

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

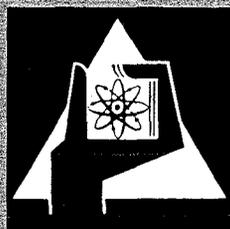
September 1970

KFK 1355

Abteilung Reaktorbetrieb und Technik

Ein schneller Detektor zur Aufnahme thermischer Neutronen-
flußdichteprofile in den Isotopenkanälen des FR 2

H. Schülken



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

September 1970

KFK 1355

Abteilung Reaktorbetrieb und Technik

Ein schneller Detektor zur Aufnahme thermischer Neutronenflußdichteprofile in den Isotopenkanälen des FR2^{*}

H. Schülken

^{*}Vorgelegt zur 28. Sitzung der Euratomarbeitsgruppe
Reaktordosimetrie in Jülich am 30.9.1970

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H., KARLSRUHE

Zusammenfassung

Es wird ein direktanzeigendes Meßverfahren zur Aufnahme von Neutronenflußdichteprofilen entlang der FR2-Isotopenkanäle beschrieben. Als Meßsonde dient ein von der Firma AB Atomenergi hergestellter Neutronen-Compton-Detektor mit Kobaltemitter. Die praktische Einstellzeitkonstante des Meßkreises beträgt $\tau_e < 0,7$ sec. Ein Profil über eine Corehöhe von 2,5 m kann in 6 Minuten aufgenommen werden. Die Neutronenempfindlichkeit des Detektors wird durch Eichmessungen mit Kobaltaktivierungssonden ermittelt. Sie stimmt befriedigend mit den Ergebnissen einer theoretischen Abschätzung überein. Der Anteil der Core-Gammastrahlung am Meßsignal beträgt im FR2 ca. 1,4 %.

Abstract

A directly indicating method of measurement is described for scanning neutron flux density profiles along the FR2 isotope channels. The measurement probe used was a neutron Compton detector with a cobalt emitter manufactured by AB Atomenergi. The practical transient time constant of the measuring circuit is $\tau_e < 0,7$ sec. Profile scannings over a height of 2,5 m are possible in 6 minutes. The neutron sensitivity of the detector is determined by calibration measurements with cobalt activation probes. This sensitivity corresponds fairly well with the result of theoretical treatments. The fraction of core gamma radiation in the measured signal is some 1.4 % in FR2.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Wirkungsweise des Neutronen-Compton-Detektors
 - 2.1. Meßprinzip
 - 2.2. Emittermaterialien
 - 2.3. Kompensation
3. Aufbau der Meßeinrichtung
 - 3.1. Der Detektor
 - 3.2. Der Isotopenkanaleinsatz
 - 3.3. Die Geräte
 - 3.3.1. Die Elektronik
 - 3.3.2. Das Hubwerk
4. Eichung des Detektors
 - 4.1. Berechnung der Neutronenempfindlichkeit des Detektors
 - 4.2. Experimentelle Bestimmung der Neutronenempfindlichkeit des Detektors
 - 4.2.1. Flußmessung mit Kobaltaktivierungs sond en
 - 4.2.2. Aufnahme der Stromprofile
 - 4.2.3. Geräteeinstellung für flußnormierte Anzeige
 - 4.3. Empfindlichkeit des Detektors gegenüber externer Gammastrahlung
 - 4.4. Ermittlung der Einstellzeitkonstante
5. Einige kontinuierlich aufgenommene Neutronenflußdichteprofile
6. Literaturangaben

1. Einleitung

Für routinemäßig durchzuführende Neutronenflußdichtemessungen sind Verfahren erwünscht, die unter Umgehung einer zeitlich und apparativ aufwendigen Präparation, Handhabung und Auswertung von Aktivierungs sondens innerhalb kurzer Zeit die benötigten Daten liefern.

Ein Betastrom-Detektor (Hilborn-Detektor 1)), der kontinuierlich durch das Reaktorcore gezogen wird, erfüllt weitgehend die obengenannten Forderungen. Allerdings ist wegen der relativ großen Zeitkonstanten dieser Detektortypen noch eine Meßdauer von 14 h erforderlich, wenn bei automatischen Flußprofilaufnahmen in Isotopenkanälen des FR2 der Fehler $\pm 3\%$ nicht überschreiten soll.

Im folgenden ist ein Detektor beschrieben, der ähnlich aufgebaut ist wie die Betastrom-Detektoren, aber aufgrund eines anderen Produktionsmechanismus' von Ladungsträgern eine wesentlich kleinere Zeitkonstante hat, so daß sich die Meßdauer für ein kontinuierlich aufgenommenes Profil auf wenige Minuten verkürzt. Detektoren dieser Art gehören in die Gruppe der von B. Gross in 2), 3), 4) und 5) behandelten Compton-Detektoren und sollen hier als Neutronen-Compton-Detektoren bezeichnet werden 11), 12).

2. Wirkungsweise des Neutronen-Compton-Detektors

2.1 Meßprinzip (Abb. 1)

Ein isoliert in einem Metallröhrchen (Anode) von wenigen Millimetern Durchmesser (3-5 mm) untergebrachter elektrisch leitender Stoff (Emitter) mit hinreichend großem Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen (10-100 b) emittiert bei Neutronenbestrahlung energiereiche Einfang-Gammaquanten. Diese Gammastrahlung durchsetzt isotrop Emitter und Isolator und erzeugt auf ihrem Weg Compton-Elektronen, die bevorzugt in Richtung der Gammaquanten, also zur Anode gestreut werden. Es findet damit ein Transport von Ladungsträgern (Elektronen)

vom Emitter zur Anode statt. Die sich aufbauende Potentialdifferenz zwischen positivem Emitter und negativer Anode treibt einen Strom durch ein Anzeigeinstrument im äußeren Stromkreis, dessen Ausschlag dem thermischen Neutronenfluß am Ort des Detektors proportional ist.

2.2 Emittermaterialien

Der Emitter muß neben guter elektrischer Leitfähigkeit einen hinreichend großen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen haben. Bei der Wahl des Einfangquerschnittes ist ein Kompromiß zwischen dem Wunsch nach großer Detektorempfindlichkeit und kleinem Emitterabbrand zu suchen.

Der Neutroneneinfang darf nur auf sehr langlebige oder inaktive Tochterisotope führen und mit einer hohen Ausbeute an energiereichen Einfang-Gammaquanten verbunden sein.

Für Detektoren, die bei hohen Neutronenflüssen oder hohen Umgebungstemperaturen eingesetzt werden, sind Emitter mit hohem Schmelzpunkt vorzusehen.

In der Tabelle 1 sind für die Emittermaterialien Eisen, Kobalt, Cadmium und Nickel die hier interessierenden Daten zusammengestellt.

Detektoren mit Kobalt- und Cadmiumemitter werden u.a. von den Firmen Reuter Stokes, Sodern und AB Atomenergi (Schweden) hergestellt.

2.3 Kompensation

Durch Aktivierung und Comptonstreuung entsteht entlang der im Strahlenfeld liegenden Zuleitung zum Detektor ein parasitärer Strom, der sich dem Meßsignal überlagert. Dieser Effekt wird durch gleichzeitiges Bestrahlen einer Kompensationsleitung erfaßt, die aus einer demselben Fluß ausgesetzten zweiten Leitung oder besser noch aus dem zweiten freie endenden Draht in einem Doppelleiter (Abb. 1) bestehen kann. Das Signal der Kompensationsleitung wird in einem Differenzverstärker vom Signal der Meßleitung subtrahiert.

3. Aufbau der Meßeinrichtung

Die Meßeinrichtung zur Aufnahme von Flußprofilen besteht aus dem Neutronen-Compton-Detektor, einem Isotopenkanaleinsatz zur Führung und zum Transport des Detektors, den elektronischen Meß- und Registriergeräten und einem Hubwerk.

3.1 Der Detektor

Der Detektor wurde von AB Atomenergi, Studsvik, Schweden, hergestellt und von der Firma Herfurth, Hamburg, geliefert. Sein Aufbau geht aus Abb. 1 hervor.

Der Emitter besteht aus Kobaltdraht von 2 mm Durchmesser und 210 mm Länge. Ein Inconel-Röhrchen mit 3,5 mm Außendurchmesser bildet die Anode. Als Isolator wurde Al_2O_3 gewählt. Die Zuleitung besteht aus einem kompensierten Mantelleiter (Inconel) von 5750 mm Länge. Die Verbindung zu den Meßgeräten wird über zweipolige Lemo-Stecker der Größe 0 hergestellt.

Die Gesamtlänge des Detektors einschließlich Stecker beträgt ca. 6000 mm.

3.2 Der Isotopenkanaleinsatz

Der Isotopenkanaleinsatz nach Abb. 2 erlaubt ein Verschieben des Detektors entlang der Isotopenkanalachse. In der Ruhelage sitzt der Stecker (Teil 3) des Detektors auf dem Stahlstopfen (Teil 1) auf, so daß sich der Detektor (Teil 4) dicht über dem Boden des Führungsrohres befindet. Nach Einbau des kompletten Einsatzes in einen Isotopenkanal mit Hilfe der Brennelementwechselmaschine wird der Greifpilz (Teil 2) abgeschraubt und der Detektor an die Zuleitungen zu den Meßgeräten und an das Hubwerk angeschlossen.

3.3 Die Geräte

3.3.1 Die Elektronik (Abb. 3a)

Die Signale der Meß- und Kompensationsleitung werden auf je einen Eingang eines Differenzverstärkers gegeben.

Dieser Verstärker ist ein entsprechend geschalteter Operationsverstärker der Fa. Keithley (Modell 301), der durch Umschaltung externer Widerstände in 8 Strombereichen zwischen 10^{-3} A und 10^{-10} A betrieben werden kann.

An einem 10-Gang-Potentiometer R_a im Ausgang des Differenzverstärkers wird ein Teil der Ausgangsspannung U_a ($U_a = 10$ V bei Vollaussteuerung) abgegriffen und auf den Y-Kanal eines X-Y-Kompensographen der Firma Philips gegeben.

Der X-Kanal dieses Kompensographen erhält von einem Potentiometer, das mit der Hubwerkswelle gekoppelt ist, eine Rampe Spannung, die der Eintauchtiefe des Detektors ins Core proportional ist.

3.3.2 Das Hubwerk (Abb. 3b)

Zum Heben und Senken des Detektors entlang der Isotopenkanalachse dient ein elektrisch angetriebenes Hubwerk auf einem 3 m hohen fahrbaren Gestell. Abb. 3b zeigt schematisch den Aufbau und die Steuerung.

Das Hubwerk besteht im wesentlichen aus einem motorgetriebenen Differential-Null-Getriebe mit Abgangsdrehzahlen zwischen -100min^{-1} und $+600\text{min}^{-1}$ für beide Motordrehrichtungen und einem nachgeschalteten 1:384 untersetzten Stirnradgetriebe. Eine 8 mm-Rollenkette, die gegen Ab- und Überspringen gesichert auf einem Zahnkranz der Abtriebswelle liegt, wird an einem Ende mit dem jeweils benutzten Detektor verbunden. Auf diese Weise können Hub- und Senkgeschwindigkeiten zwischen 1 mm/min und 400 mm/min stufenlos eingestellt werden.

Als Geschwindigkeitsanzeige dient ein entsprechend geeichtes Drehspulinstrument, das von einem Tachogenerator am Abgang des Differential-Null-Getriebes beaufschlagt wird. Es sei hier darauf hingewiesen, daß die in den Diagrammen angegebene Hubgeschwindigkeit nicht durch Detektoreigenschaften, sondern durch Erreichen der oberen Drehzahlgrenze

des Hubwerks bestimmt ist. Die Aufnahme eines Neutronenflußdichteprofiles mit dieser Geschwindigkeit dauert ca. 6 Minuten.

4. Eichung des Detektors

4.1 Berechnung der Neutronenempfindlichkeit des Detektors (siehe Anhang)

Eine mathematische Behandlung der Vorgänge im Neutronen-Compton-Detektor ergibt unter vereinfachenden Annahmen für die Neutronenempfindlichkeit:

$$(1) \quad \mathcal{E}_{\text{theor}} = I/\phi_{\text{th}} = (d^2 \cdot \pi/4) \cdot l \cdot \Sigma \cdot G_{\text{th}} \cdot e \cdot \sum_{i=1}^m h_{\gamma_i} \cdot \mu_i \cdot R_{\beta_i} \cdot \cos \beta_i$$

Darin bedeuten:

i = Energieintervall der Einfang- γ 's

I = Detektorstrom [A]

ϕ_{th} = thermische Neutronenflußdichte [$\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$]

d = Emitterdurchmesser [cm]

l = Emitterlänge [cm]

Σ = (n- γ)-Wirkungsquerschnitt des Emitters [cm^{-1}]

G_{th} = thermischer Abschirmfaktor

e = Elementarladung

h_{γ_i} = Wahrscheinlichkeit der Entstehung eines γ -Quants im Energieintervall i beim Einfang eines Neutrons im Emitter

μ_i = totaler Comptonkoeffizient für γ -Quanten im Energieintervall i [cm^2/g]

R_{β_i} = effektive mittlere Reichweite der Compton-Elektronen für γ -Quanten im Energieintervall i

β_i = Streuwinkel der Compton-Elektronen aus der Einfallsrichtung der γ -Quanten mit der Energie im Intervall i .

Mit den Zahlenwerten für

$$\begin{aligned}d &= 0,2 \text{ cm} \\l &= 21 \text{ cm} \\ \Sigma &= 3,46 \text{ cm} \\e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \\G_{th} &= 0,675 \text{ (Ermittlung nach 8)}\end{aligned}$$

wird die Detektorempfindlichkeit

$$(2) \quad \epsilon_{theor} = 2,46 \cdot 10^{-19} \cdot \sum_{i=1}^m h_{\gamma_i} \cdot \mu_i \cdot R_{\beta_i} \cdot \cos \beta_i \left[\text{A/cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \right]$$

Mit den Werten der Tabelle 2, in der die indizierten Größen der Gleichung (2) für 5 Energien eingetragen sind, ergibt sich die berechnete Neutronenempfindlichkeit des Detektors zu

$$(3) \quad \underline{\epsilon_{theor}} = 2,46 \cdot 10^{-19} \cdot 2,347 \cdot 10^{-2} = \underline{5,77 \cdot 10^{-21} \text{ A/n/cm}^2 \text{sec}}$$

4.2 Experimentelle Bestimmung der Detektorempfindlichkeit

Die experimentelle Bestimmung der Detektorempfindlichkeit erfolgte über eine punktweise Aufnahme des Neutronenflußdichteprofiles mit Kobaltsonden in den Isotopenkanälen, in denen vorher bzw. nachher mit vorgegebener Geräteeinstellung die Stromprofile des Neutronendetektors aufgezeichnet wurden.

4.2.1 Flußdichtemessung mit Kobaltsonden

Die Kobaltsonden hatten die Form kleiner Zylinder mit 1 mm Durchmesser und 1 mm Länge. Ihre Gewichte sind in Tabelle 3 angegeben.

Die Sonden waren im Abstand von 160 mm in einem Kapselträgerrohr entlang der Isotopenkanalachsen 41/05 und 45/15 angeordnet. Sie wurden etwa 1 h lang bei 44 MW Reaktorleistung aktiviert.

Die Aktivitätsbestimmung erfolgte in einer geeichten Ionisationskammer. Die Ergebnisse sind mit den daraus berechneten thermischen Flüssen in Tabelle 3 aufgeführt.

In der Abbildung 5 sind die nach Tabelle 3 ermittelten Flußdichteprofile graphisch dargestellt.

4.2.2 Aufnahme der Stromprofile

Die Abbildung 6 zeigt die mit dem Kobaltdetektor aufgenommenen Stromprofile für die beiden Isotopenkanäle.

Aus den Abbildungen 5 und 6 ergibt sich für die gewählte Geräteeinstellung für die Stromprofile I^* [Skalenteile] des Co-Detektors ein Umrechnungsfaktor

$$(4) \quad M = \frac{\phi_{th}}{I^*} = 1,15 \cdot 10^{12} \frac{n/cm^2 sec}{\text{Skalenteil}}$$

Die mit diesem Faktor ermittelten Flußwerte sind neben den Sondenwerten in Abb. 5 eingetragen.

Unter Berücksichtigung der Geräteeinstellung ergibt sich die aus diesen Messungen abgeleitete Detektorempfindlichkeit zu

$$\underline{\epsilon_{gem.} = 6,21 \cdot 10^{-21} \text{ A/n/cm}^2 \text{ sec}}$$

Die Abweichung der in Abschnitt 4.1 berechneten Detektorempfindlichkeit $\epsilon_{theor.} = 5,77 \cdot 10^{-21} \text{ A/cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ beträgt -7,1 % dieses durch Messung bestimmten Wertes.

4.2.3 Geräteeinstellung für flußnormierte Anzeige

Damit die Stromanzeige des Kompensographen bis auf Zehnerpotenzen zahlenmäßig mit der Neutronenflußdichte übereinstimmt, müssen wir an einer Stelle im Meßkreis eine entsprechende Signalveränderung vornehmen. Dazu wird der Abgriff R_a^* am Verstärkerausgang (Abb. 3a) so eingestellt,

daß der Vollausschlag des Kompensographen (= 100 Skt) einer thermischen Neutronenflußdichte von 10^{14} Neutronen/cm²sec am Ort des Detektors entspricht.

4.3 Empfindlichkeit des Detektors gegenüber externer Gammastrahlung

Die Empfindlichkeit des jungfräulichen Kobalt-Detektors gegenüber externer Gammastrahlung wurde in einer Gamma-Bestrahlungseinrichtung bei Dosisleistungen zwischen $5 \cdot 10^4$ R/h und $1,4 \cdot 10^5$ R/h ermittelt.

Die Gamma-Dosisleistung wurde mit einer geeichten Ionisationskammer bestimmt.

In der Tabelle 4 sind für verschiedene Dosisleistungen die Ströme der Meß- und Kompensationsleitung aufgeführt.

Die mittlere Gamma-Empfindlichkeit ϵ_γ beträgt danach:

$$\underline{\epsilon_\gamma = 6,97 \cdot 10^{-17} \text{ A/R/h}}$$

Im FR2 ist eine thermische Neutronenflußdichte von $\phi_{th} = 10^{14}$ n/cm²sec von einer Gamma-Dosisleistung von $D_\gamma = 1,2 \cdot 10^8$ R/h begleitet. Mit diesen Werten erhalten wir nach

$$(5) \quad I_\gamma/I = D_\gamma(\phi_{th}) \cdot \epsilon_\gamma / (\phi_{th} \cdot \epsilon_{gem})$$

ein Verhältnis von Gamma- zu Neutronensignal bei Messungen im Reaktor von

$$\frac{I_\gamma}{I} = 1,4 \%$$

Da eine externe Gammastrahlung einen Nettoelektronenstrom von der Anode in Richtung Emitter zur Folge hat, ist die Polarität des Gammasignals dem des Neutronensignals entgegengesetzt. Die Gammastrahlung verringert also den durch Neutronen erzeugten Detektorstrom.

4.5 Ermittlung der Einstellzeitkonstanten

Theoretisch erhält man aufgrund der Lebensdauer der angeregten Co 60-Zwischenkerne für die Emission von Einfang-Gammaquanten eine Zeitkonstante in der Größenordnung von $\tau_{th} = 10^{-14}$ sec.

Zur Ermittlung der praktischen Einstellzeitkonstanten des Detektors einschließlich der nachgeschalteten Elektronik wurde der Detektor von Hand aus der tiefsten Position im Core ins Flußdichtemaximum gezogen. Zur Registrierung wurde anstelle des Philips-Kompensographen ein Servogor-Kompensograph benutzt.

Den Stromanstieg über der Zeit gibt Abb. 7 wieder.

Wenn wir zunächst annehmen, daß bei diesem Versuch die Neutronenflußdichteänderung über der Zeit eine Sprungfunktion darstellt, so erhalten wir eine Zeitkonstante von

$$\tau_e^* = 0,7 \text{ sec.}$$

Berücksichtigt man aber, daß das Ziehen des Detektors mindestens 1 sec in Anspruch nimmt, so kann man auf eine Zeitkonstante von

$$\underline{\tau_e < 0,7 \text{ sec}}$$

schließen.

5. Einige Meßergebnisse

In den Abbildungen 8 und 9 sind die bei 44 MW Reaktorleistung mit dem geeichten Detektor aufgenommenen Neutronenflußdichteprofile der Isotopenkanäle 41/05 und 45/15 wiedergegeben.

Die reine Meßzeit je Profil betrug - gegeben durch die maximal erreichbare Geschwindigkeit des Hubwerks - $t_M = 6,25$ min.

Unter Berücksichtigung aller Nebenzeiten können mit dem beschriebenen Meßeinsatz je Stunde die Neutronenflußdichteprofile in zwei bis drei Isotopenkanälen aufgenommen werden.

6. Literaturangaben

- 1) Hilborn, Self-powered neutron detectors for flux monitoring, Nucleonics, Vol. 22, No. 2, p. 69 (1964)
- 2) B.Gross, The Compton Current
Zeitschrift für Physik 155, S. 479 (1959)
- 3) B.Gross, Compton Dosimeter for Measurement of Penetrating X-Rays and Gamma-Rays
(Rad. Research 15, 117-130 (1961)
- 4) B.Gross, Currents of Gammas Make Detectors and
P.V.Murphy Batteries, Nucleonics, Vol. 19, No. 3,
p. 86-89, March 1961
- 5) B.Gross Gamma Radiation Induced Currents in Teflon
Nukleonik, 6. Bd., 1. Hft., S. 20 (1964)
- 6) Hine, Radiation Dosimetry, Academic Press Inc.
Brownell (1956) p. 160
- 7) G.Hertz, Lehrbuch der Kernphysik, B.G.Teubner Ver-
lagsgesellschaft, Leipzig (1958)
- 8) Gilat, Self-Shielding in Activation Analysis
Gurfinkel Nucleonics, Vol. 21, No. 8, p. 143, Aug. 1963
- 9) ANL 5800, Reactor Physic Constants, Second Edition,
United States Atomic Energy Commission
- 10) Kaplan, Nuclear Physics, p. 409, Addison-Wesley
Publishing Company, Cambridge, Massachusetts
(1956)
- 11) G.Knill Continuos in-pile monitoring of thermal
neutron flux intensity using activation
detectors, IEE Conferenc Publication No. 47,
p. 77-83 (1968)
- 12) I.A.Sovka, Response of cobalt neutron flux detectors,
AECL 3368 (1969)

Anhang

Berechnung der Neutronenempfindlichkeit des Neutronen-
Compton-Detektors mit Kobaltemitter

Ein thermischer Neutronenfluß ϕ_{th} führt im Emitter mit der Länge l , dem Durchmesser d und einem $(n-\gamma)$ -Wirkungsquerschnitt Σ unter Berücksichtigung eines thermischen Abschirmfaktors G_{th} zu p $(n-\gamma)$ -Prozessen.

$$(1) \quad p = (d^2 \cdot \pi / 4) \cdot l \cdot \phi_{th} \cdot \Sigma \cdot G_{th} \quad [1/\text{sec}]$$

Teilen wir das Spektrum der emittierten Einfang-Gammastrahlung in m Energieintervalle ein, so werden im Energieintervall i mit der mittleren Energie \overline{E}_{γ_i} n_{γ_i} Gammaquanten erzeugt.

$$(2) \quad n_{\gamma_i} = p \cdot h_{\gamma_i}$$

h_{γ_i} = Wahrscheinlichkeit der Entstehung eines Gammaquants im Energieintervall i beim Einfang eines Neutrons im Emitter.

Die Summe aller freigesetzten γ -Quanten ist dann:

$$(3) \quad n_{\gamma} = p \cdot \sum_{i=1}^m h_{\gamma_i} \quad [1/\text{sec}]$$

Auf dem Weg durch den Emitter erzeugen sie eine zunehmende Zahl von Compton-Elektronen bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist (Elektronenabsorption = Elektronenproduktion). Dann bleibt der Elektronenfluß dem erzeugenden Gammafluß proportional und nimmt ab, wenn Gammastrahlung absorbiert wird.

Eine Abschätzung zeigt, daß der tatsächlich den Emitter verlassende Elektronenstrom weniger als 1 % vom Gleichgewichtselektronenstrom abweicht. Wir nehmen daher an, daß bereits an der Emitteroberfläche Elektronengleichgewicht herrscht (siehe auch 6)).

Entsprechend den unterschiedlichen mittleren Gammaenergien \overline{E}_{γ_i} verlassen die Elektronen den Emitter mit unterschiedlichen mittleren Energien \overline{E}_{β_i}

$$(4) \quad \overline{E}_{\beta_i} = \overline{E}_{\gamma_i} \cdot (\sigma_{a_i} / \sigma_i)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{a_i} &= \text{Compton-Energieabsorptionsquerschnitt bei } \overline{E}_{\gamma_i} \text{ [cm}^2\text{/Elektron]} \\ \sigma_i &= \text{totaler Comptonquerschnitt bei } \overline{E}_{\gamma_i} \text{ [cm}^2\text{/Elektron]} \end{aligned} \right\} 10)$$

Die Elektronen haben z.T. nicht genügend Energie, um den Isolator zu durchdringen. Herrscht jedoch im Isolator Elektronengleichgewicht, so entsteht für jedes abgebremste und absorbierte Elektron ein neues, so daß sich keine negative Raumladung aufbaut, die den Elektronenstrom reduzieren könnte. Das gilt zumindest für dünne Isolatorschichten (in unserem Fall etwa 0,5 mm), in denen eine Schwächung der Gammastrahlung vernachlässigbar ist.

Im Mittel trägt nach Abb. 4 jedes Elektron, das im Isolator erzeugt oder abgebremst wird, zur angezeigten Ladung q mit dem Bruchteil a/S bei: $q = e \cdot a/S$ oder

$$(5) \quad q_i = e \cdot \overline{R}_{\beta_i} \cdot \cos \beta_i \cdot \cos \alpha / S \text{ [A} \cdot \text{sec]}$$

e = Elementarladung

S = Elektrodenabstand

α = Einfallswinkel der γ -Quanten zur Elektrodennormalen

β_i = Streuwinkel der Comptonelektronen mit der Energie \overline{E}_{β_i} bezogen auf die Einfallsrichtung der Gammaquanten mit der Energie E_{γ_i}

\overline{R}_{β_i} = mittlere Reichweite der Comptonelektronen der Energie \overline{E}_{β_i} .

Wenn pro Zeit- und Wegeinheit n_{e_i} Compton-Elektronen im Isolator gebildet und absorbiert werden, dann ergibt das für die Einfallrichtung α der Gammastrahlung i N_{α_i} Elektronen

$$(6) \quad N_{\alpha_i} = n_{e_i} \cdot S / \cos \alpha \text{ [Elektronen/sec]}$$

Die Elektronenproduktion n_{e_i} durch Gammaquanten mit der Energie $\overline{E_{\gamma_i}}$ lässt sich schreiben:

$$(7) \quad n_{e_i} = \mu_i \cdot n_{\gamma_i}$$

μ_i = totaler Comptonkoeffizient für die γ -Energie E_{γ_i} .

Der Strom, der durch Gammaquanten der Energie $\overline{E_{\gamma_i}}$ im Isolator erzeugt wird, ist

$$(8) \quad I_i = N_{\alpha_i} \cdot q_i \text{ [A]}$$

Daraus wird mit den Gleichungen (5) bis (7)

$$(9) \quad I_i = e \cdot \overline{R_{\beta_i}} \cdot \cos_{\beta_i} \cdot n_{\gamma_i} \cdot \mu_i$$

Die Gleichung (9) zeigt, daß der Strom bei dünnen Schichten weder von der Isolatorstärke noch von der Richtung der Einfang-Gammastrahlung abhängig ist.

Der totale Comptonkoeffizient μ_i für einen Isolator aus Al_2O_3 läßt sich berechnen nach

$$(10) \quad \mu_i = \frac{N_L(2 \cdot Z_{\text{Al}} + 3 \cdot Z_{\text{O}})}{M_{\text{Al}_2\text{O}_3}} \cdot \sigma_i = 2,95 \cdot 10^{23} \cdot \sigma_i \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]$$

Nach 7) ist die extrapolierte Reichweite R_{β} von β -Teilchen eine Funktion ihrer kinetischen Energie E_{β}

$$(11) \quad R_{\beta} = 0,526 \cdot E_{\beta} - 0,094 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \text{ für } E_{\beta} > 0,6 \text{ MeV}$$

Gross begründet in 3) die Einführung einer effektiven Reichweite $\overline{R_{\beta}}$, die er mit

$$(12) \quad \overline{R_{\beta}} = \frac{2}{3} R_{\beta}$$

angibt. Damit wird die effektive mittlere Reichweite in Gl. (9):

$$(13) \quad \overline{R_{\beta_i}} = \frac{2}{3} (0,526 E_{\beta_i} - 0,094) \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$$

Der Streuwinkel β_i der Compton-Elektronen mit der Energie $\overline{E_{\beta_i}}$ läßt sich nach den bekannten Gleichungen für die Comptonstreuung berechnen. Danach wird $\cos \beta_i$ in Gl. (9):

$$(14) \quad \cos \beta_i = (1 + \alpha^2) / (\alpha^2 + 2\alpha \cdot \overline{E_{\gamma_i}} / \overline{E_{\beta_i}}) \quad \text{nach 3)}$$

$$\alpha = \overline{E_{\gamma_i}} [\text{MeV}] / 0,511 \text{ MeV}$$

Mit den Gleichungen (1), (3) und (9) wird die Empfindlichkeit ϵ_t des Detektors

$$(15) \quad \epsilon_t = \left(\sum_{i=1}^m I_i \right) / \phi_{\text{th}} = (d^2 \cdot \pi / 4) \cdot l \cdot \Sigma \cdot G_{\text{th}} \cdot e \cdot \sum_{i=1}^m h_{\gamma_i} \cdot \mu_i \cdot \overline{R_{\beta_i}} \cdot \cos \beta_i$$

und mit den Zahlenwerten:

$$d = 0,2 \text{ cm}$$

$$l = 21 \text{ cm}$$

$$\Sigma = 3,46 \text{ cm}^{-1}$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

$$G_{\text{th}} = 0,675 \text{ (Ermittlung nach 8)}$$

$$(16) \quad \epsilon_t = 2,46 \cdot 10^{-19} \cdot \sum_{i=1}^m h_{\gamma_i} \cdot \mu_i \cdot \overline{R_{\beta_i}} \cdot \cos \beta_i$$

In Anlehnung an 9) wurde das Einfang-Gammaspektrum zwischen 1 MeV und 7,5 MeV in 5 Energieintervalle aufgeteilt. Die energieabhängigen Faktoren h_{γ_i} , μ_i , $\overline{R_{\beta_i}}$ und $\cos \beta_i$ sind in der Tabelle 2 angegeben. Danach wird die Detektorempfindlichkeit

$$(17) \quad \epsilon_t = 2,46 \cdot 10^{-19} \cdot 2,347 \cdot 10^{-2} = 5,77 \cdot 10^{-21} \frac{\text{A}}{\text{n/cm}^2 \text{ sec}}$$

Tabelle 1

Physikalische Eigenschaften von Emittiermaterialien

Emitter	Fe	Co	Cd	Ni
Isotop	54; 56; 57; 58	59	106; 108; 114; 116	58; 60; 61; 62; 64
Häufigk. [%]	5,8; 92; 2,2; 0,3	100	1,2; 0,9; 29; 7,6	68; 26; 1,2; 3,7; 1,1
σ_{abs} [b]	2,8; 2,7; 2,5; 1,2	37,2	1; 2; 0,4; 0,08	4,4; 2,6; 2,0; 15; 1,5
$\sigma_{\text{abs ges}}$ [b]	2,55	37,2	2450	4,6
Σ [cm ⁻¹]	0,222	3,46	114	0,420
Tochterisotop	55; -; -; 59	60	107; 109; 115; 117 43 d 3,1 h	59; -; -; 63; 65
T _{1/2} Tochter	2,6a; -; -; 45d	10,5 min/5,26a	6,5h; 453d; 53h; 2,5h	10 ⁵ a; -; -; 92a; 2,6h
E _{Einfang-γ} [MeV]	1-2 2-3 3-5 5-7 7-9 9	1-2 2-3 3-5 5-7 7-9 9	1-2 2-3 3-5 5-7 7-9 9	1-2 2-3 3-5 5-7 7-9 9
γ -Ausbeute [%]	60 27 23 25 38 2,1	26 17 42 52 8,5 0	92 96 73 17 1 0,1	40 23 23 34 62 0,8
spez. Gew. [g/cm ³]	7,85	8,9	8,65	8,9
Schmelztemp. [°C]	1530	1490	320,9	1455

Tabelle 2

Zur Berechnung der Detektorempfindlichkeit nach Gleichung (16)

Index des Energiebereichs	Energie d. Einfang-Gammas	mittlere Energie d. E.-Gammas	Gamma-Ausbeute	σ_{a1}/σ_i z.Gl. (4)	$\sigma_i \times 10^{25}$ z.Gl. (10)	Compton-querschn. n.Gl. (10)	Energie d. Compton-E. n.Gl. (4)	Reichw.d. Compton-E. n.Gl. (13)	Winkelstr. Compton-E. n.Gl. (14)	$h_{\gamma_i} \cdot \overline{R_{\beta_i}}$ $\mu_i \cdot \cos \beta_i$ n.Gl. (16)
i	E_{γ_i} [MeV]	E_{γ_i} [MeV]	h_{γ_i} [%]	[-]	$\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{Elektron}} \right]$	μ_i [cm^2/g]	E_{β_i} [MeV]	R_{β_i} [MeV]	$\cos \beta_i$ [-]	$\times 10^2$ [-]
1	1-2	1,5	26	0,5	1,72	0,0507	0,75	0,20	0,472	0,124
2	2-3	2,5	17	0,56	1,29	0,0379	1,40	0,429	0,608	0,168
3	3-5	4	42	0,605	0,96	0,0284	2,42	0,785	0,715	0,667
4	5-7	6	52	0,645	0,73	0,0217	3,87	1,296	0,799	1,165
5	7-7,5*	7,25	8,5	0,662	0,66	0,0195	4,81	1,622	0,828	0,223

$2,347 \times 10^{-2}$

$$\sum_{i=1}^5 h_{\gamma_i} \cdot \mu_i \cdot \overline{R_{\beta_i}} \cdot \cos \beta_i = 2,347 \cdot 10^{-2}$$

* $E_{\gamma \text{max}}$

Tabelle 3

Flußmessung mit Kobaltsonden

So.-Nr.	Ionisations- kammerstr.	Sonden- Gewicht	$\varnothing_{th} \cdot G \cdot t_B$ $\times 10^{18}$	Bestrah- lungszeit	therm.N.-Fluß $\varnothing_{th} [cm^{-2} sec^{-1}]$
	I [A] $\times 10^{11}$	G [mg]	[mg/cm ²]	t_B	$\times 10^{-13}$
54- 1	4,05	6,93	0,991	10 ⁴⁶ bis 11 ⁵⁸ 4320 sec	3,32
- 3	6,40	6,93	1,595		5,33
- 5	8,0	6,93	2,01		6,72
- 7	9,0	6,92	2,27		7,6
- 9	9,42	6,92	2,38		7,97
-11	9,35	6,92	2,37		7,92
-13	8,65	6,92	2,18		7,28
-15	8,25	6,92	2,08		6,95
-17	7,05	6,91	1,76		5,89
-19	5,95	6,91	1,48		4,96
-21	4,60	6,91	1,13		3,78
-23	3,50	6,91	0,853		2,86
-25	2,53	6,90	0,609		2,04
-27	1,65	6,90	0,391		1,31
54-29	0,90	6,87	0,208	0,7	
55- 1	3,43	6,88	0,835	13 ²³ bis 14 ²³ 3600 sec	3,37
- 3	5,35	6,88	1,33		5,37
- 5	6,82	6,88	1,70		6,86
- 7	7,4	6,88	1,86		7,51
- 9	8,0	6,88	2,01		8,12
-11	7,75	6,89	1,95		7,86
-13	7,35	6,89	1,84		7,42
-15	6,78	6,89	1,69		6,81
-17	5,90	6,89	1,47		5,95
-19	4,85	6,87	1,19		4,82
-21	3,65	6,87	0,89		3,6
-23	2,90	6,87	0,701		2,84
-25	2,05	6,87	0,489		1,98
-27	1,33	6,87	0,312		1,30
55-29	0,75	6,87	0,172	0,696	

1. Sondenbestrahlung im Kanal 45/15

2. Sondenbestrahlung n. Detektormessung
im Kanal 45/15

Tabelle 3

Fortsetzung

Flußmessung mit Kobaltsonden

Sondenbestrahlung in 41/05 nach
Detektormessung

So.-Nr.	Ionisations- kammerstr. I [A] $\times 10^{11}$	Sonden- Gewicht G [mg]	$\varnothing_{th} \cdot G \cdot t_B$ $\times 10^{18}$ [mg/cm ²]	Bestrah- lungszeit t_B	therm.N.-Fluß \varnothing_{th} [cm ⁻² sec ⁻¹] $\times 10^{13}$
56- 1	2,15	6,83	0,514		1,96
- 3	3,4	6,82	0,827		3,16
- 5	4,4	6,84	1,08		4,12
- 7	4,9	6,85	1,21	11 ⁵²	4,6
- 9	5,2	6,86	1,28	bis	4,86
- 11	5,2	6,86	1,28	12 ⁵⁶	4,86
- 13	4,8	6,86	1,183		4,5
- 15	4,4	6,9	1,08	3840 sec	4,07
- 17	4,1	6,9	1,00		3,78
- 19	3,6	6,91	0,878		3,3
- 21	3,0	6,84	0,726		2,76
- 23	2,5	6,83	0,601		2,29
- 25	1,83	6,83	0,435		1,66
- 27	1,23	6,83	0,288		1,1
- 29	0,68	6,84	0,155		0,87

Tabelle 4

Empfindlichkeit eines Kobaltdetektors gegenüber externer Gammabestrahlung

Teufe [m]	Gamma- Dosisleist. D_γ [kR/h]	Untergrundstrom [A] $\times 10^{11}$		Bruttostrom [A] $\times 10^{11}$		Nettostrom [A] $\times 10^{11}$		Nettodetektor- strom I_n [A] =		Gamma- Empfindlichkeit $\epsilon'_\gamma = I_n / D_\gamma$ [A/R/h]
		$+I_{o\text{Me}\beta\text{l.}}$	$+I_{o\text{Komp.}-\text{L.}}$	$+I_{\text{Me}\beta\text{l.}}$	$+I_{\text{Komp.}-\text{L.}}$	$-I_{n\text{Me}\beta\text{l.}}$	$-I_{n\text{Komp.}-\text{L.}}$	$I_{n\text{Me}\beta\text{l.}}$	$-I_{n\text{Komp.}-\text{L.}}$	
6,75	50			0,76	2,05	0,83	0,45	$0,38 \cdot 10^{-11}$		$7,6 \cdot 10^{-17}$
5,75	140	1,49	2,5	0,42	2,2	1,07	0,3	$0,707 \cdot 10^{-11}$		$5,05 \cdot 10^{-17}$
4,75	80			0,83	2,5	0,66	0	$0,66 \cdot 10^{-11}$		$8,25 \cdot 10^{-17}$
										$20,90 \cdot 10^{-17}$

Tag der Messung: 11.3.70

Meßort: γ -Bestrahlungseinrichtung

Anordnung C

$$\epsilon_\gamma = 6,97 \cdot 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{R/h}}$$

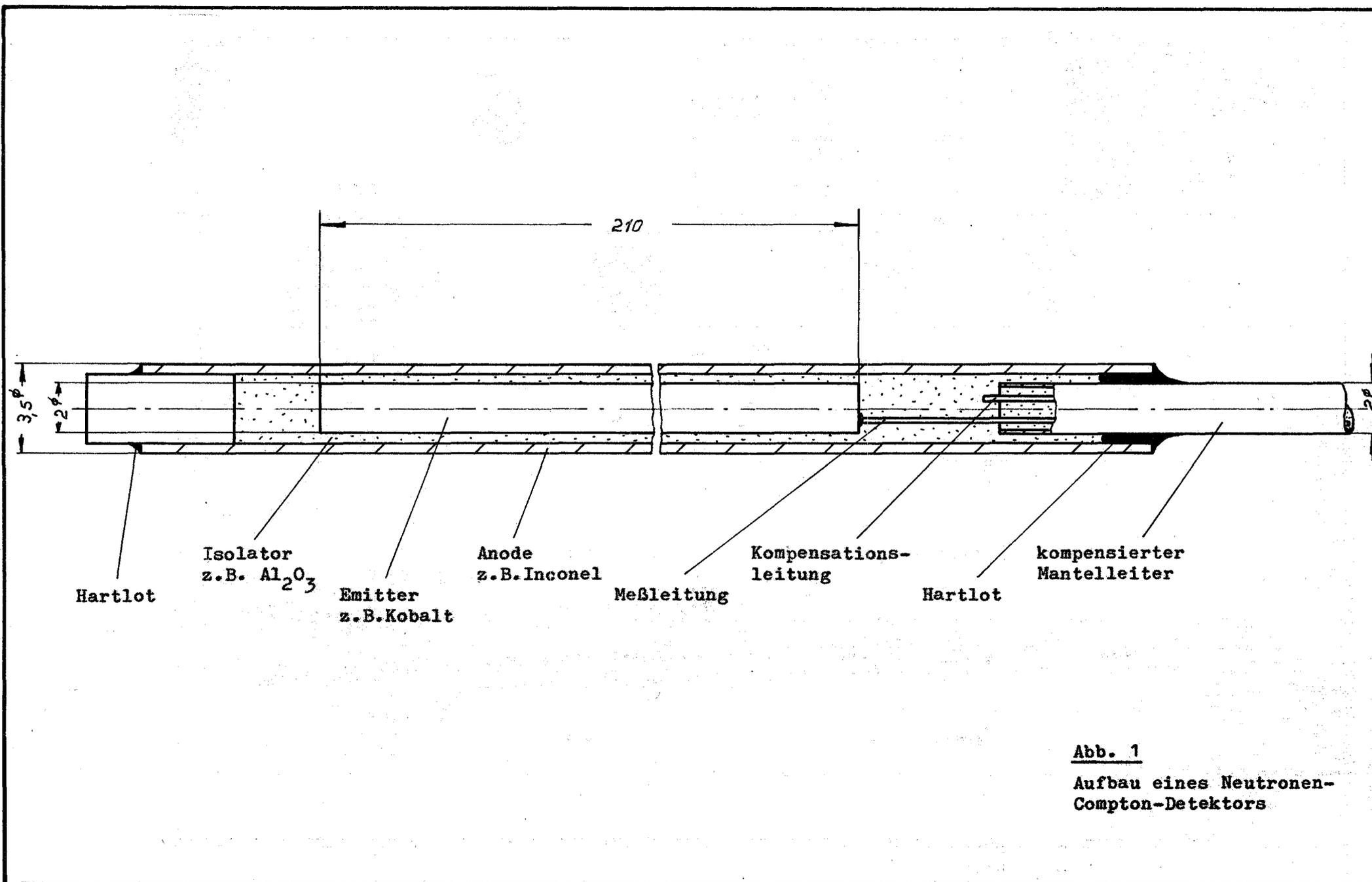


Abb. 1

**Aufbau eines Neutronen-
Compton-Detektors**

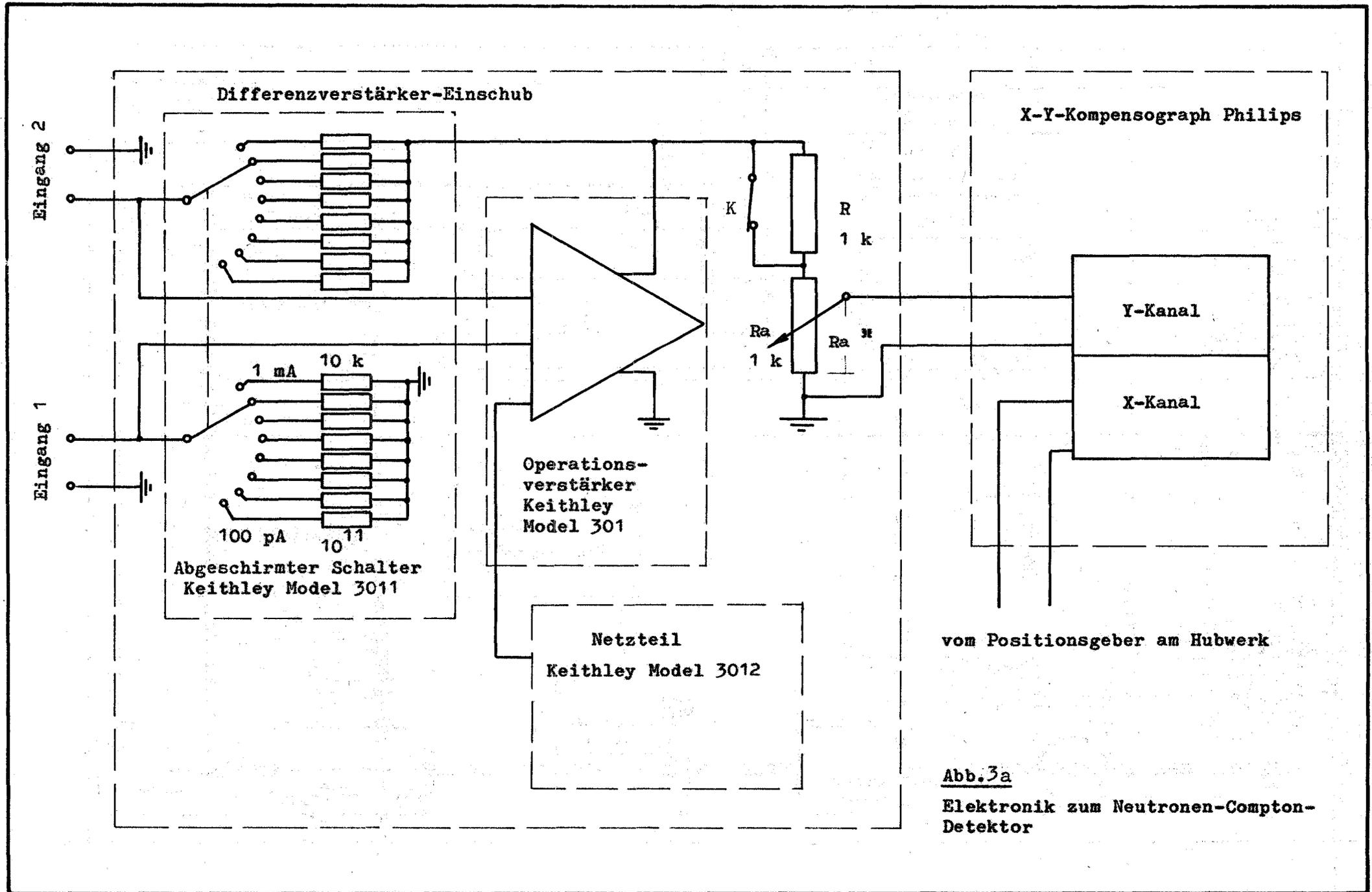


Abb.3a

Elektronik zum Neutronen-Compton-Detektor

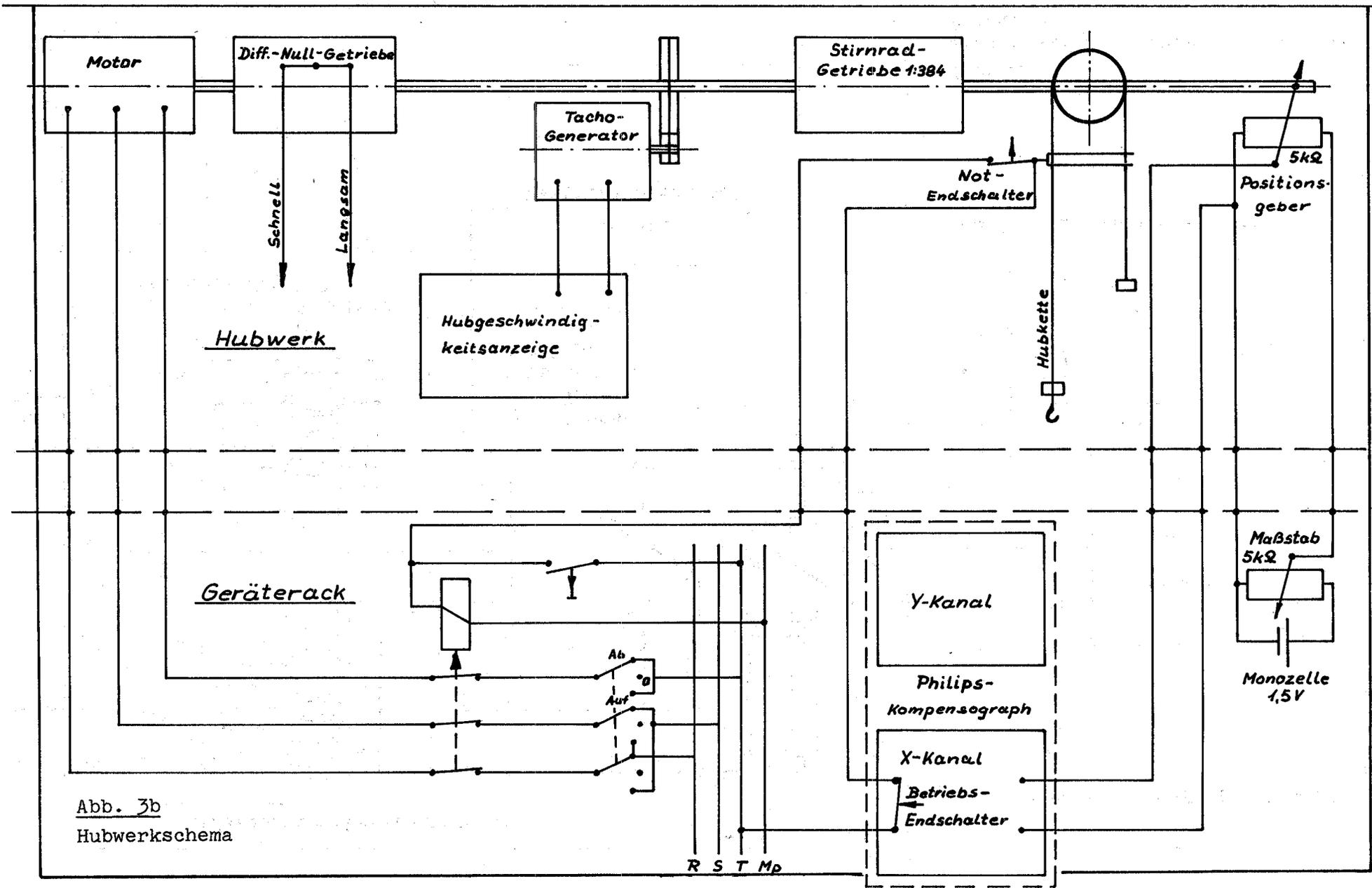


Abb. 3b
Hubwerkschema

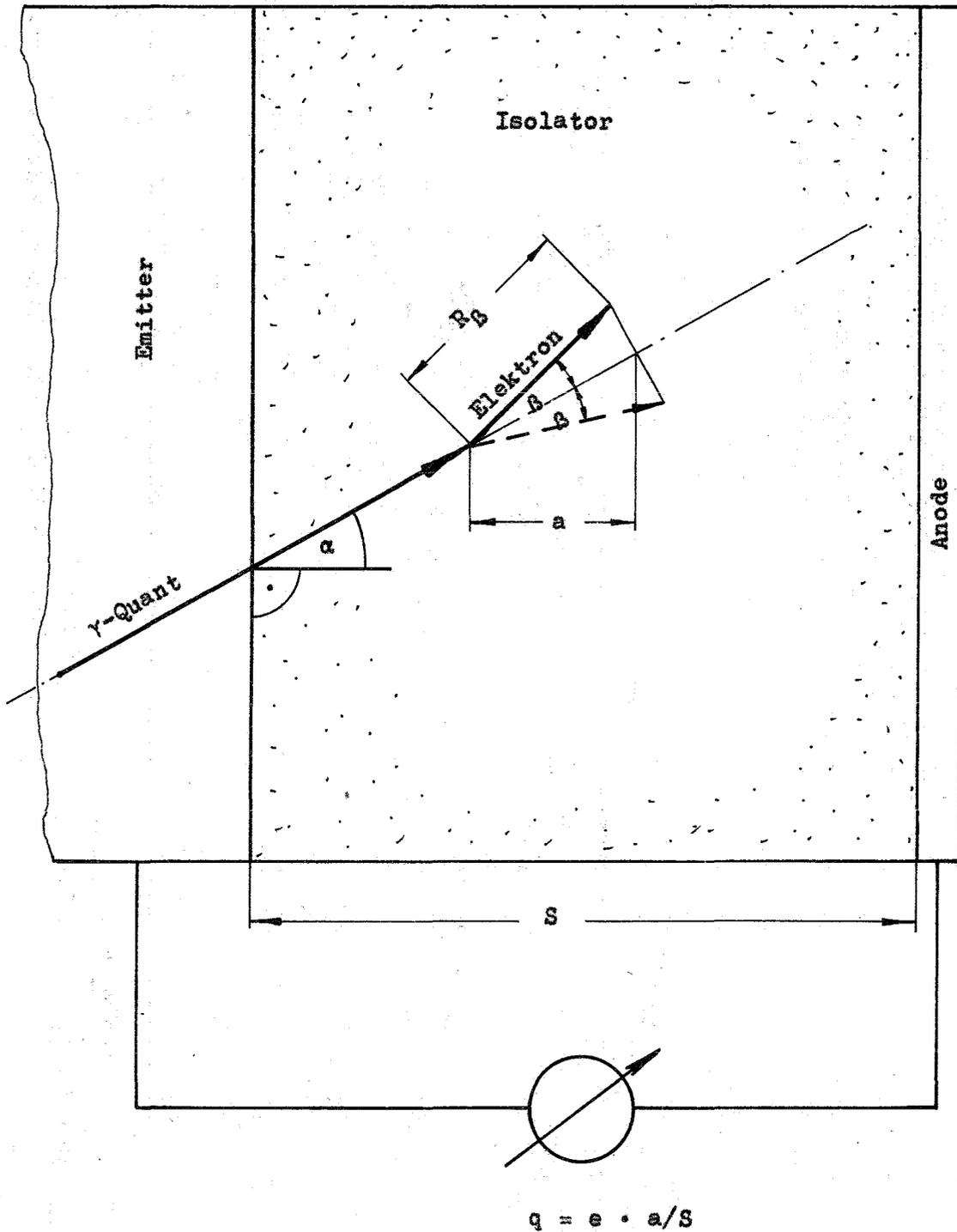


Abb. 4

Schema der Elektronenproduktion beim Neutronen-Compton-Detektor

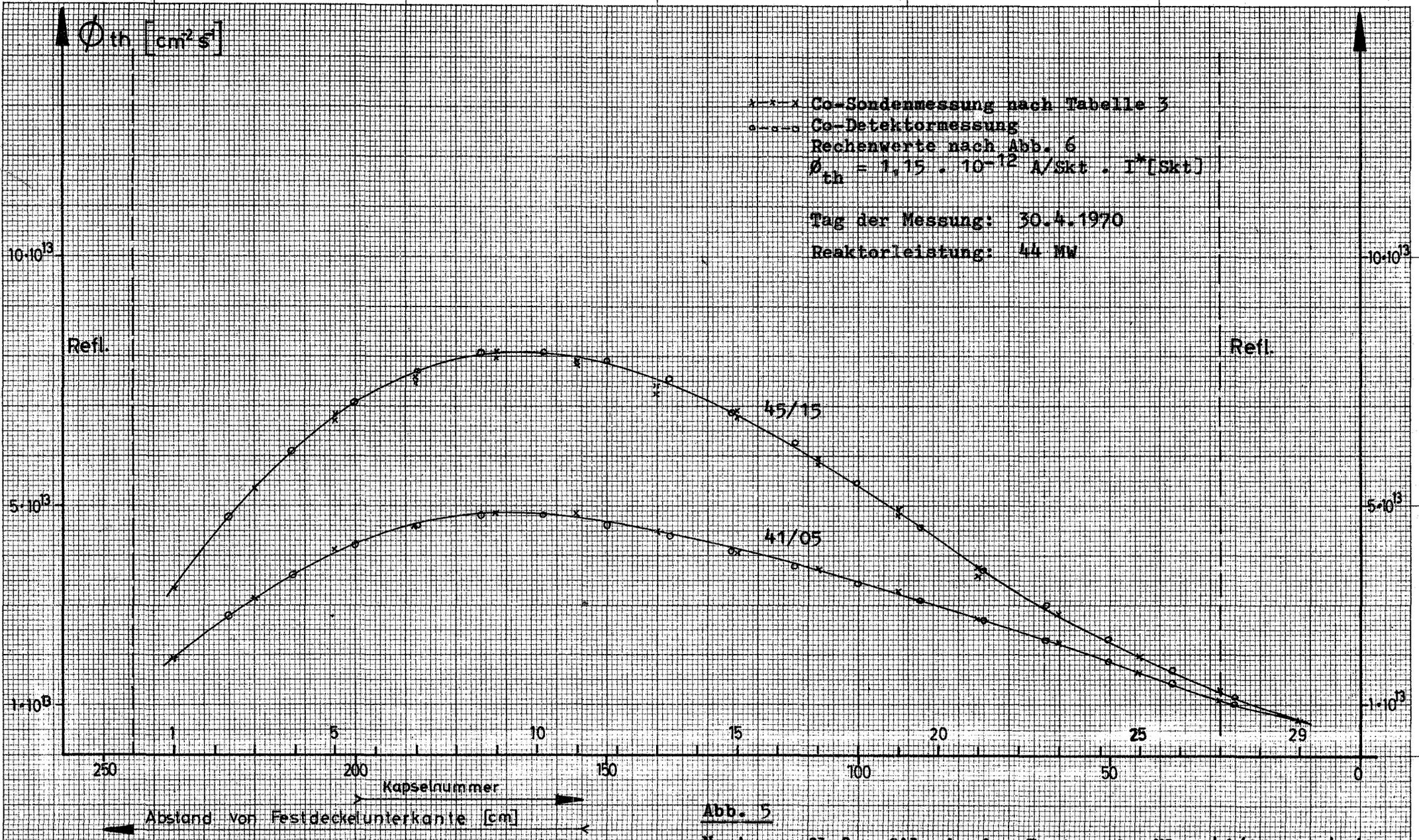
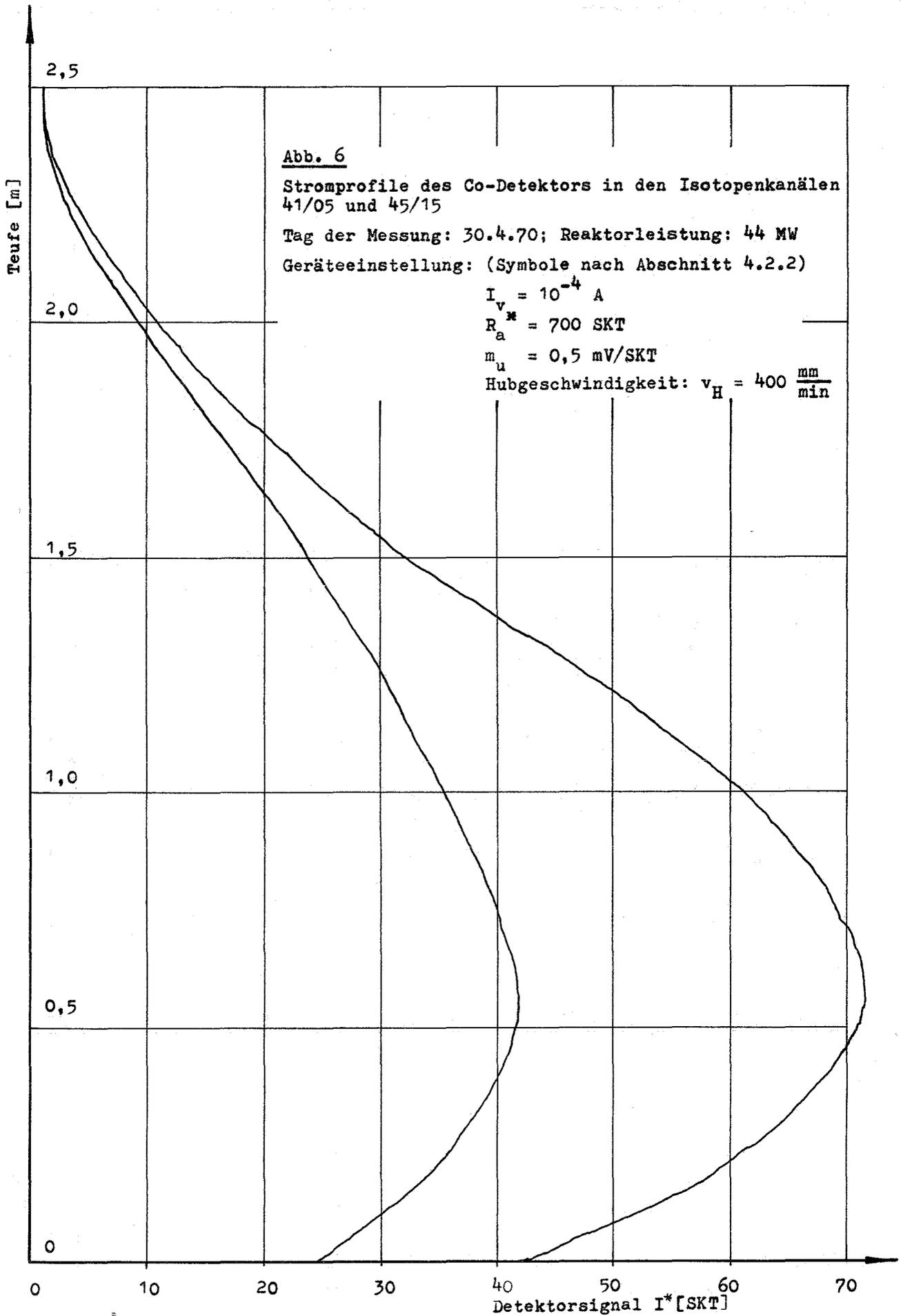


Abb. 5
 Neutronenflußprofile in den Isotopenkanälen 41/05 und 45/15



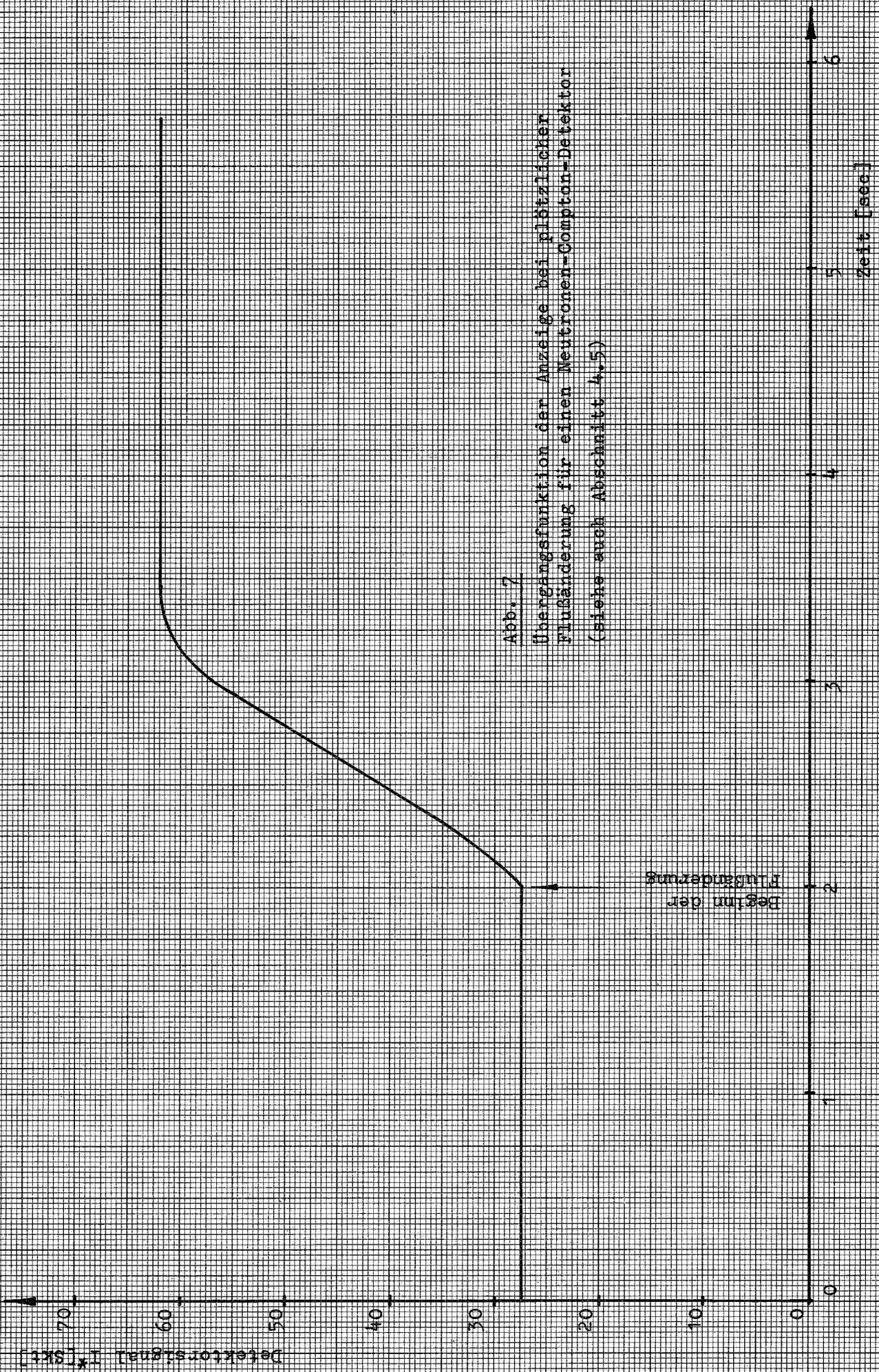
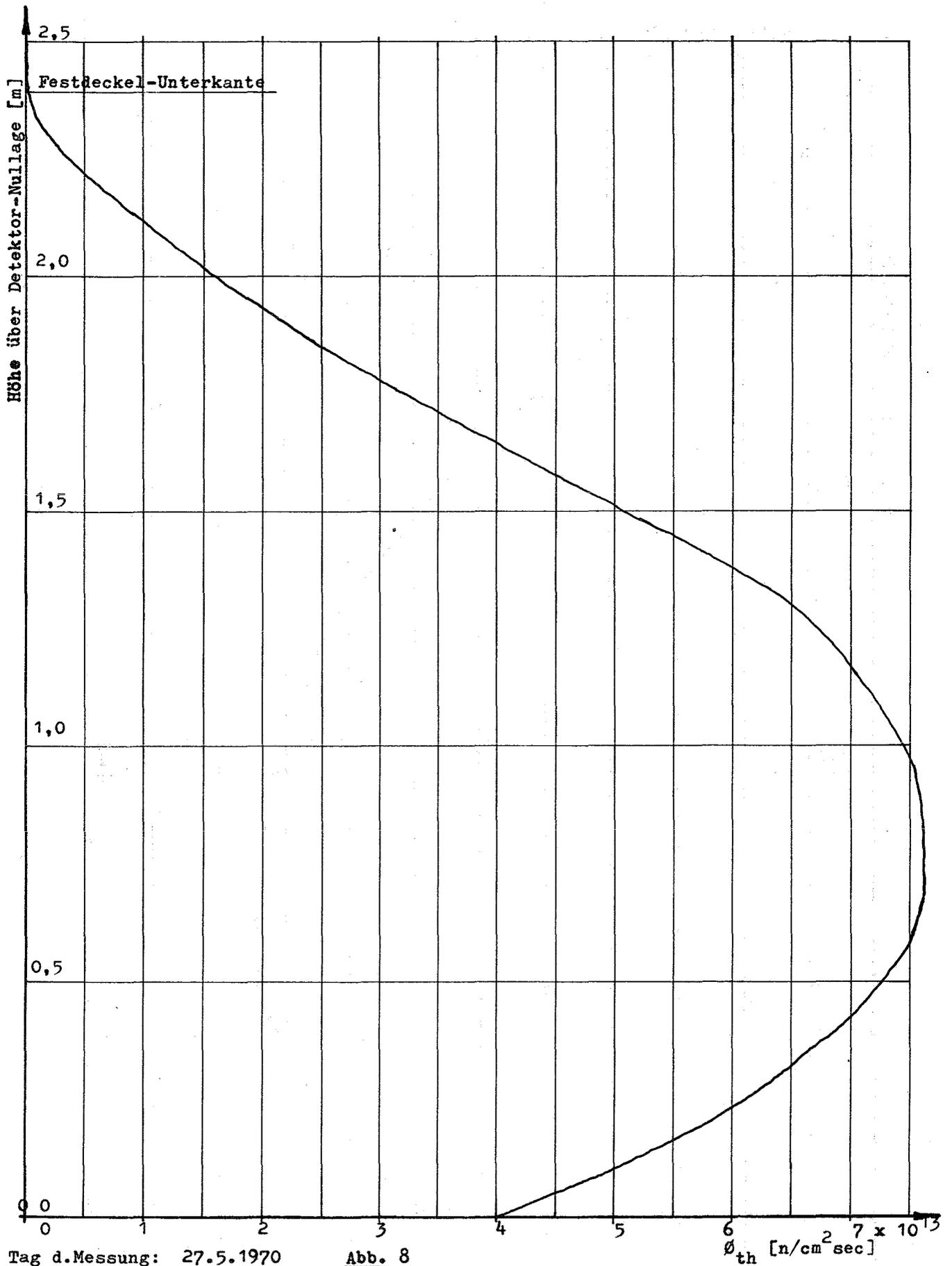


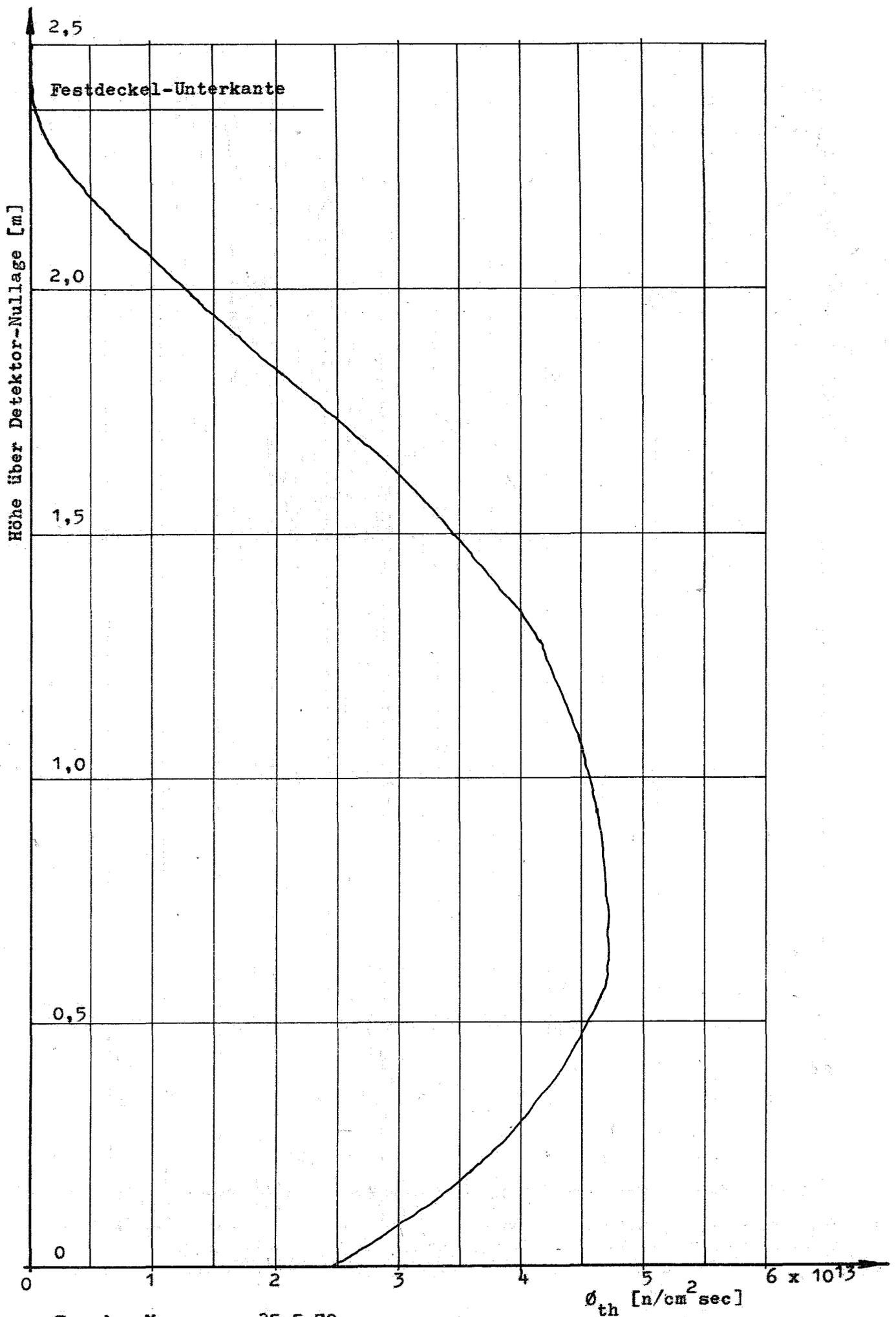
Abb. 7

Übergangsfunktion der Anzeige bei plötzlicher
Flussänderung für einen Neutronen-Compton-Detektor
(siehe auch Abschnitt 4.5)



Tag d. Messung: 27.5.1970
 Reaktorleistung: 44 MW

Abb. 8
 Neutronenflußprofil im Isotopenkanal
 45/15 aufgenommen mit Co-Detektor



Tag der Messung: 25.5.70
 Reaktorleistung: 44 MW

Abb. 9
 Neutronenflußprofil im Isotopenkanal 41/05
 aufgenommen mit Co-Detektor