: größere Höhe aus Gründen der Flugsicherheit und um mit einem Profil einen genügend breiten Bodenstreifen zu erfassen — gegenüber möglichst niedriger Flughöhe, um die relative Größe der Anomalie über dem „Background“ zu erhöhen [1].

Die Flüge sollten in weniger als 60 m Höhe, wenn möglich, in 30 m Höhe ausgeführt werden [23]; doch werden vielfach auch Flughöhen von 100 bis 150 m benutzt. Über stark kuperem Relief kann eine Flughöhe unter 100 m sowieso nicht eingehalten werden.

Die Fluggeschwindigkeiten liegen im allgemeinen zwischen 150 und 220 km/h. Hubschrauber haben gegenüber Flugzeugen wegen ihrer größeren Bewegungsfreiheit und Sicherheit in geringeren Höhen große Vorteile, die sich besonders bei einer Detailvermessung geltend machen [7] [87].

Anlage und Durchführung der Vermessung

Zur radiometrischen Aufnahme größerer Gebiete wird ein Profilnetz unter allgemeinen geologischen Gesichtspunkten ohne Bezug auf bestimmte Formationen oder Strukturen angelegt („Grid-Flying“) [34]. Linienabstand und Flughöhe sind je nach der Aufgabe verschieden. Um das Gebiet gleichmäßig zu überdecken, sollten die Profile keinen größeren Abstand als die doppelte Flughöhe haben. Im allgemeinen ist die Anlage eines Profilnetzes auf Gebiete mit flachem, nahezu ebenem Relief beschränkt.

Bei eingehenden Untersuchungen werden die Flugrouten den geologischen Strukturen angepaßt, entweder senkrecht zum Streichen, um von langgestreckten, „linearen“ Mineralisationszonen scharf ausgebildete Anomalien zu erhalten, oder parallel zum Streichen, um einzelne Zonen höherer Aktivität aufzufinden. Um konstante Höhe über dem Boden einzuhalten, sind der Topographie folgende Flugrouten besser als gerade Profile. Dieses in den USA als „Rim-“ oder „Outcrop-Flying“ bezeichnete Verfahren hat sich besonders bei der Verfolgung der sedimentären Horizonte im Colorado-Plateau bewährt.

Sämtliche Vermessungen sollten zu Zeiten guter atmosphärischer Durchmischung durchgeführt werden. Wichtig ist der Ausbau sämtlicher fluoreszierender Leuchtfeldinstrumente aus dem Flugzeug.

Auswertung der Anomalien

Bei der Aufsuche radioaktiver Lagerstätten mit dem Flugzeug sind das primäre Resultat der Vermessung aero-radiometrische Anomalien, die sich auf der Registriertspur über den normalen „Background“ herausheben. Das Niveau des normalen Background über den verschiedenen Gesteinen des Prospektionsgebietes wird im Prozeß der Vermessung selbst ermittelt.

Änderungen der Stratigraphie werden sich als Zonen erhöhter oder erniedrigter Strahlungsintensität äußern. Wo Gesteine völlig entblößt an der Oberfläche anstehen, können merkliche Intensitätserhöhungen auftreten. Aus Airborne-Vermessungen lassen sich auch stratigraphische Korrelationen vornehmen. In den meisten Fällen der Vermessungen wird diese „stratigraphische Unruhe“ jedoch als störend empfunden.

Die Auswertung der Anomalien wird durch eingehenden Vergleich von Impulsrate, Höhe und Bodenphotographie vorgenommen. Nach Anbringen der erforderlichen Korrekturen für den Einfluß von Änderungen in der Flughöhe und für die Trägheit des Gerätes werden die Meßergebnisse in die geologische Karte in Form eines Strah-

lungsintensitätenprofils entlang der Flugroute eingetragen oder auch Isanomalienkarten gezeichnet. Vielfach werden die Anomalien auf den Registrierungen jedoch zu entstellt und zu lokal sein, um kartenmäßig dargestellt werden zu können [1].

Eine Einschätzung der Anomalien muß nach sämtlichen geologischen und geophysikalischen Indikationen, die für jedes Gebiet kennzeichnend sind, vorgenommen werden. Einheitliche, für die verschiedenen geologischen Verhältnisse gültige Kriterien können nicht aufgestellt werden. Die Amplitude einer Anomalie ist durchaus kein Kriterium. Es kann nur entschieden werden, ob die Anomalie verdient, am Boden näher untersucht zu werden. Den endgültigen Ausschlag gibt schließlich die Untersuchung am Boden.

Die Erfahrungen haben gezeigt, daß nur ein unbedeutender Teil der aufgefundenen Anomalien mit Vorkommen verbunden ist, die von praktischem Interesse sind. Die Auswertung der Anomalien einer Flugzeugvermessung wird deshalb im allgemeinen hauptsächlich qualitativen Charakter tragen. Die Grundlagen einer quantitativen Interpretation radiometrischer Airborne-Vermessungen werden von BARANOV [7], SAKAKURA [94], JAKOVLEV [49], KELLOGG [50] und DAVIS und REINHARDT [25] gegeben.

Magnetische Airborne-Vermessung

Die Kombination von magnetischen Airborne-Vermessungen mit radiometrischen Messungen hat sich als sehr wertvoll erwiesen [1].

Die magnetischen Airborne-Messungen werden benutzt, um die Veränderungen in den Gesteinstypen zu bestimmen, und zur Interpretation von Radioaktivitätsanomalien, die ohne diese zusätzlichen Informationen schwierig zu erklären wären, heranzuziehen.

Bei den erforderlichen oft sehr niedrigen Flughöhen für die radiometrische Vermessung sind gleichzeitige Magnetometermessungen mitunter unmöglich, da das Meßgerät ja vom Flugzeug nachgeschleppt werden muß.

Anwendung der Airborne-Radiometrie in der Erzlagerstättenprospektion

Über die Erfolge der radiometrischen Prospektion auf radioaktive Vorkommen vom Flugzeug aus liegen unterschiedliche Berichte vor. Neben zahlreichen aus der Literatur bekannten Beispielen erfolgreicher Anwendungen berichten z. B. DAVIDSON und BOWIE [23], daß in Kanada von einigen tausend lokalisierten radioaktiven Vorkommen mit über 0,05% eU_3O_8 weniger als ein Dutzend(!) durch die Flugzeugprospektion aufgefunden worden sind.

Die Erfolge hängen weitgehend vom Lagerstättentyp ab. Die Anwendung der Airborne-Messung zur Vermessung von Gebieten mit bereits bekannten Vorkommen, zur Auswertung als günstig bekannter Strukturen oder zur Verfolgung von als günstig bekannten Sedimenthorizonten hat die meisten Erfolge zu verzeichnen [34]. Ein immerhin erstaunliches Ergebnis berichtet RECHENBERG [87]: Eine in 25 m Höhe in NW-Kanada festgestellte Anomalie rührte (nach Untersuchungen am Boden) von einem 90 cm mächtigen Quarzgang mit 0,06% U_3O_8 her.

*Radiometrische Prospektion auf Erdöl vom Flugzeug aus**Prinzip*

Bei Erdöllagerstätten zeigt sich ein ausgeprägter Zusammenhang zwischen der Radioaktivitätsverteilung an der Erdoberfläche und dem Ölvorkommen (s. Seite 74). Über dem zentralen Teil der Lagerstätte zeichnet sich ein Minimum ab, das von einem Gürtel höherer Intensität als normal umgeben ist. Die Amplitude der Anomalien auf den radiometrischen Registrierungen ist relativ gering und erreicht maximal 30 bis 35%, auf manchen Ölfeldern nur 3 bis 5% [2].

Die niedrige Intensität über Öl- oder Gasfeldern ist das am stärksten ausgeprägte Merkmal im Strahlungsbild.

Oft stimmen die Grenzen dieser „Tiefs“ erstaunlich gut mit der Abgrenzung des Öl- oder Gasfeldes überein.

Meßtechnische Anforderungen

In Anbetracht der geringen Intensitätsunterschiede müssen an die Empfindlichkeit der Strahlungsempfänger besondere Anforderungen gestellt werden. Um z. B. bei einer Zeitkonstanten von 1 s ein Signal von 5% deutlich über den „Background“ herauszuheben, sind selbst bei niedrigem „Background“ Impulsraten von 600 bis 800 cps erforderlich [63]. Normale Flugzeugszintillometer besitzen diese hohe Empfindlichkeit im allgemeinen nicht; daher sind multiple Meßköpfe mit rauscharmen Instrumenten und empfindlichen Registriergeräten entwickelt worden, die es ermöglichen, noch Änderungen in der Gesamtstrahlungsintensität von $0,2 \mu\text{r/h}$ zu entdecken [83].

Auswertung

Während die Lokalisierung von Uran- und Thoriumvorkommen relativ leicht ist, ist die Anwendung bei der radiometrischen Prospektion auf Öl- und Gasvorkommen recht kompliziert.

Wegen der geringen Größe der radiometrischen Anomalien, die im Durchschnitt bei 10 bis 15% der Gesamtstrahlung liegen, werden die Einflüsse der topographischen, hydrologischen und oberflächengeologischen Bedingungen eine bedeutende Rolle spielen und müssen erst durch entsprechende Korrekturen eliminiert werden, bevor die restliche Strahlungsverteilung interpretiert werden kann. Die unbearbeitete Isoradenkarte wird in den wesentlichen Zügen die geologische Karte wiedergeben, und zwar um so deutlicher, je kontrastreicher die Struktur des untersuchten Gebietes und die lithologischen Unterschiede der an der Oberfläche liegenden Gesteine sind und je schwächer die Bodenbedeckung ist.

Fließende und stehende Gewässer, Moor- und Sumpfgebiete setzen infolge der Absorption die Strahlungsintensität herab, so daß sie sich als auffallende radiometrische Tiefs äußern.

Bei der profilmäßigen Darstellung der Messungen wird als Nulllinie ein „Background“-Referenzniveau benutzt [63]. Die erwähnten störenden Effekte müssen im Strahlungsbild identifiziert und entsprechend eliminiert werden. Wo Änderungen im Gesteinscharakter auftreten, sind angemessene Nullkorrekturen vorzunehmen. Gebiete radiometrischer „Tiefs“, die dann noch übrig bleiben, können die Gegenwart von Öl und Gas anzeigen, besonders wenn an derselben Stelle durch andere geophysikalische Methoden günstige Strukturen nachgewiesen worden sind.

Bedeutung der radiometrischen Erdölprospektion

Bei der Indikation der Anwesenheit von Ölsammlungen durch radiometrische Vermessungen vom Flugzeug aus sind sehr ermutigende Resultate erhalten worden. Eine große Anzahl bekannter Ölfelder wurde überflogen und kartiert, um genügend Material zur Ausarbeitung von Auswertregeln und -prinzipien zu erhalten. Auch große Flächen noch unerschlossenen Territoriums wurden kartiert, und an typischen Indikationen niedergebrachte Bohrungen wurden sogar in ziemlich großen Teufen fündig [63].

Der Wert dieser radioaktiven Prospektionsmethode kann erst abgeschätzt werden, wenn eine genügende Anzahl neu aufgefunder Anomalien abgebohrt worden ist und der Erfolgsprozentsatz mit den bereits existierenden Verfahren verglichen werden kann [83] [92]. Vor allem scheint dann die Methode zur Auffindung von Öllagerstätten, die an stratigraphische Fallen geknüpft sind und bei denen die anderen geophysikalischen Verfahren z. T. versagen, geeignet.

Die mitunter recht schwierige Interpretation des bei den Luftvermessungen erhaltenen Strahlungsbildes hat verschiedentlich Zweifel an der Brauchbarkeit dieser Methode aufkommen lassen [42]. Der erwähnte Zusammenhang zwischen Ölvorkommen und radiometrischen Anomalien hat sich aber bei einer größeren Anzahl von Feldern gut bestätigt, so daß die Möglichkeit eines rein zufälligen Zusammentreffens ausscheidet. Die Ursache für wenig überzeugende Ergebnisse kann in einer unzulänglichen Auswertmethode liegen, doch hängt ein großer Teil auch von der Vermessungstechnik selbst ab.

Die Aktivitätsverteilung über zahlreichen Öl- und Gasvorkommen ist auch an Bodenproben [28] [72], durch Beobachtungen im Gelände [60] und vom Kraftwagen aus [2] [103] untersucht worden. Die geringen Amplituden der Anomalien können bei einzelnen Meßpunkten am Boden jedoch allzu leicht durch rein lokale Effekte überdeckt werden, so daß die Kartierung vom Flugzeug aus wegen der stärkeren Integralwirkung die vorteilhafteste ist. Auch bei Messungen längs Straßen vom fahrenden Kraftwagen aus können die Meßwerte sehr leicht gestört sein.

Radiometrische Bestimmungen unter Tage

Allgemeines

Zur Durchführung radiometrischer Messungen unter Tage werden an die Geräte besondere Anforderungen gestellt. Die „Erzradiometer“ [7] müssen leicht und handlich sein; außerdem ist ein sehr großer Meßbereich erforderlich (bis 10000 $\mu\text{r/h}$).

Nicht genügend feuchtigkeitsgeschützte Zähler werden in feuchten Schächten rasch unbrauchbar. Da das Zählrohr bei den Untertagearbeiten zum Schutz gegen mechanische Beschädigungen mit einer Hülse umgeben werden muß, kann im allgemeinen nur die γ -Strahlung zur Messung benutzt werden. Nur in seltenen Fällen wird auch die β -Strahlung gemessen [7].

Den gestellten Aufgaben entsprechend werden bei der Durchführung der Messungen unterschiedliche Verfahren bevorzugt. Zur Lokalisierung radioaktiver Zonen werden Profile längs der Stollenachse vermessen. Um die Verteilung der Vererzung in den radioaktiven Zonen festzulegen und quantitative Bestimmungen der Erzgehalte durchzuführen, wird die Profilmessung an jedem Abbaustoß vorgenommen.

Radiometrische Bemusterung unter Tage

Problematik

Die radiometrische Bemusterung unter Tage ist wesentlich komplizierter als über Tage. Zwar ist der Einfluß der kosmischen Strahlung im allgemeinen zu vernachlässigen, dafür spielt der Masseneffekt die Hauptrolle, da das Zählrohr vollständig vom Gestein umgeben ist. Bei der Bemusterung einzelner Gesteins- oder Gangpartien ist daher der störende „Background“ besonders hoch. Um ihn herabzusetzen, werden zum Teil besondere, richtungsempfindliche Radiometer benutzt. Diese Richtungswirkung kann durch Verwendung zweier Zählrohre verschiedener Empfindlichkeit erzielt werden, wobei das empfindlichere nach den zu eliminierenden Richtungen durch 1 bis 2 cm Blei abgeschirmt wird. Da wegen der hohen Gesteinsaktivitäten relativ kleine Zählrohre verwendet werden können, bleibt ein solches Radiometer trotz dieser Bleiabschirmung noch handlich und tragbar. Die Impulse beider Zählrohre können dann einer Differentialschaltung zugeführt werden. Auch besonders geschlitzte Bleischirme können verwendet werden [96].

Gehaltsbestimmungen

Die Radiometer werden wie üblich in $\mu\text{r/h}$ geeicht. Da das Verhältnis zwischen Strahlungsintensität und Erzgehalt von der Gesteinszusammensetzung abhängt, muß dieser Umstand bei der Bemusterung durch Einführung empirischer Koeffizienten für jeden Gesteinstyp berücksichtigt werden.

Bei fehlendem radioaktivem Gleichgewicht kann, wenn die Abweichung vom Gleichgewicht innerhalb des zu untersuchenden Gebietes sich nicht wesentlich ändert, ebenfalls eine empirische Korrektur angebracht werden.

Die Emanierung der Gesteine kann unter Tage die Ergebnisse der γ -Vermessung stark beeinflussen. Von GORŠKOV (zit. in [7]) für eine zylindrische, mit Emanation gesättigte Strecke durchgeführte Berechnungen zeigen, daß die Anwesenheit von Radon und seinen Zerfallsprodukten in der Porenluft eine beachtliche γ -Strahlungsintensität hervorrufen kann. Der „Background“ wird dadurch derartig erhöht, daß zuverlässige Messungen unmöglich werden [76].

Vermessung von Vorbohrungen

Bei verschiedenen Untertage-Radiometern befindet sich das Zählrohr in einer getrennten Hülse, die mit dem eigentlichen Gerät über ein 1 bis 2 m langes Kabel in Verbindung steht. Die schmalen Hülsen gestatten, γ -Vermessungen in Sprengbohrlöchern und Vorbohrungen durchzuführen. Das Zählrohr ist dabei völlig vom Gestein umschlossen und registriert die durchschnittliche Erzkonzentration in einem Gesteinszylinder von mehreren cm Radius um das Bohrloch.

Infolge der Strahlenstreuung im Gestein übertrifft die γ -Strahlung in den Bohrlochern die Intensität der von der Gesteinsoberfläche ausgehenden Strahlung beträchtlich; denn zur Strahlung des Gesteins addiert sich noch die in der gegenüberliegenden Gesteinspartie entstehende Streustrahlung, deren Einfluß 35% erreichen kann [7].

Anwendung im Kalibergbau

Im Kalibergbau haben sich radiometrische Bestimmungen mit dem Zählrohr zur raschen Feststellung des Kaligehaltes als außerordentlich rationell erwiesen. Im Gegensatz zu den Kaliumbestimmungen im Laboratorium, die mit der β -Strahlung ausgeführt werden, liefert unter Tage wegen der vorliegenden „ γ -gesättigten“ Schichten auch die γ -Strahlung des ^{40}K genügende Impulsraten, um rationelle Messungen vornehmen zu können. Der Vorteil gegenüber der chemischen Analyse an einzelnen Proben liegt hier in der viel größeren Masse, die bei der Mittelbildung erfaßt wird. Nach LUTZ [65] erstreckt sich der erfaßte Bereich über etwa 60 cm rings um das Bohrloch.

Radioaktive Bohrlochmessung

Übersicht

Die radioaktive Bohrlochmessung ist eine der wichtigsten Bohrlochmeßmethoden der angewandten Geophysik geworden. Sie hat gegenüber den elektrischen Bohrlochverfahren wesentliche Vorteile, indem sie die Untersuchung auch verrohrter Bohrungen gestattet und eine ganze Anzahl zusätzlicher physikalischer Kennwerte der Gesteine liefert. Ihre größte Anwendung haben die radioaktiven Bohrlochmessungen in der Erdölprospektion gefunden: um die stratigraphischen Horizonte zu korrelieren, poröse Zonen aufzufinden und den Öl-Wasser-Kontakt festzulegen. Doch können sie im großen Maßstab auch bei der Suche nach Bodenschätzen eingesetzt werden, die mit anderen physikalischen Methoden nicht so gut festzustellen sind.

Gegenwärtig sind in der angewandten Geophysik folgende radioaktiven Bohrlochverfahren in Gebrauch:

1. Messung der natürlichen γ -Strahlung der Gesteine (Gamma-Log);
2. Messung der gestreuten γ -Strahlung (Gamma-Gamma-Log);
3. Messung der Intensität langsamer Neutronen (Neutron-Neutron-Log);
4. Messung der bei neutroneninduzierten Kernprozessen entstehenden γ -Strahlung (Neutron-Gamma-Log);
5. Messung der induzierten Aktivität;
6. Isotopenmethode.

Nur die erste Methode ist radioaktive Bohrlochmessung i. e. S. Alle anderen Verfahren messen indirekt bestimmte physikalische Parameter des Gesteins und beruhen auf der künstlichen Auslösung bestimmter atom- und kernphysikalischer Prozesse. Auf sie wird an dieser Stelle nicht eingegangen.

Apparatives und Meßverfahren

Die Besonderheit der Bohrlochmessung, daß die Messung zwar im Bohrloch, die Registrierung aber an der Erdoberfläche oft mehrere hundert oder tausend Meter von der strahlungsempfindlichen Sonde entfernt erfolgt, macht für eine radiometrische Bohrlochapparatur einen erheblich größeren apparativen Aufwand nötig, als das zum Beispiel bei einer radiometrischen Kraftwagenvermessung der Fall ist.

Eine komplette Bohrlochapparatur besteht aus einer strahlungsempfindlichen Sonde, die zur Messung in das Bohrloch hinabgelassen wird, dem dazugehörigen Bohrlochkabel mit einem entsprechenden Aufzugsmechanismus sowie aus dem eigentlichen Registriergerät.

Die Bohrlochsonde

Die ersten radioaktiven Bohrlochmessungen wurden mit Ionisationskammern durchgeführt. Noch in jüngster Vergangenheit waren Ionisationskammern in Gebrauch [48] [92], doch haben sich auch hier Zählrohre und Szintillationszähler durchgesetzt. Die spezifischen Verhältnisse einer Bohrlochmessung erlegen den verwendbaren Empfängern mehrere Beschränkungen auf. Die meisten für Arbeiten in Ölfeldern verwendeten Instrumente haben einen Außendurchmesser von $3\frac{5}{8}$ Zoll (~ 10 cm). Sie müssen genügend starke Stahlwände haben, um den Druck der Flüssigkeitssäule im Bohrloch auszuhalten, der in sehr tiefen Bohrungen 500 kg/cm^2 und mehr erreichen kann. Für Erzbohrungen werden meist noch wesentlich kleinkalibrigere Sonden benutzt. Unter diesen Umständen bleibt nicht viel Raum für den empfindlichen Empfänger. Da keine Schicht oder Formation unverzerrt angezeigt werden kann, deren Mächtigkeit kleiner als die empfindliche Empfängerlänge ist, und noch Schichten von 30 bis 50 cm Mächtigkeit identifiziert werden sollen, sind lange Zählrohre nachteilig. Szintillationszähler, die wegen der geringen Abmessungen des empfindlichen Teils eine wesentlich bessere Differenzierung des Bohrlochprofils erlauben, werden durch die Bohrlochtemperatur beeinflusst, und es ist daher notwendig, sie während der Messung thermisch zu isolieren.

Die Wahl: Zählrohr oder Szintillationszähler hängt von den lokalen Bedingungen ab. Infolge ihrer hohen spezifischen Empfindlichkeit vermögen Szintillationszähler begrenztere und schwächere Aktivitätsunterschiede aufzulösen als Zählrohre. Sie sind daher besonders zur Festlegung schwach radioaktiver Leithorizonte für Öl und Kohle geeignet, sofern die Bohrlochtemperaturen nicht allzu hoch sind. Die Größe der allgemein erhältlichen Vervielfacher schließt jedoch den Einsatz von Szintillationszählern in Bohrungen von weniger als 5 cm Durchmesser — also in den meisten zur Uranprospektion niedergebrachten Bohrungen — aus. Zählrohrsonden andererseits können für $1\frac{1}{2}$ Zoll-Bohrungen (3,8 cm) benutzt und auch schlank genug gemacht werden, um bei Diamantbohrungen in das Bohrgestänge eingesetzt zu werden, so daß die Bohrung ohne Ziehen des Gestänges vermessen werden kann [23]. Da die in der Uranprospektion interessierenden Vererzungen hohe Radioaktivität aufweisen, die selbst mit einem kleinen Zählrohr leicht nachweisbar ist, würde hier die Verwendung eines Szintillometers auch wenig Vorteile bringen.

Mit der raschen Entwicklung der radioaktiven Bohrlochuntersuchungsverfahren werden an die Empfänger neuerdings Aufgaben gestellt, die mit Zählrohren nicht mehr gelöst werden können, beispielsweise die Untersuchung des Energiespektrums der gemessenen γ -Strahlung (sowohl der natürlichen Strahlung des Gebirges als auch der von Neutronen und harten γ -Strahlen erzeugten Sekundärstrahlung) [14] [18] [98].

Werden zur Erhöhung der Empfindlichkeit in der Sonde mehrere Zählrohre parallelgeschaltet, so sind Zählrohre weitgehend gleicher Empfindlichkeit auszuwählen. Bei unterschiedlichen Empfindlichkeiten der einzelnen Zählrohre können infolge der Drehung der Sonde im Bohrloch, je nachdem, welches Zählrohr sich näher zur Bohrlochwand befindet, merkliche Fehler auftreten [80].

Elektronischer Teil

Neben dem strahlungsempfindlichen Element befindet sich in der Bohrlochsonde noch die Elektronik zur Verstärkung des Strom- oder Spannungssignals, das durch das Kabel an die Oberfläche weitergeleitet wird.

Die Stromversorgung erfolgt in den meisten Fällen von über Tage, wobei die Hochspannung erst in der Sonde erzeugt wird und nur in seltenen Fällen von Batterien, die in der Sonde selbst untergebracht sind (veraltet).

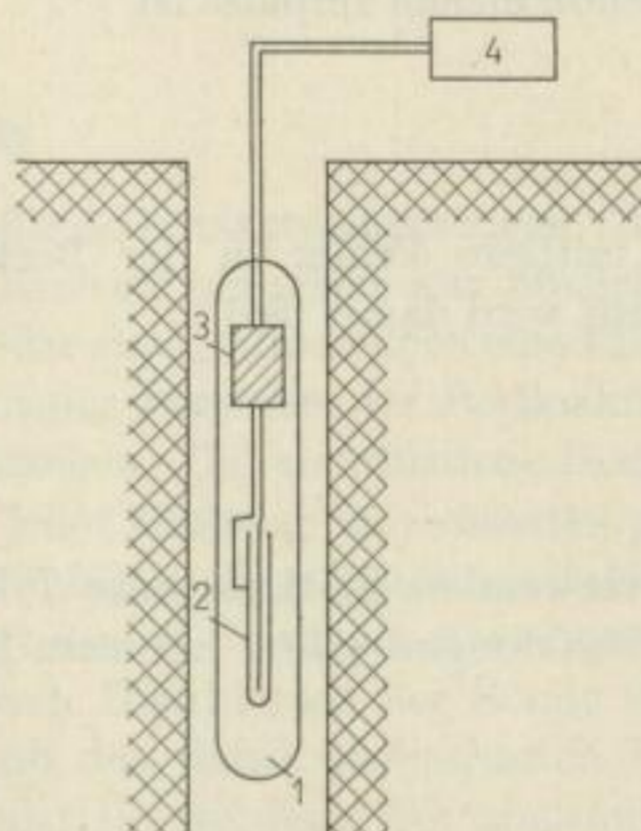


Bild 45. Schematische Darstellung einer radio-metrischen Bohrlochapparatur

- 1 — Sondenkörper
- 2 — Zählrohr
- 3 — Verstärker und Hochspannungsquelle
- 4 — Zähl- und Registriergerät

Verrohrungsmuffen-Lokalisator

Die Sonde wird häufig mit einem magnetischen Verrohrungsmuffen-Lokalisator (casing collar locator) kombiniert, so daß die Radioaktivitätskurven direkt an eine bleibende Teufenmarkierung angeschlossen sind [48].

Je nach Bohrlochdurchmesser, Bodendruck und anderen in den verschiedenen Gebieten auftretenden Faktoren werden verschiedene Typen von Bohrlochmeßgeräten verwendet.

Die Registrierapparatur

Über das Bohrlochkabel gelangen die Strom- bzw. Spannungssignale von der Sonde zu dem eigentlichen Radiometer an der Oberfläche. Der elektrische Teil dieses Radiometers entspricht im Prinzip den üblichen Zähl- und Integriergeräten; die Mittelwertanzeige wird gewöhnlich mit einem Direktschreiber oder auf photographischem Wege kontinuierlich registriert (Gammastrahlendiagramm oder Gamma-Log). Das Kabel läuft über eine Meßrolle (Zählrad), die automatisch die Teufenanzeige auf die Registrierung überträgt. Der Papiervorschub erfolgt synchron mit der Sondenbewegung.

Meßverfahren

Die radioaktiven Bohrlochmessungen sind in ihrer Durchführung denen anderer Bohrlochmessungen sehr ähnlich. Einige Phasen jedoch sind für die Radioaktivitätsmessungen eigentümlich und werden im Folgenden erwähnt.

Meßgeschwindigkeit und Schichtmächtigkeit

Wegen des statistischen Charakters der zudem noch schwachen Strahlung in den normalen Gesteinen muß der Empfänger in jeder Schicht genügend lange verweilen, um eine hinreichend genaue, reproduzierbare Aufzeichnung ihrer Radioaktivität zu gewährleisten. Dies geschieht durch geeignete Wahl der Zeitkonstante und der Meßgeschwindigkeit. Die Gesamtzahl der in der Zeit t , während der sich die Sonde in der Schicht mit der Mächtigkeit h mit der Geschwindigkeit v bewegt, vom Zählrohr aufgenommenen Impulse ist

$$n = N t = N \frac{h}{v}. \quad (135)$$

Der mittlere Fehler in der Bestimmung der mittleren Strahlungsintensität der Schicht wird damit [80]

$$f = \sqrt{\frac{v}{h N}}. \quad (136)$$

Die verwendete Zeitkonstante T hingegen bestimmt den Fehler bei der Ermittlung der Strahlungsintensität in einem Punkt

$$f' = \frac{1}{\sqrt{2 N T}}. \quad (137)$$

Einigermaßen genau können nur solche Schichten erfaßt werden, deren Mächtigkeit größer ist als die Strecke, die die Sonde während einer Zeitkonstante zurücklegt, also $h > v T$. Bestehen zwischen den verschiedenen zu unterscheidenden Schichten schroffe Kontraste, so kann man die Meßgeschwindigkeit relativ groß wählen; andernorts ist eine niedrige Geschwindigkeit erforderlich, um ein großes Auflösungsvermögen bei geringmächtigen Schichten und die zur Unterscheidung zwischen Schichten nahezu gleicher Aktivität nötige Genauigkeit zu erhalten. Die Zeitkonstante wird den örtlichen Bedingungen angepaßt und die Meßgeschwindigkeit entsprechend geregelt.

Die üblichen Meßgeschwindigkeiten liegen etwa zwischen 15 und 20 m/min; höhere Geschwindigkeiten können bei geringeren Genauigkeitsanforderungen benutzt werden. In zur Uranprospektion niedergebrachten Bohrungen geht man sogar auf Loggeschwindigkeiten von 0,6 m/min herunter [15].

Bei den Messungen in der mitteldeutschen Stein- und Braunkohle werden bei einer Empfängerempfindlichkeit von 2 bis 3 cps je $\mu\text{r/h}$ Zeitkonstanten von $T = 18$ s und Meßgeschwindigkeiten von 2 m/min benutzt.

Wenn die γ -Empfindlichkeit einer Sonde zum Beispiel durch Verwendung mehrerer oder empfindlicherer Zählrohre um den Faktor k erhöht wird, kann bei gleichbleibender Genauigkeit die Zeitkonstante um den Faktor k verringert und die Meßgeschwindigkeit entsprechend vergrößert werden.

Durchführung der Messung

Die Messungen werden immer während der Auffahrt der Sonde durchgeführt, um die genaueste Teufenbestimmung zu gewährleisten, da die Aufwärtsbewegung der Sonde mit gespanntem Kabel im allgemeinen gleichmäßiger ist.

Eichung und Auswertung

*Eichung**Standardisierung*

In Erdöltiefbohrungen vorgenommene Radioaktivitätsvermessungen dienen hauptsächlich stratigraphischen Zwecken. Die Kurven brauchen nur hinsichtlich ihres Verlaufs verglichen zu werden und daher weder eine Nulllinie noch eine Eichung der Ausschläge aufzuweisen; es genügt, die Richtung zunehmender Radioaktivität durch einen Pfeil (üblicherweise nach rechts) anzuzeigen. Um verschiedene Diagramme relativ vergleichen zu können, genügt es, vor jeder Messung die Gesamtempfindlichkeit der Apparatur durch Standardisierung festzulegen. Eine Standardstrahlungsquelle wird an die Mitte des Empfängers angelegt und der dadurch hervorgerufene Ausschlag auf der Registrierung festgestellt. Nach Hinablassen der Sonde in das Bohrloch kann die Empfindlichkeit entsprechend den dabei beobachteten Intensitäten noch nach Ermessen des Beobachters eingestellt werden. Der ursprüngliche Ausschlag bei der Standardmessung wird dann mit dem Faktor multipliziert, um den der Skalenwert geändert worden ist, wodurch sich die Gesamtempfindlichkeit ergibt [48].

Festlegung der Null-Bezugslinie

Heutzutage ist man bestrebt, quantitative Beziehungen zwischen den Gesteinseigenschaften und den Meßwerten zu finden und diese zur quantitativen Auswertung der Bohrlochdiagramme heranzuziehen [17]. In der Uranprospektion ist eine absolute Eichung sogar von äußerster Wichtigkeit.

Entscheidend für eine Eichung der Gamma-Logs ist die Festlegung einer Nulllinie. Für eine Nulllinie, die der Radioaktivität Null des Gesteins entspricht, würde der Nulleffekt, der von der im Bohrloch vorhandenen Rest- oder Störstrahlung des Filterkuchens, der Spülung usw. sowie von den Eigenimpulsen des Strahlungsempfängers herrührt, maßgebend sein. Man könnte sie wohl annähernd dort bestimmen, wo in der Schichtenfolge Gesteine mit sehr schwacher Radioaktivität, wie Kohle, Steinsalz oder Anhydrit, auftreten; sie hat jedoch den entscheidenden Nachteil, nicht jederzeit feststellbar zu sein [12]. Aus diesem Grunde wird als jederzeit kontrollierbare Bezugslinie die Strahlungsintensität absolut Null gewählt. In jeder Aktivitätsanzeige ist dann ein meist unbekannter Beitrag enthalten, der nicht von der eigentlich zu messenden Gesteinsstrahlung, sondern von der Störstrahlung herrührt.

Empirische Eichung in Uran-Äquivalenten

In der Uranprospektion ist es wesentlich, soviel wie möglich über die tatsächliche Konzentration des radioaktiven Materials in der unmittelbaren Umgebung des Bohrlochs zu erfahren. Die theoretische Behandlung ist sehr schwierig, doch kann man eine Sonde empirisch eichen, indem man sie mit radioaktivem Material bekannter Konzentration umgibt, das in Schichten verschiedener Dicke angeordnet ist, um ein künstliches Bohrloch zu erzeugen. Das Material muß so gewählt werden, daß sein Absorptionskoeffizient für γ -Strahlung dem der wirklichen, im Feld zu erwartenden Gesteine nahekommt [48]. Die Eichung erfolgt zweckmäßig in % eU₃O₈ oder auch in Radium-Äquivalenten [11]. Man muß bei einer solchen Eichung stets die Tatsache im Auge behalten, daß die spektrale Intensitätsverteilung der γ -Strahlung im Bohrloch infolge der unbekanntenen Absorptions- und Streuwirkung des einzelnen Gesteins und der unbekanntenen Konzentrationsverhältnisse der radioaktiven Elemente nicht bekannt ist; die unbekanntene Strahlung wird einfach als Ra-Strahlung aufgefaßt und die unterschiedliche Empfindlichkeit der Empfänger für verschiedene γ -Energien vernachlässigt. Wie groß die bei einer solchen Eichung entstehenden Fehler sind, läßt sich wegen der mathematischen Schwierigkeiten einer Berechnung nur durch sorgfältige experimentelle Untersuchungen in Erfahrung bringen [12].

Eichung in $\mu\text{r/h}$

Gebäuchlicher ist eine Eichung in $\mu\text{r/h}$, die mit Hilfe eines Standardpräparats (Radium-Normal) erfolgen kann und mehr oder weniger konventionell ist. Dieser „Skalenwert“ ist dann bei einer Sonde für sämtliche Gesteine der gleiche, und für eine bestimmte Vererzung können Umrechnungsfaktoren für die Urankonzentration aufgestellt werden in der Form

$$\% \text{ eU}_3\text{O}_8 = C I_0. \quad (138)$$

Störeffekte bei der Messung im Bohrloch

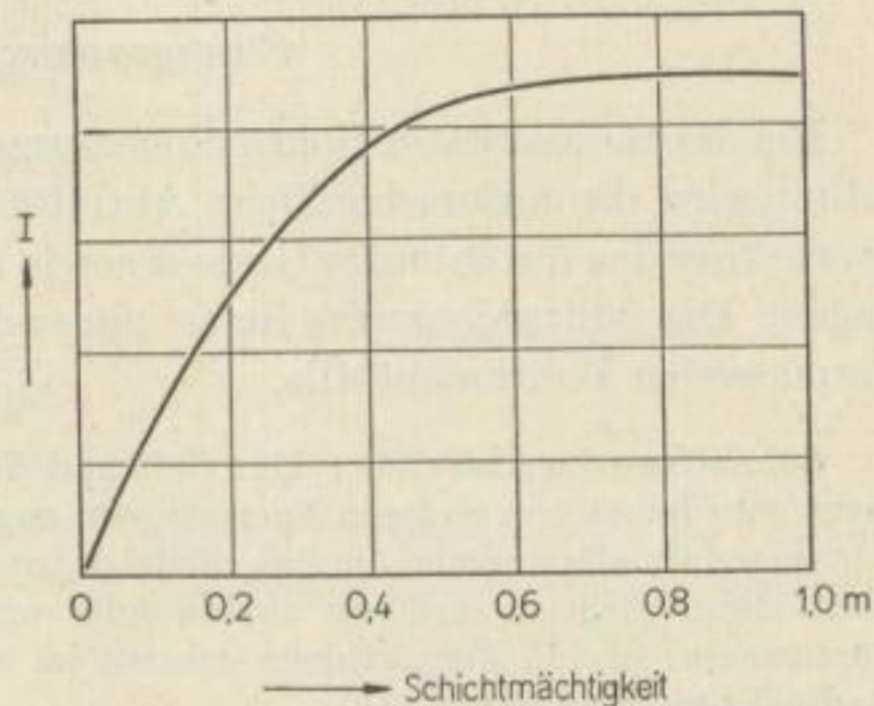
Die Intensität der im Bohrloch gemessenen Strahlung hängt nicht nur von dem Gehalt radioaktiver Stoffe in den Gesteinen, sondern auch von der Beschaffenheit des Bohrlochs (Durchmesser, Verrohrung, Zement), von dem das Bohrloch ausfüllenden Medium (Wasser, Tonspülung, Luft) sowie von der Konstruktion der Sonde ab.

Zählrohrlänge und Schichtmächtigkeit

Allgemein ist mit einem Zählrohr von zum Beispiel 20 cm Länge der Gesamtausschlag auf der Registrierung der absoluten Konzentration des radioaktiven Materials im Gestein um das Zählrohr nur dann proportional, wenn die radioaktive Schicht über 60 cm mächtig und seitlich über mehr als 50 cm homogen ist [48]. Bei geringmächtigen Vererzungszonen lassen sich die Faktoren Schichtmächtigkeit und Gehalt durch Analyse einer nur mit einem einzigen Zählrohr aufgenommenen Anzeige nicht voneinander trennen, da z. B. eine 5-cm-Schicht von 2%igem Erz im wesentlichen denselben Effekt hervorrufen wird wie eine 10-cm-Schicht von 1%igem Erz.

In jedem Fall wird die Gesamtindikation wesentlich kleiner sein als z. B. für eine Schicht von 50 cm desselben Gesteins. Die Abhängigkeit zwischen Ausschlag und Mächtigkeit ist in Bild 46 graphisch wiedergegeben.

Bild 46. Maximalausschlag (in willkürlichen Einheiten) als Funktion der Mächtigkeit einer gleichförmigen horizontalen Schicht radioaktiven Gesteins für ein 20 cm langes Zählrohr. Nach JAKOSKY [48] umgezeichnet



Die Kurve wird für ein Zählrohr von 20 cm Länge bei etwa 60 cm horizontal. Dieser Abstand wird für kürzere Zählrohre geringer und für längere etwas größer, doch ist es normalerweise unpraktisch, Zählrohre kürzer als etwa 5 cm oder länger als 30 cm zu wählen [48]. Eine ungefähre Vorstellung über die Mächtigkeit dünner radioaktiver Schichten kann man sich verschaffen, wenn man das Bohrloch erst mit einem langen Zählrohr vermißt und danach die radioaktiven Zonen mit einem sehr kurzen Zählrohr nachmißt. Die relativen Breiten der Indikationen können als Anhalt für die Mächtigkeit der Vererzungszonen dienen [48].

Einfluß der Verrohrung und des Bohrlochzustands

In der Verrohrung wird die aus dem Gebirge ins Bohrloch tretende γ -Strahlung geschwächt. Am Rohrschuh verschiebt sich die Kurve daher nach links, jede zusätzliche Rohrtour bewirkt eine weitere Verringerung der γ -Strahlungsintensität. Bei mehreren Rohrtouren sind die Kurven wesentlich weniger differenziert als in unverrohrten oder nur einfach verrohrten Bohrlöchern. Daher ist es wichtig, die Kurve mit den Angaben über die Verrohrung zu vergleichen, um solche Verschiebungen zu erkennen und mögliche Mißdeutungen auszuschließen.

Durch das statische Flüssigkeitsniveau oder durch Änderungen in der Art der Spülung wird die γ -Strahlungskurve normalerweise wenig beeinflusst. Befriedigende Kurven können in jeder Art Bohrlochspülung erhalten werden [48]. Die γ -Strahlung des Gesteins wird zwar durch die Spülung geschwächt, doch wird dieser Verlust durch die Eigenstrahlung der Spülung annähernd kompensiert. Letztere hängt von der Art des Spültons ab und kann unter Umständen relativ hoch sein.

In Uranbohrungen macht sich bei radiometrischen Bestimmungen der Einfluß des Bohrdurchmessers bemerkbar; auch ergibt sich ein deutlicher Unterschied,

wenn sich die Sonde in der Bohrlochachse oder an der Wandung befindet und wenn das Bohrloch mit Flüssigkeit oder Luft gefüllt ist [15] (Bilder 48 und 49.)

Auswertung und Anwendung

Stratigraphische Auswertung

Bei der radioaktiven Bohrlochmessung zum Zwecke der stratigraphischen Korrelation wird die unterschiedliche Aktivität der verschiedenen Formationen zu Aussagen über das durchteufte Gestein sowie zur stratigraphischen Korrelation herangezogen. Die γ -Strahlenkurve liefert ein recht zuverlässiges Bild der Stratigraphie des vermessenen Bohrlochprofils.

Sehr schwache Aktivität zeigen Salz und Anhydrit sowie Braun- und Steinkohlen und sind meist sehr leicht von anderen Formationen zu unterscheiden. Sandstein, Kalkstein und Dolomit zeigen im allgemeinen ähnlich niedrige Intensitätswerte und können durch ihre Radioaktivität allein nicht zuverlässig voneinander unterschieden werden. Das Vorhandensein von Porenwasser in den Formationen scheint im allgemeinen keinen meßbaren Einfluß auf ihre Radioaktivität zu haben [48].

Schiefer, Ton und Schluff (Silt) haben normalerweise eine relativ hohe Radioaktivität, die über das ganze Diagramm leidlich konstant ist. Mischungen wie toniger Sand, toniger Kalk, Wechsellagerungen von Sandstein und Schiefer, Kalkschiefer usw. zeigen gewöhnlich mittlere bis hohe Aktivitätswerte. Mit sandigen Schiefen und dünnen Sandschichten wechsellagernde Schiefer ergeben höhere durchschnittliche Indikationen als dünne Schiefer zwischen mächtigen Sandschichten — primär infolge der Mittelungswirkung des Empfängers.

Häufig geht reiner Sand oder Kalk allmählich in tonigen Sand oder Kalk über und erschwert eine genaue Festlegung der Ober- und der Unterkante der reinen Zone. Wegen der vielen möglichen Ausnahmen ist zur genauen Auswertung eine gute Kenntnis der örtlichen Bedingungen erforderlich.

Relativ sehr hohe Radioaktivität weisen häufig schwarze organische marine Schiefer, Granit und vulkanische Aschen auf. Saure Eruptivgesteine besitzen ja allgemein sehr hohe Aktivität. „Radioaktiver“ Sand oder Kalk sind selten.

Manche Untergrundwässer sind sehr stark radioaktiv und können radioaktive Niederschläge bilden. Sie steigen in Störungszonen auf, wandern an Diskordanzen entlang und bilden Ablagerungen, die ausgeprägte Indikationen hervorrufen können.

Die Höhenstrahlung und die γ -Strahlung des Bodens machen sich nur in den obersten Partien bemerkbar. In den wenigen Fällen, wo eine oberflächennahe Auswertung erwünscht ist, muß der Einfluß der kosmischen Strahlung in Betracht gezogen werden.

Bestimmung der Formationsgrenzen

Ein wichtiger Teil der sinnvollen Auswertung einer jeden Bohrlochmessung ist die genaue Bestimmung der Formationsgrenzen.

Sie erfordert bei radioaktiven Bohrlochdiagrammen wegen der charakteristischen schrägen Übergänge, die die Formationsgrenzen anzeigen, besondere Aufmerksamkeit. Die primäre Ursache dafür ist die Länge des Strahlungsnachweisgerätes. Bei einer Länge der Meßvorrichtung von 1 m erstreckt sich die ganze „Kontaktzone“ über 1,5 m [48]. Als sekundäre Ursache kommt die kurvenverschleifende Wirkung der durch die Zeitkonstante bewirkten Anzeigetragheit hinzu.

Unabhängig von der Größe der Aktivitätsänderung wird die Formationsgrenze in der Regel in die Mitte zwischen Minimal- und Maximalwert zu legen sein (Bild 47). Als vorteilhaft hat sich auch erwiesen, die Schichtgrenze (bei einer Aufmessung) um einen etwas größeren Betrag als die halbe empfindliche Sondenlänge über den die Schichtgrenze ankündigenden Knick in der Kurve zu legen.

Zementnachweis

γ -Strahlungsmessungen können herangezogen werden, um die Anwesenheit von Zement hinter der Verrohrung nachzuweisen, wenn dieser vorher mit radioaktivem Material versetzt worden ist [48].

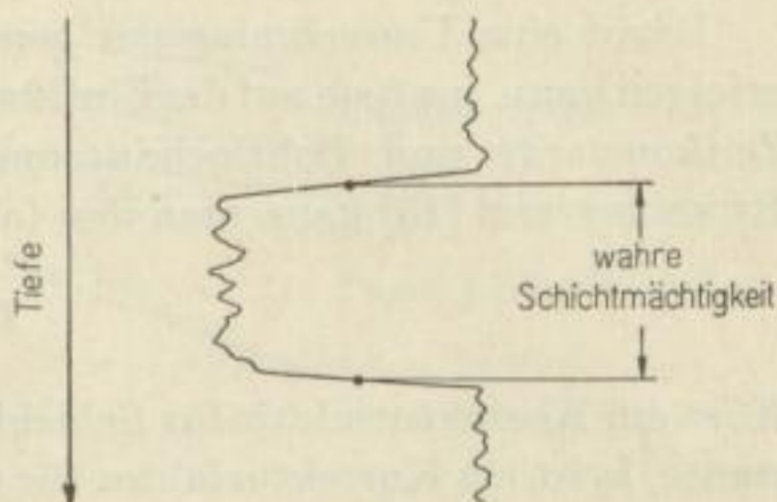


Bild 47. Bestimmung der wahren Schichtmächtigkeit. Umgezeichnet nach JAKOSKY [48]

Strukturelle Untersuchungen

In den meisten Gebieten treten ein oder mehrere hervorstechende, auf der γ -Strahlenkurve leicht zu identifizierende Leithorizonte auf. Manchmal sind es ungewöhnlich reine Sande oder Kalke, in anderen Fällen relativ stark aktive Schiefer oder vulkanische Aschen, die als beständige Leithorizonte vorliegen. Mit einigen über ein Erdölfeld verteilten Bohrungen kann so eine gute Vorstellung über die Untergrundverhältnisse erlangt werden. Selbst bei Wasserbohrungen sind gute Strukturleithorizonte gefunden worden, bei denen γ -Strahlungsdiagramme Hinweise für strukturelle Untersuchungen geliefert haben [48].

Auswertung in der Uranprospektion

Wenn sich Uranerz im radioaktiven Gleichgewicht befindet, kann die im Bohrloch gemessene Strahlungsintensität ($\mu\text{r/h}$) in den Urangehalt ($\% \text{U}_3\text{O}_8$) umgerechnet werden, so daß eine radiometrische Bemusterung der Lagerstätte im Bohrloch selbst vorgenommen werden kann. Solche Messungen sind zwar nur auf 15 bis 20% genau, doch für eine Abschätzung der Erzkonzentration unentbehrlich. Um die Eigenschaften des Erzes voll bewerten zu können, sollten an Kernen fündiger Bohrungen chemische Analysen vorgenommen und durch Vergleich mit radiometrischen Angaben festgestellt werden, ob radioaktives Gleichgewicht vorliegt. Fehlendes Gleichgewicht infolge übermäßiger Radongas- und Lösungskonzentration kann durch schlechte Reproduzierbarkeit der Anomalien bei nacheinander ausgeführten Messungen in ein und demselben Bohrloch erkannt werden. [15]

Prinzipiell liefert eine Messung der Strahlungsintensität keine genauen Angaben, die direkt mit der Erzkonzentration in Beziehung stehen, da Effekte wie das Uran-Thorium-Verhältnis, Störung des radioaktiven Gleichgewichts und der Charakter der Vererzung auf jede Eichung von größtem Einfluß sind. Für ein bekanntes Gebiet

jedoch kann durch sinnvolle Benutzung und Eichung der γ -Strahlungsdiagramme eine radiometrische Analyse erlangt werden, die mit der chemischen Analyse innerhalb der Fehlergrenzen von 15 bis 50% übereinstimmt [15].

Bevor eine Umrechnung der gemessenen Strahlungsintensität I in Urangehalte erfolgen kann, muß sie auf die Einflüsse von Schichtmächtigkeit, Meßgeschwindigkeit, Zeitkonstante und Bohrlochdurchmesser korrigiert werden. Nach BRODING und RUMMERFIELD [15] kann man den folgenden allgemeinen Ausdruck schreiben:

$$I = I_0 K k_d . \quad (139)$$

K ist ein Korrekturfaktor für Schichtmächtigkeit, Meßgeschwindigkeit und Zeitkonstante, k_d ist ein Korrekturfaktor für den Bohrlochdurchmesser. K kann aus Kurven, wie sie in Bild 48 für ein etwa 20 cm langes Zählrohr gezeigt sind, entnommen werden.

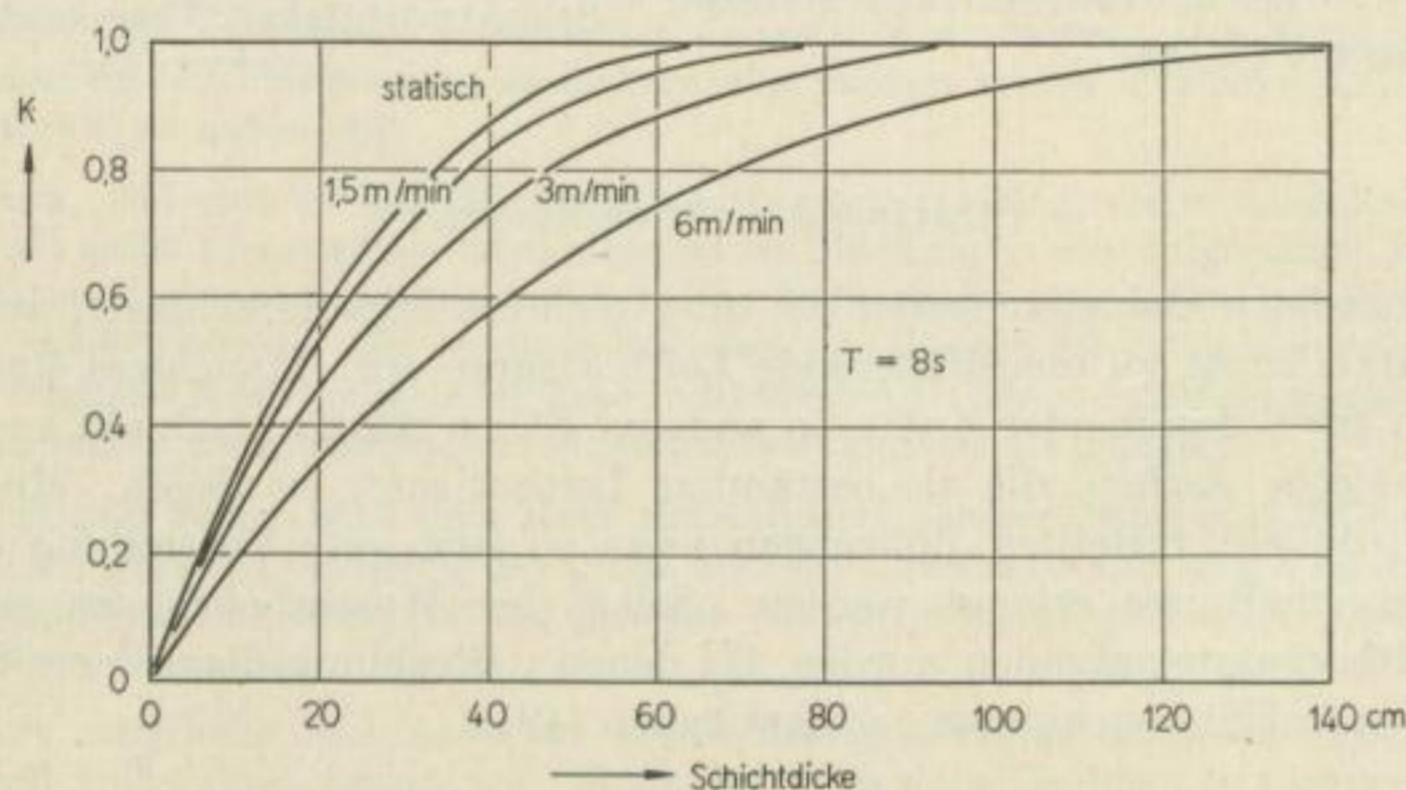


Bild 48. Geschwindigkeits- und Schichtkorrektur. Umgezeichnet nach BRODING und RUMMERFIELD [15]

Diese Kurven wurden experimentell durch Messung in einem künstlichen Bohrloch mit abwechselnden Schichten von Sand und Erz gleicher Konzentration, aber verschiedener Mächtigkeit gewonnen. Eine solche Kurvenschar kann für jede Zeitkonstante T aufgestellt werden. Bei sehr geringer Meßgeschwindigkeit oder bei statischen Messungen an interessanten Schichten fällt der Effekt der Zeitkonstanten heraus.

Der Faktor k_d wird aus Kurven entnommen, wie sie in Bild 49 wiedergegeben sind. Sie zeigen den Einfluß des Bohrlochdurchmessers in relativ mächtigen Formationen für ein luft- und ein wassergefülltes Bohrloch und verschiedene Exzentrizität des Empfängers im Bohrloch.

Nach Anbringen dieser Korrekturen kann mit einem für das jeweilige Gebiet gültigen Umrechnungsfaktor C die Urankonzentration im Gestein nach Gl. (138) ermittelt werden.

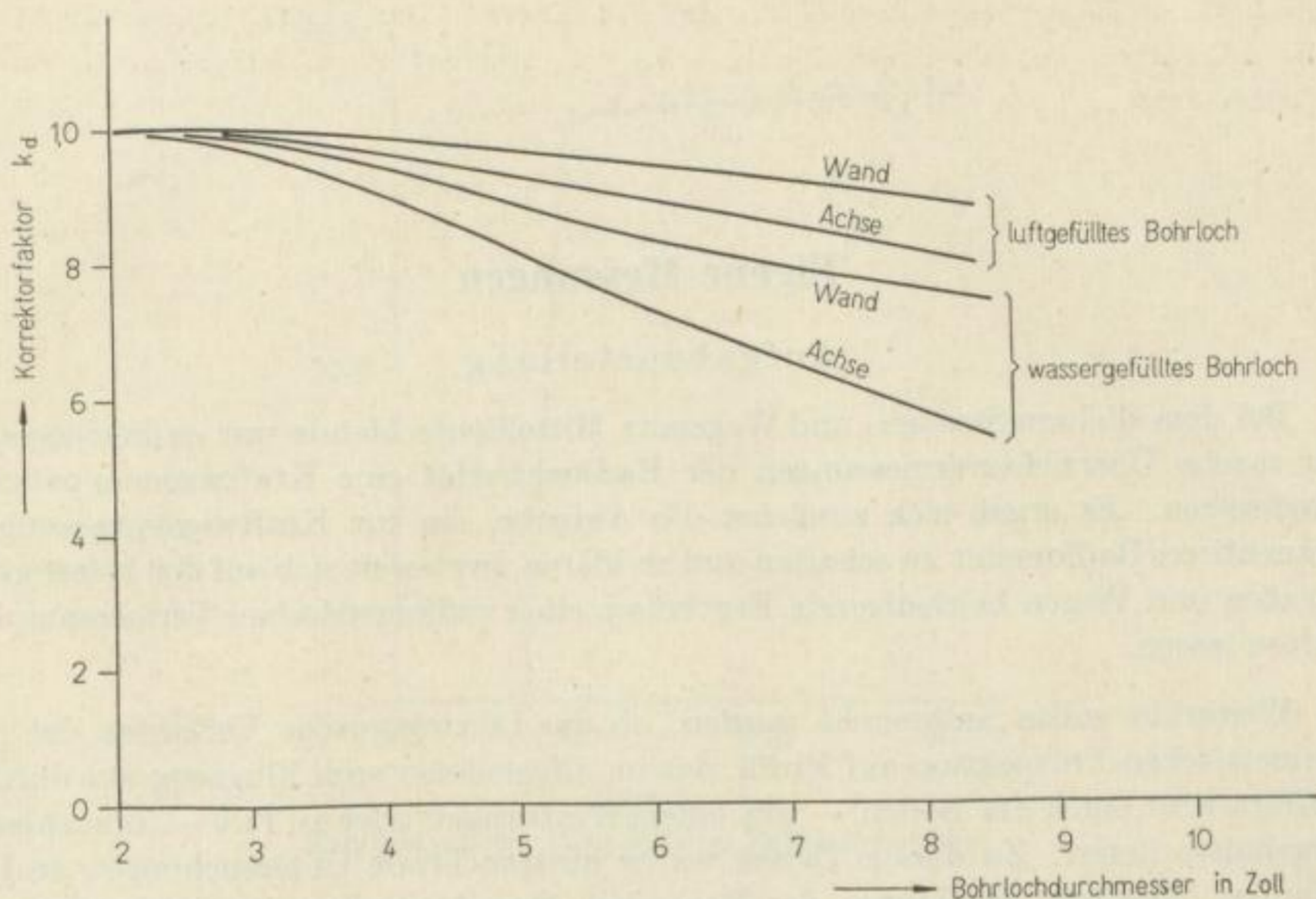


Bild 49. Korrektur für den Bohrlochdurchmesser (Durchmesser in Zoll).
Nach BRODING und RUMMERFIELD [15]

Simultane Radioaktivitäts- und Widerstandsmessung

Nicht immer liefert eine γ -Messung allein ausreichende stratigraphische Informationen, die aber zum Beispiel bei sedimentären Uranerzlagerstätten eine große Rolle spielen, da hier die Mineralisation häufig an Fazieswechsel gebunden ist. Zusätzliche Widerstandsmessungen können in diesem Fall von großem Wert sein. Eine gleichzeitige Messung der Radioaktivität und des elektrischen Widerstands der Gesteine ist nach BRODING und RUMMERFIELD [15] die ideale Kombination zur Uranprospektion. Da nur relative Widerstandswerte bei gleichzeitig hohem Auflösungsvermögen gebraucht werden, genügt zur Widerstandsmessung eine einzige Elektrode, die unterhalb des Zählrohrs an der Sonde angebracht ist.

Eigene Messungen

Aufgabenstellung

Bei dem dichten Straßen- und Wegenetz Mitteldeutschlands war es naheliegend, für rasche Übersichtsvermessungen der Radioaktivität eine Kraftwagenapparatur einzusetzen. Es ergab sich zunächst die Aufgabe, ein für Kraftwagenmessungen brauchbares Radiometer zu schaffen und zu klären, inwieweit sich auf den befestigten Straßen und Wegen befriedigende Ergebnisse einer radiometrischen Vermessung erhalten lassen.

Weiterhin sollte untersucht werden, ob das LUNDBERGSche Verfahren der radiometrischen Prospektion auf Erdöl, das im allgemeinen vom Flugzeug aus durchgeführt wird, auch am Boden — mit einem Kraftwagen oder zu Fuß — brauchbare Ergebnisse liefert. Zu diesem Zweck waren entsprechende Untersuchungen an bekannten ölhöffigen Strukturen der Deutschen Demokratischen Republik durchzuführen.

Die radiometrische Kraftwagenapparatur

Zählrohre und Radiometer

Zählrohre

Als Strahlungsempfänger wurde zur Erreichung der für Kraftwagenmessungen erforderlichen Empfindlichkeit eine Zählrohrbatterie mit zwölf 36 cm langen Zählrohren mit Wolframkathoden (Type WS-9), die eine hohe Empfindlichkeit besitzen, verwendet. Eine derartige Batterie war bei einem im Uranerzbergbau verwendeten Gerät zur automatischen Erzsartierung am Förderband vorhanden und konnte unverändert übernommen werden. Die Zählrohre, die ein Plateau von 750 bis über 1250 V bei einer Steigung von 1% je 100 V besitzen (Bild 50), sind parallelgeschaltet, durch RC-Glieder gegeneinander abgeblockt und federnd in eine Stahlblechkassette (Bild 51) eingehängt.

Radiometer

Am Institut für Angewandte Geophysik der Bergakademie Freiberg standen Untertage-Radiometer vom Typ SR-56 zur Verfügung, die mit ihrem Halogenzählrohr für kontinuierliche Messungen zwar zu unempfindlich sind, deren elektronischer Teil (beschrieben auf Seite 102) jedoch für recht hohe Impulsraten ausgelegt ist.

Da die Halogenzählrohre mit zwei 200-V-Batterien betrieben werden, für die verwendeten Wolfram-Zählrohre jedoch eine Spannung von über 1000 V erforderlich

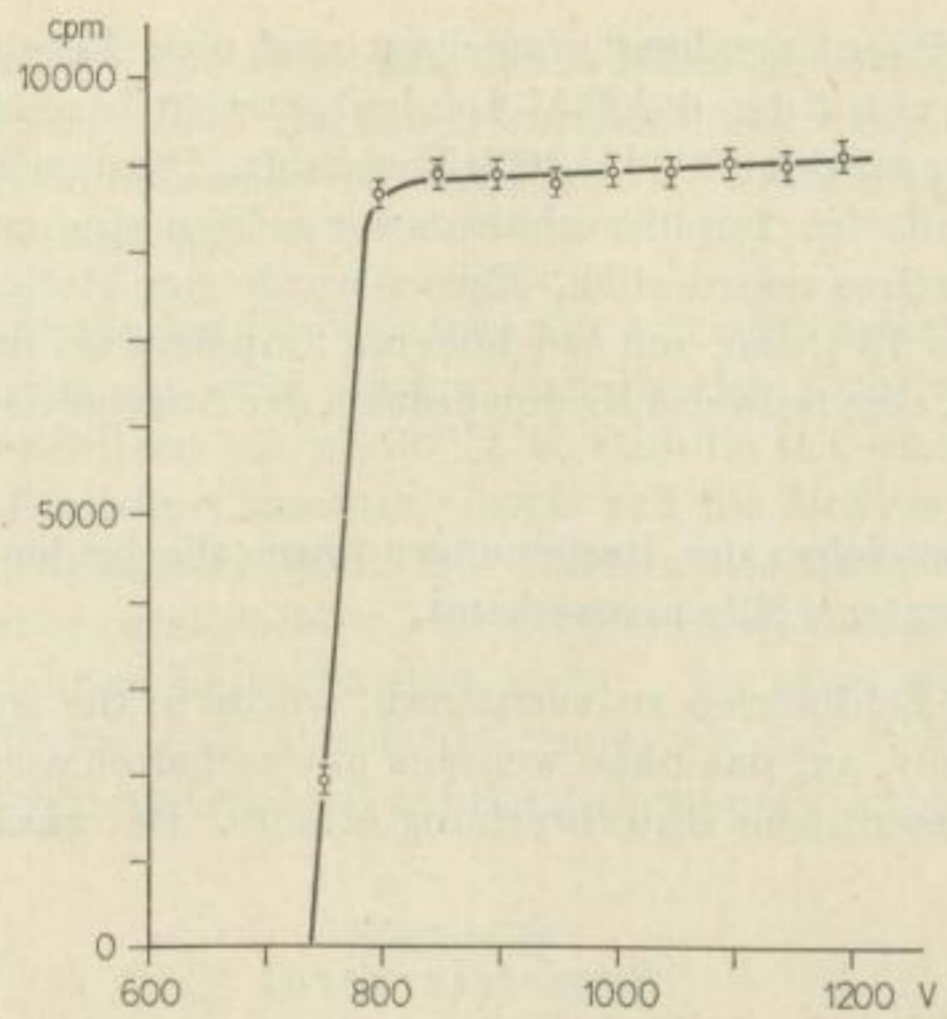


Bild 50
Zählplateau der verwendeten Zählrohrbatterie

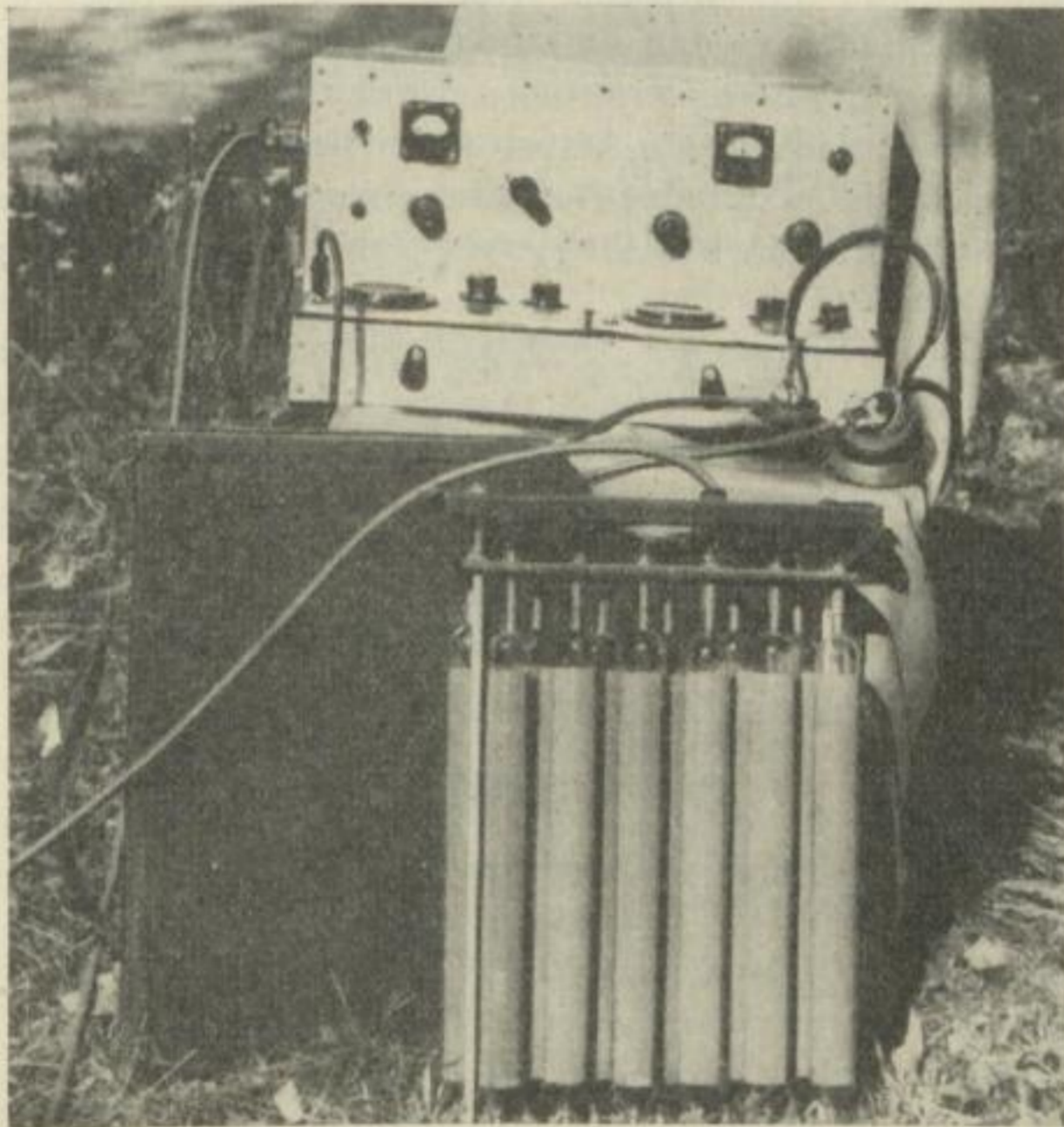


Bild 51. Gesamtansicht der Apparatur
(Radiometer mit Batteriekasten und Zählrohrkassette)

ist, wurde das Gerät entsprechend umgebaut und eine Regelungsmöglichkeit der Hochspannung, die von 5 bis 6 200-V-Anodenbatterien bezogen wird, vorgesehen. Als Arbeitsspannung wurden 1000 bis 1050 V gewählt. Die durch das Parallelschalten der Zählrohre veränderten Impulsverhältnisse machten eine entsprechende Anpassung des Eingangskreises erforderlich. Ferner wurde eine stetige Regelung der Zeitkonstante von 3 bis 13 s und, um bei höheren Impulsraten nicht den Meßbereich wechseln zu müssen, eine teilweise Kompensation der Anzeige des 50- μ A-Instruments vorgesehen.

Von den 4 Meßbereichen des Radiometers waren die beiden oberen für die vorkommenden Impulsraten völlig ausreichend.

Um Ausfälle im Feldbetrieb zu verringern, wurde in die Apparatur ein zweites Radiometer eingebaut, auf das ohne weiteres umgeschaltet werden kann, ohne daß die Messung eine wesentliche Unterbrechung erfährt. Der zusätzliche Raumbedarf ist relativ gering.

Registriergerät

Ein für die Kraftwagenmessungen genügend stabiles und rentables Registriergerät war in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht zu erhalten. Die handelsüblichen Direktschreiber und Schleifenzillographen sind entweder zu erschütterungs- und neigungsempfindlich, um im fahrenden Wagen betrieben werden zu können, oder elektrisch zu unempfindlich, so daß ein erheblicher zusätzlicher elektronischer Aufwand zur Verstärkung des Ratemeterstromes erforderlich wäre.

Es wurde daher einfach das μ -Amperemeter des Radiometers in konstanten Zeitintervallen abgelesen, so daß das Gerät in seiner Stromversorgung völlig unabhängig war. Anschlüsse für einen Registrierverstärker sind jedoch vorgesehen.

Eichung und Nulleffekt

Eichung

Die Eichung des Gerätes wurde nach dem auf Seite 107 beschriebenen Verfahren mit einem Radiumstandard von 0,1 mc in verschiedenen Abständen von der Zählrohrobatterie in zu den Zählrohren senkrechter Richtung vorgenommen.

Die von der Zählrohrobatterie gelieferte Impulsrate beträgt

$$N = 12,5 \text{ cps je } \mu\text{r/h} \quad (140)$$

und der Skalenwert des μ -Amperemeters für den verwendeten Meßbereich

$$k = 0,52 \frac{\mu\text{r/h}}{\mu\text{A}} \quad (141)$$

Stabilität und Genauigkeit

Die statistische Genauigkeit des Radiometers kann durch Einstellen verschiedener Zeitkonstanten des Integrierkreises zwischen 3 und 13 s geregelt werden. Bei der

Kraftwagenmessung wurde zur Erhöhung des Auflösungsvermögens mit der niedrigsten Zeitkonstante gearbeitet. Bei einem durchschnittlichen Strahlungspegel von 150 bis 200 cps ergab sich die Größe der statistischen Schwankungen zu 4%, was bei 12 $\mu\text{r/h}$ etwa 0,5 $\mu\text{r/h}$ entspricht.

Die Stabilität der Arbeit des Radiometers war zufriedenstellend. Zwar war nach Inbetriebnahme zunächst ein recht starker Gang in der Empfindlichkeit während der Messungen zu verzeichnen (bis zu 30%), so daß die mit einem (\times) versehenen Profile nur mehr qualitativen Charakter tragen und die Meßwerte nur in μA (Ablesung am Ratemeter) angegeben sind. Die Tendenz des Ganges war stets positiv. Die Ursache war offenbar ein schlechter Arbeitswiderstand, da nach Auswechseln desselben dieser Gang nicht mehr beobachtet wurde. Im allgemeinen ließ sich feststellen, daß die Meßwerte (bei Standardisierung wie bei Wiederholungsmessungen an einzelnen Punkten im Gelände) auf 0,5 $\mu\text{r/h}$ reproduzierbar waren.

Nulleffekt

Der Nulleffekt der Apparatur wurde in einem Ruderboot auf dem unteren Kreuzteich in Freiberg etwa in Teichmitte bestimmt. Sein Wert ergab sich zu 7,2 $\mu\text{r/h}$. Der tatsächliche Nulleffekt dürfte noch etwas niedriger liegen, da sich in dem vorliegenden Fall der Einfluß der Ufer wegen der geringen Entfernung nicht völlig ausschalten ließ. Darauf weist auch noch die Tatsache hin, daß sich bei den Messungen in Norddeutschland ähnlich niedrige Werte auch über Bodenbedeckung ergaben.

Während sämtlicher Messungen wurde der Nulleffekt als konstant angesehen und nicht eliminiert. Sein Tagesgang liegt noch innerhalb der Fehlergrenzen der Einzelmessung und der Stabilität des Gerätes. Da zur gesamten Höhenstrahlung Kernprozesse auf der Sonne nur einen relativ geringen Anteil beitragen, dürften auch solare Eruptionen sich in den Messungen kaum störend bemerkbar machen. Einen merklichen Einfluß auf die Größe des Nulleffekts könnten jedoch Luftdruckänderungen haben. Entsprechend ist auch eine Änderung mit der Höhenlage des Meßpunktes zu erwarten (etwa um 10% bei 300 m Höhenänderung).

Messungen vom Kraftwagen aus

Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden zum größten Teil mit einem Kübelwagen durchgeführt, der genügende Geländegängigkeit aufweist und bei dem die Zählrohre auf der Dachplane aufmontiert werden können, wo sie zugleich vor mechanischen Stößen etwas geschützt sind. Im Inneren des Wagens wurde während der Fahrt die Radiometeranzeige aller 5 bis 6 s (etwa 2 T) abgelesen und notiert. Eine Hilfskraft beobachtete die km-Anzeige des Tachometers (Ablesung aller vollen 100 m), besondere topographische Anhaltspunkte sowie die Straßenbeschaffenheit. Auf diese Weise ließen sich die gemessenen Profile je nach Geschwindigkeit des Fahrzeuges auf 30 bis 100 m genau in die topographische Karte einhängen. Die Beobachtungstechnik ist allerdings sehr

ermüdend und wird bei großangelegten Vermessungen auf jeden Fall unrationell. In diesem Fall muß auf ein Registriergerät zurückgegriffen werden.

Die Fahrgeschwindigkeiten wurden unterschiedlich gewählt, 10 bis 15 km/h zur Kartierung, 30 bis 40 km/h zur Übersichtsvermessung.

Bild 52 soll die Reproduzierbarkeit der Indikationen bei Hin- und Rückfahrt auf der Strecke Freiberg—Karl-Marx-Stadt illustrieren. Abgesehen von dem deut-

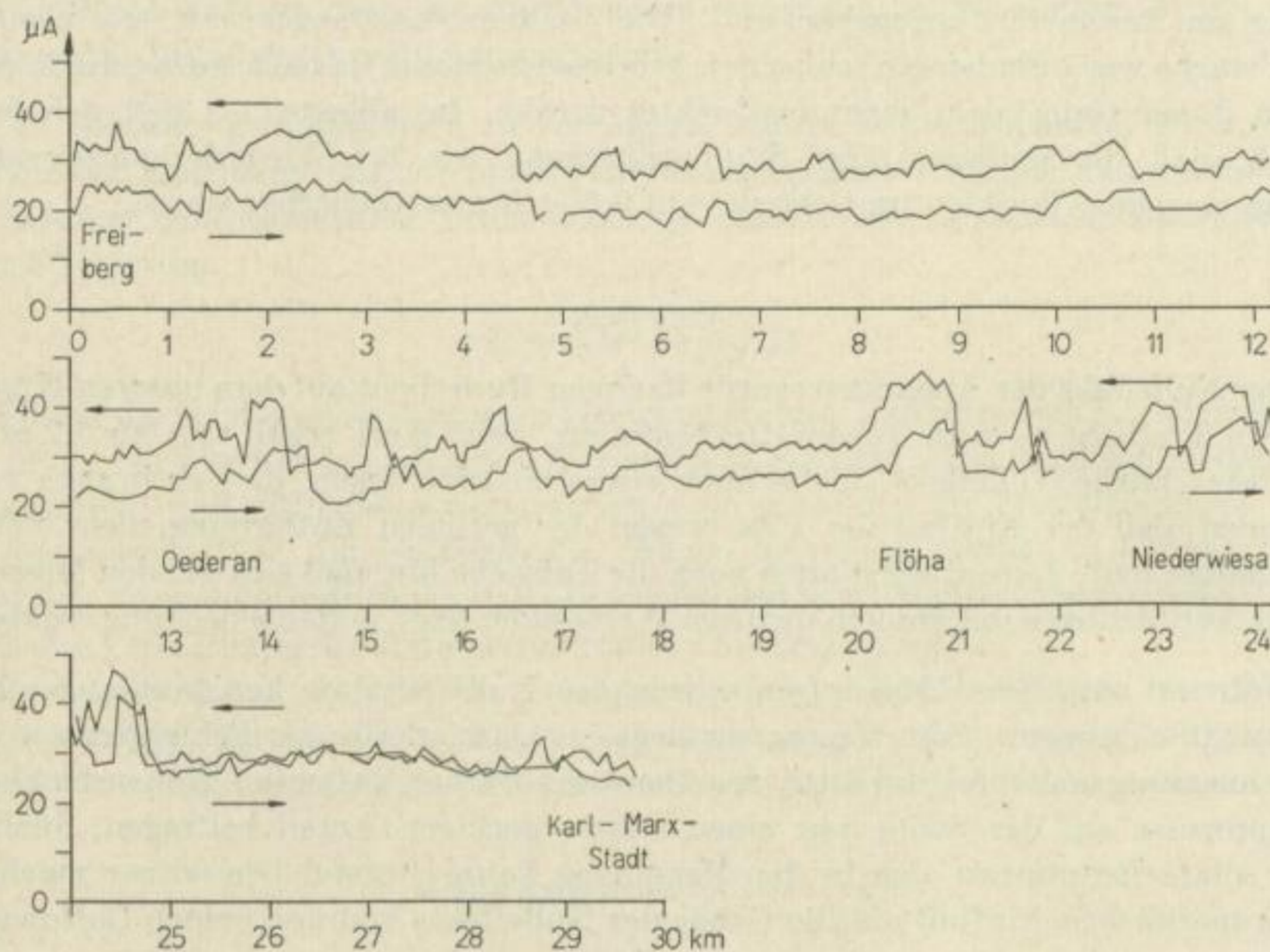


Bild 52. Profil Freiberg—Karl-Marx-Stadt (x)

lichen Empfindlichkeitsgang des Gerätes, ist der Strahlungsverlauf — unter Berücksichtigung der durch die Zeitkonstante hereingebrachten Phasenverschiebung — auch bei Ablesungsabständen von 5 bis 6 s durchaus reproduzierbar, so daß dieses Ableseverfahren beibehalten werden konnte.

Einfluß der Straßenbeschaffenheit

Bei der vorliegenden Empfängerhöhe von etwa 1,80 bis 1,90 m macht sich der Einfluß der Straßenbeschaffenheit noch stark bemerkbar. Ein drastisches Beispiel ist in Bild 53 wiedergegeben, wo die Unterschiede zwischen Asphaltstraße, gepflasterter Straße und betonierter Autobahn über 10 $\mu\text{r/h}$ betragen! Auch die zahlreichen „Anomalien“ auf dem Profil in Bild 52 sind größtenteils durch diese unterschiedliche Straßenbeschaffenheit zu erklären, zum Teil noch durch Masseneffekte. Auffallend

sind die hohen Strahlungswerte in geschlossenen Ortschaften. Mit der Oberflächengeologie läßt sich dieses Profil fast gar nicht in Einklang bringen.

Die auf der Strecke Johannegeorgenstadt—Schwarzenberg (Bild 54) bei ziemlich gleichmäßiger Straßenbeschaffenheit beobachteten Anomalien sind auf zwei Erzaufbereitungsanlagen in 30 bis 100 m Abstand von der Straße zurückzuführen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß radiometrische Messungen auf befestigten Straßen wenig sinnvoll sind und zu keinen brauchbaren Resultaten führen. Eine spezielle Bleiabschirmung wäre infolge der Größe der Zählrohrkassette nicht ohne größere Schwierigkeiten anzubringen gewesen.

Geologische Kartierung

Kartierung vom Kraftwagen aus

Aus den erwähnten Gründen wurden die weiteren Messungen nur auf Feld- und Waldwegen vorgenommen. Man kann hier nicht mehr von einer Übersichtsvermessung sprechen, da der Meßfortschritt relativ gering ist, doch konnten immerhin brauchbare Ergebnisse erzielt werden. Die Oberflächengeologie bildet sich in den radiometrischen Profilen zum Teil recht gut ab (Bild 55). In vielen Fällen zeichnet sich andererseits die Beschaffenheit der darunterliegenden Gesteine wegen der zu starken Bodenbedeckung nicht mehr im Strahlungsbild ab. Bemerkenswert ist, daß im Erzgebirge die autochthonen Böden fast stets niedrigere Aktivitätswerte als das darunterliegende Gestein ergaben, während sich bei den Messungen am Fallstein die Lößbedeckung durch bedeutend höhere Aktivität als der Kalk und die übrigen darunterliegenden Gesteine auszeichnete.

Erzgänge ließen sich weder im Freiburger noch im Brander Gebiet vom Kraftwagen aus nachweisen, ihre möglichen Indikationen gehen in der allgemeinen Unruhe unter. Immerhin zeigt ein östlich Freiberg aufgenommenes Profil (Bild 56) bei Ganghäufungen höhere Aktivitätswerte, die nicht allein durch Masseneffekte zu erklären sind.

Kartierung zu Fuß

Da die verwendete Apparatur (Bild 52) ein Gewicht von insgesamt 17 kg besitzt, läßt sich das Gerät von zwei Personen tragen und eine Vermessung zu Fuß ausführen. Eine Person trägt das Radiometer und nimmt die Ablesungen vor, die andere trägt die Zählrohrbatterie und notiert die Meßwerte. Die durch Kartierung zu Fuß erhaltenen Ergebnisse befriedigen am meisten. Einmal kann die statistische Genauigkeit heraufgesetzt werden, ohne daß die Meßgeschwindigkeit darunter leidet, da die Integration ja während des Gehens erfolgt, zum anderen sind keine Störeffekte durch Straßen und Wege zu befürchten. Da die Empfängerhöhe bedeutend niedriger ist (50 cm bis 1 m), ist auch das erfaßte Gebiet nicht so groß, so daß man ohne weiteres in etwa 2 m Entfernung parallel zu einer Straße laufen kann. Der Meßfortschritt ist beachtlich, da an den einzelnen Meßpunkten nur eine einfache Ablesung vorgenommen

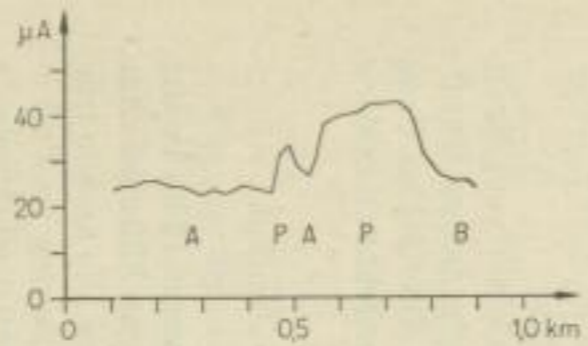


Bild 53. Profil an der Autobahnauffahrt Glauchau (×)
 A: Asphaltstraße
 P: gepflasterte Straße
 B: Autobahn

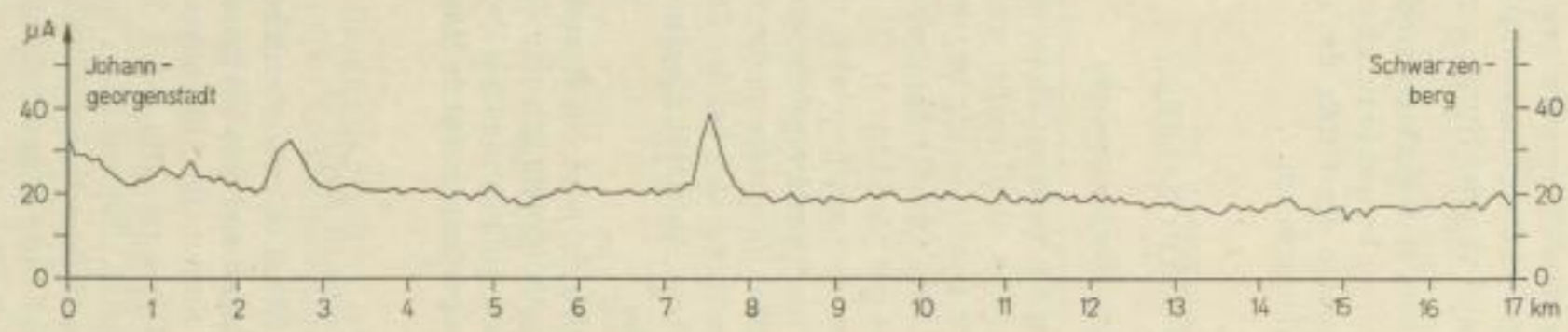


Bild 54. Profil Johanngeorgenstadt—Schwarzenberg (×)

Eigene Messungen

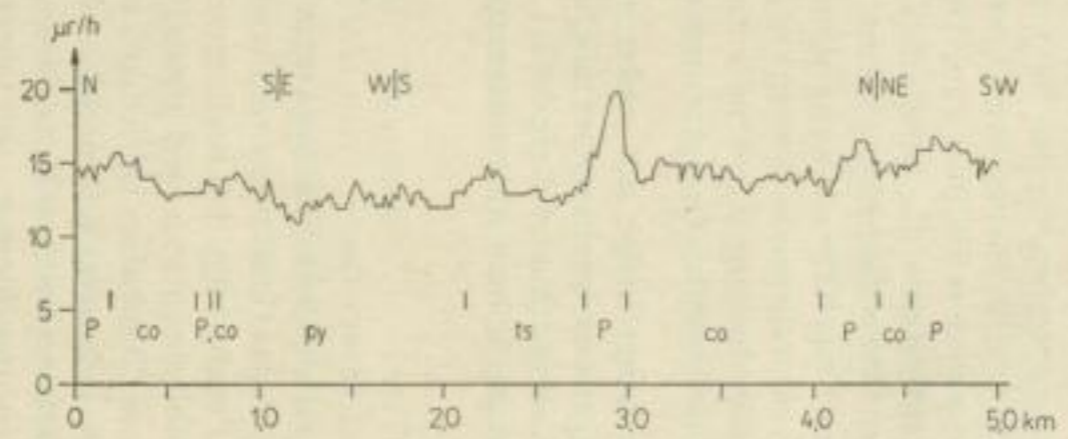


Bild 55. Radiometrisches Profil in der Struth bei Flöha
 P — Porphyry co — Oberkarbonsedimente
 py — Phyllit ts — Kambrische Tonschiefer

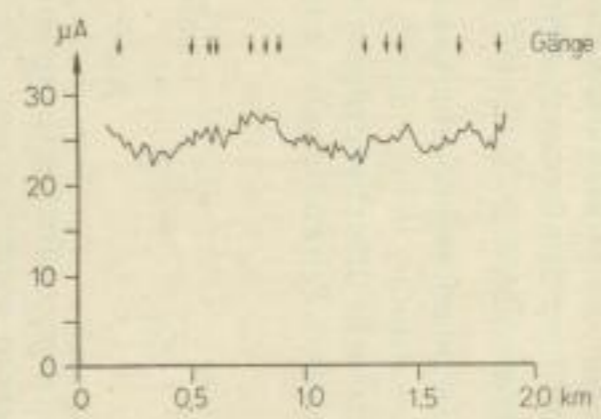


Bild 56. Profil östlich Freiberg (Reiche Zeche—Tuttendorf) (×)

wird, ohne daß man die Einstelldauer abzuwarten braucht. Ein recht anschauliches Beispiel ist in Bild 57 wiedergegeben. Ein Glimmerporphyrit, der auf der Thoßfeller Störung im Vogtland sitzt, indiziert sich eindeutig durch erhöhte Aktivitätswerte. Deutlich hebt sich auch das Strahlungsniveau über dem Diabaskonglomerat von dem über Tonschiefer und Quarzit ab. Das Gestein ist auf dem gesamten Profil von normalem Waldboden überdeckt. Die Schichtgrenzen sind nach den radiometrischen Angaben eingezeichnet und decken sich durchaus mit einzelnen Lesesteinfunden, jedoch nicht mit den Angaben der geologischen Karte, die den Porphyrit in einem Gebiet zeigt, in dem eindeutig Diabas vorliegt.

Bemerkenswert ist noch die mit dem Porphyrit verbundene magnetische Anomalie. Um eventuell die Grenze Diabas-Tonschiefer magnetisch festzulegen, wurden gleichzeitig Messungen mit der Feldwaage durchgeführt, die über dem Glimmerporphyrit eine Indikation von 1100γ in ΔZ ergaben. Aus der magnetischen Anomalie läßt sich der Verlauf der Gesteinsgrenzen bei weitem nicht so scharf festlegen wie durch radiometrische Messungen, bei denen dies auf 5 bis 10 m genau möglich ist.

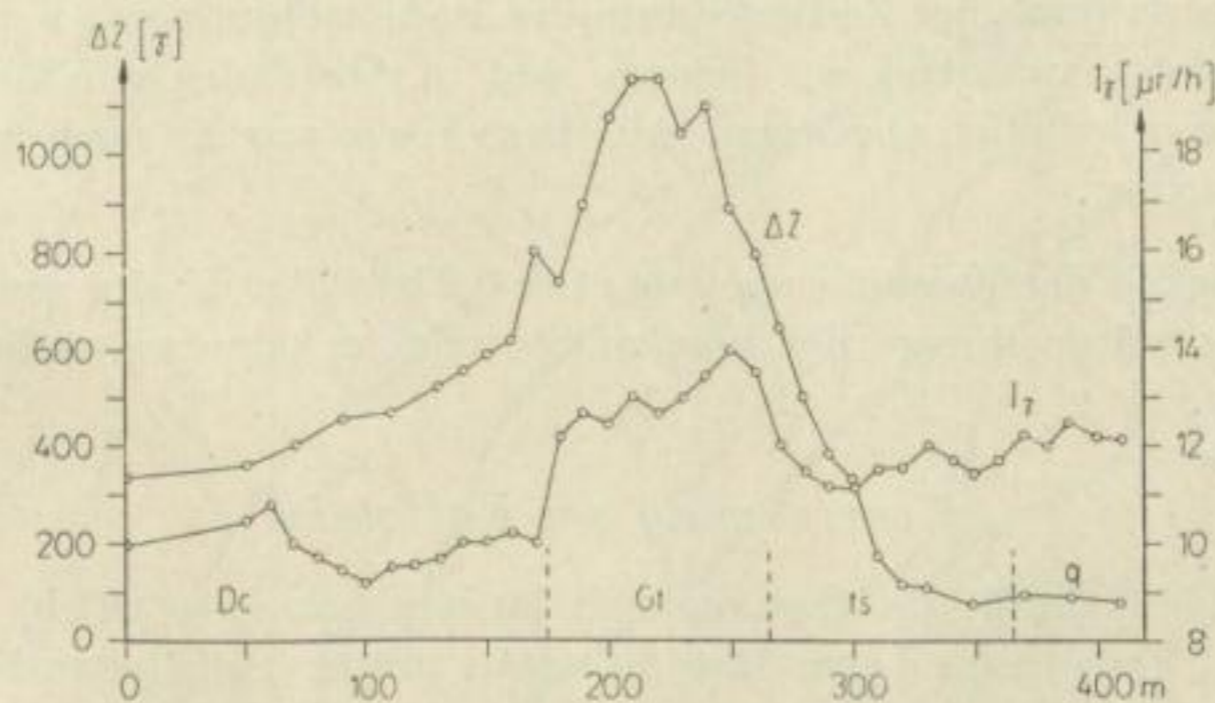


Bild 57. Radiometrisches und magnetisches Profil über einem Glimmerporphyrit im Vogtland

Gt — Glimmerporphyrit Dc — Diabaskonglomerat
ts — Tonschiefer q — Quarzit

Versuche, Verwerfungen radiometrisch durch eine γ -Vermessung zu verfolgen, blieben sowohl an Verwerfungen im Flöhaer Becken als auch an der Thoßfeller Störung ohne Erfolg, sofern nicht gleichzeitig ein Gesteinswechsel auftritt.

An Hand dieser Beispiele läßt sich der Wert radiometrischer Messungen als Hilfe bei der geologischen Kartierung zur relativ genauen Festlegung der Schichtgrenzen abschätzen. Das hier verwendete Verfahren ist noch sehr mühsam und unrationell, doch dürfte mit einem Szintillometer oder zumindest einem handlicheren Radiometer (unter Verwendung von Hochspannungskreisen) das Verfahren sich lohnen.

Radiometrische Vermessungen über Ölstrukturen

Allgemeine Überlegungen

Zur Klärung der Frage, ob die LUNDBERGSche Methode zur Erdölprospektion auch in Form radiometrischer Bodenvermessungen an geeigneten Strukturen Mittel- und Norddeutschlands anwendbar ist, sollen zunächst einige allgemeinere Betrachtungen vorausgeschickt werden. Die beobachteten Strahlungsanomalien sind relativ gering und können daher bei einzelnen Meßpunkten am Boden durch örtliche Störeffekte völlig überdeckt werden. Eine Durchführung der Messungen vom Kraftwagen aus erwies sich infolge der störenden Einflüsse, die selbst von Feld- und Waldwegen ausgeübt werden, als nicht durchführbar. In dem einen Meßgebiet, am Fallstein, ergaben sich infolge der Kalksteinaufschüttungen der Wege gegenüber der allgemeinen Lößbedeckung viel zu niedrige, in der Altmark dagegen, wo die Wege größtenteils mit glazialen Geröllmaterial befestigt sind, zu hohe Werte, die bei unterschiedlicher Wegbeschaffenheit zu unbrauchbaren Messungen führen. Quersfeldeinfahrten schieden wegen des damit verbundenen zu großen Flurschadens aus. Es mußte also auf eine Vermessung zu Fuß zurückgegriffen werden. Um wenigstens allzu lokale Effekte auszuschalten, wurde mit einer Zeitkonstante des Radiometers von 8 s gearbeitet; die Integration erfolgte während des Gehens, und in Abständen von 20 m wurde die Ratemeteranzeige lediglich abgelesen. Auf diese Weise war ein noch tragbarer Meßfortschritt gesichert.

Die Genauigkeit der Messungen betrug etwa 0,2 bis 0,5 $\mu\text{r}/\text{h}$; eine weitere Genauigkeitssteigerung würde infolge der lokalen Störeffekte keine wesentliche Verbesserung erbringen.

Vermessung am Fallstein

Als Testobjekt stand zunächst das seit langem bekannte Ölfeld am Fallstein zur Verfügung. Da sich die Lagerstätte in relativ großer Tiefe (etwa 1700 m) unterhalb des Zechsteinsalzes befindet und zudem noch sehr schmal ist, bestand von vornherein wenig Hoffnung, irgendeine Anomalie in der Strahlungsverteilung zu beobachten. Wegen der relativ dichten Anlage der Profile senkrecht und parallel zum Streichen des Feldes (es wurden insgesamt 25 km Profil über einer relativ kleinen Fläche vermessen) konnte eine differenzierte Isoradenkarte (Bild 58) konstruiert werden, die beträchtliche Aktivitätsunterschiede aufweist. Deutlich ist das hereyne Streichen der Anomalien zu erkennen. Die Interpretation wird hier wesentlich erschwert durch die Tatsache, daß die Oberflächengeologie ungefähr dasselbe Streichen wie die Untergrundstruktur aufweist, jedoch läßt sich das Strahlungsbild weder mit den einzelnen in der geologischen Karte (Blatt Hessen) angegebenen Formationsgrenzen noch mit der Topographie in Einklang bringen. Außerdem weist das ganze Meßgebiet eine ziemlich gleichmäßige Lößbedeckung auf, so daß Störeffekte durch die Oberflächenbedingungen relativ gering sein müßten. Trotzdem ist der Einfluß der stark differenzierten petrographischen Verhältnisse unter der Lößdecke in Rechnung zu stellen, so daß die Aussagekraft bei der Interpretation der vorliegenden Aktivitätsverteilung stark beeinträchtigt wird. Wenn man von diesem sehr ernst zu

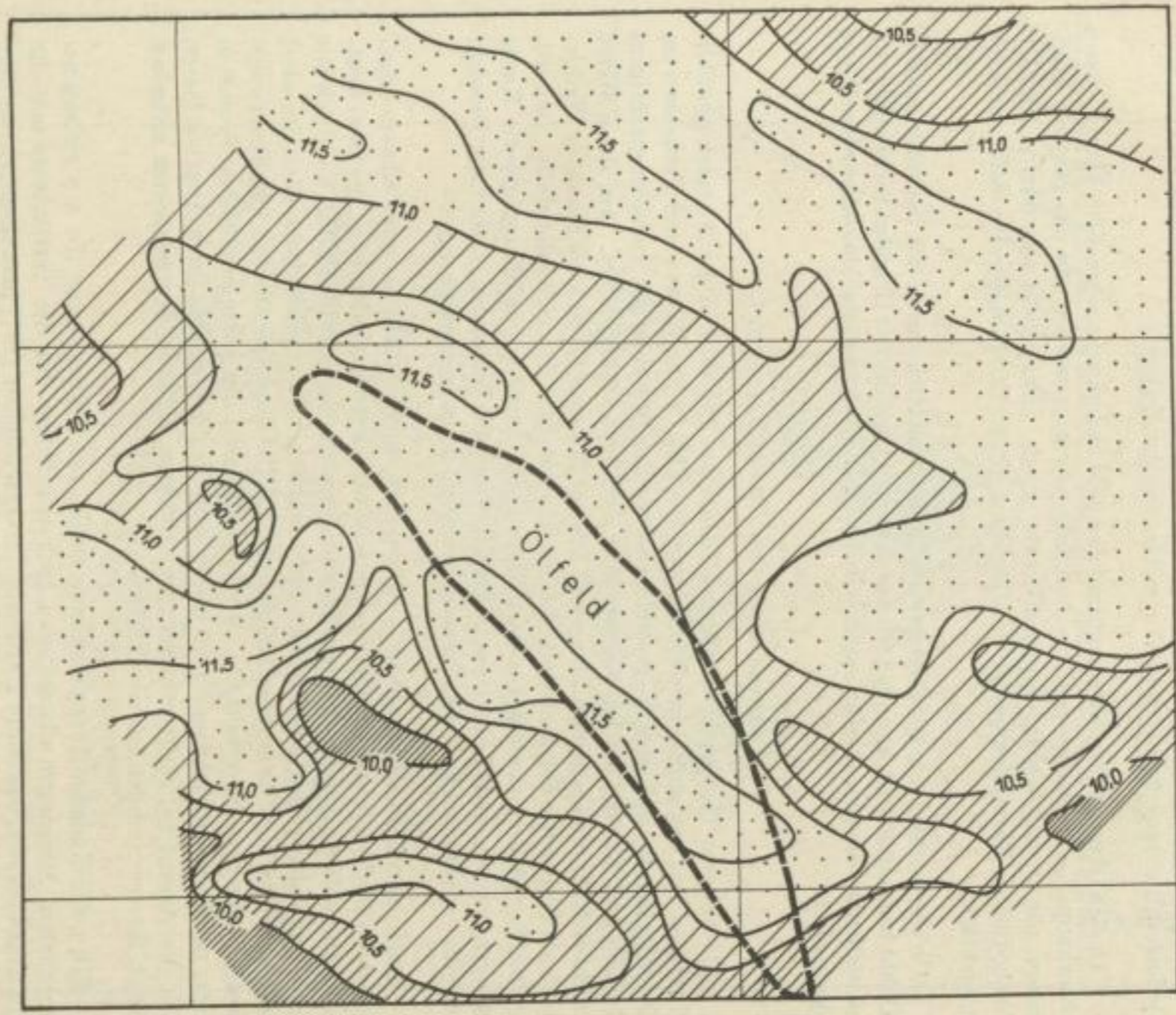


Bild 58. Isoradencarte Fallstein. Maßstab 1:10000, Kotierung in $\mu\text{r/h}$

nehmenden Unsicherheitsfaktor absieht, ergibt sich etwa folgendes Bild: Das mit seinen ungefähren Umrissen in die Isoradenkarte eingetragene Ölfeld fällt mit einem positiven, etwa NW–SE-streichenden Anomalierücken zusammen, der von einem ausgeprägten Gürtel mehr oder weniger niedriger Strahlungswerte mit umlaufendem Streichen eingesäumt wird. Es ist also eine deutliche Halo-Verteilung zu erkennen, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen der Anomalien.

Da das Öl unter dem Salz liegt und das Feld zudem sehr schmal ist, kann — wenn überhaupt — auch eine positive Anomalie erwartet werden, da das zentrale Minimum, wie an anderen Feldern beobachtet wurde, unterdrückt sein dürfte. Die Ursache für das Zustandekommen des Gürtels niedriger Strahlungswerte bleibt zunächst ungeklärt.

Ob die beobachtete Strahlungsverteilung tatsächlich durch das darunterliegende Ölfeld bestimmt wird, kann jedoch aus den oben angeführten Gründen nicht eindeutig entschieden werden. Dafür spricht lediglich die ausgeprägte Halo-Anordnung der Anomalien.

Vermessung im Raum Diesdorf

Als weiteres Testobjekt wurde das Gebiet um Diesdorf in der Altmark gewählt. Zwischen den beiden Salzstrukturen von Waddekath im Westen und Peckensen im Osten erstreckt sich eine N–S-streichende Sedimentmulde mit ziemlich mächtigem Tertiär und Kreide, die im Westen über den Jura transgrediert. Auf diese Weise ergibt sich für die Horizonte Lias α und Dogger β , die im Westen der Struktur Waddekath als Ölspeicher bekannt sind, die Möglichkeit einer Transgressionsfalle. In nordöstlich Schadeberg niedergebrachten Bohrungen konnten gut ölimprägnierte Kerne gezogen werden, so daß hier berechnete Ölhoffnungen bestanden. Damit war Diesdorf für eine radiometrische Versuchsvermessung noch am geeignetsten.

Auch hier ließ sich aus dem — wenn auch weniger dicht als am Fallstein angelegten — Profilnetz eine Isoradenkarte ableiten, deren auffallendstes Merkmal deutliche Anomalien mit sehr niedrigen Strahlungswerten sind (Bild 59). Ein Vergleich mit der Oberflächengeologie ist insofern nicht möglich, als das geologische Blatt Diesdorf noch nicht vorliegt. Es standen lediglich vom VEB Geophysik aus den Schußbohrungsprofilen der Seismik ermittelte, sehr grobe Karten der petrographischen Situation unter der Humusschicht und in 10 m Tiefe zur Verfügung. Mit ihren Angaben lassen sich die Anomalien nicht erklären; es existieren keinerlei Korrelationen zwischen diesen Karten und der Isoradenkarte.

Ein befriedigender Zusammenhang ergibt sich jedoch, wenn die aus reflexionsseismischen Messungen abgeleiteten Isohypsenkarten für die Tertiärbasis und die Alb-Transgression sowie die Karte der Juramächtigkeit [107] herangezogen werden. Die dort zum Ausdruck kommenden hercynen (Tertiärbasis) und rheinischen Streichrichtungen (Albtransgression, Juratrog) finden sich deutlich in den Isoraden wieder. Der ausgebildete Kessel niedriger Strahlungswerte im Mittel- und Südteil des Meßgebietes fällt mit dem wahrscheinlichen umlaufenden Ausstreichen der ölhöffigen

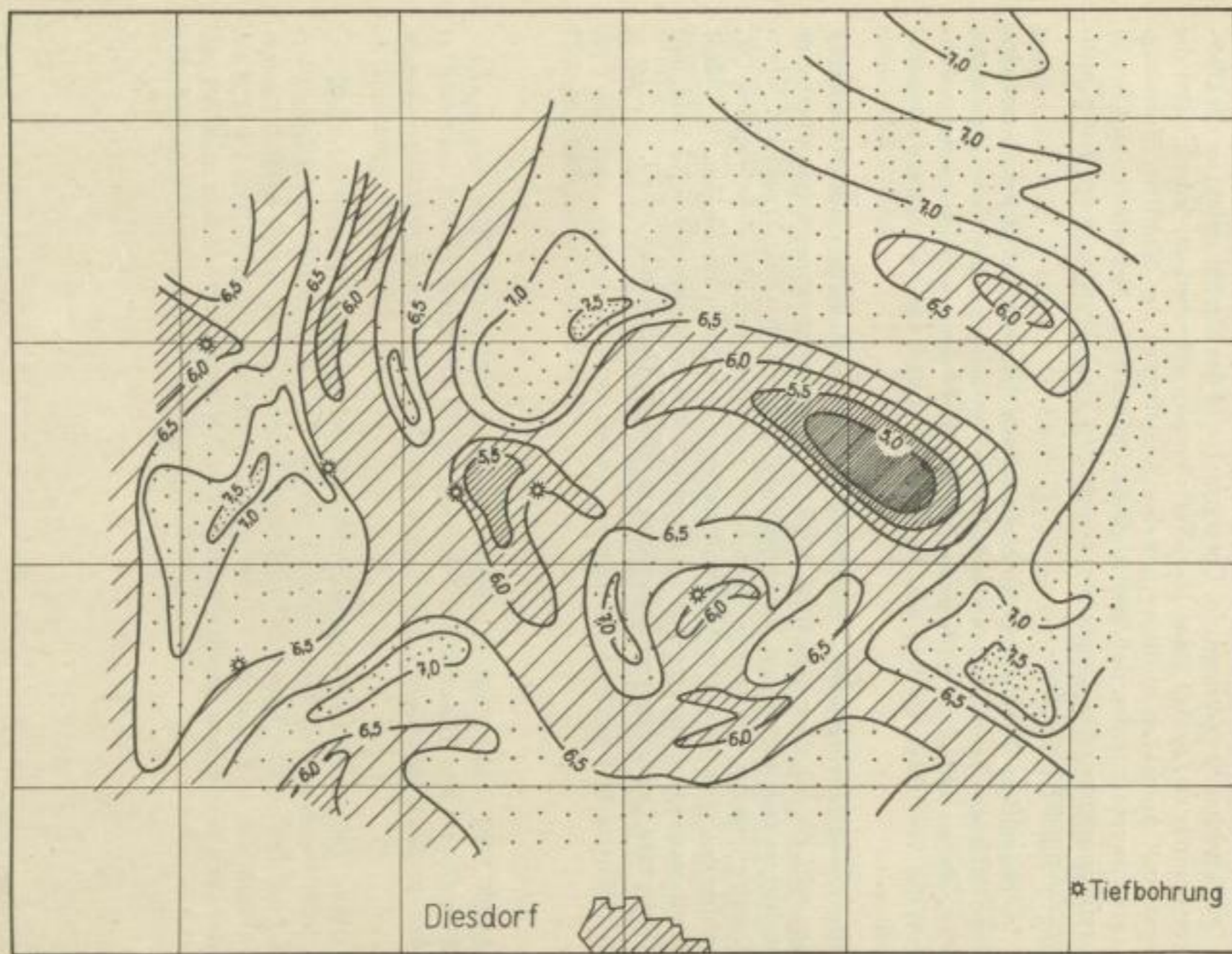


Bild 59. Isoradencarte Diesdorf. Maßstab 1:25 000, Kotierung in $\mu\text{r/h}$

Jurahorizonte unter der Albtransgressionsfläche am Südennde des etwa rheinisch streichenden Juratroges zusammen.

Durch zahlreiche Störungen im Untergrund wird das Strahlungsbild an der Oberfläche kompliziert, so daß keine Halo-Verteilung zu erkennen ist, jedoch fallen die „negativen“ Anomalien in die vermuteten Ausbülzonen der ölhöffigen Horizonte. Bemerkenswert ist ferner, daß fast sämtliche innerhalb des Meßgebietes (auf Grund der reflexionsseismischen Ergebnisse) angesetzten Tiefbohrungen in den Zonen niedriger Strahlungswerte stehen.

Zur endgültigen Beurteilung der beobachteten Anomalien muß jedoch erst eine weitere Klärung der Untergrundverhältnisse von geologischer Seite abgewartet werden, ebenso sollte das Profilnetz in einer den Messungen am Fallstein entsprechender Weise verdichtet werden, um die Aktivitätsverteilung noch klarer herauszuarbeiten.

Der Zweck der vorgelegten Untersuchungen sollte zunächst ja nur die Klärung der Frage sein, ob sich über derartigen Strukturen aus Bodenvermessungen überhaupt irgendwelche radiometrischen Anomalien ableiten lassen, und diese Frage kann durchaus positiv beantwortet werden. Es ist jedoch wünschenswert, eingehende weitere Untersuchungen über dieser Struktur und weiteren Strukturen anzustellen. Das Gebiet der radiometrischen Ölprospektion ist immerhin noch ausgesprochenes Neuland, und die bisherigen Ergebnisse geben durchaus zu einigem Optimismus Anlaß.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden ausführlich die Grundlagen, die Meß- und Auswertverfahren sowie die Anwendungsmöglichkeiten radiometrischer Bestimmungen mit dem Zählrohr im Laboratorium, im Gelände und bei der Bohrlochmessung behandelt. Besondere Aufmerksamkeit wird dem Problem der Eichung von Zählrohren gewidmet. Soweit bei den verschiedenen Meßverfahren auch Szintillationszähler Anwendung finden, werden deren Vor- und Nachteile gegenüber den Zählrohren abgeschätzt.

Die Ionisationsmethoden, speziell die Emanometrie, werden nicht berücksichtigt.

Weiterhin wird über eigene Messungen mit einer radiometrischen Kraftwagenapparatur, die zugleich auch im normalen Feldbetrieb als hochempfindliches Radiometer eingesetzt werden kann, berichtet. Es wird untersucht, inwieweit sich auf dem ausgedehnten Straßennetz Mitteldeutschlands radiometrische Vermessungen vom Kraftwagen aus durchführen lassen. Messungen über dem Ölfeld am Fallstein und in der Altmark ergaben auffallende Anomalien im Strahlungsbild, die sich nicht mit der Oberflächengeologie erklären lassen, sondern eher mit den Tiefenstrukturen in Übereinstimmung zu bringen sind.

An dieser Stelle möchte ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. phil. O. MEISSER, meinen Dank für die großzügige Unterstützung und die zahlreichen wissenschaftlichen Hinweise und Anregungen bei der Anfertigung dieser Arbeit aussprechen.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern des Institutes für angewandte Geophysik der Bergakademie Freiberg, die mir bei der Durchführung der experimentellen Arbeiten behilflich waren. Mein Dank gilt ferner dem VEB Geophysik, Leipzig, und dem VEB Erdöl und Erdgas, Gommern, die mich bei der Durchführung der Messungen am Fallstein und in der Altmark weitgehend unterstützten und die zur Auswertung erforderlichen Unterlagen zur Verfügung stellten.

Bergakademie
- Bücherei -
Freiberg t. 31

Literatur

- [1] AGOCS: Airborne scintillation counter surveys. *Canad. Min. Metall. Bull.* 48 (1955) S. 109—111.
- [2] ALEKSEEV, F. A., GRUMBKOV, A. P. und KIRSCHFELDT, I. E.: K voprosu o vozmožnosti ispol'zovanija radiometričeskich metodov dlja poiskov neftjanych mestoroždenij. Sessija Akad. Nauk SSSR, Po mirnomu ispol'zovanija atomnoj energii 1.—5. Julji 1955, Izdatel'stvo Akad. Nauk SSSR, Moskva (1955) S. 253—266.
- [3] AMES, A. A., SUTTON, F. und STREETT, M. B.: How B and D made radiation survey. *Engng. Min. J.* 156 (1955) 12, S. 105—106.
- [4] ARDENNE, M. VON: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie. Bd. II.
- [5] ASIMOV, I.: The relative contributions of various elements to the Earth's radioactivity. *J. of chemical Education* 31 (1954) 1, S. 24—25.
- [6] BALDINGER, E., HALBACH, K.: Berechnung der Zählverluste von Untersetzern nach der Theorie von Jost. *Helv. Physica Acta* 24 (1951) 4, S. 315—317.
- [7] BARANOV, V. I.: Radiometrija. Izdatel'stvo Akad. Nauk SSSR, Moskva, 1956.
- [8] BARANOV, V. I.: Aeroradiometric prospecting for Uranium and Thorium deposits and the interpretation of gamma anomalies. *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, New York*, 6 (1956) S. 740—743.
- [9] BEHARRELL, I.: Absorption of alpha-rays in thick sources. *Trans. Am. Geogra. Union* 30 (1949) S. 333—336.
- [10] BISBY, H., FRANKLIN, E., und TAYLOR, D.: Instrumental developments in the prospecting, mining and chemical processing of nuclear materials. *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, New York*, 6 (1956) S. 704—711.
- [11] BLANCHARD, A., DEWAN, I. T.: The calibration of gamma-ray logs. *Petroleum Engr.* 25 (1953). 8, S. 13-76.
- [12] BLUM, E.: Zur Eichung von Gammastrahl-Diagrammen. *Erdöl und Kohle* 8 (1955) 1, S. 5—6.
- [13] BOWIE, S. H., HALE, F. H., OSTLE, D., u. a.: Radiometric surveying with a carborne counter. *Bull. Geol. Survey Great Brit.* 10 (1955), S. 1—23.
- [14] BRANNON, R. H., OSOBA, S. J.: Spectral gamma ray logging. *J. Petroleum Technol.* 8 (1956) S. 30—35.
- [15] BRODING, R. A., RUMMERFIELD, B. F.: Simultaneous gamma ray and resistance logging as applied to Uranium exploration. *Geophysics* 20 (1955) 4, S. 841—859.
- [16] BURTT, B. P.: Absolute beta-counting. *Nucleonics* 5 (1949) 2, S. 28.
- [17] BUSH, R. E., MARDOCK, E. S.: The quantitative interpretation of radioactivity logs. *J. Petrol. Techn., Petrol. Trans., AIME* 192 (1951) 191.
- [18] BUSH, R. E., STICK, J. C.: Revue des methodes de mesures de radio-activité les sondages. *Revue Inst. Franc. Petrole* 10 (1955) 11, S. 1352—1360.
- [19] COOK, J. C.: An analysis of airborne surveying for surface radioactivity. *Geophysics* 18 (1952) S. 687.
- [20] COOK, G. B., DUNCAN, I. T. und HEWITT, M. A.: Geometrical efficiency of end-window G-M-counters. *Nucleonics* 7 (1951) S. 24.
- [21] COWPER, G.: Aerial prospecting with scintillation counters. *Nucleonics* 12 (1954) 3, S. 29—32.
- [22] DAVIDSON, C. F.: The distribution of radioactivity. *Mining Magazine* 85 (1951) 12, S. 329—340.
- [23] DAVIDSON, C. F., BOWIE, S. H. U.: Methods of prospecting for Uranium and Thorium. *Mining Magazine* 93 (1955) 3, S. 137—141.

- [24] DAVIS, F. I.: An improved Geiger counter arrangement for determination of Radium content. *J. Res. Nat. Bur. Stds.* **38** (1947) S. 513—518.
- [25] DAVIS, F. C., REINHARDT, P. W.: Instrumentation in aircraft for radiation measurements. *Nuclear Science and Engineering* **2** (1957) 6, S. 713—727.
- [26] EICHHOLZ, G., HILBORN, I. und McMAHON, C.: The determination of Uranium and Thorium in ores. *Canad. J. Phys.* **31** (1953) 4, S. 613—628.
- [27] EIFE, K. H.: Die Bestimmung des Raumbgewichtes von Böden und Gesteinen durch Gamma-Strahlen. *Freib. Forsch.-H. C* **61** (1959).
- [28] EROZOLIMSKIJ, B. A., BESPALOV, D. F.: Primenenie scintilljačionnogo sčetička dlja radiometričeskoj apparatury v neftjanoj promyšlennosti. Sessija Akad. Nauk SSSR, Po mirnomu ispolzovanija atomnoj energii 1.—5. Julji 1955. Izdatel'stvo Akad. Nauk SSSR Moskva (1955) S. 320—397.
- [29] ESPE, W., KUHN, A.: *Elementare Grundlagen der Kernphysik*. Leipzig 1955: Akad. Verlagsgesellschaft.
- [30] EVANS, R. D., GOODMAN, C.: Radioactivity of rocks. *Bull. Geol. Soc. Am.* **52** (1941) S. 459—490.
- [31] EVE, A. S., KEYS, D. A.: *Applied Geophysics in the search for minerals*. Cambridge, 1954. University Press.
- [32] FANO, U.: Gamma-ray attenuation. *Nucleonics* **11** (1953) 8, S. 8—12; 9, S. 55—61.
- [33] FEARON, R. E., MARDOCK, E. S.: The quantitative interpretation of radioactivity logs. *Oil Gas J.* **50** (1952) 46, S. 188
- [34] FOOTE, R. S.: Airborne exploration for Uranium. *Mining Magazine* **44** (1954) 10, S. 31—32.
- [35] FRANK, E. J.: An airborne computer-controlled dedector for radioactive ores. *J. Brit. Inst. Radio Engrs.* **16** (1956) 11, S. 633—645.
- [36] FRANKLIN, E., HARDWICK, I.: The design of portable gamma- and beta-radiation measuring instruments. *J. Brit. Inst. Radio. Engrs.* **11** (1951) 10, S. 417—434.
- [37] FRIEDMAN, H.: Geiger counter tubes. *Proc. Inst. Radio Engrs.* **37** (1949) S. 791—808.
- [38] FÜNFER, E., NEUERT, H.: *Zählrohre und Szintillationszähler*. Karlsruhe 1954: G. Braun.
- [39] GENTNER, W., HUSMAN, O.: Ein Zählrohrgerät zur Untersuchung von Thorium- und Uranmineralien. *Neues Jahrbuch für Mineralogie* (1952) 7, S. 202—212.
- [40] GLUBRECHT: Über die Eignung und Messung von Baustoffen zum Schutz gegen Gammastrahlen. *Atompraxis* **2** (1956) 10, S. 348—356.
- [41] GORŠKOV, G. V.: *Gamma-izlučenie radioaktivnych tel*. Izdat. LGU, Leningrad 1956.
- [42] GREGORY, A. F.: Analysis of radioactive sources in aeroradiometric surveys over oil fields. *Bull. Amer. Assoc. Petroleum Geolog.* **40** (1956) 10, S. 2457—2474.
- [43] GREINACHER, H.: Neue Zählmethoden für Elementarteilchen und Photoelektronen (Funkenzähler). *Z. f. techn. Physik* **16** (1936) S. 165.
- [44] GROSS, W. H.: Radioactivity as a guide to ore. *Econ. Geolog.* **47** (1952) 7, S. 722—742.
- [45] HANLE, W.: Der Szintillationszähler. *Naturwissenschaften* **38** (1951) 8, S. 176—185.
- [46] HEISENBERG, W.: *Kosmische Strahlung*. Berlin 1953: Springer-Verlag.
- [47] HUSHLEY and DIXON: The gamma-ray measurement of Radium ore concentrates. *Can. J. Res.* **25 A** (1947) S. 210—222.
- [48] JAKOSKY, J. J.: *Exploration Geophysics*. Trija Publ. Co., Los Angeles (1950) S. 987 bis 1015 und 1094—1113.
- [49] JAKOVLEV, A. F.: Nekotorye sposoby rešenija prjamoj zadači aéro-gamma-metoda. *Izv. Akad. Nauk. SSSR* (1958) 1, S. 75—85.
- [50] KELLOGG, W. C.: The development and interpretation of aerial radioactivity surveys. *Mines Magazine* **46** (1956) 7.
- [51] KELLOGG, W. C.: Observations and interpretation of radioactive patterns over some California oil fields. *Mines Magazine* **47** (1957) 7, S. 26—28.
- [52] KERR, P. F.: The natural occurrence of Uranium and Thorium. *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, New York*, **6** (1956) S. 5—59.

- [53] KMENT, V., KUHN, A.: Das Geiger-Müller-Zählrohr. Leipzig 1953: Akad. Verlagsgesellschaft.
- [54] KOHL, E.: Uran. Stuttgart 1954.
- [55] KOHLRAUSCH, F.: Praktische Physik. Bd. II, Stuttgart 1956: B. G. Teubner.
- [56] KOHMAN, T. P., SAITO, N.: Radioactivity in Geology and Cosmology. *Ann. Rev. Nuclear Science* 4 (1954) S. 401—462.
- [57] KREBS, A.: Szintillationszähler. *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften* 27 (1953) S. 361—409.
- [58] LAPOINTE, C.: Equilibrium corrections in Geiger analysis. *Can. Dep. Mines, Radioactivity Division, Doc. SR 31/50*. Ottawa 1950.
- [59] LAPOINTE, C., WILLIAMSON, W. R.: The uses of Geiger-Müller tubes for the state of equilibrium of the radioelements in Uranium ore. *Can. Dep. Mines, Radioactivity Division, Doc. TR 101/52*, Ottawa 1952.
- [60] LOBDELL, D. S., BUCKLEY, E. F., und MERRITT, J. W.: Gamma ray exploration comes of age. *World Oil* 139 (1954) 2, S. 107—112.
- [61] LUNDBERG, H.: An attempt to interpret radioactive patterns obtained from airborne recordings. *Proc. Geol. Assoc. Canada* 5 (1952).
- [62] LUNDBERG, H.: What causes low radiations intensities over oil fields. *Oil and Gas Journal* 54 (1956) S. 192—195.
- [63] LUNDBERG, H., ISFORD, G.: Oil prospecting with the radioactive method. *World Petroleum* (1953) S. 40—42.
- [64] LUNDBERG, H., ROULSTON, K. I., PRINGLE, R. W., und BROWNELL, G. W.: Oil exploration with airborne scintillation counters. *Oil in Canada* (1952) S. 40.
- [65] LUTZ, W.: Bericht über ein Zählrohr für durchdringende Strahlung. *Z. Instrumentenkunde* 60 (1940) S. 221—226.
- [66] LUTZ, W.: Radioaktive Bodenuntersuchungen nach dem Gamma-Strahlen-Verfahren. *Beitr. angewandte Geophysik* 8 (1940) S. 211—226.
- [67] LUTZ, W.: Neue geologische Gammastrahlungsmessungen mit Zählrohren. *Gerl. Beitr. z. Geoph.* 64 (1954) 2, S. 89—94.
- [68] MAIER-LEIBNITZ, H.: Absolute Zählrohrmessungen an Gamma-Strahlen. *Z. Naturforsch.* 1 (1946) S. 243.
- [69] MCCALLUM: Correction for the effect of cosmic radiation on field measurements of the radioactivity of soils. *J. Sci. Technology* 7 (1955) 2, S. 172—178.
- [70] MEISSER, O.: Praktische Geophysik. Dresden, 1943.
- [71] MERCIER, V. J., REDFORT, W. H.: New calibration and conversion techniques for radioactivity logs. *J. Petrol. Tech.* 9 (1957) S. 11—15.
- [72] MERRITT, J. W.: Radioactive soil survey technique. *World Oil* 135 (1952) 1, S. 78—82.
- [73] MERRITT, J. W.: How to avoid costly errors in gamma ray surveying. *World Oil* 141 (1955) 2, S. 84—90.
- [74] MILOJEVIC, A., KOSTIC, V., und PETROVIC, M.: Radiation detectors with halogen counters for use in prospecting. *Proc. Intern. Conf. Peaceful. Uses of Atomic Energy* 6 (1955) S. 712—713.
- [75] NELSON: Prospecting for Uranium with carmounted equipment. *Bull. Geol. Survey* (1953) S. 988.
- [76] NINNINGER, R. D.: Minerals for Atomic Energy. New York 1954.
- [77] NOGAMI, H. H., HURLEY, P. M.: The absorption factor in counting alpha rays from thick mineral sources. *Trans. Am. Geoph. Union* 29 (1948) S. 335—340.
- [78] PEIRSON, D. H., FRANKLIN, E.: Aerial prospecting for radioactive minerals. *Brit. J. Appl. Phys.* 2 (1951) 10, S. 281—291.
- [79] PEIRSON, D. H., PICKUP, I.: A scintillation counter for radioactivity prospecting. *J. Brit. Inst. Radio Engrs.* 14 (1954) 1, S. 25—32.
- [80] PERKOV, N. A., KORŠIKOV, V. N.: Interpretacija diagramm radioaktivnogo karottaža skvažin. Moskva 1956.
- [81] PONSFORD, D. R.: Radioactivity studies of some British sedimentary rocks. *Bull. of the Geol. Surveys of Great Brit.* 10 (1955) S. 24—44.

- [82] PREHN, A.: Die natürliche Radioaktivität des Kaliums, ihre Messung und Nutzbar-
machung im Kalibergbau und in der Kaliaufbereitung. *Bergbautechnik* 6 (1956) 11,
S. 601—606.
- [83] PRINGLE, R. W., ROULSTON, K. I., BROWNELL, G. W., u. a.: The scintillation counter
in the search for oil. *Mining Engng.* 5 (1953) 12, S. 1255—1261.
- [84] PUPKE, H.: Auswertung von Zählrohrmessungen. *ATM*, J 076—7; J 076—8 (1953).
- [85] RANKAMA, K.: *Isotope Geology*. London 1954: Pergamon Press.
- [86] RANKAMA, K., SAHAMA, T. G.: *Geochemistry*. Chicago 1949.
- [87] RECHENBERG, P.: Die Uranlagerstätten. *Atompraxis* 3 (1957) 2, S. 39—44.
- [88] RIDLAND, G. C.: Use of the G-M Counter in the search for pitchblende bearing veins at
Great Bear Lake, Canada. *Trans. A. I. M. E.* 164 (1945) S. 117.
- [89] RIZZI, T. M.: Airborne geophysics in the search for Uranium in the Black Hills. *Mining
Engng.* 8 (1956) 3, S. 284—287.
- [90] RUARK, A. E., BRAMMER, F. E.: The efficiency of counters and counter circuits. *Phys.
Rev.* 52 (1937) S. 322.
- [91] RUSSELL, W. L.: *Principles of Petroleum Geology*. New York 1951.
- [92] RUSSELL, W. L.: The use of gamma-ray measurements in prospecting. *Econ. Geol.* 50
(1955) 2, S. 835—866.
- [93] RUSSELL, W. L., SCHERBATSKOY, S. A.: The use of sensitive gamma ray detectors in
prospecting. *Econ. Geol.* 40 (1951) S. 432.
- [94] SAKAKURA, A. Y.: Air scattering of gamma rays from thick Uranium sources. *Proc. Intern.
Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, New York, 6 (1956) S. 748—751.
- [95] ŠASKIN, V. L.: Eine Methode zur Bestimmung des natürlichen Störpegels von Zähl-
rohren für Gamma-Strahlung. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz.* 7 (1956) S. 838—839.
- [96] ŠASKIN, V. L.: Količestvennye radiometričeskie izmerenija radioaktivnych rud v estest-
vennom zaleganii. *Atomnaja Energija* 2 (1957) 1, S. 48—53; 2, S. 157—162.
- [97] SCHNEIDER, H.: Ein tragbares Szintillationsgerät für Anwendungen in der Geologie.
Z. angew. Physik 7 (1955) 9, S. 413—416.
- [98] SHALLER, H. E.: Nouveaux développements en diagraphie radio-active. *Rev. Inst.
Franc. Pétrole* 10 (1955) 11, S. 1398—1401.
- [99] SLACK, H. A., WHITHAM, K.: A further investigation of the radioactivity of the Round
Lake and Elzevir batholithes. *Trans. Am. Geophys. Union* 32 (1951) S. 44.
- [100] STEAD, F. W.: Instruments and techniques for measuring radioactivity in the field.
Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, New York, 6 (1956)
- [101] Strahlungsmeßpraxis: a) Natürliche Meßfehler, Beilage z. *Atompraxis* 2 (1956) 3.
b) Technische Fehler: Nulleffekt. *Atompraxis* 2 (1956) 4. c) Technische Fehler: Träg-
heitseffekte. *Atompraxis* 2 (1956) 5. d) Mittelwertanzeige: Vergleich der Ablesever-
fahren. *Atompraxis* 2 (1956) 11. e) Mittelwertanzeige: Einstelldauer und Dämpfung.
Atompraxis 2 (1956) 12. f) Berechnung der Aktivität. *Atompraxis* 3 (1957) 3.
- [102] VOLZ, H.: Über die Trennschärfe von Zählordnungen. *Z. f. Physik* 93 (1935) S.
539—542.
- [103] WILLIAMS, W. J., LORENZ, P. J.: Detecting subsurface faults by radioactive measure-
ments. *World Oil* 144 (1957) S. 126—128.
- [104] WILSON, J. T., RUSSELL, R. D., und FARQUHAR, R. M.: Radioactivity and age of
minerals. *Handbuch der Physik* 47. Göttingen, 1956, Springer.
- [105] WOLF, I., RAUSCH, L.: Symposium über die Grundlagen des Strahlenschutzes in
Frankfurt am Main vom 6.—8. 6. 1956. *Atompraxis* 2 (1956) 8, S. 298.
- [106] ZESCHKE, G.: *Prospektion von Uran- und Thoriumerzen*. Stuttgart 1956: Schwei-
zerbart'sche Verlagsbuchhdlg.
- [107] ZEUCH, R.: *Reflexionsseismische Messungen Waddekath — Peckensen Nord*. Ab-
schlußbericht II des VEB Geophysik. Leipzig 1957.

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

Reihe C Geowissenschaften

C 45 Geophysik

Vorträge des IX. Berg- und Hüttenmännischen Tages, 13. bis 15. Juni 1957

Format 17 × 24 cm — 100 Seiten — 71 Bilder — 1 Tabelle — DM 9,—

Erschienen Mai 1958

v. HOYNINGEN-HUENE: Geologische Einführung in die Probleme der Senkungserscheinungen in Erdeborn — MEISSER: Ergebnisse von Setzungsmessungen — GEERECKE: Untersuchungen im Senkungsgebiet Erdeborn — KAMMERER: Neigungsmessungen in Erdeborn — NOSSKE/HEYNIG: Geophysikalische Untersuchungen im Gebiet Erdeborn — DETTE: Geologische Schlußfolgerungen und wirtschaftliche Bedeutung der in Erdeborn durchgeführten Untersuchungen — BARANOV: Die Berechnung magnetischer Felder mittels der Gravimetrie — ÁDÁM: Über ein modifiziertes tellurisches Schurfgerät und dessen Verwendung zu tellurischen Untersuchungen großen Ausmaßes — VOSAHLO: Fortschritte beim Impuls-Schlieren-Verfahren, einem Hilfsmittel geophysikalischer Forschung und Praxis — BUCHHEIM: Umriss einer phänomenologischen Theorie der elastischen Nachwirkung und Plastizität isotroper Gesteine — PFLUG: Zur Auswertung von Schlumberger-Diagrammen in der rheinischen Braunkohle — BOLDIZSÁR: Ergebnisse irdischer Wärmestrommessungen in Ungarn.

C 60 Geophysik

Vorträge des X. Berg- und Hüttenmännischen Tages, 28. bis 31. Mai 1958
in Freiberg

Format 17 × 24 cm — 101 Seite — 71 Bilder — 12 Tabellen — DM 10,—

BENCZE: Über die Weiterentwicklung des Induktionsbohrlochmeßverfahrens — BRUNELLY/JANOVSKY: Untersuchung der elektromagnetischen Variation des Erdfeldes — MOLOT-SCHNOW/JANOVSKY: Modellversuche mit niederfrequentem elektromagnetischem Feld — OSZLACZKY: Einige geophysikalische Probleme der ungarischen Kohlenwasserstoff-Forschung — TOMASCHEK: Schwankungen tektonischer Schollen infolge barometrischer Belastungsänderung — WANIEK/KLÍMA: Zur Messung der Druckwellenamplituden — VANĚK/KLÍMA: Untersuchung des seismischen Effekts bei Sprengungen mit Millisekundenzündung in Gruben — BOLDIZSÁR: Geothermisches Temperaturfeld und die Aufwärmung der Grubenwetter — UTZMANN: Die Anwendung von Modellen in der elektrischen Prospektion.

A K A D E M I E - V E R L A G · B E R L I N

✓
Günter Seidler
Buchbinder
Freiberg / Sa.
W. Seidhausstr. 8



