

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

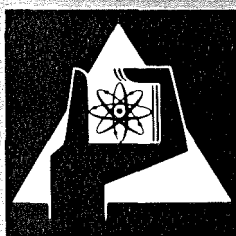
Oktober 1977

KFK 2495

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

**(n, γ)-Methoden für die Erzexploration mit
Bohrlochsonden**

G. Schulze



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2495

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

(n, γ)-Methoden für die Erzexploration mit
Bohrlochsonden

G. Schulze

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung:

Experimente an einem Bohrlochmodell und theoretische Untersuchungen zeigen die Eignung des Neutronenaktivierungsanalyse und der Neutroneneinfanggammaanalyse für die Erzexploration in Bohrlöchern. Als Neutronenquelle dient ^{252}Cf , zur Gammamessung wird ein Ge(Li)-Detektor verwendet, der Einsatz von NaJ(Tl)-Detektoren wird diskutiert. Basierend auf Laborexperimenten mit verschiedenen Sandmischungen wird ein Verfahren zur Konzentrationsbestimmung beschrieben, das, auch bei wassergefülltem Bohrloch, unabhängig von der chemischen Zusammensetzung des umliegenden Gesteins ist. Weiterhin werden Nachweisgrenzen von Elementen angegeben und verschiedene Inhomogenitätseffekte behandelt.

(n, γ) methods for mineral exploration by borehole probes

Abstract:

Experiments on a model borehole and theoretical investigations show that neutron activation analysis and neutron capture gamma analysis can be applied for mineral exploration in boreholes. Our concept is based on a ^{252}Cf neutron source and a Ge(Li)-detector, in some cases a NaJ(Tl)-detector can be used. Based on laboratory experiments using different mixtures of sands a method of analysis is described, which is independent of the chemical composition of the surrounding rock also in case of a water-filled borehole. Sensitivity limits for various elements are given and several types of inhomogeneity effects are discussed.

Inhaltsverzeichnis

- I. Einleitung
- II. Quantitative Formulierung der Konzentrationsbestimmung
- III. Über experimentelle Techniken
 - III.1 Beschreibung der Versuchsanordnung
 - III.2 Neutronenflußmessung
 - III.3 Neutronendetektoren
 - III.4 Gammamessungen
 - III.5 Gammadetektorempfindlichkeit
 - III.6 Detektorabschirmung
- IV. Bestimmung der Nachweisgrenzen von Elementen
 - IV.1 Peakstatistik
 - IV.2 Behandlung von Resonanzabsorbern
 - IV.3 Nachweisgrenzen für NCA und NAA
- V. Matrixeffekte für die NAA
 - V.1 Neutronenfluß an der Quellposition
 - V.2 Bestimmung von K_{th} für die NAA aus Neutronenflußprofilen
 - V.3 Bestimmung von K_{th} über ϕ_{th}/ϕ_{epi}
 - V.4 Bestimmung von K_{epi}
 - V.5 K-Faktoren und Gammamessungen
 - V.6 Einfluß von Dichteänderungen auf Neutronenflüsse
- VI. Matrixeffekte für die NCA
 - VI.1 Neutronenflüsse und K-Faktoren
 - VI.2 Bestimmung von K_{th} und K_{epi}

- VII. Inhomogene Verteilung der zu bestimmenden Elemente
 - VII.1 Schichtstrukturen
 - VII.2 Bestimmung des Gesamterzgehaltes bei Schichtstrukturen
 - VII.3 Bestimmung von Gammaprofilflächen bei schlechter Peakstatistik
 - VII.4 Radiale Inhomogenitäten
- VIII. Änderungen in der Gesteinszusammensetzung
 - VIII.1 Radiale Inhomogenitäten
 - VIII.2 Schichten mit abweichender Zusammensetzung
- IX. Konzentrationsbestimmung
 - IX.1 Durchführung der Konzentrationsbestimmung
 - IX.2 Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung
 - IX.3 Vereinfachungen der Meßmethode
- X. Zur Verwendung von NaJ(Tl)-Detektoren
- XI. Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Anhang

- A I. Zur Konzentrationsbestimmung für die NAA bei kontinuierlicher Messung
- A II. Beweis von Gleichung (7.1)

Tabellen

Figuren

I. Einleitung

Zur Bestimmung der Abbauwürdigkeit einer Minerallagerstätte müssen ihre Ausdehnung, die Gesamtmengen der interessierenden Elemente sowie deren Verteilungen innerhalb der Lagerstätte bekannt sein. Das Vorkommen von Elementen, die den geplanten Verhüttungsprozeß stören könnten, sollte untersucht sein. Bei späterem Abbau sind diese Informationen zur Sicherstellung der optimalen wirtschaftlichen Nutzung der Lagerstätte unerlässlich.

Das Niederbringen von Kernbohrungen mit anschließender Analyse der Bohrkerne ist der konventionelle Weg zu dieser Information bei terrestrischen Lagerstätten. Diese Technik hat einige Nachteile. Kernbohrungen sind eine aufwendige Bohrmethode. Es muß mit großen Materialmengen hantiert werden. Der Zeitverzug zwischen dem Bohren und der Analyse der Bohrkerne gestattet es nicht, neue Bohrpositionen aufgrund schon existierender Analysenresultate auszuwählen. Die Proben sind klein und möglicherweise nicht repräsentativ, daher werden Methoden der Geostatistik /1,2/ zur Abschätzung der Genauigkeit der Resultate verwendet. Durch Verwendung von Bohrlochsonden können diese Schwierigkeiten umgangen werden. Eine Bohrlochsonde ist ein Gerät, das nach dem Absenken in ein Bohrloch physikalische oder chemische Daten des Gesteins mitteilt. Bei dieser Analysenmethode kommt man mit den billigeren Vollbohrungen aus. Ein großes Analysenvolumen und kurze Analysenzeit sind wünschenswert. Für viele Anwendungen ist es nützlich, gleichzeitig mehrere Elemente analysieren zu können. Die Analysenresultate sollten nicht durch Eigenschaften des Gesteins oder durch die Bohrlochkonfiguration beeinflußt werden. Verschiedene kernphysikalische Verfahren sind für Bohrlochanalysen verwendet worden /3-14/. In dieser Arbeit wird die Anwendung der Methoden der neutroneninduzierten Gammaskopie für in situ-Analysen in Bohrlöchern diskutiert. Ein auf diesen Methoden basierendes Sondensystem ist bei der GfK im Bau /15/.

Zum Druck am: 7.10.1977

Ein Feldeinsatz /11/ und einige Laboruntersuchungen und Rechnungen /12,13/ haben die physikalische und technische Möglichkeit von Bohrlochsonden nach den Methoden der neutroneninduzierten Gammaskopie gezeigt, von Sonden mit ^{252}Cf als Neutronenquelle und einem Ge(Li)-Detektor zur Messung der γ -Spektren. Für quantitative Analysen müssen die Konzentrationen der interessierenden Elemente aus Peakflächen eines Gammapulshöhenspektrums bestimmt werden. Für ein gegebenes Element hängt die Relation zwischen Peakflächen und Elementkonzentration empfindlich von den Meßbedingungen ab, die innerhalb eines Bohrlochs stark variieren können. Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer Methode der Messung und Auswertung, die sich nicht auf spezielle Eigenschaften von Lagerstätten stützt und deshalb zur quantitativen Analyse auch in unbekanntem geologischen Formationen verwendet werden kann. Laborexperimente, kombiniert mit Neutronen- und Gammatransportrechnungen haben gezeigt, wie dies möglich ist.

Während einer Bohrlochbefahrung können physikalische Größen nur im Bohrloch gemessen werden. Es muß ein geeigneter Satz von Größen gefunden werden, der die Relation zwischen der Linienintensität in einem Gammapulshöhenspektrum und der Konzentration des zugehörigen Elements beschreibt. Es wird gezeigt, daß Gesamtdichte, Neutronenflüsse und Bohrlochdurchmesser einen solchen Satz bilden.

Es gibt zwei Arten neutroneninduzierter Gammastrahlung, prompte und verzögerte. Analyse unter Verwendung prompter Strahlung wird Neutroneneinfanggammaanalyse (engl. NCA) genannt, die Neutronenaktivierungsanalyse (NAA) benutzt die verzögerten Gammas, die beim Zerfall instabiler, durch Neutroneneinfang entstandener Kerne auftreten. Vom physikalischen Standpunkt her sind beide Methoden sehr ähnlich, aber da die Komponenten der Sonde verschieden angeordnet sein müssen und die Messungen verschieden durchgeführt werden, müssen sie teilweise getrennt behandelt werden. Welche der Methoden für ein spezielles Problem die geeignete ist, hängt von den interessierenden Elementen ab.

Die minimal nachweisbaren Konzentrationen vieler Elemente für NCA und NAA werden diskutiert.

Heterogenitätseffekte werden behandelt. Die Technik der Auswertung der Messungen wird beschrieben und Abschätzungen der Gesamtfehler in der Konzentrationsbestimmung werden gegeben. Die Verwendung von NaJ (TI)-Szintillatoren anstelle von Ge(Li)-Detektoren wird diskutiert.

II. Quantitative Formulierung der Konzentrationsbestimmung

In diesem Kapitel wird die Formel abgeleitet, die Peakflächen eines Gamma-Pulshöhenspektrums in Beziehung setzt zu Konzentrationen der zugehörigen Elemente. Diese Formel wird die Grundlage der folgenden Diskussion sein.

Hat ein Atomkern ein Neutron eingefangen, emittiert der entstandene Compoundkern innerhalb von 10^{-11} sec die seinem Massendefizit entsprechende Energie in Form von γ -Quanten mit Energien bis zu 11 MeV. Falls der Compoundkern instabil ist, haben die mit seinem Zerfall verbundenen γ -Quanten normalerweise Energien kleiner als 2.5 MeV. Beide Arten von γ -Quanten haben isotopspezifische Energien und können daher zur Analyse benutzt werden, zur Neutroneneinfanggammaanalyse NCA beziehungsweise zur Neutronenaktivierungsanalyse NAA. Die folgende Diskussion wird für die NCA durchgeführt. Abgesehen von einem zusätzlichen Faktor, der die Erzeugung und den Zerfall instabiler Isotope beschreibt, ist die Herleitung für die NAA analog. Es werde eine einzige Einfanggammalinie mit der Energie E_γ eines Isotops A betrachtet.

Die Neutronen einer ^{252}Cf -Quelle, im Gestein moderiert, erzeugen eine Neutronenflußverteilung $\Phi(\underline{r}, E_n)$, dabei ist E_n die Neutronenenergie. Der Neutronenfluß am Ortspunkt \underline{r}' erzeugt eine γ -Quelldichte gemäß

$$S(\underline{r}') = N(\underline{r}') \int dE_n \phi(\underline{r}', E_n) \sigma_c(E_n) I(E_n)$$

mit

$N(\underline{r}')$ Teilchenzahldichte des Isotops A am Ort \underline{r}'

$\sigma_c(E_n)$ Neutroneneinfangquerschnitt des Isotops A bei der Neutronenenergie E_n

$I(E_n)$ Zahl der erzeugten Gammaquanten der Energie E_γ nach Einfang eines Neutrons der Energie E_n

Neutroneneinfang findet hauptsächlich bei niedrigen Neutronenenergien statt. Unter Annahme einer $1/E_n$ -Abhängigkeit des Flusses im epithermischen Bereich wird das Energieintegral durch die Summe eines thermischen, eines epithermischen und eines Resonanzterms ersetzt.

$$S(\underline{r}') = N(\underline{r}') \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \phi_{th}(\underline{r}') \sigma_{th} I_{th} + \phi_{epi}(\underline{r}') (R_1 I_{R_1} + R_2 I_{R_2}) \right] \quad (2.1)$$

mit

R_1 $1/v$ -Anteil des Resonanzintegrals

R_2 Resonanzanteil des Resonanzintegrals

I_{th}, I_{R_1}, I_{R_2} Zahl der γ -Quanten für einen thermischen, epithermischen Resonanzeinfang

Nun muß die γ -Quelldichte zum γ -Fluß in Beziehung gesetzt werden. Die elementspezifische Information ist in γ -Linien enthalten. Deren Linienbreiten werden bestimmt durch die spektrale Auflösung des γ -Detektors und der nachfolgenden Elektronik und liegen in der Größenordnung von 0.2 % für Ge(Li)-Detektoren im MeV-Bereich. Comptonstreuung in der Matrix ist der einzige Effekt, der eine so geringfügige Absenkung der γ -Energie verursachen kann, daß die neue γ -Energie noch innerhalb des Peaks liegt, doch ist die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses 4 % bei 700 keV und bei höheren Energien kleiner. Es kann daher angenommen

werden, daß ein Gammaquant nach einem Streuprozeß nicht mehr zur Linienintensität beiträgt, und der Gammatransport kann durch den makroskopischen γ -removal Wirkungsquerschnitt μ des Gesteins bei der Energie E_γ beschrieben werden. Deshalb verursacht die Quellsdichte $S(\underline{r}')$ den folgenden Gammafluß $\Phi(\underline{r}_D)$ an der Detektorposition \underline{r}_D im Bohrloch:

$$\Phi_\gamma(\underline{r}_D) = \int d^3\underline{r}' T_\mu(\underline{r}_D, \underline{r}') S(\underline{r}') \quad (2.2a)$$

$$T_\mu(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{4\pi|\underline{r}-\underline{r}'|^2} \exp(-\mu|\underline{r}-\underline{r}'|) \quad (2.2b)$$

Nach Multiplikation mit der Detektorempfindlichkeit ϵ und Ersetzung der Teilzahldichte des Isotops A durch seine Dichte $\tilde{\rho} = \frac{A}{L}N$ erhält man die Peakzählrate

$$\begin{aligned} \dot{P}(\underline{r}_D) &= \frac{\epsilon L}{A} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{th} I_{th} \int d^3\underline{r}' T_\mu(\underline{r}_D, \underline{r}') \tilde{\rho}(\underline{r}') \Phi_{th}(\underline{r}') \\ &+ \text{epithermischer Anteil} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Der epithermische Anteil entspricht in seiner Struktur dem thermischen. Durch Einführung der Größen

$$S_{th} = \frac{\epsilon L}{A} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{th} I_{th}, \quad S_{R_1} = \frac{\epsilon L}{A} R_1 I_{R_1}, \quad S_{R_2} = \frac{\epsilon L}{A} R_2 I_{R_2} \quad (2.3a)$$

$$K(\mu, \underline{r}_D) = \left[\Phi(\underline{r}_D) \right]^{-1} * \int_V d^3\underline{r} T_\mu(\underline{r}_D, \underline{r}) \Phi(\underline{r}) \quad (2.3b)$$

erhält man unter der Annahme, daß das Isotop A homogen im Volumen V verteilt ist, die folgende Gleichung für die Peakzählrate:

$$\dot{P}(\underline{r}_D) = \tilde{\rho} \left[S_{th} K_{th}(\mu, \underline{r}_D) \Phi_{th}(\underline{r}_D) + (S_{R_1} + S_{R_2} f_R) K_{epi}(\mu, \underline{r}_D) \Phi_{epi}(\underline{r}_D) \right] \quad (2.3)$$

Die Gleichungen (2.2) und (2.3) setzen die Peakzählrate einer γ -Linie, die für das Isotop A spezifisch ist, zu der Konzentration dieses Isotops in Beziehung. Unter Vernachlässigung des Resonanzterms ist diese Beziehung linear, anderenfalls führt die Konzentrationsabhängigkeit des Resonanzselbstabschirmfaktors f_R (die ausführlicher in Kapitel IV behandelt wird) zu einer Nichtlinearität, aber in jedem Fall wächst die rechte Seite der Gleichung (2.3) monoton mit ρ , so daß diese Größe stets eindeutig bestimmt werden kann.

Die Gammapeakfläche ist im Falle der Meßzeit t_m und (für NAA) der Aktivierungszeit t_a und der Abklingzeit t_w :

$$P = \dot{P} * F [t] \quad (2.4)$$

$$F [t] = \begin{cases} t_m & \text{(NCA)} \\ (1 - \exp(-\lambda t_a)) \exp(-\lambda t_w) (1 - \exp(-\lambda t_m)) / \lambda & \text{(NAA)} \end{cases}$$

Die Gleichungen (2.3) und (2.3a) zeigen, daß die thermischen und epithermischen Anteile der Zählrate die Faktoren S enthalten (in der englischsprachigen Literatur werden diese oder ähnliche Größen als "elemental sensitivities" bezeichnet), die nur durch die Kerneigenschaften des gesuchten Isotops und die Detektorempfindlichkeit bestimmt sind, sowie die Faktoren K, die die Neutronentransporteigenschaften der Gesteinsmatrix sowie ihre Gammadämpfung enthalten, formal sind daher Matrixeffekte von den Effekten gammaaktiver Elemente getrennt.

Für die Konzentrationsbestimmung im Verlauf einer Bohrlochbefahrung durch die Sonde müssen daher die folgenden Größen bestimmt werden:

- Peakflächen und zugehörige Gammaenergien. Diese gewinnt man durch Analyse der Gammapulshöhenspektren. Ein Element wird durch seine Gammaenergien identifiziert.
- Neutronenflüsse im Bohrloch.

Weiterhin wird Information über die Faktoren K benötigt, diese müssen mit Hilfe von im Bohrloch meßbaren Größen bestimmt werden können.

III. Über experimentelle Techniken

Für ein quantitatives Verständnis der (n,γ) -Methoden sind Laborexperimente unerlässlich. Neutronenflußmessungen müssen für verschiedene Zusammensetzungen der Gesteinsmatrix durchgeführt werden, um Information über die Neutronenflüsse im Gestein und damit über die Faktoren K_{th} und K_{epi} zu erhalten, die direkt in die Bestimmung der Konzentration eingehen. Gammamessungen sind notwendig, um Nachweisgrenzen und -genauigkeiten der interessierenden Elemente zu bestimmen und um die aufgrund von Neutronenflußmessungen bestimmten K-faktoren zu prüfen.

III.1 Beschreibung der Versuchsanordnung

Die Experimente wurden an einem Bohrlochmodell durchgeführt, das schematisch in Fig. 1 gezeigt ist. Sande mit verschiedenen Neutronentransporteigenschaften wurden hergestellt und in die inneren, herausnehmbaren Behälter gefüllt.

Das Strukturmaterial des Tanks ist Al. Der innere Durchmesser des Bohrlochs ist 7.5 cm, entsprechend einem Standarddurchmesser von Bohrmeißeln. Neutronenflußmessung ist möglich im Bohrloch sowie in einigen Rohren parallel zur und in verschiedenem Abstand von der Bohrlochachse. Der untere innere Behälter besteht aus drei Teilen und erlaubt daher die Untersuchung von Schichtstrukturen. Ein Gammadetektor kann in das Bohrloch eingeführt werden.

Die für die Messungen im Bohrloch benutzte Neutronenquelle ist eine ^{252}Cf -Quelle. Ihre Quellstärke betrug am Ende der Messungen etwa 25 μg Cf. Die Quelle enthält das Californium als Cf_2O_3 in einer Matrix aus SiO_2 und MgO , gekapselt in Al. Die Form der Kapsel ist zylindrisch, ihr Durchmesser ist 15 mm, ihre Höhe 18 mm.

Das Neutronenspektrum einer Cf-Quelle hat eine mittlere Energie von 2 MeV. Der örtliche Verlauf der thermischen und epithermischen Flüsse wird durch Bremsung der schnellen Quellneutronen und anschließende Thermalisierung und Absorption im Gestein und im Bohrloch bestimmt. Die hierfür wesentlichen Parameter des Gesteins sind Dichte, Wassergehalt und Konzentration von Neutronenabsorbern. Wenn das Bohrloch mit Wasser gefüllt ist, hat die Dichte des Ringspalts zwischen Sonde und Bohrlochwand großen Einfluß auf die Flußverteilung. Es wurden Untersuchungen unter Variation der soeben genannten Parameter - mit Ausnahme der Dichte - experimentell durchgeführt.

III.2 Parametervariation

Die chemische Zusammensetzung von Hornblendesand, der die Grundlage aller untersuchten Sandmischungen bildete, ist in Tab. 1 gegeben. Sein Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen ist 0.0069 cm^{-1} , etwas höher als der Durchschnittswert für die häufigsten Gesteinsarten, 0.0055 cm^{-1} , der berechnet wurde unter Verwendung der in Ref. /16/ gegebenen Tabellen für die mittlere Zusammensetzung verschiedener Gesteine, dabei wurden nur die Hauptbestandteile berücksichtigt. Nach diesen Tabellen schwanken die mittleren Wassergehalte der Gesteine zwischen 0.5 und 5 %, liegen allerdings meist unter 1 %, der Wassergehalt des obigen Sandes ist mit 1,7 % dagegen relativ hoch.

Verschiedene Wassergehalte des Sandes wurden durch Zugabe des entsprechenden Wasserstoffgehalts unter Verwendung von Mg-stearat simuliert. Um eine signifikante Variation des Wassergehalts zu erhalten, wurden Wassergehalte bis zu 10 % untersucht. Es wird gezeigt werden, daß Extrapolation zu kleineren Wassergehalten als 1.7 % möglich ist.

Als Neutronenabsorber wurde Li_2CO_3 addiert bis zu einer Konzentration entsprechend 500 ppm B_{nat} (der Absorptionsquerschnitt des Ausgangssandes

für thermische Neutronen Σ_a^{th} entspricht ca. 80 ppm B). Unter Benutzung der in Ref. /16/ angegebenen Konzentrationen für Neutronenabsorber im Gestein kann gezeigt werden, daß die Absorberkonzentration meist erheblich kleiner ist als dieser Borkonzentration entspricht. Natürlich gibt es auch Ausnahmen (z.B. Monazit mit seinem hohen Gehalt an seltenen Erden), bei denen die Absorption thermischer Neutronen erheblich höher sein kann.

Innerhalb des angegebenen Variationsbereiches wurden 11 Sandmischungen untersucht. Ein zusätzlicher Variationsparameter war die Bohrlochkonfiguration. Es wurden die Fälle trockenes Bohrloch und wassergefülltes Bohrloch mit 4.7 und 12.2 mm Wasserschicht (Ringspalt) zwischen Sonde und Bohrlochwand untersucht. Die Wasserschichten wurden durch Polyäthylenrohre simuliert. Da die bei der GfK im Bau befindliche Prototypsonde einen Außendurchmesser von 65 mm hat, entsprechen 4.7 mm Wasserschicht etwa dem Standardbohrlochdurchmesser von 75 mm. Während des Niederbringens eines Bohrlochs ist es möglich, daß Gesteinsbrocken aus der Bohrlochwand herausbrechen und so zu einem größeren effektiven Bohrlochdurchmesser führen. Dies ist ein Grund für die Untersuchung des Einflusses größerer Bohrlochdurchmesser, ein anderer war, zu prüfen, ob Quellmoderation angewandt werden sollte.

III.3 Neutronenflußmessung

Neutronenflüsse wurden im Bohrloch und in der Sandmatrix gemessen, unter Benutzung der parallel zur Bohrlochachse in verschiedenen radialen Abständen angeordneten Rohre. Die Gammalinienintensität im Bohrloch hängt ab von den Neutronenflußverteilungen in der Matrix bis zu Radien von etwa 12 cm für NAA und 30 cm für NCA. Die verwendeten Detektoren waren BF_3 -Zählrohre und ^{235}U -Spaltkammern. Die Mehrzahl der interessierenden Elemente sind $1/v$ -Absorber im epithermischen Bereich, daher scheint die Verwendung der $^{10}B(n,\alpha)$ -Reaktion, die dasselbe Verhalten zeigt,

angemessen, aber wie später gezeigt wird, gibt es auch einige Vorteile der Messung des epithermischen Flusses mit ^{235}U -Spaltkammern. Um eine hohe örtliche Auflösung zu erhalten, wurden die kleinsten erhältlichen Typen verwendet (effektive Länge < 3 cm, Durchmesser < 6 mm).

Die Eichung der Detektoren wurde in einem paraffingefüllten Gefäß vorgenommen; die Eichposition hatte einen Quellabstand von 5 cm. Die Flußwerte an dieser Position wurden mit Goldfolien bestimmt und der epithermische Fluß wurde mit einem Faktor 1.27 multipliziert, der dem Quotient der epithermischen Flußwerte an dieser Position, die einerseits mit einem $1/v$ -Absorber, andererseits mit der 4.9 eV-Resonanz von Gold gemessen werden, entspricht. Dieser Faktor wurde mit einer Neutronentransportrechnung unter Verwendung des Codes DTK /17/ bestimmt.

III.4 Gammamessung

Ein koaxialer Ge(Li)-Detektor mit langem Hals ermöglicht Gammaflußmessungen bis zu einer Höhe von 25 cm über dem Tankboden im Bohrloch. Sein effektives Volumen zu Beginn der Messungen war 25 cm^3 . Im Verlauf der Messungen trat ein Neutronenschaden auf, so daß er redriftet werden mußte. Es blieben eine Verringerung der Empfindlichkeit sowie eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens und des Peak/Compton-Verhältnisses zurück. Über die übliche Elektronik zur Aufnahme von Pulshöhenspektren war der Detektor mit einem Laben-8125-Analogdigital-Konverter verbunden, dieser wiederum war an einen NOVA-1220-Minicomputer angeschlossen, in dem die Spektren akkumuliert und anschließend analysiert wurden. Die Detektorempfindlichkeit wurde aus zwei Gründen bestimmt: i) zum Überprüfen der Isotropie ii) um Gleichung (2.3) direkt quantifizieren zu können. Der Detektor muß gegen Quellneutronen abgeschirmt sein.

III.5 Gammadetektorempfindlichkeit

Die Antwort des Gammadetektors auf monoenergetische Gammastrahlung ist bestimmt durch den Photoeffekt, durch Comptonstreuung und für Energien oberhalb 1.022 MeV durch Elektron-Positron-Paarbildung. Die Paarbildung führt zu einem Triplett von Linien mit Abständen von 511 keV. Daher erhält man im Fall der NCA eine komplexe Spektrumsstruktur und benötigt eine hohe Energieauflösung, um die Peaks eines realistischen Spektrums mit vielen beitragenden Elementen zu trennen. Ein Ausschnitt aus einem typischen NCA-Bohrlochspektrum ist in Fig. 2 gezeigt, in Fig. 3 ein NAA-Spektrum, beide mit einem Ge(Li)-Detektor gemessen.

Die Empfindlichkeit des für die Laborexperimente verwendeten Ge(Li)-Detektors wurde in dem für die NAA relevanten Energiebereich ($300 \text{ keV} \lesssim E_{\gamma} \lesssim 2 \text{ MeV}$) mittels geeichter Gammaquellen bestimmt, indem Gammaintensitäten an verschiedenen Abständen der Quelle an ein $1/r^2$ -Gesetz angepaßt wurden. Während für radiale Positionierung der Quelle der angepaßte Nullpunkt wirklich die Detektormitte war, lag der Nullpunkt für axiale Positionierung als Folge von Absorptionseffekten bis zu 1.5 cm näher an der Detektoroberfläche; diese Abweichung war gammaenergieabhängig. Die Empfindlichkeiten für beide Positionierungen differierten um weniger als 3 %, daher kann die Empfindlichkeit des Detektors für den NAA-Energiebereich als isotrop betrachtet werden.

Detektorempfindlichkeiten im Energiebereich $> 3 \text{ MeV}$ wurden durch Messung der prompten Gammastrahlung von Proben gewonnen, die gerade am Reaktor FR2 bestrahlt wurden. Hier war nur radiale Positionierung möglich. Die erhaltenen Empfindlichkeiten zeigten dieselbe Energieabhängigkeit wie bei Seyfarth et al. /18/. Für Gammaenergien oberhalb 4 MeV sind die Doppelentkommpeaks die intensivsten, sie werden daher für die NCA verwendet.

III.6 Detektorabschirmung

Für NCA-Messungen müssen Neutronenquelle und Gammadetektor zur selben Zeit in kleinem Abstand im Bohrloch sein. Da die spektrale Auflösung des Detektors durch hohe Dosen schneller Neutronen verschlechtert wird ($3 \cdot 10^9$ schnelle n/cm^2 verursachen eine Verschlechterung um etwa 30 % nach / 19/), muß eine Neutronenabschirmung zwischen Quelle und Detektor sein. Eine Gammaabschirmung verhindert, daß direkte Quellgammas und Gammas, die durch Neutroneneinfang in Quellnähe entstehen, zum Detektor gelangen. So werden mögliche Pile-up-Effekte in der angeschlossenen Elektronik verhindert und das örtliche Auflösungsvermögen der Sonde verbessert.

Das Untergrundspektrum in Detektornähe wird größtenteils durch Gammaquanten verursacht, die durch Comptonstreuung hochenergetischer Quanten aus Quellnähe entstanden sind. Es ist ebenso wie die Linienintensität stark vom Quelle-Detektor-Abstand abhängig. Untersuchungen von Chrusciel /20/ zeigten, daß man optimale Peakstatistik mit einem Quelle-Detektor-Abstand von etwa 60 cm erreicht. Diese Distanz wurde in der Prototypsonde verwendet. Um den Neutronenfluß an der Quelle und am Detektor nicht zu stören, wurde die Neutronenabschirmung von 12.5 cm Polyäthylen (Verlust an Auflösungsvermögen weniger als 10 % in 7 Tagen für eine 25 µg Cf-Quelle) in die Mitte zwischen Quelle und Detektor gesetzt, von insgesamt 17.5 cm Bi Gammaabschirmung umgeben.

IV. Bestimmung der Nachweisgrenzen von Elementen

In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten der NAA und der NCA für den Nachweis kleiner Elementkonzentrationen untersucht werden. Die Nachweisgrenzen werden hier für eine gegebene Gesteinsmatrix als Funktion der Kerneigenschaften der interessierenden Elemente betrachtet. Die Referenz-

matrix ist Sand der Dichte 2 g/cm^3 mit der in Tab. 1 a gegebenen chemischen Zusammensetzung. Ein wassergefülltes Bohrloch mit 5 mm Wasserspaltdicke ist angenommen.

Der Effekt der Matrixzusammensetzung auf die Nachweisgrenzen kann unter Verwendung des entsprechenden $K\Phi$ mit Hilfe von Gleichung (2.3) berechnet werden. Aufgrund von Matrixeffekten kann das Produkt $K\Phi$ bis etwa zu einem Faktor 9 in beiden Richtungen vom Referenzwert abweichen, daraus folgt, daß die Nachweisgrenzen sich bis zu einem Faktor 3 von dem hier gegebenen unterscheiden können ^{a)}.

Für dieses System wurden Laborexperimente durchgeführt, d.h. es wurden gammaaktive Elemente zur Matrix addiert und Gammaspktren gemessen. Relativ zu diesen Experimenten wurden Peakzählraten und Empfindlichkeiten für die Linien anderer Elemente berechnet, indem die entsprechenden Faktoren S in Gleichung (2.3) eingesetzt wurden. Bei diesen Rechnungen wurden die Wirkungsquerschnitte Ref. /21/ entnommen, die Intensitäten Ref. /22/ und /23/.

IV.1 Peakstatistik

Der statistische Fehler der Peakfläche in einem Gammapulshöhenspektrum ist gegeben durch

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{1}{P} \sqrt{P + 2 U} \quad (4.1)$$

wobei P die Nettopeakfläche und U die Untergrundfläche bedeutet. So ist für schwache Peaks der statistische Fehler etwa $\sqrt{2U}/P$. Als Maß für

a) Diese Faktoren gelten für einen Wassergehalt der Matrix zwischen 0.8 und 10 %, Neutronenabsorberäquivalent weniger als 500 ppm B und wassergefülltes Bohrloch mit einer Wasserschichtdicke zwischen 5 und 20 mm.

die Nachweisgrenze kann die Konzentration C_{20} gewählt werden, für die $\delta P/P=20\%$ gilt. Es wird auch die Konzentration C_m gegeben werden, für die der maximale Nettoinhalt eines Kanals im Peak, H_m , der doppelten Standardabweichung des Inhalts der Untergrundkanäle H_B entspricht, also

$$H_m = 2 \sqrt{H_B} \quad (4.2)$$

Zur Berechnung von C_m muß eine Beziehung zwischen der Nettopeakfläche P und dem maximalen Nettokanalinhalt H_m angenommen werden, es wird $P=n H_m$ gesetzt, dabei ist n die Halbwertsbreite des Peaks in Kanälen. Diese Beziehung gilt für einen Peak mit Dreiecksform (die entsprechende Gleichung für einen Peak mit Gaussform wäre $P=1.064 n H_m$).

IV.2 Behandlung von Resonanzabsorbern

Für Isotope ohne Resonanzen, die nach Neutroneneinfang Gammalinien emittieren, ist Gleichung (2.3) linear in der Isotopkonzentration, diese kann deshalb sofort bestimmt werden, wenn die anderen Parameter bekannt sind. Im anderen Fall ist wegen der Konzentrationsabhängigkeit des Resonanzselbstabschirmfaktors f_R die Beziehung zwischen Peakfläche P und Konzentration C nicht linear. Für f_R wird die folgende Approximation benutzt:

$$f_R = 1/(1 + 2 N_R \sigma_R^a d)^{1/2}$$

Dabei ist N_R die Teilchenzahldichte des betrachteten Isotops und σ_R^a sein maximaler mikroskopischer Absorptionsquerschnitt in der Resonanz. In /24/ ist diese Formel für eine Schicht der Dicke d abgeleitet. Sie beschreibt auch Selbstabschirmung im homogenen Fall für $f_R \gtrsim 0.3$ mit einer Genauigkeit besser als 10 %, wenn d gefittet wird, um die mit dem Code RABBLE /25/ berechneten f_R zu reproduzieren. Da f_R eine

Funktion von $\sigma_o = \Sigma_{\text{tot}}/N_R$ und Σ_{tot} proportional zur Gesamtdichte ρ ist, lautet obige Formel expliziter (ρ_o Referenzdichte)

$$f_R = 1/ \left[1 + 2 N_R \sigma_R^a \frac{\rho_o}{\rho} d(\rho_o) \right]^{1/2} = 1/ \left[1 + \frac{\rho_R}{\rho} C_R \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

mit $C_R = \frac{2L}{A} \rho_o \eta \sigma_R^a d(\rho_o)$, mit ρ_R Dichte des interessierenden Elements und η Häufigkeit des Isotops dieses Elements mit der diskutierten Resonanz. In Tab. 2a werden die Werte von C_R für einige Resonanzabsorber gegeben.

IV.3 Nachweisgrenzen für NCA und NAA

Zur Bestimmung der Nachweisempfindlichkeiten für die NCA wurde die in Fig. 1 gezeigte Anordnung von Quelle und Detektor gewählt. Der Detektor hatte bei 1.33 MeV ein Peak-zu-Compton-Verhältnis von 20 und eine Halbwertsbreite von 2.5 keV, bei 7.6 MeV war die Halbwertszeit 11 keV. Die Quellstärke entsprach $35 \mu\text{g } ^{252}\text{Cf}$.

In Tab. 3 werden die Konzentrationen C_m und C_{20} für mehrere Elemente von wirtschaftlichem Interesse angegeben. Zur Berechnung dieser Konzentrationen wurde ein gemessener Gammaspektrumsuntergrund benutzt. Peakzählraten wurden für einige Elemente gemessen, für andere berechnet. Resonanzeinfang unter Aussendung von γ -Quanten wird berücksichtigt für folgende Elemente: Co, Rh, Ag, Pt und Au, für die epithermischen Gammaintensitäten wurden die thermischen Werte eingesetzt. Die angenommene Meßzeit ist 20 min pro Spektrum.

Der Gammaspektrumsuntergrund für die Referenzmatrix (Zusammensetzung siehe Tab. 1a) besteht hauptsächlich aus Comptongestreuten Gammaquanten von Linien der Elemente Fe, Al (kommt auch als Strukturmaterial der inneren Behälter des Bohrlochmodells vor) und Si, letzteres jedoch nur

für Gammaenergien unterhalb 5 MeV. Nach den Gleichungen (4.1) und (4.2) geht nur die Quadratwurzel des γ -Untergrundes in die Nachweisgrenzen ein, diese sind deshalb nicht stark abhängig von Variationen im Spektrumsuntergrund.

Verglichen mit der NCA bietet die NAA bessere Möglichkeiten zur Erreichung minimaler Nachweisgrenzen. Wenn man nicht darauf angewiesen ist, kurzlebige Isotope zu messen, können Aktivierung und Gammamessung in getrennten Bohrlochbefahrungen mit zwei verschiedenen Sonden durchgeführt werden, damit fällt die Begrenzung der Quellstärke der Neutronenquelle durch die Detektorlebensdauer fort. In den Abschätzungen wird eine Quelle von 1 mg ^{252}Cf angenommen. Der Spektrumsuntergrund besteht nur aus den direkten und comptongestreuten Photonen der zerfallenden Isotope. Untergrund durch die Gammastrahlung der Quelle oder durch Einfanggammas aus Quellnähe gibt es nicht. Bei Interesse für ein spezielles Element kann das Peak/Untergrund-Verhältnis durch geeignete Wahl von Aktivierungs-, Abkling- und Meßzeit optimiert werden.

Für die NAA sind daher keine generellen Voraussagen über den Spektrumsuntergrund möglich. In Tab. 4 werden minimal nachweisbare Konzentrationen angegeben, die durch eine Zählrate von 0.15 c/sec definiert sind. Dabei werden Aktivierungs- und Meßzeit zu je 10 min angenommen, Werte für verschiedene Wartezeiten bis zu 6 h werden angegeben. Für Aktivierung durch Resonanzeinfang in Zn und Sn wurden dieselben Anteile der isomeren Zustände angenommen wie bei thermischer Aktivierung.

Viele Elemente können durch NAA oder NCA im Konzentrationsbereich zwischen 0.1 % und 1 % nachgewiesen werden. Verschiedene Elemente von wirtschaftlichem Interesse, z.B. F oder Pb können durch diese Methoden nicht in kleiner Konzentration festgestellt werden. Infolge der verschiedenen Definitionen der Nachweisgrenzen ist ein direkter Vergleich der Empfindlichkeiten beider Methoden problematisch. Wählt man als Kriterium die Zahl der in kleiner Konzentration nachweisbaren Elemente,

ist die NAA nur dann die überlegene Methode, wenn auch die Messung kurzlebiger Isotope möglich ist.

Im Fall der Aktivierungsanalyse kurzlebiger Isotope müssen Quelle und Detektor zur selben Zeit im Bohrloch sein. Der Spektrumsuntergrund nahe der Detektorposition wird erhöht durch Comptongestreuete, ursprünglich durch Neutroneneinfang in Quellnähe entstandene Gammaquanten. Extrapolation von Messungen im Bohrlochmodell zeigt, daß der Abstand zwischen Quelle und Detektor von der Größenordnung 3 m sein muß, wenn die in Tab. 4 angegebenen Nachweisgrenzen gültig bleiben sollen.

Falls Gammastrahlung sehr kurzlebiger Isotope gemessen werden soll, muß der Detektor sofort nach der Aktivierung zu der ehemaligen Quellposition gebracht werden. Dies führt zu einem Raster von Meßpunkten mit einem Abstand gleich dem Quelle-Detektor-Abstand. Der einfachste Weg zu einem dichteren Raster ist eine neue Befahrung mit anderer Startposition. Im Fall einer kontinuierlichen Bewegung der Sonde sind, wie in Anhang I gezeigt wird, die erreichten Gammaintensitäten kleiner, allerdings sind die Resultate im Falle inhomogener Elementverteilung repräsentativer.

V. Matrixeffekte für die NAA

Bei einem Einsatz der Bohrlochsonde ist die chemische Zusammensetzung des Gesteins (Matrix) in Bohrlochnähe normalerweise unbekannt; Neutronenflüsse können nur im Bohrloch gemessen werden. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie für die NAA die K-Faktoren (Gleichung (2.3b)) bestimmt werden können aus Größen, die im Bohrloch gemessen werden können.

Rechnungen von Würz und Buth /12/ und von Würz et al. /13/ geben einen Hinweis darauf, daß für NAA K_{th} aus dem Zählratenverhältnis Z_{th}/Z_{epi}

von BF_3 -Zählrohren ohne und mit Cd-Abschirmung bestimmt werden kann, wenn diese nahe der ^{252}Cf -Quelle angeordnet sind. Diese Rechnungen wurden mit Hilfe des Neutronentransportcodes DTK /17/ in sphärischer Geometrie ausgeführt, d.h. das Bohrloch wurde durch eine Kugel simuliert. In diesem Kapitel werden die in /12, 13/ enthaltenen Ideen zur Konzentrationsbestimmung für die NAA verbessert und ergänzt. In Kapitel VI wird gezeigt, wie sie sich auf die NCA anwenden lassen.

Zur Beschreibung des Neutronen- und Gammatransports werden die Gleichungen (2.2) und (2.3) benutzt, d.h. die Flüsse werden auf ihre im Bohrloch meßbaren Werte normiert, aufgespalten in einen thermischen und einen epithermischen Anteil, der ungefähr ein $1/E$ -Verhalten zeigt, weiterhin wird der Gammatransport durch den makroskopischen Gamma-removalquerschnitt beschrieben. Es wird sowohl experimentell als auch theoretisch vorgegangen. Letzteres bedeutet eine Berechnung der Neutronenflüsse über Neutronentransportcodes und eine Integration im Ortsraum nach Gleichung (2.2), um K_{th} und K_{epi} zu erhalten. Ein Vergleich der experimentellen und der berechneten Werte wird in den meisten Fällen eine gute Übereinstimmung zeigen, diese ermöglicht es, die in einem begrenzten Parameterrahmen gewonnenen Ergebnisse über diesen Rahmen hinaus zu extrapolieren.

Eine experimentelle Bestimmung der K-Faktoren kann prinzipiell auf zwei Arten geschehen, entweder durch Neutronenflußmessungen, gefolgt von einer Integration im Ortsraum, oder direkt durch Gammamessung. Die Gammamessung gibt nur eine integrale Information, die durch Neutronenflußmessung erhaltene Information ist viel detaillierter. Beide Verfahren führen im Rahmen der Meßgenauigkeit zu denselben Ergebnissen (siehe Abschnitt V.5).

In einem NAA-Experiment wird im allgemeinen nach der Aktivierung der Gammadetektor an die ehemalige Quellposition gebracht. Daher ist es notwendig, den Neutronenfluß um die Quelle zu kennen. Auch im Fall einer bewegten Sonde mit Quelle und Detektor ist die Kenntnis der Flußverteilung um die stationäre Quelle notwendig (siehe Anhang A I).

Die Gammalinienintensität am Detektorort entsteht aus den Gammaquellen mit weniger als $2 \mu^{-1}$ Abstand vom Detektor. In Tab. 1 b werden Werte von μ für den interessierenden Bereich von Gammaenergien und Dichten gegeben. Danach hängt für die NAA die Gammalinienintensität am Detektorort ab vom Verlauf der thermischen und epithermischen Neutronenflüsse bis zu etwa 15 cm Entfernung vom Bohrlochrand.

In Fig. 4 werden Neutronenflußverteilungen um die Quellposition für die Ausgangsmatrix Hornblendesand (Tab. 1 a) und Bohrloch ohne sowie mit 4.7 und 12.2 mm Wasserschicht gezeigt. Die thermischen Flüsse zeigen breite Maxima um die Quelle, während die epithermischen Flüsse (mit BF_3 -Zählrohren gemessen) Peaks am Quellort aufweisen. Diese sind vermutlich durch direkte Quellneutronen bedingt. In der Matrix ist die epithermische Flußverteilung auch flach. In Fig. 5 wird der thermische Fluß in der Quellebene für die oben angegebenen drei Bohrlochkonfigurationen gezeigt. Für trockenes Bohrloch verläuft der thermische Fluß sehr flach, während für wassergefülltes Bohrloch der Fluß im Bohrloch gegenüber dem für trockenes Bohrloch stark angehoben ist und im Wasserspalt ein starker Flußabfall auftritt. Diese Effekte nehmen mit wachsender Wasserspaltdicke zu und sind bedingt durch den Thermalisierungsüberschuß des Wassers, verglichen mit der Matrix. Für andere Materialzusammensetzungen sind die Flußverteilungen um die Quelle ähnlich.

V.1 Neutronenfluß an der Quellposition

Die Figuren 6 - 8 zeigen für verschiedene Wassergehalte und Absorberkonzentrationen in der Matrix die mit BF_3 -Zählrohren gemessenen thermischen und epithermischen Flüsse an der Quellposition. Für trockenes Bohrloch sind die thermischen Flüsse nahezu lineare Funktionen des Wassergehalts. Eine moderierende Wasserschicht reduziert je nach Dicke den Einfluß des Matrixwassergehaltes auf die Flüsse im Bohrloch. Die epithermischen Flüsse hängen weniger stark vom Wassergehalt ab und

zeigen eine geringfügige Abhängigkeit vom Absorbergehalt. Dies zeigt, daß der Zusatz von 500 ppm B den Absorptionsquerschnitt der Matrix für Neutronen auch oberhalb der Cd-Abschneideenergie anhebt. Für 12.2 mm Wasserspalt ist der epithermische Fluß nahezu unabhängig von den Matrixeigenschaften. Infolge des Hinzufügens einer großen Menge Mg-stearat hatten die Mischungen mit 10 % Wasser eine Dichte von 1.75 g/cm^3 , verglichen mit 2 g/cm^3 für die anderen Mischungen. Die experimentell erhaltenen Flüsse für 10 % Wassergehalt wurden mit einem berechneten Faktor multipliziert, der den Dichteunterschied korrigiert.

Die durchgezogenen Linien in den Figuren 6 - 8 geben Werte wieder, die mit dem Neutronentransportcode DTK /17/ und mit dem Gruppenkonstantensatz KFKINR /26/ in Kugelgeometrie berechnet wurden, d.h. das Bohrloch wurde durch eine Kugel, der Wasserspalt durch eine Kugelschale ersetzt. Für die Quellstärke der Cf-Quelle wurde der Wert $6.6 \cdot 10^7 \text{ n/sec}$ benutzt, der aus dem Nominalwert und einer Korrektur unter Benutzung einer Halbwertszeit von 2.638 a (Ref. /27/) erhalten wurde, weitere Parameter wurden nicht angepaßt. Im allgemeinen sind die von DTK berechneten epithermischen Flüsse etwa 10 % kleiner als die gemessenen, während die berechneten thermischen Werte etwa 20 % höher als die experimentellen liegen, abgesehen vom trockenen Bohrloch ohne Absorber, wo bei geringem Wassergehalt die Abweichungen bis zu einem Faktor 1.5 betragen können. So könnte man aufgrund von Rechnungen die Quellstärke für richtig halten. Aber bei dem Versuch, die Diskrepanz der thermischen und epithermischen $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{epi}}$ -Werte zu erklären, muß man berücksichtigen, daß systematische Ungenauigkeiten in den Werten für Φ_{epi} möglich sind. Von Fig. 4 weiß man, daß der axiale epithermische Fluß im Bohrloch in Quellnähe einen Peak von etwa 15 % Höhe aufweist. Der berechnete epithermische Fluß zeigt einen starken Abfall in Quellnähe (etwa 5 % für 1 mm). Obwohl in den Experimenten ein definierter Abstand von 14 mm zwischen der Quelle und den Zählrohren eingehalten wurde, scheint es besser zu sein, die flacher verlaufenden thermischen Flüsse zu vergleichen.

Verbesserungen in den Rechenmethoden für die Flüsse in Quellnähe zeigten nicht die Gründe für die geschilderten Diskrepanzen. Einige Berechnungen unter Benutzung des zweidimensionalen Neutronentransportcodes SNOW /28/ zeigten, daß die Abweichungen nicht durch Geometrieeffekte bedingt sind. Die Verwendung verbesserter Wirkungsquerschnitte, berechnet mit dem Code WIMS /29/, führte auch nicht zu einer besseren Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Flüssen. Unter der Annahme, daß die Rechenmethoden die Wirklichkeit quantitativ beschreiben, sollte daher die Quellstärke zum Referenzdatum $5.4 * 10^7$ n/sec betragen.

Einige Flußmessungen wurden auch mit ^{235}U -Spaltkammern durchgeführt. Die erhaltenen thermischen Flüsse stimmen innerhalb der gemeinsamen Fehlergrenzen überein mit den aus Messungen mit BF_3 -Zählrohren stammenden. In Fig. 9 ist die epithermische Zählrate der Spaltkammern aufgetragen als Funktion des entsprechenden epithermischen Flusses, wie er sich aus Messungen mit BF_3 -Zählrohren ergibt. Die Relation zwischen Zählrate und epithermischem Fluß hängt stark von der Dicke des Wasserspalts zwischen Sonde und Bohrlochrand ab. Dieses Verhalten ist auf die niederenergetischen Resonanzen des ^{235}U zurückzuführen.

V.2 Bestimmung von K_{th} für NAA aus Neutronenflußprofilen

Die Neutronenflüsse in der Gesteinsmatrix sind für einige Fälle in Fig. 4 gezeigt. Diese Figur zeigt, daß der thermische Neutronenfluß näherungsweise beschrieben werden kann als Produkt eines axialen und eines radialen Faktors.

$$\Phi(\underline{r}) = \Phi_z(z) * \Phi_r(r) \quad (5.1)$$

Diese Faktorisierung erleichtert die Berechnung der K_{th} aus den Neutronenflüssen. Sie ist gültig für trockenes Bohrloch sowie für Bohrloch mit 5 mm Wasserspalt. Für 12 mm Wasserspalt ist das radiale Flußprofil in der Quell-

ebene steiler als daneben. Hier wird ein mittlerer Wert für ϕ_r gewählt, der dadurch erzeugte Fehler in K ist schätzungsweise kleiner als 5 %. Der epithermische Fluß zeigt eine Spitze nahe der Quellposition, aber diese Spitze ist in 1 cm Tiefe im Gestein nicht meßbar, ihr Beitrag zur Gammaintensität beträgt daher weniger als 3 %, sie kann vernachlässigt werden, und die Faktorisierung ist auch für epithermische Flüsse gerechtfertigt.

Das axiale Flußprofil hängt von der Wasserschichtdicke und den Matrixeigenschaften ab. Seine Form kann roh beschrieben werden durch $1/\cosh(\zeta z)$ mit geeignetem ζ . Diese Größe kann im Bohrloch gemessen werden. Wenn bei diskreten Aktivierungspunkten die Zerfallzeit des interessierenden Isotops, verglichen mit der Aktivierungszeit, lang ist, so ist für die Berechnung der Konzentration der gesamte Neutronenfluß an einem Punkt die Summe der Beiträge der benachbarten Aktivierungspunkte. Indem man die Aktivierungspunkte in Abständen von etwa 45 cm wählt, kann man für trockenes Bohrloch oder Bohrloch mit 4.7 mm Wasserschicht ein auf 5 % konstantes ϕ_z erhalten, während der entsprechende Abstand für 12.2 mm Wasserschicht etwa 30 cm beträgt. Die Konstanz ist nicht sehr empfindlich vom Abstand abhängig. Ein konstantes ϕ_z ist nützlich, wenn das interessierende Element inhomogen verteilt ist. Dies wird in Kapitel VII.2 erläutert.

Die Faktoren $K_{th}(\mu)$ werden unter Benutzung der thermischen Neutronenflüsse in der Matrix bestimmt. Die räumlichen Integrationen (2.3b) wurden unter Annahme einer konstanten Elementkonzentration und der Faktorisierung (5.1) mit einem gemittelten ϕ_r ausgeführt, ϕ_z wurde als konstant angenommen. Die so erhaltenen Werte von K_{th} werden in den Tabellen 5 - 7 für die drei Bohrlochkonfigurationen angegeben. Da die Flüsse nur im Bohrloch und an den radialen Positionen 8 und 15 cm - einige auch bei 5 cm - gemessen wurden, besteht eine Unsicherheit in der Bestimmung des wahren radialen Profils und - bei 12.2 mm Wasserspaltdicke - in der richtigen axialen Mittelung von ϕ_r .

Es wird angenommen, daß die Werte von K_{th} mit weniger als 5 % Fehler behaftet sind. Dieser Punkt wird in Abschnitt V.5 noch genauer diskutiert. Für $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ beträgt das Analysenvolumen für eine Messung etwa 6 l, die Hälfte der Intensität stammt aus dem Bereich mit $r < 10 \text{ cm}$.

In Fig. 10 werden die Werte von K_{th} für $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ als Funktion des Matrixwassergehaltes für zwei Absorberkonzentrationen und die drei Bohrlochkonfigurationen gezeigt. Für trockenes Bohrloch nimmt K_{th} mit steigendem Wassergehalt leicht ab, der Grund ist ein stärkerer Abfall des radialen Flußprofils bei großen Radien. Für wassergefülltes Bohrloch steigt K_{th} mit steigendem Wassergehalt der Matrix an und nimmt ab mit steigender Wasserschichtdicke. Auch Addition von Neutronenabsorbern verursacht ein kleineres K_{th} . Dieses Verhalten ist durch den Flußabfall in und nahe der Wasserschicht bedingt und kann leicht interpretiert werden als Konsequenz des Thermalisierungsdefizits in der Matrix, verglichen mit Wasser, und der Neutronenabsorption in der Matrix.

Die durchgezogenen Kurven in Fig. 10 zeigen Werte von K_{th} , die auf die folgende Art berechnet wurden: Das thermische Flußprofil einer Neutronentransportrechnung in Kugelgeometrie wurde als ϕ_r gewählt und mit $\phi_z = \text{const.}$ der K-Faktor berechnet. Für trockenes Bohrloch sind die Abweichungen von den experimentellen Werten klein. Mit ansteigender Wasserschichtdicke oder ansteigender Absorberkonzentration unterschätzen die theoretischen Werte in steigendem Maße die experimentellen. Der Grund dafür ist eine Überschätzung des Flußabfalls in der Wasserschicht durch die Rechnung. Dies ist wahrscheinlich ein Geometrieeffekt. Die relative Diskrepanz ist unabhängig vom Wassergehalt der Matrix.

Die Werte von K für wassergefülltes Bohrloch enthalten nicht die Gammaabsorption in der Wasserschicht. Dieser Effekt kann durch einen Faktor f_w berücksichtigt werden, der von der Gammaenergie und der Dicke der Wasserschicht abhängt. Da er unabhängig von der Gesteinsdichte ist, kann er nicht in K einbezogen werden. Einige Werte von f_w sind in Tab. 1c gegeben.

V.3 Bestimmung von K_{th} über ϕ_{th}/ϕ_{epi}

Im wassergefüllten Bohrloch zeigen der thermische Fluß an der Quelle und K_{th} eine ähnliche Abhängigkeit von den Matrixparametern bei fester Wasserschichtdicke. Die physikalischen Gründe für beide Abhängigkeiten sind ähnlich, so ist dieses Verhalten nicht unerwartet. Ein Diagramm mit ϕ_{th} als Abszisse und K_{th} als Ordinate sollte die Korrelation beider Größen zeigen. Die Untersuchung der Daten zeigt, daß die Beziehung zu ϕ_{th}/ϕ_{epi} noch enger ist. Diese Beziehung wird in Fig. 11 für die drei Bohrlochkonfigurationen gezeigt. Es wurde $\phi_z = \text{const.}$ angenommen. Jeder Punkt in diesem Diagramm entspricht einer vermessenen Mischung. Für feste Wasserschichtdicke erhält man Streifen, an deren oberen Grenzen die unvergifteten Mischungen liegen, an den unteren Grenzen liegen die Mischungen mit Zusatz von 500 ppm B-äquivalent. Punkte, die Mischungen mit dazwischen liegendem Absorbergehalt entsprechen, liegen im Streifen.

Fig. 11 zeigt die Situation für $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$, aber die Form der Kurven ändert sich nur unwesentlich im untersuchten Bereich $0.1 < \mu < 0.3 \text{ cm}^{-1}$, die bemerkenswerteste Änderung ist eine leichte Abnahme der Streifenbreite für großes μ . Läßt man die Bedingung $\phi_z = \text{const.}$ fallen und nimmt man ein ϕ_z ähnlich dem in Fig. 4 an, so zeigen Gammatransportrechnungen, daß

$$K(\text{Matrix}, \mu, \phi_z) = K(\text{Matrix}, \mu, \phi_z=1) * f_a(\phi_z(30\text{cm})/\phi_z(0)) \quad (5.2)$$

gilt mit einer Funktion f_a , die in Tab. 9 gegeben ist. Der Fehler bei der Faktorisierung (5.2) mit der in Tab. 9 gegebenen Funktion f_a ist $\leq 2 \%$ über alle gemessenen axialen Profile und $\leq 3 \%$ in dem untersuchten Bereich von μ . Da das Verhältnis $\phi_z(30)/\phi_z(0)$ nahezu unabhängig von der Matrix ist und nur von der Wasserschichtdicke abhängt, besteht die durch ein ortsabhängiges ϕ_z in Fig. 9 hervorgerufene Änderung lediglich in einer kleinen Verschiebung der Streifen gegeneinander, wobei jeder Streifen seine Form behält.

Es wurde gezeigt, daß es möglich ist, Neutronenflüsse in Quellnähe und K_{th} -Faktoren unter Benutzung von Rechnungen über die experimentell untersuchten Bereiche hinaus zu extrapolieren. Um ein Gefühl dafür zu bekommen, was im Fall dickerer Wasserschichten geschieht, wird in Fig. 12 K_{th} gegen ϕ_{th}/ϕ_{epi} aufgetragen, dabei stammen die Werte aus DTK-Rechnungen. Die Wasserschichtdicke beträgt bis zu 22 mm. Obgleich es aus mehreren bereits genannten Gründen schwierig ist, zu hohen Wasserschichtdicken zu extrapolieren, gibt diese Figur die Information, daß die Abhängigkeit der Größe K_{th} von ϕ_{th}/ϕ_{epi} bei dickeren Wasserschichten größer wird, insbesondere bei geringem Wassergehalt der Matrix und hoher Absorberkonzentration.

Die Figuren 11 und 12 zeigen, daß K_{th} über das Flußverhältnis ϕ_{th}/ϕ_{epi} , wie es mit BF_3 -Zählrohren an der Quellposition bestimmt werden kann, mit einem Fehler von höchstens 10 % bestimmt werden kann, wenn die Dicke der Wasserschicht zwischen Sonde und Bohrlochwand genau bekannt ist. Die Genauigkeit ist gegeben durch die Breite der Streifen, die zu einer festen Wasserschichtdicke gehören, diese wiederum ist bestimmt durch den maximal zugelassenen Gehalt der Matrix an Neutronenabsorbern, der für diese Figur als 500 ppm B angenommen wurde. Die in Fig. 12 durch (a) gekennzeichneten Punkte stammen aus Rechnungen für 1500 ppm B Absorbergehalt mit Wassergehalten der Matrix von 0.8 bzw. 10 % und Wasserschichtdicken von 4.7 und 12.2 mm. Bei Einbeziehung dieser Punkte würde sich die Streifenbreite etwa verdoppeln, eine Verdreifachung des maximal zugelassenen Absorbergehaltes führt also zu einer Verdopplung der Ungenauigkeit von K_{th} über ϕ_{th}/ϕ_{epi} .

Aus den Figuren 11 und 12 geht klar hervor, daß der kritische Punkt der Konzentrationsbestimmung bei wassergefüllten Bohrlöchern die genaue Messung des Bohrlochdurchmessers, d.h. der Wasserschichtdicke ist. Unter den ungünstigsten Bedingungen, bei kleinem Wassergehalt und möglicher Absorberkonzentration von 500 ppm B bewirkt eine Ungenauigkeit von 2 mm in der Wasserspaltdicke (d.h. von 4 mm im Durchmesser des Bohrlochs) eine Ungenauigkeit von 60 % in K_{th} . Die Bestimmung des Durchmessers

wird normalerweise mechanisch ausgeführt, dies kann im Fall von unregelmäßigen Querschnitten des Bohrlochs zu falschen Ergebnissen führen. In wassergefüllten Bohrlöchern kann der Durchmesser mit einer Genauigkeit von 4 mm aus der Zählrate von Cd-umhüllten ^{235}U -Spaltkammern bestimmt werden, falls die Wasserschicht dünner als 10 mm ist, für dickere Schichten ist die Genauigkeit 2 mm. In Fig. 13 ist die genannte Zählrate als Funktion der Wasserschichtdicke aufgetragen, die Fehlerbalken bezeichnen die Variation durch Matrixeigenschaften.

V.4 Bestimmung von K_{epi}

Mit BF_3 -Zählrohren gemessene epithermische Flußverteilungen bei verschiedenen Matrixwassergehalten und Bohrlochkonfigurationen wurden zur Bestimmung von K_{epi} verwendet. Dabei wurden die Faktorisierung (5.1) des Flusses und ein konstantes ϕ_z angenommen. Die Bestimmung des radialen Profils wird erschwert durch die Spitze in der epithermischen Zählrate um die Quellposition. Diese wurde am Anfang von Abschnitt V.2 diskutiert. Der Wert des geglätteten epithermischen Flusses an der Quellposition ist etwa 80 % des gemessenen Wertes. Infolge der Flußnormierung (Gleichung (2.3b)) geht dieser Faktor in K_{epi} ein.

Tab. 8 gibt die mit dieser Methode erhaltenen Werte von K_{epi} an. K_{epi} ist nahezu unabhängig vom Wassergehalt der Matrix, hängt aber in wassergefüllten Bohrlöchern von der Wasserspaltdicke ab. Ein Vergleich mit Werten, die über berechnete Neutronenflußverteilungen gewonnen wurden, bringt nur qualitative Übereinstimmung. Die berechneten Flüsse zeigen im allgemeinen eine stärker ausgeprägte Spitze an der Quellposition und einen steileren Abfall in der Matrix als die gemessenen. Dieses Verhalten dürfte von der bei den Rechnungen verwendeten Kugelgeometrie herrühren.

Will man im Feldeinsatz die Variation von K_{epi} mit dem Matrixwassergehalt berücksichtigen, kann K_{epi} über ϕ_{epi} bestimmt werden, falls die

Wasserspalttdicke kleiner als 12 mm ist. Anderenfalls ist ϕ_{epi} unabhängig vom Matrixwassergehalt, aber in diesen Fällen ist das Verhältnis $\phi_{\text{th}}/\phi_{\text{epi}}$ so hoch, daß der epithermische Beitrag zur Gammapeakzählrate, außer für starke Resonanzabsorber, vernachlässigbar ist.

V.5 K-Faktoren und Gammamessungen

Für verschiedene Matrizen, Bohrlochkonfigurationen und gammaaktive Materialien werden Messungen der Gammalinienintensitäten durchgeführt und mit den über gemessene Neutronenflüsse berechneten verglichen. Unterschiede beider Werte für die Gammaintensität, die größer sind als die durch die Peakstatistik verursachten, können mehrere Gründe haben, dazu gehören i) inkonsistente Eichungen für BF_3 -Zählrohr und Ge(Li)-Detektor, ii) in wassergefüllten Bohrlöchern eine falsche Interpolation von ϕ_r nahe der Bohrlochwand, iii) radial inhomogene Matrixeigenschaften und iv) inhomogene Verteilung der gammaaktiven Elemente. Die in Experimenten gefundenen Abweichungen lagen stets unter 10 % und überstiegen die möglichen Fehler aufgrund der Peakstatistik um nicht mehr als 5 %. Da die Abweichungen keinen Trend in einer Richtung zeigten, wird angenommen, daß die Fehler aufgrund inkonsistenter Eichprozeduren mit 5 % nach oben abgeschätzt werden können. Trends mit der Moderation des Bohrlochs lagen nicht vor. So kann angenommen werden, daß die verbleibenden Fehler in der Hauptsache auf die Gründe iii) und iv) zurückgeführt werden können und daß die Größen K_{th} bis auf 8 % korrekt sind.

Für Isotope ohne gammaerzeugenden Resonanzeinfang ist der epithermische Beitrag zur Gammazählrate klein, und die Genauigkeit von K_{epi} kann nur über die Analogie zu K_{th} abgeschätzt werden. Für Resonanzabsorber tritt eine zusätzliche Komplikation auf. Neutronentransportrechnungen zeigen, daß das epithermische Neutronenspektrum in Bohrlochnähe kein strenges $1/E$ -Verhalten zeigt, sondern $1/E^{1-\epsilon}$ mit $0.1 \lesssim \epsilon \lesssim 0.3$. Hierbei kommt es

hauptsächlich auf den Wassergehalt der Matrix an, nur wenig auf die Wasserschichtdicke, auch hängt K_{epi} schwach von der entsprechenden Neutronenenergie ab. Daher sind die Produkte $K_{\text{epi}} \Phi_{\text{epi}}$ für $1/v$ -Absorber wie B und Resonanzabsorber im allgemeinen verschieden. Der Korrekturfaktor ist mit einer Genauigkeit von 6 % unabhängig von der Wasserspaltdicke und hängt nur vom Wassergehalt und der Resonanzenergie ab. In Tab. 2 b werden Mittelwerte gegeben.

Infolge der nur qualitativen Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen K_{epi} scheint es fraglich, ob dieser Effekt durch die angegebenen Werte beschrieben wird. Das einzige untersuchte Isotop mit hoher Resonanzabsorption war ^{186}W mit seiner Resonanz bei 18.8 eV. Für diese Energie ist die Abweichung des Produkts $(K\Phi)_{\text{epi}}$ von seinem $1/v$ -Wert 10 % für einen Matrixwassergehalt von 10 %. Um den thermischen Anteil zur Gammapeakzählrate klein zu halten, wurde eine hohe Vergiftung (500 ppm B) verwendet, die thermischen und epithermischen Beiträge waren etwa gleich hoch.

Ohne Korrektur lagen die aufgrund von Neutronenflußmessungen bestimmten Gammalinienintensitäten 2 bis 10 % über den gemessenen, nach obiger Korrektur betragen die Abweichungen -3 bis +4 %. Die gesamten experimentellen Unsicherheiten lagen in der Größenordnung 5 %, so kann man aus diesem Experiment nur schließen, daß die Größenordnung des Korrekturfaktors richtig ist. In Gleichung (2.3) kann der Resonanzbeitrag mit diesem Faktor multipliziert werden.

V.6 Einfluß von Dichteänderungen auf Neutronenflüsse

Bis jetzt waren die Untersuchungen auf die Gesamtdichte $\rho = 2 \text{ g/cm}^3$ beschränkt. Es wurde gezeigt, daß in diesem Fall die Neutronentransportrechnungen die Flüsse um das Bohrloch brauchbar wiedergeben. Dies wird nun auch für die Dichte $\rho = 3 \text{ g/cm}^3$ angenommen. In Tab. 10 sind

einige Rechenresultate für beide Dichten zusammengestellt. Dabei werden Matrizen mit demselben absoluten Wassergehalt und derselben absoluten zusätzlichen Absorberkonzentration verglichen. Die Neutronenflüsse im Bohrloch zeigen ein Ansteigen von etwa 20 %, und die Verhältnisse ϕ_{th}/ϕ_{epi} bleiben ungeändert. Die radialen Profile werden geringfügig steiler. Dies führt zu einer Reduktion aller K-Faktoren um etwa 5 %, wenn dasselbe μ für beide Dichten genommen wird. Daher können für beide Dichten dieselben Daten verwendet werden, um K_{th} aus ϕ_{th}/ϕ_{epi} zu bestimmen, nur μ muß entsprechend der Dichte richtig gewählt werden. Der in den Tabellen 5 - 7 angegebene Bereich von μ überdeckt die interessierenden Gammaenergien bei Dichten zwischen 2 und 3 g/cm³.

VI. Matrixeffekte für die NCA

Für NCA-Messungen wurde die Anordnung von Quelle und Detektor in Abschnitt III.6 diskutiert, sie ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. In diesem Fall sind Berechnungen des Neutronenflusses mit Hilfe von Neutronentransportcodes schwierig. Zweidimensionale Rechnungen würden notwendig sein, und das Streaming von Neutronen im Spalt zwischen Sonde und Bohrlochwand muß berücksichtigt werden. Falls der Spalt mit Wasser gefüllt ist, wäre eine sehr sorgfältige Behandlung der Verteilungsfunktion notwendig. Aus diesen Gründen sind für diese Geometrie nur Messungen durchgeführt worden.

VI.1 Neutronenflüsse und K-Faktoren

Fig. 14 zeigt thermische Neutronenflüsse zwischen Quelle und Detektor für mehrere radiale Positionen. Der Fluß kann wiederum als Produkt eines axialen und eines radialen Faktors geschrieben werden, letzterer fällt schwächer zu großen Radien ab als für die NAA. Die axiale Abhängigkeit des Flusses nahe dem Detektor in der für die Spektroskopie relevanten Gegend ist exponentiell, also

$$\phi_z(z) \sim \exp(-\zeta |z - z_s|) \text{ für } |z - z_s| > 30 \text{ cm} \quad (6.1)$$

wobei z_s die Quellposition ist. Die Abfallkonstanten ζ , die für die verschiedenen Mischungen und Bohrlochkonfigurationen gemessen werden, liegen im Bereich 0.035 cm^{-1} bis 0.075 cm^{-1} . Der makroskopische Gammaremovalquerschnitt ist für den interessierenden Bereich von Gammaenergien von derselben Größenordnung ($0.045 \lesssim \mu \lesssim 0.1 \text{ cm}^{-1}$). Daher ist das für die Gammaintensität interessante Gebiet stark vom Detektor aus in Richtung Quelle gerichtet. Die Differenz $\zeta - \mu$ bestimmt die Größe von K. Gammatransportrechnungen mit dem Kern T_μ (definiert in Gleichung 2.1a)) zeigen, daß ein Faktor f_c von K abgespalten werden kann, so daß die Näherung

$$K(\phi_r, \zeta, \mu) = K_0(\phi_r) * f_c(\zeta - \mu), f_c(0) = 1 \quad (6.2)$$

mit einem vom radialen Flußprofil unabhängigen f_c mit einer Genauigkeit von 10 % für alle gemessenen Radialprofile im interessierenden Bereich von μ gilt. Die Funktion f_c ist in Tab. 9 gegeben. K_0 wird bezogen auf den Neutronenfluß an der Detektorposition.

Der Faktor K_0 hängt nur vom radialen Flußprofil in Detektornähe ab. Die radiale Integration muß bis zu 40 cm erstreckt werden, um 90 % der gesamten Gammaintensität an der Detektorposition zu erhalten. Das Analysenvolumen einer Messung mit stationärer Sonde ist in der Größenordnung von 40 l, dabei stammen 50 % der Intensität von dem Gebiet mit $r < 18 \text{ cm}$.

VI.2 Bestimmung von K_{th} und K_{epi}

Der Radius der inneren Tanks des Bohrlochmodells, die die verschiedenen Sandmischungen aufnehmen, ist 25 cm. Radiale Profile können an den Positionen 0, 5, 8, 15, 26 cm gemessen werden. Durch radiale Integration bis zu 26 cm erhält man etwa zwei Drittel der gesamten Gammaintensität, zur Bestimmung der K_o wurde der Fluß zu größeren Radien exponentiell extrapoliert. Bei hohem Absorbergehalt der Mischung stieg der Fluß an der Grenze des inneren Tanks wieder leicht an, wegen des unvergifteten Sandes im äußeren Tank. Der Fehler in den K-Faktoren infolge der unsicheren Form des radialen Flusses in großer Entfernung vom Bohrloch wird auf maximal 10 % geschätzt. Die sonstigen bei der Bestimmung von K im Labor auftretenden Fehlerquellen sind dieselben und von derselben Größenordnung wie für die NAA.

In Tab. 11 sind die Werte von K_o^{th} als Funktion der Matrixparameter und der Bohrlochkonfiguration aufgetragen. Die Abhängigkeiten der radialen Flußprofile von den eben erwähnten Größen sind ähnlich denen für die NAA, nur sind die Flußgradienten an den Wasserschichten im wassergefüllten Bohrloch und der exponentielle Abfall des Flusses zu großen Radien hin kleiner. So kann man erwarten, daß K_o^{th} sich ähnlich verhält wie das K_{th} der NAA und auch ähnlich unter Benutzung eines Verhältnisses ϕ_{th}/ϕ_{epi} bestimmt werden kann. K_o^{th} ist in Fig. 15 mit ϕ_{th}/ϕ_{epi} an der Quellposition als Abszisse gezeichnet. Dieses Diagramm ist ähnlich zu den entsprechenden für die NAA, auch die Breite der Streifen bei fester Wasserschichtdicke ist etwa dieselbe, die maximale Absorberaddition entspricht wieder 500 ppm B. Daraus kann man schließen, daß das Verhalten von K_o^{th} für andere Wasserschichtdicken, höhere Absorberkonzentration oder höhere Gesteinsdichte ähnlich dem von K_{th} bei der NAA ist.

Bei der Analyse mit der NCA-Bohrlochsonde ist somit das zur Analyse in einer bestimmten Tiefe notwendige ϕ_{th}/ϕ_{epi} an der Position der

Sonde zu wählen, bei der die Quelle an der jetzt interessierenden Detektorposition war. Im Prinzip ist auch die Verwendung des an der Detektorposition gemessenen ϕ_{th}/ϕ_{epi} zur Bestimmung von K_o^{th} möglich, aber diese Art der Auswertung kann bei ortsabhängigen Matrixeigenschaften zu großen Fehlern in der Bestimmung von K_o^{th} führen.

Infolge des geringen epithermischen Flusses an der Detektorposition war eine präzise Vermessung der epithermischen Radialprofile und damit der K_o^{epi} nicht möglich. Aber die Verhältnisse ϕ_{th}/ϕ_{epi} an der Detektorposition sind zwei- bis fünfmal höher als an der Quellposition, abgesehen von starken Resonanzabsorbern ist daher epithermischer Einfang für die NCA unbedeutend. Die epithermischen Profile sind sehr flach und hängen nur schwach vom Wassergehalt und von der Bohrlochkonfiguration ab. Werte von K_o^{epi} werden in Tab. 11 gegeben.

VII. Inhomogene Verteilung des gammaaktiven Materials

Bis hierher war die Diskussion der neutroneninduzierten Gammaskopie beschränkt auf den homogenen Fall, d.h. eine homogene Verteilung des interessierenden gammaaktiven Elements und örtlich konstante Neutronentransporteigenschaften der Matrix. In der Realität können jedoch Schichtstrukturen und andere Formen von Inhomogenitäten auftreten. In diesem Kapitel soll gezeigt werden, bis zu welchem Grade Inhomogenitäten der Verteilung des gammaaktiven Elements die Konzentrationsbestimmung beeinflussen, und was getan werden kann, um die damit verbundenen Unsicherheiten möglichst klein zu halten. Die Matrixeigenschaften sollen in der Schicht dieselben sein wie im restlichen Volumen.

Wenn das interessierende Element inhomogen verteilt ist, gibt die Gammamessung ein gewichtetes Mittel der Konzentration. Zur Abschätzung der Analysengenauigkeit muß man die mögliche Abweichung zwischen dem gewich-

teten und dem ungewichteten Mittel kennen. Auch könnte es nützlich sein, Information über den Grad der Inhomogenität zu erhalten.

Zwei Grenzfälle von Geometrien werden diskutiert: Schichten senkrecht zur Bohrlochachse und radiale Strukturen.

VII.1 Schichtstrukturen

In Fig. 16 und 17 werden - für NAA bzw. NCA - Peakzählraten von Elementen, die in Schichten senkrecht zur Bohrlochachse liegen, als Funktion der Position des Gammadetektors im Bohrloch dargestellt. Eine solche Abhängigkeit wird im folgenden als Gammaprofil bezeichnet. Die Kurven sind unter Benutzung gemessener Neutronenflüsse berechnet, ihre Übereinstimmung mit den Gammamessungen liegt innerhalb der Fehlergrenzen: Das NAA-Profil, gemessen nach Aktivierung im Zentrum der Schicht, wobei alle Gammaintensitäten auf die Abklingzeit $t_w = 0$ umgerechnet sind, ist natürlich symmetrisch, hingegen nicht das NCA-Profil. Die angezeigte Position ist die des Detektors, die Quelle befindet sich in festem Abstand davon. Die Gammaintensität ist am höchsten in einer Position der Sonde, in der die Schicht zwischen Quelle und Detektor liegt. Die Reichweite der Gammastrahlung bedingt, daß die Halbwertsbreiten der Profile größer als die Schichtdicken sind.

Um das allgemeine Verhalten von Halbwertsbreite und Maximalhöhe von Gammaprofilen als Funktion der Schichtdicke zu studieren, wurden Gammatransportrechnungen durchgeführt. Ergebnisse solcher Rechnungen werden in Fig. 18 für die NAA mit Hornblendesand (siehe Tab. 1 a) als Matrix und $\phi_z = \text{const.}$ gezeigt. Für die Matrix und die Schicht werden dieselben makroskopischen Gammaremovalquerschnitte angenommen, d.h. es tritt keine Dichteänderung auf. Die Maximalhöhe ist als K dargestellt (siehe Gleichung 2.3 b), welches infolge des endlichen Integrationsvolumens von der Detektorposition abhängt, es werden die Maximalwerte

K_{\max} gezeigt, auch die Halbwertsbreiten f_H der Gammaprofile sind angegeben. Für Schichtdicken kleiner als 5 cm wächst K_{\max} linear mit der Schichtdicke, während f_H konstant ist, für Schichten, die dicker als 30 cm sind, ist K_{\max} nahezu konstant und gleich dem Volumenwert, während f_H nahezu gleich der Dicke ist. Dieses Verhalten ist unabhängig von den Matrixeigenschaften und dem verwendeten Gammaremovalquerschnitt. Die asymptotischen Werte von f_H im Grenzfall dünner Schichten liegen zwischen 10 und 13 cm, für Schichtdicken größer als ca. 20 cm kann die Schichtdicke über f_H bestimmt werden. Diese Werte geben eine Vorstellung von der räumlichen Auflösung der NAA.

Bei Kenntnis der Schichtdicke (über f_H) kann K_{\max} aus Fig. 18 (oder einer äquivalenten für andere Matrixeigenschaften) erhalten werden. Bei Kenntnis der Maximalhöhe des Profils kann dann - unter Annahme einer rechteckigen Konzentrationsverteilung - die Konzentration des interessierenden Elements in der Schicht bestimmt werden.

Die Situation für die NCA ist komplizierter. Wie in Abschnitt VI.1 diskutiert wurde, sind die Größen ζ und μ , die den axialen Abfall des Neutronenflusses sowie das Abklingen der Gammalinienintensität beschreiben, etwa gleich groß und ihre Differenz bestimmt K im homogenen Fall. Bei Vergleich der Figuren 18 und 19 sieht man, daß das Verhalten von K_{\max} und f_H für NCA auch durch diese Differenz bestimmt ist und für $\zeta - \mu \lesssim 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ähnlich dem Verhalten für die NAA ist. Falls aber diese Ungleichung nicht erfüllt ist, ist die Form der f_H -Kurven anders. Mit wachsendem $\zeta - \mu$ beginnt das Maximum des Gammaprofils, das auftritt, wenn Detektor und Quelle auf verschiedenen Seiten der Schicht liegen, in zwei Maxima aufzuspalten, die auftreten, wenn die Quelle bzw. der Detektor in der Schicht liegen. In dem einfacheren Fall, d.h. für $\zeta - \mu \lesssim 0.01 \text{ cm}^{-1}$ kann wie bei der NAA aus f_H die Schichtdicke, daraus K_{\max} und die Elementkonzentration - unter Annahme eines rechteckigen Konzentrationsprofils - bestimmt werden.

VII.2 Bestimmung des Gesamterzgehaltes bei Schichtstrukturen

Weit voneinander entfernt liegende Schichten mit rechteckiger Konzentrationsverteilung stellen einen idealisierten Grenzfall dar. Unregelmäßige Schichtstrukturen mit überlappenden Gammaprofilen können nicht wie in VII.1 behandelt werden.

Im Prinzip können überlappende Gammaprofile entfaltet werden, um daraus den Verlauf der Elementkonzentration zu bestimmen. Wegen starker Kompensation der Peakzählraten benachbarter Meßpunkte bei der Entfaltung können Unsicherheiten von 10 % in den Zählraten bei starkem Konzentrationsgradient zu nicht interpretierbaren Ergebnissen führen. Gute Peakstatistik, genaue Positionierung der Sonde und eine den speziellen Bedingungen (Matrix, μ, ζ) angepaßte Faltungsfunktion sind für erfolgreiche Entfaltung notwendig. Im Falle der NAA muß die Konstanz von ϕ_z besser als 5 % sein oder explizit in der Faltungsfunktion berücksichtigt werden.

Jedoch ist für die meisten Anwendungen eine genaue Kenntnis des Konzentrationsprofils nicht notwendig. Das Konzentrationsintegral $AC = \int \hat{\rho}(z) dz$ ist die allein interessierende Größe. Ein Blick auf die Figuren 18 und 19 läßt vermuten, daß sie der Fläche unter dem Gammaprofil, $AP = \int P(z) dz$, proportional ist, wobei $P(z)$ die Fläche des entsprechenden Peaks in einem in der Position z gemessenen Pulshöhenspektrum ist. Tatsächlich ist bei Vernachlässigung des Resonanzbeitrags zur Peakfläche die Gleichung

$$\int P(z) dz = N * \int \hat{\rho}(z) dz \quad (7.1)$$

$$N = (S_{th} K_{th} \phi_{th} + S_{R_1} K_{epi} \phi_{epi}) * F[\bar{t}] \quad (7.1a)$$

für konstante Matrix- und Bohrlocheigenschaften im Fall der NCA streng gültig. Dasselbe gilt für die NAA, falls ϕ_z als konstant angenommen werden kann. Die Schichten müssen nicht senkrecht zur Bohrlochachse liegen. Diese Relation wird im Anhang A.II bewiesen.

VII.3 Bestimmung von Gammaprofilflächen bei schlechter Peakstatistik

Das Integral AP kann nur an den Meßpunkten ausgewertet werden, an denen das Peakmaximum größer als 2σ ist. Im Fall schlechter Statistik ergibt sich so eine zusätzliche Unsicherheit in der Bestimmung des Konzentrationsintegrals. Unter der Annahme, daß die Gestalt des Gammaprofils der Gestalt eines Profils mit rechteckiger Konzentrationsverteilung entspricht, können Korrekturen für die nicht meßbaren Schwänze des Profils, zum gemessenen AP addiert, die Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung verbessern.

Gammatransportrechnungen zeigen, daß der Bruchteil AP1 von AP, den man erhält, wenn man die Integration an den Nachweisgrenzen abschneidet, eine Funktion der gesamten Fläche AP unter dem Gammaprofil ist, wenn das Produkt von Meßzeit t_m und Abstand d zwischen den Meßpunkten konstant gehalten wird. Der Abstand d sollte nicht größer als 10 cm sein, um Strukturen gut auflösen zu können. Es ist möglich, AP über ein gemessenes AP1 zu erhalten, der Korrekturfaktor f_{LA} ($AP = f_{LA} AP1$) ist für NAA mit $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ in Fig. 20 gegeben. AP1 ist in Einheiten von $\tilde{\rho}_{min}$ cm aufgetragen, dabei ist $\tilde{\rho}_{min}$ die Nachweisgrenze des interessierenden Elements bei homogener Verteilung unter den im Bohrloch herrschenden Bedingungen (Neutronenflüsse und Spektrumsuntergrund). f_{LA} hängt nur wenig vom radialen Neutronenflußprofil und von μ ab. Wächst μ von 0.14 auf 0.2 cm^{-1} , so wächst $(f_{LA} - 1)$ um etwa 5 %.

Im Grenzfall $P/U \ll 1$ ist die statistische Unsicherheit von AP1 durch $\delta AP1 = \tilde{\rho}_{min} * s$ gegeben, wobei s die Länge des Integrationsintervalls zur Berechnung von AP1 bedeutet. Da f_{LA} angenähert proportional zu $(AP1)^{-1/2}$ ist, beträgt die Unsicherheit von AP etwa $\delta AP = 0.5 f_{LA} \tilde{\rho}_{min} s$. $\delta AP/AP$ ist als δf in Fig. 20 gegeben.

Ähnliche Ergebnisse kann man für die NCA erhalten. Fig. 21 enthält die entsprechenden Korrekturfaktoren f_{LC} und die Unsicherheiten $\delta f \equiv \delta AP/AP$

aufgrund der Statistik für $\mu = 0.056 \text{ cm}^{-1}$ und $\zeta = 0.035$ bzw. 0.065 cm^{-1} . f_{LC} hängt schwach von $\zeta - \mu$ ab, ($f_{LC} - 1$) ändert sich um 20 % beim Übergang von $\zeta = 0.035$ nach 0.065 cm^{-1} . Die Korrekturfaktoren sind größer als für die NAA, dies liegt daran, daß der Schwanz des Gammaprofils, bei dem die Schicht zwischen Quelle und Detektor liegt, relativ mehr zur Profilfläche beiträgt als ein Schwanz des symmetrischen NAA-Profiles.

VII.4 Radiale Inhomogenitäten

Radiale Inhomogenitäten in der Elementverteilung können während einer Messung im Bohrloch nicht festgestellt werden. Dieselbe Menge eines gammaaktiven Elements trägt weniger zum Gammafluß in den entsprechenden Energiekanälen bei, wenn sie vom Bohrloch weiter entfernt ist. Ursachen dafür sind die Form des Gamma-Transportkerns (Gleichung (2.2b)) und der radiale Abfall im Neutronenfluß. Daher würde in diesem Fall eine geringere Konzentration ermittelt werden.

Um die Fehler in der Konzentrationsbestimmung abzuschätzen, die durch verschiedene radiale Verteilungen des gammaaktiven Elements (GAE) bedingt sind, wurden Gammatransportrechnungen durchgeführt. Die Konzentration des GAE wurde als konstant angenommen innerhalb von um die Bohrlochachse zentrierten Hohlzylindern, aber verschieden von einem Zylinder zum anderen. Die von Strukturen solcher Art stammenden Gammaintensitäten im Bohrloch wurden verglichen mit solchen, bei denen dieselbe Menge des GAE mit konstanter Konzentration in einem Volumen enthalten war, das bei homogener Elementverteilung 90 % der Gesamtintensität der Gammalinie liefert.

Rechnungen wurden durchgeführt für den Sand, dessen chemische Zusammensetzung in Tab. 1 a gegeben ist. Für die NAA wurde $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ angenommen, für die NCA $\mu = 0.046 \text{ cm}^{-1}$, $\zeta = 0.038 \text{ cm}^{-1}$. Die Abschneideradien für die radiale Integration waren 20 cm (NAA) und 40 cm (NCA).

Diese Volumina wurden aufgeteilt in 2 bis 6 Hohlzylinder von jeweils gleicher Dicke. Den Hohlzylindern wurden von innen nach außen abwechselnd zwei Konzentrationen zugeordnet, die um einen Faktor 2 verschieden waren. Die Abweichungen der Gammalinienintensitäten von den entsprechenden homogenen Fällen (s.o.) sind in Tab. 12 gegeben. Dabei resultieren die positiven Abweichungen, wenn die Konzentrationsfolge mit dem höheren Wert am innersten Hohlzylinder beginnt. Die Abweichungen sind, abgesehen vom Fall mit nur 2 Volumina, kleiner als 20 %. Infolge des kleineren μ ist die NCA weniger durch Konzentrationschwankungen in kleinen Gebieten beeinflusst. Werte derselben Größenordnung erhält man bei Zuordnung anderer Konzentrationen, z.B. wenn jeder zweite Hohlzylinder kein GAE enthält. Da im allgemeinen die Konzentrationsverteilungen der Elemente nicht radialsymmetrisch sind, werden, über den Winkel gemittelt, nur schwach radiale Konzentrationschwankungen auftreten. Es kann daher angenommen werden, daß die tatsächlich auftretenden Fehler der Konzentrationsbestimmung infolge radialer Inhomogenitäten kleiner sind als die hier angegebenen.

VIII. Änderungen in der Gesteinszusammensetzung

Änderungen in der Gesteinszusammensetzung, d.h. Änderungen im Wasser- und Absorbergehalt des Gesteins, beeinflussen die axialen und die radialen Neutronenprofile und die Neutronenflüsse im Bohrloch. So können zusätzliche Unsicherheiten in der Bestimmung von K_{th} über Φ_{th}/Φ_{epi} , dem zentralen Schritt in der Konzentrationsbestimmung, auftreten.

Der Einfluß von Matrixeigenschaften auf K_{th} ist für die NAA und die NCA ähnlich. Daher ist die Annahme gerechtfertigt, daß beide Verfahren auf Änderungen der Gesteinszusammensetzung mit Abweichungen der gleichen Größenordnung reagieren, und es ist ausreichend, nur die NAA zu behandeln. Axiale und radiale Inhomogenität werden getrennt untersucht. Es wird angenommen, daß die gammaaktiven Elemente homogen verteilt sind.

VIII.1 Radiale Inhomogenitäten

Um den Effekt radialer Inhomogenitäten abzuschätzen, wurden einige Neutronentransportrechnungen in Kugelgeometrie durchgeführt. Wie in Abschnitt V.2 gezeigt wurde, stehen die K_{th} -Faktoren, die mit Hilfe berechneter Neutronenflußprofile bestimmt wurden, in enger Beziehung zu den aus gemessenen Neutronenflüssen erhaltenen. In Fig. 12 waren K_{th} -Faktoren aus berechneten Flußprofilen aufgetragen gegen berechnete ϕ_{th}/ϕ_{epi} . In dieser Figur gehören die mit (i) bezeichneten Punkte zu dem in Tab. 1 a angegebenen Sand, aber Hohlzylinder mit $4 \leq r \leq 6$ cm oder $8 \leq r \leq 10$ cm haben höheren Absorbergehalt (1500 ppm B) oder höheren Wassergehalt (15 %). Wie aus dieser Figur hervorgeht, führt eine Bestimmung von K_{th} über ϕ_{th}/ϕ_{epi} in diesen Fällen zu zusätzlichen Fehlern von maximal 20 %.

Betrachtet man Wasserspalte als Grenzfall inhomogener Gesteinszusammensetzung, so ist nach Abschnitt V.2 klar, daß die Fehler aufgrund von radialen Inhomogenitäten durch die Rechnungen in Kugelgeometrie überschätzt werden. Daher sind wahrscheinlich die Fehler in den berechneten Fällen kleiner. Ferner ist, wie in Abschnitt VII.4, anzumerken, daß in der Realität radialsymmetrische Strukturen um ein Bohrloch selten sein werden und normalerweise nach Mittelung über den Winkel nur eine schwache radiale Struktur auftreten wird.

VIII.2 Über Schichten mit abweichender Zusammensetzung

Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie genau die Konzentrationsbestimmung homogen verteilter Elemente in der Nachbarschaft von Schichten mit abweichender chemischer Zusammensetzung senkrecht zur Bohrlochachse ist, wurde ein Cd-Blech zur Simulation einer Schicht mit hoher Neutronenabsorption in Sand mit der in Tab. 1 a angegebenen Zusammensetzung eingebracht. Die Neutronenflußprofile wurden vermessen

für trockenes Bohrloch und Bohrloch mit 4.7 mm Wasserschicht sowie Quellposition in der Schicht und in 15 cm Entfernung davon. In Fig. 22 sind die ungestörten und die durch das Cd-Blech gestörten Flüsse für eine Entfernung zwischen Schicht und Quelle von 15 cm aufgetragen. Da das verwendete BF_3 -Zählrohr eine empfindliche Länge von etwa 3 cm hat, sind die Flußabfälle nahe der Schicht zum Teil eine Folge des räumlichen Auflösungsvermögens. Dieser Fall sowie der Fall der Quelle in Schichthöhe zeigen ähnliche Störungen des Neutronenflusses: Im Fall des trockenen Bohrlochs ändert sich das radiale Neutronenflußprofil nicht, während bei 4.7 mm Wasserschicht die Störung des radialen Neutronenflußprofils und deren Ausdehnung in axialer Richtung zu einer Verkleinerung der Größe K_{th} um 15 % führten, falls die Quelle in Schichthöhe ist, für 15 cm Abstand ist der Fehler 6 %. (Dabei ist angenommen, daß die Quellposition auch die spätere Meßposition ist.) Diese Verkleinerung ist begleitet von einer Reduktion des Flußverhältnisses ϕ_{th}/ϕ_{epi} um 30 % bzw. 5 %. In der Bestimmung von K_{th} über ϕ_{th}/ϕ_{epi} ergibt sich so ein zusätzlicher Fehler von etwa 5 %, verglichen mit dem homogenen Fall, da beide Abweichungen sich teilweise kompensieren. Bei diesen Zahlen ist angenommen, daß Flüsse im Bohrloch an der Quellposition und in 30 cm Abstand von ihr gemessen werden.

So kann angenommen werden, daß Fehler in der Konzentrationsbestimmung aufgrund inhomogener Gesteinszusammensetzung von der Größenordnung 10 % sind.

IX. Konzentrationsbestimmung

In den vorhergehenden Kapiteln wurde gezeigt, daß Erzexploration unter Benutzung von Bohrlochsonden nach den Methoden der neutroneninduzierten Gammaskopie möglich ist. Viele Elemente können in einem Konzentrationsbereich, der von dem Gesichtspunkt wirtschaftlichen Abbaus her

interessant ist, nachgewiesen werden. Das Analysenvolumen ist groß, Matrixeffekte können weitgehend eliminiert werden. In diesem Kapitel werden im Zusammenhang die für die Analyse notwendigen Messungen und das Auswertungsverfahren beschrieben, weiterhin wird die Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung diskutiert und einige Vereinfachungen der Methode besprochen.

Die Diskussion der quantitativen Konzentrationsbestimmung basiert auf den Formeln (2.3) und (2.4). Alle notwendigen Größen sind entweder direkt von Tabellen her zugänglich, werden gemessen oder können aus Größen abgeleitet werden, die im Bohrloch gemessen werden. Unter Benutzung eines Minicomputers können auf diese Weise sofort Analysenergebnisse erhalten werden.

IX.1 Durchführung der Konzentrationsbestimmung

Für die NAA erfordert die Konzentrationsbestimmung unter Benutzung des bei der GfK im Bau befindlichen Sondensystems drei Bohrlochbefahrungen mit verschiedenen Sonden. Bei der ersten Befahrung wird die Befahrbarkeit des Bohrlochs geprüft, der Durchmesser wird mechanisch gemessen, zur Bestimmung der Gesteinsdichte wird ein Gammarrückstreuexperiment durchgeführt. Bei der zweiten Befahrung wird das Gestein aktiviert und die Neutronenflüsse gemessen. Die Messung der Gammaspectren erfolgt bei der dritten Befahrung.

Für NCA-Messungen können ebenfalls Gesteinsdichte und Bohrlochdurchmesser in einer Befahrung gemessen werden, während die Messung der Neutronenflüsse und der Gammaspectren in einer zweiten Befahrung erfolgt ^{a)}. Dieselbe Methode kann für NAA-Messungen bei kurzlebigen Isotopen verwandt werden.

a) Das bei der GfK im Bau befindliche Sondensystem benötigt eine getrennte Befahrung zur Messung der Neutronenflüsse /15/.

Die experimentelle Information des Sondensystems liegt - abgesehen von der Messung des Durchmessers - in Form von Zählraten vor. Die Konversion zu Dichte, Flüssen usw. wird über Eichfaktoren vorgenommen. Um sicher zu gehen, daß die Empfindlichkeiten der verschiedenen Detektoren sich nicht geändert haben, sollten Kontrollmessungen vor und nach jeder Bohrlochbefahrung durchgeführt werden. Neutronenflußmessungen und Dichtemessungen können geprüft werden, während die Sonden sich in den entsprechenden Transportbehältern befinden. Zur Kontrolle des Ge(Li)-Detektors und der angeschlossenen Elektronik sollten Peaklagen, Peakflächen und Peakbreiten für einige Gammalinien gemessen werden, die den interessierenden Energiebereich überdecken. Die Einfanglinien 8999 keV, 8533 keV und 6837 keV von Ni, 2222 keV von H und 477 keV von B stellen einen geeigneten Satz dar. Bei allen Kontrollmessungen müssen die Halbwertszeiten der verwendeten Quellen berücksichtigt werden.

Zur quantitativen Konzentrationsbestimmung eines Elements mit Hilfe der NAA werden nach den Gleichungen (2.3), (2.4) und (4.3) die folgenden Kerneigenschaften benötigt: E_{γ} , S_{th} , S_{R1} , S_{R2} , C_R , T_H . Zur Bestimmung von K_{th} und K_{epi} bei fester Energie müssen die Neutronenflüsse im Bohrloch sowie die Dichte bekannt sein, im Falle des wassergefüllten Bohrlochs auch der Durchmesser des Bohrlochs. Werte von K_{th} für einige Durchmesser sind in Tab. 13 gegeben.

Nach einer Neutronenflußmessung werden die eindimensionalen Felder $K_{th}(\mu)$ und $K_{epi}(\mu)$ unter Benutzung des gemessenen Bohrlochdurchmessers und der gemessenen Neutronenflüsse aus den entsprechenden dreidimensionalen Feldern gewonnen. Mit Hilfe der Flußwerte bei 30 cm Abstand von der Quelle werden die Faktoren f_a , definiert in Gleichung (5.2), aus Tab. 9 bestimmt und die K-Faktoren korrigiert. Im Fall langlebiger Isotope muß die Erhöhung des Neutronenflusses durch benachbarte Bestrahlungspositionen berücksichtigt werden. Für $|z - z_s| > 30$ cm fallen die thermischen Neutronenflüsse exponentiell ab mit einer Abklingkonstante, die in etwa gegeben ist durch $\zeta = 0.033 \ln(1.4\phi(0)/\phi(30)) \text{ cm}^{-1}$, während im Falle des epithermischen Flusses die Zahl 1.4 im obigen Ausdruck durch 1.1 zu ersetzen ist.

Nachdem so die korrekten Felder $K_{th}(\mu)$ und $K_{epi}(\mu)$ erhalten wurden, wird für jeden interessierenden Peak des Gammapulshöhenspektrums folgende Prozedur durchgeführt: Durch seine Energie wird ein Peak als zu einem bestimmten Isotop zugehörig identifiziert. Dessen Kerneigenschaften werden festgehalten. Die Peakfläche wird bestimmt, ebenfalls die Peakbreite, um festzustellen, ob es sich nicht um einen Doppelpeak handelt. Die Schwächung der Linienintensität durch die Wasserschicht wird über E_γ und die Wasserschichtdicke aus Tab. 1 c ermittelt. Unter Benutzung von E_γ und der Dichte wird der makroskopische Removal-Querschnitt der Gammalinie erhalten und die Werte K_{th} und K_{epi} aus den eindimensionalen Feldern $K_{th}(\mu)$ und $K_{epi}(\mu)$ erhalten. $F_{[t]}$ wird aus der Halbwertszeit bestimmt. Außer $\tilde{\rho}$ sind nun alle Größen in (2.3) bekannt. Falls gammaerzeugende Resonanzabsorption nicht vorliegt ($C_R = 0$), kann $\tilde{\rho}$ sofort bestimmt werden. Anderenfalls ist eine Gleichung der Form

$$P = \tilde{\rho}(A_1 + A_2 (1 + C_R \tilde{\rho})^{-1/2})$$

zu lösen. Dies kann entweder durch Lösung der äquivalenten Gleichung dritten Grades in $\tilde{\rho}$ oder durch Iteration in der Form

$$\tilde{\rho}_{n+1} = P/(A_1 + A_2 (1 + C_R \tilde{\rho}_n)^{-1/2})$$

geschehen. Falls $(A_2/A_1)^2 < 1 + C_R P/(A_1 + A_2)$, sollte $\tilde{\rho}_0 = P/(A_1 + A_2)$ als Startwert gewählt werden, anderenfalls die Lösung der Gleichung $A_1 \rho_0 + A_2 (\rho_0/C_R)^{1/2} - P = 0$.

Für die NCA ist das Vorgehen nahezu dasselbe wie bei der NAA. Die Felder K_0 für verschiedene Wasserschichtdicken sind in Tab. 14 enthalten. Verglichen mit der NAA gibt es die folgenden Änderungen: K_0 hängt von Φ_{th}/Φ_{epi} an der Quellposition ab. Dieses Verhältnis muß einer früheren Messung entnommen werden, bei der die Quelle in der jetzigen Detektorposition war. Unter Benutzung der Flüsse am Detektor und einer Zwischenposition werden ζ_{th} und ζ_{epi} berechnet. Die ζ -Werte dienen zusammen mit μ zur Bestimmung von $K = K_0 * f_c(\zeta - \mu)$ mit dem in Tab. 9 gegebenen f_c .

IX.2 Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung

Die in Abschnitt IX.1 beschriebene Methode der Konzentrationsbestimmung hat mehrere Fehlerquellen. Sie können in zwei Klassen eingeteilt werden, nämlich i) Ungenauigkeiten aufgrund von Fehlern in meßbaren Größen und ii) Ungenauigkeiten infolge unbekannter Zusammensetzung der Matrix und aufgrund von Inhomogenitäten.

In Tab. 15 werden verschiedene Fehlerquellen und ihr Einfluß auf die Konzentrationsbestimmung angegeben. Bei Fehlerquellen vom Typ i) ist die angenommene Ungenauigkeit der Messung mit aufgeführt. Es können nur größenordnungsmäßige Abschätzungen gegeben werden, die tatsächlichen Größen der möglichen Fehler hängen stark von den speziellen Meßbedingungen ab. Die relativen Größenordnungen der Fehler sind ähnlich für NAA und NCA. Im Fall des trockenen Bohrlochs bestimmen die Unsicherheiten infolge inhomogener Zusammensetzung der Matrix und inhomogener Verteilung des gesuchten Elements die Größenordnung des möglichen Gesamtfehlers, die dominierende Fehlerquelle im wassergefüllten Bohrloch hingegen ist die Ungenauigkeit in K_{th} infolge der Unsicherheit in der Dicke der Wasserschicht. Die Größenordnung dieses Fehlers bei gegebener Unsicherheit des Bohrlochdurchmessers hängt stark von der Matrixzusammensetzung ab und ist am größten, wenn hohe Absorberkonzentration und geringer Wassergehalt der Matrix als möglich angenommen werden. So kann eine Unsicherheit von 4 mm im Durchmesser zu 60 % Analysungenauigkeit führen, während für trockenes Bohrloch die gesamte Ungenauigkeit in der Größenordnung von 20 % liegt.

Die im Text und in Tab. 15 angegebenen Ungenauigkeiten beziehen sich auf eine Matrixdichte zwischen 1.8 g/cm^3 und 3 g/cm^3 und im Fall des wassergefüllten Bohrlochs auf Wasserschichtdicken kleiner als 17 mm. Geringere und größere Dichten wurden nicht untersucht; leichtes Zu- und Abnehmen der Ungenauigkeit wird erwartet. Für Wasserschichtdicken oberhalb 17 mm und ungünstige Matrixzusammensetzung kann der Gesamtfehler einen Faktor 2 überschreiten, das Analysenvolumen nimmt stark ab und radiale Inhomogenitäten werden eine bedeutende Fehlerquelle.

IX.3 Vereinfachungen der Analysenmethode

Das Hantieren mit den verschiedenen Sonden des Sondensystems könnte vereinfacht werden, wenn es gelänge, die Durchmesser- und Dichtebestimmung auf die anderen Sondentypen zu verteilen und so den ersten Sondentyp zu sparen. Die Durchmesserbestimmung kann ohne Schwierigkeiten mit einem anderen Sondentyp gekoppelt werden.

Die Dichtemessung ist nicht notwendig, wenn die geforderte Analysengenauigkeit nicht zu hoch ist und die Dichte ungefähr bekannt ist. Die relative Ungenauigkeit in der Dichte überträgt sich direkt auf K für die NAA und geht etwas schwächer in die NCA ein (d.h. $\Delta\rho/\rho = 20\%$ $\Rightarrow \Delta K/K = 20\%$ für NAA, 15% für NCA).

Die Dichtemessung kann für die NCA im Prinzip gekoppelt werden mit der Gammamessung. Die Dichtemessung sollte weit von der Neutronenquelle entfernt erfolgen und die Stärke der verwendeten γ -Quelle (^{60}Co oder ^{137}Cs) so hoch sein, daß der infolge prompter und verzögerter in Quellnähe induzierter Gammaquanten hervorgerufene Untergrund im Bereich von 300 - 600 keV an der Dichtemeßstrecke klein ist gegen das durch die γ -Quelle erzeugte Signal. Im Fall der NAA ist im Prinzip eine Kopplung mit der Aktivierungs-sonde möglich, doch müßte hier die Quellstärke der γ -Quelle wegen der höheren Quellstärke der Neutronenquelle ebenfalls höher sein. Experimentelle Untersuchungen zu diesem Problem wurden bisher nicht durchgeführt.

Für die NCA sind die Hauptbestandteile vieler Gesteinstypen, Mg, Al, Si, Ca, Fe im Bereich der interessierenden Konzentrationen mit Genauigkeiten unter 10 % meßbar. Wenn die entsprechenden Anionen bekannt sind, kann im Prinzip die Gesamtdichte bestimmt werden. Aber infolge der Dichteabhängigkeit von f_c über μ (siehe Gleichung (6.2) und Tab. 9) steigen die Peakzählraten etwa mit der dritten Wurzel aus der Dichte an. Daher ist diese Art der Dichtebestimmung ziemlich ungenau.

Mit einem Blick auf die Größe der Unsicherheit in der Konzentrationsbestimmung bei wassergefüllten Bohrlöchern, wie in Abschnitt IX.2 diskutiert, könnte man fragen, welche Unsicherheit in der Konzentrationsbestimmung entsteht, wenn, unter Annahme eines Mittelwertes von $K\Phi$, Konzentrationen nur aus den Peakflächen der Gammaskpektren bestimmt werden. Diese Unsicherheit hängt stark von dem erwarteten Bereich der Gesteinsparameter und der Wasserschichtdicke ab. In Tab. 16 werden die Abweichungen der Größe $K_{th} \Phi_{th}$ von einem Mittelwert für bestimmte Parameterrahmen dargestellt. Dichteänderung ist hier nicht berücksichtigt. Die Unsicherheiten bei der NCA steigen an, wenn Matrixzusammensetzung und Wasserschichtdicke innerhalb der Quelle-Detektorstrecke nicht konstant sind.

Konzentrationen können auch bestimmt werden, indem man sich auf ein Element bekannter Konzentration bezieht, das in den Gammaskpektren sichtbar ist. Unter der Annahme einer homogenen Verteilung des Referenzelements 1 und unter Vernachlässigung von epithermischen und Resonanzbeiträgen zur Peakzählrate ist die Konzentration eines ebenfalls als homogen verteilt angenommenen Elements 2 gegeben durch

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{P_2 \frac{S_{th}(1)}{S_{th}(2)} \frac{K_{th}(\mu_1)}{K_{th}(\mu_2)} \frac{F_{\lambda 1}}{F_{\lambda 2}} \boxed{t}}{P_1 \frac{S_{th}(1)}{S_{th}(2)} \frac{K_{th}(\mu_1)}{K_{th}(\mu_2)} \frac{F_{\lambda 1}}{F_{\lambda 2}} \boxed{t}}$$

wenn die entsprechenden Peakzählraten P_1 und P_2 von in derselben Position aufgenommenen Spektren (oder einem Spektrum) stammen. Für NCA und Gammaenergien oberhalb 6 MeV ist die Variation im K-Verhältnis kleiner als 12 % für alle betrachteten Wasser- und Absorbergehalte sowie Wasserschichtdicken bis 12 mm. Si, Al oder Fe könnten als Referenzelemente dienen. Im Fall der NAA dürfte es schwieriger sein, geeignete Referenzelemente zu finden. Falls die Elemente 1 und 2 stark unterschiedliche Halbwertszeiten haben, wird, im Gegensatz zur NCA, oft die Aufnahme von zwei Spektren mit verschiedenen Aktivierungs-, Warte- und Meßzeiten notwendig sein.

X. Zur Verwendung von NaJ(Tl)-Detektoren

In Abschnitt IV.3 wurden Nachweisgrenzen für Elemente bei Verwendung von Ge(Li)-Detektoren angegeben. Ihre Anwendung wurde motiviert durch ihr, verglichen mit anderen Detektortypen, ausgezeichnetes Energieauflösungsvermögen. Aber diese Eigenschaft wird erkaufte mit einer geringen Empfindlichkeit und der Notwendigkeit, den Detektor immer auf der Siedetemperatur des Stickstoffs zu halten. In der Prototypsonde, die derzeit bei der GfK gebaut wird, wird der Detektor durch einen Propan-Schmelzkryostataten mit einer Länge von 1.5 m gekühlt, dessen Standzeit beträgt 8 h.

Neuerdings sind auch größere Reinstgermaniumdetektoren kommerziell erhältlich. Sie haben dasselbe Energieauflösungsvermögen und dieselbe Empfindlichkeit wie Ge(Li)-Detektoren gleicher Geometrie. Gekühlt werden müssen sie nur während der Messung. Neutronenschäden können leichter ausgeheilt werden. Ge- und Ge(Li)-Detektoren werden im folgenden als Halbleiterdetektoren bezeichnet.

Bei Ersetzung eines Halbleiterdetektors durch einen NaJ(Tl)-Detektor fallen die Kühlprobleme fort, die Empfindlichkeit ist wesentlich höher, aber die Energieauflösung sehr viel schlechter. In Fig. 3 wird dasselbe NAA-Spektrum, aufgenommen einerseits mit einem Ge(Li)-Detektor, andererseits mit einem NaJ(Tl)-Detektor unter gleichen Zeitbedingungen gezeigt. Die Peakflächen des NaJ(Tl)-Spektrums sind weit größer als die des Ge(Li)-Spektrums, aber das Peak/Untergrund-Verhältnis ist schlechter für NaJ(Tl). Die statistischen Fehler der entsprechenden Peakflächen sind von derselben Größenordnung. Daher haben in dieser Hinsicht NaJ(Tl)-Detektoren gegenüber Halbleiterdetektoren keine Vorteile. Robertson et al. /30/ ziehen aufgrund von Experimenten dieselbe Schlußfolgerung für NAA-Spektren.

Der Einfangsquerschnitt von Na für thermische Neutronen ist groß verglichen mit dem von Ge, im Detektor entstehen bei Neutroneneinstrahlung prompte und verzögerte Gammaquanten. Deren Einfluß auf die Qualität der Gammaskpektren muß bei der Konzeption von Sondensystemen mit NaJ(Tl)-Detektoren bedacht werden. Die höchstenergetische Einfanglinie von Na liegt bei 6395 keV, sodaß NCA bei höheren Energien nicht durch Untergrunderhöhung gestört wird. Jedoch können die zahlreichen niederener-

getischen Einfanglinien und die Aktivierungslinien von Na und J zu die Spektrumsqualität verschlechternden Pile-up-Effekten führen, diesen kann durch eine gute Abstimmung von Quellstärke, Quelle-Detektor-Abstand und Quelle-Detektor-Abschirmung begegnet werden. Im Fall der Aktivierungsanalyse über kurzlebige Isotope führt der Comptonuntergrund, der durch Einfangs- und Aktivierungsstrahlung von Na und J des Detektors entsteht, auch bei Quelle-Detektor-Abständen von 3 m (siehe Abschnitt IV. 3) zu einer Erhöhung des Spektrumsuntergrundes, die die Nachweisgrenzen verschlechtert. Durch Ausfüllen der 3 m der Sonde zwischen Quelle und Detektor mit Moderator (Polyäthylen, Elektronik in Öl) kann der Neutronenfluß am Detektorort auf einen die angegebenen Nachweisgrenzen nicht störenden Wert gebracht werden.

Unter Beachtung des im vorstehenden Abschnitt gesagten, können NaJ(Tl)-Detektoren für NAA dann mit Vorteil angewandt werden, wenn die Ansprüche an die Nachweisempfindlichkeit gering sind, hochenergetische Linien interessieren, über denen keine weiteren liegen oder evtl. störende Aktivitäten durch geeignetes Timing klein gehalten werden können. Für NCA sind NaJ(Tl)-Detektoren (wegen der größeren Komplexität der NCA-Spektren) nur dann brauchbar, wenn sich die Spektren nur aus Linien weniger Elemente zusammensetzen oder hochenergetische Linien (Ni, Fe) interessieren, über denen keine weiteren liegen.

Die folgenden Überlegungen sollen zu einem Kriterium für die Verwendbarkeit von Gammadetektoren zum Nachweis kleiner Peaks in einem hohen Untergrund führen. Unter der Annahme, daß der zu einem Peak gehörende Untergrund durch die Comptonkante oder das Comptonpektrum eines Peaks mit höherer Energie bedingt ist, erhält man für die Nachweisgrenze der Gamma-Linienintensität^{*}, Γ_{\min} , der Argumentation in Abschnitt IV. 1 folgend:

$$\Gamma_{\min} = \frac{n}{\epsilon} \sqrt{\frac{2\epsilon'}{n'(P/C)}} \sqrt{\Gamma'} \quad (10.1)$$

Dabei ist Γ' die Linienintensität des höherenergetischen Peaks, (P/C) das Peak/Compton-Verhältnis bei dieser Energie, und n , ϵ , n' , ϵ' sind die Halbwertsbreiten in Kanälen und Detekorempfindlichkeiten für die betrachtete und die den Untergrund verursachende Linie. Dabei ist vorausgesetzt, daß eine Linie nur zu einem Peak führt ($E\gamma \lesssim 1 \text{ MeV}$).

* Fluß in der Linie mal Zeit

Ersetzt man n durch die Halbwertsbreite in Energieeinheiten f ($n = a \cdot f$) und führt die Größe

$$F = \sqrt{f / (\epsilon \cdot (P/C))} \quad (10.2)$$

ein, so folgt aus (10.1) näherungsweise

$$\Gamma_{\min} = \sqrt{a} \cdot F \cdot \sqrt{\Gamma} \quad (10.3)$$

a ist die Zahl der Kanäle pro Energieintervall und sollte so groß gewählt werden, daß Halbwertsbreite und Struktur eines Peaks (Doppelpeak) erkannt werden können. Typische Werte sind 1 Kan./keV für Ge(Li)- und 0.25 Kan./keV für NaJ(Tl)- Spektren. \sqrt{a} ist also für diese unterschiedlichen Spektrumstypen von derselben Größenordnung. Damit ist nach (10.3) die Größe F ein rohes Maß für die Fähigkeit eines Detektors, kleine Peaks in einem hohen Untergrund zu erkennen. Kleineres F bedeutet größere Empfindlichkeit. Die Daten in Tab. 17 für einen 25 cm³-Ge(Li)-Detektor und einen 2" * 2"-NaJ(Tl)-Detektor zeigen, daß nach diesem Kriterium der Ge(Li)-Detektor dem NaJ(Tl)-Detektor in dieser Hinsicht überlegen ist.

Falls die Energien der zu messenden und der störenden Strahlung weit auseinander liegen, ist Gleichung (10.3) nicht anwendbar und man muß auf (10.1) zurückgreifen. Der Detektor mit dem steileren Abfall der Empfindlichkeit zu hohen Energien hin, der Halbleiterdetektor, ist dadurch zusätzlich im Vorteil. Bei hohen Gammaenergien ist infolge des Paarbildungseffekts die Spektrumsstruktur komplex, einfache Formeln mit weitem Gültigkeitsbereich lassen sich nicht angeben.

XI. Schlußfolgerungen

Bohrlochsonden, die nach den Methoden der neutroneninduzierten Gamma-spektroskopie, Neutronenaktivierungsanalyse und Neutroneneinfanggamma-analyse, unter Benutzung einer ²⁵²Cf-Quelle und eines Ge(Li)-Detektors arbeiten, können Multielementanalysen unabhängig von den Eigenschaften des umgebenden Gesteins ausführen. Bohrlochdurchmesser, Gesteinsdichte und Neutronenflüsse im Bohrloch müssen gemessen werden, um eine quantitative Interpretation der Gammaspektren zu ermöglichen. Zur Messung

dieser Größen wird ein Sondensystem bei der GfK gebaut. Bei Benutzung eines Minicomputers, der die Spektrumsanalyse durchführt und die Matrixeffekte korrigiert, können die Analysenresultate sofort ausgegeben werden.

Der Einfluß von Matrixeigenschaften und von Wasser im Bohrloch auf die Gammaintensitäten wurde untersucht und eine Methode zur Eliminierung dieser Effekte angegeben. In trockenen Bohrlöchern ist die Konzentrationsbestimmung unproblematisch, aber bei wassergefüllten Bohrlöchern und gewissen Matrixeigenschaften muß die Dicke der Wasserschicht zwischen Sonde und Bohrlochwand sehr genau bekannt sein, um interpretierbare Resultate zu erhalten. Bei unregelmäßigen Bohrlochquerschnitten kann über epithermische Neutronenflüsse eine effektive Wasserschichtdicke bestimmt werden.

Andere Quellen der Unsicherheit sind Inhomogenitäten in der Elementverteilung und in der Matrixzusammensetzung. Axiale Inhomogenitäten werden durch die Messung erfaßt, und es wurde gezeigt, wie man mit ihnen fertig wird. Die Fehler aufgrund möglicher radialer Inhomogenitäten wurden abgeschätzt. Die Gesamtungenauigkeit der Analyse ist im Fall des trockenen Bohrlochs durch Inhomogenitätseffekte, bei wassergefülltem Bohrloch durch die Unsicherheit der Durchmesserbestimmung gegeben und ist von der Größenordnung 20 % bzw. 50 % im Fall ungünstiger Matrixeigenschaften. Daher sollte man versuchen, trockene Bohrlöcher zu erhalten, z.B. durch eine aufblasbare Manschette um die Quelle.

Verschiedene Elemente von wirtschaftlichem Interesse können durch neutroneninduzierte Gammamethoden mit einer Gesamtanalysenzeit von 20 min nachgewiesen werden, und zwar bis zu einer Konzentration, die unterhalb der gegenwärtigen Grenze der Abbauwürdigkeit liegt. Zu ihnen gehören Cu, Ni, Mo und W. Tabellen der Nachweisgrenzen wurden gegeben, und für die NAA wurden Probleme der optimalen Zeitwahl diskutiert. Das Analysenvolumen ist von der Größenordnung von 6 l für die Aktivierungsanalyse und 40 l für die Einfanggammaanalyse, daher sind repräsentative Analysen möglich. Ein nach den vorgeschlagenen Methoden arbeitendes Sondensystem zur Bohrlochanalyse kann ein wertvolles Werkzeug zur Exploration von Erzlagerstätten sein.

Herrn Prof. Dr. K. Wirtz möchte ich danken für die Unterstützung und Förderung der vorliegenden Arbeit sowie für die Möglichkeit, diese Untersuchungen in seinem Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchführen zu können.

Mein Dank gilt weiterhin Herrn Dipl.-Phys. M. Kühle für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und manche anregenden Hinweise, Herrn Dr. H. Würz für zahlreiche nützliche Diskussionen und viele wertvolle Ratschläge sowie Herrn E. Chrusciel für seine Hilfe bei der Durchführung von Experimenten in der Anfangsphase der Arbeit.

Literaturverzeichnis

- /1/ G. Matheron, The theory of regionalized variables and its applications, Les cahiers du centre de morphologie mathematique de Fontainebleau, N^o 5, published by the Ecole Nat. Sup. des Mines de Paris 1971
- /2/ J.A. Czubek, Nuclear Techniques in Geochemistry and Geophysics, Proceedings of a panel, Vienna, 25-29 Nov. 1974, p. 93 IAEA Wien 1976
- /3/ F.E. Senftle et al., Nucl. Instr. Meth. 104, 485 (1972)
- /4/ H.E. Marr und W.J. Campbell, US Dep. of the interior, Bureau of Mines Report RI 76 II (1972)
- /5/ B.D. Sowerby und W.K. Ellis, Nucl. Instr. Meth. 115, 511 (1974)
- /6/ S.S. Nargolwalla, Trans. ANS 21, 107 (1975)
- /7/ D.W. Hilchie, Small Accelerator Conference, North Texas State University, Denton, Texas (1974)
- /8/ J.A. Czubek, Geophysics 37, 160 (1972)
- /9/ W.W. Givens et al., Geophysics 41, 468 (1976)
- /10/ IRT-Artikel in Cf-252-Progress 20, 25 (1976)
- /11/ U. Fanger und R. Pepelnik, KFK 1778, 53 (1973)
- /12/ H. Würz und L. Buth, KFK 1771 (1973)
- /13/ H. Würz et al., KFK 1849, 109 (1974)
- /14/ Beiträge von US Geol. Survey und IRT in Cf-252-Progress 21, 14-19 (1976)
- /15/ R. Wolf, unveröffentlicht
- /16/ K.H. Wedepohl, Handbook of Geochemistry, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New York (1969)
- /17/ C. Günther und W. Kinnebrock, KFK 1381 (1971)
- /18/ H. Seyfarth et al., Nucl. Instr. Meth. 105, 301 (1972)
- /19/ H.W. Kraner et al., IEEE Trans. Nucl. Soc. 22, 149 (1975)
- /20/ E. Chrusciel, unveröffentlicht

- /21/ S.F. Mughabghab und D.I. Garber, BNL 325 (1973)
- /22/ D. Duffey et al., Nucl. Instr. Meth. 80, 149 (1970)
- /23/ W.W. Bowman und K.W. MacMurdo, Atomic Data and Nuclear Data Tables 13, 89 (1974)
- /24/ K.H. Beckurts und K. Wirtz, Neutron Physics, Springer Verlag Berlin-Göttingen, 1964
- /25/ P.H. Kier und A. Robba, ANL 7326 (1967)
- /26/ E. Kiefhaber, KFK 1572 (1972)
- /27/ V. Spiegel, Nucl. Sc. Eng. 53, 326 (1974)
- /28/ C. Günter und W. Kinnebrock, KFK 1826 (1973)
- /29/ J.R. Ashew et al., J. Brit. Nucl. En. Soc. 5, 564 (1966)
- /30/ R. Robertson et al., Anal. Chem. (USA), 47, 65 (1975)

A I. Zur Konzentrationsbestimmung für NAA bei kontinuierlicher Messung

Es wird angenommen, daß sich Quelle und Detektor in einer Sonde befinden, die mit konstanter Geschwindigkeit v durch das Bohrloch bewegt wird. Die Dichte $z(\underline{r}, t)$ der aktivierten Kerne eines Isotops ist mit der Generationsrate $A(\underline{r}, t)$ über folgende Beziehung verknüpft

$$z(\underline{r}, t) = \int_{-\infty}^t A(\underline{r}, t') \exp(\lambda(t'-t)) dt' \quad (a.1)$$

Die Generationsrate im Raum-Zeit-Element $d^3\underline{r}' dt'$ des betrachteten Isotops, das die Teilchenzahl $N(\underline{r})$ haben möge, ist (unter Vernachlässigung epithermischer Aktivierung, die analog behandelt werden kann) gegeben durch

$$A(\underline{r}', t') d^3\underline{r}' dt' = N(\underline{r}') \phi_{th}(\underline{r}', t') \frac{\sqrt{\pi}}{2} d^3\underline{r}' dt' \quad (a.2)$$

Durch Einsetzen von (a.2) erhält man $z(\underline{r}', t')$, die Dichte der aktivierten Kerne in $d^3\underline{r}'$ zur Zeit t' , deren Zerfallsrate ist λz . Der Argumentation des Kap. II folgend, erhält man für die Peakzählrate an der Detektorposition \underline{r}_D

$$\dot{P}(\underline{r}_D, t) = \lambda S_{th} \int d^3\underline{r}' T_{\mu}(\underline{r}_D, \underline{r}') \tilde{\rho}(\underline{r}') \int_{-\infty}^t dt' \phi_{th}(\underline{r}', t') \exp(\lambda(t'-t)) \quad (a.3)$$

Bei konstanter Sondengeschwindigkeit v , Abstand D zwischen Quelle und Detektor, Quellposition \underline{r}_S und $\phi_{th}^S(\underline{r})$ der Neutronenflußverteilung um die stationäre Quelle erhält man aus (a.3)

$$\dot{P}(\underline{r}_O) = S_{th} \int d^3\underline{r}' T_{\mu}(D\hat{z}, \underline{r}') \tilde{\rho}(\underline{r}' + \underline{r}_S) \psi\left(\frac{\lambda}{v}, \underline{r}'\right) \quad (a.4)$$

mit \hat{z} Einheitsvektor in Richtung der Bohrlochachse und

$$\psi(w, \underline{r}') = w \int_0^\infty ds \phi_{th}^s(\underline{r}' - s\hat{z}') \exp(-ws) \quad (a.5)$$

Verglichen mit Gleichung (2.2) enthält Gleichung (a.4) einen gewichteten Fluß, die Wichtung ist bestimmt durch das Verhältnis λ/v .

Eine grobe Approximation von ϕ_{th}^s , die den Fluß an der Quelle überschätzt, ist $\phi_{th}^s(\underline{r}) = 2\phi_r(r) \exp(-\zeta|z|)$. Damit kann (a.5) analytisch ausgewertet werden. Unter den Annahmen $\zeta = 0.05 \text{ cm}^{-1}$, $D = 3 \text{ m}$, $v = D/T_H$ und $\mu = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ erhält man für die Gammapeakfläche während der Halbwertszeit T_H unter Vernachlässigung epithermischer Beiträge:

$$P = S_{th} \phi_{th} K_{th} T_H * 0.092$$

Bei einer diskontinuierlichen Bewegung der Sonde - die Aktivierungszeit ist T_H , nach der Aktivierung wird der Detektor sofort zu der früheren Quellposition bewegt und zählt während der Zeit T_H , während die Umgebung der neuen Quellposition aktiviert wird - erhält man

$$P = S_{th} \phi_{th} K_{th} T_H * f_a * 0.36$$

für die Gammapeakfläche. Der Faktor f_a , gegeben in Tab. 9, beschreibt den Effekt des axialen Abklingens des Neutronenflusses und ist von der Größenordnung 0.9. Dieses Beispiel zeigt, daß die diskontinuierliche Methode etwa dreimal soviel Gammaintensität gibt wie die kontinuierliche, bei gleichem Zeiteinsatz und homogener Elementverteilung.

A II. Beweis der Gleichung (7.1)

Es soll gezeigt werden, daß das Integral über ein Gammaprofil proportional dem entsprechenden Integral der Elementkonzentration ist. Dabei wird homogene Zusammensetzung der Matrix (Wassergehalt, Absorber, Dichte) angenommen, fehlende Resonanzabsorption und, für NAA, $\phi_z = 1$. Der Beweis wird zunächst für ein rechteckiges Konzentrationsprofil der Dicke a und der Elementkonzentration $\tilde{\rho}$ durchgeführt, die Schicht liegt senkrecht zur Bohrlochachse. Sei $\underline{r}_D = (0, z_D)$ die Detektorposition und $G = S \cdot F[\underline{t}]$, dann ist unter Benutzung der Flußfaktorisierung (5.1) das Gammaprofil durch folgende Gleichung gegeben:

$$(a, z_D) = G \tilde{\rho} \int_{a_1}^{a_1+a} dz \phi_z(z) F(z-z_0) \quad (a.6)$$

$$F(z) = \int r dr \frac{\exp(-\mu r^2 + z^2/2)}{2(r^2 + z^2)} \phi_r(r)$$

Für die NAA mit $\phi_z = 1$ kann die Fläche unter dem Gammaprofil, AP, in folgender Form geschrieben werden:

$$AP(a) = \int_{-\infty}^{\infty} dz_D \gamma(a, z_D) = a \gamma(\infty, z_0) = a \gamma(\infty)$$

Dabei wird zunächst die Reihenfolge der Integrationen vertauscht und beachtet, daß $F(z) = F(-z)$. Die Schreibweise $\gamma(\infty)$ soll andeuten, daß es im Fall unendlicher Schichten keine z -Abhängigkeit des Gammaprofils gibt. Da $\gamma(\infty) = \tilde{\rho} S K \phi F[\underline{t}]$, gilt Gleichung (7.1) bei rechteckigen Konzentrationsprofilen für NAA.

Für die NCA-Messung mit Abstand D zwischen Quelle und Detektor gilt für den axialen Neutronenfluß $\phi_z(z) = \phi_z(z-z_D+D)$ mit $\phi_z(y) = \zeta_z(-y)$. Dann gilt

$$\begin{aligned}
 AP(a) &= G \int_{-\infty}^{\infty} dz_D \int_{a_1}^{a_1+a} dz \phi_z(z-z_D+D) F(z-z_0) \\
 &= G \int_{a_1}^{a_1+a} dz_D \int_{-\infty}^{\infty} dz \phi_z(z-z_D+D) F(z-z_0) \\
 &= a \gamma^{(-)}(\infty),
 \end{aligned}$$

wobei der Index (-) andeutet, daß Quelle und Detektor ihre Positionen vertauscht haben. Dies hat keinen Einfluß auf die Messung bei homogener Verteilung, so erhält man Gleichung (7.1) für rechteckige Konzentrationsprofile wie bei der NAA.

Jedes Konzentrationsprofil kann als Summe rechteckiger Konzentrationsprofile dargestellt werden. Bei fehlender Resonanzabsorption ($C_R = 0$) ist $AP(a)$ proportional zu $\hat{\rho}$, also ist das entsprechende Gammaprofil die Summe der Gammaprofile der rechteckigen Konzentrationsprofile, womit Gleichung (7.1) bewiesen ist. Da der Beitrag eines Volumenelements des Gesteins zu AP nicht von dessen axialer Koordinate abhängt, ist Gleichung (7.1) auch für Schichtstrukturen gültig, die nicht senkrecht zur Bohrlochachse liegen.

Tabelle 1 a Zusammensetzung von Hornblendesand ($\rho = 2 \text{ g/cm}^3$)

Element	H	C	O	Mg	Al	Si	Ca	Fe	W
Gew.-%	0.19	0.17	48.3	4.1	6.5	31.4	4.56	3.96	0.89

Tabelle 1 b Gammaremovalquerschnitt (E_γ, ρ) in cm^{-1}

E_γ [keV]	300	500	800	1000	2000	3000	4000	6000	8000	10000
$\rho = 2 \text{ g/cm}^3$	0.217	0.177	0.141	0.127	0.0897	0.0727	0.0637	0.0530	0.0486	0.0462
$\rho = 3 \text{ g/cm}^3$	0.326	0.265	0.212	0.190	0.135	0.109	0.0957	0.0795	0.0729	0.0693

Tabelle 1 c Abklingen der Gammalinienintensität in der Wasserschicht

E_γ [keV]	300	500	800	1000	2000
d = 5 mm	0.938	0.95	0.965	0.978	0.977
d = 10 mm	0.88	0.902	0.926	0.94	0.948

Tabelle 2 a Resonanzselbstabschirmung bei $\rho = 2$

Isotop	E_R [eV]	σ_R^a [barn]	d [cm]	C_R
^{59}Co	132	900	11.0	403
^{109}Ag	5.19	30200	3.1	993
^{186}W	18.8	17700	5.0	327
^{197}Au	4.91	32600	3.2	1271

Tabelle 2 b Korrekturfaktor $[K \phi] (E_n) / (K_{\text{epi}} \phi_{\text{epi}})$

E_n eV	1.50	3.27	6.99	15.0	32.7	69.9	150
Wassergehalt							
0.8 %	0.69	0.80	0.95	1.12	1.42	1.71	1.98
2.7 %	0.77	0.87	0.99	1.11	1.30	1.50	1.67
1.0 %	0.86	0.95	1.02	1.10	1.18	1.28	1.36

Tabelle 3 Nachweisempfindlichkeiten für NCA

$\rho = 2, 1.7\% \text{ H}_2\text{O}, \Sigma_a^{\text{th}} = 0.0069 \text{ cm}^{-1}, 35 \mu\text{g Cf}, t_m = 20 \text{ min}$

	E (keV)	c_m (Gew.-%)	c_{20} (Gew.-%)
Al	7724	2.4	5.4
Ti	6760	.065	.15
V	6517	.22	.5
Cr	8884	.25	.57
Mn	7244	.13	.29
Fe	7632D	.34	.54
Co	6877	.013	.028
Ni	8999	.1	.23
Cu	7915	.22	.5
Zn	7863	1.4	3.3
Rh	5917	.14	.31
Ag	5700	.2	.58
Cd	5824	.007	.015
W	6191	.87	2.0
Pt	5255	.72	2.0
Au	6252	.04	.12
Hg	5947	.017	.037

Tabelle 4 Nachweisempfindlichkeiten für NAA

$\rho = 2, 1.7\% \text{ H}_2\text{O}, 13 \text{ ppm B}, 1 \text{ mg Cf},$

$t_a = t_m = 10 \text{ min}, t_w = 0/10/60/360 \text{ min}$

		T_h	E(keV)	c^0	c^{10}	c^{60}	c^{360} in %
Al	28	2.31m	1779	3.3-3	6.6-2		
Ti	51	5.8m	320	2.4-2	7.9-2		
V	52	3.75m	1434	1.7-4	1.1-3		
Mn	56	2.58h	847	3.3-4	3.3-4	4.3-4	1.6-3
Co	60 ^m	10.5m	1332	3.1-2	6.2-2	1.6	
Ni	65	2.56h	1482	1.7	1.8	2.3	
Cu	64	12.8h	511	1.5-2	1.5-2	1.6-2	2.1-2
Zn	69 ^m	13.8h	439	5.0-1	5.0-1	5.2-1	6.8-1
Mo	101	14.6m	591	6.0-2	9.7-2	1.0	2.0(Mo99)
Rh	104	43.0s	556	3.0-4			
Ag	110	24.4s	658	5.0-3	3.8-2 (Ag108)		
Cd	117	2.40h	345	9.0-2	9.5-2	1.2-1	5.1-1
Sn	125 ^m	9.7m	325	1.0-1	2.0-1		
W	187	23.9h	479	1.1-2	1.1-2	1.1-2	1.4-2
Pt	199	31.m	543	3.0-2	5.4-2	4.0-1	
Au	198	2.70d	412	1.0-3	1.0-3	1.0-3	1.1-3
Hg	203	46.9d	279	2.0	2.0	2.0	2.0

Zur Schreibweise: $6.0-2 \equiv 6.0 * 10^{-2}$

Tabelle 5 Neutronenflüsse und $K_{th}(\mu)$ für NAA, trockenes Bohrloch
(K in cm, μ in cm^{-1} , Flüsse in nv)

Mischung a)	ϕ_{th}	ϕ_{epi}	K(0.1)	K(0.14)	K(0.18)	K(0.24)	K(0.30)
1.7/0	6580	3490	8.82	6.68	5.37	4.04	3.25
1.7/500	2300	3260	nicht bestimmt				
2.7/0	11490	4340	8.65	6.59	5.28	4.03	3.25
5/0	26840	5510	8.56	6.58	5.30	4.08	3.30
5/30	25150	5510	8.57	6.60	5.31	4.08	3.29
5/150	20000	5420	8.54	6.50	5.31	4.09	3.31
5/500	11070	5270	8.53	6.55	5.27	4.05	3.27
10/0	57360	7510	8.34	6.52	5.31	4.12	3.35
10/30	52080	7460	8.28	6.41	5.17	3.98	3.22
10/150	39220	7340	8.17	6.31	5.10	3.93	3.18
10/500	25210	7120	7.98	6.12	4.99	3.88	3.17

a) Wassergehalt in % und hinzugefügter
Absorbergehalt in ppm B

Tabelle 6 Neutronenflüsse und $K_{th}(\mu)$ für NAA, Bohrloch mit 4.7 mm Wasserspalt

Mischung	ϕ_{th}	ϕ_{epi}	K(0.1)	K(0.14)	K(0.18)	K(0.24)	K(0.30)
1.7/0	19400	6270	5.66	4.43	3.63	2.85	2.35
1.7/500	11450	5590	3.97	3.15	2.61	2.07	1.72
2.7/0	32860	6520	6.13	4.79	3.90	3.05	2.50
5/0	50990	8030	6.61	5.22	4.25	3.36	2.78
5/30	48700	8000	6.56	5.22	4.27	3.39	2,81
5/150	40270	7970	6.08	4.81	3.98	3.12	2.58
5/500	29960	7950	5.15	4.10	3.39	2.69	2.23
10/0	85580	9790	6.95	5.45	4.46	3.48	2.85
10/30	83470	9760	6.55	5.15	4.22	3.31	2.71
10/150	70710	9550	6.41	5.10	4.21	3.32	2.74
10/500	49470	9460	5.96	4.76	3.94	3.13	2.59

Einheiten und Bezeichnungen wie in Tab. 5

Tabelle 7 Neutronenflüsse und $K_{th}(\mu)$ für NAA, Bohrloch mit 12.2 mm Wasserspalt

Mischung	ϕ_{th}	ϕ_{epi}	K(0.10)	K(0.14)	K(0.18)	K(0.24)	K(0.30)
1.7/0	84170	12800	2.98	2.42	2.04	1.67	1.42
1.7/500	73430	12800	1.71	1.40	1.19	0.98	0.83
5/0	131700	14520	4.34	3.49	2.92	2.35	1.98
5/500	106200	14520	2.84	2.35	2.01	1.67	1.42
10/0	180200	15270	5.05	4.03	3.35	2.67	2.22
10/500	130200	15270	3.45	2.84	2.41	1.98	1.68

Einheiten und Bezeichnungen wie in Tab. 5

Tabelle 8 Epithermische K-faktoren für NAA

$K_{\text{epi}}(\mu), \mu =$	0.1	0.14	0.18	0.24	0.30 cm^{-1}
trockenes Bohrloch					
1.7% H_2O	6.24	4.77	3.83	2.93	2.37
5 % H_2O	6.53	5.09	4.13	3.20	2.61
10 % H_2O	6.38	4.99	4.07	3.16	2.57
4.7 mm Wasserspalt					
1.7% H_2O	5.08	4.01	3.30	2.59	2.13
5 % H_2O	5.27	4.16	3.42	2.69	2.21
10 % H_2O	5.40	4.29	3.54	2.80	2.30
12.2 mm Wasserspalt					
1.7% H_2O	4.32	3.45	2.86	2.28	1.89
5 % H_2O	4.47	3.58	2.98	2.37	1.97
10 % H_2O	4.64	3.73	3.11	2.49	2.07

Einheiten und Bezeichnungen wie in Tab. 5

Tabelle 9 Axiale Korrekturfaktoren

NAA

$\xi = \phi_z(30)/\phi_z(0)$	1	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1
$f_A(\xi)$	1	0.995	0.99	0.975	0.96	0.94	0.91	0.87	0.82	0.725

NCA

$\xi [\text{cm}^{-1}]$	-0.04	-0.03	-0.02	-0.01	0.0	0.01	0.02	0.03	0.04
$f_c(\xi)$	0.659	0.724	0.788	0.874	1	1.146	1.362	1.487	1.595

Tabelle 10 Einfluß der Gesteinsdichte auf die
Konzentrationsbestimmung (DTK-Rechnungen)

5 mm Wasserspalt

Mischung	ϕ_{th}/ϕ_{epi}	$K_{th}(0.24)$	$\phi_{epi}(Q=1n/sec)$	$K_{epi}(0.24)$
0.8/0 $\rho=2$	3.06	2.24	$8.00 \cdot 10^{-5}$	2.61
$\rho=3$	3.01	2.15	$9.94 \cdot 10^{-5}$	2.65
0.8/500 $\rho=2$	1.96	1.13		
$\rho=3$	2.07	1.23		
10/0 $\rho=2$	13.1	3.27	$1.45 \cdot 10^{-4}$	2.99
$\rho=3$	11.9	3.17	$1.65 \cdot 10^{-4}$	3.02
10/500 $\rho=2$	6.17	2.54		
$\rho=3$	6.11	2.45		

10.5 mm Wasserspalt

Mischung	ϕ_{th}/ϕ_{epi}	$K_{th}(0.24)$	$\phi_{epi}(Q=1n/sec)$	$K_{epi}(0.24)$
0.8/0 $\rho=2$	6.65	1.21	$1.40 \cdot 10^{-4}$	1.99
$\rho=3$	6.78	1.17	$1.65 \cdot 10^{-4}$	2.06
0.8/500 $\rho=2$	5.64	0.713		
$\rho=3$	5.82	0.715		
10/0 $\rho=2$	15.7	2.54	$1.80 \cdot 10^{-4}$	2.51
$\rho=3$	14.9	2.40	$2.00 \cdot 10^{-4}$	2.51
10/500 $\rho=2$	9.82	1.60		
$\rho=3$	9.86	1.57		

Einheiten und Bezeichnungen wie in Tab. 5

Tabelle 11 a K_o^{th} -Faktoren für NCA

Mischung	trockenes Bohrloch	4.7 mm Wasserspalt	12.2 mm Wasserspalt
1.7/0	23.7	16.7	12.8
1.7/500	--	12.5	6.9
2.7/0	23.0	17.8	--
5/0	22.7	18.6	16.4
5/30	22.6	17.8	--
5/150	22.4	16.7	--
5/500	22.2	14.3	9.9
10/0	21.7	19.7	19.3
10/30	21.6	18.6	--
10/150	21.5	17.8	--
10/500	21.3	16.0	12.8

Tabelle 11 b K_o^{epi} -Faktoren für NCA

Wasser-gehalt	trockenes Bohrloch	4.7 mm Wasserspalt	12.2 mm Wasserspalt
1.7	24.5	22.2	27.2
5	23.6	24.0	27.2
10	23.2	26.0	27.2

Einheiten und Bezeichnungen wie in Tab. 5

Tabelle 12 Fehler in der Konzentrationsbestimmung infolge inhomogener radialer Verteilung des gammaaktiven Elements (Siehe Abschnitt VII.4)

NAA 1.7/0 $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$

n	d [cm]	Fehler [%]
2	8	+36/-30
3	5.3	+6/-8
4	4	+20/-18
5	3.2	+4/-6
6	2.7	+13/-12

NCA 1.7/0 $\mu = 0.046 \text{ cm}^{-1}$

n	d [cm]	Fehler [%]
2	18	+45/-28
3	12	+5/-6
4	9	+19/-19
5	7.2	+3/-4
6	6	+15/-14
8	4.5	+12/-11

Tabelle 13 Empfohlene K_{th} zur Konzentrationsbestimmung
bei NAA
(Einheiten wie in Tab. 5)

trockenes Bohrloch

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	≤ 0.2	0.5	1	2	5	10	15
μ							
0.1	9.15	9.0	8.9	8.7	8.25	7.8	7.5
0.14	6.9	6.85	6.75	6.6	6.3	6.05	5.85
0.18	5.55	5.5	5.45	5.35	5.15	4.95	4.85
0.24	4.1	4.1	4.1	4.05	3.95	3.9	3.85
0.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.2	3.15	3.1

4.7 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	1.5	1.7	2	2.5	3	5	7	10	15
μ									
0.1	2.7	3.2	3.8	4.5	5.0	6.0	6.3	6.55	6.7
0.14	2.1	2.5	2.9	3.6	4.1	4.8	5.0	5.15	5.25
0.18	1.8	2.05	2.4	2.9	3.3	3.9	4.05	4.15	4.2
0.24	1.55	1.75	2.1	2.45	2.65	3.05	3.1	3.15	3.2
0.3	1.4	1.55	1.75	2.05	2.2	2.45	2.55	2.6	2.65

8 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	3.2	3.5	4	5	6	7	8	10	15
μ									
0.1	1.65	2.2	2.8	3.7	4.25	4.65	5.0	5.45	6.1
0.14	1.35	1.7	2.22	3.0	3.5	3.8	4.0	4.25	4.7
0.18	1.08	1.42	1.9	2.5	2.8	3.06	3.3	3.45	4.0
0.24	0.94	1.2	1.55	1.95	2.25	2.45	2.6	2.9	3.46
0.3	0.83	1.05	1.3	1.65	1.9	2.07	2.2	2.35	2.55

12.2 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	5.5	5.7	6.0	6.5	7.0	8.0	10.0	15.0
μ								
0.1	1.5	1.8	2.1	2.6	3.1	3.6	4.1	4.5
0.14	1.2	1.42	1.72	2.15	2.5	2.85	3.4	3.95
0.18	0.98	1.18	1.45	1.82	2.1	2.45	2.9	3.3
0.24	0.82	0.95	1.15	1.45	1.7	2.0	2.35	2.6
0.30	0.70	0.82	0.98	1.25	1.45	1.7	2.0	2.15

Tabelle 14 Empfohlene K_O^{th} für die Konzentrationsbestimmung
bei NCA, in cm

trockenes Bohrloch

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	0.2	0.5	1	2	5	10	15
K_O^{th}	24.0	23.8	23.5	23	21.8	20.5	19.8

4.7 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	1.5	2	3	5	10	15
K_O^{th}	10.0	13.1	15.1	17.2	18.5	19.2

8 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	3	3.5	4	5	7	10	15
K_O^{th}	7.0	9.3	11.2	13.3	15.7	17.1	18.7

12.2 mm Wasserspalt

ϕ_{th}/ϕ_{epi}	5.5	6	7	8	10	15
K_O^{th}	7.3	9.2	12.0	14.0	16.0	18.3

Tabelle 15 Fehlerquellen bei der Konzentrationsbestimmung

Fehlerquelle	Größen- ordnung	Unsicherheit der Konzentrations- bestimmung für	
		NAA	NCA
a) meßbare Größen			
Peakstatistik	10	10	10
Dichte	2	2	3
Bohrlochdurchmesser	2mm	<1 (d) , 25 (w)	<1 (d) , 20 (w)
	4mm	1 (d) , 60 (w)	1 (d) , 50 (w)
ϕ_{th} (Quelle)	1	<1	-
ϕ_{epi} (Quelle)	2	<1	-
ϕ_{th} (Detektor)	2	-	2
ϕ_{epi} (Detektor)	4	-	<1
ζ_{th}	2	-	<1
ζ_{epi}	5	-	<1
b) andere Fehlerquellen			
$K_{th}(\phi_{th}/\phi_{epi})$		<4 (d) , 10 (w)	5 (d) , 15 (w)
radiale } Verteilung des axiale } γ -aktiven Elements		20	15
		10	15
inhom. Matrixzusammensetzung		15	1515
Gesamtfehler $\frac{\Delta c}{c} = \left(\sum_i \left(\frac{\Delta c_i}{c_i} \right)^2 \right)^{1/2}$		29 (d) , 40 (w)	29 (d) , 36 (w)

Alle Angaben, abgesehen vom Bohrlochdurchmesser, in %
(d) = trockenes Bohrloch, (w) = wassergefülltes Bohrloch

Tabelle 16 a Produkt $K\phi$ für NAA in $\text{nv}\cdot\text{cm}$ für die Quellstärke 10^3 n/sec und $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$, aus DTK-Rechnungen

unvergiftet

Wassergehalt [%]	0.2	0.8	2.7	10 %
Wasserschichtdicke [mm]				
4.7	0.362	0.752	2.26	8.87
8	0.719	1.22	2.97	10.17
12.2	1.25	1.87	3.76	11.24
17	2.08	2.70	4.63	11.31
22	2.97	3.37	5.27	11.47

500 ppm B

Wassergehalt [%]	0.2	0.8	2.7	10 %
Wasserschichtdicke [mm]				
4.7	0.159	0.230	0.689	3.07
8	0.357	0.504	1.03	3.69
12.2	0.78	0.88	1.50	4.42
17	1.17	1.34	1.96	4.51
22	1.56	1.70	2.33	4.71

Tabelle 16 b Produkt $K\phi$ für NCA in $nv \cdot cm$ für die Quellstärke 10^3 n/sec, $\mu = 0.045 \text{ cm}^{-2}$, aus experimentellen Werten extrapoliert

unvergiftet

Wassergehalt [%]	0.8	2.7	10
Wasserschichtdicke [mm]			
4.7	0.482	0.985	1.558
12	0.594	1.187	1.598

500 ppm B

Wassergehalt [%]	0.8	2.7	10
Wasserschichtdicke [mm]			
4.7	0.185	0.392	0.900
12	0.236	0.421	0.820

Tabelle 17 Eigenschaften der verwendeten Ge(Li)- und NaJ(Tl)-Detektoren

E_γ (keV)		Ge(Li)	NaJ(Tl)	Einheiten
660	$\epsilon =$	1.14	6.1	$c / (\gamma / \text{cm}^2 \text{sec})$
	$P/C =$	20	4	
	$f_H =$	1.9	53	keV
	$\left(\frac{f_H}{\epsilon * P/C}\right)^{1/2} =$	0.29	1.5	$\left(\frac{\text{keV} * (\gamma / \text{cm}^2 \text{sec})}{c}\right)^{1/2}$
1332	$\epsilon =$	0.55	4.8	wie oben
	$P/C =$	20	4	
	$f_H =$	2.5	63	
	$\left(\frac{f_H}{\epsilon * P/C}\right)^{1/2} =$	0.48	1.8	

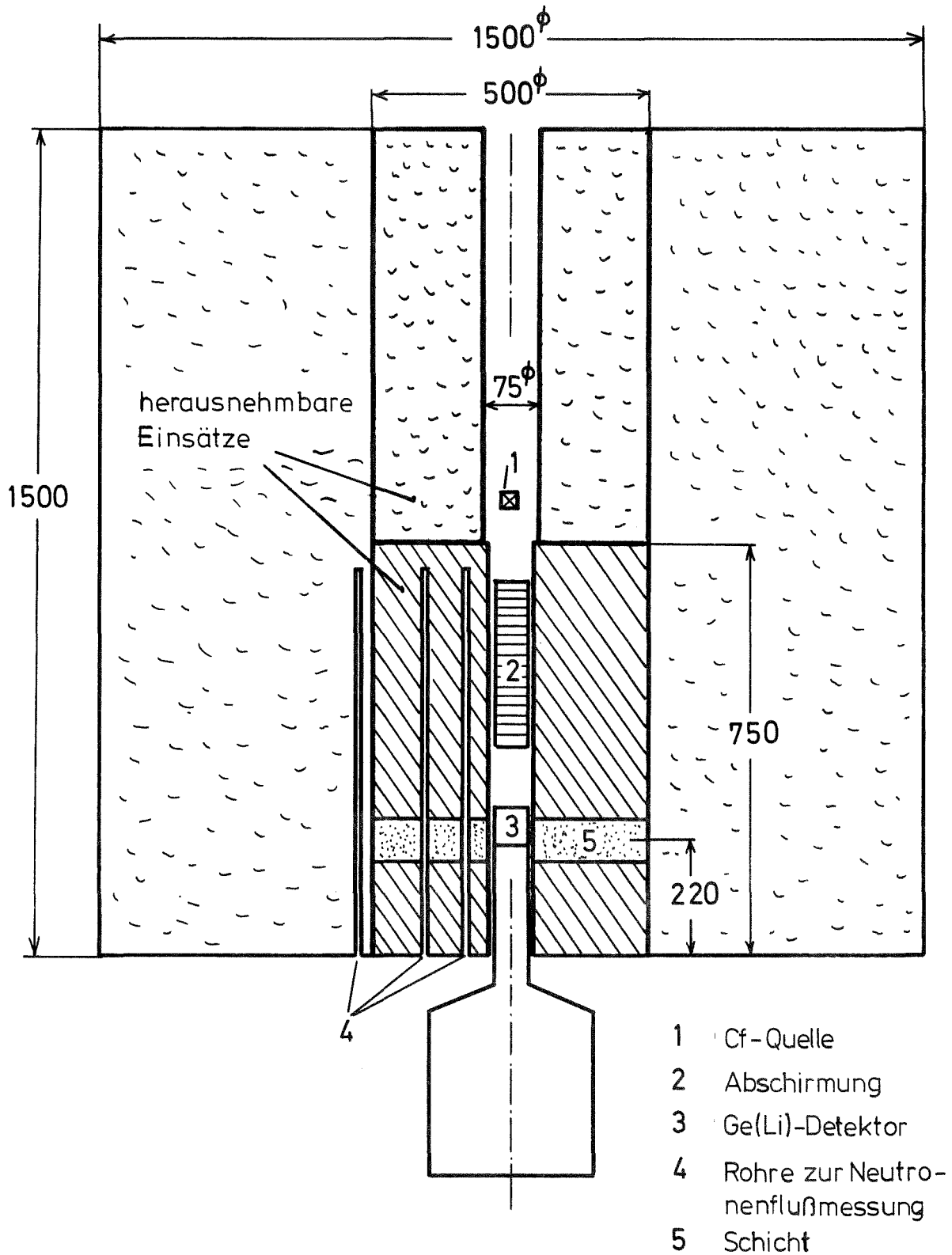


Fig. 1 Modellbohrloch, schematisch

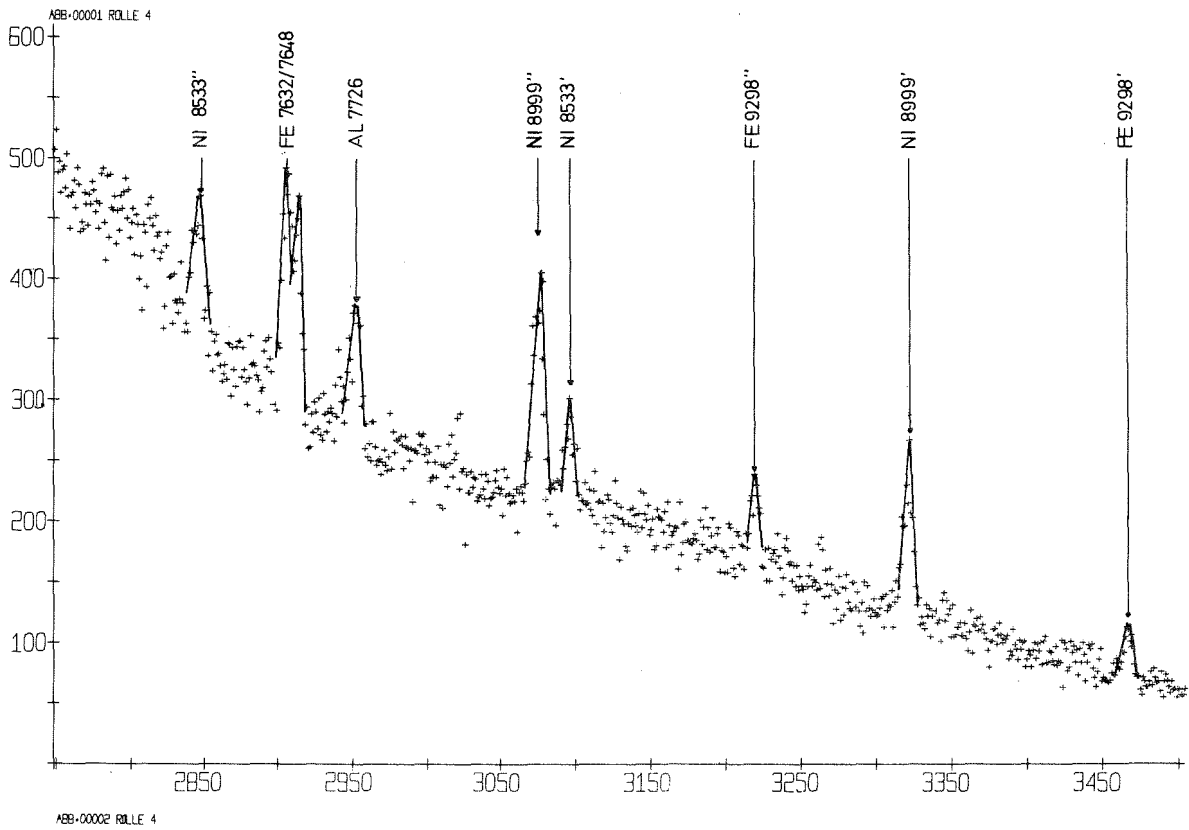
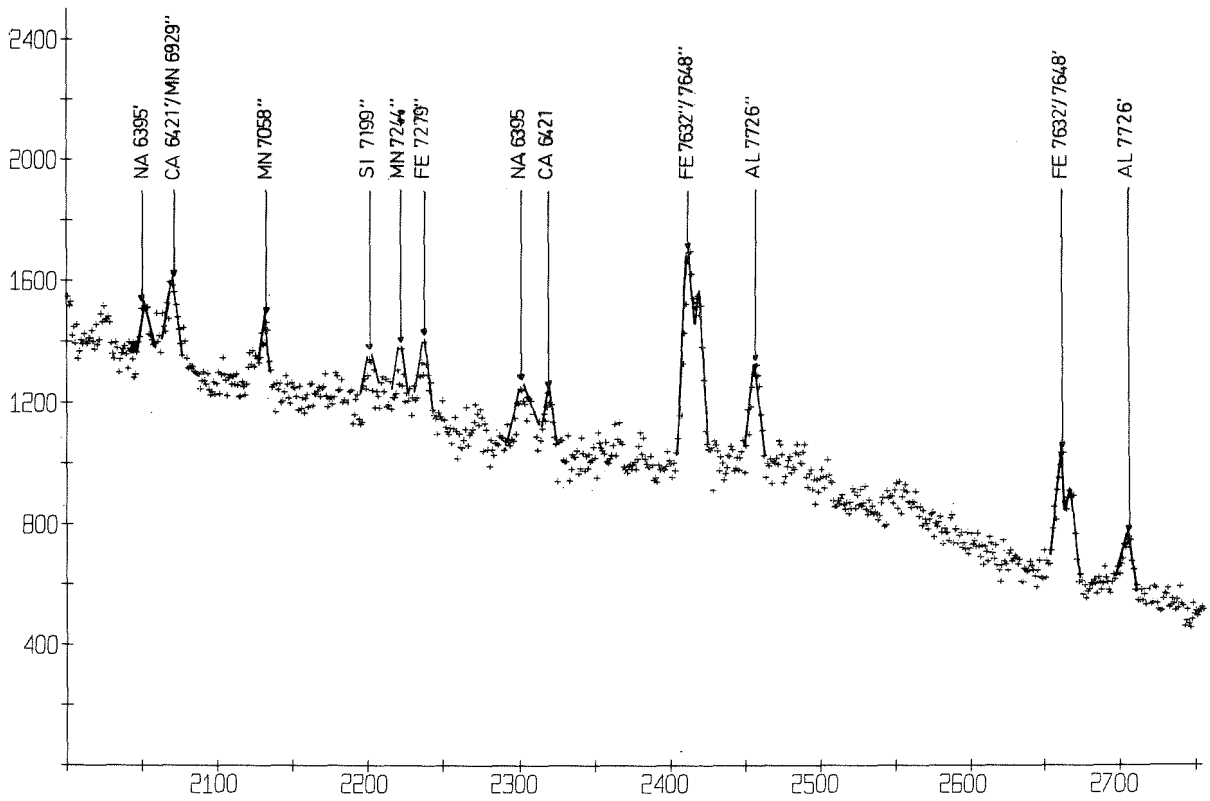


Fig. 2 Ausschnitte aus einem NCA-Bohrlochspektrum, aufgenommen mit einem Ge(Li)-Detektor (9.2 cm dicke Schicht mit 3.2 % Ni). Die Peaks sind zur Verdeutlichung nachgezeichnet.

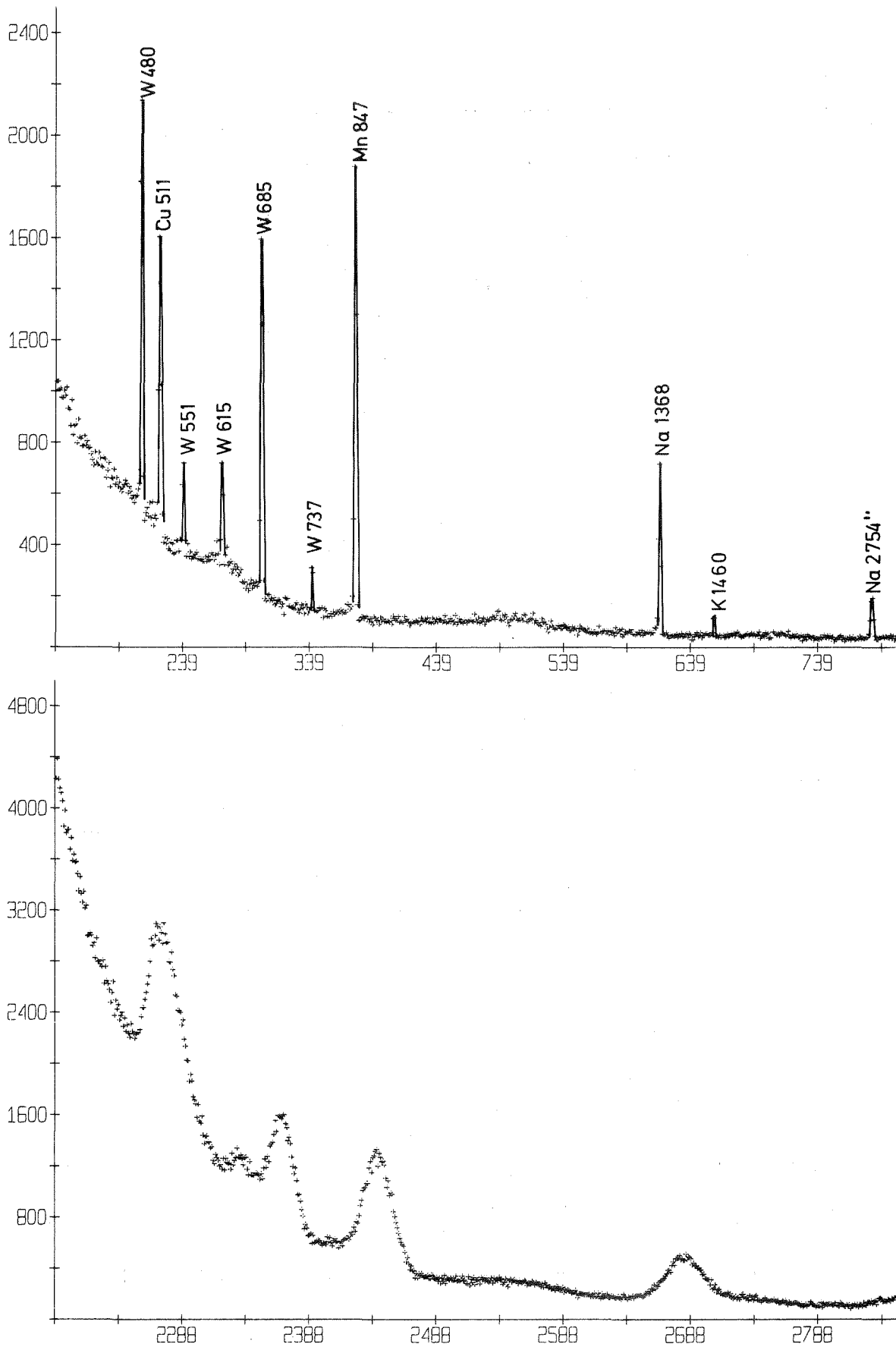


Fig. 3 NAA-Bohrlochspektren, aufgenommen mit einem Ge(Li)-Detektor (oben) und einem NaJ(Tl)-Detektor unter identischen Meßbedingungen. Die Peaks sind zur Verdeutlichung nachgezeichnet.

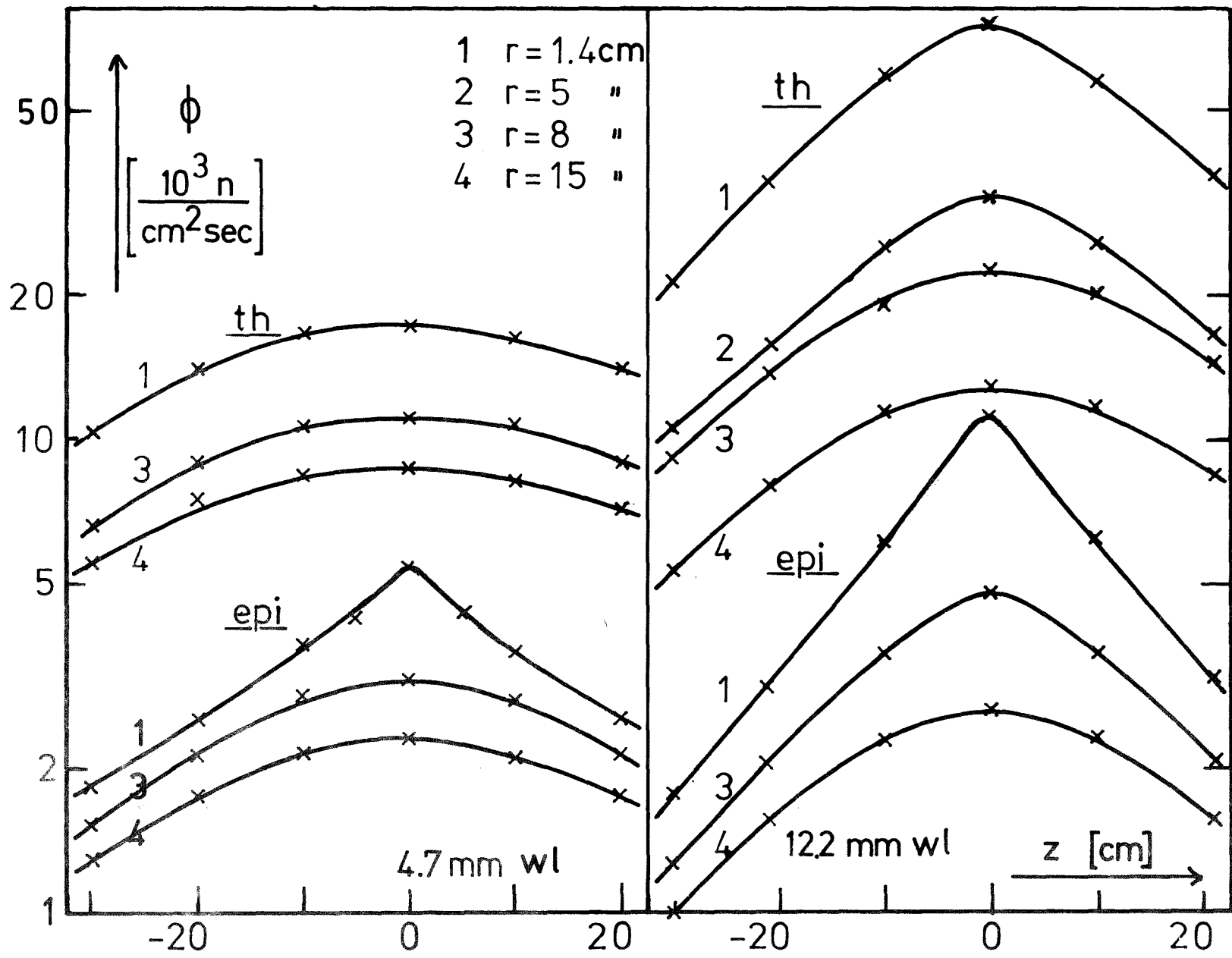


Fig. 4 Neutronenflußverteilung um die ^{252}Cf -Quelle für Hornblendesand, 4.7 und 12.2 mm Wasserspalt

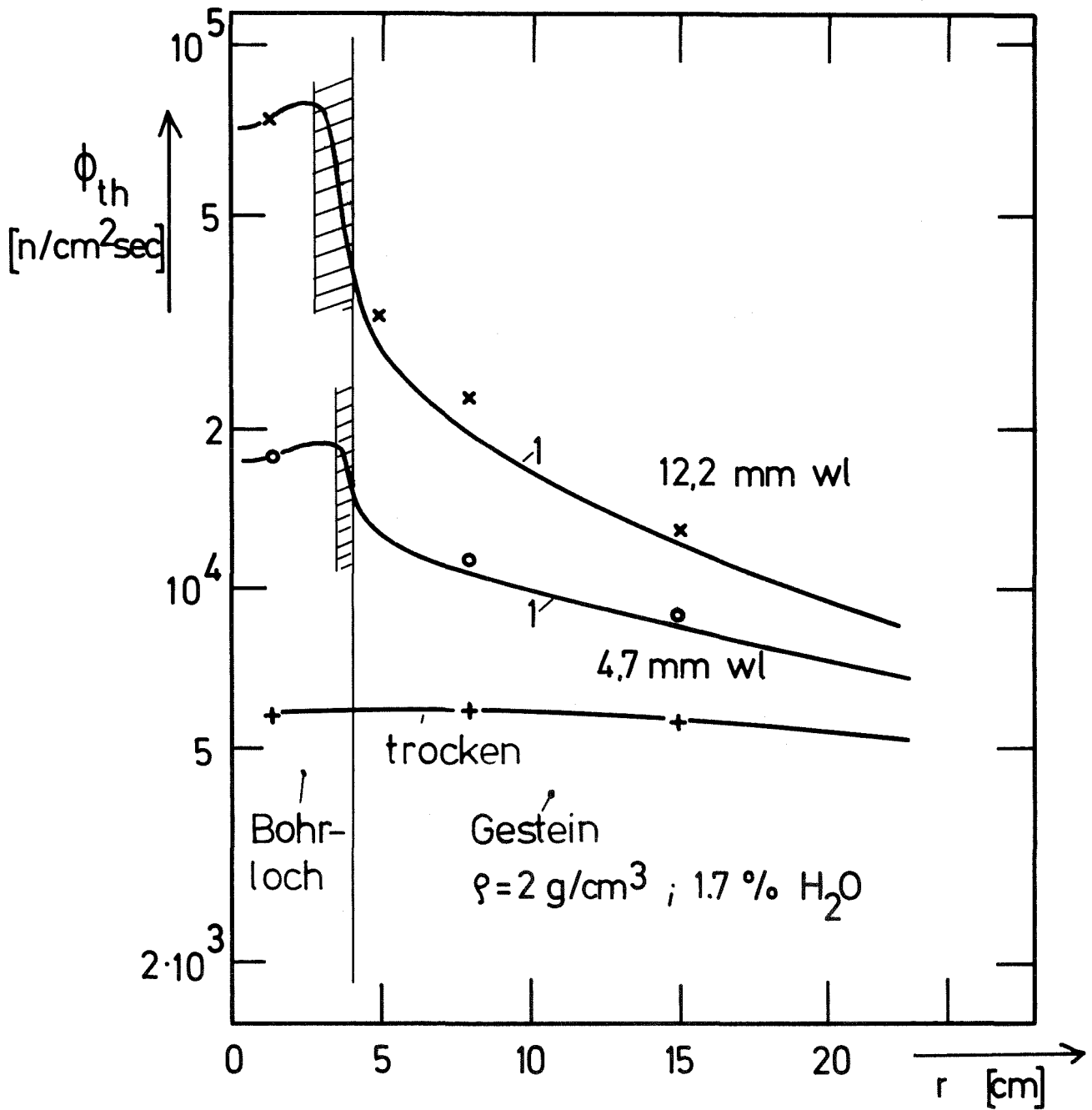


Fig. 5 Gemessene (Punkte) und berechnete (Linien) Neutronenflußprofile in der Quellebene für trockenes Bohrloch sowie Bohrloch mit 4.7 und 12.2 mm Wasserspalt

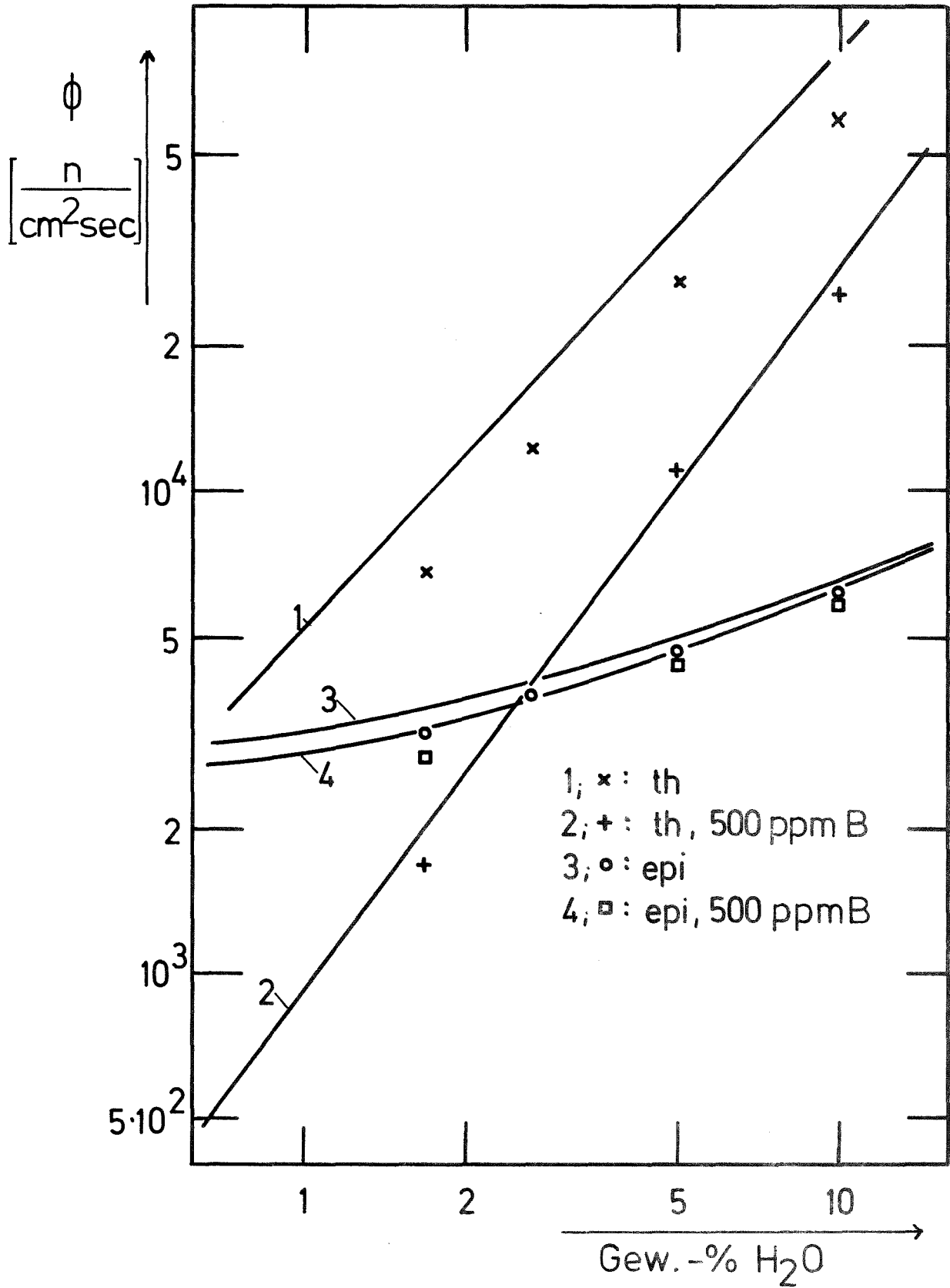


Fig. 6 Gemessene (Punkte) und berechnete (Linien) Neutronenflüsse an der Quellposition für trockenes Bohrloch als Funktion des Wassergehaltes in der Matrix, zwei Absorberkonzentrationen

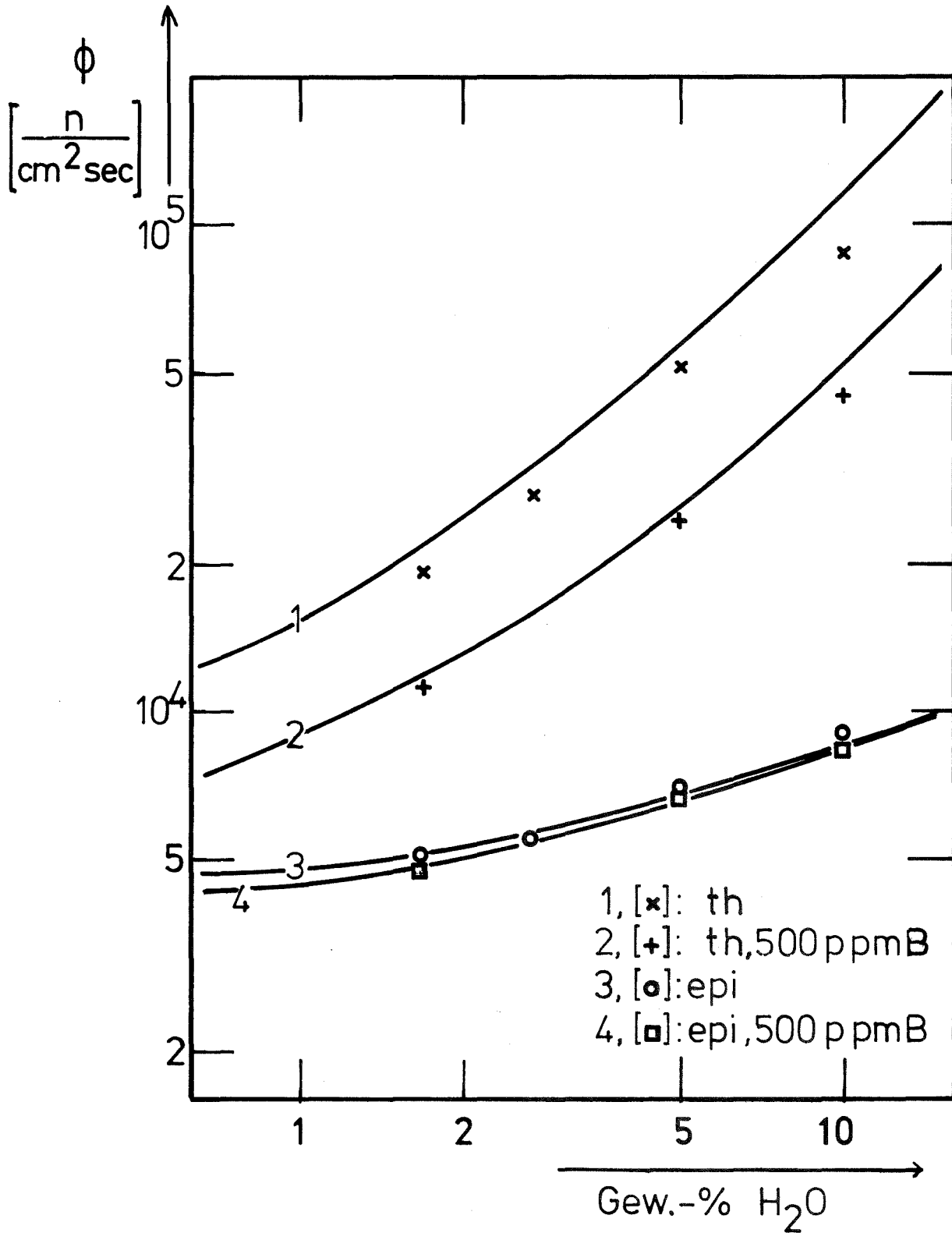


Fig. 7 Gemessene (Punkte) und berechnete (Linien) Neutronenflüsse an der Quellposition für ein Bohrloch mit 4.7 mm Wasserspalt als Funktion des Wassergehaltes in der Matrix, zwei Absorberkonzentrationen

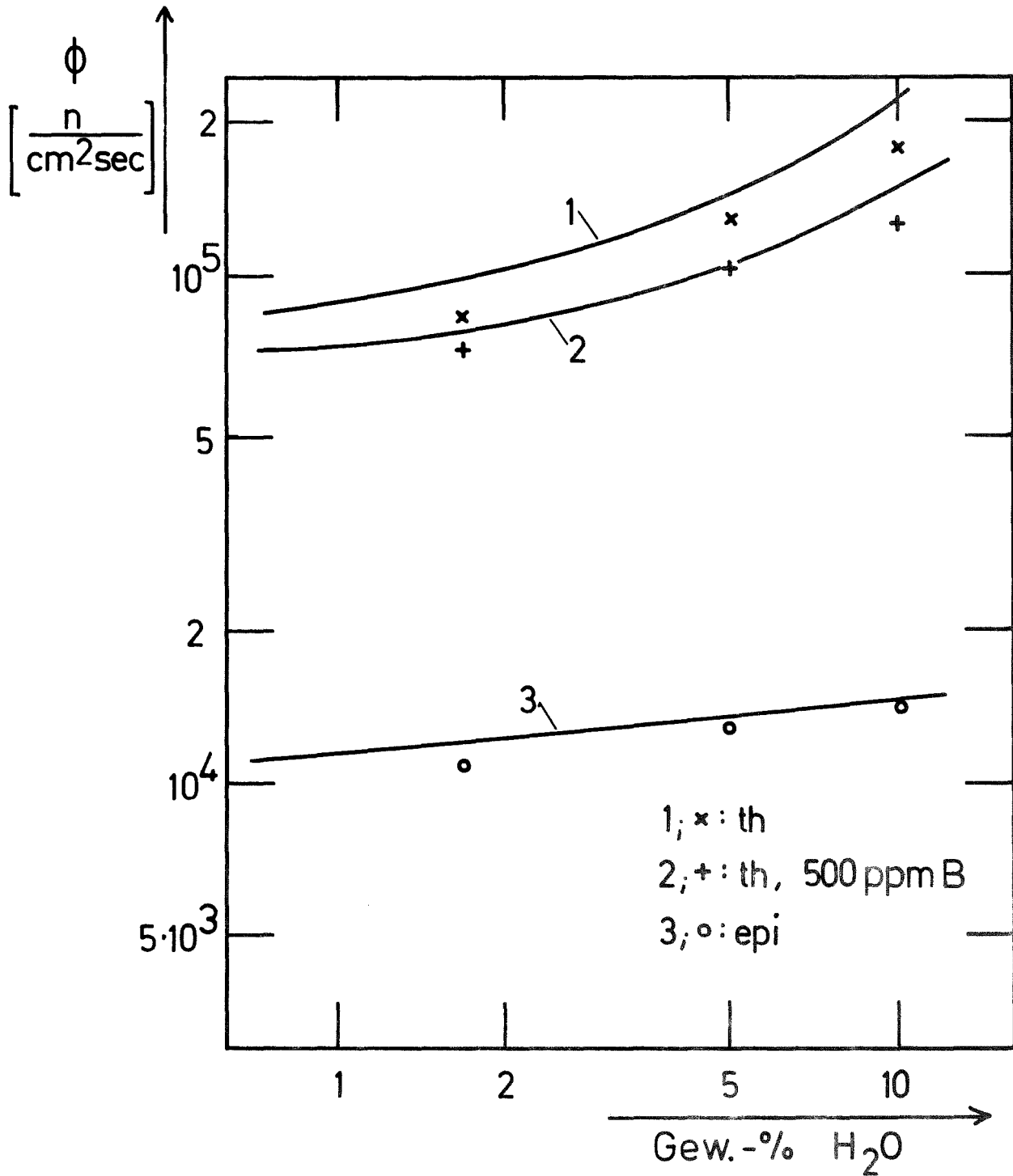


Fig. 8 Gemessene (Punkte) und berechnete (Linien) Neutronenflüsse an der Quellposition für ein Bohrloch mit 12,2 mm Wasserspalt als Funktion des Wassergehaltes in der Matrix, zwei Absorberkonzentrationen

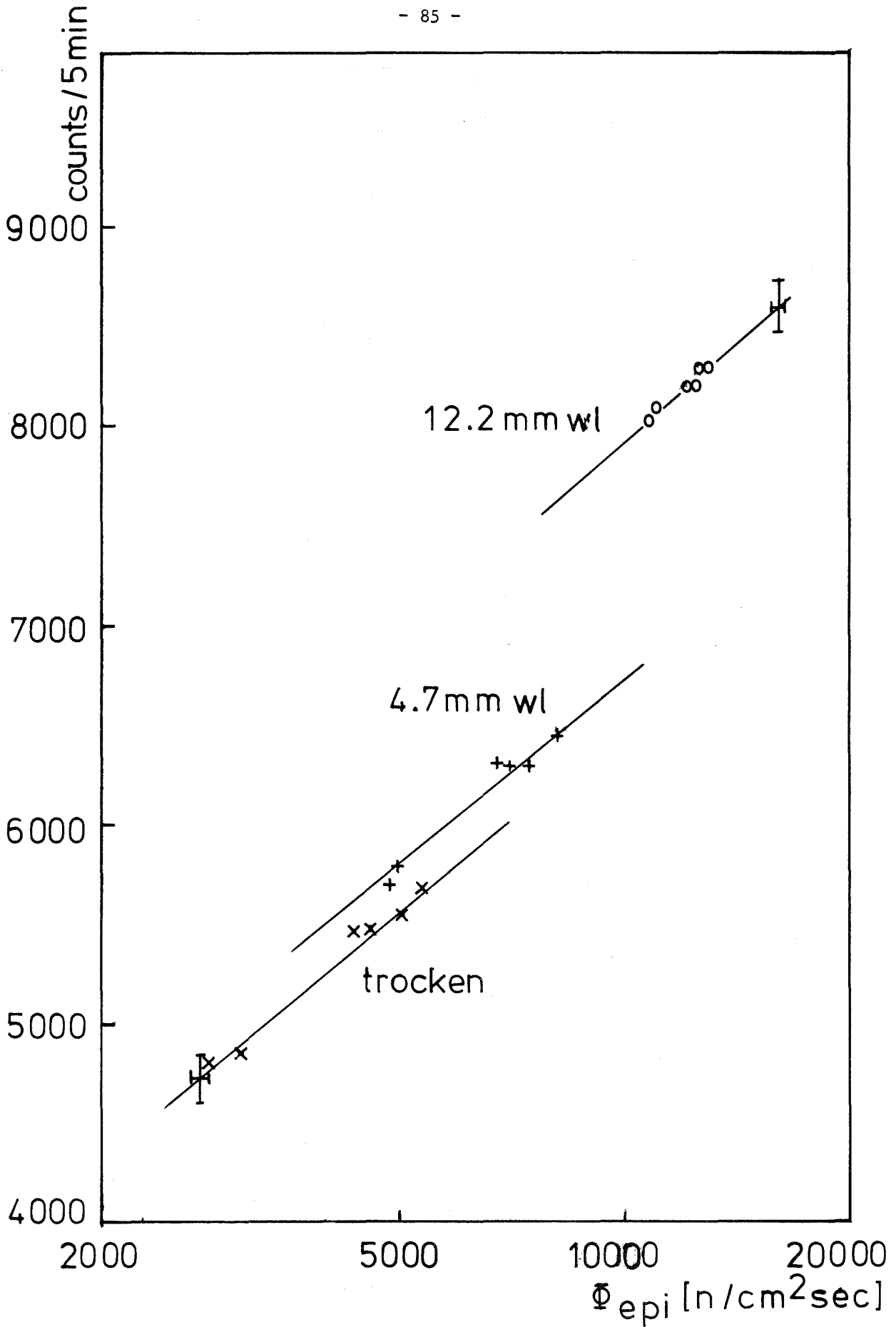


Fig. 9 Epithermische Zählraten von ²³⁵U-Spaltkammern als Funktion des mit BF₃-Zählrohren gemessenen epithermischen Flusses

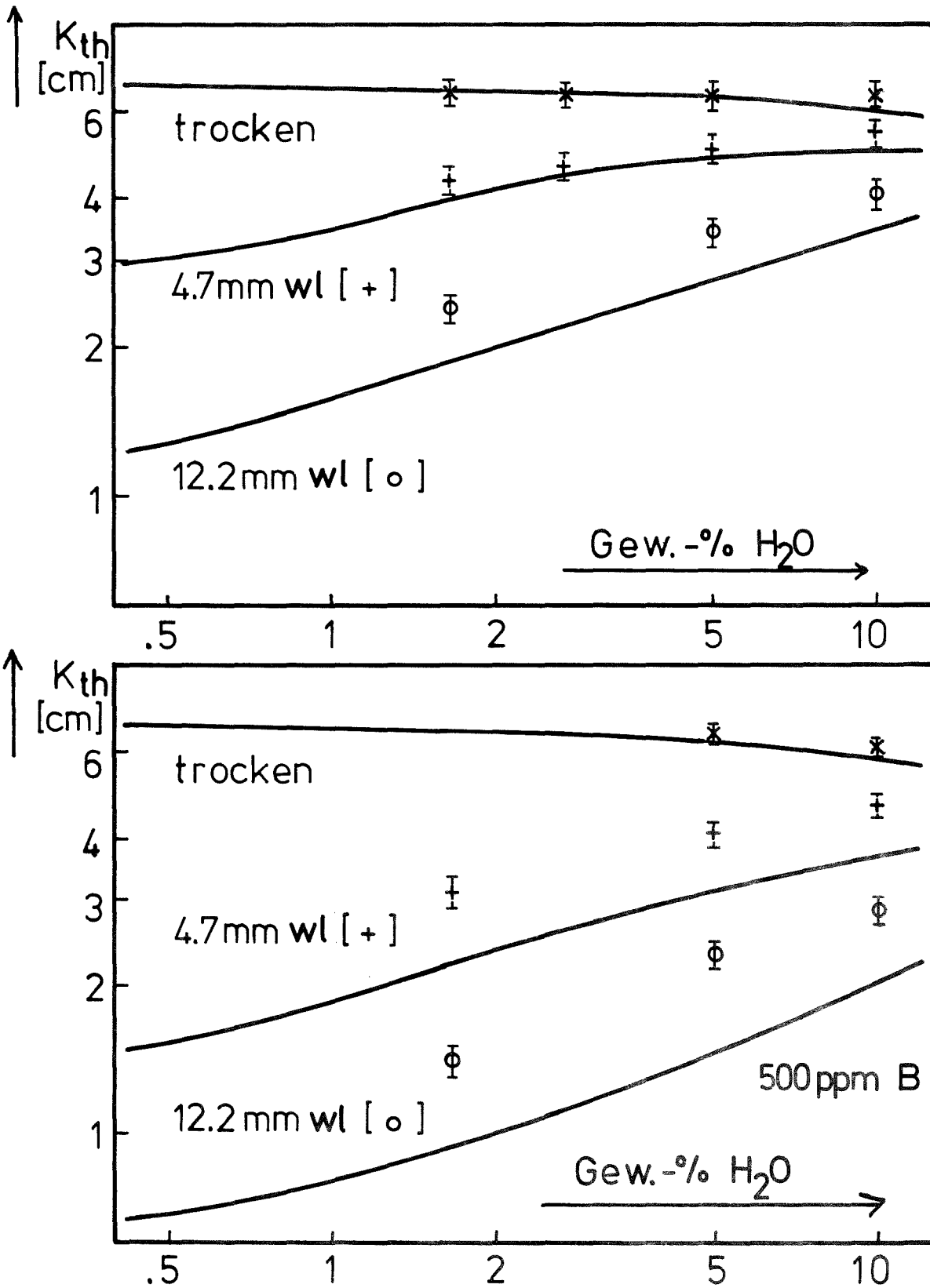


Fig. 10 K_{th} für NAA, $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$, als Funktion des Matrixwassergehaltes für drei Bohrlochkonfigurationen und zwei Absorberkonzentrationen. Die Punkte sind aus gemessenen, die Kurven aus berechneten radialen Flußprofilen bestimmt. Es wurde $\phi_z = \text{const.}$ angenommen.

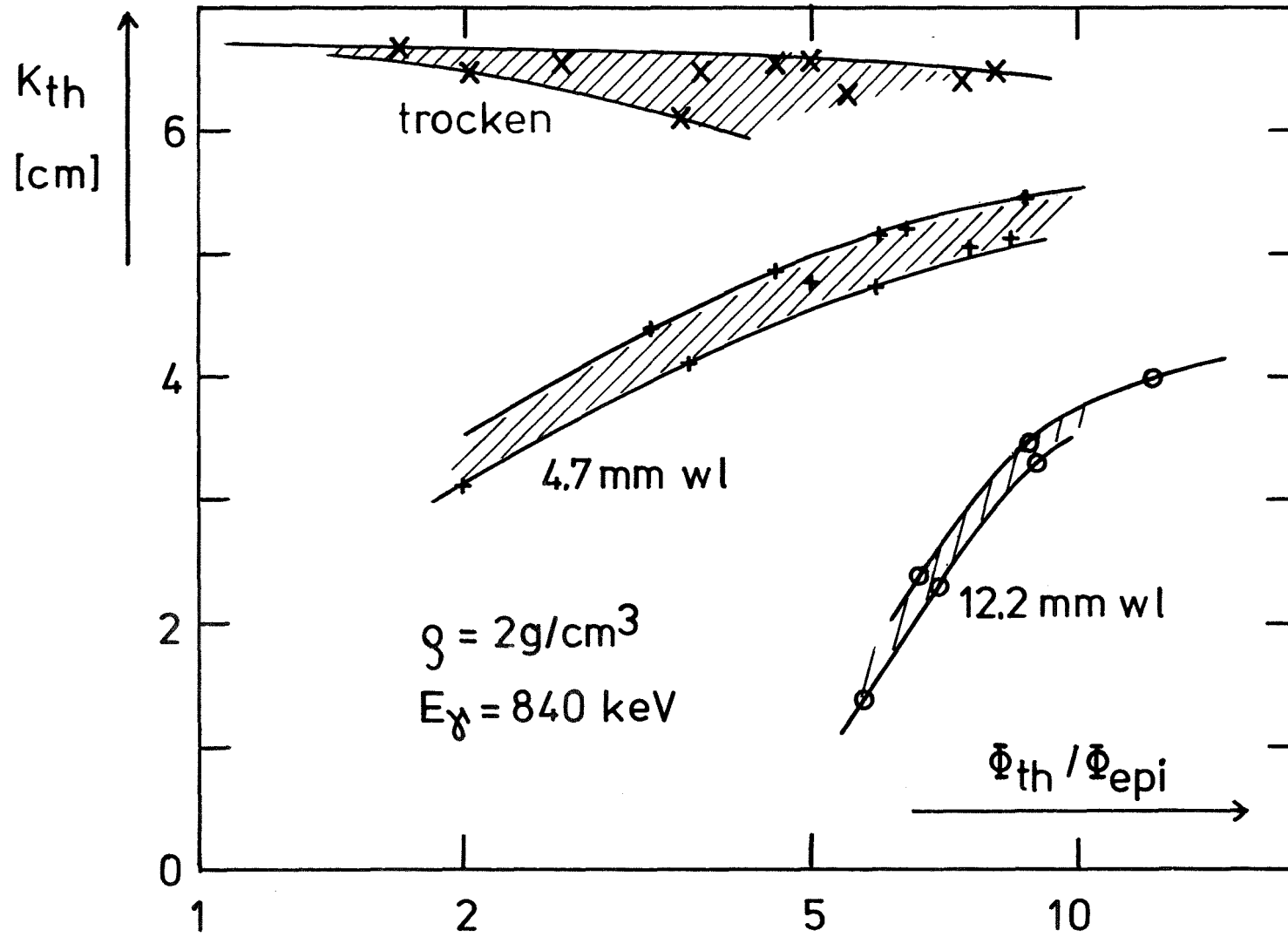


Fig. 11 $K_{th}(\Phi_{th} / \Phi_{epi})$ für NAA
 gemessene radiale Neutronenflußprofile
 $\Phi_z = \text{const.}$

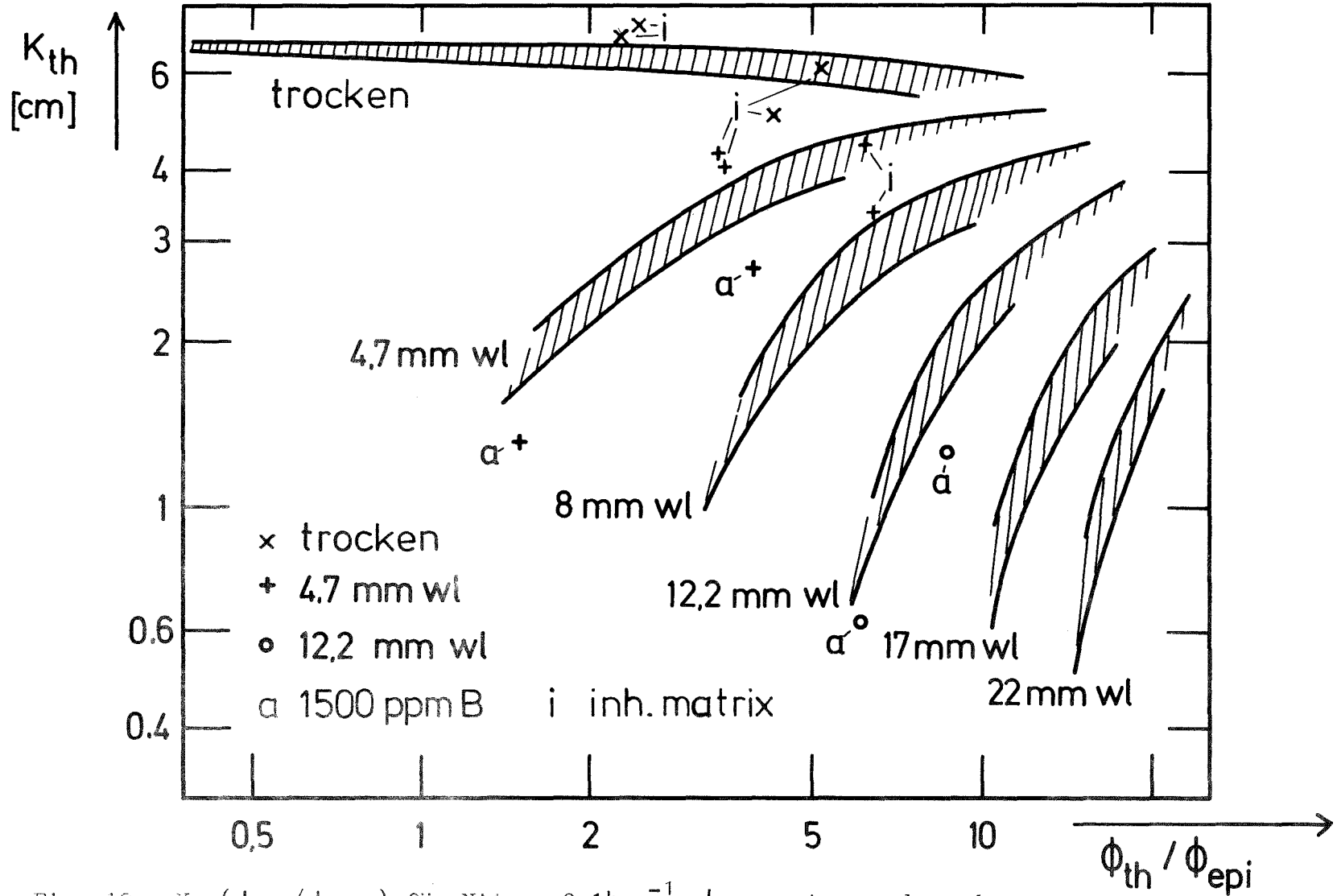


Fig. 12 $K_{th}(\phi_{th} / \phi_{epi})$ für NAA, $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$, $\phi_z = \text{const.}$, aus berechneten radialen Neutronenflußprofilen. Die Zahlen an den Streifen sind die zugehörigen Wasserspalttdicken. Die mit (a) bzw. (i) bezeichneten Punkte beziehen sich auf Rechnungen mit hoher Absorberkonzentration bzw. radial inhomogener Matrixzusammensetzung (siehe Abschnitt VII.1).

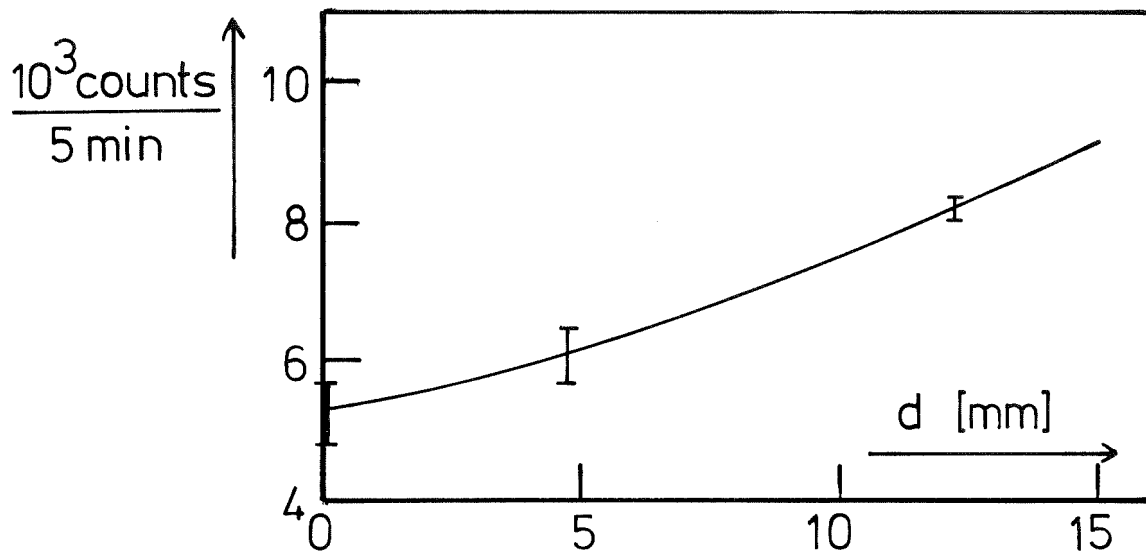


Fig. 13 Epithermische Zählrate von ^{235}U -Spaltkammern als Funktion der Wasserspaltdicke. Die Balken geben die Variation aufgrund von Matrixeigenschaften an.

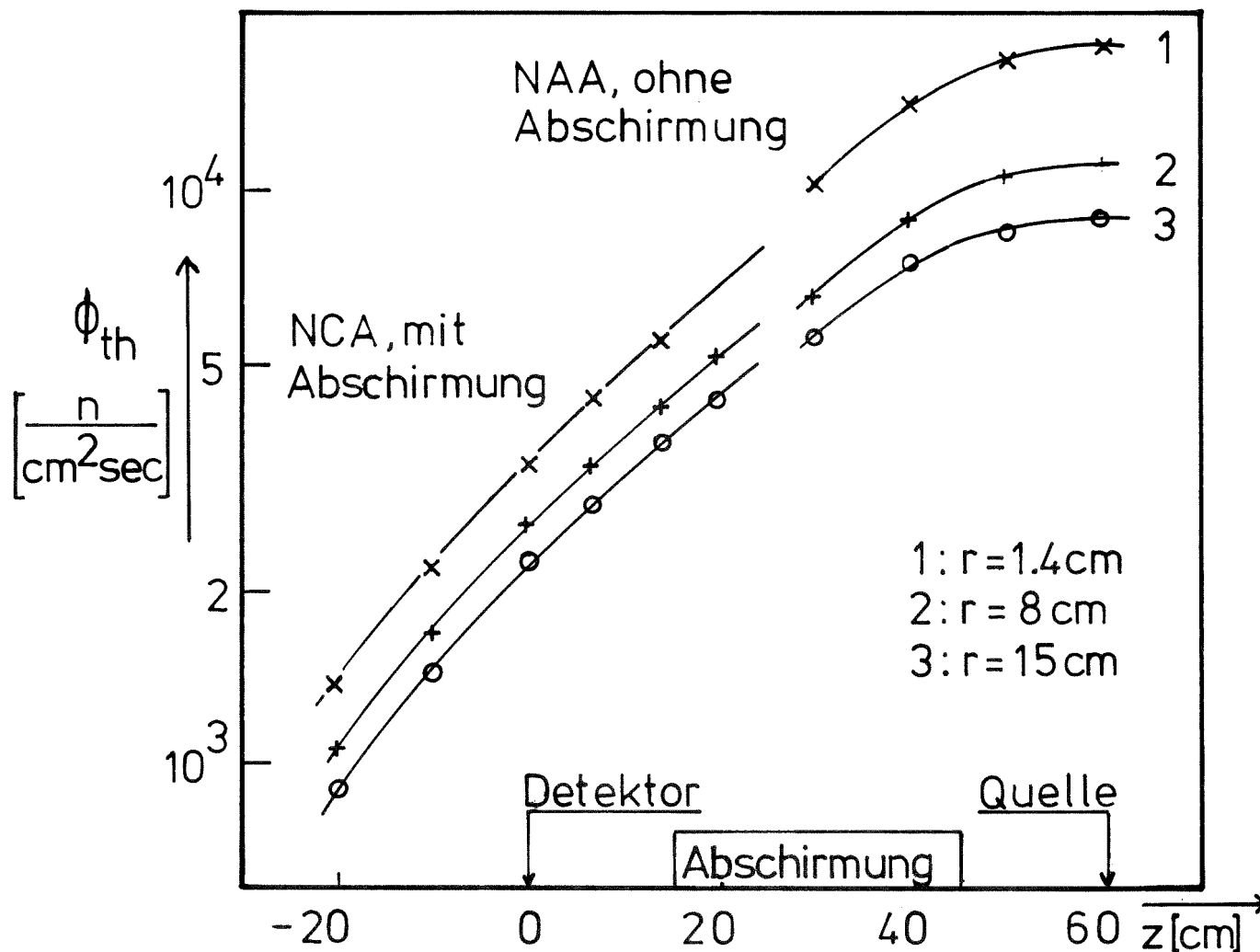


Fig. 14 Neutronenflußverteilung für die NCA-Anordnung

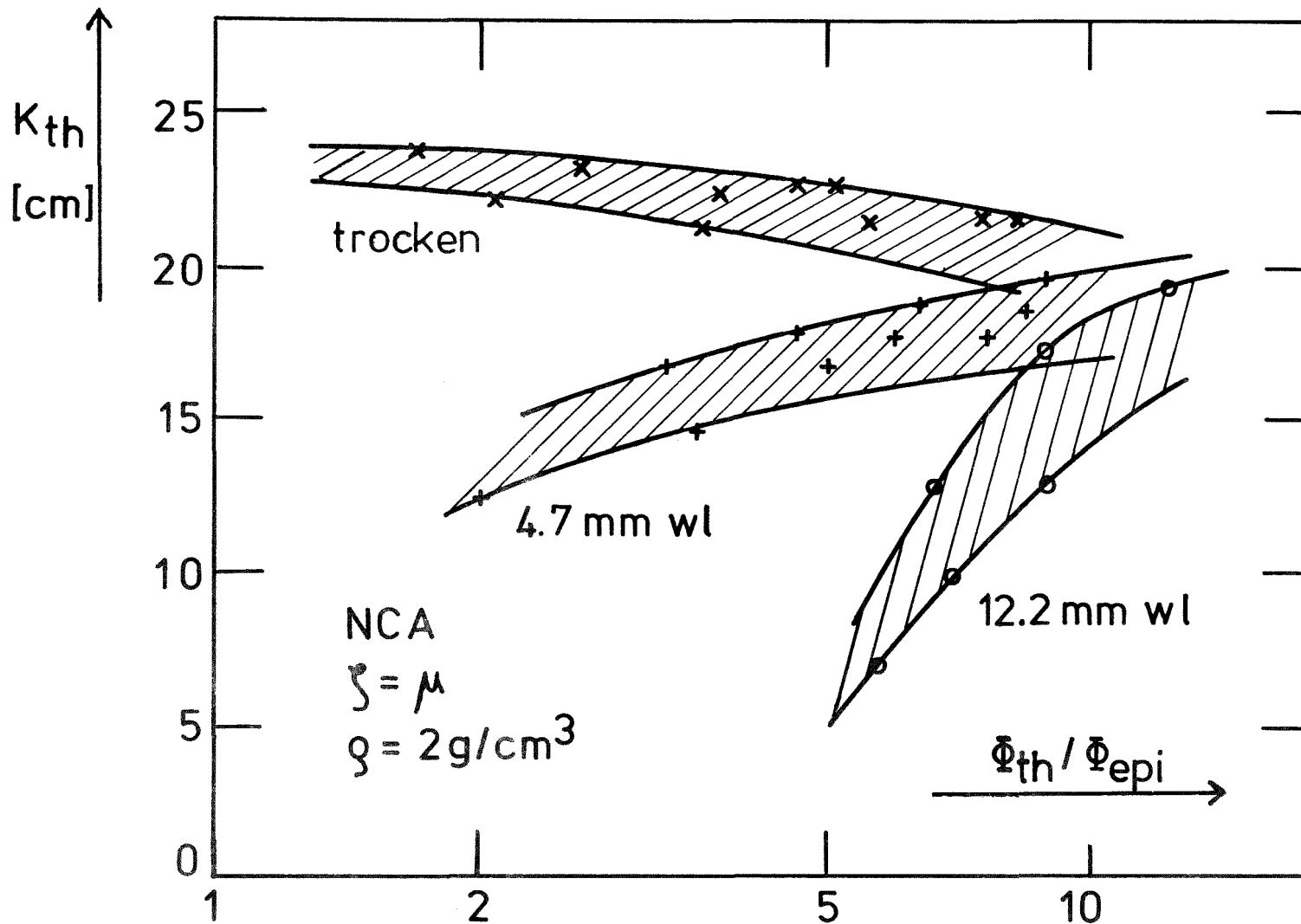


Fig. 15 K_{th} für NCA. K_{th} ist normiert auf den Fluß an der Detektorposition. Zur Bedeutung von ζ siehe Abschnitt VI.1. Die Abszisse ist das Flußverhältnis an der Quellposition.

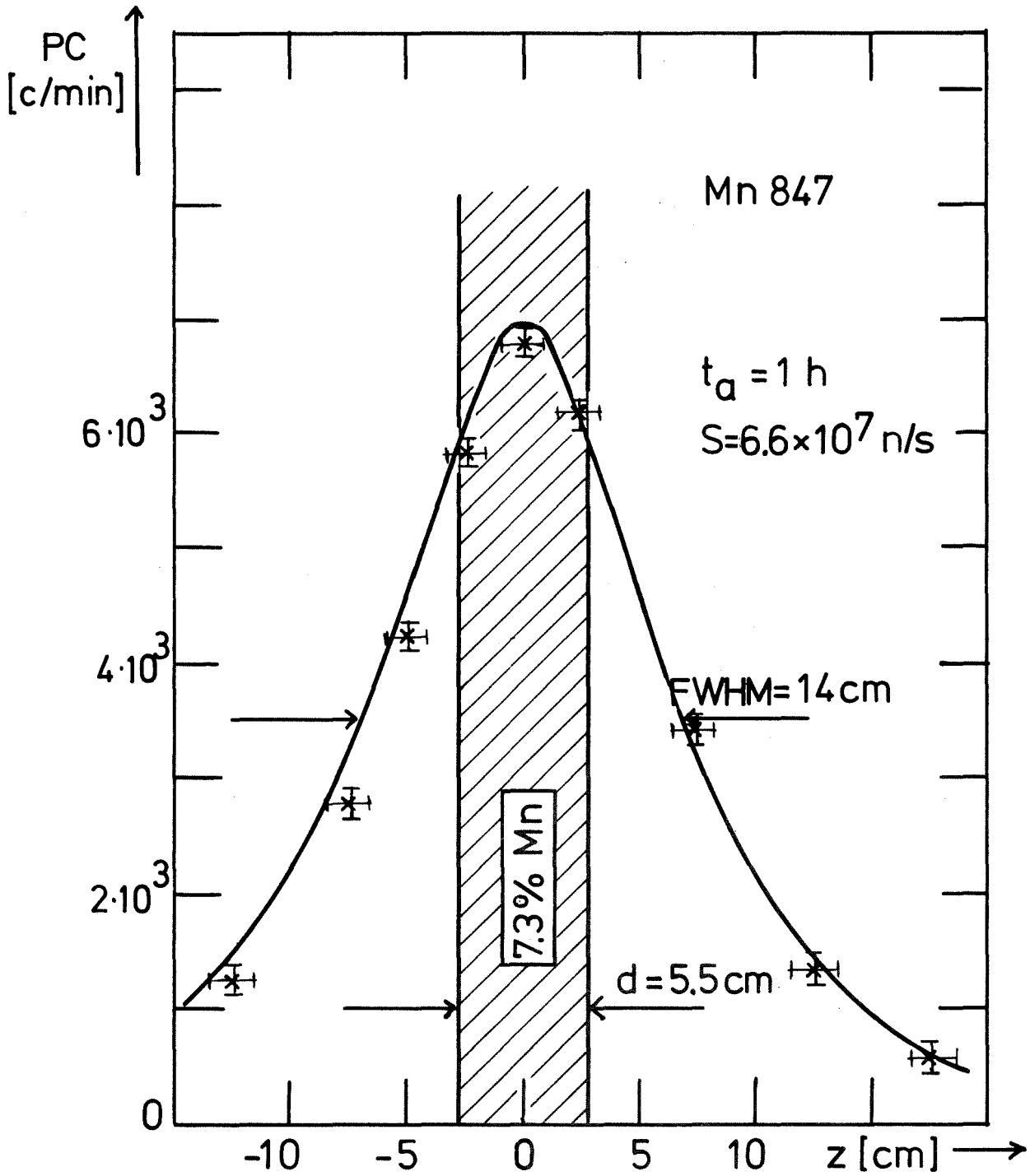


Fig. 16 Gammapeakzählraten nach Aktivierung im Zentrum einer Schicht

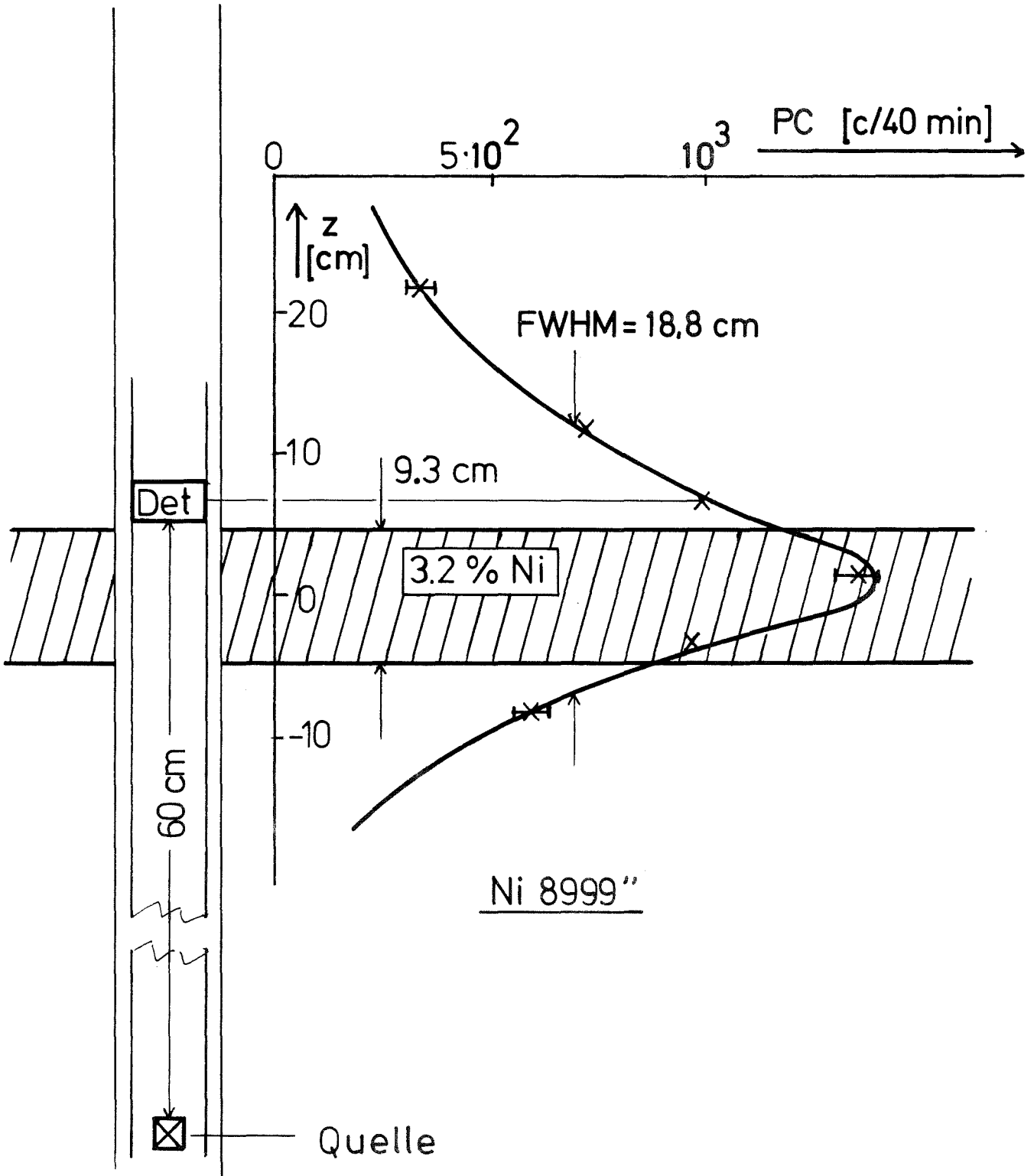


Fig. 17 NCA-Gamma profil einer Schicht

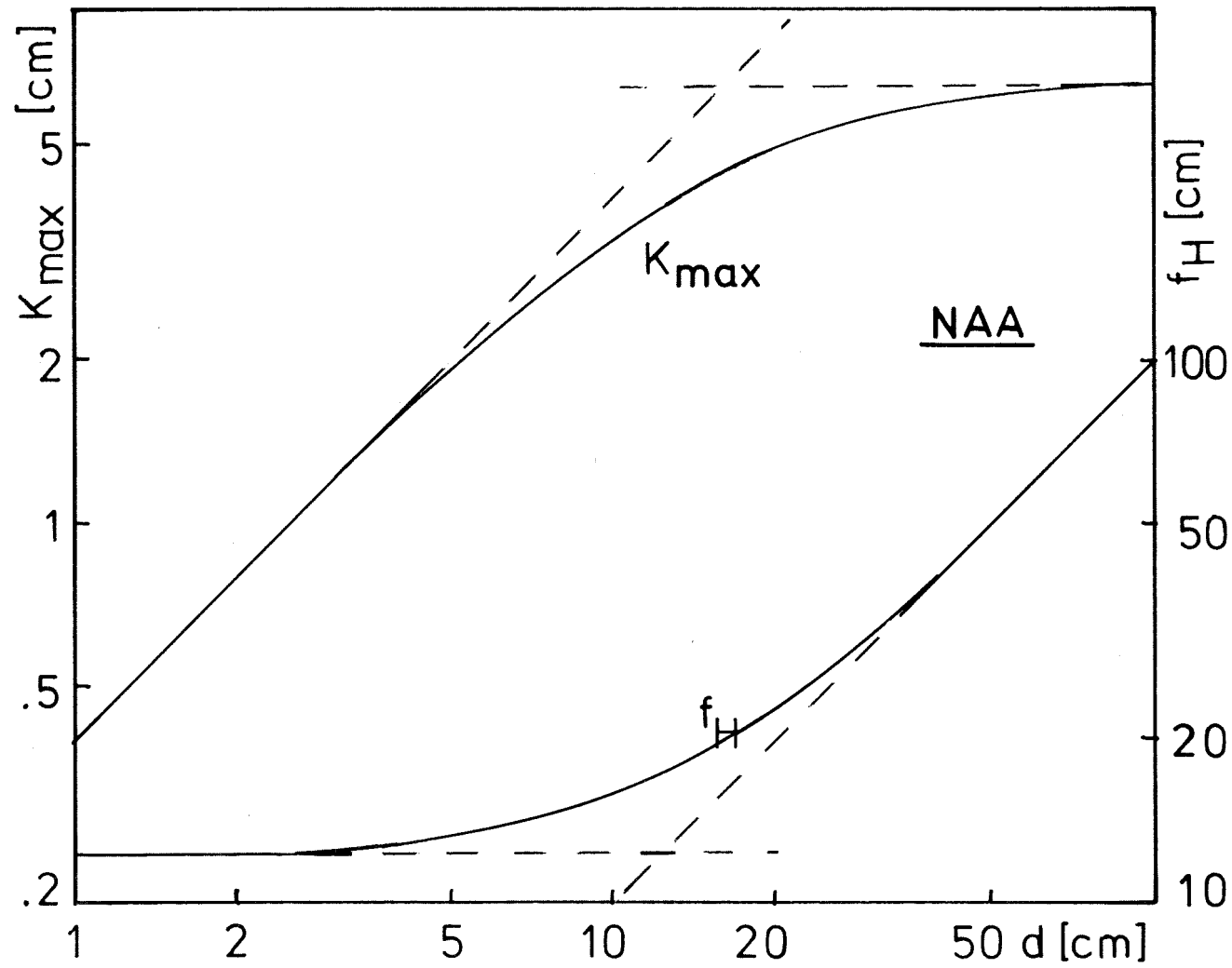


Fig. 18 K_{\max} und Halbwertsbreite f_H des Gamma Profils einer Schicht mit der Dicke d für NAA, Hornblendesand, trockenes Bohrloch, $\mu = 0.14 \text{ cm}^{-1}$.

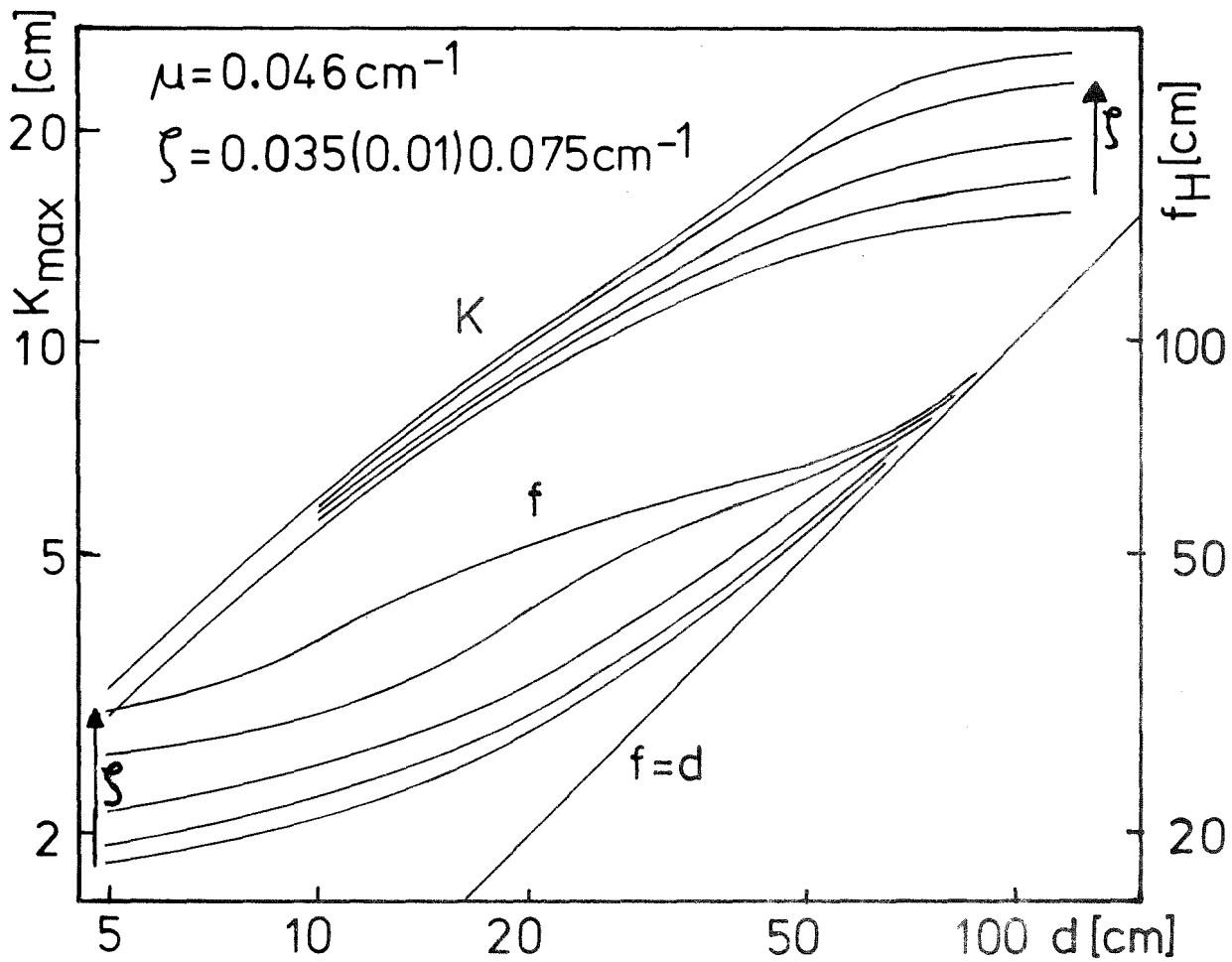
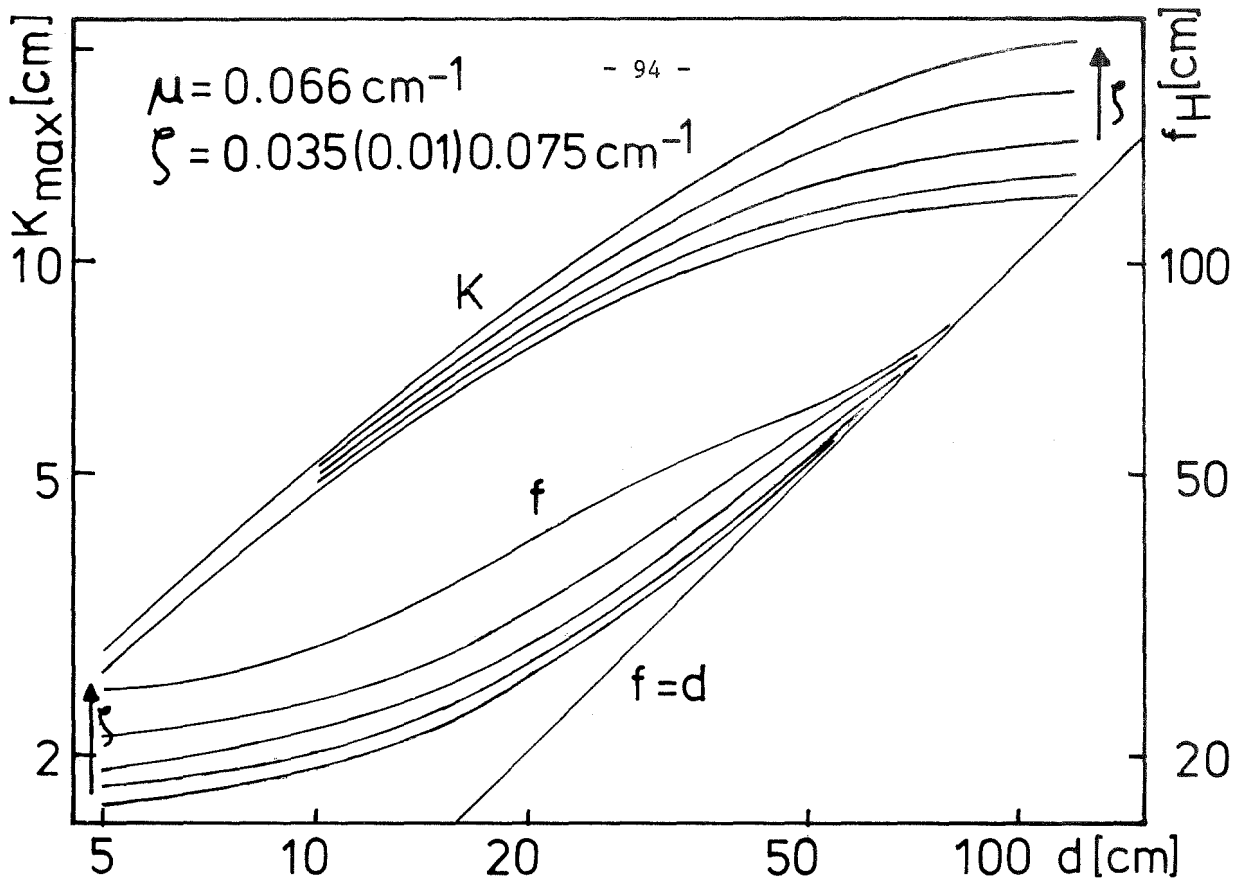


Fig. 19 K_{max} und Halbwertsbreite f_H des Gammastrahlens einer Schicht mit der Dicke d für NCA. ζ wächst von 0.035 auf 0.075 cm^{-1} in Schritten von 0.01 cm^{-1} , die Pfeile zeigen die Richtung des Anwachsens von ζ .

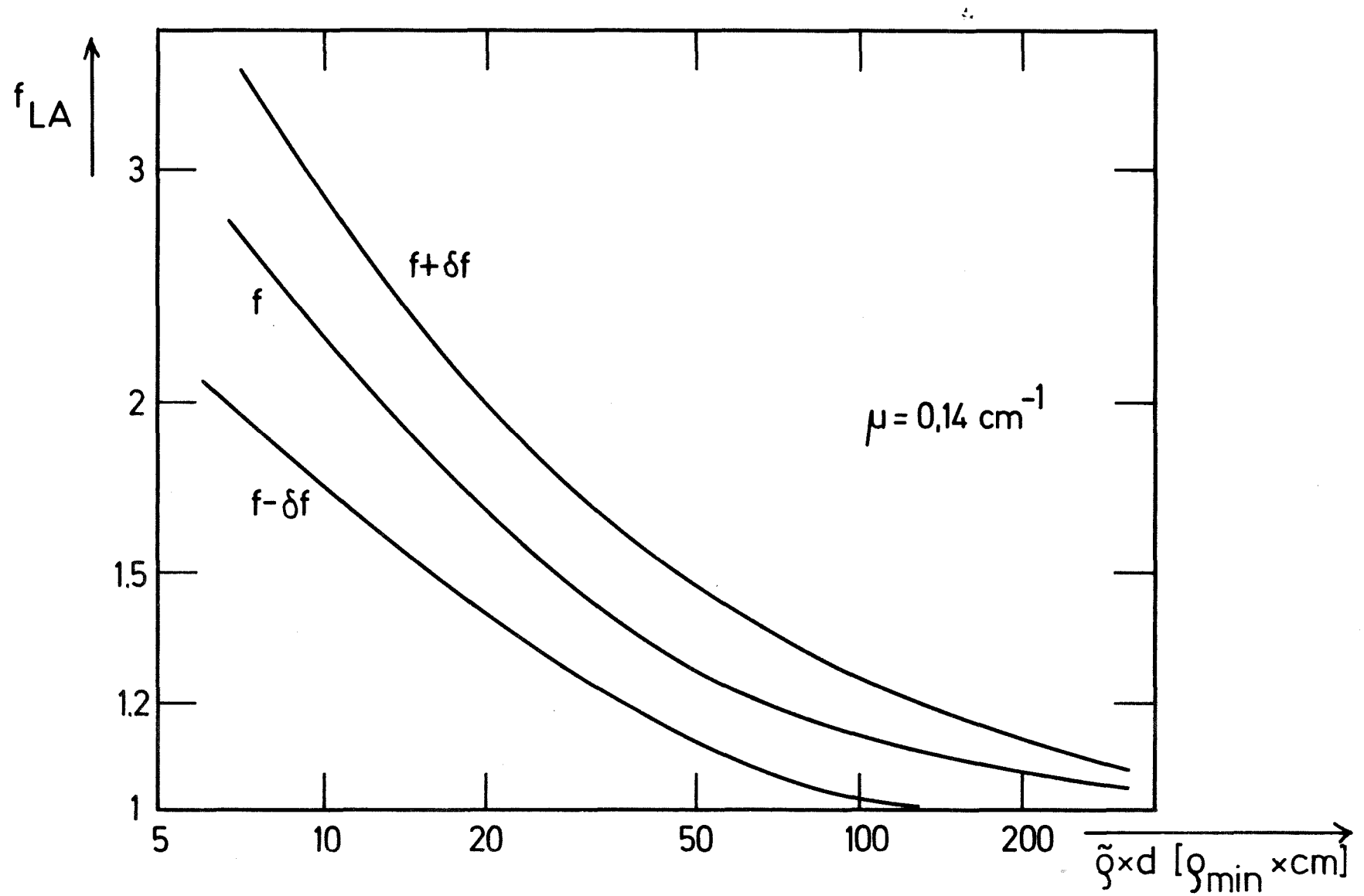


Fig. 20 Korrekturfaktor f_{LA} für das Integral des Gammaprofils einer Schicht bei schlechter Peakstatistik, NAA, und dessen statistischer Fehler

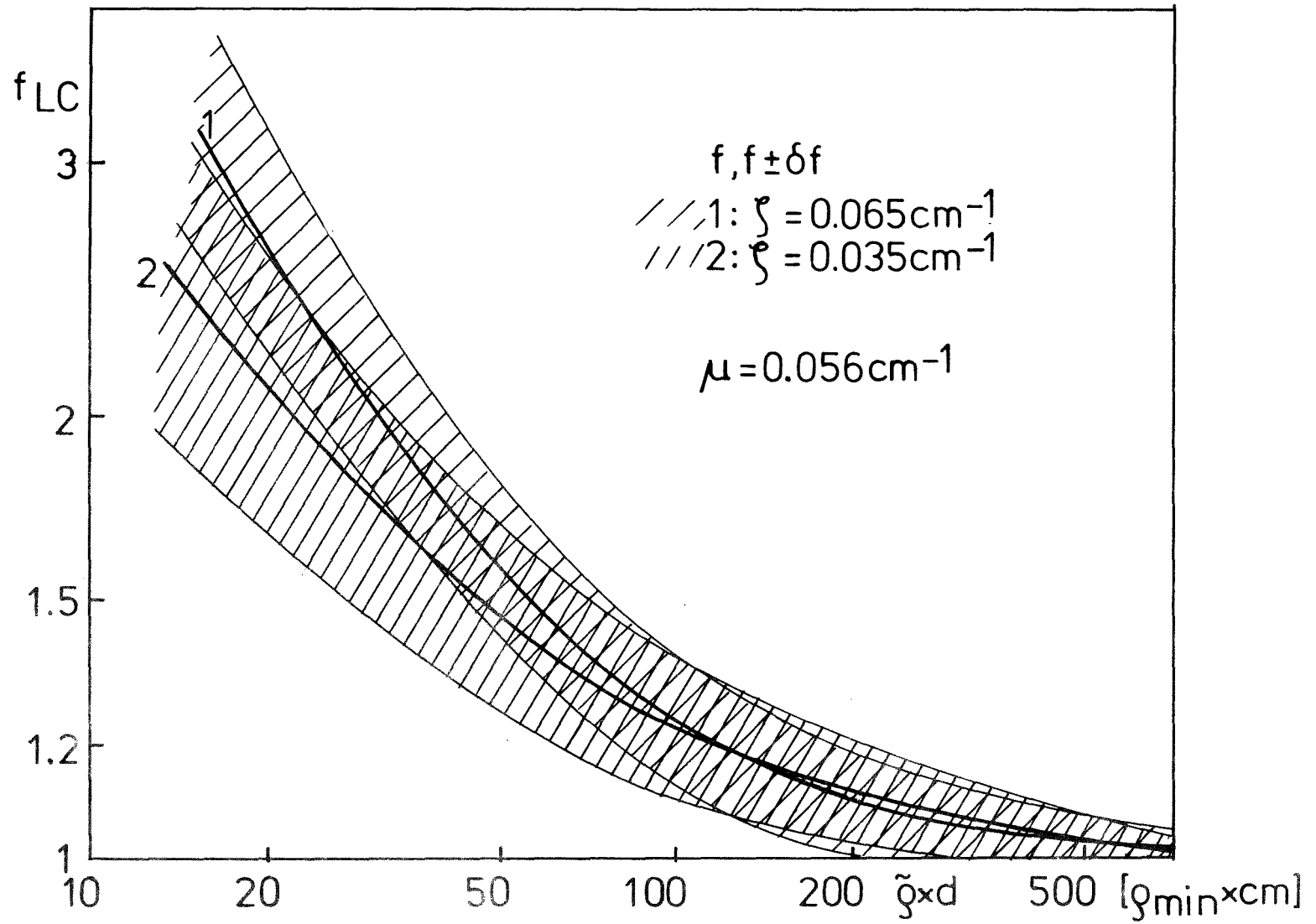
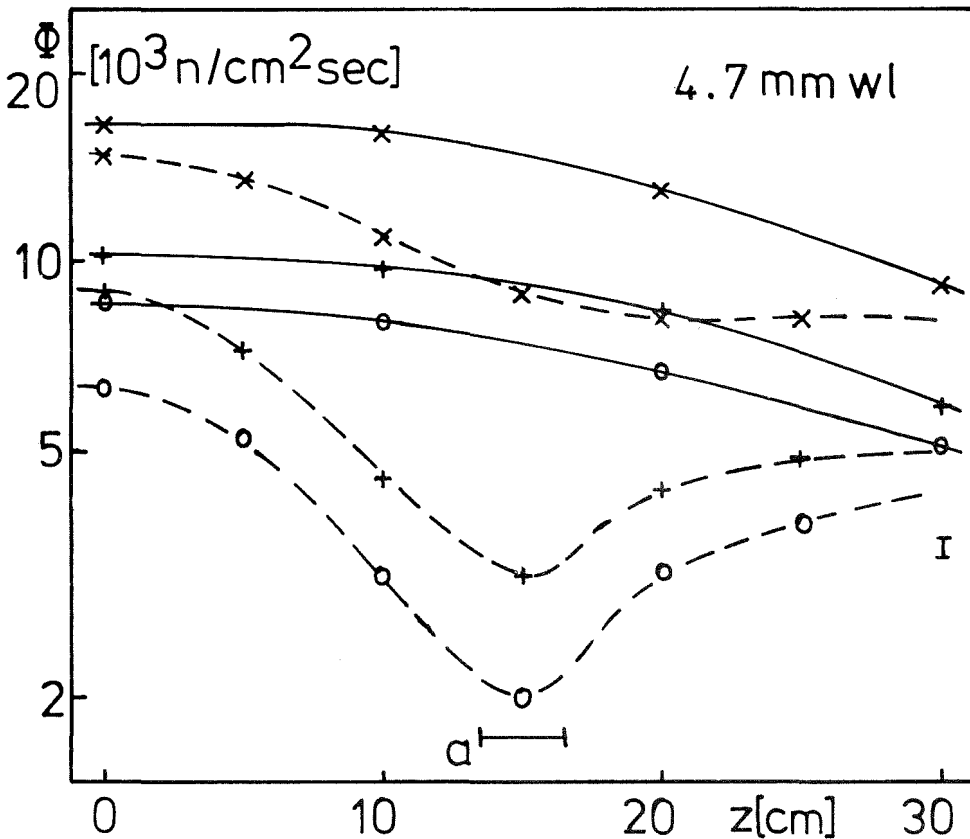
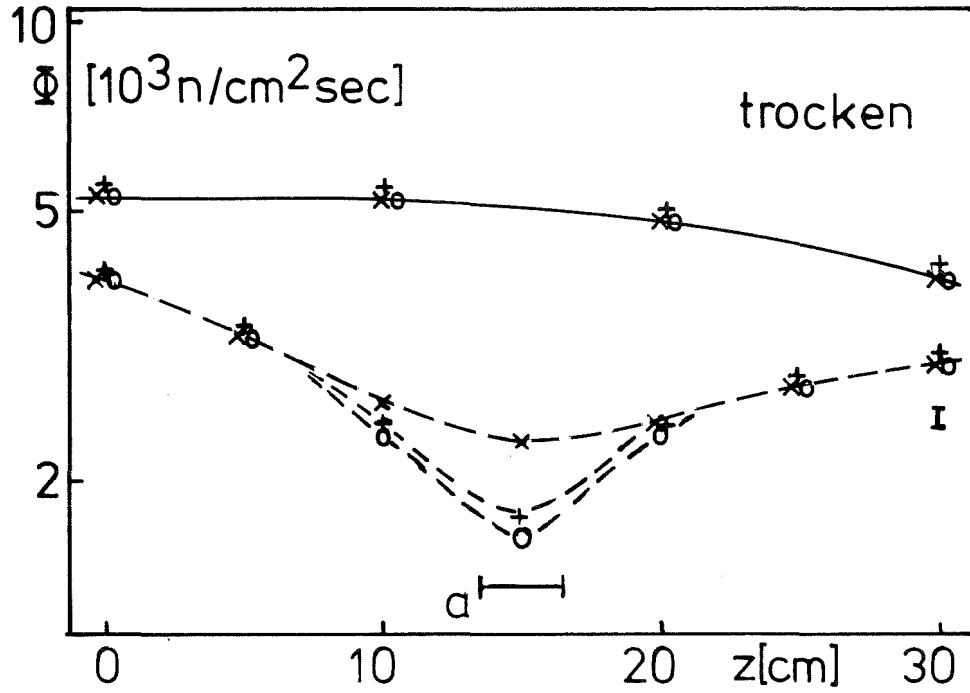


Fig. 21 Korrekturfaktor f_{LC} für das Integral des Gammaprofils einer Schicht bei schlechter Peakstatistik, NCA, und dessen statistischer Fehler



- | | |
|---------------------------------|-----------|
| ———— hom. | x r = 1.4 |
| - - - - - 1 mm Cd bei z = 15 cm | + r = 8 |
| a = empf. Länge des ZR | o r = 15 |

Fig. 22 Flußstörung durch eine Cd-Schicht, trockenes Bohrloch und Bohrloch mit 4.7 mm Wasserspalt