



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Reaktorentwicklung

**Verbesserung eines Rechenprogramms
zur Bestimmung der Neutronenwirksamkeit
von großflächigen SPNDs durch die
Berücksichtigung der
Ladungsträgerproduktion im Isolator**

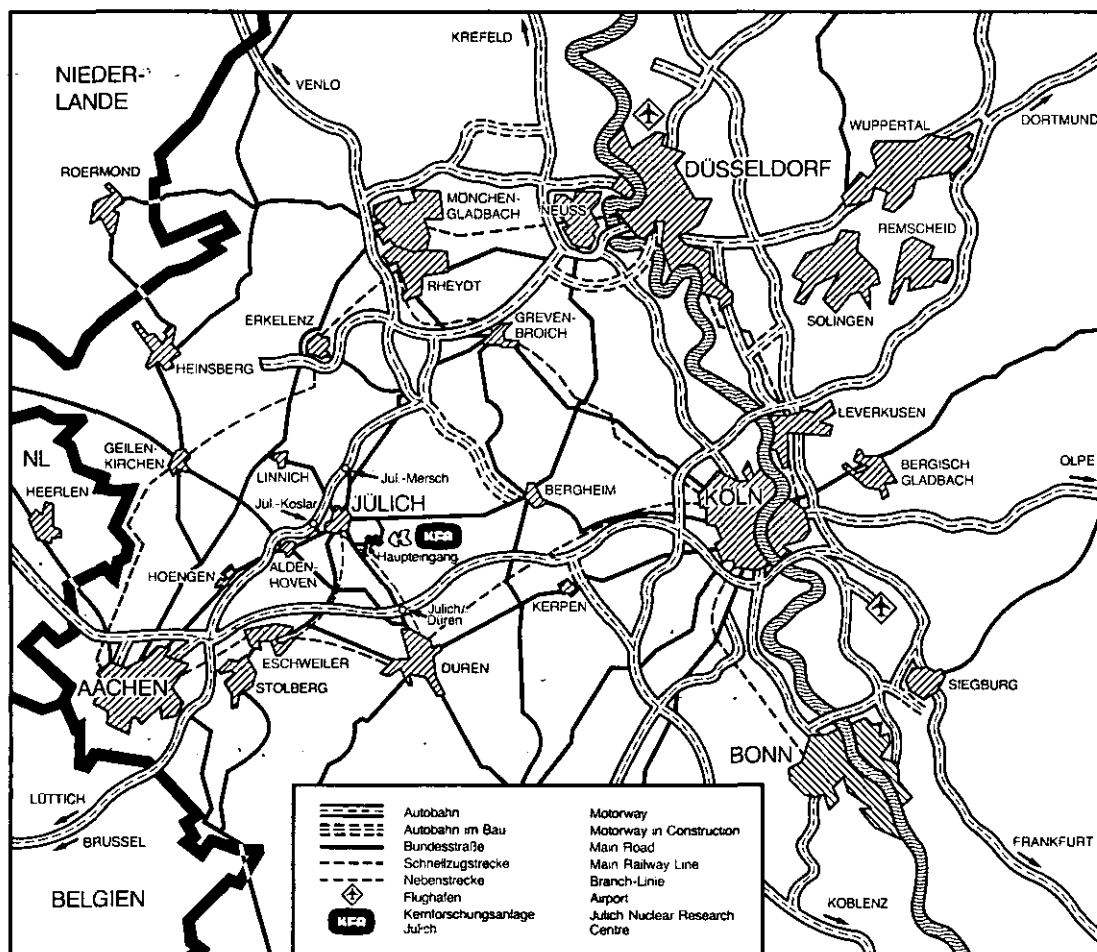
von

B. Meier u. H. Brix

Jül - Spez- 152

Mai 1982

ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 152

Institut für Reaktorentwicklung Jülich - Spez - 152

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Verbesserung eines Rechenprogramms
zur Bestimmung der Neutronenwirksamkeit
von großflächigen SPNDs durch die
Berücksichtigung der
Ladungsträgerproduktion im Isolator**

von

B. Meier u. H. Brix

VERBESSERUNG EINES RECHENPROGRAMMS
ZUR BESTIMMUNG DER NEUTRONENWIRKSAMKEIT
VON GROSSFLÄCHIGEN SPNDs
DURCH DIE BERÜCKSICHTIGUNG DER LADUNGSTRÄGERPRODUKTION
IM ISOLATOR

von

B. Meier, H. Brixy

Abstract

This paper presents a computer program for calculating the signal current of a large surface prompt-response self-powered neutron detector (SPND). The program is an improved version of a program developed by Al-Dabagh /2/, which was designed for calculating the current only from the emitter of a SPND.

In addition to the emitter current the improved program calculates the insulator current and the collector current, and combines these three currents into a current for the complete detector. This detector current accounts for an electric potential inside the insulator and the balancing currents generated hereby. The basic theory and the organisation of the improved program is described in the paper, with a listing of the source program presented in the appendix.

Calculations performed for 80 SPNDs show a significant contribution of the insulator to the detector current. The insulator current may exceed the current from a very thin emitter. This causes a depletion of electrons in the insulator and results in a positive potential. Nevertheless, the emitter thickness proves to be the more important design parameter.

The components of the detector current due to Compton and Photoelectric effects as well as discrete and continuum radiations were determined in an investigation.

The comparison with a measured value shows the computer program provides useful results, but even in the improved program some deficiencies are recognized. These are explained and estimated in the paper.

Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt ein DV-Programm zur Berechnung des neutroneninduzierten Stroms eines großflächigen, prompt anzeigenden SPNDs (self-powered neutron detector). Es handelt sich hierbei um eine verbesserte Version des Programms von Al-Dabagh /2/, das nur für den Strom vom Emitter eines solchen Detektors ausgelegt war. In der verbesserten Version werden zusätzlich zum Emitterstrom auch die Ströme von Isolator und Kollektor berechnet und alle drei zu einem Detektorstrom zusammengefaßt. Dabei werden ein elektrisches Potential im Isolator und die dadurch hervorgerufenen Ausgleichströme pauschal berücksichtigt. Das erweiterte DV-Programm wird in der zugrundeliegenden Theorie und der neu ausgeführten Organisation beschrieben und im Anhang aufgelistet.

Durchgeführte Berechnungen für 80 Detektoren ergeben einen bedeutenden Beitrag des Isolators zum Detektorstrom. Bei sehr dünnem Emitter kann der Isolatorstrom den Emitterstrom sogar übertreffen, was dann zu einer Verarmung des Isolators an Elektronen führt und damit zum Aufbau eines positiven Potentials. Trotzdem erweist sich die Emitterdicke als der wichtigere Parameter für die Detektorauslegung. Der Detektorstrom wird anteilmäßig auf die Wechselwirkungen der Einfang-Quanten (Compton-Photoeffekt) und auf die Strahlungsbereiche (diskrete Linien/Kontinuum) zurückgeführt. Der Vergleich mit einem Meßwert zeigt, daß das Programm brauchbare Ergebnisse liefert, aber auch in der verbesserten Version noch Fehler enthalten sind. Diese werden erläutert und abgeschätzt.

Inhaltsübersicht

	Seite
1.1 Funktionsprinzipien von SPN-Detektoren	3
1.2 Übliche Werkstoffe und Bauarten	3
1.3 Detektorauslegung	4
2. Signalstrom prompt anzeigender SPN-Detektoren	
2.1 Funktionsweise der Stromerzeugung	7
2.2 Zur Berechnung des Signalstroms	
2.2.1 Ströme im Detektor	7
2.2.2 Elektrisches Potential im Isolator	9
2.2.3 Resultierender Detektorstrom	10
2.3 Ergebnisse ausgeführter Berechnungen (Detektorstrom)	12
3. Elektronenausbeute prompt anzeigender SPN-Detektoren	
3.1 Zur Berechnung der Elektronenausbeute	
3.1.1 Berechnungsgleichung	19
3.1.2 Stoßwahrscheinlichkeit	20
3.1.3 Anteile der γ -Wechselwirkung	23
3.1.4 Entkommwahrscheinlichkeit der Elektronen	23
3.2 Ergebnisse ausgeführter Berechnungen (Elektronenausbeute)	
3.2.1 Einfluß des Wirkungsquerschnitts	29
3.2.2 Beiträge der Wechselwirkungen u Strahlungsbereiche	32
3.3 Vergleich der Ergebnisse	
3.3.1 Vergleich mit den Ergebnissen von Al-Dabagh	37
3.3.2 Vergleich mit einem gemessenen Detektorstrom	38
4. Programmbeschreibung	
4.1 Programm-Komplex und Grundprogramm	42
4.2 Komponenten des Grundprogramms	
4.2.1 Hauptprogramm MAIN	46
4.2.2 Unterprogramm ZS6	48
4.2.3 Unterprogramme EMIT und ISOL	50
4.2.4 Interpolation der γ -Entkommwahrscheinlichkeiten	57
4.2.5 Ablaufdiagramme	60
4.3 Eingabe und Ausgabe der Daten	
4.3.1 Eingabedaten	65
4.3.2 Ergebnis-Ausdruck	66
Literaturverzeichnis	69
Anhang	70
Wertetabellen	
Auflistung des Grundprogramms	
Beispiele für Input und Output	

1.1 Funktionsprinzipien von SPN-Detektoren

Das kennzeichnende Merkmal von Self-powered Neutron Detectors (SPND) ist, daß sie ihre Signalleistung selbst erzeugen. Im Unterschied zu anderen Neutronendetektoren wie etwa Spaltkammern benötigen sie keine elektrische Vorspannung. Dies ist besonders vorteilhaft für den Einsatz im HTR, wo Betriebsspannungen von einigen hundert Volt schwierig zu beherrschen sind, weil bei hoher Temperatur und Strahlungsintensität die Isolationswiderstände stark abnehmen.

SPN-Detektoren nutzen das Auftreten von schnellen Elektronen als Folge von Neutronen-Einfängen. Bei geeignetem Sondenmaterial haben die erzeugten Elektronen ausreichend hohe Energie (einige MeV), daß sie einen Isolator durchdringen können und so einen meßbaren Strom zwischen zwei Elektroden hervorrufen.

Schnelle Elektronen können durch β -Zerfall von aktivierten Atomkernen entstehen und durch Wechselwirkung von Einfang-Quanten mit der umgebenden Materie. Dabei erscheinen die β -Teilchen erst einige Zeit nach dem Neutronen-Einfang, wogegen die γ -Quanten prompt abgestrahlt werden. Im Allgemeinen treten beide Vorgänge nebeneinander auf, allerdings sind bei vielen Elementen die jeweiligen Intensitäten deutlich verschieden, so daß der dominierende Vorgang die Detektoreigenschaften bestimmt.

Detektoren, die die β -Strahlung nutzen, sogenannte β -Strom-Detektoren, weisen ein günstiges Verhältnis von Abbrand zu Signalleistung auf, da im stationären Zustand für jedes absorbierte Neutron ein schnelles Elektron erzeugt wird. Das Meßsignal erscheint jedoch entsprechend der Halbwertszeit des aktiven Nuklids verzögert, weshalb β -Strom-Detektoren zum Aufnehmen von schnellen Flußänderungen ungeeignet sind.

Bei Verwendung der prompten Einfangstrahlung wird die Ansprechzeit nur durch die Meßapparatur begrenzt. Gegenüber einem β -Strom-Detektor mit gleicher Abbrandrate ist die Signalleistung allerdings deutlich geringer, weil mehr als 90 % der Quanten den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen und damit nicht zum Signal beitragen.

1.2 Übliche Werkstoffe und Bauarten

Entsprechend der Funktionsweise ist ein SPN-Detektor aus drei Hauptelementen aufgebaut:

1. der Emitter aus einem neutronenempfindlichen Metall, in dem energiereiche Elektronen erzeugt werden
2. der Kollektor als Hülle und Gegenelektrode, die die Elektronen sammelt
3. der Isolator zwischen Emitter und Kollektor, der einen direkten Ladungsausgleich verhindert

Häufige Emitterwerkstoffe sind Kobalt, neuerdings auch Gadolinium, für prompt anzeigende und Rhodium und Vanadin für β -Strom-Detektoren. Für den Kollektor werden Inconel oder Zirkaloy verwendet, die sich unter Reaktorbedingungen gut bewährt haben. Als Isolator eignen sich wegen der hohen Betriebstemperaturen nur keramische Stoffe wie MgO und Al_2O_3 .

Die Form von Neutronen-Detektoren für Leistungsreaktoren ist üblicherweise zylindrisch, um eine weitgehend symmetrische Meßempfindlichkeit zu erreichen. Für den SPN-Detektor ergibt sich daraus ein konzentrischer Aufbau.

Aus Gründen der Fertigung und des einfachen Einbaus bestehen SPN-Detektoren für Incore-Einsatz aus einem drahtförmigen Emitter in einem rohrförmigen Kollektor, wobei der Hüllendurchmesser nur wenige mm beträgt.

Für den HTR sind SPNDs zum Einbau in den Reflektor vorgesehen. Da der örtliche Neutronenfluß um etwa zwei Größenordnungen geringer ist als im Core, müssen die hier eingesetzten Detektoren entsprechend empfindlicher sein. Dies wird erreicht durch einen hohlzylindrischen Emitter mit großer Oberfläche und einen zweiten Kollektor innerhalb des Emitters. Bild 1 zeigt einen Längsschnitt durch diese Bauform. Ausgehend vom Emitter ist die Schichtenfolge nach außen und innen gleich, nämlich Emitter - Isolator - Kollektor. Der Außendurchmesser liegt hier bei einigen cm.

Die Ausführungen in den folgenden Kapiteln beziehen sich ausschließlich auf prompt anzeigende SPN-Detektoren dieser hohlzylindrischen Bauart.

1.3 Detektorauslegung

Die physikalischen Vorgänge in SPNDs sind qualitativ bekannt und formelmäßig zumindest näherungsweise beschreibbar. Es ist deshalb grundsätzlich möglich, den Signalstrom eines gegebenen Detektors rechnerisch zu bestimmen.

Zu diesem Zweck hat Al-Dabagh /2/ ein Rechenprogramm für hohlzylindrische, prompt anzeigende SPNDs erstellt, das allerdings nur den neutroneninduzierten Strom vom Emitter berechnet. Dies ist besonders bei sehr dünnem Emitter nur eine grobe Näherung für den Signalstrom, wie er durch Abschätzung des Isolatorstroms zeigte. Deshalb wurde das Programm erweitert, so daß es jetzt auch Isolator und Kollektor berücksichtigt und die einzelnen Ströme zum resultierenden Detektorstrom zusammenfaßt. Diese erweiterte Version wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Die Auslegungsrechnung für hohlzylindrische, prompt anzeigende SPNDs läßt sich in drei Bereiche untergliedern.

1. Neutronenteil: Berechnen der (n, γ) -Reaktionsrate in Abhängigkeit vom Neutronenfluß sowie den Abmessungen und dem Werkstoff des Emitters.
2. Elektronenteil: Bestimmen der von der Einfangstrahlung verursachten Elektronenbewegungen innerhalb des Detektors.
3. elektrischer Teil: Zusammenfassen der Ladungsverschiebungen zwischen den Detektorelementen zum Signalstrom.

Die Berechnung der Reaktionsrate ist wegen der großen Datenmengen und der iterativen Vorgehensweise sehr aufwendig. Weil es außerdem dafür bewährte Hilfsprogramme gibt, ist der Neutronenteil nicht in dem zu beschreibenden Programm enthalten. Dieses besteht daher fast nur aus dem Elektronenteil.

Das Zusammenfassen der Einzelströme erfordert wenig Rechenaufwand, ist aber für das Ergebnis von Bedeutung, weil dabei einige wesentliche Voraussetzungen eingehen.

Bild 1 - Hohlzylindrischer SPN-Detektor (aus /2/)

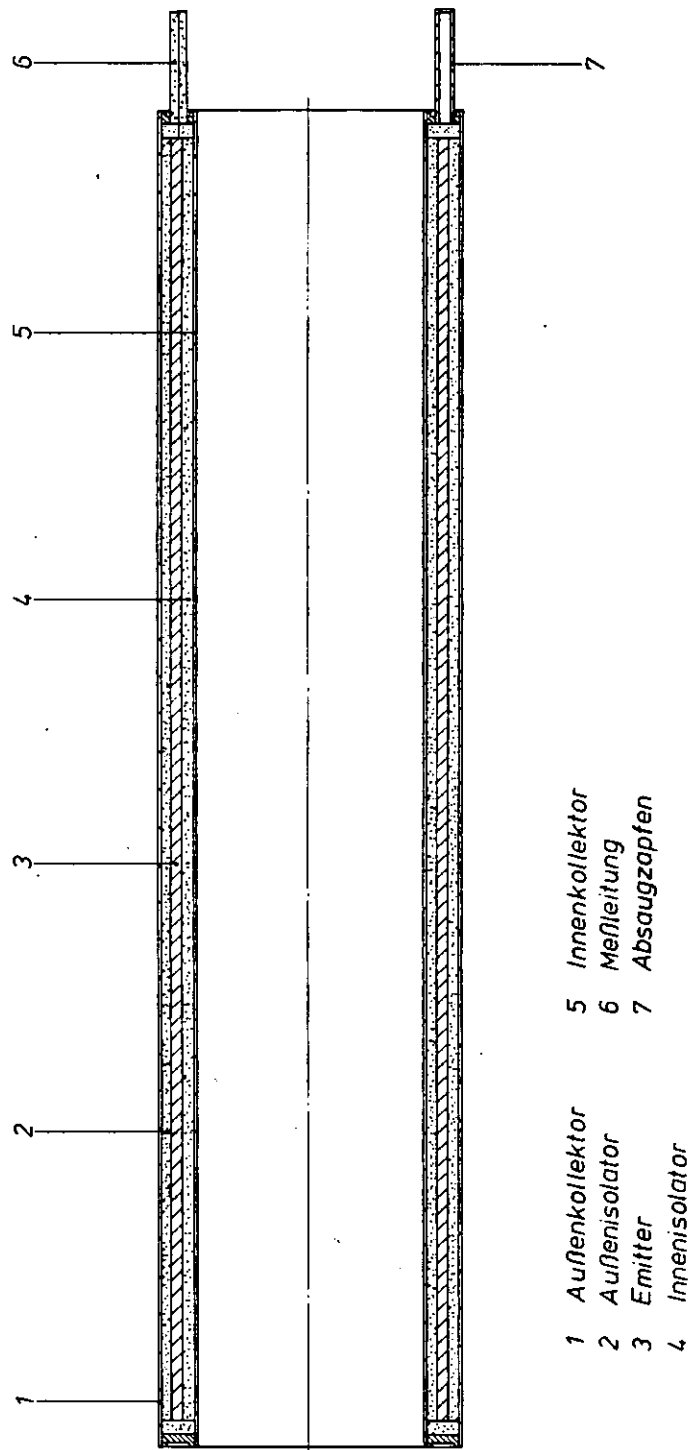
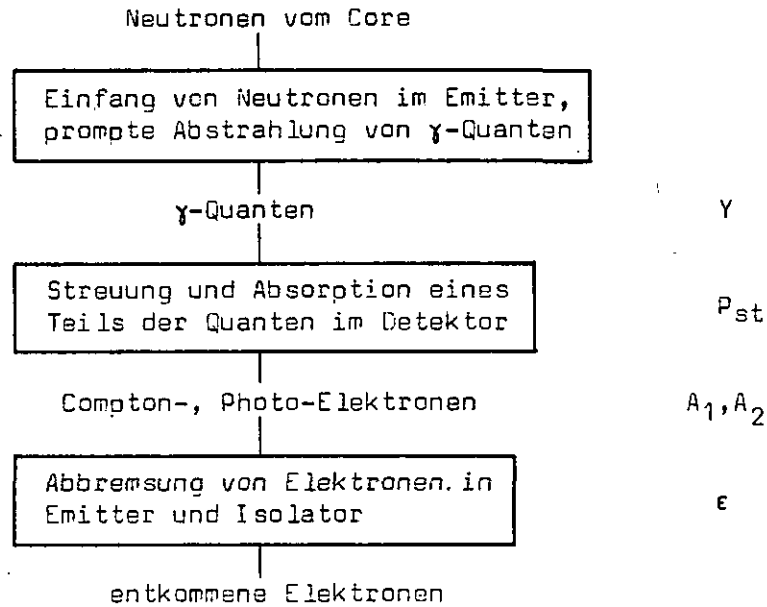


Bild 2.1 - Schema der Vorgänge im prompt anzeigenden SPND mit den dabei auftretenden Teilchen, kennzeichnenden Größen und Berechnungsgleichung für den Strom (nach /1/).



$$I = e V \int_0^{E_{\max}} \Phi f F \Sigma dE_n \sum_{j=1}^2 \int_0^{E_{\max}} Y P_{st} A_j \epsilon_j dE_\gamma \quad (2.1)$$

$$I = e V B_\gamma (B_1 + B_2) \quad (2.2)$$

e	Elementarladung = $1,602 \cdot 10^{-19}$ As	
V	Volumen des Emitters	[cm ³]
E _{max}	maximale Teilchenenergie	
$\Phi = \Phi(E_n)$	Neutronenfluß	[1/s cm ²]
$f = f(E_n)$	Selbstabschirmungsfaktor	
$F = F(E_n)$	Flußabsenkungsfaktor	
$\Sigma = \Sigma(E_n)$	makroskopischer n,γ-Wirkungsquerschnitt	[1/cm]
E _n	Neutronenenergie	[MeV]
E _γ	Energie der γ-Quanten	[MeV]
$Y = Y(E_\gamma)$	Häufigkeit von Einfangquanten der Energie E _γ	
$P_{st} = P_{st}(E_\gamma)$	Stoßwahrscheinlichkeit der γ-Quanten	
$A_1, A_2 = A(E_\gamma)$	Anteile von Compton-, Photo-Effekt	
$\epsilon = \epsilon(E_\gamma)$	Entkommwahrscheinlichkeit der Elektronen	
B _γ	(n,γ)-Reaktionsratendichte	[1/s cm ³]
B ₁ , B ₂	Ausbeute an Compton-, Photo-Elektronen	

2. Signalstrom prompt anzeigender SPN-Detektoren

2.1 Funktionsweise der Stromerzeugung

Emitterwerkstoffe für prompt anzeigende SPNDs sollen bei der Absorption von Neutronen eine intensive, hochenergetische γ -Strahlung abgeben. Außerdem dürfen sie durch Neutronenanlagerung nur wenig aktiviert werden, oder die aktiven Folgenuklide müssen eine lange Halbwertszeit haben, damit das störende Signal der β -Strahlung klein ist gegenüber jenem aus der Einfangstrahlung.

Ein Vertreter der ersten Art ist Gadolinium, dessen reaktionsfreudige Isotope Gd155 und Gd157 stabile Folgekerne haben, während die aktivierbaren Isotope sehr geringe Absorptionsquerschnitte besitzen (Gd158: 2,5 barn; Gd160: 0,8 barn /2/). Kobalt gehört mit einer Halbwertszeit des β -aktiven Folgenuklids Co60 von 5,3 a zur zweiten Art.

Von der γ -Strahlung, die innerhalb von 10^{-14} s nach jedem Neutroneneinfang ausgesendet wird, verläßt der überwiegende Anteil den Detektor ohne Wechselwirkung. Etwa 10 % der γ -Quanten werden an den Elektronenhüllen der Detektoratome gestreut oder absorbiert und erzeugen dabei schnelle Elektronen (Compton- und Photoeffekt).

Diese bewegen sich durch den Detektor, bis sie ihre Energie an die umgebende Materie verloren haben. Bei genügend großer Reichweite verlassen sie das Detektorteil ihrer Entstehung. Die Gesamtrate der entkommenen Elektronen stellt den aus einem Teil herausfließenden Strom dar.

Bei Quantenenergien oberhalb von 1,02 MeV findet auch Paarbildung statt, die aber im Mittel nicht zum Signal beiträgt.

Der hier beschriebene Ablauf ist in Bild 2.1 dargestellt. Dort sind zu den einzelnen Vorgängen die bestimmenden Faktoren angegeben und anschließend zur Berechnungsgleichung für den Strom zusammengestellt.

In Gl. 2.2 sind für die Integrale in Gl. 2.1 Abkürzungen eingeführt. B_γ gibt die Anzahl der beim Fluß ϕ im Emittor absorbierten Neutronen an, und die Anzahl der je Einfang entkommenen Compton- bzw Photo-Elektronen ist als Elektronenausbeute B_1 bzw B_2 bezeichnet. Ein nach Gl. 2.1 berechneter Strom ist nicht gleichzusetzen mit dem zu messenden Signalstrom. Da Überall im Detektor Einfang-Quanten absorbiert und somit Ströme verursacht werden, muß man für jedes Detektorelement einen Strom nach Gl. 2.1 berechnen. Der Detektorstrom ergibt sich dann aus den einzelnen Strömen.

2.2 Zur Berechnung des Signalstroms

2.2.1 Ströme im Detektor

Das Meßsignal eines SPND besteht im Ausgleichstrom für die Compton- und Photo-Elektronen, die vom Emittor durch den Isolator hindurch zum Kollektor gelangen, und für die Ladungsverschiebung durch jene Elektronen, die im Isolator abgebremst oder erst erzeugt werden. Es wird zwischen Emittor und Kollektor abgegriffen, wobei letzterer an Masse liegt (Bild 2.2).

Die Signalbeiträge der Detektorteile innerhalb und außerhalb des Emittors sind wegen der konzentrischen Anordnung sehr verschieden. Die vom Emittor ausgehende Einfangstrahlung durchdringt den gesamten Detektor. Der Anteil durch den inneren Kollektor tritt dabei nach Durchquerung des Innenraums wieder in den Detektor ein. Bild 2.3

Bild 2.2 - Prinzipschaltbild für SPND

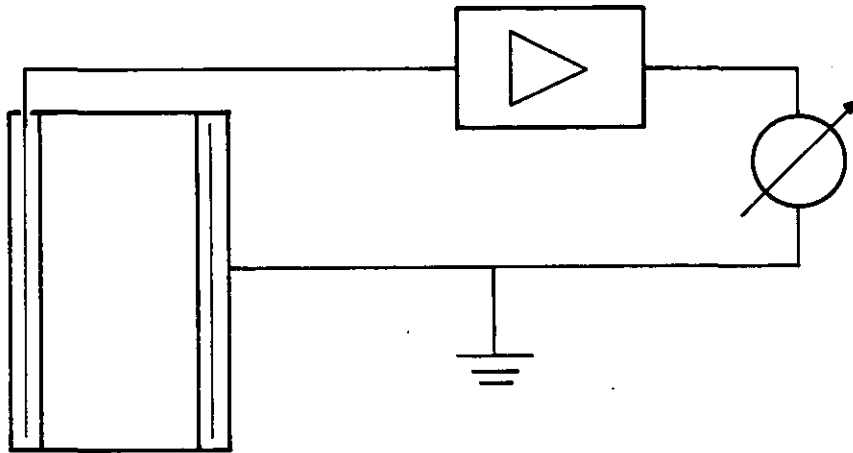


Bild 2.3 - Unterschiedliche Ausrichtung der Einfang-Quanten im inneren und im äußeren Detektorbereich

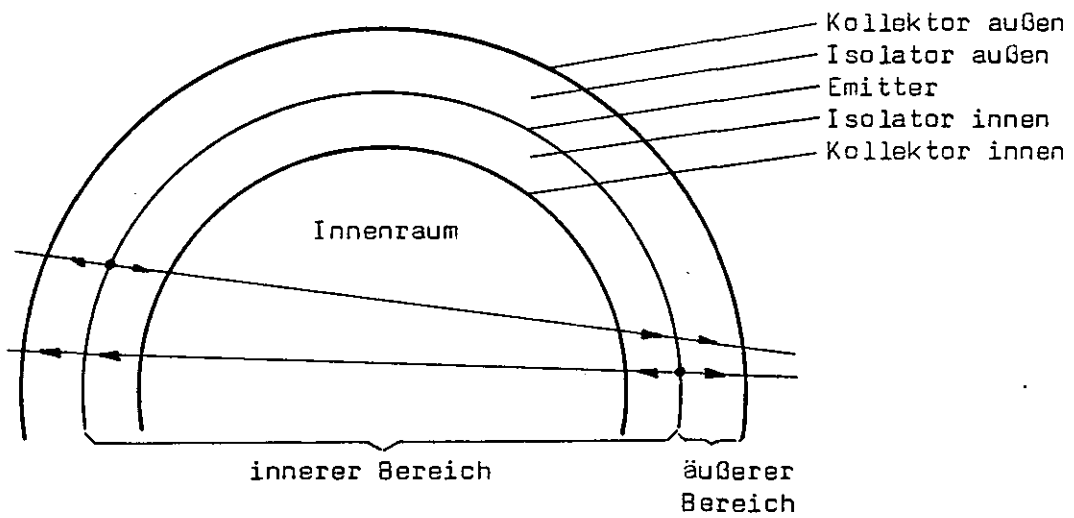
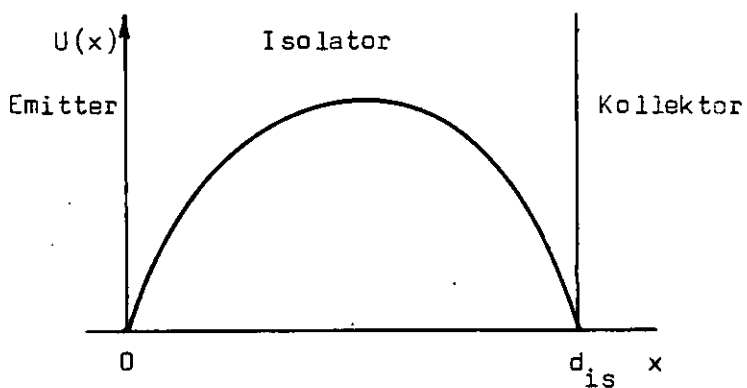


Bild 2.4 - Stationäres Potential im Isolator (aus /2/)



veranschaulicht, daß darum innerhalb des Emitters Quantenflüsse in allen Richtungen vorkommen, außerhalb dagegen nur nach außen. Im inneren Isolator werden dadurch gleichzeitig Ströme zum Kollektor und zum Emitter verursacht. Bei nicht zu großer γ -Absorption im Innenraum sind beide Ströme etwa gleich groß und kompensieren ihren Signalbeitrag weitgehend.

Auch im inneren Kollektor werden einander entgegengerichtete Ströme hervorgerufen. Da aber Elektronen, die ihn in die Umgebung verlassen, über den Masseanschluß ausgeglichen werden, bleibt als wirksamer Strom nur jener zum Emitter übrig. Dieser vermindert das Meßsignal, weil er den anderen Strömen entgegen fließt.

Demgegenüber liefert der äußere Isolator einen großen Beitrag, denn die schnellen Elektronen haben wegen der nach außen gerichteten Strahlung die Vorzugsrichtung zum Kollektor, und nur ein kleiner Strom von Compton-Elektronen fließt zum Emitter zurück.

Im äußeren Kollektor entstehen ebenfalls Compton-Elektronen mit so großen Streuwinkeln, daß sie in Richtung auf den Emitter laufen. Sie haben wegen ihrer vergleichsweise kleinen Anzahl und Energie allerdings kaum Einfluß auf das Detektorsignal.

Zur Bestimmung des Detektorstroms müssen demnach folgende Ströme berücksichtigt werden:

I_E	aus dem Emitter heraus
I_{EK}	vom Emitter zum Kollektor
I_{IsK}	vom (äußeren) Isolator zum Kollektor
I_{IsE}	vom (äußeren) Isolator zum Emitter
I_K	vom inneren Kollektor in Richtung Emitter
I_{KE}	vom inneren Kollektor zum Emitter

Außer dem Signal infolge der Einfangstrahlung entsteht im Detektor auch eines durch die γ -Strahlung, die im Reaktor durch Kernspaltung, radioaktiven Zerfall und Neutronenabsorption produziert wird. Wegen der symmetrischen Anordnung der Detektorelemente bezüglich des Emitters ruft diese Strahlung mehrere entgegengesetzte Ströme hervor, die sich abhängig von den Abmessungen und den Werkstoffen für Emitter und Kollektor kompensieren können.

2.2.2 Elektrisches Potential im Isolator

Alle im vorigen Abschnitt betrachteten Ströme außer I_{EK} und I_{KE} , deren Elektronen den Isolator ganz durchlaufen, fließen entweder in einen Isolator nur hinein oder heraus. Da die jeweiligen Summen der zu- und abgeführten Elektronen nicht gleich groß sind, fließt mit den überschüssigen Elektronen ständig Ladung zu.

Das Vorzeichen dieser Ladung hängt von den Intensitäten der Elektronen- und γ -Strahlung aus dem Emitter ab. Ein sehr dünner Gd-Emitter kann wegen der starken Neutronenabsorption eine intensive Einfangstrahlung abgeben, die aus dem Isolator mehr Elektronen heraus schlägt als vom Emitter nachgeliefert werden. Es kommt also zu einer positiven Aufladung. Ein dickerer Emitter ergibt entsprechend mehr schnelle Elektronen, von denen ein Teil die positiven Löcher im Isolator füllt, der Rest bewirkt eine negative Aufladung. Selbst bei einer ausgeglichenen Bilanz für den gesamten Isolator können örtliche Ladungsunterschiede auftreten.

In einem idealen Isolator hätte die anhaltende Ladungszufuhr ein ständig wachsendes Potential zur Folge. Bei hohen Temperaturen und starker γ -Strahlung, wie sie im Reaktor vorliegen, nehmen die Isolationseigenschaften jedoch ab, es tritt eine merkliche Leitfähigkeit auf. Diese läßt den Ausgleich von örtlichen Ladungsunterschieden zu, aber auch Ströme infolge des Potentialunterschieds zu Emitter und Kollektor, die beide auf Umgebungspotential liegen (der Emitter über den niederohmigen Meßkreis). Diese Ausgleichströme stabilisieren das Potential im Isolator und bewirken einen annähernd symmetrischen Verlauf (Bild 2.4).

Da der Radius wesentlich größer ist als die Dicke, kann der Isolator in guter Näherung als Platte angesehen werden, woraus sich bei symmetrischem Potential betragsgleiche Potentialströme I_{pE} vom Emitter und I_{pK} vom Kollektor ergeben.

$$|I_{pE}| = |I_{pK}| = |I_p| \quad (2.3)$$

Im stationären Zustand gleichen diese Ströme den Ladungszuwachs gerade aus. Daraus läßt sich der Betrag $|I_p|$ ableiten als die Hälfte der Differenz der in den Isolator hinein und heraus fließenden, γ -erzeugten Ströme.

Die Höhe des Potentialmaximums ist nur insofern von Bedeutung, als ein starkes elektrisches Feld die Bewegung der schnellen Elektronen beeinflusst. In /2/, Anhang, wird gezeigt, daß die Wirkung der im Isolator auftretenden Spannungen vernachlässigbar ist gegen die kinetische Energie der Elektronen.

2.2.3 Resultierender Detektorstrom

Wie bereits erwähnt ist der Signalstrom I_{det} des Detektors der Ausgleichstrom für Potentialänderungen des Emitters gegenüber dem Kollektor infolge der von der Einfangstrahlung verursachten Ladungsverschiebungen. Er läßt sich aus Strombilanzen an zwei der drei Detektorelemente ableiten.

In Bild 2.5 ist dies an Emitter und Kollektor mit den Strömen aus den vorigen Abschnitten durchgeführt. Zur besseren Übersichtlichkeit werden Kollektor und Isolator jeweils als ein Teil dargestellt. Für den Isolator ist dies zulässig, sofern Gl. 2.3 für jede einzelne der beiden Schichten gilt. Der Kollektor ist eigentlich eine einzige Elektrode, da innerer und äußerer Kollektor leitend miteinander verbunden sind.

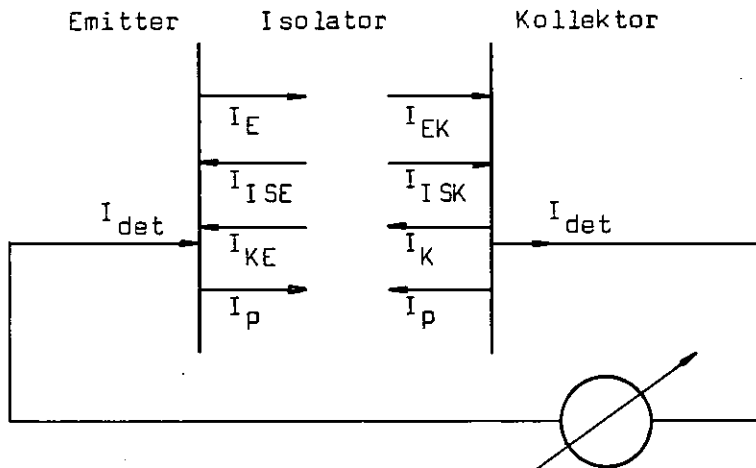
Die aus den Bilanzen erhaltene Gl. 2.4 für den Detektorstrom läßt sich in der folgenden Form anschaulicher interpretieren:

$$I_{det} = \underbrace{I_{EK} + \frac{1}{2}(I_E - I_{EK} + I_{IsK})}_{I(E \rightarrow K)} - \underbrace{I_{KE} - \frac{1}{2}(I_K - I_{KE} + I_{IsE})}_{I(K \rightarrow E)}$$

$I(E \rightarrow K)$ stellt den gesamten Strom vom Emitter zum Kollektor dar, $I(K \rightarrow E)$ den gesamten Strom in der Gegenrichtung. Die Differenz von beiden ist der Nettostrom vom Emitter zum Kollektor, der den gleich großen Signalstrom im Meßkreis hervorruft.

Jeder der beiden Ströme besteht aus einem direkten Anteil (I_{EK} bzw. I_{KE}) und einem zusammengesetzten, der sich aus den Ladungsverschiebungen in der betrachteten Richtung in den Isolator hinein und heraus ergibt. Da der zusammengesetzte Transport einer Elementarladung jeweils zwei schnelle Elektronen erfordert, von denen jedes im Mittel

Bild 2.5 - Detektorstrom aus Bilanzen an Emitter und Kollektor



Emitter: $I_{det} = I_E + I_P - I_{ISE} - I_{KE}$

Kollektor: $I_{det} = I_{EK} + I_{ISK} - I_K - I_P$

$$2 I_{det} = I_E + I_{EK} + I_{ISK} - I_{ISE} - I_K - I_{KE}$$

$$\Rightarrow I_{det} = \frac{1}{2} (I_E + I_{EK} + I_{ISK} - I_{ISE} - I_K - I_{KE}) \quad (2.4)$$

nur die halbe Strecke zurücklegt, zählt dieser Anteil nur halb...
Einen Unterschied zwischen der zufließenden Ladung ($I_E - I_{EK}$) und der abfließenden (I_{ISK}) gleichen die Potentialströme aus, und zwar zur Hälfte in der betrachteten Richtung ($E \rightarrow K$). Sie sind also im zusammengesetzten Anteil enthalten.

Ihre Größe ergibt sich ebenfalls aus den Bilanzgleichungen in Bild 2.5:

$$I_P = \frac{1}{2} \left(\underbrace{I_{ISK} + I_{ISE}}_{\text{heraus}} - \underbrace{(I_E - I_{EK} + I_K - I_{KE})}_{\text{hinein}} \right) \quad (2.4a)$$

Demnach ist I_P die halbe Differenz der in den Isolator hinein und heraus fließenden Ströme, wie bereits im vorigen Abschnitt abgeleitet.

Mit den hier eingesetzten Strömen hat I_P allerdings nur rechnerische Bedeutung, da es die Summe der vom Emitter bzw Kollektor in beide Isolatorschichten fließenden Ströme ist. Ohne die Aufteilung zu kennen, lassen sich daraus die jeweiligen Potentialströme im äußeren bzw inneren Isolator nicht bestimmen. Infolge der einseitigen Wirkung des inneren Kollektors kann ein negatives Potential im inneren Isolator gleichzeitig mit einem positiven im äußeren Isolator auftreten; in diesem Fall haben die Potentialströme von derselben Elektrode verschiedene Vorzeichen. Bei gleich großen Potentialen wird dann $I_P = 0$, obwohl Potentialströme fließen!

Reale I_P für eine der Isolatorschichten erhält man durch Einsetzen der entsprechenden Teilströme in Gl. 2.4a.

Für die numerische Auswertung der Gl. 2.4 ist es zweckmäßig, die konstanten Größen zusammenzufassen. Nach Gl. 2.2 unterscheiden sich die in den verschiedenen Detektorteilen verursachten Ströme I_t nur in der Elektronenausbeute B_t .

$$I_t = e V B_Y B_t$$

Durch Einsetzen dieser Gleichung in Gl. 2.4 und Ausklammern der Konstanten erhält man für den Detektorstrom

$$I_{det} = e V B_Y B_{det} \quad (2.5)$$

$$\text{mit} \quad B_{det} = \frac{1}{2} (B_E + B_{EK} + B_{IsK} - B_{IsE} - B_{IK}) \quad (2.6)$$

$$\text{wobei} \quad B_{IK} = B_K + B_{KE}$$

aus Gründen der Programmorganisation definiert ist. Die einzelnen Ausbeuten B_K und die Reaktionsrate B_Y sind entsprechend Gl. 2.1 zu berechnen.

2.3 Ergebnisse ausgeführter Berechnungen (Detektorstrom)

Bei rechnergestützten Untersuchungen über hohlzylindrische, prompt anzeigende SPNDs stellte Al-Dabagh fest, daß der Isolator einen Signalbeitrag liefert, welcher den Strom eines sehr dünnen Emitters übertreffen kann /2/. Da das damals vorhandene Rechenprogramm allein den Emitter behandelte, konnte er für den Isolator nur Abschätzungen durchführen. Erst mit der hier vorgestellten erweiterten Version, die neben dem Emitter auch Isolator und Kollektor berücksichtigt, wurden die Einflüsse der Detektorelemente bestimmt, indem für insgesamt 80 verschiedene Detektoren jeweils der Signalstrom berechnet wurde.

Die verschiedenen Detektoren erhält man aus einem Basistyp durch Verändern von Abmessungen oder Werkstoffen; hier wurden bis zu drei Parameter gleichzeitig variiert. Die Daten des Basisdetektors sind auf Seite 13 aufgeführt und die Parameterwerte in Klammern beigelegt. Auf derselben Seite sind nochmals die Voraussetzungen zusammengestellt, unter denen Gl. 2.4 für den Detektorstrom und damit auch Gl. 2.6 für die Detektorausbeute abgeleitet wurden und die daher bei den Ergebnissen zu beachten sind.

Das erste Bild 2.6 zeigt den Detektorstrom I_{det} bei verschiedenen Emitterdicken, wie er sich gemäß Gl. 2.5 aus der jeweiligen Detektorausbeute B_{det} und der (n, γ) -Reaktionsrate $B_Y V$ ergibt.

Wie in der Einleitung gesagt, erfolgt in dem Programm keine Berechnung von B_Y . Die Werte für die acht Emitterdicken wurden aus der Arbeit von Al-Dabagh übernommen (/2/, Tabn 4.3 und 5.5), der sie entsprechend der Gl. 2.1 unter Verwendung des Monte-Carlo-Programms KENO II ermittelt hat.

Der geringe und weitgehend lineare Anstieg der Reaktionsrate mit der Emitterdicke erklärt sich aus der großen Neutronenaffinität des Gadoliniums. Schon ein sehr dünner Gd-Emitter stellt im thermischen Energiebereich einen schwarzen Absorber dar, die Reaktionsrate hierfür steigt lediglich infolge der zunehmenden Oberfläche des Emitters.

Zu 2.3 - Abmessungen und Werkstoffe des Basisdetektors.
Parameterwerte in Klammern.

Emitter

Länge	24 cm
Innenradius	2,3 cm
Dicke	0,01 cm (0,02; 0,03; 0,04; 0,05; 0,1; 0,2; 0,3)
Werkstoff	Gadolinium, nat.

Isolator

Dicke	0,2 cm (0,15; 0,25; 0,3; 0,35)
Werkstoff	Al_2O_3 , gesintert auf 3,8 g/cm ³

Kollektor

Dicke	0,05 cm
Werkstoff	Zircaloy (Nickel für Inconel; Titan)

Stoff im Innenraum Wasser (Helium oder Vakuum)

Zu 2.3 - Näherungen zur Berechnung des Detektorstroms

1. Ströme infolge der γ -Strahlung aus dem Reaktor sind nicht berücksichtigt.
2. Die Beiträge zum Signalstrom vom inneren Isolator und dem äußeren Kollektor werden vernachlässigt.
3. Veränderungen der Materialzusammensetzung durch Abbrand sowie γ - und β -Strahlung aus aktivierten Kernen bleiben unberücksichtigt.
4. Mehrfache Streuung der γ -Quanten wird ausgeschlossen, jedes Quant kann also höchstens ein schnelles Elektron erzeugen.

Bei höheren Neutronenenergien sind die Wirkungsquerschnitte kleiner, die zugehörige Reaktionsrate verläuft steiler und mit abnehmender Steigung. Ihr Anteil an der gesamten Reaktionsrate ist bei dünnen Emittlern allerdings so klein, daß der thermische Anteil deren Verlauf bestimmt. Erst bei größeren Dicken äußert sich der höherenergetische Anteil in einem stärkeren Anstieg der Gesamtrate. In Bild 2.6 ist dies oberhalb einer Dicke von 2 mm zu sehen.

Die Detektorausbeute B_{det} durchläuft ein Maximum bei einer Emitterdicke von etwa 1 mm. Sie setzt sich nach Gl. 2.6 aus den Anteilen der drei Detektorelemente Emitter ($B_E + B_{EK}$), Isolator ($B_{IsK} - B_{IsE}$) und Kollektor (B_{IK}) zusammen (Bild 2.7), wobei letzterer negativ zählt. Obwohl bei Emitterdicken unter 0,2 mm die Ausbeute des Isolators die des Emitters übertrifft, bestimmt die zweite offensichtlich den Verlauf von B_{det} .

Die Kurve für den Emitter entsteht dadurch, daß bei größerer Dicke mehr schnelle Elektronen erzeugt werden, diese jedoch längere Strecken überwinden müssen, um ihn zu verlassen. Ab etwa 1 mm Emitterdicke wächst die Anzahl der abgebremsten Elektronen schneller als die der produzierten (siehe auch Bild 3.7).

Die Beiträge von Isolator und Kollektor nehmen geringfügig ab, weil die im Emitter erzeugte Einfangstrahlung zunehmend in diesem selbst wieder absorbiert wird.

Eine Änderung der Isolator- statt der Emitterdicke führt zu einem entsprechenden Verlauf der Isolatorausbeute: mit der Elektronenproduktion ansteigend, bis bei größeren Dicken die Abbremsung überwiegt. In diesem Fall nehmen die Beiträge von Emitter und Kollektor ab, weil die erhöhte Abbremsung im Isolator die direkten Anteile B_{EK} und B_{KE} verkleinert.

Aus Bild 2.8 ist zu ersehen, daß der Verlauf des Detektorstroms über der Emitterdicke auch bei verschiedenen Isolatorstärken weitgehend gleich bleibt. Die Stromänderung mit der Isolatorstärke hängt dagegen sehr von dem Verhältnis Emitterbeitrag : Isolatorbeitrag ab, das sich in dem betrachteten Bereich in etwa umkehrt, nämlich von 2:3 zu 4,5:3.

Bei 0,1 mm Dicke liegt die Elektronenausbeute des Emitters deutlich unter der des Isolators, weshalb sich hier der oben beschriebene Sättigungsverlauf der Isolatorausbeute ausprägt: trotz gleichbleibender Vergrößerung der Isolatorstärke steigt I_{det} immer weniger. Oberhalb einer Dicke von 1 mm ist der Isolatorbeitrag weniger bedeutsam als die Barrierewirkung für die Elektronen aus dem Emitter: gleichmäßige Vergrößerung der Isolatorstärke bewirkt ebenso gleichmäßige Verringerung von B_{EK} und damit von I_{det} .

Die Ausschnittvergrößerung der Kurvenschar in Bild 2.10 zeigt, wie das Optimum mit zunehmender Emitterdicke auf kleinere Isolatorstärken übergeht.

Eine Änderung der Kollektorstärke wurde nicht studiert. Da der Beitrag des Kollektors immer negativ eingeht, wird dieser so dünn gewählt, wie Fertigung und die Funktion als Hülle es zulassen. Allerdings stehen verschiedene Werkstoffe zur Auswahl, von denen für zwei in Bild 2.9 die Stromverläufe über der Emitterdicke dargestellt sind, nämlich Zirkaloy und Nickel als Hauptbestandteil von Inconel. Das bislang nicht als Kollektor verwendete Titan wurde wegen seiner günstigen Eigenschaften zum Vergleich dazugenommen. Der Einfluß des Kollektorwerkstoffs beruht auf der mit der Elektrodendichte steigenden Absorption von Einfangquanten. Je größer die

Bild 2.6 - Detektorstrom I_{det} (o) aus Detektorausbeute (+) und (n,γ) -Reaktionsrate $B_{\gamma V}$ (x) bei verschiedenen Emitterdicken. Zahlenwerte in Tabelle 2.6 im Anhang.

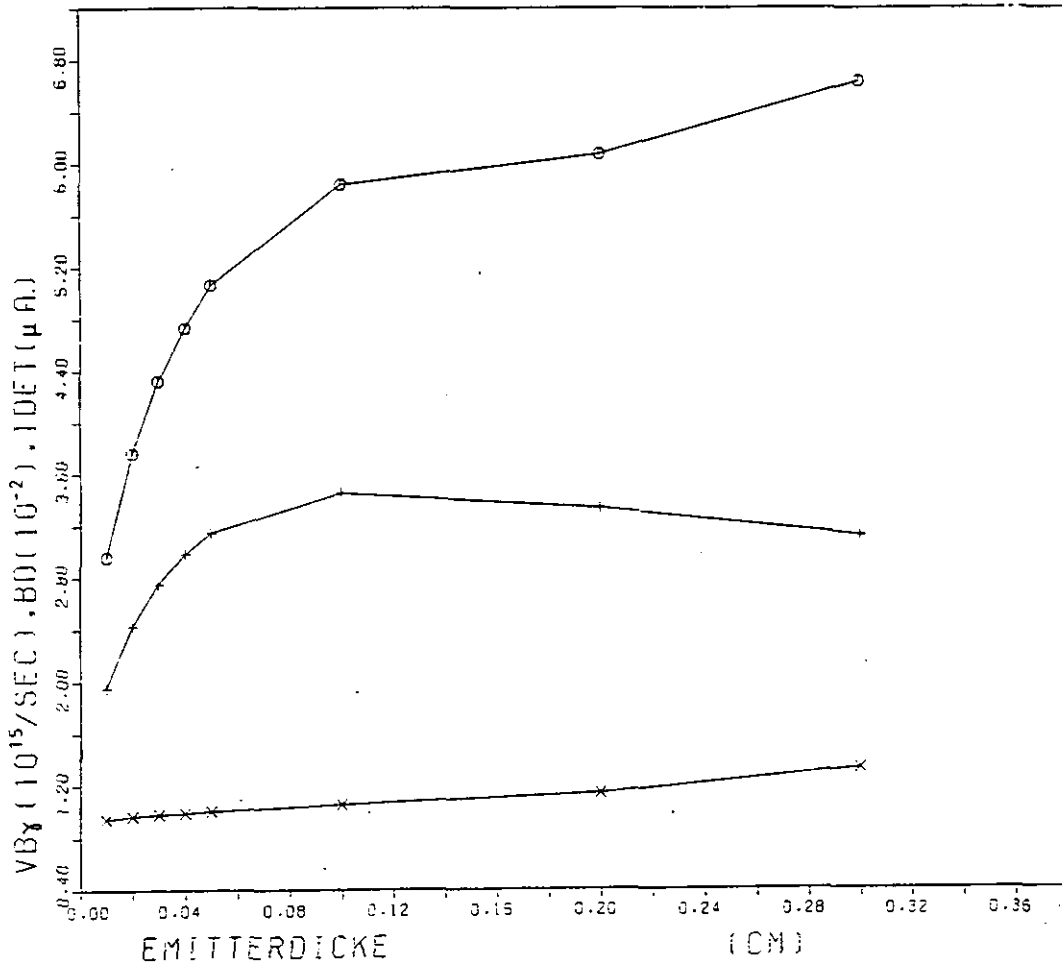


Bild 2.7 - Elektronenausbeuten von Emitter (+), Isolator (x) und Kollektor (Y) sowie deren Summe (o) gemäß Gl. 2.6. Zahlenwerte in Tabelle 2.7 im Anhang.

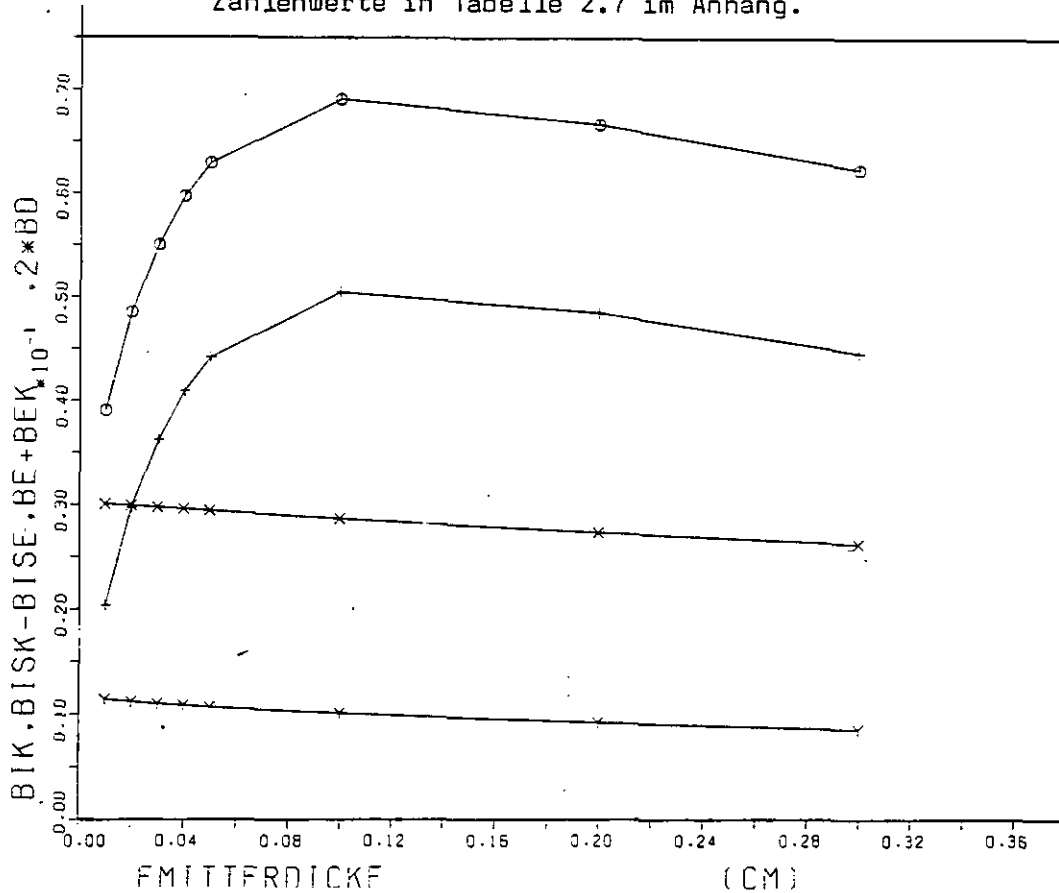


Bild 2.8 - Detektorstrom I_{det} bei verschiedenen Dicken von Emitter und Isolator. Zahlenwerte in Tab. 2.8 im Anhang.

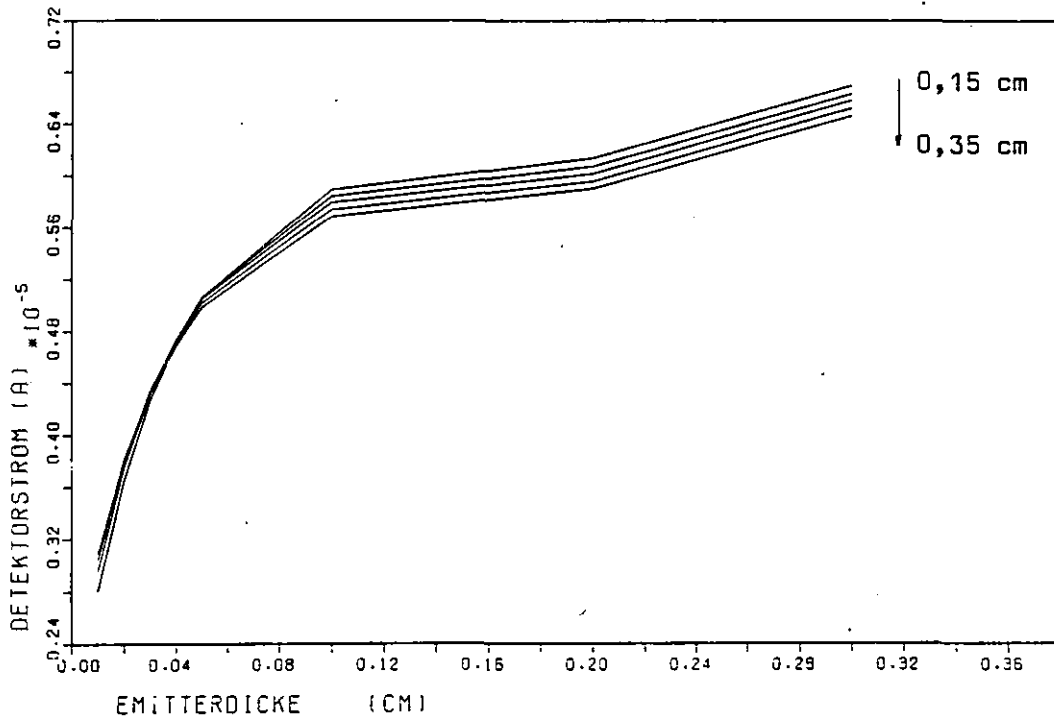


Bild 2.9 - Detektorstrom bei verschiedenen Kollektorwerkstoffen und Beispiel für nicht γ -absorbierende Umgebung (He). Zahlenwerte in Tabelle 2.9 im Anhang.

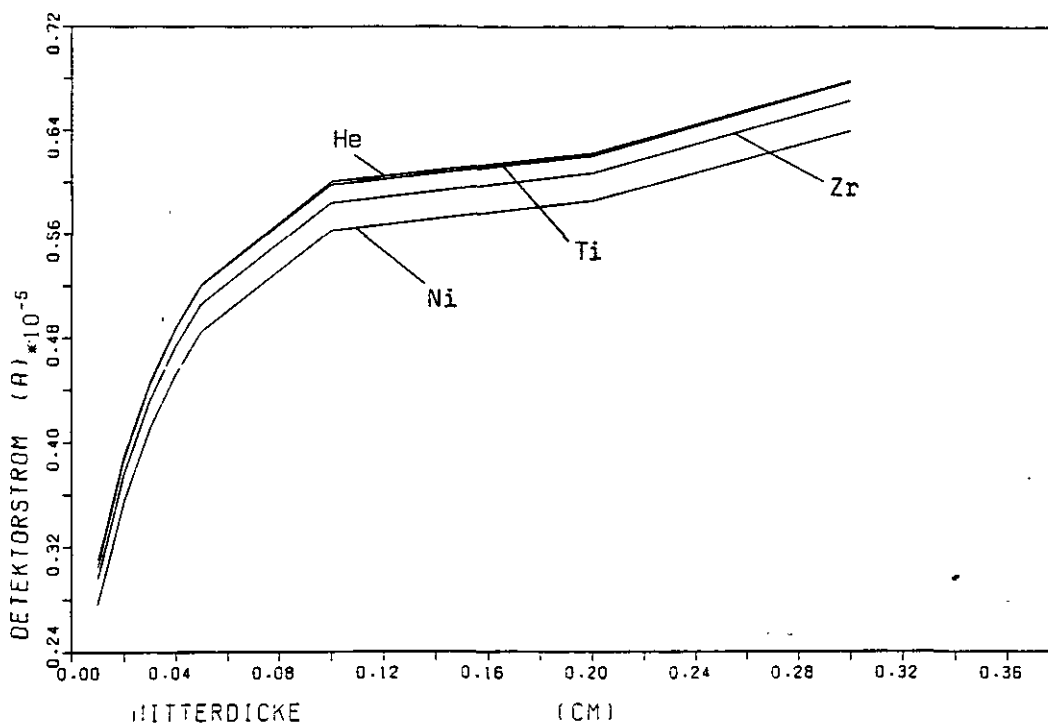
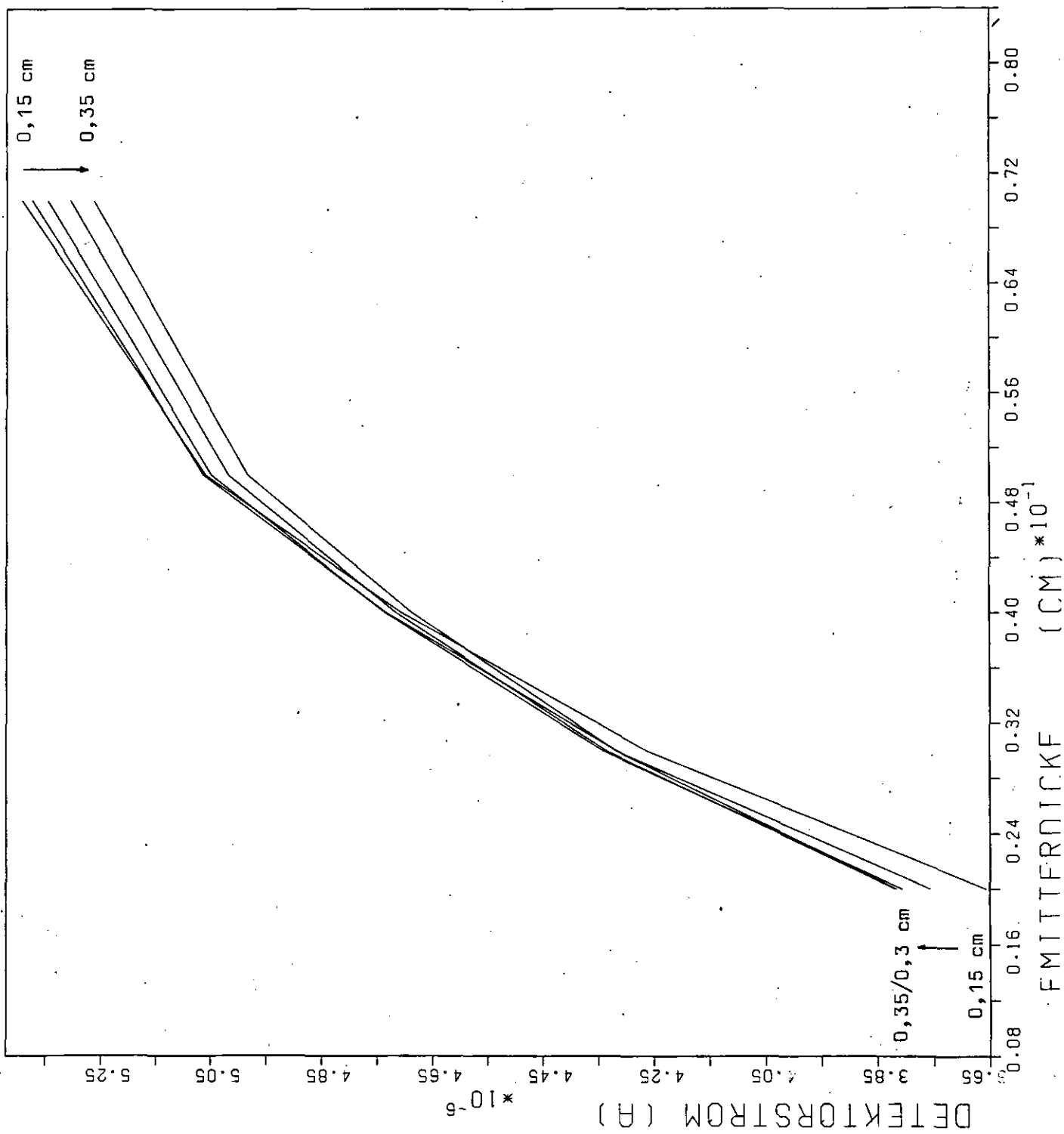


Bild 2.10 - Ausschnittvergrößerung von Bild 2.8: Detektorstrom bei verschiedenen Isolatorstärken (0,15; 0,2; 0,25; 0,3 und 0,35 cm).



Elektronendichte, desto weniger Quanten erreichen nach Durchquerung des Innenraums Emitter und Isolator und umso mehr schnelle Elektronen werden im Kollektor erzeugt, was eine größere Ausbeute B_{IK} bedeutet.

Titan hat aufgrund seiner geringen Dichte die kleinste Elektronendichte der drei Elemente und bewirkt damit den höchsten Detektorstrom, der bis zu 10 % über den Werten mit Ni-Kollektor liegt.

Wird der Detektor in einer anderen Umgebung als Wasser eingesetzt, ändert sich die γ -Absorption im Innenraum, was sich wegen der relativ großen durchstrahlten Schicht ähnlich wie Änderungen an Kollektor oder Isolator auswirkt.

In einem mit Helium gefüllten Innenraum sind die Verluste vernachlässigbar und dadurch die Elektronenausbeuten aller Detektorelemente am größten. Für den Detektorstrom ergibt die Kombination von Zr-Kollektor und He-Umgebung nahezu gleiche Werte wie ein Ti-Kollektor in Wasser; die Kombination Ti/He liegt am höchsten.

Zur Erhaltung der Übersichtlichkeit sind die Stromverläufe für die Kombinationen Ti/He und Ni/He in Bild 2.9 nicht mit aufgenommen, die Werte sind jedoch berechnet und stehen in der zugehörigen Tabelle 2.9 im Anhang.

Zusammenfassung

Der Detektorstrom nimmt mit der Emitterdicke in dem gesamten betrachteten Bereich zu; allerdings geht die Zunahme für eine Verdoppelung der Emitterdicke von 27 % bei 0,01 cm bis auf 4 % bei 0,1 cm zurück.

Der Isolator hat bei Emitterdicken unter 0,02 cm einen größeren Anteil am Detektorstrom als der Emitter, hier sind deshalb dicke Isolatorschichten günstig. Bei Emitterdicken von mehr als 0,1 cm sollte der Isolator dagegen möglichst dünn sein.

Als Kollektorwerkstoff ist Inconel bezüglich des Detektorstroms ungünstiger als Zirkaloy oder gar Titan, in den meisten Fällen wiegen aber seine besseren Fertigungseigenschaften die Stromeinbuße auf.

Die Auswirkungen von Änderungen der Isolatordicke, des Kollektorwerkstoffes oder der Umgebung auf den Signalstrom liegen in derselben Größenordnung, nämlich bis etwa 10 %. Über der Emitterdicke steigt der Strom dagegen um rund 100 % an. Daraus folgt, daß von den betrachteten Parametern die Emitterdicke für eine Optimierung am besten geeignet ist.

3. Elektronenausbeute prompt anzeigender SPN-Detektoren

3.1 Zur Berechnung der Elektronenausbeute

3.1.1 Berechnungsgleichung

Ein Strom in einem SPND ist nach Gl. 2.2 proportional zur Reaktionsrate und damit zum absoluten Neutronenfluß

$$I = e V B_{\gamma} B$$

Die Proportionalitätskonstante B wird Elektronenausbeute genannt, weil sie die Anzahl der entkommenen Elektronen je Neutroneneinfang angibt.

$$B = \frac{I/e}{B_{\gamma} V} = \frac{\text{entkommene Elektronen}}{\text{eingefangene Neutronen}}$$

Da ihr Betrag immer kleiner als 1 ist, kann ihr Kehrwert anschaulicher interpretiert werden als die Anzahl der (n,γ) -Reaktionen, die im Mittel stattfinden müssen, damit ein Elektron entkommt. Wie Gl. 2.2 gilt auch die Definition von B sowohl für die Gesamtausbeute als auch für die einzelnen Ausbeuten der Detektorelemente. Im Fall der Detektorausbeute B_{det} bedeutet "entkommen", daß das Elektron vom Emitter zum Kollektor gelangt. Dabei ist es gleich, ob der Transport direkt geschieht, in mehreren Schritten oder durch einen der Potentialströme.

Die Berechnungsgleichung für die Ausbeuten der Detektorelemente ist als Teil von Gl. 2.1 gegeben. Zur numerischen Bearbeitung muß das Integral durch eine Summe ersetzt und der Integrationsbereich $0..E_{\text{max}}$ durch feste Energiewerte $E_1...E_m$ dargestellt werden.

$$B_j = \sum_{k=1}^m Y_k P_{st_k} A_{jk} \epsilon_{jk} \quad (3.1)$$

j Index für Compton- ($j=1$) oder Photo-Effekt ($j=2$)

k Index der γ -Gruppe

m Anzahl der γ -Gruppen

Alle vier Größen in Gl. 3.1 sind von der γ -Energie abhängig, die Stoßwahrscheinlichkeit P_{st} und die Elektronenentkommwahrscheinlichkeit ϵ außerdem von dem betrachteten Detektorteil. Darüber hinaus unterscheiden sich die ϵ für Compton- und Photo-Elektronen. Es werden deshalb alle Elektronenausbeuten für beide Wechselwirkungen getrennt berechnet. Eine Ausnahme ist B_{isf} , zu der aus geometrischen Gründen nur Compton-Elektronen beitragen.

Y_k ist die Häufigkeit von Einfang-Quanten der Energie E_k . Da das γ -Spektrum elementspezifisch ist, müssen zu dem Emitttermaterial entsprechende Werte eingegeben werden.

Bei den durchgeführten Berechnungen wurde sowohl die diskrete als auch die Kontinuumsstrahlung betrachtet (siehe auch Bild 3.11). Die Wertepaare dafür wurden von Al-Dabagh übernommen, der experimentell ermittelte Daten verwertet hat (/2/, S. 33). Weil diese Y_k für den diskreten und den Kontinuumsbereich jeweils in eigenen Wertereihen mit unterschiedlichen E_k vorliegen, müssen alle Elektronenausbeuten für beide Bereiche getrennt berechnet und aufsummiert werden.

Um eine Elektronenausbeute für ein Detektorteil vollständig zu bestimmen, muß demnach Gl. 3.1 viermal bearbeitet werden.

3.1.2 Stoßwahrscheinlichkeit /3/

P_{st} bezeichnet den Anteil der in ein Detektorteil eintretenden γ -Quanten, der darin eine Wechselwirkung macht. Er ergibt sich aus einer Bilanz mit jenen Anteilen, die auf den verschiedenen Wegen wieder aus dem Detektorteil austreten.

$$\Sigma P_{aus} + P_{st} = 1 \Rightarrow P_{st} = 1 - \Sigma P_{aus}$$

Die einzelnen austretenden Anteile lassen sich einfach definieren, wenn folgende Voraussetzungen bestehen:

1. Die Teilchen bewegen sich geradlinig.
2. Die Teilchen entstehen homogen und isotrop oder treten isotrop ein.
3. Der Hohlzylinder ist unendlich lang.

Die 1. Voraussetzung trifft für γ -Quanten sicher zu, die beiden anderen sind am SPND gut angenähert. Kennzeichnet man die Umgebung innerhalb des Hohlzylinders mit 1 und außerhalb mit 2, kann man die möglichen Wahrscheinlichkeiten P_{ea} , daß ein von a eintretendes Quant bei a wieder austritt, wie folgt schreiben (siehe auch Bild 3.1):

P_{12} von innen nach außen
 P_{21} von außen nach innen
 P_{22} von außen nach außen

Werden in dem Hohlzylinder Quanten erzeugt, entkommen sie mit der Wahrscheinlichkeit

P_{Q1} nach innen
 P_{Q2} nach außen

Mit diesen elementaren Entkommwahrscheinlichkeiten erhält man für die drei am Hohlzylinder möglichen Fälle jeweils die Stoßwahrscheinlichkeit.

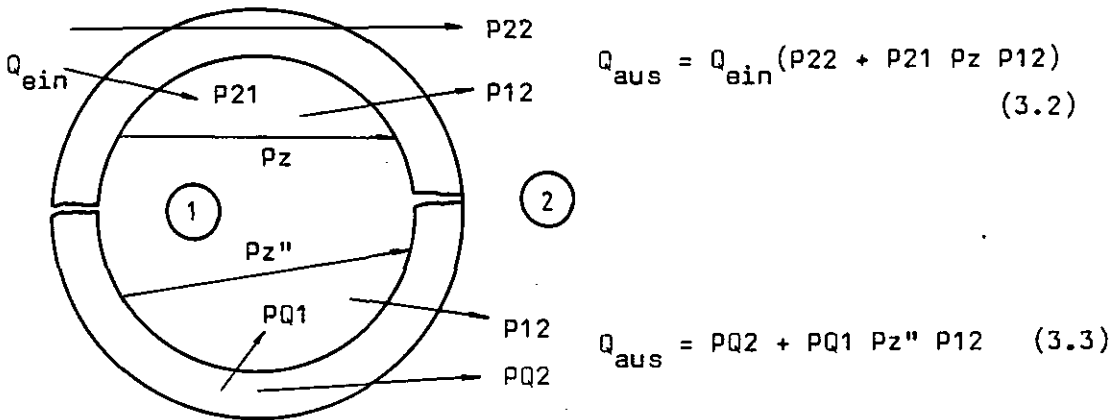
Eintritt von innen	$P_{st} = 1 - P_{12}$	(a)
Eintritt von außen	$P_{st} = 1 - P_{21} - P_{22}$	(b)
Entstehung	$P_{st} = 1 - P_{Q1} - P_{Q2}$	(c)

Im Fall c ist der Anteil P_{st} unmittelbar auf die erzeugten Quanten bezogen. Um dies auch für (a) und (b) zu erreichen, muß für die im Emitter entstehenden Quanten die Entkommwahrscheinlichkeit bis zum Eintritt in das betrachtete Detektorteil bestimmt werden.

Beim Durchlaufen mehrerer Hohlzylinderschichten nacheinander, beispielsweise von außen nach innen, multiplizieren sich die einzelnen Entkommwahrscheinlichkeiten

$$P_{Q1_{ges}} = P_{Q1} \prod_i P_{21_i}$$

Bild 3.1 - Entkommwahrscheinlichkeiten am Hohlzylinder



Dies gilt ebenso für die Wege durch den Innenraum, auf denen die Quanten die Schichten zuerst von außen nach innen durchdringen, nach Durchquerung des Innenraums dann umgekehrt. Wie aus Bild 3.1 zu ersehen ist, kommt hier noch der Anteil $P22$ dazu, der tangential durch die inneren Schichten läuft. Die Anteile durch den Innenraum und die innerste Schicht faßt Gl. 3.2 zusammen, die in Bild 3.1 mit der Entkommwahrscheinlichkeit Pz für den Innenraum abgeleitet ist.

Da konzentrische Voll- und Hohlzylinder quasi einen größeren Vollzylinder bilden, kann der Klammerausdruck in Gl. 3.2 als neue Entkommwahrscheinlichkeit Pz' interpretiert werden, welche den innersten Hohlzylinder mit einschließt.

In fortgesetzter Weise kann man ein Pz'' für den ganzen Bereich innerhalb des Emitters bestimmen. Damit beschreibt dann Gl. 3.3 den gesamten Anteil, der den Emitter nach außen verläßt, zum Teil nach Durchquerung des inneren Bereichs.

Die durch Gl. 3.3 bezeichneten γ -Quanten treten von innen in den äußeren Isolator ein (Fall a). Von den im Emitter erzeugten Quanten macht demnach folgender Anteil einen Stoß im äußeren Isolator:

$$(P_{\text{st}})_{\text{Is}} = (PQ2 + PQ1 Pz'' P12)_E (1 - P12)_{\text{Is}} \quad (3.4)$$

Ein Teil der entstehenden γ -Quanten wird noch im Emitter wieder absorbiert (Fall c), ein anderer entkommt nach innen und tritt nach Durchquerung des inneren Bereichs wieder in den Emitter ein (Fall a). Die Stoßwahrscheinlichkeit im Emitter ist die Summe von beiden Fällen.

$$(P_{\text{st}})_E = 1 - PQ1 - PQ2 + PQ1 Pz'' (1 - P12)_E \quad (3.5)$$

Von den entstehenden γ -Quanten tritt der Anteil

$$Q_{\text{ein}} = PQ1 P21_{\text{Is}}$$

aus dem inneren Isolator in den inneren Kollektor ein. Dies entspricht Fall b:

$$(P_{\text{st}})_{\text{Ka}} = Q_{\text{ein}} (1 - P21 - P22)_K \quad (3.6)$$

Ein Teil der Quanten verläßt den Kollektor auf der Innenseite, tritt aber nach der Durchquerung des Innenraums erneut in ihn ein. Dafür gilt Fall a:

$$(P_{st})_{Ki} = Q_{ein} P_{21} P_z (1 - P_{12})_K \quad (3.7)$$

Die Quanten, die weder im Kollektor noch im Innenraum Stöße machen, treten schließlich wieder aus dem Kollektor in den inneren Isolator ein

$$Q_{aus} = Q_{ein} (P_{21} P_z P_{12} + P_{22}) = Q_{ein} P_z' \quad (3.8)$$

Die Stoßwahrscheinlichkeiten im inneren Kollektor werden nach dem Eintritt der Quanten von außen $(P_{st})_{Ka}$ und von innen $(P_{st})_{Ki}$ unterschieden, weil die jeweiligen Intensitäten infolge der zusätzlichen Absorption im Innenraum sehr verschieden sein können. Darum werden auch die zugehörigen Elektronenausbeuten getrennt berechnet. Die Entkommwahrscheinlichkeit P_z' ist von Bedeutung für die Daten-Übertragung zwischen verschiedenen Programmteilen (siehe auch Bild 4.1).

Die elementaren Entkommwahrscheinlichkeiten P_{12} und P_{22} für den Hohlzylinder und P_z für den Vollzylinder lassen sich nur mit einigem Aufwand berechnen. Die anderen erhält man nach Kiese Wetter /3/ aus den einfachen Gleichungen

$$P_{21} = k P_{12} \quad (3.9)$$

$$P_{Q1} = \frac{k}{d} (1 - P_{12}) \quad (3.10)$$

$$P_{Q2} = \frac{1}{d} (1 - P_{21} - P_{22}) \quad (3.11)$$

Dabei bedeuten

$$k = r_i / r_a \quad (3.12)$$

das Verhältnis von Innenradius r_i zu Außenradius r_a und

$$d = 2 (1 + k) (r_a - r_i) \bar{\Sigma} \quad (3.13)$$

die "optische Dicke" des Hohlzylinders, das ist das Produkt aus der mittleren Sehnenlänge und dem totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitt $\bar{\Sigma}$. Hier ist $\bar{\Sigma}$ die Summe der Wirkungsquerschnitte für Compton- und Photo-Effekt $\bar{\Sigma} = \Sigma_1 + \Sigma_2$:

Kiese Wetter hat die eingangs definierten Entkommwahrscheinlichkeiten für die Parameterbereiche

$$0 \leq k \leq 1 \quad \text{und} \quad 0 \leq d \leq 30$$

berechnet und die Ergebnisse in Tafelform veröffentlicht /3/.

Das hier beschriebene Programm berechnet für jedes Detektorteil die Parameter k und d und interpoliert dafür aus den Tafelwerten die Entkommwahrscheinlichkeiten P_{12} , P_{Q1} und P_{Q2} . P_{21} wird nach Gl. 3.9 berechnet und P_{22} mit der umgeformten Gl. 3.11

$$P_{22} = 1 - k P_{12} - d P_{Q2} \quad (3.14)$$

P_{Q1} und P_{Q2} werden interpoliert statt nach den Gln 3.10 und 3.11 berechnet, weil bei der Division durch sehr kleine d die bei der Interpolation von P_{12} unweigerlich auftretenden Fehler unzulässig vergrößert werden und die auf diese Weise erhaltenen Werte zu völlig falschen Ergebnissen für P_{st} führen.

3.1.3 Anteile der γ -Wechselwirkung

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein γ -Quant in einem Detektorteil ein schnelles Elektron erzeugt, wird durch das zugehörige P_{st} ausgedrückt. Welcher Anteil dieser Wechselwirkungen als Streuung (Compton-Effekt) oder als Absorption (Photo-Effekt) abläuft, wird durch A_1 bzw A_2 angegeben. Es gilt

$$A_1 = 1 - A_2 \quad (3.15)$$

$$A_2 = \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1 + \Sigma_2} \quad (3.16)$$

Der Anteil A_2 für den Photo-Effekt ist in Bild 3.9 grafisch dargestellt. Für die makroskopischen Wirkungsquerschnitte sind in /4/ folgende Gleichungen angegeben:

$$\Sigma_1 = Z N_a \sigma_c \quad (3.17)$$

$$\Sigma_2 = 1,25 N_a 4\sqrt{2} \alpha^4 \sigma_0 Z^5/a^{3,5} \quad (3.18)$$

Z Ordnungszahl

$N_a = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{\rho}{A}$ Atomdichte

ρ, A Dichte, Atommasse

$\alpha = \frac{1}{137}$ Feinstruktur-Konstante

$\sigma_0 = 0,6652$ barn, Thomson-Querschnitt

$a = E_\gamma/m_e c^2$ γ -Energie in Einheiten d. Elektron-Ruheenergie

$$\sigma_c = 0,75 \sigma_0 \left[\frac{1+a}{a^2} \left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \ln(1+2a) \right] + \frac{1}{2a} \ln(1+2a) - \frac{1+3a}{1+2a} \right] \quad (3.19)$$

Gl. 3.18 beschreibt eigentlich den Photoeffekt an der K-Schale, der etwa 80 % aller Fälle ausmacht. Die γ -Absorption in den äußeren Elektronenschalen wird näherungsweise durch den Faktor 1,25 berücksichtigt (nach /4/).

3.1.4 Entkommwahrscheinlichkeit der Elektronen

ϵ bedeutet die Wahrscheinlichkeit, daß ein schnelles Elektron das Detektorteil seiner Entstehung verläßt. Darüber hinaus bezeichnen ϵ_{EK} und ϵ_{KE} jene Elektronen, die vom Emitter zum Kollektor gelangen bzw umgekehrt.

Für jeden Strom in Gl. 2.4 muß eine eigene Entkommwahrscheinlichkeit bestimmt werden, für die Ströme vom inneren Kollektor sogar jeweils zwei. Im Einzelnen werden folgende Entkommwahrscheinlichkeiten benötigt:

ϵ_E Elektronen entkommen aus dem Emitter

ϵ_{EK} Elektronen vom Emitter erreichen den Kollektor

ϵ_{IsK} Elektronen vom (äußeren) Isolator erreichen den Kollektor

ϵ_{IsE} Elektronen vom (äußeren) Isolator erreichen den Emitter

ϵ_{Ka} Einfang-Quanten treten von außen in den inneren Kollektor ein und erzeugen Elektronen, die ihn nach außen verlassen

ϵ_{Ki} die Quanten treten aus dem Innenraum ein, die Elektronen verlassen den inneren Kollektor nach außen

$\epsilon_{KEa,i}$ Elektronen vom inneren Kollektor erreichen den Emitter

Die Entkommwahrscheinlichkeiten ϵ_{Ka} und ϵ_{KEa} werden mit der Stoßwahrscheinlichkeit $(P_{st})_{Ka}$ multipliziert, ϵ_{Ki} und ϵ_{KEi} mit $(P_{st})_{Ki}$.

Die Summe dieser vier Produkte ergibt mit den zugehörigen γ und A_j die Elektronenausbeute B_{IK} .

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 dargelegt, müssen die Entkommwahrscheinlichkeiten nicht nur für jede γ -Gruppe, sondern auch für Compton- und Photo-Elektronen extra bestimmt werden. Allerdings ist die grundsätzliche Vorgehensweise immer gleich, weshalb im Folgenden nicht zwischen den einzelnen ϵ unterschieden wird.

Die Entkommwahrscheinlichkeit läßt sich wegen der vielen Einflußgrößen analytisch nur wenig genau berechnen und wird deshalb in diesem Programm durch rechnerische Simulation der tatsächlichen Abläufe ermittelt. Dazu werden für einzelne, fiktive Elektronen die bestimmenden Größen Startpunkt, Bewegungsrichtung und Reichweite festgelegt und dann unter Berücksichtigung der Detektorform errechnet, ob diese Elektronen ihr Detektorteil verlassen. Mit einer hinreichend großen Anzahl Elektronen, die auf diese Weise verfolgt werden, läßt sich jedes ϵ durch den Anteil der entkommenen Elektronen im Rahmen des Modells beliebig genau annähern.

$$\epsilon \approx n_E / S \quad (3.20)$$

n_E Anzahl der entkommenen Elektronen

S Anzahl der gestarteten Elektronen

In den durchgeführten Rechnungen wurden etwa 20 000 Elektronen je γ -Gruppe gestartet.

Die Entscheidung, ob ein Elektron entkommen ist oder nicht, geschieht im Vergleich von zwei Strecken. Ist die Reichweite des Elektrons größer als die Strecke, die es überwinden muß, wird es als entkommen gezählt.

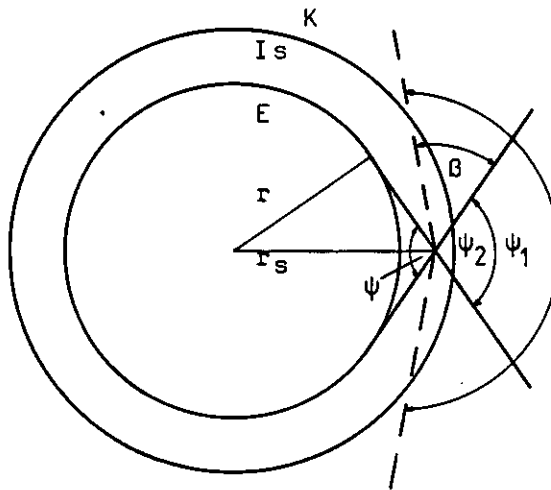
Für die Berechnung der zu überwindenden Strecke ist ein Modell zu formulieren, das die Geometrie und wesentliche Bedingungen enthält:

1. Der Detektor ist ein unendlich langer Hohlzylinder.
2. Die Entstehungsdichte der Elektronen ist konstant.
3. Die Bewegungsbahnen der Elektronen sind Geraden.
4. Die Flugrichtungen sind isotrop.

Die Bedingung 2 wird zur leichteren Berechnung insofern vereinfacht, als die Elektronen gleichmäßig über die Dicke statt über die Querschnittsfläche des betreffenden Detektorteils verteilt entstehen sollen. Dies gilt exakt nur für Plattengeometrie, ist aber für dünnwandige Hohlzylinder, wie sie hier vorliegen, eine gute Näherung.

Die 4. Bedingung trifft nur soweit zu, wie auch die erzeugten γ -Quanten isotrop sind. Für den Emitter ist dies weitgehend der Fall, aber für einen Punkt im äußeren Isolator kommen alle aus dem Emitter austretenden Quanten aus einem Bereich, der in Bild 3.2 mit Ψ bezeichnet ist. Bei reiner Vorwärtsstreuung erhalten die erzeugten schnellen Elektronen nur Richtungen, die in dem Bereich Ψ_2 liegen. Dies trifft für Photo-Elektronen zu, die praktisch nur vorwärts gestreut werden /4/. Bei Compton-Elektronen kommt noch der energieabhängige Streuwinkel θ dazu, sie verteilen sich deshalb auf den

Bild 3.2 - Winkelbereiche für Einfang-Quanten und schnelle Elektronen bei Startpunkt im äußeren Isolator



γ-Quanten:

$$\psi = 2 \arcsin(r/r_s)$$

Photo-Elektronen:

$$\psi_2 = \psi$$

Compton-Elektronen:

$$\psi_1 = \psi + 2 \beta$$

größeren Bereich ψ_1 . Innerhalb ψ werden die Quanten als isotrop betrachtet und damit auch die Elektronen in ψ_1 und ψ_2 .

Der Startpunkt und die Flugrichtung werden für jedes Elektron durch Zufallszahlen festgelegt. Die zu überwindende Strecke ist dann der Abschnitt auf der Fluggeraden vom Startpunkt bis zum Durchtrittspunkt durch die Mantelfläche des Hohlzylinders. Je nach gesuchter Entkommwahrscheinlichkeit ist für diese Mantelfläche die Grenzfläche zwischen Emitter und Isolator oder zwischen Isolator und Kollektor zu setzen.

Die Reichweite eines Elektrons hängt ab von seiner Energie und der Dichte der umgebenden Materie. Nach [4] gelten für die mittlere Reichweite R (in cm) die empirischen Beziehungen

$$R = \frac{1}{\rho} (0,53 E - 0,106) \quad E > 1 \text{ MeV} \quad (3.21)$$

$$R = 0,412 E^s / \rho \quad E \leq 1 \text{ MeV} \quad (3.22)$$

$$s = 1,265 - 0,0954 \ln E$$

ρ Materialdichte [g/cm³]

E Startenergie des Elektrons [MeV]

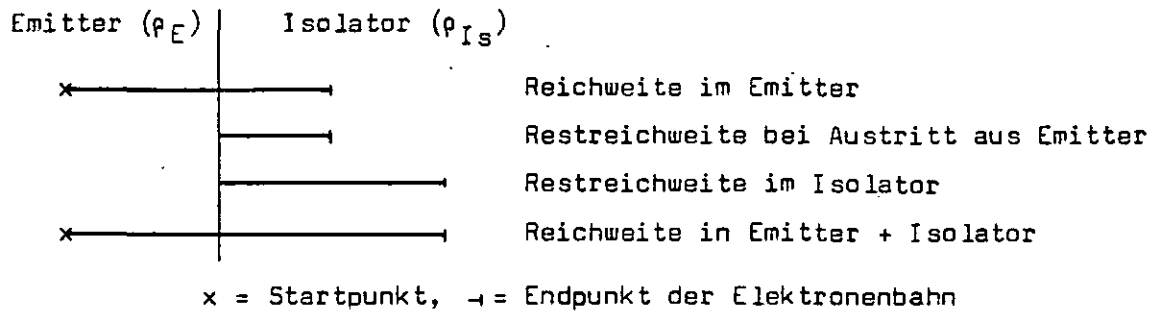
Diese Gleichungen enthalten implizit die Voraussetzung, daß das Elektron sich in einer homogenen Umgebung bewegt. Für die Entkommwahrscheinlichkeiten ϵ_{EK} und ϵ_{KE} müssen aber die Elektronen durch zwei Schichten verschiedener Dichte verfolgt werden.

Um die Reichweite in der zweiten Schicht zu bestimmen, werden die Gleichungen auf eine ideale Stoffgrenze angewendet (Bild 3.3). Die kinetische Energie des Elektrons ist unmittelbar hinter der Stoffgrenze fast genauso groß wie kurz davor. Dann hängt die Reichweite $(R)_G$ an der Grenze nur von der Dichte ab

$$(R)_G \sim 1/\rho$$

und kann mit den Dichten der beiden Stoffe berechnet werden. Am Beispiel von Emitter und Isolator ist

Bild 3.3 - Änderung der Reichweite an einer Stoffgrenze



$$(R_{Is})_G = (R_E)_G (\rho_E / \rho_{Is}) \quad (3.23)$$

$(R_E)_G$ Restreichweite bei Austritt aus Emitter

$(R_{Is})_G$ Reichweite bei Eintritt in Isolator

ρ_E, ρ_{Is} Dichten von Emitter und Isolator

Die Restreichweite ist die Differenz von der Reichweite R am Startpunkt und der bis zur Stoffgrenze zurückgelegten Weglänge L

$$(R_E)_G = R_E - L_E \quad (3.24)$$

Die Gln 3.23 und 3.24 gelten natürlich analog für Elektronen, die aus dem Kollektor in den Isolator eintreten.

Die Startenergie und damit die Reichweite eines Elektrons hängt vom Entstehungsvorgang ab.

Beim Photo-Effekt wird das γ -Quant vollständig absorbiert und seine Energie auf die Bindungsenergie und die kinetische Energie des Elektrons aufgeteilt. Da bei hochenergetischer γ -Strahlung die Wechselwirkung mit der innersten Elektronenhülle überwiegt (ca 80 %), wird allen Photo-Elektronen die Entstehungsenergie E zugeordnet, die sie beim Photoeffekt an der K-Schale erhalten würden. Diese ist nach [4/

$$E = E_\gamma - E_K \quad (3.25)$$

mit der Bindungsenergie des K-Elektrons

$$E_K = R_y (Z - 1)^2 \quad (3.26)$$

$R_y = 13,52 \text{ eV}$ Rydberg-Konstante

Z Ordnungszahl

Falls das betrachtete Material aus einem einzigen chemischen Element besteht, erzeugen monoenergetische γ -Quanten auch monoenergetische Photo-Elektronen. Bei chemischen Verbindungen und Legierungen treten dafür so viele Elektronenenergien auf, wie Atomsorten vorhanden sind. Da die Bindungsenergien insbesondere der leichten Elemente sehr klein gegenüber den γ -Energien sind,

z. B. bei Aluminium: $E_K = 2 \text{ keV} \ll E_{\min} = 200 \text{ keV}$.

könnten die E_K mit geringem Fehler vernachlässigt werden. Stattdessen werden im Programm die Entkommwahrscheinlichkeiten für den Isolator (hier: Al_2O_3) nach unten abgeschätzt, indem einheitlich das E_K vom Aluminium eingesetzt wird, wodurch die Photo-Elektronen von den Sauerstoff-Atomen etwas zu kleine Energien erhalten. Im Fall von

Emitter und Kollektor verarbeitet das Programm ohnehin nur jeweils ein Element, von dem dann die Bindungsenergie berücksichtigt wird. Die Anzahl der Gruppen von Photo-Elektronen ist demnach für alle Detektorteile gleich der Anzahl der γ -Gruppen.

Als Compton-Effekt wird die (elastische) Streuung eines γ -Quants an einem Hüllen-Elektron bezeichnet. Je nach der Richtungsänderung des γ -Quants erhält das Elektron eine Energie E zwischen 0 und $E_{\max}$ übertragen /1/.

$$E_{\max} = E_{\gamma} \frac{2a}{1+2a} \quad (3.27)$$

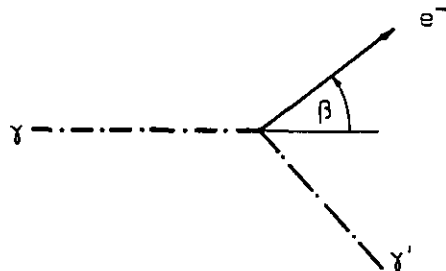
mit $a = E_{\gamma}/m_e c^2$ E_{γ} bezogen auf Elektron-Ruheenergie

Die Bindungsenergie des Elektrons ist hierbei gegenüber der γ -Energie vernachlässigt.

Aus der auf das Elektron übertragenen Energie E und der Energie E_{γ} des erzeugenden γ -Quants läßt sich der Streuwinkel β bestimmen, der die Richtung des Elektrons gegenüber der Ursprungsrichtung des γ -Quants angibt (Bild 3.4). Nach /2/ gilt die Beziehung

$$\begin{aligned} \cos \beta &= \frac{1 + a^2}{a^2 + 2a(E_{\gamma}/E)} \\ \Rightarrow \beta &= \arccos \left(\frac{1 + 1/a^2}{1 + 2m_e c^2/E} \right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Bild 3.4 - Streuwinkel β beim Compton-Effekt

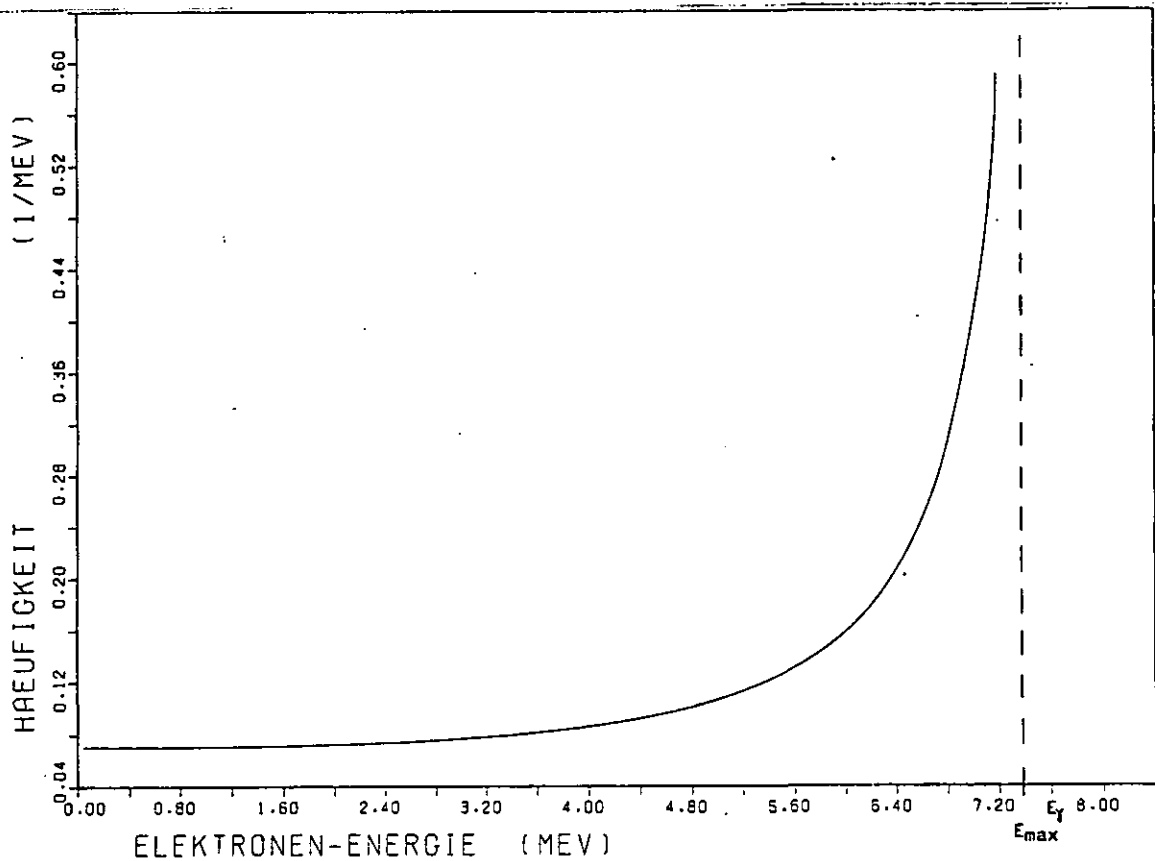


Die Häufigkeit p , mit der Compton-Elektronen der Energie E auftreten, ist in Bild 3.5 für eine γ -Energie von 7,625 MeV dargestellt und darunter die Berechnungsgleichung angegeben. Die Funktion ist auf 1 normiert.

$$\int_0^{E_{\max}} p \, dE = 1$$

Zur numerischen Bearbeitung muß der Bereich der Compton-Energie analog zur γ -Energie durch feste Energiewerte dargestellt werden. Für jeden Energiewert wird dann die zugehörige Häufigkeit p nach Gl. 3.29 berechnet. Aus der normierten Häufigkeit erhält man die absolute durch Multiplikation mit dem Energiebereich, den eine Elektron-Gruppe abdeckt. Die Durchführung ist in Abschnitt 4.2.2 (Unterprogramm ZS6) beschrieben.

Bild 3.5 - Häufigkeit von Compton-Energien bei $E_\gamma = 7,625 \text{ MeV}$



Zu Bild 3.5 - Berechnungsgleichung für die Häufigkeit p von Compton-Elektronen der Energie E , erzeugt durch ein γ -Quant der Energie E_γ (nach /1/).

$$p = \frac{1}{F} \left[2 + \frac{E^2}{a^2(E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{(E_\gamma - E)E_\gamma} - \frac{2E}{a(E_\gamma - E)} \right] \quad (3.29)$$

Der Normierungsfaktor ist $F = A + B + C + D$

$$A = E_{\max} \left(1 + \frac{1}{a} \right)^2$$

$$B = \frac{1}{a^2} \frac{E_\gamma \cdot E_{\max}}{E_\gamma - E_{\max}} = 2 m_e c^2$$

$$C = \left(\frac{2}{a^2} - 1 + \frac{2}{a} \right) E_\gamma \ln \left(\frac{E_\gamma - E_{\max}}{E_\gamma} \right)$$

$$D = - \frac{E_{\max}^2}{2 \cdot E_\gamma}$$

mit $E_{\max} = E_\gamma \frac{2a}{1+2a}$ und $a = E_\gamma / m_e c^2$

3.2 Ergebnisse ausgeführter Berechnungen (Elektronenausbeute)

3.2.1 Einfluß des Wirkungsquerschnitts

Den Verlauf der Elektronenausbeuten des Detektors und der Detektorelemente über der Emitterdicke zeigt Bild 3.6, das schon in Abschnitt 2.3 beschrieben worden ist (Bild 2.7). Daraus geht hervor, daß zwar Isolator und Kollektor bedeutsame Beiträge zur Detektorausbeute erbringen, aber der charakteristische Verlauf mit dem Maximum bei etwa 1mm praktisch allein durch den Emitter bestimmt wird.

Die Begründung für diesen Verlauf gibt Bild 3.7. Darin ist die Ausbeute von Compton-Elektronen aus dem Emitter, die durch Einfang-Quanten mit einer mittleren Energie von 2,375 MeV erzeugt werden, über der Emitterdicke aufgetragen. Unter diesen Einschränkungen sind Y und A_1 in Gl. 3.1 feste Werte, so daß die Gruppenausbeute ZC nur noch von der Stoßwahrscheinlichkeit P_{st} und der Entkommwahrscheinlichkeit ϵ_E abhängt.

$$ZC \sim P_{st} \epsilon_E$$

Die Graphen dieser beiden Größen sind ebenfalls in Bild 3.7 eingetragen. P_{st} steigt infolge des kleinen Wirkungsquerschnitts für den Compton-Effekt annähernd linear mit der Emitterdicke, während die Entkommwahrscheinlichkeit der Compton-Elektronen, die im Bild als EWC bezeichnet ist, sich etwa umgekehrt proportional zur Emitterdicke verhält. Das Produkt beider Kurven ergibt den charakteristischen Verlauf der Emitterausbeute.

Bei höheren γ -Energien ist der Compton-Wirkungsquerschnitt kleiner, was einen flacheren Verlauf von P_{st} bei kleineren Werten bewirkt. Der Graph von EWC liegt dann wegen der größeren Durchdringungsfähigkeit der schnellen Elektronen höher und ist weniger stark gekrümmt. Insgesamt wird dadurch das Maximum zu größeren Emitterdicken verschoben. Dies hat zur Folge, daß der konkave Verlauf von ZC oberhalb des Maximums zu einem schwach konvexen bei der summierten Elektronenausbeute B_E wird.

Im Grundsatz gilt Bild 3.7 auch für die Elektronenausbeuten von Isolator und Kollektor über der jeweiligen Dicke. Wegen der kleineren Elektronendichten, insbesondere des Isolators, sind allerdings die Wirkungsquerschnitte kleiner, weshalb dort die Kurven für P_{st} und ZC flacher verlaufen. Ein Vergleich der Ausbeuten von Emitter und Isolator geschieht in Bild 3.8 mittels der Detektorausbeute. In Bild 3.8a ist die Detektorausbeute über der Emitterdicke aufgetragen, wobei die Punkte gleicher Isolatorstärke verbunden sind. Bild 3.8b gibt dieselben Werte über der Isolatorstärke wieder, hier sind die Punkte gleicher Emitterdicke verbunden. Die y-Achse ist in beiden Teilbildern gleich.

Die Gegenüberstellung zeigt deutlich, daß die Detektorausbeute im gesamten Bereich stärker mit der Emitterdicke steigt als mit der Isolatorstärke. Eine Verdoppelung der Isolatorstärke von 0,15 cm auf 0,3 cm vergrößert die Detektorausbeute höchstens um etwa $0,2 \cdot 10^{-2}$, und zwar bei der kleinsten Emitterdicke (0,01 cm). Dagegen erbringt eine Verdoppelung der Emitterdicke von 0,01 cm auf 0,02 cm einen Zuwachs zwischen $0,4 \cdot 10^{-2}$ und $0,5 \cdot 10^{-2}$ (je nach Isolatorstärke), und selbst in der Nähe des Maximums von B_{det} bewirkt eine Verdoppelung von 0,05 cm auf 0,1 cm mit $0,27 \cdot 10^{-2}$ (bei 0,35 cm) eine größere Steigerung als im günstigsten Fall durch den Isolator.

Bild 3.6 - Elektronenausbeuten von Emitter (+), Isolator (x) und Kollektor (Y) sowie deren Summe (o) gemäß Gl. 2.6 (identisch mit Bild 2.7).

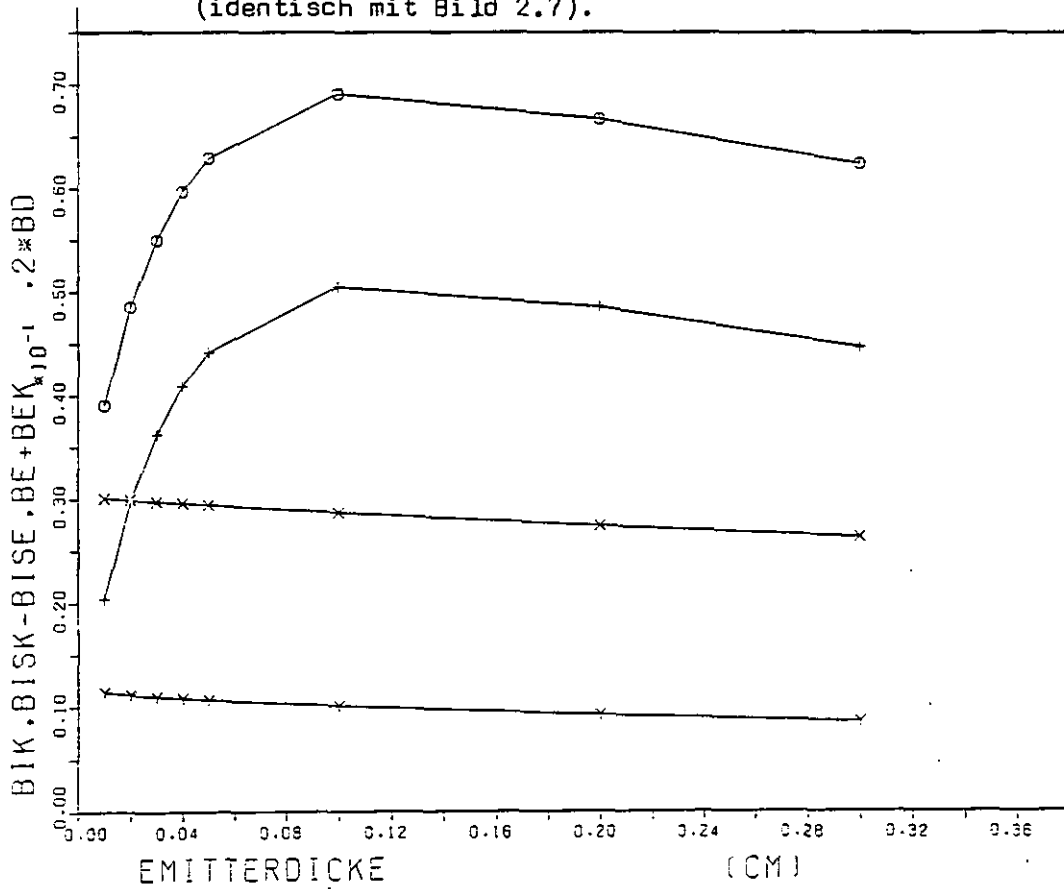


Bild 3.7 - Ausbeute ZC (o) des Emitters (0,1 mm) an Compton-Elektronen bei $E_\gamma = 2,4$ MeV aus Stoßwahrscheinlichkeit P_{st} (+) und Entkommw. EWC (x). Zahlenwerte in Tab. 3.7 im Anhang.

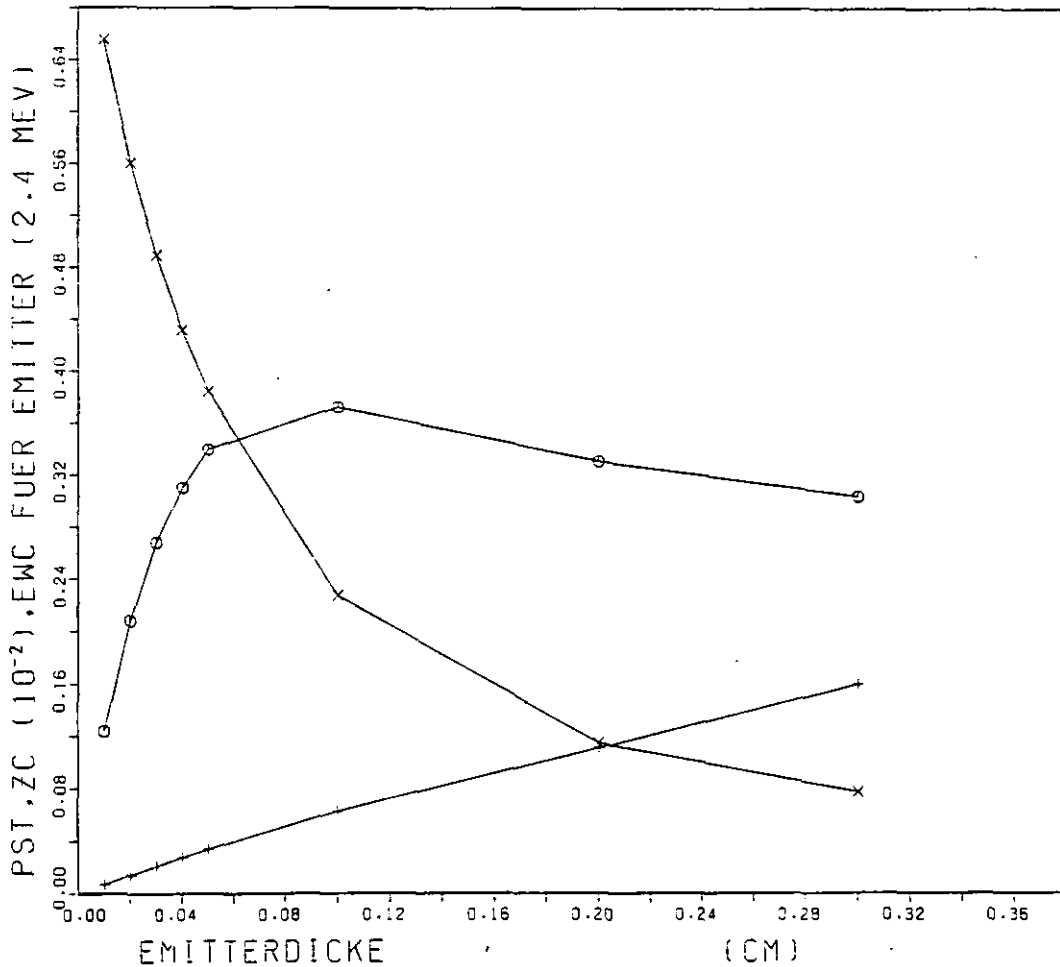
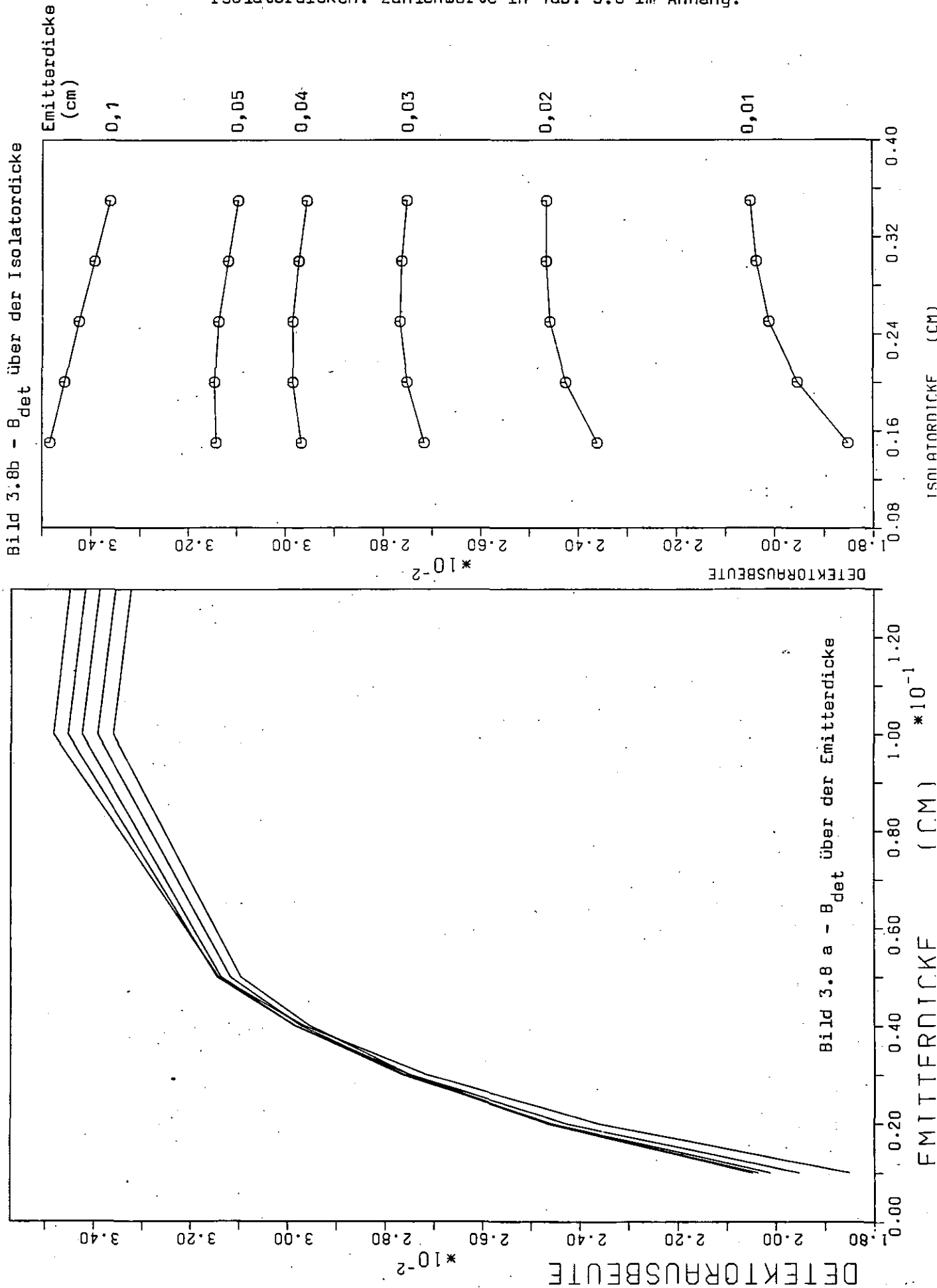


Bild 3.8 - Detektorausbeute B_{det} bei verschiedenen Emitter- und Isolatorstärken. Zahlenwerte in Tab. 3.8 im Anhang.



Wegen der kleineren Wirkungsquerschnitte hat also eine Änderung der Isolatorstärke einen geringeren Einfluß auf die Detektorausbeute und damit auf den Detektorstrom als eine Änderung der Emittierstärke.

Bild 3.8b eignet sich zur Erklärung einer Erscheinung, die schon in Abschnitt 2.3 angesprochen wurde, nämlich daß die Detektorausbeute sich bei dünnen Emittiern anders mit der Isolatorstärke ändert als bei dicken Emittiern, wie es in den Bildern 2.8 und 3.8a zu sehen ist. Die Kurven in Bild 3.8b geben im Wesentlichen die Summe

$$B_{EK} + B_{ISK}$$

wieder, da B_E sich kaum mit der Isolatorstärke ändert und die anderen Summanden in Gl. 2.6 klein sind. Wie oben gesagt, verläuft B_{ISK} über der Isolatorstärke wie B_E in Bild 3.6: mit der Elektronenproduktion steigend, bis die Abbremsung überwiegt. B_{EK} nimmt mit steigender Isolatorstärke ab, weil weniger Elektronen aus dem Emittier den Kollektor erreichen.

Diese Zusammenhänge gelten allgemein, aber bei sehr dünnem Emittier ist B_{EK} bedeutend kleiner als B_{ISK} , so daß der typische Verlauf von B_{ISK} über der Isolatorstärke auch in der Detektorausbeute erscheint (Bild 3.8b: 0,01 cm). Bei dickeren Emittiern (0,04 cm) sind die Änderungen von B_{EK} mit der Isolatorstärke groß genug, um den Verlauf der Isolatorausbeute weitgehend zu überdecken.

3.2.2 Beiträge der Wechselwirkungen und Strahlungsbereiche

Bislang wurde die Elektronenausbeute dazu gebraucht, die Einflüsse der einzelnen Detektorelemente auf die Gesamtausbeute und damit auf den Detektorstrom zu vergleichen. Dafür wurden die verschiedenen Ausbeuten nur in Abhängigkeit von den geometrischen Verhältnissen und den Werkstoffen betrachtet. Nach Abschnitt 3.1.1 setzt sich auch die Ausbeute eines Detektorelements aus mehreren Anteilen zusammen, nämlich den Ausbeuten an Compton- und Photo-Elektronen jeweils für die diskrete und die Kontinuumsstrahlung. Diese Anteile treten zwar gemeinsam in Erscheinung, werden aber getrennt berechnet. Dadurch ist es möglich, ihre Beiträge zu vergleichen.

Die Gl. 3.1 gilt für jeden Anteil einer Elektronenausbeute. Dabei unterscheiden sich die beiden Wechselwirkungen in ihren Anteilen A_j und den Entkommwahrscheinlichkeiten ϵ_j , die Strahlungen in den γ -Ausbeuten Y und in der Anzahl m der Energiegruppen.

Die Entkommwahrscheinlichkeiten ϵ_1 der Compton-Elektronen sind normalerweise kleiner als die ϵ_2 der Photo-Elektronen, da diese die gesamte Energie des stoßenden γ -Quants und damit eine größere Reichweite erhalten. Bei besonderen geometrischen Verhältnissen sind allerdings die Compton-Elektronen aufgrund ihres Streuwinkels im Vorteil. So können sie vom äußeren Isolator aus zum Emittier gelangen (ϵ_{ISE}), was für Photo-Elektronen unmöglich ist, da sie praktisch die Richtung des stoßenden γ -Quants beibehalten; für sie ist deshalb $\epsilon_{ISE} = 0$.

Die Wechselwirkungsanteile A_j sind als konkurrierende Größen definiert, d h es gilt immer

$$A_1 + A_2 = 1$$

Bild 3.9 zeigt den Verlauf des Photo-Anteils A_2 (nach Gl. 3.16) über der γ -Energie. Durch Hinzufügen der Linie $A=1$ entsteht daraus eine

Bild 3.9 - Anteil A_2 des Photoeffekts nach Gl. 3.16

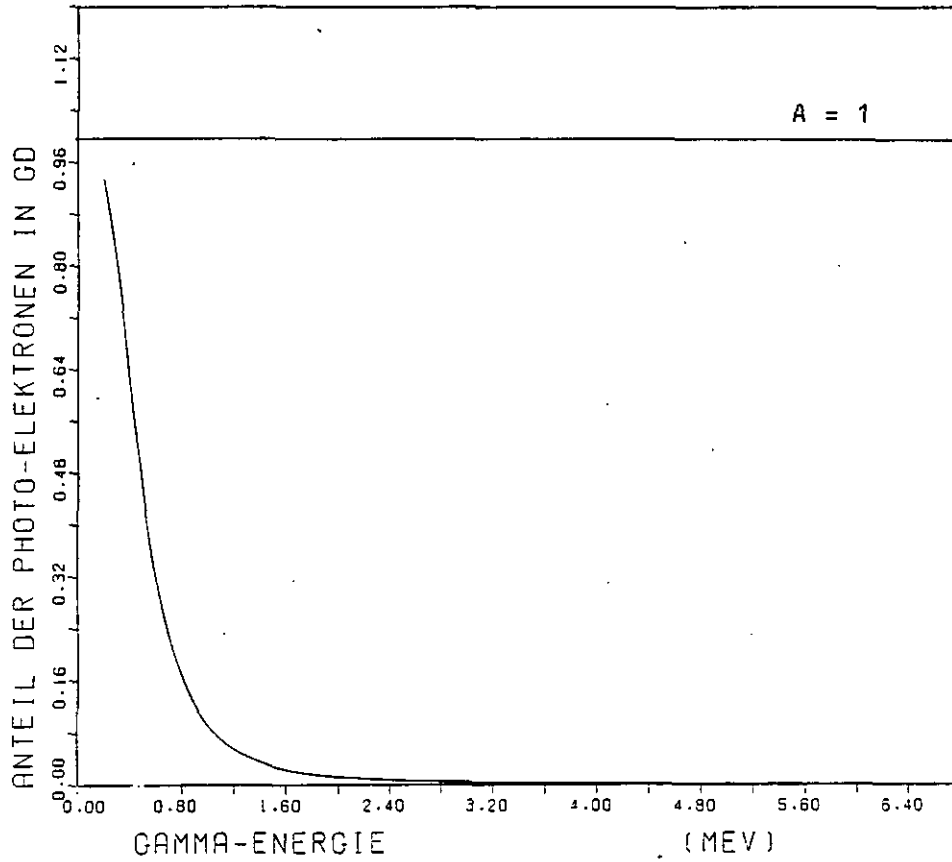
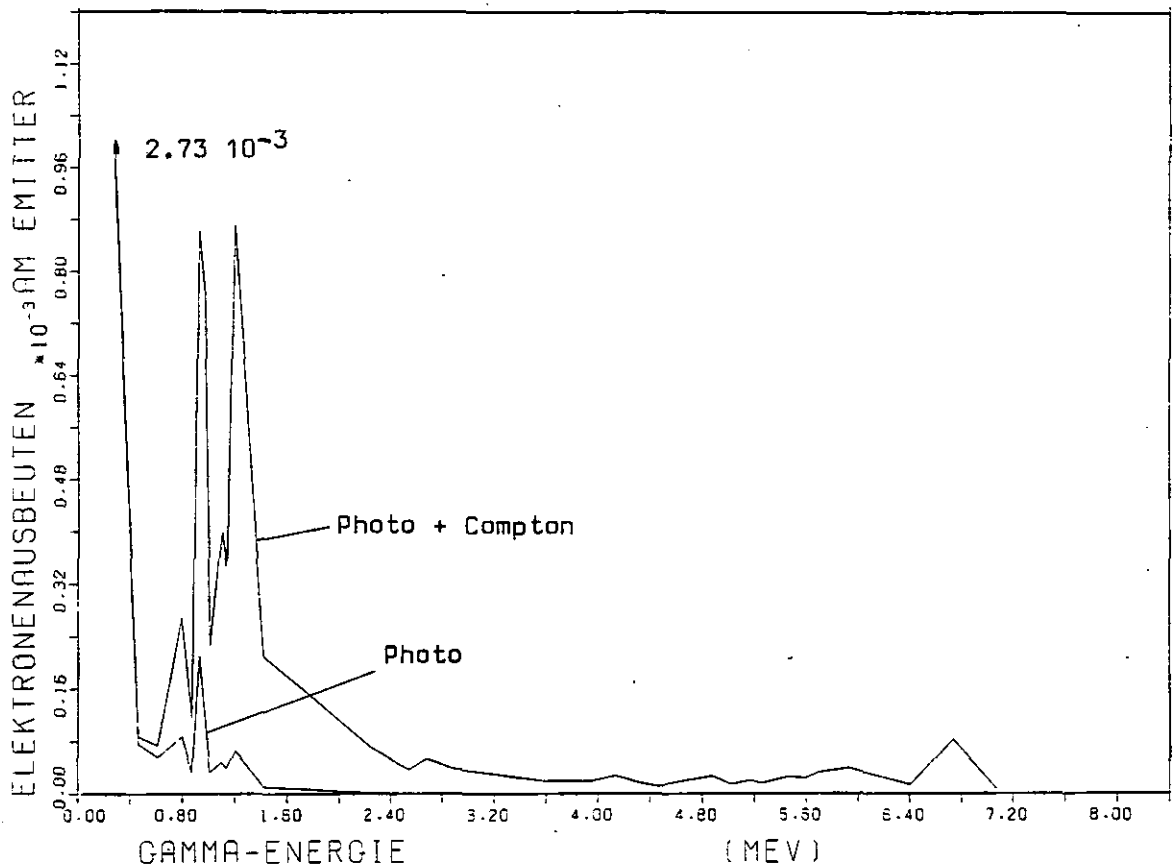


Bild 3.10 - Emittorausbeute an Photo-Elektronen sowie an Photo- und Compton-Elektronen zusammen. Zahlenwerte in Tab. 3.10.



Gegenüberstellung von A_1 und A_2 als Abstände zu dieser Linie und zur x-Achse.

Bei niedrigen Energien ($< 0,5$ MeV) überwiegt der Photo-Effekt, oberhalb von etwa 2 MeV der Compton-Effekt. Der Übergang erfolgt in einem schmalen Energieintervall von einigen 100 keV.

Die Aussage von Bild 3.9, daß bei niedrigen Energien die γ -Quanten hauptsächlich absorbiert, bei höheren dagegen vorwiegend gestreut werden, trifft für jedes Material zu. Aber die Lage des Übergangsbereichs bezüglich der Energieskala wird durch die Ordnungszahl festgelegt. Die Kurve in Bild 3.9 gilt für Gadolinium mit $Z = 64$, ein größeres Z bewirkt eine Verschiebung zu höheren Energien.

Der Verlauf von A_2 läßt sich in der Elektronenausbeute wiederfinden. In Bild 3.10 ist dazu über der γ -Energie die Emitterausbeute an Photo-Elektronen allein und zusammen mit der an Compton-Elektronen aufgetragen. Bei den niedrigsten Energien unterscheidet sich die Photo-Ausbeute kaum von der Gesamtausbeute, aber mit steigender Energie verläuft sie zusehends niedriger als diese. Oberhalb von etwa 2 MeV resultiert die Emitterausbeute praktisch allein aus dem Compton-Effekt.

Ohne Beachtung des bizarren Verlaufs der Kurven in Bild 3.10, der durch die γ -Ausbeute verursacht wird (s. u.), kann man die Summenkurve mit der Geraden $A=1$ in Bild 3.9 gleichsetzen. Dann verläuft die Photo-Ausbeute in Bild 3.10 sehr ähnlich wie A_2 in Bild 3.9.

Bild 3.11 gibt die relativen Intensitäten Y der Einfang-Quanten in Abhängigkeit von der γ -Energie wieder. Dabei wird die diskrete Strahlung durch 34 Gruppen im Bereich 0,2...7 MeV dargestellt und das Kontinuum durch 28 Gruppen im Bereich 0,9...7,6 MeV.

Die beiden Graphen unterscheiden sich deutlich von einander. Die Ausbeute der diskreten Strahlung verläuft bei niedrigen Energien ausgesprochen sprunghaft und ist oberhalb von etwa 2,5 MeV durchweg gering. Dagegen zeigt die des Kontinuums einen gleichmäßigen Verlauf mit einem ausgeprägten Maximum bei 2,4 MeV.

Die Fläche unter jedem Graph ist ein Maß für die Intensität der jeweiligen Strahlung. Daß hier die Kontinuumstrahlung bedeutend intensiver ist als die diskrete, ist eine Eigenheit des Gadoliniums.

Die γ -Ausbeuten bestimmen ganz wesentlich die Elektronenausbeuten der beiden Strahlungsbereiche, und zwar sowohl die Beträge als auch die Verläufe über der γ -Energie. Dies wird durch eine Gegenüberstellung der γ -Ausbeuten (Bild 3.11) und der entsprechenden Detektorausbeuten (Bild 3.12) deutlich.

Die Kontinuumstrahlung überwiegt im zweiten Fall noch mehr, weil ihre großen Y bei höheren Energien auftreten als die der diskreten Strahlung. Höhere Energie bedeutet aber größere Entkommwahrscheinlichkeit ϵ und damit größere Elektronenausbeute.

Aus demselben Grund kehrt sich auch das Größenverhältnis der beiden diskreten Spitzen um. In Bild 3.11 ist der Wert der zweiten Spitze (0,144) um etwa 30 % kleiner als jener der ersten (0,2). Aber vom ersten Energiewert (0,9 MeV) zum zweiten (1,2 MeV) steigt die Entkommwahrscheinlichkeit ϵ_E um mehr als 90 %, ϵ_{ISK} sogar um mehrere 100 %. Deshalb ist in Bild 3.12 die zweite Spitze ($0,64 \cdot 10^{-3}$) um rund 28 % größer als die erste ($0,5 \cdot 10^{-3}$).

Der extrem steile Anstieg der diskreten Detektorausbeute unterhalb von 0,5 MeV zu kleineren Energien hin wird durch den Photoeffekt verursacht (siehe auch Bild 3.10). Für dessen Wirkungsquerschnitt gilt nach Gl. 3.18

Bild 3.11 - Diskretes und kontinuierliches Spektrum der (n, γ)-Strahlung bei Gd. Zahlenwerte in Tab. 3.11 im Anhang.

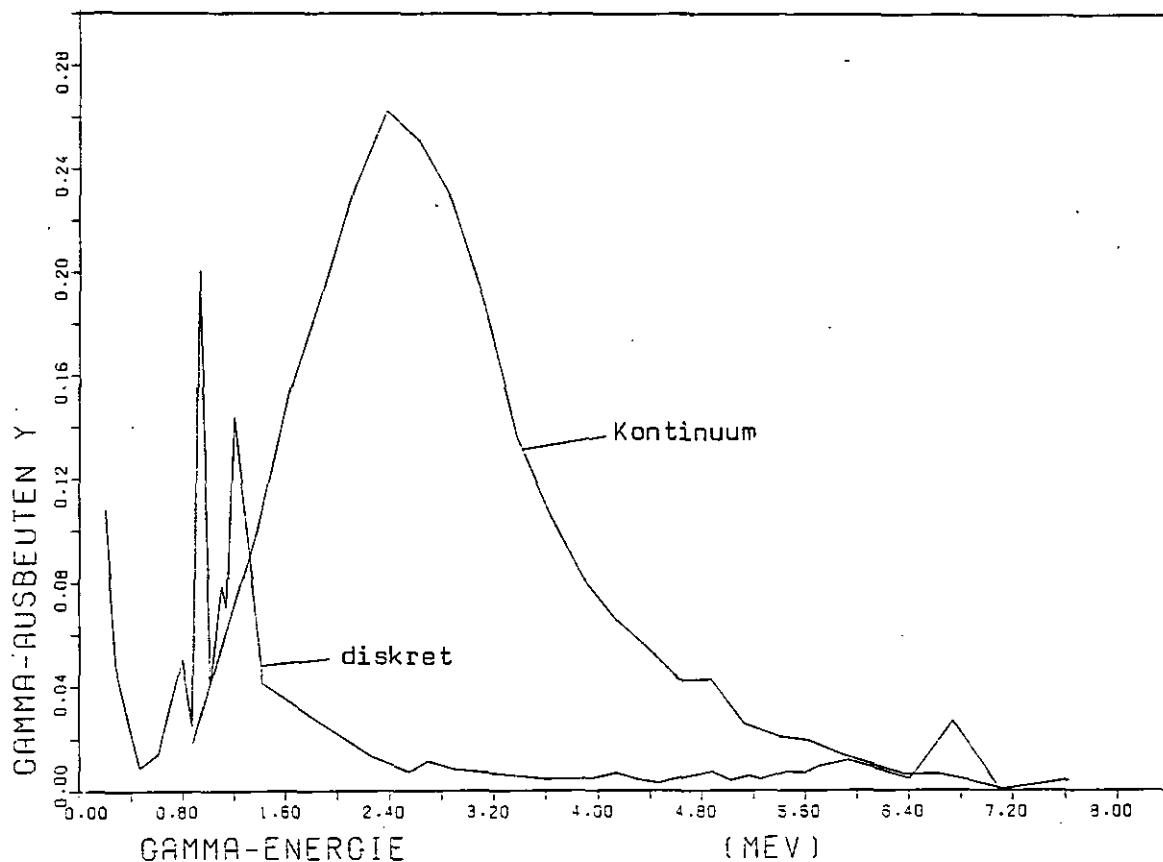


Bild 3.12 - Elektronenausbeuten infolge der diskreten und Kontinuumsstrahlung am Basisdetektor. Zahlenwerte in Tab. 3.12.

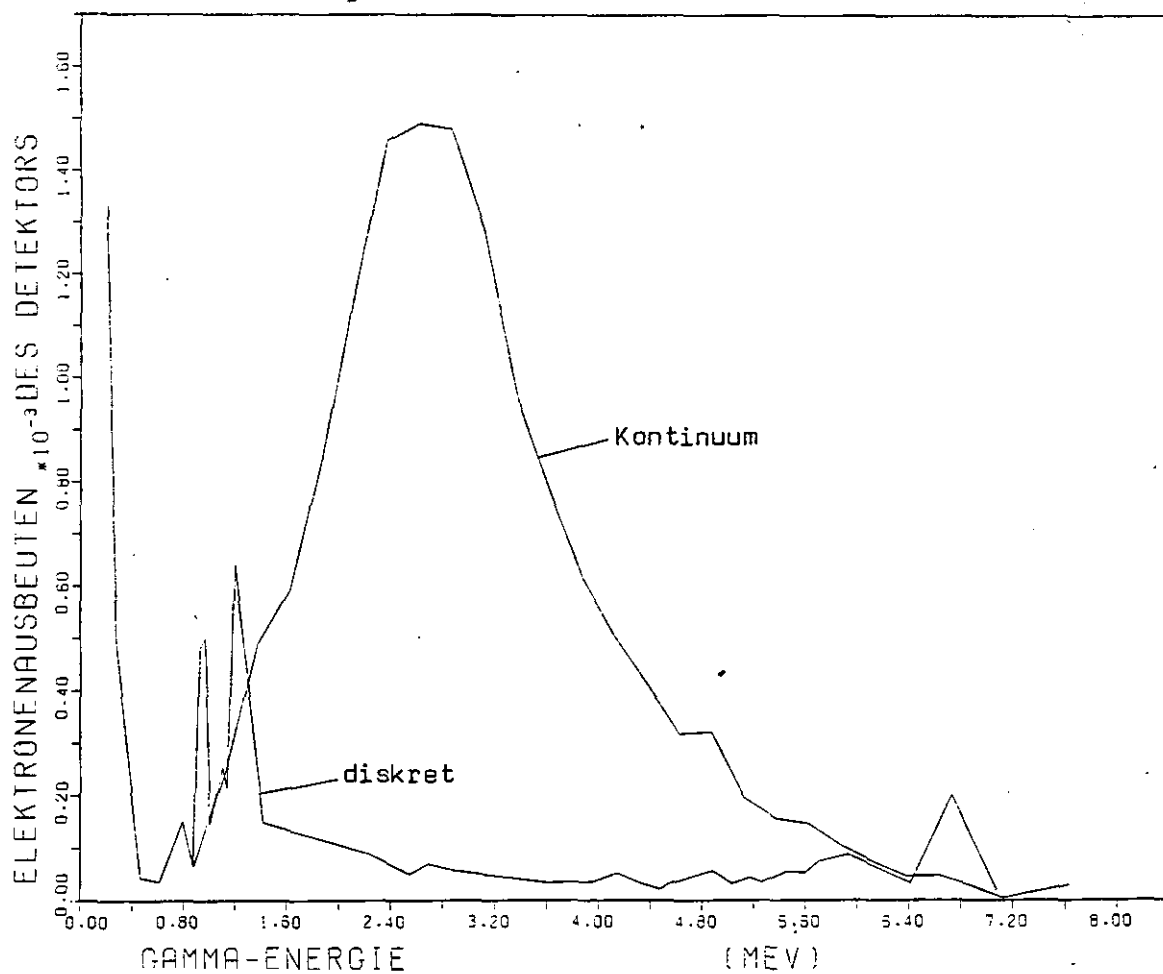
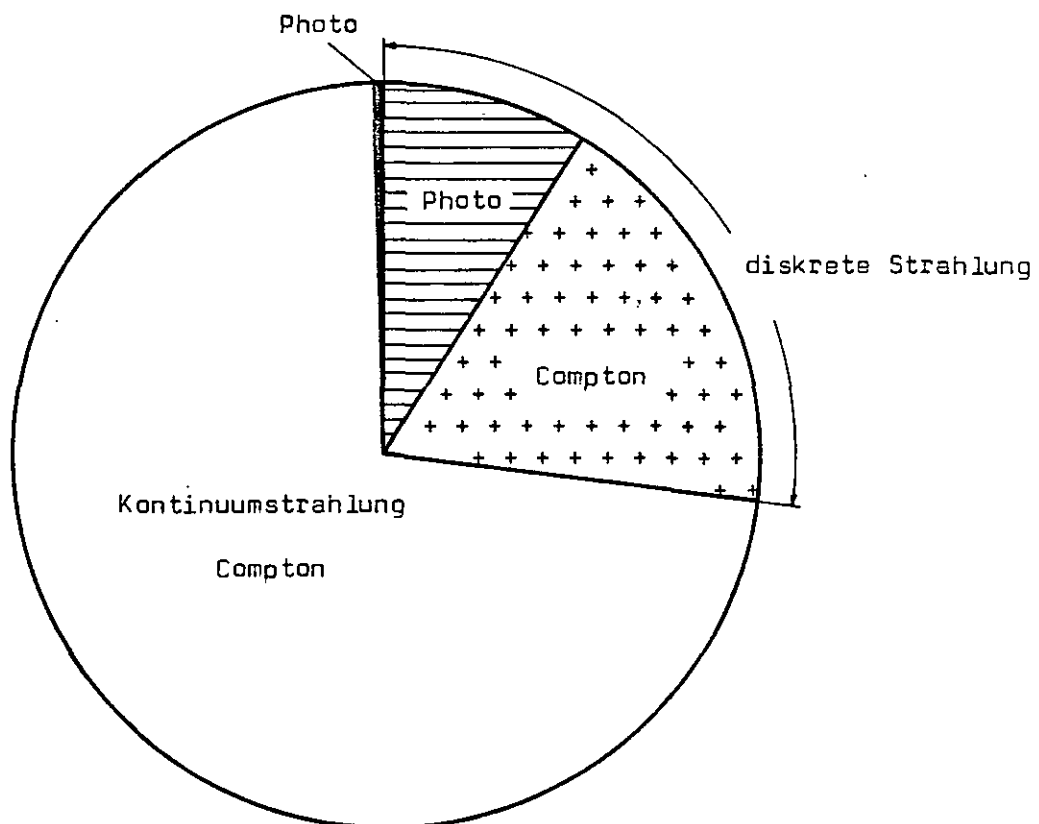


Bild 3.13 - Anteile von Photo- und Compton-Effekt sowie diskreter und Kontinuumstrahlung an der Elektronenausbeute des Basisdetektors (ohne B_{IK})

$$B_E + B_{EK} + B_{IsK} - B_{IsE} = 5,05 \cdot 10^{-2}$$

[%]	diskret	Kontinuum	diskret + Kontinuum
Photo	8,9	0,4	9,3
Compton	18,1	72,6	90,7
Photo + Compton	27,0	73,0	100,0



$$\Sigma_2 \sim 1/a^{3,5} \quad \text{mit } a = E_\gamma/0,511 \text{ MeV}$$

also $\Sigma_2 \sim (0,511 \text{ MeV}/E_\gamma)^{3,5}$

Die Ruheenergie des Elektrons in dieser Proportionalität ist also der Grund, weshalb Σ_2 unterhalb von $E_\gamma \approx 0,5 \text{ MeV}$ mit abnehmender Energie sehr rasch wächst, dagegen zu höheren Energien hin bald verschwindet.

Die Summen der Gruppenausbeuten von Bild 3.12 ergeben die Detektorausbeuten jeweils für die diskrete und die Kontinuumsstrahlung. Führt man dies getrennt nach Photo- und Compton-Effekt durch, erhält man die eingangs erwähnten Anteile der Elektronenausbeute, hier für den Basisdetektor (s. S. 13). In Bild 3.13 sind diese Anteile bezogen auf die Detektorausbeute zusammengestellt.

Entsprechend den Flächen unter den Graphen in Bild 3.12 erbringt die Kontinuumsstrahlung den größten Beitrag, und zwar fast ohne Mitwirkung des Photoeffekts, da dieser bei der kleinsten Kontinuumsenergie (0,875 MeV) schon recht unbedeutend ist. Am Beitrag der diskreten Strahlung hat er infolge der niedrigeren Anfangsenergien einen größeren Anteil.

Die Aussagen von Bild 3.13 können folgendermaßen grob zusammengefaßt werden:

Das errechnete Meßsignal des Basisdetektors ist zu rund 3/4 seines Betrages auf Einfangquanten zurückzuführen, die im Kontinuum abgestrahlt werden, und zu fast 9/10 auf schnelle Elektronen, die durch Streuung von γ -Quanten (Compton-Effekt) entstanden sind.

3.3 Vergleich der Ergebnisse

3.3.1 Vergleich mit den Ergebnissen von Al-Dabagh /2/

Das hier vorgestellte Rechenprogramm beruht im Grundsatz auf der Arbeit von Al-Dabagh, ist aber zusätzlich zur Erweiterung auf Isolator und Kollektor vollständig reorganisiert und in vielen Einzelheiten geändert worden.

Das Programm von Al-Dabagh war ein reines Experimentierprogramm ohne Rücksicht auf Übersichtlichkeit oder Laufzeit. Um darin die zur Erweiterung erforderlichen Programmteile günstig einfügen zu können, wurden sämtliche vorhandenen Programmteile neu definiert und nebenbei eine Reihe von Änderungen durchgeführt, welche die Durchschaubarkeit verbessern und die Laufzeit verringern.

Wäre zur Berücksichtigung des Isolators lediglich ein entsprechendes Unterprogramm eingeschoben worden, hätte die Rechenzeit sich fast verdoppelt; stattdessen läuft die jetzige Version unter Einbeziehung des Isolators (aber ohne Kollektor) mehr als doppelt so schnell wie die vorherige, die nur die Emittorausbeuten berechnete. Dies wurde erreicht durch weitgehende Vermeidung von Mehrfachberechnungen, insbesondere in den Monte-Carlo-Programmen, durch eine einfachere Entfernungsberechnung und Ausnützen der Symmetrie und auch durch Verwendung von Interpolationspolynomen, statt jeden Wert einzeln zu interpolieren.

Die meisten dieser Änderungen haben keine oder nur sehr geringe Auswirkungen auf die Ergebnisse. Es gibt allerdings - neben den eigent-

lichen Erweiterungen - drei Änderungen, die auch Veränderungen der Ergebnisse bewirken. Diese sind

1. Die Entkommwahrscheinlichkeit P_z wird gemäß Gl. 3.2 berechnet, wodurch der innere Isolator und der innere Kollektor berücksichtigt sind. Al-Dabagh hatte vereinfachend den ganzen Bereich innerhalb des Emitters als mit Wasser gefüllt angenommen.
Folge: P_z ist jetzt kleiner, je nach γ -Energie zwischen 44...5 %
2. Die Häufigkeitsverteilung für die Energien der Compton-Elektronen (Bild 3.5) wird direkt in die Transportrechnungen übernommen. Al-Dabagh hatte von den der Verteilung entsprechenden Compton-Gruppen die gestarteten Gruppen mittels Zufallszahlen herausgegriffen und dadurch das Spektrum verzerrt. Infolge der begrenzten Elektronenzahlen waren im Mittel die Gruppen höherer Energie bevorzugt.
Folge: die Entkommwahrscheinlichkeiten der Compton-Elektronen sind jetzt überwiegend kleiner
3. Die Entkommwahrscheinlichkeiten PQ1, PQ2 und P12 werden sowohl über den Parameter d (Gl. 3.13) als auch über das Radienverhältnis k interpoliert. Vorher wurde zwar d mit dem aktuellen k berechnet, jedoch zur Interpolation nur Stützwerte für $k = 0,9$ verwendet.
Folge: die Stoßwahrscheinlichkeit P_{st} ist jetzt bei kleinen Emitterdicken größer, verläuft aber flacher als bei Al-Dabagh

Die Auswirkungen dieser Änderungen zeigen sich in einer Gegenüberstellung der Emitterausbeuten B_E , wie sie mit der alten und der neuen Programmversion berechnet worden sind (Bild 3.14). Obwohl P_z nach Gl. 3.5 in P_{st} eingeht, ist dieses bei den kleinsten Emitterdicken genügend größer als vorher, so daß hier die neuen Werte für B_E trotz der kleineren ϵ_E etwa mit den alten übereinstimmen. Ansonsten bewirkt der flachere Verlauf von P_{st} auch einen flacheren Verlauf von B_E und verschiebt zusammen mit den kleineren ϵ_E das Ausbeutemaximum zu einer Emitterdicke von 0,1 cm, während es vorher mehr bei 0,2 cm lag. Insgesamt ergibt sich aus Bild 3.14, daß die Werte der Emitterausbeute nach der neuen Version kleiner oder höchstens gleich den alten Werten sind, der typische Verlauf über der Emitterdicke jedoch erhalten bleibt.

Die Übereinstimmung im Verlauf erstreckt sich auch auf die Detektorausbeute, die bei Al-Dabagh einfach die Summe der Emitterausbeuten ($B_E + B_{EK}$) ist. Die Detektorausbeute nach der erweiterten Version verläuft (bei anderen Werten) kaum anders über der Emitterdicke, da die neu eingeführten Ausbeuten zwar bedeutsame Beiträge darstellen, aber ihr Gesamtbeitrag nach Gl. 2.6 ($B_{ISK} - B_{ISE} - B_{IK}$) sich praktisch nicht mit der Emitterdicke ändert (Bild 3.15). Falls man sich lediglich für den Verlauf der Detektorausbeute interessiert, genügt es demnach, die Emitterausbeute zu untersuchen.

3.3.2 Vergleich mit einem gemessenen Detektorstrom

Eine Überprüfung des vorgestellten Rechenprogramms geschieht am besten durch den Vergleich von mehreren berechneten und gemessenen Detektorströmen. Leider steht von einem großflächigen SPND mit Gd-Emitter nur ein einziger Meßwert zur Verfügung. Dieser stammt von einem SPND wie der Basisdetektor (s. S. 13), jedoch mit einem Innen-

Bild 3.14 - Emittorausbeute B_E des Basisdetektors (o), dito nach Al-Dabagh (□), /2/, S. 36. Zahlenwerte in Tab. 3.14.

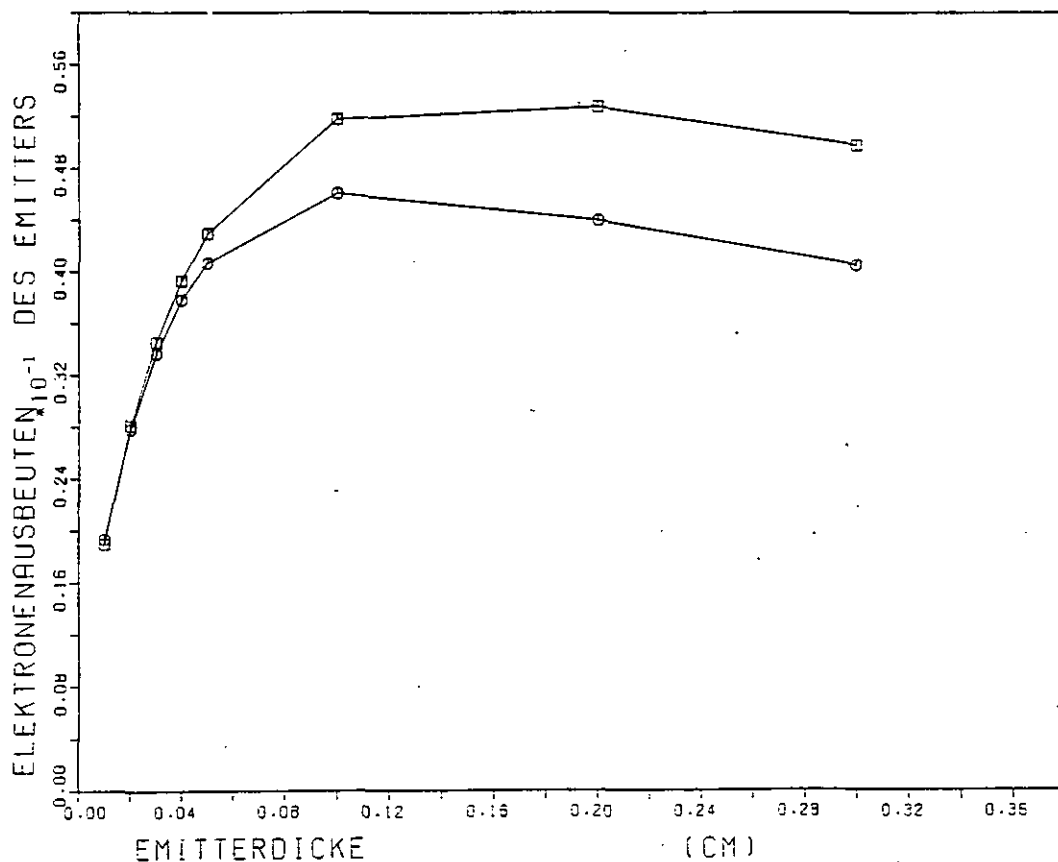
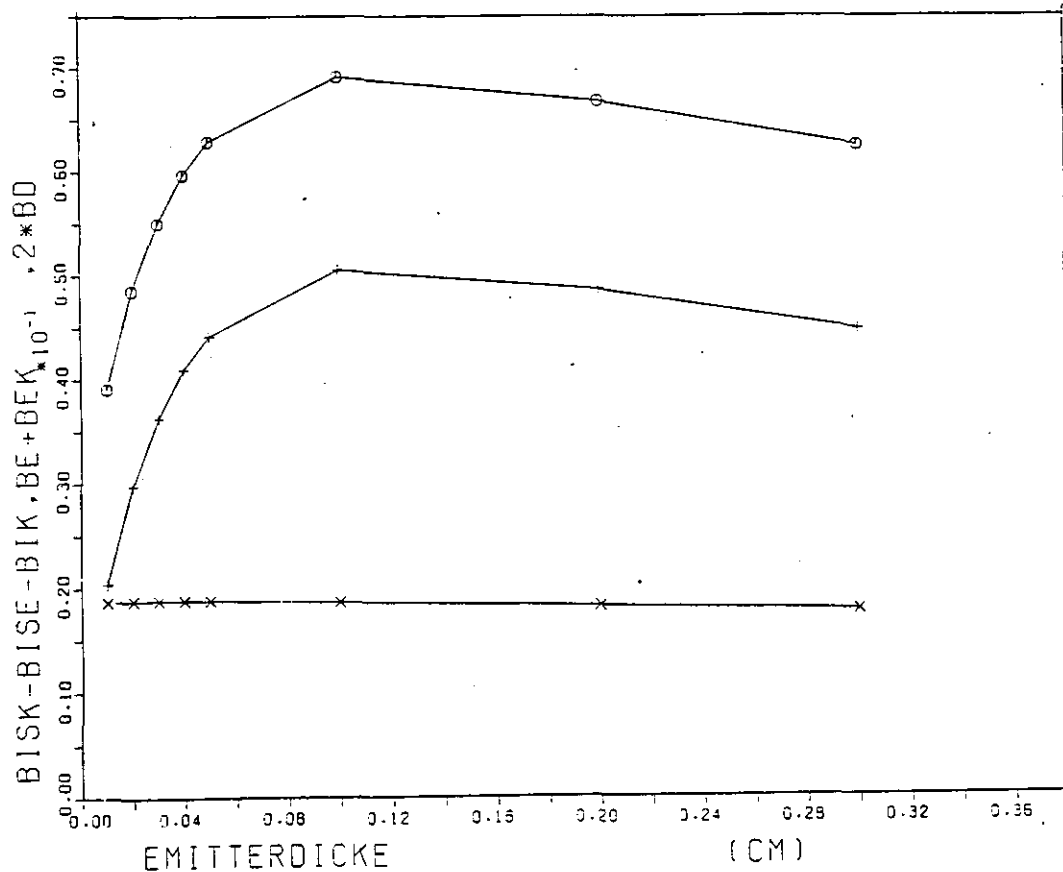


Bild 3.15 - Elektronenausbeuten von Emittor (+), Isolator und Kollektor zusammen (x) sowie deren Summe (o). Zahlenwerte in Tabelle 2.7 im Anhang.



radius des Emitters von 2,49 cm statt 2,3 cm. Bei einem Einsatz dieses Detektors im Forschungsreaktor FRJ-1 der KFA wurde folgender Signalstrom gemessen /2/, S. 75

$$I_{\text{meß}} = 4,7 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

Für denselben Detektor bei dem gleichzeitig gemessenen Neutronenfluß liefert das Programm einen Wert von

$$I_{\text{th}} = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

d. h. 30 % zu wenig.

Der scheinbar sehr gute Rechenwert von Al-Dabagh

$$I_{\text{AD}} = 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

beruht einerseits auf der Nichtberücksichtigung der (negativen) Elektronenausbeute des inneren Kollektors und andererseits auf dem einfachen Ansatz für den äußeren Isolator, der für ϵ_{ISK} zu große Werte ergibt und obendrein ϵ_{ISF} ausschließt (siehe dazu /2/, S. 87).

Die Abweichung des berechneten vom gemessenen Wert kann etwa zur Hälfte auf einen systematischen Fehler im Simulationsmodell zurückgeführt werden. Er besteht darin, daß bei der Erstellung der Gruppen für die Compton-Elektronen die Energieskala in Intervalle eingeteilt wird, ohne die natürliche Grenze E_{max} nach Gl. 3.27 einzubeziehen. In der Regel verbleibt dadurch zwischen der Compton-Gruppe mit der höchsten Energie und E_{max} ein Restintervall. Da gerade dessen Elektronen mit großer Häufigkeit und hoher Energie auftreten (siehe Bild 3.5), bewirkt ihre Nichtberücksichtigung in den Transportrechnungen merklich kleinere Entkommwahrscheinlichkeiten.

Noch nach dem Abschluß der Parameterrechnungen ist eine Kopie des Programms so ergänzt worden, daß sie das Restintervall durch eine zusätzliche Compton-Gruppe berücksichtigt, allerdings dieser die mittlere Energie der jeweils nächsten Gruppe zuordnet, d. h. bis etwa 0,1 MeV zu viel. Diese Version berechnet für den getesteten Detektor einen Strom von

$$I_{\text{th}} = 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

also ca 15 % zu wenig. Bei Verwendung der korrekten (niedrigeren) Gruppen-Energie wäre das Ergebnis nur wenig kleiner, der Fehler infolge der Nichtbeachtung des Restintervalls liegt demnach bei 12 % bis 14 %.

Auch das Gesamtmodell, das in Kapitel 2 beschrieben wird, kann Fehler enthalten. Insbesondere die 2. Näherung auf S. 13 muß kritisch betrachtet werden. Denn der Beitrag des inneren Isolators ist nur dann vernachlässigbar, wenn der γ -Fluß darin isotrop ist. Da in einem wassergefüllten Innenraum und dem inneren Kollektor (aus Zr) zusammen bis zu 67 % der eintretenden γ -Quanten absorbiert werden (bei 200 keV), besteht jedoch ein deutlicher Intensitätsunterschied zwischen den von innen und den von außen eintretenden Quanten. Folglich wird ein nennenswerter Nettostrom zum inneren Kollektor fließen. Eine Abschätzung allein mittels der γ -Absorption im inneren Isolator ergab eine um 7 % größere Detektorausbeute. Hierbei wurden die Entkommwahrscheinlichkeiten für beide Isolatorschichten gleichgesetzt, was für den inneren Isolator zu hoch ist; die tatsächliche Steigerung wird dennoch zu etwa 5 % erwartet.

Dieselbe Problematik gilt für die 1. Näherung auf S. 13. Im Modell wird angenommen, daß die von der externen γ -Strahlung erzeugten Ströme sich infolge des mehrschichtigen Aufbaus weitgehend kompensieren. Die geometrischen Verhältnisse (ϵ) und der Einfluß der Werkstoffe (Σ) sind jedoch zu unübersichtlich, um einen Strombeitrag von 10 % ($\approx 0,5 \mu A$) ausschließen zu können.

Auch die Reaktionsratendichte B_γ bringt einen Fehler in das Ergebnis ein, der in dem Modell und den Rechenprogrammen zur Ermittlung von B_γ begründet ist. Al-Dabagh gibt dafür einen Wert von 15 % an /2/, S. 23.

Ebenso wie bei der ersten Version des Programms zeigt sich auch am Ergebnis dieser zweiten Version, daß das zugrunde gelegte Modell noch wesentliche Unstimmigkeiten enthält. Vorher war die Produktion von schnellen Elektronen im Isolator ausgeschlossen worden, jetzt ein Signalbeitrag des inneren Isolators. In beiden Fällen zeigen Abschätzungen, daß man durch Berücksichtigung jedes dieser Effekte dem Meßwert näher kommen wird. Es ist jedoch zu erkennen, daß der zusätzliche Aufwand für das verbesserte Ergebnis unverhältnismäßig steigt.

Anmerkung zum inneren Isolator

Die Berücksichtigung des inneren Isolators ist nicht nur für den Betrag des berechneten Signalstroms von Bedeutung, sondern in größerem Ausmaß auch für den Einfluß von Umgebung und innerem Kollektor. In den in Abschnitt 2.3 vorgelegten Ergebnissen zeigt sich deutlich der Trend zu kleineren Detektorströmen bei zunehmender γ -Absorption im Innenraum oder im inneren Kollektor (Bild 2.9). Ein um 5 % größerer Strom bei einem wassergefüllten Innenraum ist jedoch etwa der selbe wie in einer Helium-Umgebung (dafür gilt die 2. Näherung). Demnach ändert sich der Detektorstrom mit der γ -Absorption im Innenraum viel weniger als in Bild 2.9 dargestellt.

Das Gleiche gilt natürlich auch für den inneren Kollektor, d.h. der Graph für Nickel liegt tatsächlich dichter an dem für Zirkon als in Bild 2.9 gezeichnet. Inconel wäre dann weniger ungünstig als es nach den ersten Ergebnissen scheint.

4. Programmbeschreibung

4.1 Programm-Komplex und Grundprogramm

Bei der Beschreibung der physikalischen Grundlagen und der Ergebnisse in den vorhergehenden Kapiteln ist immer von dem Rechenprogramm gesprochen worden, tatsächlich erfolgt die Berechnung der Detektorausbeute in zwei abgeschlossenen Programmen. Da auch die Reaktionsratendichte B_γ in einem eigenen Programmsystem ermittelt wird, verteilt sich die Berechnung des Detektorstroms somit auf einen ganzen Komplex von Programmen. Dieser ist in Bild 4.1 mit den Datenflüssen zwischen den einzelnen Programmen dargestellt.

Mit MK/MD ist das Grundprogramm bezeichnet, das die Detektorausbeute und zuvor die Elektronenausbeuten von Emitter und Isolator berechnet. Hierbei steht "K" für "Kontinuum" und "D" für "diskret". Jede der beiden Strahlungen wird in einem abgeschlossenen Programmlauf bearbeitet; es handelt sich jedoch um dasselbe Quellprogramm, lediglich mit anderen Eingabedaten.

Das Grundprogramm bestimmt nur die Elektronenausbeuten von Emitter und Isolator, dies sind die wichtigeren Detektorelemente für eine Optimierung. Die Ausbeute des inneren Kollektors und die γ -Entkommenswahrscheinlichkeit im innersten Bereich, die sich mit der Emitterdicke nicht verändern, gehören zu den Eingabedaten und brauchen daher nicht in jedem Programmlauf erneut berechnet zu werden. Sie werden vom Hilfsprogramm M4/M5 bereitgestellt, das eine für diese Aufgabe modifizierte Version von MK/MD ist. Auch hier werden die diskrete und die Kontinuumstrahlung in getrennten Läufen (M5 bzw M4) behandelt.

Der Block für die Ermittlung von B_γ ist mit "KENO II" bezeichnet, da mit diesem Monte-Carlo-Programm die Neutronen-Transportrechnungen durchgeführt wurden. Der Name ist eingeklammert, weil Al-Dabagh außerdem noch kleinere Hilfsprogramme verwendete. Der Block stellt also selbst ein Programm-System dar.

Die Ergebnisse aller drei Blöcke faßt das Grundprogramm im Detektorstrom infolge der diskreten bzw der Kontinuumstrahlung zusammen. Falls die Eingabedaten kein B_γ für die betrachtete Emitterdicke enthalten, wird ein Teilergebnis gebildet

$$DET = e V B_{det}$$

Das Grundprogramm besteht aus einem Hauptprogramm (HP) und vier großen Unterprogrammen (UP), denen jeweils weitere UP untergeordnet sind. Die von diesen Komponenten gebildete Struktur ist in Bild 4.2 wiedergegeben, wobei die Anordnung der UP von links nach rechts der zeitlichen Folge der Aufrufe entspricht. EMIT und ISOL sind zwei eigenständige UP, aber bezüglich der Einordnung in die Struktur identisch, und werden deshalb durch einen Block dargestellt.

Sämtliche Daten werden im HP eingelesen bzw ausgedruckt. Die Weitergabe der Parameter und Zwischenergebnisse zwischen den Komponenten erfolgt vorwiegend in Common-Speicherblöcken, bei den kleinen UP, die mehr Funktions-Charakter haben, hauptsächlich über die Parameterlisten. Nur die Ergebnisse vom UP ZS6 werden wegen ihrer verschachtelten Organisation auf einen externen Speicher geschrieben und in EMIT und ISOL gruppenweise von dort gelesen.

Bild 4.1 - Programm-Komplex mit Datenflüssen

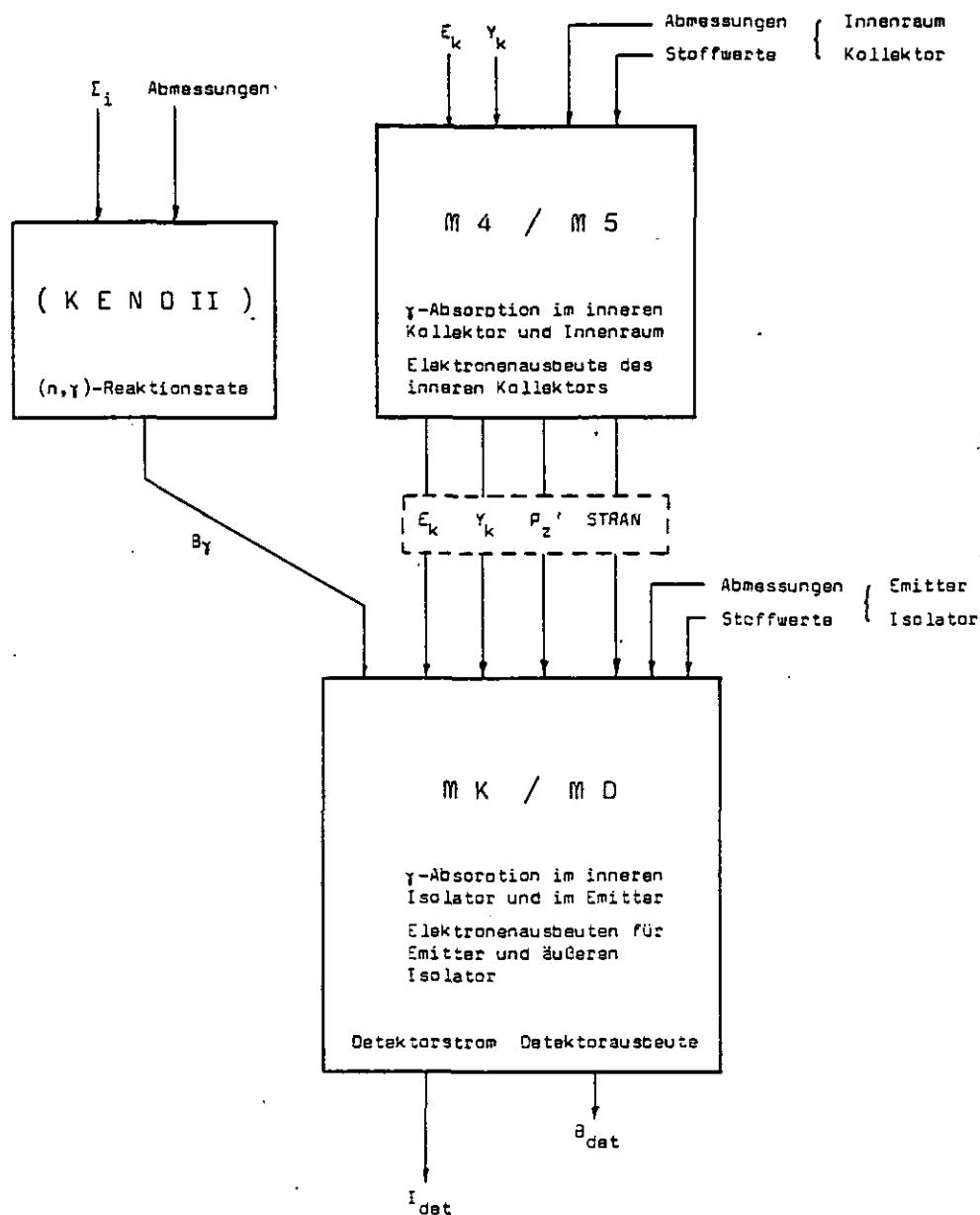
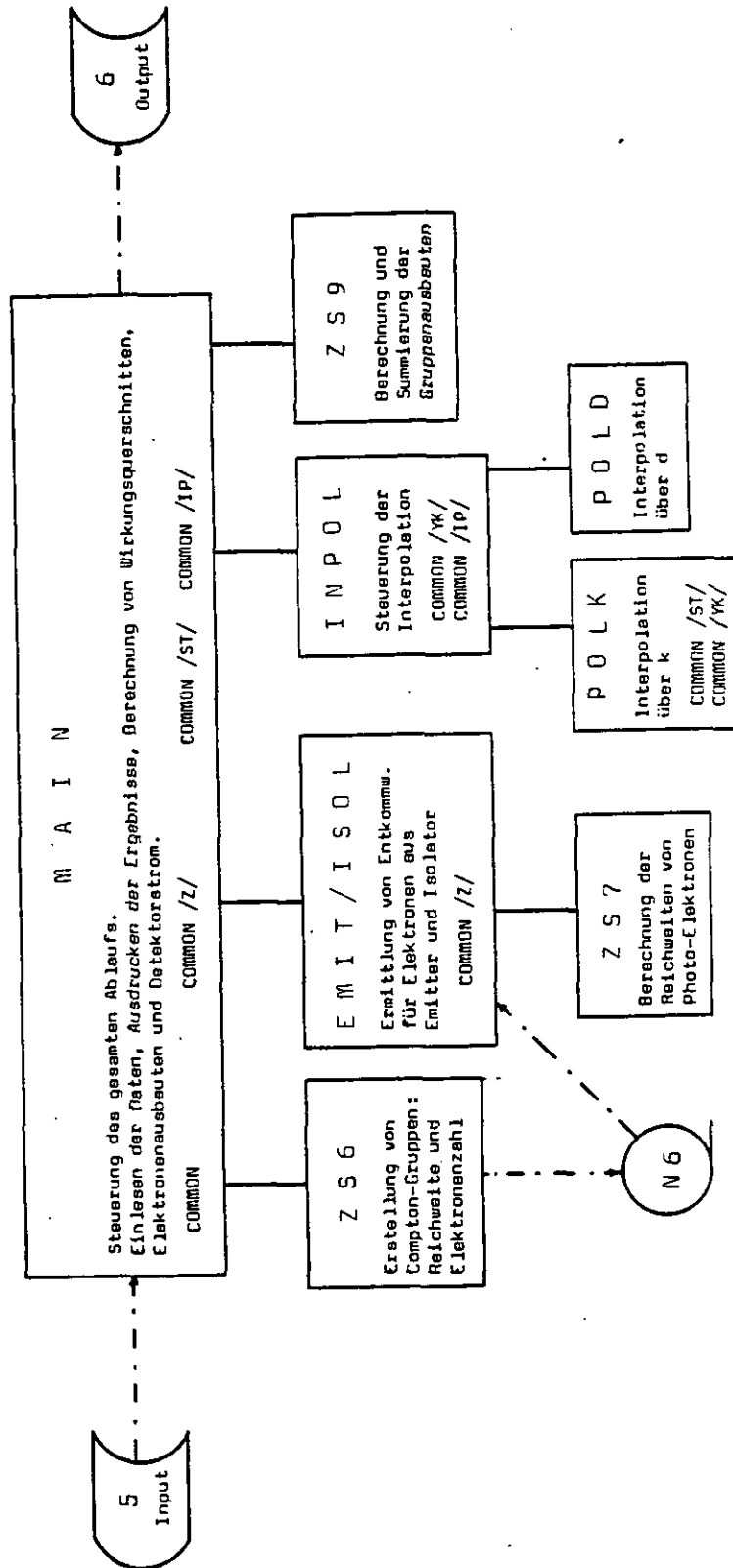
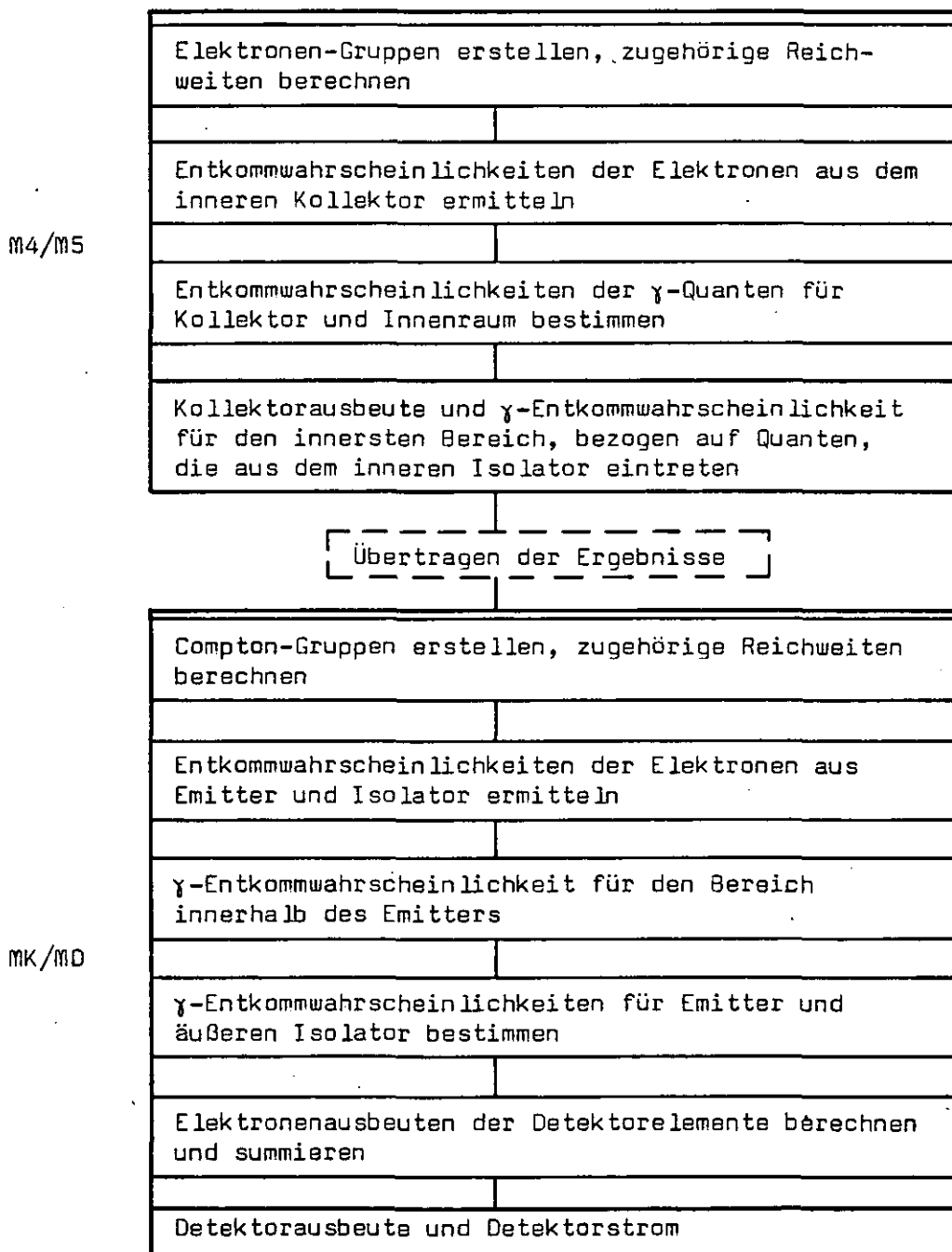


Bild 4.2 - Komponenten-Struktur des Grundprogramms



Die Struktur von M4/M5 stimmt im Grundsatz mit der von MK/MD überein; allerdings gibt es dort nur ein UP zur Ermittlung von Elektronenentkommungswahrscheinlichkeiten, und zwar für den inneren Kollektor. In Bild 4.2 sind zu jeder Komponente die wesentlichen Aufgaben angegeben; eine Übersicht über den gesamten Ablauf zur Berechnung der Detektorausbeute vermittelt Bild 4.3. Der Ablauf ist im HP festgelegt durch die Reihenfolge der Bearbeitungsschritte und UP-Aufrufe. Die Rechenzeit wird dagegen für das gesamte Programm weitgehend durch die Simulationsrechnungen in EMIT und ISOL bestimmt. In den folgenden Abschnitten werden die Hauptkomponenten des Grundprogramms einzeln beschrieben, anschließend sind vom HP und von EMIT und ISOL die Ablaufdiagramme wiedergegeben.

Bild 4.3 - Arbeitsschritte zur Berechnung der Detektorausbeute



4.2 Komponenten des Grundprogramms

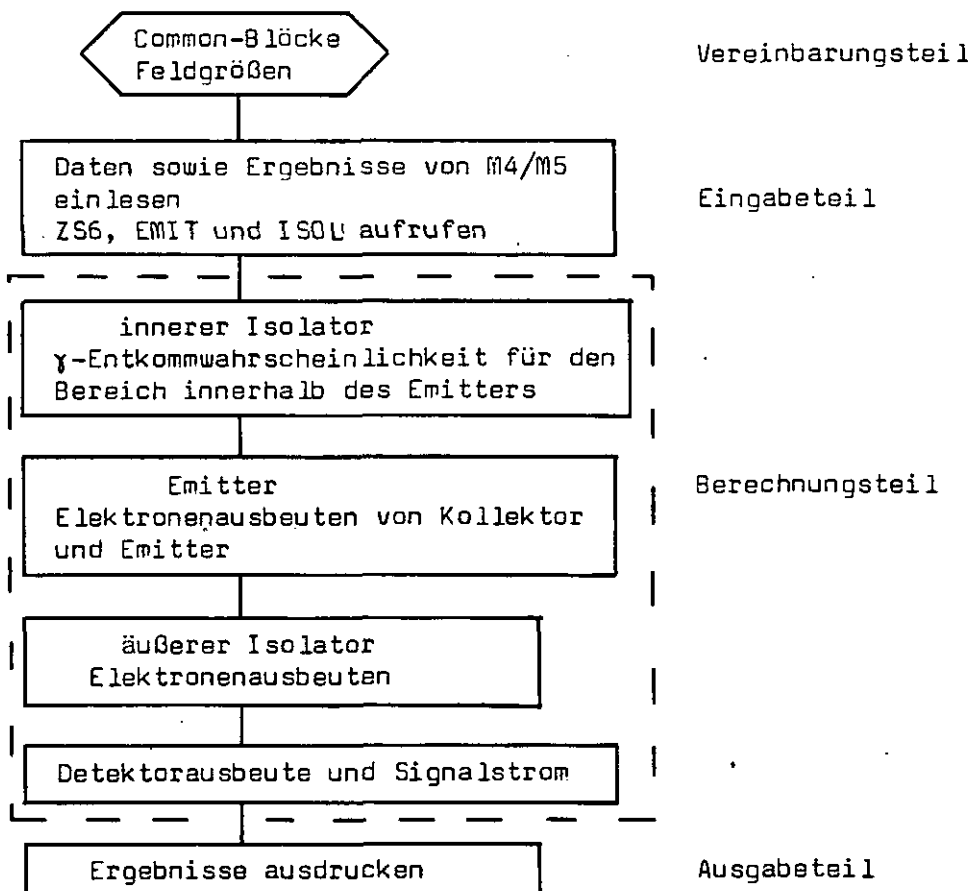
4.2.1 Hauptprogramm MAIN

Das HP hat sowohl steuernde als auch bearbeitende Funktionen. Neben der Ein- und Ausgabe der Daten und dem Aufrufen der großen UP berechnet es allgemeine Größen wie die Radian am Detektor und die Wirkungsquerschnitte für Compton- und Photo-Effekt, aber auch die Faktoren P_{st} und A_j für Gl. 3.1. Aus den Elektronenausbeuten der einzelnen Detektorelemente bildet es die Detektorausbeute nach Gl. 2.6 und den Detektorstrom.

Die eigentliche Ausführung der Gl. 3.1 einschließlich der Summation geschieht für die meisten Elektronenausbeuten in dem kleinen UP ZS9. Die für die jeweilige Ausbeute benötigten Daten werden jedoch vom HP vorbereitet und in der Parameterliste jedes Aufrufs zusammengestellt und die Ergebnisse unmittelbar weiter verarbeitet.

Das HP besteht aus dem Vereinbarungsteil, einem Eingabeteil, in dem auch die großen UP aufgerufen werden, einem Berechnungsteil und dem Ausgabeteil für die Ergebnisse. Der Berechnungsteil kann wiederum untergliedert werden in die Behandlung des inneren Isolators, des Emitters, des äußeren Isolators sowie abschließend der Zusammenfassung der Teilausbeuten zur Detektorausbeute und zum Signalstrom. Eine Übersicht über das HP, das vom Compiler den Default-Namen MAIN erhält, gibt das Ablaufdiagramm auf Seite 61, die Struktur ist in Bild 4.4 dargestellt.

Bild 4.4 - Struktur des Hauptprogramms MAIN



Im Vereinbarungsteil sind vier Common-Speicherblöcke definiert, von denen auf den ersten

COMMON MGA, ENGA(99), N6

alle Komponenten (mit Ausnahme der Interpolations-Gruppe) zugreifen können, da die gespeicherten Größen MGA (Anzahl der γ -Gruppen) und ENGA (mittlere Energiewerte der γ -Gruppen) überall benötigt werden. Die anderen Common-Blöcke dienen dem Datenaustausch zwischen dem HP und einzelnen UP (siehe auch Bild 4.2):

COMMON /Z/ enthält von EMIT und ISOL gemeinsam benötigte Parameter und Abmessungen und die in beiden UP ermittelten Entkommungswahrscheinlichkeiten der Elektronen. Die Abmessungen und Stoffwerte für jeweils ein UP allein stehen in den zugehörigen Parameterlisten.

COMMON /ST/ stellt die Tafelwerte der γ -Entkommungswahrscheinlichkeiten dem UP POLK zur Verfügung, das sie als Stützwerte für die Interpolation verwendet.

COMMON /IP/ gibt die aktuellen und die Stützwerte für den Parameter d an INPOL und von dort die interpolierten γ -Entkommungswahrscheinlichkeiten an das HP zurück.

Beim Einlesen der Parameter und Abmessungen werden zwei Prüfungen durchgeführt, die gegebenenfalls zum Abbruch der Bearbeitung führen.

1. Die Felder, deren Größe von der Anzahl MGA der γ -Gruppen abhängt, sind mit (99) fest dimensioniert. Da größere Felder eine falsche Abspeicherung hervorrufen würden, wird abgefragt, ob

$$MGA < 100$$

2. Die Tafelwerte der γ -Entkommungswahrscheinlichkeiten im Input, aber auch die Auslegung der Interpolation selbst gelten für den Bereich

$$0,7 < k < 1$$

Während $k < 1$ eine natürliche Grenze für einen Hohlzylinder ist, kann die untere Schranke durchaus unterschritten werden. Ihre Einhaltung wird deshalb für den Emitter und den inneren Isolator geprüft.

$$\text{Emitter} \quad k = \frac{r_i}{r_a} = \frac{r_i}{r_i + d_E} > 0,7 \quad (d_E = \text{Emitterdicke})$$

$$\frac{d_E}{r_i} < \frac{3}{7} \approx 0,428$$

$$\text{innerer Isolator} \quad k = \frac{r_i - d_{is}}{r_i} = 1 - \frac{d_{is}}{r_i} > 0,7 \Rightarrow \frac{d_{is}}{r_i} < 0,3$$

mit d_{is} = Isolatorstärke und r_i = Emitter-Innenradius

Nach den Radien von Emitter und Isolator wird das Volumen V ($\hat{=}$ EMVO) des Emitters berechnet. Dies geschieht über einen Zwischenwert

$$EMO = \pi L (d_E + 2 r_i) = V/d_E \quad (L = \text{Emitterlänge})$$

Diese Größe wird später zur Berechnung des Detektorstroms benötigt, denn die spezifische Reaktionsrate wird in der Form

$$BEM = B_\gamma d_E$$

einggegeben. Das Produkt beider Größen ist dann die (n, γ) -Reaktionsrate im Emitter

$$EMO * BEM \hat{=} V B_{\gamma}$$

Gemeinsam mit den Energiewerten ENGA und den Häufigkeiten γ der γ -Gruppen werden die Ergebnisse von M4/M5 eingelesen, nämlich PZ ($\hat{=} Pz'$ nach Gl. 3.8) und STRAN, das ist ein Teilprodukt der Gruppenausbeuten des inneren Kollektors. Beide Größen sind bezogen auf die γ -Quanten, die aus dem inneren Isolator in den inneren Kollektor eintreten, da Isolator und Emitter in M4/M5 nicht behandelt werden. Bei der Bearbeitung des inneren Isolators bildet MAIN aus PZ und den elementaren γ -Entkommwahrscheinlichkeiten P12 und P22 die Entkommwahrscheinlichkeit für den gesamten Bereich innerhalb des Emitters ($\hat{=} Pz''$ wie in Gl. 3.4), und zwar wieder unter dem Variablennamen PZ. Die Gruppenausbeuten STRAN werden bei der Bearbeitung des Emitters mit P21 für den inneren Isolator und PQ1 vervollständigt und unmittelbar zur Kollektorausbeute B_{IK} summiert.

Nach dem Zusammenfassen der Teilausbeuten zur Detektorausbeute wird ein Vorergebnis gebildet

$$DET = e B_{det} V/d_E$$

Danach werden die im Input enthaltenen spezifischen Reaktionsraten BEM paarweise mit den zugehörigen Emitterdicken eingelesen und letztere mit der bearbeiteten Emitterdicke verglichen. Bei Übereinstimmung ergibt sich der Detektorstrom als

$$STR = DET * BEM \hat{=} e B_{det} V B_{\gamma}$$

Anderenfalls wird DET mit der Emitterdicke multipliziert und nur das Teilergebnis ausgedruckt

$$DET = e V B_{det}$$

4.2.2 Unterprogramm ZS6

ZS6 erstellt die Energiegruppen der Compton-Elektronen für die Simulationsrechnungen in EMIT und ISOL und bestimmt deren kennzeichnende Größen mittlere Energie, Reichweite und Anzahl der Elektronen. Diese Daten werden auf einen externen Speicher (Tape N6) geschrieben und später in EMIT und ISOL von dort gelesen (siehe auch Bild 4.2). Den Arbeitsablauf zeigt Bild 4.5.

Der maximale Energiebereich reicht von null bis zur größtmöglichen Compton-Energie D_{MAX} ($\hat{=} E_{max}$ nach Gl. 3.27) in der letzten γ -Gruppe. Die Einteilung dieses Bereichs geschieht durch die Vorgabe von Intervallbreiten in Abhängigkeit von der niedrigsten und der höchsten γ -Energie.

Für jedes Intervall wird die mittlere Energie $EB3$ und damit die Reichweite R' von Elektronen mit dieser Energie berechnet. R' erhält man nach Gl. 3.21 bzw 3.22, aber ohne durch die Dichte ρ zu dividieren, weshalb R' sowohl für den Emitter wie auch für den Isolator gilt. In EMIT und ISOL werden dann die jeweiligen Reichweiten R_t gebildet.

$$R_t = R'/\rho_t \quad (4.1)$$

Bild 4.6 - Häufigkeit PN der Intervallgrenzen EB (nach Gl. 3.29)

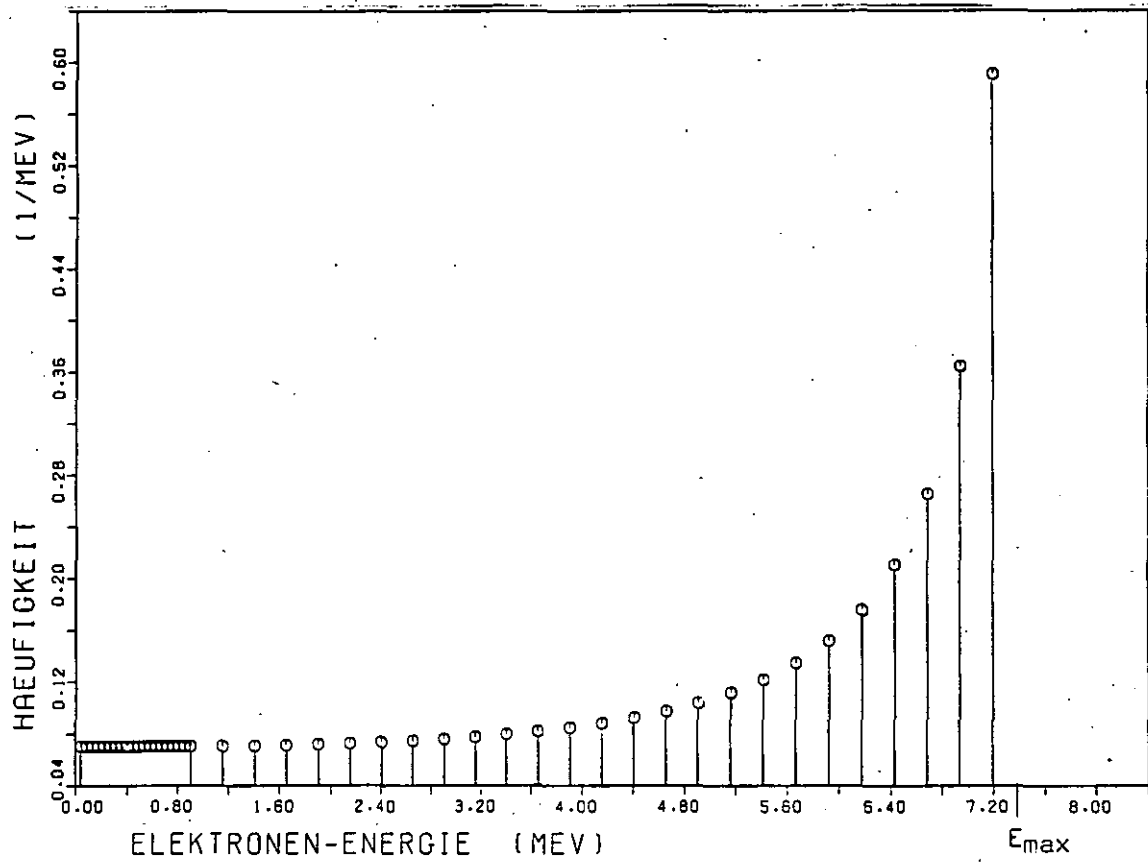


Bild 4.7 - Zur Berechnung von Häufigkeit P3 und Energie EB3 der Compton-Gruppen

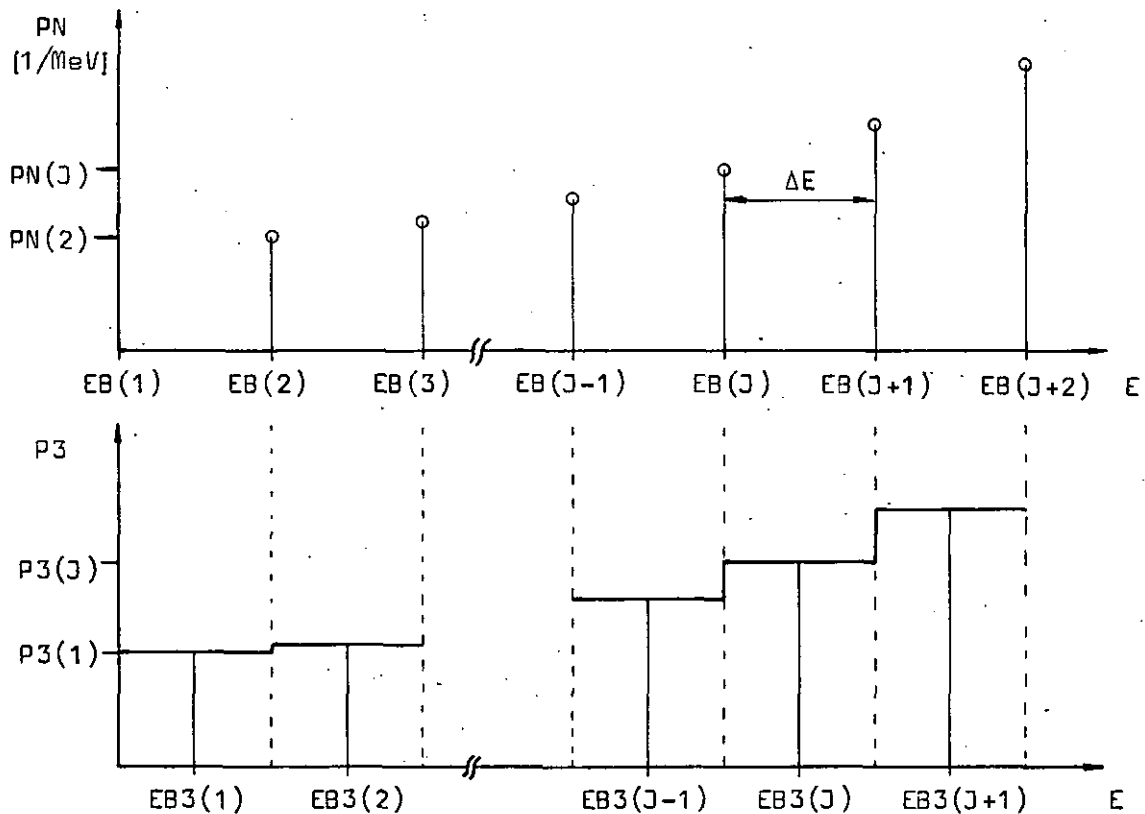
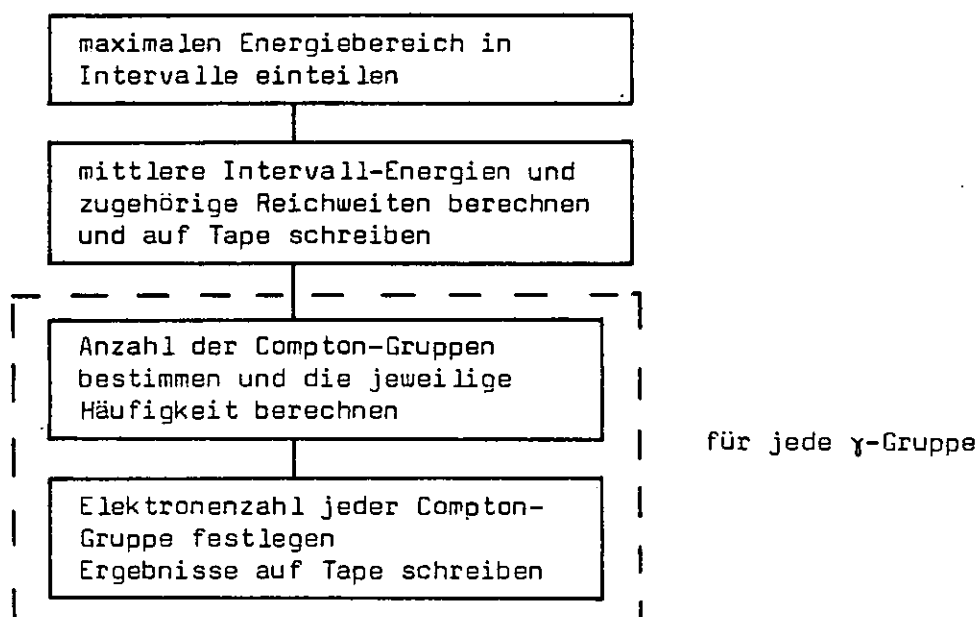


Bild 4.5 - Unterprogramm ZS6 in Bearbeitungsblöcken



Nachdem die EB3 und R' auf den externen Speicher übertragen sind, durchlaufen die einzelnen γ -Gruppen in einer großen DO-Schleife die weiteren Arbeitsschritte.

Zunächst wird diejenige Intervallgrenze gesucht, deren Energiewert am dichtesten unter der maximalen Compton-Energie D_{MAX} ($\hat{=} E_{max}$) der aktuellen γ -Gruppe liegt. Die Indexnummer J dieser Grenze ergibt die Anzahl J1 der Compton-Gruppen in dieser γ -Gruppe

$$J1 = J - 1$$

Für die Energiewerte EB der Intervallgrenzen werden dann die normierten Häufigkeiten PN ($\hat{=} p$ nach Gl. 3.29) berechnet. In Bild 4.6 sind die PN bei $E_\gamma = 7,625$ MeV über der Elektronen-Energie aufgetragen (vergleiche auch Bild 3.5). Die Anzahl und die Beträge hängen von der betrachteten γ -Energie ab, ihre Lage auf der Energieskala wird dagegen durch die oben erwähnte Vorgehensweise festgelegt.

Die absolute Häufigkeit P3 erhält man durch partielle Integration der normierten PN über die Energie (Bild 4.7), d.h. P3 ist für jedes Intervall das Produkt aus dem arithmetischen Mittel der PN für die Grenzen und aus der zugehörigen Energiedifferenz ΔE

$$\Delta E = EB(J+1) - EB(J)$$

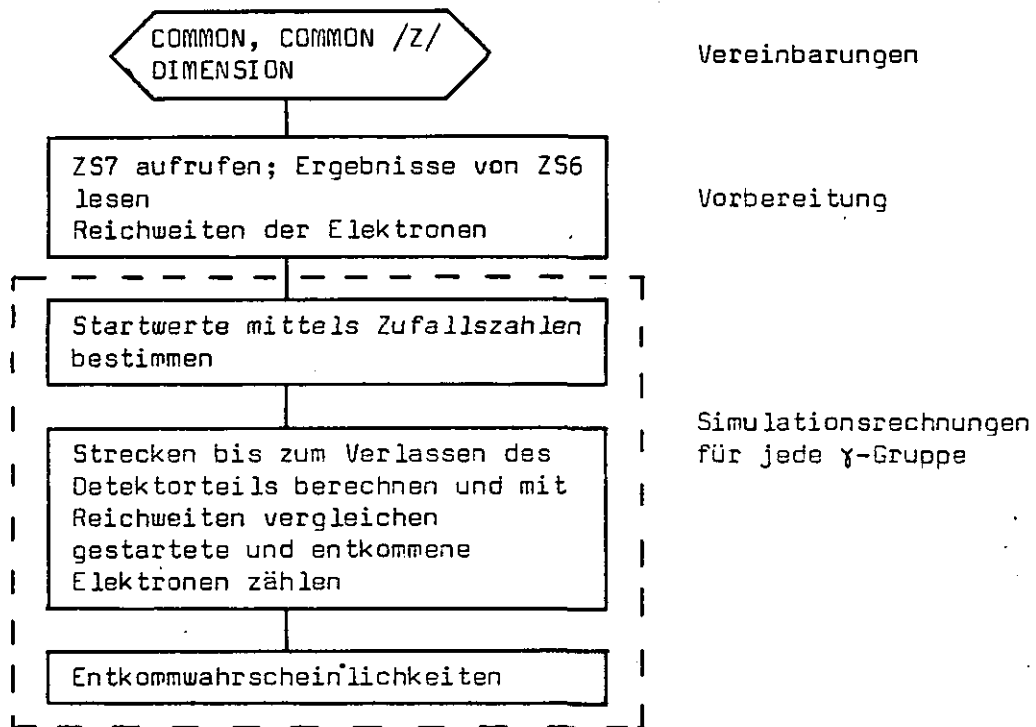
P3 multipliziert mit der Anzahl EN1 der Elektronen, die in den Simulationsrechnungen in jeder γ -Gruppe starten sollen, ergibt die Besetzung IP3. Diese wird für alle Compton-Gruppen in jeder γ -Gruppe auf den externen Speicher geschrieben.

4.2.3 Unterprogramme EMIT und ISOL

In diesen UP werden die Simulationsrechnungen durchgeführt zur Ermittlung von Entkommwahrscheinlichkeiten für Compton- und Photo-Elektronen aus dem Emitter bzw dem Isolator. Die Struktur (Bild 4.8) beider UP ist gleich; sie unterscheiden sich nur in den Simulations-

rechnungen selbst. In EMIT werden die schnellen Elektronen als isotrop betrachtet und bis zum Kollektor verfolgt, also durch zwei Schichten hindurch. In ISOL wird die Vorzugsrichtung der Elektronen nach außen berücksichtigt. Die ermittelten Entkommwahrscheinlichkeiten stehen dem HP durch den Speicherblock Common /Z/ zur Verfügung.

Bild 4.8 - Struktur der Unterprogramme EMIT und ISOL



Zur Vorbereitung der Simulationsrechnungen werden die Reichweiten der Photo-Elektronen in ZS7 berechnet und vom externen Speicher (Tape N6) die mittleren Energien und die Reichweiten R' aller Compton-Gruppen gelesen. Die R' werden unmittelbar mit der vorliegenden Dichte RHO zu den Reichweiten REC vervollständigt (Gl. 4.1).

$$REC = R'/RHO$$

Der Berechnungsteil wird begrenzt durch die DO-Schleife

DO 400 M = 1,MGA

400 CONTINUE

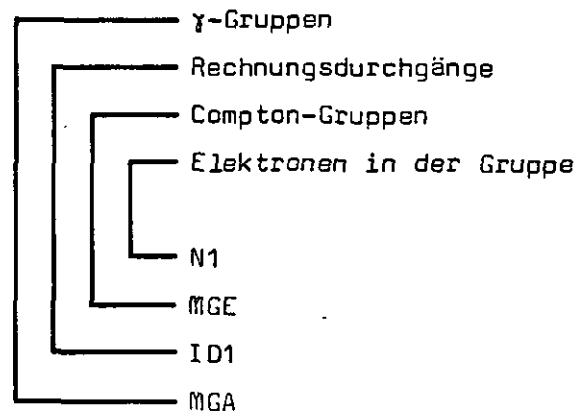
und besteht aus vier großen, konzentrischen Schleifen. In Bild 4.9 ist diese Struktur schematisch dargestellt, wobei die Größen, über die gezählt wird, und die Endparameter angegeben sind.

In der äußersten Schleife werden für jede γ -Gruppe die Anzahl MGE der Compton-Gruppen und deren Besetzungen IPROB vom externen Speicher gelesen. Nach Abschluß der Simulationsrechnungen ergeben die Summen der gestarteten (SUMG) und der entkommenen Elektronen (N) die verschiedenen Entkommwahrscheinlichkeiten EW ($\hat{=}$ ϵ nach Gl. 3.20).

$$EW = N/SUMG$$

In jedem Durchgang der zweiten Schleife wird eine vollständige

Bild 4.9 - Schleifenstruktur des Berechnungsteils



Simulationsrechnung für die aktuelle γ -Gruppe ausgeführt. Dazu gehört zunächst die Festlegung der Startwerte für alle Elektronen mittels Zufallszahlen, die Auswertung geschieht in den beiden inneren Schleifen. Durch mehrfache Wiederholung der Simulationsrechnungen mit anderen Zufallszahlen wird die Güte der Näherung für die Entkommwahrscheinlichkeiten verbessert. Da jedesmal eine große Anzahl von Elektronen (≈ 1000 in den durchgeführten Rechnungen) bearbeitet werden muß, bestimmt die Anzahl ID1 der Durchgänge weitgehend die Laufzeit des gesamten Programms.

In der dritten Schleife werden die Compton-Gruppen nacheinander bearbeitet. Innerhalb jeder Gruppe sind Energie und Reichweite der Compton-Elektronen konstant. Die Photo-Elektronen einer γ -Gruppe haben alle dieselbe Reichweite.

In der innersten Schleife schließlich werden die einzelnen Elektronen gestartet, wobei mit jedem Compton-Elektron gleichzeitig auch ein Photo-Elektron bearbeitet und gezählt wird.

Der genaue Ablauf von EMIT und ISOL ist den zugehörigen Ablaufdiagrammen zu entnehmen; im Folgenden werden die einzelnen Arbeitsschritte näher beschrieben.

a) Erzeugen der Zufallszahlen

Die Zufallszahlen RAND1...RAND4 werden von einem UP erzeugt, das nicht Bestandteil des Quellprogramms ist, sondern aus der Systembibliothek dazugeladen wird. Dieses UP GGUBS verlangt eine doppelte genaue Startzahl DSEED, aus der es Zahlen im Bereich 0...1 entwickelt. Der Parameter IN1 gibt die Anzahl dieser Zahlen an.

Zwar erzeugen gleiche Startzahlen auch immer gleiche Zahlenfolgen, doch wird die an GGUBS übergebene Startzahl während der Bearbeitung verändert. Es genügt deshalb die Angabe einer einzigen Startzahl, um in einem Programmlauf verschiedene Folgen von Zufallszahlen zu erhalten. Diese erste Startzahl wird mit dem Parameter ID3 aus den eingegebenen Startzahlen ausgewählt.

```
REAL*8 DSEED
IN1 = 1000

READ ID2, ID3
READ (IS(I), I = 1, ID2)
DSEED = IS(ID3)

CALL GGUBS (DSEED, IN1, RAND1)
```

b) Festlegen der Startwerte

Für jedes Elektron müssen der Startpunkt und die Bewegungsrichtung festgelegt werden. Dies geschieht durch die zufallsbestimmte Wahl von Koordinaten aus den zugehörigen Wertebereichen.

Im Unterschied zur ersten Version dieses Programms werden hier die am Zylinder vorhandenen Symmetrien ausgenutzt. Die zu betrachtenden Vorgänge sind invariant gegen Drehung um die Zylinderachse sowie gegen Spiegelung an der Querschnitts- oder der Längsschnittsfläche. Man braucht daher lediglich einen (unendlich langen) Viertelzylinder in das Simulationsmodell einzubeziehen (Bild 4.10).

Infolge der Rotationssymmetrie ist der Startpunkt ausreichend beschrieben durch den Startradius r_{st} .

$$r_i \leq r_{st} \leq r_a$$

Für die Bewegungsrichtung im Raum werden zwei Winkelkoordinaten benötigt. Der Winkel ψ_1 gibt die Neigung der Elektronenbahn zur Querschnittsfläche des Zylinders an.

$$0 \leq \psi_1 \leq 1,57$$

Die obere Grenze für ψ_1 ist eigentlich $\pi/2$. Im Verlauf der Rechnung tritt jedoch $1/\cos \psi_1$ auf, das für $\psi_1 \approx \pi/2$ gegen unendlich strebt. Weil der Rechner nur endliche Zahlenwerte verarbeiten kann, wird der Bereich für ψ_1 begrenzt auf

$$\psi_1 \leq 1,57 < \frac{\pi}{2}$$

Der Winkel ψ_2 in der Querschnittsebene hat in EMIT und ISOL verschiedene Bereiche. Im Emitter werden die γ -Quanten und damit auch die schnellen Elektronen als isotrop angenommen. Dann gilt

$$0 \leq \psi_2 \leq \pi$$

Auf einen Startpunkt im äußeren Isolator treffen die Quanten dagegen nur aus einem bestimmten Winkelbereich kommend (Bild 3.2). Am Viertelkreis hat dieser Bereich die Größe

$$\psi = \arcsin(r_E/r_{st})$$

Hinter dem Startpunkt treten die Photo-Elektronen, für die hier reine Vorwärtsstreuung angenommen wird, allein in einem Bereich der selben Größe auf

$$0 \leq (\psi_2)_p \leq \psi$$

Bei den Compton-Elektronen ist außerdem der Streuwinkel θ (nach Gl. 3.28) zu berücksichtigen. In der Simulationsrechnung wird jedes gestartete Elektron zuerst als Photo- und dann als Compton-Elektron betrachtet. Dabei läuft das Compton-Elektron im Winkel θ zur Bewegungsbahn des Photo-Elektrons, d. h. auf der Mantelfläche eines Spitzkegels, den θ um die Photo-Bahn herum beschreibt (Bild 4.11). Zur Festlegung der Compton-Bahn im Raum ist ein zusätzlicher Winkel ζ erforderlich.

$$0 \leq \zeta \leq 2\pi$$

Damit kann man den Streuwinkel θ in Komponenten zerlegen und diese zu den Startwinkeln addieren.

Bild 4.10 - Koordinaten und Entfernungen am Hohlzylinder

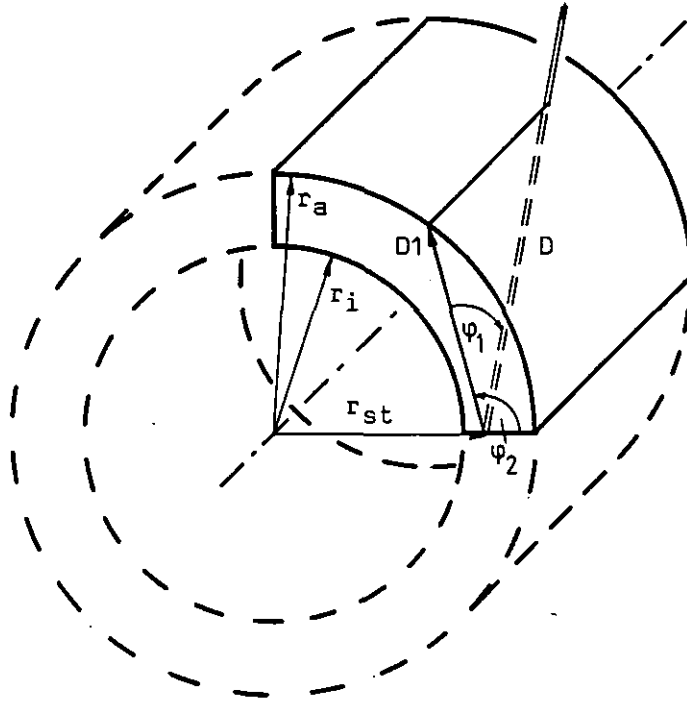


Bild 4.11 - Zur Bestimmung der Bewegungsbahn der Compton-Elektronen unter Berücksichtigung des Streuwinkels β

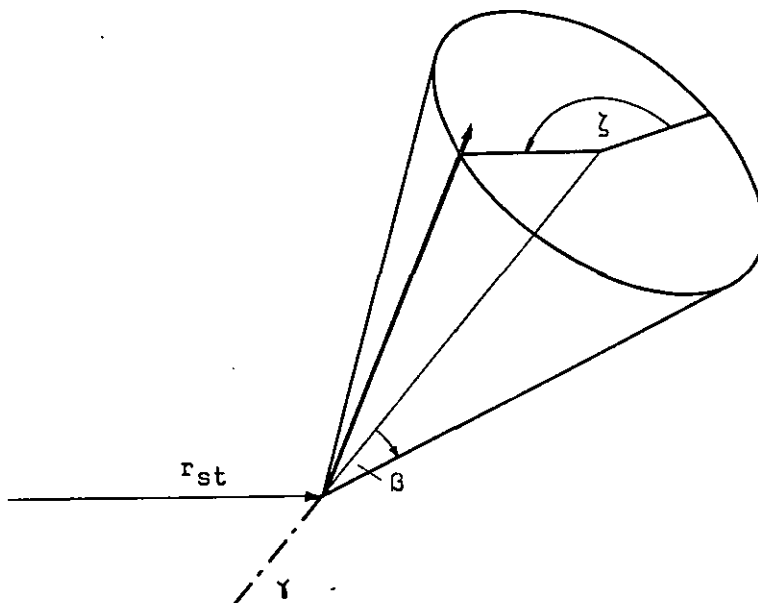


Bild 4.12 - Berechnung der Entfernung D1 vom Startpunkt bis zum Schnittpunkt mit einem Randkreis der Querschnittsfläche

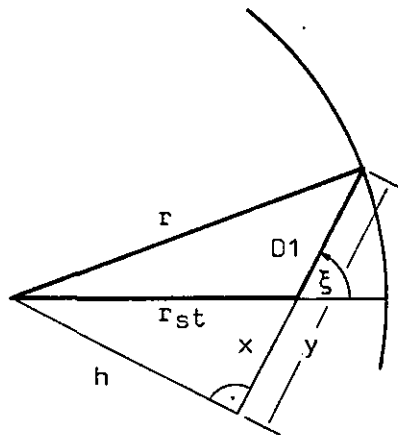
Durch Hinzufügen der Höhe h von D1 zu dem Dreieck aus Startradius r_{st} , Radius r und Entfernung D1 entstehen jeweils zwei rechtwinklige Dreiecke mit der gemeinsamen Seite h . In jedem Fall wird das eine dieser rechtwinkligen Dreiecke durch r_{st} und ξ beschrieben; darin ergibt sich

$$x = r_{st} \cos \xi \quad \text{und} \quad h = r_{st} \sin \xi$$

Das andere enthält neben h den Radius r , dort ist

$$y^2 = r^2 - h^2 \quad , \quad \text{wobei} \quad r \geq h$$

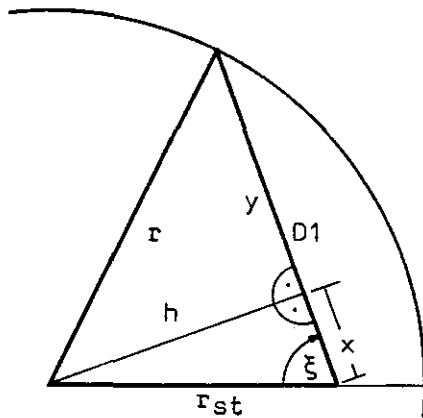
$$y = \sqrt{r^2 - h^2} = \sqrt{r^2 - r_{st}^2 \sin^2 \xi}$$



Fall I

$$D1 = y - x$$

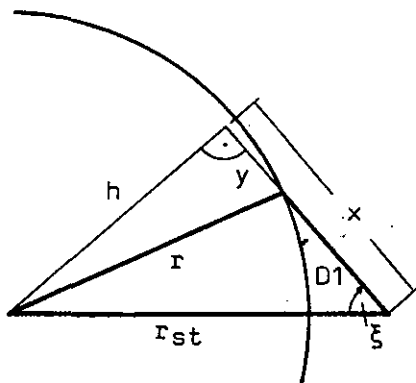
$$= \sqrt{r^2 - (r_{st} \sin \xi)^2} - r_{st} \cos \xi$$



Fall II

$$D1 = x + y$$

$$= r_{st} \cos \xi + \sqrt{r^2 - (r_{st} \sin \xi)^2}$$



Fall III

$$D1 = x - y$$

$$= r_{st} \cos \xi - \sqrt{r^2 - (r_{st} \sin \xi)^2}$$

$$(\varphi_1)_C = \varphi_1 + \beta \cos \zeta$$

$$(\varphi_2)_C = \varphi_2 + \beta \sin \zeta$$

Die Zuordnung der Funktionen $\cos$ und $\sin$ zu φ_1 und φ_2 ergibt sich aus der angenommenen Lage von $\zeta=0$. Werte für $(\varphi_1)_C$ oder $(\varphi_2)_C$, die außerhalb der oben genannten Grenzen liegen, werden an diesen Grenzen gespiegelt.

Für die Entkommwahrscheinlichkeit ϵ_{IsE} aus dem Isolator zum Emitter ist von Bedeutung, daß wegen

$$r_{st} \geq r_E$$

immer gilt $\psi = \arcsin(r_E/r_{st}) \leq \frac{\pi}{2}$

Im Grenzfall bewegt sich ein Photo-Elektron tangential von der gekrümmten Emitteroberfläche fort, d.h. $\epsilon_{IsE} \equiv 0$. Dagegen ist für ein Compton-Elektron

$$(\varphi_2)_C \leq \frac{\pi}{2} + \beta > \frac{\pi}{2} \quad \text{möglich}$$

Compton-Elektronen können daher von einem Startpunkt im äußeren Isolator zum Emitter laufen.

c) Berechnung der Entfernung

Die Startwerte r_{st} , φ_1 , φ_2 und gegebenenfalls ζ definieren eine Gerade im Raum. Die Strecke D darauf vom Startpunkt bis zum Durchtrittspunkt durch die Mantelfläche des Hohlzylinders wird mit der Reichweite des Elektrons verglichen. Ist diese größer als D , wird das Elektron als entkommen gezählt.

Von der zu überwindenden Strecke D wird zunächst die Projektion D_1 in die Querschnittsfläche berechnet (Bild 4.10).

$$D_1 = D \cos \varphi_1$$

Dazu wird das Dreieck aus D_1 , r_{st} und dem Radius r der Mantelfläche betrachtet ($r = r_i$ oder $r = r_a$: innere oder äußere Mantelfläche). In Bild 4.12 sind die drei möglichen Fälle skizziert:

I $\varphi_2 \leq \pi/2$

II $\varphi_2 > \pi/2$

III $\varphi_2 > \pi - \arcsin(r_i/r_{st})$

In jedem dieser Fälle erhält man eine Berechnungsgleichung für D_1 , die sich von den beiden anderen nur durch die Vorzeichen unterscheidet. Im Programm können diese Gleichungen deshalb in einem einzigen Function-UP DIST zusammengefaßt werden (Bild 4.13). Vor jedem Aufruf von DIST wird der vorliegende Fall festgestellt und dem entsprechend die formalen Parameter gesetzt.

Bild 4.13 - Function DIST und Zuordnung der formalen Parameter

$$DIST = v r_{st} \cos \xi + w \sqrt{r^2 - r_{st}^2 \sin^2 \xi}$$

Fall	ξ	v	w	r
I	φ_2	-1	+1	r_a
II	$\pi - \varphi_2$	+1		
III			-1	r_i

4.2.4 Interpolation der γ -Entkommwahrscheinlichkeiten

Die elementaren Entkommwahrscheinlichkeiten P_{12} , P_{Q1} und P_{Q2} der γ -Quanten (siehe Abschnitt 3.1.2) lassen sich nur mit großem Aufwand berechnen, sie werden deshalb aus den Tafeln von Kiesewetter /3/ interpoliert. Bild 4.14 zeigt die als Stützstellen verwendeten Werte der Parameter Radienverhältnis k (nach Gl. 3.12) und "optische Dicke" d (nach Gl. 3.13). Die Stützstellen sind für alle Entkommwahrscheinlichkeiten gleich.

Bild 4.14 - Stützstellen zur Interpolation

$d \backslash k$	0,7	0,8	0,9	k_t	1,0
0	$P(0;0,7)$	...	...	$YK(0)$	$P(0;1,0)$
0,4	$P(0,4;0,7)$	...	...	$YK(0,4)$	...
0,8	...	$P(0,8;0,8)$	...	$YK(0,8)$	...
2	...	...	...	$YK(2)$	...
4	...	...	...	$YK(4)$	...
8	...	...	...	$YK(8)$	...
15	$P(15;0,7)$	...	...	$YK(15)$	...

Über die beiden Parameter wird getrennt und nach verschiedenen Methoden interpoliert. Da k_t nur von der Geometrie abhängt und damit für ein gegebenes Detektorteil konstant ist, braucht nur einmal in jeder Zeile von Bild 4.14 interpoliert zu werden. Dies geschieht nach der übersichtlichen Formel von Lagrange (/5/, S. 198).

$$YK(d) = \sum_{n=0}^3 L_n(k_t) P(d; k_n) \quad \text{mit} \quad L_n(k_t) = \frac{\prod_{i=0, i \neq n}^3 (k_t - k_i)}{\prod_{i=0, i \neq n}^3 (k_n - k_i)} \quad i \neq n$$

$$k_0 \dots k_3 = 0,7 \dots 1,0$$

Für den Grenzfall $d = 0$, d. h. ohne γ -Absorption ($\Sigma = 0$), ist die Wahrscheinlichkeit P_{12} konstant

$$P_{12}(0; k) = 1$$

und die beiden anderen exakt berechenbar /3/

$$P_{Q1}(0; k) = \frac{\frac{2}{\pi} (k \sqrt{1 - k^2} + \arcsin k) - k^2}{2(1 - k^2)}$$

$$P_{Q2}(0; k) = 1 - P_{Q1}(0; k)$$

Bei starker γ -Absorption ($d \geq 15$) ändern sich die Werte nur wenig mit k , so daß für $k \geq 0,7$ in guter Näherung gesetzt werden kann

$$P_{Q2}(15; k) = 0,0663$$

$$P_{12}(15; k) = 0,011 k - 0,0037$$

und damit P_{Q1} nach Gl. 3.10

$$P_{Q1}(15; k) = \frac{k}{15} (1 - P_{12}(15; k))$$

Das Ergebnis der Interpolation über k sind 7 Werte $YK(d)$ bei dem aktuellen Parameter k_t (Bild 4.14), die die Stützwerte für die Interpolation über d bilden. Da im Bereich von d mehrere Werte bestimmt werden müssen, bietet sich die Verwendung eines Polynoms an, statt jeden Wert wie bei k einzeln zu interpolieren. Um einen glatten Verlauf des zugehörigen Graphen zu erhalten, wurde ein Approximations-Polynom 1. Ordnung gewählt.

$$P(d) = C_0 + C_1 d + \frac{C_2}{A + d}$$

Der letzte Term paßt das Polynom dem $1/x$ -Verlauf der Entkommwahrscheinlichkeiten besonders gut an (Bild 4.15).

Um trotz des einfachen Ansatzes möglichst gute Näherungswerte zu bekommen, wird der Wertebereich von d ($= 0 \dots 15$) in drei Interpolationsbereiche unterteilt. Durch Einsetzen der Wertepaare von jeweils drei Stützstellen in das Polynom erhält man für jeden Interpolationsbereich die Koeffizienten C_0 , C_1 und C_2 . Ebenfalls für jeden Bereich (und für jede Entkommwahrscheinlichkeit) wurde eine optimale Konstante A unter Verwendung zusätzlicher Tafelwerte bei $k = 0,9$ ermittelt.

Bild 4.15 zeigt für $P12(k=0,9)$ die Graphen der drei Polynome, die zur Verdeutlichung über ihre eigentlichen Bereiche hinaus dargestellt sind. Die gekennzeichneten Punkte sind Tafelwerte, von denen die mit Φ markierten als Stützstellen dienen.

Die absoluten Fehler infolge der Interpolation mit den Polynomen können durch Vergleich mit Tafelwerten stellenweise bestimmt werden; sie liegen z.B. für $k = 0,9$ bei $10^{-4} \dots 10^{-3}$. Die größeren Werte treten bei großen d (> 6) auf, wo sie einige Prozent ausmachen. Bei kleineren d , wo die Auswirkung von Fehlern wegen

$$P_{st} = 1 - P12 \quad \text{mit} \quad P12 \rightarrow 1 \quad \text{für} \quad d \rightarrow 0$$

ungleich größer ist, sind die Abweichungen $\leq 10^{-4}$. Das bedeutet, die interpolierten Werte sind praktisch ebenso genau wie die auf vier Stellen gerundeten Tafelwerte.

Die Interpolation ist wegen ihrer relativ aufwendigen Organisation auf drei UP verteilt (siehe Bild 4.2). Davon steuert INPOL die Ausführung durch Aufrufen der Arbeitsprogramme POLK und POLD (Bild 4.16).

Das UP INPOL prüft die Reihenfolge der vom HP übernommenen Parameterwerte DP ($\hat{=} d$), da die Organisation der Interpolation eine Ordnung nach abnehmender Größe voraussetzt. Ist ein Wert größer als der vorhergehende, erfolgen ein Hinweis und der Abbruch des Programmlaufs. Gleichzeitig mit der Prüfung wird für jeden Interpolationsbereich der Feldindex des jeweils größten DP bestimmt.

Die Interpolation über BK ($\hat{=} k$) geschieht in POLK. Die Stützwerte dazu werden dem Common-Block /ST/ entnommen, die interpolierten Werte $YK(d)$ gehen über Common /YK/ an INPOL weiter.

Dort werden für jeden Bereich und jede Entkommwahrscheinlichkeit die erforderlichen Daten wie Schleifenparameter, Stützwerte sowie die DP in der Parameterliste für POLD zusammengestellt und dieses UP aufgerufen. Die interpolierten Entkommwahrscheinlichkeiten stehen dem HP über Common /IP/ zur Verfügung.

Nicht benötigte Interpolationsbereiche und Entkommwahrscheinlichkeiten werden übersprungen.

Bild 4.15 - Graphen der drei Approximations-Polynome für P12 bei $k = 0,9$ (+ Tafelwerte; * Stützstellen)

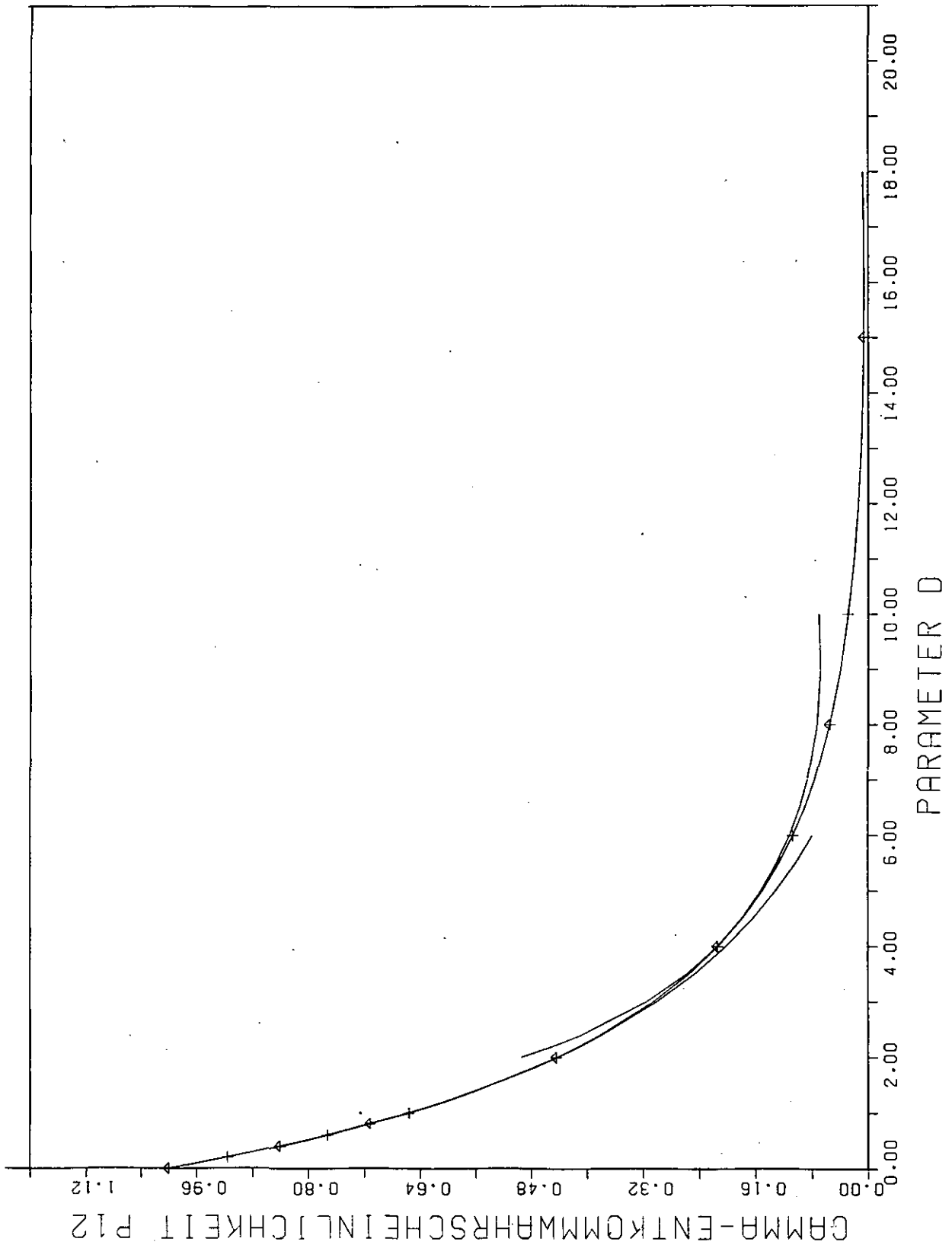
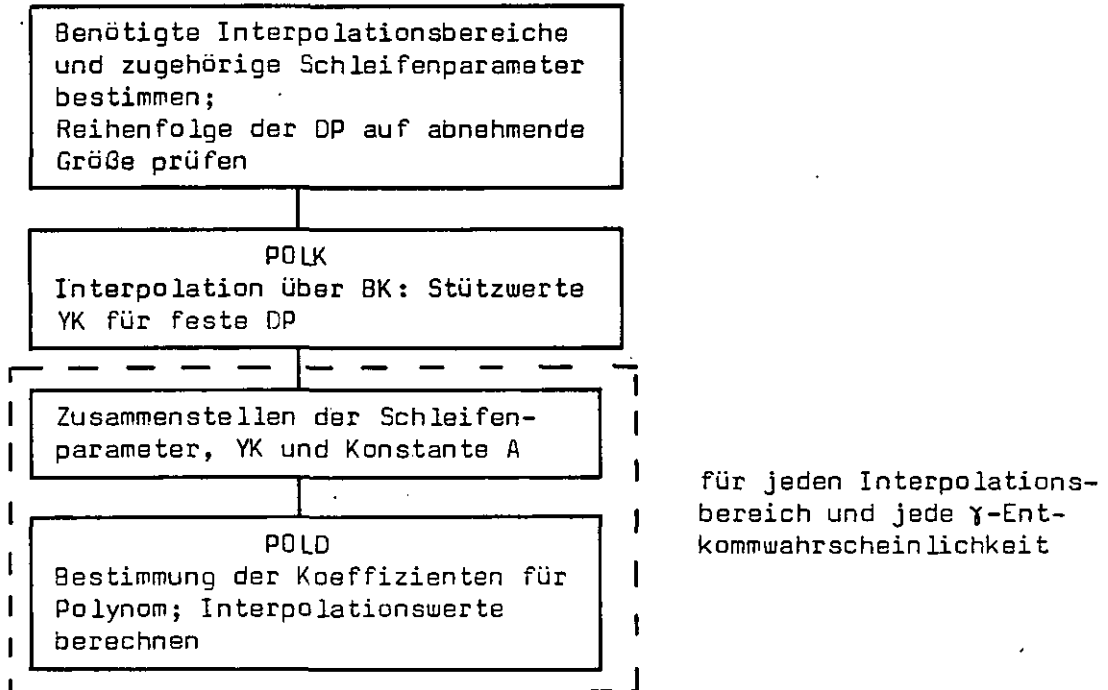


Bild 4.16 - Arbeitsschritte zur Interpolation der elementaren γ -Entkommwahrscheinlichkeiten P12, PQ1 und PQ2



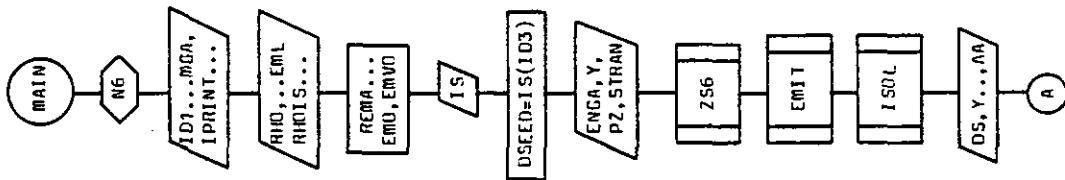
4.2.5 Ablaufdiagramme des Hauptprogramms und der Unterprogramme EMIT und ISOL

Das HP MAIN besteht neben dem eigentlichen Berechnungsteil aus Ein- und Ausgabe von Daten (siehe Struktur, Bild 4.4). Der Berechnungsteil wiederum ist unterteilt in die Behandlung des inneren Isolators, des Emitters und des äußeren Isolators. Diese Teile sind weitgehend gleich aufgebaut, so daß alle drei durch ein gemeinsames Ablaufdiagramm dargestellt werden. Dabei muß auf einige grundsätzliche Unterschiede hingewiesen werden:

- für den inneren Isolator wird keine Elektronenausbeute berechnet und somit auch nicht ZS9 aufgerufen.
- bei der Behandlung des Emitters werden zweimal nacheinander Elektronenausbeuten berechnet und ausgegeben, nämlich für die Elektronen, die den Emitter verlassen, und für jene, die außerdem den Kollektor erreichen.
- die Wirkungsquerschnitte für äußeren und inneren Isolator sind gleich, sie brauchen deshalb bei der Bearbeitung des äußeren Isolators nicht mehr berechnet zu werden.

EMIT und ISOL unterscheiden sich nur innerhalb der innersten Schleife, deshalb wird auch nur diese für jedes UP in einem eigenen Ablaufdiagramm dargestellt. Der skizzierte Ablauf der anderen Teile gilt für beide UP.

Hauptprogramm MAIN



Gerätenummer für Tape

Parameter lesen und zur Kontrolle ausdrucken

Stoffwerte und Abmessungen für Emitter einlesen
Stoffwerte für Isolator

Radien am Detektor
Emittervolumen $V/d, V$

Startzahlen einlesen

Startzahl wählen

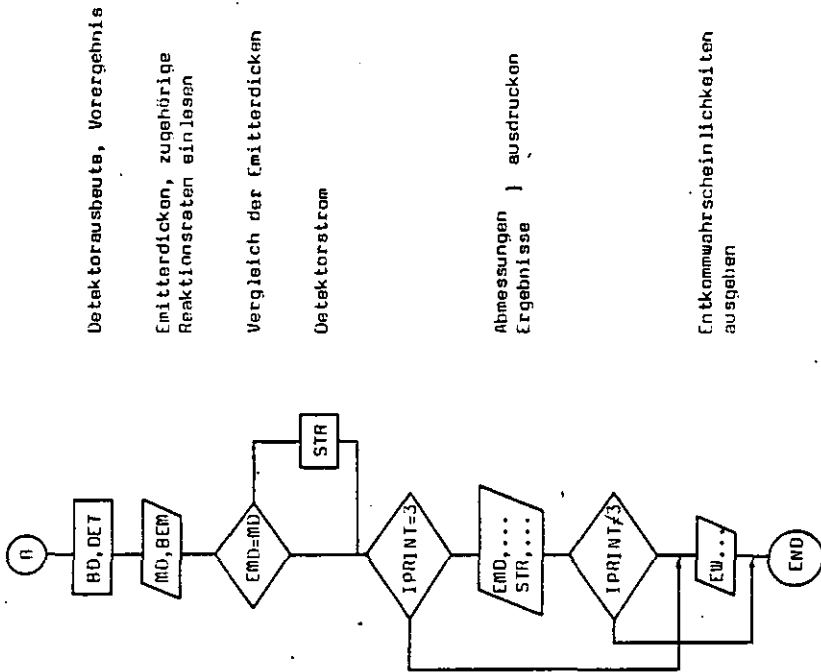
Daten von M4/M5 einlesen

Erstellung der Compton-Gruppen

Entkommwahrscheinlichkeiten aus Emitter

Entkommwahrscheinlichkeiten aus Isolator

Tafelwerte für γ -Entkommwahrscheinlichkeiten
und Koeffizienten für Polynom einlesen



Detektorausbeute, Vorergebnis

Emitterdicken, zugehörige
Reaktionsraten einlesen

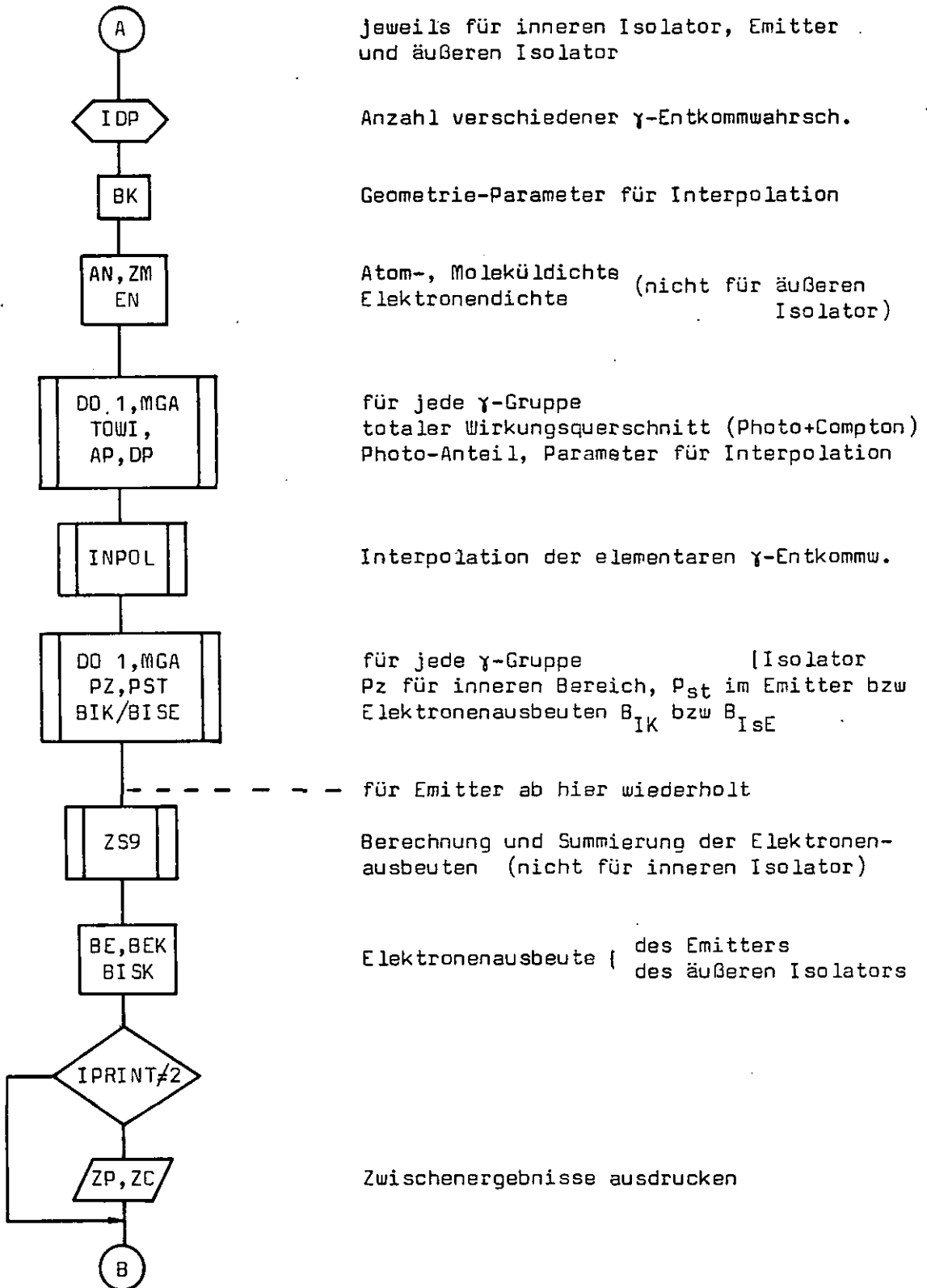
Vergleich der Emitterdicken

Detektorstrom

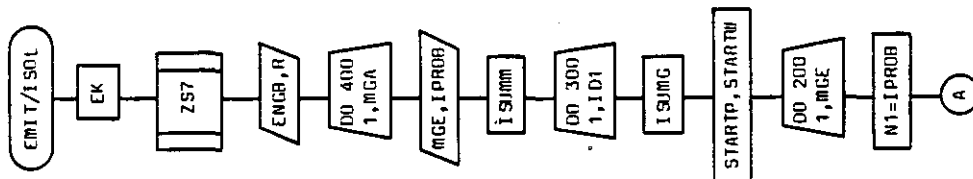
Abmessungen | ausdrucken
Ergebnisse

Entkommwahrscheinlichkeiten
ausgeben

Berechnungsteil vom Hauptprogramm MAIN



Unterprogramme EMIT/ISOL



Bindungsenergie der K-Schale

Reichweiten der Photo-Elektronen

Energien, Reichweiten der Compton-Elektronen vom Tape lesen

für jede γ -Gruppe

Anzahl, Besetzung der Compton-Gruppen vom Tape lesen

Anzahl Elektronen in einem Rechnungsdurchgang

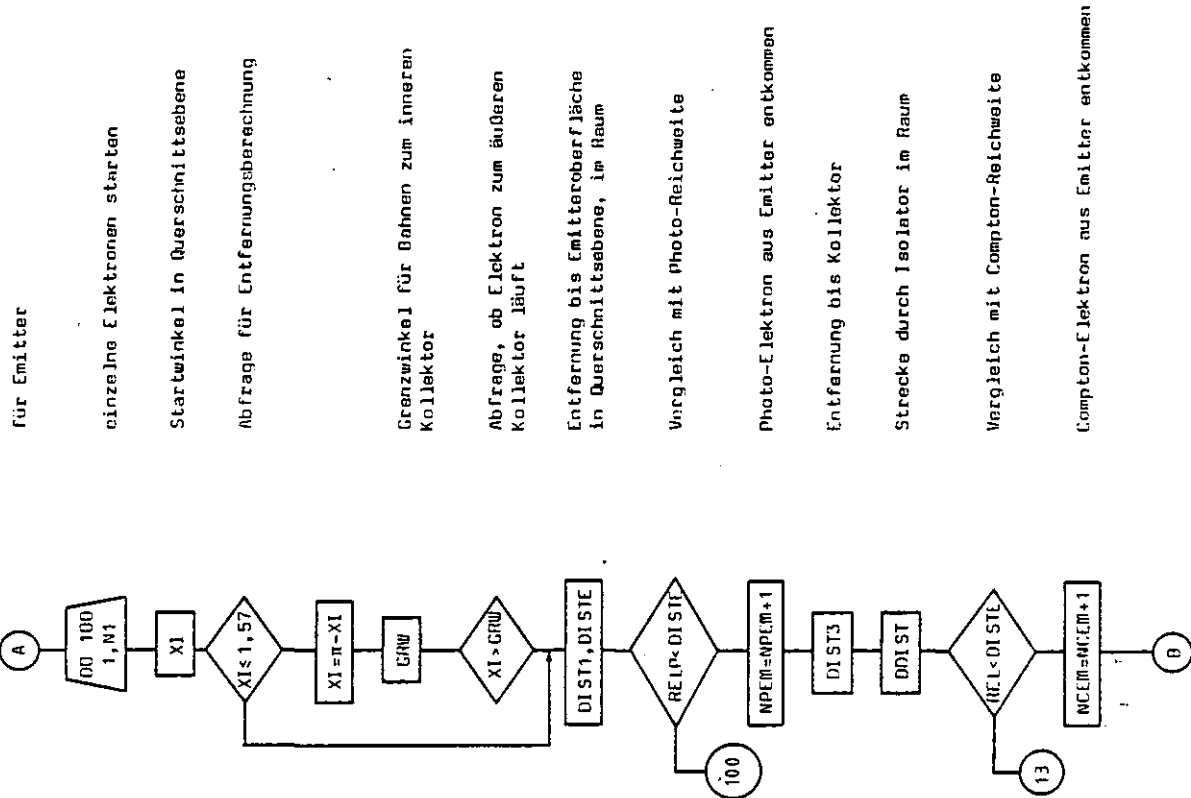
für jeden Rechnungsdurchgang

gestartete Elektronen in der γ -Gruppe

Startpunkte, Startwinkel bestimmen

für jede Compton-Gruppe

Elektronenzahl der Compton-Gruppe



für Emittor

einzelne Elektronen starten

Startwinkel in Querschnittsebene

Abfrage für Entfernungsberechnung

Grenzwinkel für Bahnen zum inneren Kollektor

Abfrage, ob Elektron zum äußeren Kollektor läuft

Entfernung bis Emittoroberfläche in Querschnittsebene, im Raum

Vergleich mit Photo-Reichweite

Photo-Elektron aus Emittor entkommen

Entfernung bis Kollektor

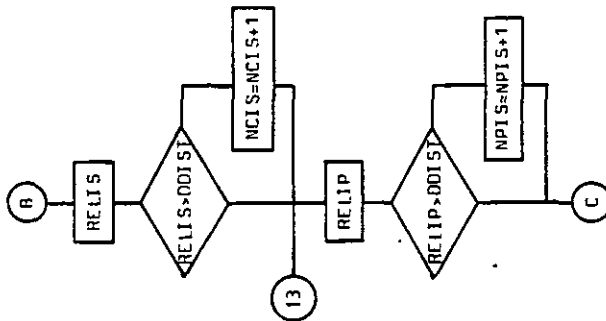
Strecke durch Isolator im Raum

Vergleich mit Compton-Reichweite

Compton-Elektron aus Emittor entkommen

Unterprogramme EMI 1/ISOL

für Emittor



Restreichweite des Compton-Elektrons im Isolator

Compton-Elektron zum Kollektor entkommen

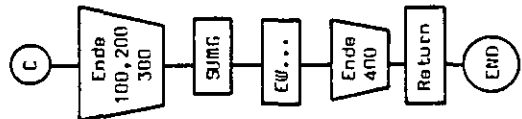
Restreichweite des Photo-Elektrons

Photo-Elektron zum Kollektor entkommen

Simulationsrechnungen für eine γ -Gruppe beendet

Gesamtzahl der gestarteten Elektronen

Entkommwahrscheinlichkeiten



für Isolator

Streuwinkel für Compton-Elektronen

einzelne Elektronen starten

Winkelbereich, aus dem die Quanten den Startpunkt erreichen

Startwinkel für Photo-Elektron

Entfernung bis Kollektor in der Querschnittsebene, im Raum

Vergleich mit Photo-Reichweite

entkommenes Photo-Elektron zählen

Hilfswinkel zur Bestimmung der Compton-Bahn

Startwinkel für Compton-Elektron

Abfrage für Entfernungsberechnung

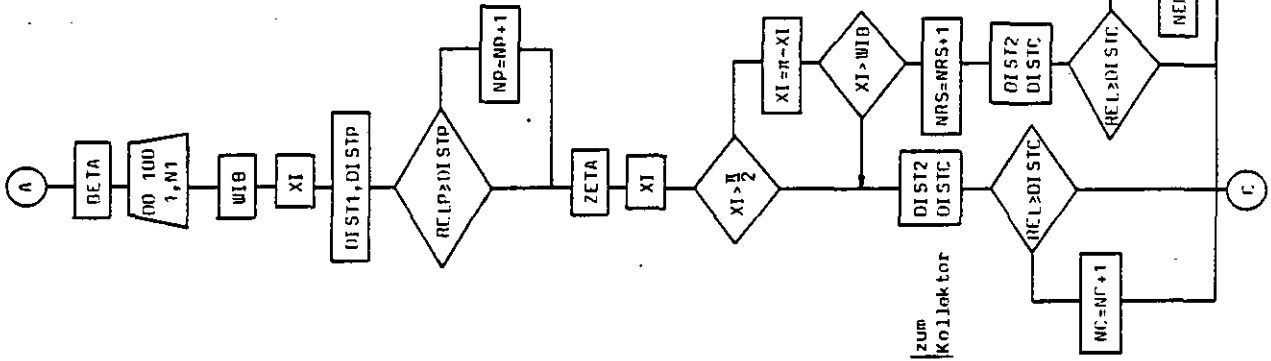
Abfrage, ob Elektron zum Kollektor läuft

Elektron läuft zum Emittor

zu überwindende Strecke in Querschnittsebene, im Raum

Vergleich mit Compton-Reichweite

Elektron zum Emittor entkommen



4.3 Eingabe und Ausgabe der Daten

4.3.1 Eingabedaten

Die Anordnung der Eingabedaten, wie sie vom Programm erwartet wird, ist schematisch im Bild 4.17 wiedergegeben (siehe auch das Beispiel im Anhang). Die einzelnen Größen werden nachstehend in der Reihenfolge ihres Einlesens erläutert unter Angabe des jeweiligen Formats und gegebenenfalls der Einheit.

Parameter

ID1	(I7)	Anzahl der Rechnungsdurchgänge in jeder γ -Gruppe
ID2	(I7)	Anzahl der Startzahlen (≤ 100)
ID3	(I2)	Index der ausgewählten Startzahl
MGA	(I7)	Anzahl der γ -Gruppen (≤ 99)
IPRINT	(I7)	Steuerparameter für Ergebnisausgabe (= 1; 2; 3)
MHO	(A4)	Stoff im Innenraum
MKO	(A4)	Werkstoff des Kollektors
NIV	(3A4)	behandelter Strahlungsbereich (diskret/Kontinuum)

Stoffwerte und Abmessungen des Emitters

MEM	(A4)	Werkstoff
RHO	(F8.2)	Materialdichte (g/cm^3)
AM	(F8.2)	Atommasse
OZEM	(F8.2)	Ordnungszahl
EML	(F8.2)	Länge (cm)
REMI	(F8.2)	Innenradius (cm)
EMD	(F8.2)	Dicke (cm)
SD	(F8.2)	Dicke des Isolators (cm)

Stoffwerte des Isolators

MIS	(A4)	Werkstoff
RHOIS	(F8.2)	Materialdichte (g/cm^3)
AMIS	(F8.2)	Atommasse
OZAL	(F8.2)	Ordnungszahl des schwereren Elements
OZOX	(F8.2)	Ordnungszahl des leichteren Elements
NAL	(I7)	Anzahl der Atome des schw. Elements im Molekül
NOX	(I7)	Atomzahl des leichteren Elements im Molekül
IS	(10 I7)	Startzahlen (Anzahl: ID2)

Daten von M4/M5 (Anzahl jeweils MGA)

ENGA	(F12.4)	mittlere Energie der γ -Gruppe (MeV)
Y	(F12.4)	Ausbeute an Einfang-Quanten im Emitter
PZ	(F12.4)	γ -Entkommwahrsh. im innersten Detektorbereich
STRAN	(E15.4)	spezifische Gruppenausbeute des inneren Kollektors

Stützwerte zur Interpolation der γ -Entkommw. (Anzahl jeweils 6)

DS	(F5.1)	Stützstelle für d
YIO...3	(F8.4)	Stützwerte für PQ1
YAO...3	(F8.4)	" für PQ2
YDO...3	(F8.4)	" für P12
AA, .	(9 F5.1)	Konstanten für Interpolations-Polynom (Anzahl: 9)

Reaktionsraten

NRD	(I5)	Anzahl der Reaktionsraten (≤ 9)
MD	(I5)	zugehörige Emitterdicke (10^{-2} cm)
BEM	(E12.3)	spezifische (n, γ)-Reaktionsrate ($1/\text{cm}^2$ s)

4.3.2 Der Ergebnis-Ausdruck

Vor den Ergebnissen werden die Parameter, Stoffwerte und Abmessungen zur Kontrolle ausgegeben, und zwar in derselben Reihenfolge wie eingelesen.

Der Ergebnisausdruck ist unterteilt (Bild 4.17) in

Zwischenergebnisse

Ergebnisse

Entkommwahrscheinlichkeiten der Elektronen

Die Zwischenergebnisse sind gegliedert in Daten, die für den ganzen Detektor gelten, und in jene, die nur für den Emitter oder den Isolator berechnet wurden.

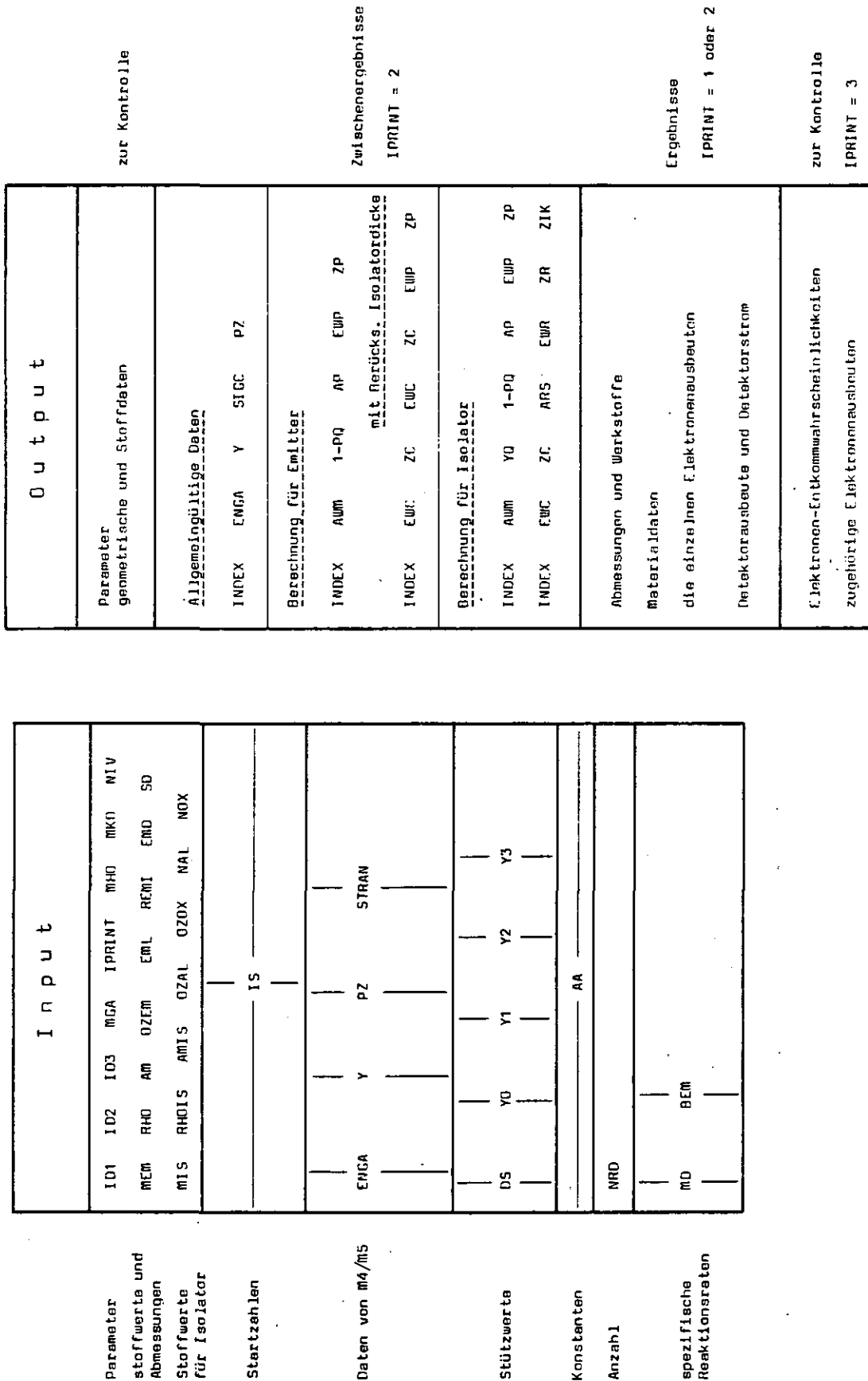
Der Umfang der Datenausgabe kann über den Parameter IPRINT beeinflusst werden. Wie in Bild 4.17 angegeben, beirkt IPRINT = 2 den ausführlichen Ausdruck mit Zwischenergebnissen, während bei IPRINT = 1 allein die Ergebnisse geschrieben werden. Eine Zusammenstellung aller Entkommwahrscheinlichkeiten und Ausbeuten der Elektronen erfolgt bei IPRINT = 3, sie ist zur Kontrolle bei Änderungen am Programm hilfreich. Die hierbei ausgedruckten Daten gehören sämtlich auch zu den Ergebnissen und Zwischenergebnissen.

Die Bezeichnungen der Zwischenergebnisse haben folgende Bedeutungen:

INDEX Nummer der γ -Gruppe; alle Werte in einer Zeile beziehen sich auf diese γ -Gruppe.

ENGA γ -Energiewert

Bild 4.17 - Anordnung der Eingabedaten (Input) und Schema des Ergebnis-Ausdrucks (Output)



Y	γ -Ausbeute des Emitttermaterials
SIGC	mikroskopischer Wirkungsquerschnitt für Compton-Effekt
PZ	γ -Entkommwahrsch. aus dem Bereich innerhalb des Emitters
AUM	makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Photo-Effekt
1-PQ	Stoßwahrscheinlichkeit der γ -Quanten
AP	Anteil des Photoeffekts an den γ -Wechselwirkungen
EWP,EWC	Entkommwahrsch. der Photo-, Compton-Elektronen
ZP,ZC	Ausbeute an Photo-, Compton-Elektronen
YQ	Anteil der γ -Quanten, der in den äußeren Isolator eintritt
ARS	Anteil der Elektronen in Richtung Emitter
EWR	Entkommwahrsch. vom Isolator zum Emitter
ZR	Elektronenausbeute Isolator - Emitter
ZIK	Elektronenausbeute des inneren Kollektors

Literaturverzeichnis

- /1/ W. Jaschik, W. Seifritz
Model for Calculating Prompt-Response
Self-Powered Neutron Detectors
Science and Engineering: 53, 61 - 78 (1974)
- /2/ D. Al-Dabagh
Numerische und experimentelle Untersuchungen
zur Beschreibung der Wirkungsweise und
Effektivität von großflächigen, hochsensitiven
SPNDs (Dissertation)
Jül - 1728, KFA Jülich, 1981
- /3/ H. Kiese Wetter, H. Marbach
Tabellen der Entkommwahrscheinlichkeiten
für Hohlzylinder
Kernenergie 6, Heft 9, 1963, S. 483 - 489
- /4/ P. Marmier
Kernphysik I
Verlag des Vereins der Mathematiker und
Physiker an der ETH Zürich, 1968
- /5/ G. Jordan-Engeln, F. Reutter
Numerische Mathematik für Ingenieure
BI-Hochschultaschenbücher, Band 104, 1973

A n h a n g

Wertetabellen zu den Diagrammen

Tabelle 2.6 - Detektorstrom I_{det} aus Detektorausbeute B_{det} und Reaktionsrate B V.

Emitter- dicke (cm)	B_V ($10^{15}/s$)	B_{det} (10^{-2})	I_{det} (10^{-6} A)
0,01	0,916	1,95	2,96
0,02	0,967	2,43	3,76
0,03	0,980	2,75	4,32
0,04	0,990	2,98	4,73
0,05	1,005	3,14	5,06
0,1	1,056	3,45	5,84
0,2	1,137	3,33	6,07
0,3	1,328	3,12	6,63

Tabelle 2.7 - Elektronenausbeuten (10^{-2}) der Detektorteile und deren Summe $2 B_{\text{det}}$

Emitter- dicke (cm)	Emitter	Isolator	Kollektor	Isolator- Kollektor	Summe
0,01	2,04	3,01	1,14	1,87	3,91
0,02	2,98	2,99	1,12	1,87	4,85
0,03	3,62	2,98	1,10	1,88	5,50
0,04	4,09	2,96	1,08	1,88	5,97
0,05	4,41	2,94	1,07	1,87	6,29
0,1	5,05	2,87	1,01	1,86	6,91
0,2	4,85	2,74	0,92	1,82	6,67
0,3	4,46	2,63	0,86	1,77	6,24

Tabelle 2.8 - Detektorstrom I_{det} (10^{-6} A) bei verschiedenen Isolatorstärken.

Emitter- dicke (cm)	I s o l a t o r d i c k e n (cm)				
	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35
0,01	2,80	2,96	3,05	3,09	3,10
0,02	3,66	3,76	3,81	3,82	3,82
0,03	4,26	4,32	4,34	4,34	4,32
0,04	4,71	4,73	4,73	4,71	4,69
0,05	5,06	5,06	5,05	5,02	4,98
0,1	5,89	5,84	5,79	5,74	5,68
0,2	6,14	6,07	6,02	5,96	5,90
0,3	6,70	6,63	6,58	6,52	6,46

Tabelle 2.9 - Detektorstrom I_{det} (10^{-6} A) bei verschiedenen Kollektorwerkstoffen in verschiedenen Umgebungen.

Emitter- dicke (cm)	W a s s e r			H e l i u m		
	Nickel	Titan	Zirkon	Nickel	Titan	
0,01	2,76	3,10	2,96	3,04	2,82	3,22
0,02	3,55	3,90	3,76	3,87	3,64	4,04
0,03	4,11	4,46	4,32	4,45	4,21	4,62
0,04	4,52	4,87	4,73	4,87	4,64	5,04
0,05	4,85	5,20	5,06	5,21	4,97	5,38
0,1	5,63	5,98	5,84	6,00	5,76	6,17
0,2	5,86	6,21	6,07	6,23	5,98	6,38
0,3	6,40	6,78	6,63	6,79	6,52	6,95

Tabelle 3.7 - Compton-Ausbeute ZC (10^{-2}) aus Stoßwahrscheinlichkeit P_{st} und Entkommwahrscheinlichkeit EWC.

Emitter- dicke (cm)	P_{st}	EWC	ZC
0,01	0,007	0,655	0,124
0,02	0,014	0,560	0,208
0,03	0,021	0,489	0,268
0,04	0,028	0,432	0,310
0,05	0,034	0,384	0,339
0,1	0,063	0,228	0,373
0,2	0,111	0,115	0,331
0,3	0,159	0,077	0,303

Tabelle 3.8 - Detektorausbeute B_{det} (10^{-2}) bei verschiedenen Isolatorstärken.

Emitter- dicke (cm)	I s o l a t o r d i c k e n (cm)				
	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35
0,01	1,85	1,95	2,01	2,04	2,05
0,02	2,36	2,43	2,46	2,47	2,46
0,03	2,72	2,75	2,77	2,76	2,75
0,04	2,97	2,98	2,99	2,97	2,96
0,05	3,14	3,15	3,14	3,12	3,10
0,1	3,48	3,45	3,43	3,39	3,36
0,2	3,37	3,33	3,30	3,27	3,24
0,3	3,15	3,12	3,10	3,07	3,05

Tabelle 3.10 - Emitterausbeute an Photo-Elektronen sowie an Photo- und Compton-Elektronen zusammen über der γ -Energie.

E_γ (MeV)	Photo	Photo+Compton
0,20	27,28 E-4	27,53 E-4
0,27	9,73 E-4	10,03 E-4
0,46	0,76 E-4	0,88 E-4
0,60	0,56 E-4	0,74 E-4
0,79	0,88 E-4	2,68 E-4
0,87	0,32 E-4	1,17 E-4
0,92	2,10 E-4	8,61 E-4
0,97	1,17 E-4	7,66 E-4
1,01	0,32 E-4	2,25 E-4
1,10	0,48 E-4	3,99 E-4
1,13	0,38 E-4	3,46 E-4
1,20	0,66 E-4	8,71 E-4
1,42	0,11 E-4	2,09 E-4
2,24	0,76 E-6	0,71 E-4
2,54	0,27 E-6	0,36 E-4
2,68	0,35 E-6	0,53 E-4
2,89	0,20 E-6	0,39 E-4
3,58	0,05 E-6	0,20 E-4
3,94	3,87 E-8	0,19 E-4
4,14	4,76 E-8	0,27 E-4
4,32	2,49 E-8	0,17 E-4
4,47	1,56 E-8	0,11 E-4
4,53	2,05 E-8	0,16 E-4
4,88	2,90 E-8	0,27 E-4
5,02	1,44 E-8	0,15 E-4
5,16	1,86 E-8	0,21 E-4
5,25	1,36 E-8	0,16 E-4
5,45	1,98 E-8	0,26 E-4
5,59	1,70 E-8	0,24 E-4
5,70	2,19 E-8	0,32 E-4
5,93	2,39 E-8	0,39 E-4
6,40	0,70 E-8	0,14 E-4
6,73	3,52 E-8	0,83 E-4
7,07	0,29 E-8	0,08 E-4

Tabellen 3.11 und 3.12 - Diskreter Teil

γ -Ausbeute Y und Detektorausbeute B_{det} (10^{-4}).

E_{γ} (MeV.)	Y	B_{det}
0,20	,108	13,32
0,27	,048	4,88
0,46	,009	0,43
0,60	,014	0,36
0,79	,050	1,51
0,87	,025	0,65
0,92	,200	4,80
0,97	,128	4,99
1,01	,040	1,45
1,10	,079	2,54
1,13	,070	2,15
1,20	,144	6,41
1,42	,041	1,49
2,24	,013	0,88
2,54	,007	0,50
2,68	,011	0,70
2,89	,008	0,57
3,56	,004	0,35
3,94	,005	0,35
4,14	,007	0,52
4,32	,004	0,33
4,47	,003	0,22
4,53	,004	0,32
4,88	,007	0,57
5,02	,004	0,33
5,16	,006	0,44
5,25	,004	0,35
5,45	,007	0,55
5,59	,007	0,53
5,70	,009	0,75
5,93	,012	0,88
6,40	,005	0,33
6,73	,027	2,00
7,07	,003	0,19

Tabellen 3.11 und 3.12 - Kontinuum-Teil

E_{γ} (MeV)	γ	B_{det}
0,87	,018	0,65
1,12	,060	2,45
1,37	,100	4,89
1,62	,153	5,92
1,87	,191	8,45
2,12	,232	11,66
2,37	,262	14,57
2,62	,251	14,90
2,87	,228	14,80
3,12	,188	12,81
3,37	,136	9,62
3,62	,107	7,81
3,87	,082	6,15
4,12	,066	5,03
4,37	,055	4,11
4,62	,042	3,18
4,87	,043	3,21
5,12	,026	1,96
5,37	,021	1,56
5,62	,019	1,46
5,87	,014	1,05
6,12	,010	0,74
6,37	,006	0,46
6,62	,006	0,47
6,87	,004	0,28
7,12	,001	0,05
7,37	,002	0,17
7,62	,004	0,30

Tabelle 3.14 - Vergleich der Emittersausbeute B_E (10^{-2}) mit der B_A von Al-Dabagh.

Emitter- dicke (cm)	B_E	B_A
0,01	1,93	1,90
0,02	2,78	2,81
0,03	3,37	3,45
0,04	3,78	3,93
0,05	4,07	4,29
0,1	4,61	5,18
0,2	4,40	5,28
0,3	4,05	4,98

Hauptprogramm MAIN

```

//REW049MK JOB (152.011855).MEIER.TIME=(3.24).
// MSGCLASS=Y
//PASSWORD DURGAM
//ROUTE PRINT R9
//JOBPARM LINES=15.CARDS=100
// EXEC CLGFORTE
//C.SYSPRINT DD DUMMY
//C.SYSIN DD *
C SUBMIT.SPMK (KONTINUUM-BEREICH: 28 ENERGIEGRUPPEN)
C PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER ELEKTRONENAUSBEUTE VON EMITTER UND
C REUSSEREM ISOLATOR EINES HOHLZYLINDRISCHEN SPN-DETEKTORS
C
  REAL*8 DSEED
  COMMON MGA,ENGA(99).N6
  COMMON /Z/ OSEED,IN1,IO1,REMA,RISA,EWCEN(99),EWPEN(99),
F   EWC(99),EWP(99),EWCIS(99),EWPIS(99),ARS(99),EWR(99)
  COMMON /ST/ YD0(9),YD1(9),YD2(9),YD3(9)
F   ,YA0(9),YA1(9),YA2(9),YA3(9)
F   ,YI0(9),YI1(9),YI2(9),YI3(9)
  COMMON/IP/ AR(9),DS(9),DP(99),P12(99),PQ2(99),PQ1(99)
C
  DIMENSION IS(100),NIV(3),MD(9),BEM(9)
C
  DIMENSION AWM(99),AWIS(99),AP(99),APIS(99)
1   ,SIGC(99),PZ(99),PST(99),STRAN(99)
3   ,YI(99),YQ(99),YR(99)
2   ,ZP(99),ZC(99),ZCE(99)
4   ,TOWIS(99),PIS(99),ZIK(99)
C
  DATA EL /1.602E-19/
C
C ID1 :ANZAHL DER DURCHLAUEFE
C ID2 :ANZAHL DER STARTZAHLEN
C ID3 :AUSGEWAHLTE STARTZAH
C MGA :ANZAHL DER GAMMA-ENERGIEGRUPPEN
C RHO,RHOIS: EMITTER-.ISOL.-DICHT
C OZ.:ORDNUNGSZAH; AM,AMIS: ATOM-.MOLEKUELMASSE
C ENL: EMITTERLAENGE; REMI: INNENRADIUS D EMITTERS
C EMD,SD:EMITTER-.ISOL-DICKE
C NAL,NOX: ATONZAH IM MOLEKUEL
C
C 1. PARAMETER,GEOMETRISCHE UND STOFFWERTE
C -----
  N6=41
  IN1=1000
  READ(5,1100)ID1,IO2,IO3,MGA,IPRINT,MHO,MKO,(NIV(I),I=1,3)
  WRITE(6,1101)ID1,IO2,IO3,MGA,IPRINT
1100 FORMAT(2I7,5X,12,2I7,2X,5A4)
1101 FORMAT(5I7)
  IF(MGA.LT.100) GOTO 1
  WRITE(6,1901)
1901 FORMAT(1H0,'DIMENSIONEN FUE GRUPPEN MUESSEN ANGEPASST ,
1' WERDEN')
  STOP 1
1   READ(5,1200) MEM,RHO,AM,OZEM,ENL,REMI,EMD,SD
  WRITE(6,1201) RHO,AM,OZEM,ENL,REMI,EMD,SD
1200 FORMAT(A4,2X,7F8.2)
1201 FORMAT(2X,7F8.2)
  VD=EMD/REMI
  IF(VD.GT.0.428) GOTO 3
  VD=SD/REMI
  IF(VD.LT.0.3) GOTO 5
  WRITE(6,1903)
1903 FORMAT(1H0,'RECHNUNG GILT NICHT FUE EINGEGEBENE GEOMETRIEWERTE')
  STOP 3
5   READ(5,1300) MIS,RHOIS,AMIS,OZAL,OZOX,NAL,NOX
  WRITE(6,1301) RHOIS,AMIS,OZAL,OZOX,NAL,NOX
1300 FORMAT(A4,2X,4F8.2,2I7)
1301 FORMAT(2X,4F8.2,2I7)
C
C 2. VORBEREITENDE RECHNUNGEN

```

```

C -----
C ENGA,Y: GAMMA-ENERGIE,-AUSBEUTE
C STRAN: STROMANTEIL VOM INNEREN KOLLEKTOR
C RADIIEN AM DETEKTOR U EMITTERVOLUMEN
  REMA= REMI+EMO
  RISA= REMA+SD
  RISI= REMI-SD
  EMO = 3.14159265 * EML * (EMO+2*REMI)
  EMVO=EMO+EMO

C
C EL-ENTKOMMWAHRSCH. ERMITTELN
C READ(5,2000) (IS(I),I=1,102)
  OSEED=IS(103)
2000 FORMAT(10I7)
  DO 21 I=1,MGA
21  READ(5,2100) ENGA(I),Y(I),PZ(I),STRAN(I)
2100 FORMAT(3F12.4,E15.4)
  REWIND 6
  CALL ZSB (IN1)
  VRHO=RHO/RHOIS
  CALL EMIT(OZEM,RHO,VRHO,EMO,RISI,REMI)
  CALL ISOL(OZAL,RHOIS,SD)

C
C STUETZWERTE DER GAMMA-ENTKOMMWAHRSCH.
  DO 23 I=1,6
23  READ(5,2300) OS(I),YAO(I),YA1(I),YA2(I),YA3(I)
  DO 24 I=2,6
24  READ(5,2400) YD0(I),YD1(I),YD2(I),YD3(I)
  DO 27 I=1,6
27  READ(5,2400) YI0(I),YI1(I),YI2(I),YI3(I)
  READ(5,2200) (AA(I),I=1,9)
2200 FORMAT(9F5.1)
2300 FORMAT(F5.1,4(3X,F8.4))
2400 FORMAT(5X,4(3X,F8.4))

C
C GAMMA-ENTKOMMWAHRSCH. INNERHALB EMITTERRADIUS
C
  IDP=2
  BK=RISI/REMI
  BG=2.*SD*(1.+BK)

C
C MOLEKUEL.-ELEKTRONENDICHTE IM ISOLATOR
  ZM=(6.02E+23*RHOIS)/AMIS
  ENIS=ZM*(NAL*OZAL+NOX*OZOX)
  WM = ZM*1.335E-32*(NAL*OZAL**5+NOX*OZOX**5)

C
C WIRKUNGSQUERSCHNITTE IM ISOLATOR
  DO 25 I=1,MGA
  A=ENGA(I)/O.S11
  SIGC(I)=0.5E-24*((2.*(1.+A)**2.)/(A**2.*(1.+2.*A))-((1.+3.
2.*A)/(1.+2.*A)**2.-((1.+A)/A**3.-1.)/(2.*A))*ALOG(1.+2.*A))
  AWIS(I) = WM/ A**3.5
  TOWI= SIGC(I)*ENIS*AWIS(I)
  APIS(I)= AWIS(I)/TOWI
  OP(I)=BG*TOWI
25  TOWIS(I)=TOWI

C
C GAMMA-ENTKOMMWAHRSCH. ERMITTELN
  CALL INPOLIBK,IDP,MGA

C
  DO 26 I=1,MGA
  PD =P12(I)
  P22= 1-PD*BK-OP(I)*PQ2(I)
  IF(OP(I).LT.5.E-4) P22=1-BK
  PIS(I)= BK*PD
  PZ(I)=P22+PIS(I)*PZ(I)*PD
26  CONTINUE

C
  IF(I.PRINT.NE.2) GOTO 33
  WRITE(6,330)
330  FORMAT(1H1/1H-.2X,'ALLGEMEINGUELTIGE DATEN'/3X,23I'-')
  F/1H-.2X,'INDEX',3X,'ENGA(MEV)',7X,'Y',7X,'SIGC (CM2)',7X,'PZ'/)

```

```

      DO 35 I=1,MGA
35    WRITE(6,350)I,ENGA(I),Y(I),SIGC(I),PZ(I)
350   FORMAT(2X,I4,F12.3,F12.4,E15.4,F12.4)
C
C   3. SIGNALANTEIL DES EMITTERS
C   -----
33    IDP=3
      BK=REM1/REMA
      BG=2.*END*(1.+BK)
C
C   ATOM-.ELEKTRONENDICHTE
      AN=(6.02E+23*RHO1)/AM
      EN=AN*OZEM
      WM = EN*1.2736E-33 = OZEM**4
C
C   WIRKUNGSQUERSCHNITTE
      DO 30 I=1,MGA
      AWM(I) = WM/ENGA(I)**3.5
      TOWI = EN*SIGC(I)+AWM(I)
      AP(I)= AWM(I)/TOWI
      OP(I)= BG*TOWI
30    CONTINUE
C
C   GAMMA-ENTKOMMWAHRSCHENLICHKEITEN
      CALL INPOL(BK,IDP,MGA)
C
      BIK=.0
      DO 31 J=1,MGA
      POR=P02(J)
      POI=P01(J)
      PD =P12(J)
      ZIK(J)=Y(J)*POI*PIS(J)*STRAN(J)
      BIK=BIK+ZIK(J)
      YQ(J)=Y(J)*{POR+POI*PZ(J)*PD}
      PO = POR+POI*(1.-PZ(J)*(1.-PD))
      PST(J) =1.-PO
31    WRITE(6,301) DP(J),PD,POR,POI,PO,PST(J)
301   FORMAT(5X,6F10.4)
      YR(J)=Y(J)*PST(J)
31    CONTINUE
C
C   BERECHNUNG DER ELEKTRONENAUSBEUTE
      CALL ZS9 (YR,AP,EWPEN,EWCEM,ZP,ZCE,SUPEM,SUCEM)
      BE = SUPEM+SUCEM
C
      IF(IPRINT,NE.2) GOTO 44
      WRITE(6,360)
360   FORMAT(1H1,2X,'BERECHNUNG FUER EMITTER'/3X,23('-'1)/1H-.2X
      F,'INDEX',4X,'AWM(1/CM)',8X,'1-PO',11X,'AP',11X,'EWP',9X,'ZP'/)
      DO 37 I=1,MGA
37    WRITE(6,370)I,AWM(I),PST(I),AP(I),EWPEN(I),ZP(I)
370   FORMAT(2X,I4,3(3X,E12.4),F10.4,E15.4)
C
C   4. EMITTERSIGNAL AM KOLLEKTOR
C   -----
      WRITE(6,410)
410   FORMAT(1H1,38X,'MIT BERUECKSICHTIGUNG DER ISOLATORDICKE'
      1/36X,44('-'1))
44    CALL ZS9 (YR,AP,EWPK,EWCK,ZP,ZC,SUPEK,SUCEK)
      BEK= SUPEK+SUCEK
C
      IF(IPRINT,NE.2) GOTO 50
      WRITE(6,420)
420   FORMAT(1H0,2X,'INDEX',4X,'EWC',8X,'ZC',13X,'EWC',8X,'ZC'
      F,'EWP',8X,'ZP'/)
      DO 43 I=1,MGA
43    WRITE(6,430) I,EWCEN(I),ZCE(I),EWCK(I),ZC(I),EWPK(I),ZP(I)
430   FORMAT(2X,I4,F10.4,E14.4,2X,2(F10.4,E14.4))
C
C   5. SIGNALANTEIL DES ISOLATORS
C   -----

```

```

C GAMMA-ENTKOMMWAHRSCHEINLICHKEITEN
50 IOP=1
   BK=REMA/RISA
   BG=2.*SQ=(1.+BK)

C
   DO S1 I=1,MGA
51 OP(I)=BG*TOHIS(I)
C
   CALL INPOL(BK,IOP,MGA)
C
   BISE=0.0
   DO S2 I=1,MGA
   PST(I)=1.-P12(I)
   YR(I)=YQ(I)*PST(I)
   ZCE(I)=YR(I)*(1-APIS(I))*EWR(I)
   BISE=BISE+ZCE(I)
52 CONTINUE
C
   CALL ZSG (YR,APIS,EWPIS,EWCIS,ZP,ZC,SUPIS,SUCIS)
   BISK= SUPIS+SUCIS
C
   IF(IIPRINT.NE.2) GOTO S5
   WRITE(6,550)
550 FORMAT(1H1,2X,'BERECHNUNG FUER ISOLATOR'/3X,24(' '-))
   1/1H-.2X,'INDEX',3X,'AWH(1/CM)',6X,'YQ',8X,'1-PQ',10X,'AP'
   1,11X,'EWP',6X,'ZP'/)
   DO S3 I=1,MGA
53 WRITE(6,S30) I,AWH(I),YQ(I),PST(I),APIS(I),EWPIS(I),ZP(I)
530 FORMAT(2X,14,2X,E12.4,F11.5,2E13.4,F10.4,E13.4)
   WRITE(6,570)
570 FORMAT(1H1,2X,'INDEX',4X,'EWC',7X,'ZC',12X,'ARS',7X,'EWR'
   F,7X,'ZR',14X,'ZIK'/)
   DO S4 I=1,MGA
54 WRITE(6,S40) I,EWCIS(I),ZC(I),ARS(I),EWR(I),ZCE(I),ZIK(I)
540 FORMAT(2X,14,F10.4,E14.4,2F10.4,E14.4,E16.4)
C
C SUMME FUER DETEKTOR
C BEM: BGAMMA ABHAENGIG VON EMD
55 B0=0.5*(BE+BK+BISK-BISE-BIK)
   DET=B0*EL*EMO
   STR=1.1
   READ(5,5000) NRD
   READ(5,5100) (MO(I),BEM(I),I=1,NRD)
5000 FORMAT(15)
5100 FORMAT(15,E12.3)
   IMO=IFIX(100*EMD+0.1)
   DO S6 I=1,NRD
   IF(MO(I).EQ.IMO) GOTO S7
56 CONTINUE
   DET=DET+EMD
   GOTO 60
57 STR=DET*BEM(I)
60 IF(IIPRINT.EQ.3) GOTO 77
C
C 6. AUSGABE VON DATEN UND ERGEBNISSEN
C
   WRITE(6,610) (NIV(I),I=1,3),EMD,HEM,EML,MIS,SD,MKO,REM1,MHQ
   1,EMVO,EL
610 FORMAT(1H1,9X,85('='))1H-.9X,'PROMPT ANZEIGENDER SPN-DETEKTOR '
   1,'IN HOHLZYLINDER-AUSFUEHRUNG ('.3R4/1H-.9X,85('='))
   2/1H-.9X,'DETEKTORABMESSUNGEN',48X,'WERKSTOFFE'
   3/10X,19(' '-),48X,10(' '-)
   4/1H-.9X,'EMITTERDICKE ',14X,' D =',F8.3,' CM'
   4.25X,'EMITTER ',4X,A4
   5/1H0.9X,'EMITTERLAENGE',14X,' L =',F8.3,' CM'
   5.25X,'ISOLATOR ',4X,A4
   6/1H0.9X,'ISOLATORDICKE',14X,' ID =',F9.3,' CM'
   6.25X,'KOLLEKTOR',4X,A4
   7/1H0.9X,'EMITTERRADIUS (INNEN) RI =',F8.3,' CM'
   7.25X,'HOHLRAUM ',4X,A4
   8/1H0.9X,'EMITTERVOLUMEN',14X,' V =',F8.3,' CM3'
   8.5X,'ELEMENTARLADUNG E =',1PE10.3,' (A=SEC)'

```

```

9/1H0.9X.85('=-'))
C
WRITE(6,620)ZEM.OZAL.OZDX.AM.AMIS.RHO.RHOIS.AN.ZM.EN.ENIS
620 FORMAT(1H-.9X.'MATERIALDATEN'.30X.'EMITTER'.17X.'ISOLATOR'
1/10X.13('=-')).29X.9('=-').15X.10('=-')
2/1H-.9X.'ORDNUNGSZAHN'.29X.F8.2.17X.F5.2.'/'.F5.2
3/1H0.9X.'ATOM/MOLEKUELMASSSE'.29X.F8.2.17X.F8.2
4/1H0.9X.'DICHTS'.16X.'(G/CM3)'.12X.F8.2.17X.F8.2
5/1H0.9X.'ATOM/MOLEKUELDICHTS (1/CM3)'.15X.1PE9.2.16X.E9.2
6/1H0.9X.'ELEKTRONENDICHTS (1/CM3)'.15X.E9.2.16X.E9.2
7/1H0.9X.85('=-'))
C
WRITE(6,630) SUCM.SUPM.BE.SUCEK.SUPEK.BEK
F
.SUCIS.SUPIS.BISK.BISE.BISE.BIK.80
630 FORMAT(1H-.9X.'ELEKTRONENAUSBEUTE'.12X.'COMPTON'
1.8X.'PHOTO'.12X.'ZUSAMMEN'/10X.18('=-'))
1/1H-.9X.'AUS EMITTER'.16X.1PE12.4.2X.OPE12.3.7X.'BE' ='.1PE12.4
2/1H0.9X.'EMITTER-KOLLEKTOR'.10X.OPE12.4.2X.E12.3.7X
2.'BEK' ='.E12.4
3/1H0.9X.'ISOLATOR-KOLLEKTOR'.9X.1PE12.4.2X.OPE12.3.7X
3.'BISK' ='.1PE12.4
4/1H0.9X.'ISOLATOR-EMITTER'.11X.OPE12.4.21X.'BISE' ='.E12.4
5/1H0.9X.'INNERER KOLLEKTOR'.43X.'BIK' ='.E12.4
6/1H-.9X.'DETEKTOR INSGESAMT'.12X.'80' = (BE+BEK+BISK-BISE-BIK)'
6.'/2' ='.1PE12.4)
IF(STR.LT.1.) WRITE(6,640) STR
640 FORMAT(1H0.9X.85('=-')/1H-.9X.'DETEKTORSTROM'.17X.'IDET' = '.
1.'E' = B * V * 80 ='.1PE12.4.' (A)/1H-.9X.85('=-'))
IF(STR.LT.1.) GOTO 65
WRITE(6,650) DET
650 FORMAT(40X.43('=-')/1H-.54X
6.'80' = E * V ='.E12.4.' (A*SEC*CM3)'/55X.37('=-'))
65 IF(1PRINT.NE.3) GOTO 99
C
77 WRITE(6,710)
710 FORMAT(1H1.15X.'ENTKOMMWARSCHSINLICHKEITEN VON '.
1.'COMPTON- U PHOTO-ELEKTRONEN'/16X.59('=-'))
2/1H-.15X.'AUS EMITTER'.15X.'BISK KOLLEKTOR'.20X.'AUS ISOLATOR'
3/1H0.11X.'C-E'.11X.'P-E'.10X.'C-EK'.10X.'P-EK'.10X.'C-ISK'
4.9X.'P-ISK'.9X.'C-ISE'/)
DO 72 I=1,MGA
WRITE(6,720)(EWCEN(I).EWPEN(I).EWCK(I).EWPK(I).EWCIS(I).EWPIS(I).
F
EWR(I))
720 FORMAT(2X.7(5X.F9.4))
72 CONTINUE
WRITE(6,730)SUCM.SUPM.SUCEK.SUPEK.SUCIS.SUPIS.BISE
730 FORMAT(1H0.3X.7E14.4
1/1H-.35X.'ZUGESHOERIGE ELEKTRONENAUSBEUTEN'/36X.31('=-'))
C
99 STOP
END
SUBROUTINE ZS9 (Y.AP.XP.XC.ZP.ZC.SUP.SUC)
COMMON MGA.ENG(99).N6
DIMENSION Y(99).AP(99).XP(99).XC(99)
F
.ZP(99).ZC(99)
C
SUP=0.
SUC=0.
DO 10 I=1,MGA
ZP(I)=Y(I)*AP(I)*XP(I)
SUP=SUP+ZP(I)
ZC(I)=Y(I)*(1-AP(I))*XC(I)
SUC=SUC+ZC(I)
10 CONTINUE
RETURN
END

```

Unterprogramm EMIT

```
CC=PROCESS NOSOURCE
      SUBROUTINE EMIT(OZ,RHO,VRHO,EMD,RIS1,REM1)
C   ERMITTLUNG VON ENTKOMMWAHRSCHEINLICHKEITEN DER ELEKTRONEN AUS DEM
C   EMITTER EINES UNENDLICH LANGEN HOHLZYLINDERS
C   STARTPUNKTE HOMOGEN AUF RADIUS, WINKEL ISOTROP IM 1/4-ZYLINDER
C   ES WIRD EINE ENERGIE-REICHWEITEN-BEZIEHUNG BENUTZT
C   ES WERDEN IN1=1000 ELEKTRONEN JE DURCHLAUF VERFOLGT
C
      COMMON MGA,ENGA(99),N6
      COMMON /Z/ DSEED,IN1,IO1,REMA,RISA,EWCEN(99),EWPEN(99),
      F      EWCIS(99),EWPIS(99),EWC(99),EWP(99),ARS(99),EWR(99)
      REAL*8 DSEED
      INTEGER*2 JW,JC
      DIMENSION RAND1(1000)
      DIMENSION RAND2(1000)
      DIMENSION RAND3(1000)
      DIMENSION STARTP(1000),STAW1(1000),STAW2(1000)
      DIMENSION IPROB(300)
      DIMENSION REC(300),REP(99),ENGB(300)
C
      DATA PIH /1.57079/
C   REICHWEITEN D PHOTO-GRUPPEN: EK= ENERGIE D K-SCHALE
      EK=(OZ-1.)*2*13.52E-6
      CALL ZS7(EK,RHO,REP)
C   ENERGIEN U REICHWEITEN D COMPTONGRUPPEN
      REWIND N6
      READ(N6) N
      DO 90 I=1,N
      READ(N6) ENGB(I),R
90    REC(I)=R/RHO
C
      DO 400 M=1,MGA
C   EINLESEN VON ANZAHL U BESETZUNG D COMPTON-GRUPPEN
      READ(N6) IENR,MGE
      READ(N6) (IPROB(I),I=1,MGE)
      ISUMM=0
      DO 410 I=1,MGE
410    ISUMM=(ISUMM+IPROB(I))
C
      ISUMG =0
      NPEN = 0
      NPIS = 0
      NCEN = 0
      NCIS = 0
      RELP=REP(M)
C
      DO 300 L=1,IO1
      ISUMG=ISUMG+ISUMM
      DO 303 I=1,IN1
      RAND1(I)=.0
      RAND2(I)=.0
      RAND3(I)=.0
303    CONTINUE
C   ERZEUGEN DER STARTPUNKTE
      CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND1)
      DO 301 I=1,IN1
301    STARTP(I)=REM1+(RAND1(I)*EMD)
C
C   ERZEUGEN DER WINKEL
      CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND2)
      CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND3)
      DO 302 I=1,IN1
      STAW1(I)=RAND2(I)*1.57
C
      STAW2(I)=RAND3(I)*2.*PIH
302    CONTINUE
C   BERECHNUNG D ENTFERNUNGEN STARTPUNKT-EMITTEROBERFLAECHE (DISTE)
C   UND EMITTER-KOLLEKTOR (ODIST)
      NST=0
      DO 200 I=1,MGE
```

```

      N1=IPROB(I)
      IF(N1.LT.1) GOTO 200
      REL=REC(I)
C
      DO 100 N2=1,N1
      NST=NST+1
      STAP=STARTP(NST)
      XI= STAW2(NST)
      JW= +1
      JC= +1
      IF(XI.LE.PIH) GOTO 10
      XI= 2*PIH-XI
C  GRENZWINKEL ZUM INNEREN KOLLEKTOR
      GRW=ARSIN(RIS1/STAP)
      IF(XI.GT.GRW) GOTO 11
9      RF1=REMI
      RF3=RIS1
      JW= -1
      GOTO 12
10     JC= -1
11     RF1= REMA
      RF3= RISA
12     DIST1= DIST(RF1,STAP,XI,JW,JC)
      RAUMW=1./COS(STAW1(NST))
      DISTE=DIST1*RAUMW
      IF(RELP.LT.DISTE) GOTO 100
      NPEM=NPEM+1
      DIST3= DIST(RF3,STAP,XI,JW,JC)
      DDIST=IDIST3-DIST1)*RAUMW
      IF(REL.LT.DISTE) GOTO 13
      NCEM=NCEM+1
      RELIS=(REL-DISTE)*VRHQ
      IF (RELIS.GT.DDIST) NCIS=NCIS+1
13     RELIP=(RELP-DISTE)*VRHQ
      IF(RELIP.GT.DDIST) NPIS=NPIS+1
100    CONTINUE
200    CONTINUE
300    CONTINUE
C
      SUMG= ISUMG
      EWPEN(M)= NPEM/SUMG
      EUCEN(M)= NCEM/SUMG
      EWCIS(M)= NCIS/SUMG
      EWPIS(M)= NPIS/SUMG
400    CONTINUE
      RETURN
      END
      REAL FUNCTION DIST(R,X,XI,JW,JC)
      INTEGER*2 JW,JC
      BA= R**2-(X*SIN(XI))**2
      DIST=JW*SQRT(BA)+JC*X*COS(XI)
      RETURN
      END

```

Unterprogramm ISOL

```

CC=PROCESS NOSOURCE
SUBROUTINE ISOL(OZ,RHO,SO)
C ERMITTLUNG VON ENTKOMMWAHRSCHEINLICHKEITEN DER ELEKTRONEN AUS DEM
C REUSSEREN ISOLATOR EINES UNENDLICH LANGEN HOHLZYLINDERS
C STARTPUNKTE HOMOGEN AUF RADIUS, WINKEL ISOTROP IM 1/4-ZYLINDER
C ES WIRD EINE ENERGIE-REICHWEITEN-BEZIEHUNG BENUTZT
C ES WERDEN IN1=1000 ELEKTRONEN JE DURCHLAUF VERFOLGT
C
COMMON MGA,ENGA(99),N6
COMMON /Z/ DSEED,IN1,IO1,REMA,RISA,EWCEN(99),EWPEN(99),
F EWCIS(99),EWPIS(99),EWC(99),EWP(99),ARS(99),EWR(99)
REAL*8 DSEED
INTEGER*2 JW,JC
DIMENSION RAND1(1000)
DIMENSION RAND2(1000)
DIMENSION RAND3(1000)
DIMENSION RAND4(1000)
DIMENSION STARTP(1000),STARTW(1000)
DIMENSION IPROB(300)
DIMENSION REC(300),REP(99),ENGB(300)
C
DATA PIH /1.57079/
C REICHWEITEN O PHOTO-GRUPPEN: EK= ENERGIE D K-SCHALE
EK=(OZ-1.)*2*13.52E-6
CALL Z57(EK,RHO,REP)
C ENERGIE U REICHWEITEN O COMPTONGRUPPEN
REWIND N6
READ(N6) N
DO 90 I=1,N
READ(N6) ENGB(1),R
90 REC(I)=R/RHO
C
DO 400 M=1,MGA
C EINLESEN VON ANZAHL U BESETZUNG O COMPTON-GRUPPEN
READ(N6) IENR,MGE
READ(N6) (IPROB(I),I=1,MGE)
ISUMM=0
DO 410 I=1,MGE
410 ISUMM=ISUMM+IPROB(I)
C
ISUMG=0
NP = 0
NC = 0
NRS= 0
NEM= 0
C
REL P=REP(M)
BA=1+(0.511/ENGA(M))*2
C
DO 300 L=1,IO1
ISUMG=ISUMG+ISUMM
DO 303 I=1,IN1
RAND1(1)=.0
RAND2(1)=.0
RAND3(1)=.0
RAND4(1)=.0
303 CONTINUE
C ERZEUGEN DER STARTPUNKTE
CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND1)
DO 301 I=1,IN1
301 STARTP(I)=REMA+(RAND1(1))*SO
C
C ERZEUGEN DER WINKEL
CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND2)
CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND3)
CALL GGUBS(DSEED,IN1,RAND4)
DO 302 I=1,IN1
302 STARTW(I)=RAND2(1)*1.57
C
C BERECHNUNG O ENTFERNUNG STARTPUNKT-ISOLATOROBERFLAECHE (DISTP,C)
NST=0

```

```

      DO 200 I=1,MGE
      N1=IPROB(I)
      IF(N1.LT.1) GOTO 200
      BETA=ARCOS(BA/I+1.022/ENG8(I))
      REL=REC(I)

C
      DO 100 N2=1,N1
      NST=NST+1
      STAP=STARTP(NST)

C
C PHOTO-ELEKTRONEN
      JW= +1
      JC= -1
      W18=ARSIN(REMA/STAP)
      X1=W18*RAND3(NST)
      DIST1= DISTIRISA.STAP.X1.JW.JC)
      DISTP=DIST1/COS(STARTWINST)
      IF(RELP.GE.DISTP) NP=NP+1

C
C COMPTON-ELEKTRONEN
      ZETA= 4*PIH * RAND4(NST)
      RAUMW=COS(STARTWINST)+BETA=COS(ZETA)
      IF(RAUMW.LT.0.) RAUMW=-RAUMW
      IF(RAUMW.LT.1.E-7) RAUMW=1.E-7

C
      X1=X1+BETA*SIN(ZETA)
      IF(X1.GT.PIH) GOTO 15
      IF(X1.LT.0.) X1=-X1
12  DIST2= DISTIRISA.STAP.X1.JW.JC)
      DISTC=DIST2/RAUMW
      IF(REL.GE.DISTC) NC=NC+1
      GOTO 100
15  JC=+1
      X1= 2*PIH-X1
      IF(X1.GT.W18) GOTO 12
      JW=-1
      NRS=NRS+1
      DIST2= DISTIREMA.STAP.X1.JW.JC)
      DISTC=DIST2/RAUMW
      IF(REL.GE.DISTC) NEM=NEM+1
100  CONTINUE
200  CONTINUE
300  CONTINUE
C
      SUMG= ISUMG
C
      NC=NC-NEM
      EWC(M)= NC/SUMG
      EWP(M)= NP/SUMG
      ARS(M)= NRS/SUMG
      EUR(M)= NEM/SUMG
400  CONTINUE
      RETURN
      END

```

Unterprogramm-Gruppe zur Interpolation

```
SUBROUTINE INPOL(BK, IOP, MGA)
C INTERPOLATION DER GAMMA-ENTKOMMWAHRSCHENLICHKEITEN
COMMON/1P/ A19, OS19, OP199, P12199, P02199, P01199)
COMMON/YK/ Y1219, Y0219, Y0119)
C
  OS(7)=15.
  IF(IOP11).GT.17.) WRITE(6,900) OP(1)
900  FORMAT(1H0,5X,'DP(1)=' ,F6.1,' AUSSERHALB INTERPOL.BEREICH'//)
C
C ANZAHL (IZON) U GROSSE DER INTERPOLATIONSBEREICHE
  I=1
  DP1=DP(I)
  OSG=OS(S)
  IF(IOP1.LT.1) GOTO 22
  IF(IOP1.LE.OSG) GOTO 11
  IZON=3
  OPV=OP1
  DO 10 I=2,MGA
  DP1=DP(I)
  IF(IOP1.GT.OPV) GOTO 107
  IF(IOP1.LE.OSG) GOTO 12
10  OPV=OP1
11  IZON=2
12  N23=I-1
  OSG=OS(3)
  OPV=OP1
  N=I+1
  DO 20 I=N,MGA
  DP1=OP(I)
  IF(IOP1.GT.OPV) GOTO 107
  IF(IOP1.LE.OSG) GOTO 23
20  OPV=OP1
22  IZON=1
23  N12=I-1
C
C INTERPOLATION UEBER BK
  CALL POLK(BK, IOP1)
C
C BEREICHSWEISE INTERPOLATION UEBER OP
  GOTO (103,102,101), IZON
101  NO =5
  NA =1
  NE =N23
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y12,OP,P12,A13)
  IF(IOP.LT.2) GOTO 102
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y02,OP,P02,A16)
  IF(IOP.LT.3) GOTO 102
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y01,OP,P01,A19)
102  NO =3
  NA =N23+1
  NE =N12
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y12,OP,P12,A12)
  IF(IOP.LT.2) GOTO 103
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y02,OP,P02,A15)
  IF(IOP.LT.3) GOTO 103
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y01,OP,P01,A18)
103  NO =1
  NA =N12+1
  NE =MGA
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y12,OP,P12,A11)
  IF(IOP.LT.2) GOTO 105
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y02,OP,P02,A14)
  IF(IOP.LT.3) GOTO 105
  CALL POLD(NO,NA,NE,OS,Y01,OP,P01,A17)
105  RETURN
107  WRITE(6,700)
700  FORMAT(1H0,5X,'DP(1) NICHT ODER FALSCH GEORNET: STOP')
  STOP 7
  END
SUBROUTINE POLD(NO,NA,NE,OS,YS,OP,PE,A1)
C INTERPOLATION UEBER OP MIT JEWEILS 3 STUETZSTELLEN
```

```

      DIMENSION DS(9),YS(9),DP(99),PE(99)
      N1=NO+1
      N2=NO+2
      DST=DS(N0)
      ED1=DS(N1)-DST
      ED2=DS(N2)-DST
      Y0=YS(N0)
      Y1=YS(N1)
      Y2=YS(N2)
C
      VA=1/A
      VA1=1/(A+ED1)
      VA2=1/(A+ED2)
      EA1=VA-VA1
      EY1=Y0-Y1
      ED12=ED1-ED2
      FAK=-ED12/ED1
C
      EA2=FAK*EA1-(VA1-VA2)
      EY2=FAK*EY1-(Y1-Y2)
      C2=EY2/EA2
      C1=(EA1-C2-EY1)/ED1
      CO=Y0-VA=C2
C
      DO 10 I=NR,NE
      D=DP(I)-DST
10    PE(I)=CO+C1*D+C2/(A+D)
      RETURN
      END
      SUBROUTINE POLK(BK,IDP)
C  INTERPOLATION UEBER BK NACH LAGRANGE
C  IDP: ANZAHL DER VERSCHIEDENEN ENTKOMMWAHRSCHEINLICHKEITEN
C
      COMMON /ST/ Y00(9),Y01(9),Y02(9),Y03(9)
      F      ,YA0(9),YA1(9),YA2(9),YA3(9)
      F      ,Y10(9),Y11(9),Y12(9),Y13(9)
      COMMON /YK/ Y12(9),Y02(9),Y01(9)
C
      X0=BK-0.7
      X1=BK-0.8
      X2=BK-0.9
      X3=BK-1.0
      F0=X1*X2*X3/3.
      F1=X0*X2*X3
      F2=X0*X1*X3
      F3=X0*X1*X2/3.
C
      Y12(1)=1.0
      Y12(7)=0.011*BK-0.0037
      DO 10 I=2,6
10    Y12(I)=(-F0*Y00(I)+F1*Y01(I))-F2*Y02(I)+F3*Y03(I))*500.
      IF(IDP.EQ.1) GOTO 40
      BK2=BK**2
      ZY=(ARSIN(BK)+BK*SQRT(1-BK2))*0.63662-BK2
      Y01(1)= 0.5*ZY/(1-BK2)
      Y02(1)= 1-Y01(1)
      Y02(7)=0.0663
      DO 20 I=2,6
20    Y02(I)=(-F0*YA0(I)+F1*YA1(I))-F2*YA2(I)+F3*YA3(I))*500.
      IF(IDP.EQ.2) GOTO 40
      Y01(7)=(1-Y12(7))*BK/15.
      DO 30 I=2,6
30    Y01(I)=(-F0*Y10(I)+F1*Y11(I))-F2*Y12(I)+F3*Y13(I))*500.
C
      DO 45 I=1,7
CC    WRITE(6,1700) Y12(I),Y02(I),Y01(I)
1700  FORMAT(4I2X,F8.4)
40    RETURN
      END

```

Unterprogramm ZS6

```
*PROCESS NOSOURCE
SUBROUTINE ZS6 (IN1)
COMMON N44,ENGRI99).N6
DIMENSION EB(900),IP3(900),P3(900)
C N6=TAPE.N44=ANZAHL DER GAMMA-GRUPPEN
EN1=IN1
C
Z3=ENGRI(N44)*1000.
Z240=ENGRI(1)*1000.+30.
A24=Z240/20.
U240=Z240-A24
A100=Z3/20.
IF(Z3.GT.5000.) A100= Z3/30.
DO 1 I=1.900
EB(I)=0.
P3(I)=0.
1 CONTINUE
O1=Z3/511.
OMAX=Z3/(1.+0.5/O1)
N=2
EB1=A24
EB2=A24
10 EB(N)=EB2
IF(E92.GT.U240) EB1=A100
EB2=EB2+EB1
IF(EB2.GT.OMAX) GO TO 11
N=N+1
GO TO 10
11 N1=N-1
WRITE(N6) N1
DO 12 K=2.N
K1=K-1
EB3=(EB(K)+EB(K1))*0.0005
IF(EB3.GT.1.) GO TO 14
S1=1.265-10.0954*ALOG(EB3)
R=0.412*(EB3**S1)
12 WRITE(N6) EB3.R
14 DO 15 M=K.N
M1=M-1
EB3=(EB(M)+EB(M1))*0.0005
R=10.53*EB3-0.106)
15 WRITE(N6) EB3.R
C
A3=1022.
DO 100 IE=1.N44
DE=ENGRI(IE)*1000.
O1=DE/511.
OMAX=DE/(1.+0.5/O1)
C NORMAL-KONSTANTE FUER COMPTON-HAEUFIGKEIT
A1=DE*2.*O1/(1.+2*O1)
A2=A1*(1.+1./O1)**2
```

```

      A4=(2./D1**2-1.+2./D1)*DE*ALOG((DE-A1)/DE)
      AS=-A1**2/(2.*DE)
      BA=A2+A3+A4+AS
C
C ANZAHL DER COMPTON-GRUPPEN
      DO 20 J=1,N
      IF(EB(J+1).GT.DMAX) GOTO 21
20    CONTINUE
      J=N
21    J1=J-1
      WRITE(6)IE,J1
C
C BESETZUNG DER COMPTON-GRUPPEN
      EB1=0.0
      PN1=2./BA
      DO 22 I=1,J1
      EB3=EB(I+1)
      B1=2*EB3**2/(D1**2*(DE-EB3)**2)
      B2=EB3**2/(DE-EB3)*DE
      B3=2.*EB3/(D1*(DE-EB3))
      PN3=(B1+B2-B3)/BA
      DELTA=EB3-EB1
      EB1=EB3
      PC=(PN1+PN3)*DELTA*0.5
      PN1=PN3
      IF(PC.GT.1.) PC=1.
      P3(I)=PC*EN1
22    CONTINUE
C
      SEL=0.
      DO 24 I=1,J1
24    SEL=SEL+P3(I)
      REL=EN1/SEL
      DO 26 I=1,J1
      PC=P3(I)
      PC=PC*REL
      IF(PC.LE.1.) PC=1.
      IP3(I)=I*PC
26    CONTINUE
      WRITE(6)((IP3(I),I=1,J1)
100   CONTINUE
      RETURN
      END
CC
      SUBROUTINE ZS7(EK,RHO,R)
      COMMON M2,ENGA(99),N6
      DIMENSION R(M2)
C REICHW. DER PHOTO-ELEKTRONEN
C EK = BINDUNGS-ENERGIE DER K-SCHALE
      DO 111 I=1,M2
      ENG1=ENGA(I)- EK
      IF(ENG1.GT.1) GOTO 11
      S1=1.265-(0.0954*ALOG(ENG1))
111    R(I)=0.412*(ENG1**S1)/RHO
11    DO 112 J=1,M2
      ENG1=ENGA(J)- EK
112    R(J)=(0.53*ENG1-0.105)/RHO
      RETURN
      END

```

Beispiel für Input

```

/*
//G.SYSIN DD *
      20      90      1      28      2      H2O ZR KONTINUUM1
GO      7.9    157.25   64.    24.    2.49    0.01    0.20
ALOX    3.8    102.    13.     8.     2       3
512322 234462 978665 546566 644436 932337 521316 123527 343871 453446
243265 384332 423668 677823 138889 144543 956744 472145 513246 232312
133416 534348 433204 534259 154359 253458 234566 654528 454326 898425
436845 754541 123435 534456 785345 445678 345859 345373 253431 346345
243557 784435 534880 334575 854379 534577 823542 647943 355445 843533
553453 534555 543588 843435 543432 643564 546462 566435 345655 643643
543522 235462 948565 546546 635436 935437 534516 123435 355431 434545
243345 534342 443558 674353 138348 543543 943544 472436 564536 264532
134316 534358 433435 454259 154465 264356 543566 543528 454365 854545

      0.8750      0.0185      0.6736      0.3866E-02
      1.1250      0.0600      0.7048      0.5852E-02
      1.3750      0.1000      0.7290      0.7793E-02
      1.6250      0.1533      0.7486      0.6357E-02
      1.8750      0.1912      0.7650      0.7406E-02
      2.1250      0.2324      0.7789      0.8122E-02
      2.3750      0.2623      0.7910      0.8682E-02
      2.6250      0.2508      0.8016      0.9196E-02
      2.8750      0.2280      0.8110      0.9582E-02
      3.1250      0.1880      0.8194      0.1026E-01
      3.3750      0.1361      0.8270      0.1062E-01
      3.6250      0.1067      0.8339      0.1101E-01
      3.8750      0.0823      0.8401      0.1145E-01
      4.1250      0.0652      0.8459      0.1168E-01
      4.3750      0.0548      0.8512      0.1181E-01
      4.6250      0.0423      0.8560      0.1200E-01
      4.8750      0.0425      0.8606      0.1207E-01
      5.1250      0.0257      0.8648      0.1233E-01
      5.3750      0.0210      0.8687      0.1226E-01
      5.6250      0.0192      0.8724      0.1253E-01
      5.8750      0.0139      0.8759      0.1251E-01
      6.1250      0.0099      0.8791      0.1253E-01
      6.3750      0.0062      0.8822      0.1267E-01
      6.6250      0.0064      0.8850      0.1253E-01
      6.8750      0.0038      0.8878      0.1248E-01
      7.1250      0.0007      0.8904      0.1242E-01
      7.3750      0.0023      0.8928      0.1258E-01
      7.6250      0.0041      0.8952      0.1247E-01

      0.0      .6844      .6446      .5984      .5000
      0.4      .5607      .5268      .4864      .4185
      0.8      .4766      .4489      .4162      .3701
      2.0      .3276      .3131      .2968      .2784
      4.0      .2123      .2071      .2014      .1952
      8.0      .1206      .1198      .1187      .1175
      0.4      .8380      .8404      .8405      .8326
      0.8      .7059      .7105      .7116      .7039
      2.0      .4308      .4393      .4442      .4432
      4.0      .1975      .2068      .2142      .2194
      8.0      .0455      .0507      .0556      .0603
      0.0      .3156      .3554      .4016      .5000
      0.4      .2895      .3192      .3588      .4185
      0.8      .2573      .2895      .3244      .3701
      2.0      .1992      .2243      .2501      .2784
      4.0      .1404      .1586      .1768      .1952
      8.0      .0895      .0949      .1062      .1175
      3.6  4.7  4.8  1.0  2.4  6.9  3.0  4.6  7.6
      8
      1  2.721E+12
      2  2.775E+12
      3  2.807E+12
      4  2.830E+12
      5  2.866E+12
     10  2.979E+12
     20  3.142E+12
     30  3.594E+12
/*
//      END OF JOB

```

Beispiel für Output

20	90	1	28	2			
7.90	157.25	64.00	24.00	2.49	0.01	0.20	
3.80	102.00	13.00	8.00	2	3		

ALLGEMEINGUELTIGE DATEN

INDEX	ENGRI(MEV)	Y	SIGC (CM2)	PZ
1	0.875	0.0185	0.2257E-24	0.5757
2	1.125	0.0600	0.1995E-24	0.6130
3	1.375	0.1000	0.1801E-24	0.6426
4	1.625	0.1539	0.1647E-24	0.6669
5	1.875	0.1912	0.1521E-24	0.6874
6	2.125	0.2324	0.1417E-24	0.7050
7	2.375	0.2623	0.1328E-24	0.7203
8	2.625	0.2508	0.1251E-24	0.7339
9	2.875	0.2280	0.1184E-24	0.7460
10	3.125	0.1880	0.1125E-24	0.7568
11	3.375	0.1361	0.1072E-24	0.7666
12	3.625	0.1067	0.1024E-24	0.7756
13	3.875	0.0823	0.9817E-25	0.7837
14	4.125	0.0652	0.9429E-25	0.7913
15	4.375	0.0548	0.9073E-25	0.7982
16	4.625	0.0423	0.8746E-25	0.8045
17	4.875	0.0425	0.8446E-25	0.8106
18	5.125	0.0257	0.8168E-25	0.8161
19	5.375	0.0210	0.7910E-25	0.8213
20	5.625	0.0192	0.7670E-25	0.8262
21	5.875	0.0139	0.7445E-25	0.8308
22	6.125	0.0099	0.7235E-25	0.8351
23	6.375	0.0062	0.7038E-25	0.8392
24	6.625	0.0064	0.6853E-25	0.8429
25	6.875	0.0038	0.6678E-25	0.8466
26	7.125	0.0007	0.6513E-25	0.8501
27	7.375	0.0023	0.6357E-25	0.8534
28	7.625	0.0041	0.6209E-25	0.8565

BERECHNUNG FUER EMITTER

INDEX	AWM(1/CM)	1-PO	AP	EWP	ZP
1	0.6600E-01	0.1329E-01	0.1312E+00	0.7243	0.2336E-04
2	0.2739E-01	0.1110E-01	0.6618E-01	0.7654	0.3374E-04
3	0.1357E-01	0.9827E-02	0.3747E-01	0.7847	0.2889E-04
4	0.7561E-02	0.8937E-02	0.2317E-01	0.7984	0.2535E-04
5	0.4582E-02	0.8254E-02	0.1532E-01	0.8100	0.1959E-04
6	0.2957E-02	0.7699E-02	0.1067E-01	0.8210	0.1567E-04
7	0.2003E-02	0.7235E-02	0.7735E-02	0.8231	0.1208E-04
8	0.1411E-02	0.6837E-02	0.5795E-02	0.8301	0.8248E-05
9	0.1026E-02	0.6489E-02	0.4459E-02	0.8328	0.5494E-05
10	0.7666E-03	0.6183E-02	0.3509E-02	0.8375	0.3416E-05
11	0.5856E-03	0.5909E-02	0.2815E-02	0.8414	0.1904E-05
12	0.4560E-03	0.5662E-02	0.2294E-02	0.8482	0.1176E-05
13	0.3611E-03	0.5439E-02	0.1897E-02	0.8461	0.7183E-06
14	0.2901E-03	0.5235E-02	0.1587E-02	0.8550	0.4704E-06
15	0.2361E-03	0.5049E-02	0.1343E-02	0.8549	0.3177E-06
16	0.1944E-03	0.4877E-02	0.1147E-02	0.8533	0.2019E-06
17	0.1617E-03	0.4719E-02	0.9880E-03	0.8567	0.1697E-06
18	0.1357E-03	0.4572E-02	0.8577E-03	0.8632	0.8699E-07
19	0.1149E-03	0.4435E-02	0.7498E-03	0.8618	0.6018E-07
20	0.9798E-04	0.4308E-02	0.6596E-03	0.8619	0.4702E-07
21	0.8415E-04	0.4187E-02	0.5836E-03	0.8681	0.2948E-07
22	0.7273E-04	0.4075E-02	0.5190E-03	0.8674	0.1816E-07
23	0.6322E-04	0.3970E-02	0.4639E-03	0.8684	0.9914E-08
24	0.5526E-04	0.3870E-02	0.4164E-03	0.8666	0.8938E-08
25	0.4854E-04	0.3775E-02	0.3754E-03	0.8711	0.4691E-08
26	0.4284E-04	0.3686E-02	0.3397E-03	0.8687	0.7614E-09
27	0.3797E-04	0.3602E-02	0.3085E-03	0.8743	0.2234E-08
28	0.3379E-04	0.3522E-02	0.2810E-03	0.8715	0.3537E-08

MIT BERUECKSICHTIGUNG DER ISOLATORDICKE

INDEX	EWG	ZC	EWG	ZC	EWG	ZP
1	0.3814	0.8144E-04	0.0	0.0	0.0	0.0
2	0.5060	0.3147E-03	0.0	0.0	0.0	0.0
3	0.5880	0.5552E-03	0.0	0.0	0.0	0.0
4	0.5471	0.7322E-03	0.0	0.0	0.0	0.0
5	0.5979	0.9290E-03	0.0	0.0	0.0447	0.1080E-05
6	0.6364	0.1126E-02	0.0	0.0	0.1315	0.2509E-05
7	0.6608	0.1244E-02	0.0082	0.1547E-04	0.1985	0.2913E-05
8	0.6916	0.1179E-02	0.0305	0.5202E-04	0.2546	0.2529E-05
9	0.7125	0.1049E-02	0.0573	0.8444E-04	0.3054	0.2015E-05
10	0.7200	0.8339E-03	0.0878	0.1017E-03	0.3466	0.1414E-05
11	0.7341	0.5887E-03	0.1171	0.9393E-04	0.3804	0.8609E-06
12	0.7505	0.4524E-03	0.1527	0.9204E-04	0.4150	0.5753E-06
13	0.7573	0.3386E-03	0.1834	0.8195E-04	0.4477	0.3801E-06
14	0.7729	0.2674E-03	0.2021	0.6995E-04	0.4750	0.2613E-06
15	0.7790	0.2153E-03	0.2372	0.6555E-04	0.4972	0.1848E-06
16	0.7782	0.1604E-03	0.2542	0.5238E-04	0.5095	0.1205E-06
17	0.7881	0.1579E-03	0.2850	0.5710E-04	0.5339	0.1058E-06
18	0.7943	0.9325E-04	0.3078	0.3614E-04	0.5541	0.5585E-07
19	0.8004	0.7449E-04	0.3258	0.3032E-04	0.5651	0.3946E-07
20	0.8038	0.6644E-04	0.3497	0.2891E-04	0.5836	0.3183E-07
21	0.8077	0.4698E-04	0.3618	0.2105E-04	0.5957	0.2023E-07
22	0.8158	0.3290E-04	0.3880	0.1564E-04	0.6101	0.1278E-07
23	0.8158	0.2007E-04	0.3993	0.9822E-05	0.6199	0.7077E-08
24	0.8173	0.2023E-04	0.4100	0.1015E-04	0.6320	0.6519E-08
25	0.8210	0.1177E-04	0.4255	0.6101E-05	0.6378	0.3435E-08
26	0.8272	0.2134E-05	0.4411	0.1138E-05	0.6441	0.5645E-09
27	0.8320	0.6891E-05	0.4583	0.3796E-05	0.6543	0.1672E-08
28	0.8271	0.1194E-04	0.4691	0.6772E-05	0.6630	0.2690E-08

BERECHNUNG FUER ISOLATOR

INDEX	AWM11/CN1	YQ	1-PQ	AP	EWG	ZP
1	0.3832E-04	0.01451	0.8289E-01	0.1514E-03	0.2274	0.4139E-07
2	0.1590E-04	0.04824	0.7377E-01	0.7102E-04	0.3156	0.7978E-07
3	0.7878E-05	0.08193	0.6686E-01	0.3901E-04	0.3993	0.8533E-07
4	0.4390E-05	0.12749	0.6138E-01	0.2378E-04	0.4780	0.8893E-07
5	0.2661E-05	0.16101	0.5688E-01	0.1560E-04	0.5480	0.7827E-07
6	0.1717E-05	0.19778	0.5311E-01	0.1081E-04	0.6053	0.6871E-07
7	0.1163E-05	0.22526	0.4988E-01	0.7813E-05	0.6457	0.5669E-07
8	0.8194E-06	0.21711	0.4709E-01	0.5842E-05	0.6818	0.4072E-07
9	0.5960E-06	0.19876	0.4464E-01	0.4489E-05	0.7188	0.2863E-07
10	0.4451E-06	0.16492	0.4247E-01	0.3530E-05	0.7418	0.1834E-07
11	0.3400E-06	0.12007	0.4053E-01	0.2829E-05	0.7580	0.1044E-07
12	0.2548E-06	0.09462	0.3879E-01	0.2305E-05	0.7810	0.6606E-08
13	0.2097E-06	0.07332	0.3721E-01	0.1905E-05	0.7953	0.4132E-08
14	0.1685E-06	0.05923	0.3577E-01	0.1593E-05	0.8117	0.2740E-08
15	0.1371E-06	0.04922	0.3445E-01	0.1348E-05	0.8247	0.1884E-08
16	0.1129E-06	0.03813	0.3324E-01	0.1151E-05	0.8350	0.1218E-08
17	0.9388E-07	0.03844	0.3212E-01	0.9912E-06	0.8422	0.1031E-08
18	0.7880E-07	0.02332	0.3109E-01	0.8604E-06	0.8558	0.5336E-09
19	0.6670E-07	0.01911	0.3012E-01	0.7520E-06	0.8609	0.3726E-09
20	0.5689E-07	0.01752	0.2923E-01	0.6615E-06	0.8699	0.2946E-09
21	0.4886E-07	0.01271	0.2839E-01	0.5852E-06	0.8699	0.1837E-09
22	0.4223E-07	0.00908	0.2760E-01	0.5205E-06	0.8796	0.1147E-09
23	0.3671E-07	0.00570	0.2686E-01	0.4651E-06	0.8880	0.6321E-10
24	0.3209E-07	0.00589	0.2617E-01	0.4175E-06	0.8875	0.5714E-10
25	0.2819E-07	0.00351	0.2551E-01	0.3764E-06	0.8911	0.3000E-10
26	0.2487E-07	0.00065	0.2489E-01	0.3406E-06	0.8945	0.4907E-11
27	0.2204E-07	0.00213	0.2431E-01	0.3092E-06	0.9014	0.1443E-10
28	0.1962E-07	0.00380	0.2375E-01	0.2817E-06	0.9057	0.2305E-10

INDEX	EWC	ZC	ARS	EWK	ZR	ZIK
1	0.0508	0.6103E-04	0.1352	0.0082	0.7454E-05	0.2880E-04
2	0.0903	0.3214E-03	0.1187	0.0109	0.3878E-04	0.1430E-03
3	0.1436	0.7864E-03	0.1022	0.0122	0.6708E-04	0.3200E-03
4	0.1183	0.9255E-03	0.1159	0.0118	0.9208E-04	0.4027E-03
5	0.1631	0.1494E-02	0.1097	0.0165	0.1508E-03	0.5882E-03
6	0.2071	0.2176E-02	0.0953	0.0175	0.1841E-03	0.7874E-03
7	0.2519	0.2831E-02	0.0911	0.0173	0.1949E-03	0.9535E-03
8	0.2902	0.2967E-02	0.0868	0.0190	0.1945E-03	0.9687E-03
9	0.3382	0.3001E-02	0.0801	0.0202	0.1789E-03	0.9202E-03
10	0.3728	0.2611E-02	0.0723	0.0191	0.1335E-03	0.8144E-03
11	0.4072	0.1982E-02	0.0667	0.0199	0.9679E-04	0.6116E-03
12	0.4368	0.1603E-02	0.0653	0.0192	0.7057E-04	0.4981E-03
13	0.4675	0.1275E-02	0.0596	0.0200	0.5458E-04	0.4002E-03
14	0.4946	0.1048E-02	0.0540	0.0176	0.3736E-04	0.3289E-03
15	0.5156	0.8743E-03	0.0513	0.0172	0.2921E-04	0.2757E-03
16	0.5289	0.6703E-03	0.0518	0.0188	0.2377E-04	0.2165E-03
17	0.5606	0.6922E-03	0.0460	0.0186	0.2294E-04	0.2191E-03
18	0.5740	0.4161E-03	0.0459	0.0182	0.1320E-04	0.1355E-03
19	0.5936	0.3416E-03	0.0449	0.0186	0.1070E-04	0.1102E-03
20	0.6089	0.3117E-03	0.0394	0.0169	0.8654E-05	0.1031E-03
21	0.6219	0.2245E-03	0.0402	0.0169	0.6100E-05	0.7458E-04
22	0.6430	0.1611E-03	0.0377	0.0158	0.4210E-05	0.5325E-04
23	0.6523	0.9983E-04	0.0367	0.0174	0.2668E-05	0.3375E-04
24	0.6629	0.1022E-03	0.0335	0.0153	0.2361E-05	0.3448E-04
25	0.6703	0.5986E-04	0.0309	0.0144	0.1290E-05	0.2040E-04
26	0.6886	0.1109E-04	0.0299	0.0142	0.2289E-06	0.3749E-05
27	0.7025	0.3637E-04	0.0266	0.0117	0.6073E-06	0.1247E-04
28	0.7138	0.6447E-04	0.0286	0.0138	0.1251E-05	0.2204E-04

=====

PROMPT ANZEIGENDER SPN-DETEKTOR IN HOHLZYLINDER-AUSFUEHRUNG (KONTINUUM)

=====

DETEKTORABMESSUNGEN

WERK

EMITTERDICKE	D = 0.010 CM	EMIT
EMITTERLAENGE	L = 24.000 CM	ISOL
ISOLATORDICKE	ID = 0.200 CM	KOLL
EMITTERRADIUS (INNEN)	RI = 2.490 CM	HOHL
EMITTERVOLUMEN	V = 3.762 CM3	ELEMENTARLADUNG E = 1.

MATERIALDATEN

EMITTER

ISOL

ORDNUNGSZAHL		64.00	13.00
ATOM/MOLEKUELMASS		157.25	102
DICHTE (G/CM3)		7.90	3
ATOM/MOLEKUELDICHTE (1/CM3)		3.02E+22	2
ELEKTRONENDICHTE (1/CM3)		1.94E+24	1

ELEKTRONENAUSBEUTE

COMPTON

PHOTO

ZUSAMMEN

AUS EMITTER	1.0614E-02	0.181E-03	BE = 1.0
EMITTER-KOLLEKTOR	0.9364E-03	0.151E-04	BEK = 0.9
ISOLATOR-KOLLEKTOR	2.7147E-02	0.617E-06	BISK = 2.7
ISOLATOR-EMITTER	0.1629E-02		BISE = 0.1
INNERER KOLLEKTOR			BIK = 0.9
DETEKTOR INSGESAMT	BD = (BE+BEK+BISK-BISE-BIK)/2		= 1.4099E-

DETEKTORSTROM

IDET = E * B * V * BD = 2.3113E-06 (A)

=====