

(A)

6. AUG 1970

Interner Bericht
DESY F22-70/1
Juli 1970

Ein Zähler zum Nachweis von Neutronen
mit Energien von 100 - 1000 MeV
bei einer Schwelle von 20 MeV

von

Frieder Küppers

Ein Zähler zum Nachweis von Neutronen
mit Energien von 100 - 1000 MeV
bei einer Schwelle von 20 MeV

Frieder Küppers

Hamburg im November 1969



I n h a l t s v e r z e i c h n i s	Seite
I. Einleitung	1
I.1 Geplantes Experiment	2
I.2 Die Wahl des Zählers	5
II. Aufbau und Eichung des Neutronenzählers	7
II.1 Eignungsprüfung mit kosmischer Strahlung	7
1.1 Zusammenbau eines Elements des Neutronenzählers	8
1.2 Testapparatur	9
1.3 Impulshöhenverteilung und Auswertung	10
II.2 Eichmessung	12
2.1 Aufbau des Zählers im Experiment	12
2.2 Schwellenkontrolle	14
2.3 Elektronik	15
2.4 Ausführung der Messung	17
2.5 Auswertung der Daten und Fehlerabschätzung	20
2.5.1 Auswertung	20
2.5.2 Fehlerabschätzung	21
III. Ein Programm zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Plastikszintillators für Neutronen	22
III.1 Darstellung des Problems	23
1.1 Übersicht	23
1.1.1 Erzeugung geladener Sekundärteilchen	23

	Seite
1.1.2 Zusammenhang zwischen Detektorschwelle und Lichtausbeute	24
1.1.3 Ansprechwahrscheinlichkeit	28
1.2 Das Programm von Kurz und die Bedingungen des Experiments	30
III.2 Wirkungsquerschnitte	32
2.1 Streumechanismen für Energien oberhalb 50 MeV	32
2.2 Bertinis Monte-Carlo Berechnungen	33
2.3 Die verwendeten Wirkungsquerschnitte	35
III.3 Ausführung der Rechnung	38
3.1 Aufbereitung der Daten	38
3.2 Organisation des Programms	39
3.3 Einfluß geometrischer Abmessungen	42
3.4 Ergebnisse und Fehlerabschätzung	46
3.4.1 Ergebnisse	46
3.4.2 Fehlerabschätzung	48
IV. Vergleich der berechneten mit den experimen- tellen Werten	50
IV.1 Korrekturen	50
IV.2 Diskussion	55
V. Zusammenfassung	56
Verzeichnis der benutzten Symbole und Definitionen	60
Literaturverzeichnis	64
Danksagung	67

I. Einleitung

Die Forschungsgruppe F22 bei DESY hat sich zur Aufgabe gestellt, die Formfaktoren des Neutrons G_{EN} und G_{MN} zu bestimmen. Im Experiment werden Elektronen und Rückstoßnukleonen aus der quasielastischen Streuung von Elektronen am Deuteron in Koinzidenz nachgewiesen. Aus dem Verhältnis von e-n zu e-p Streuung werden G_{EN} und G_{MN} bestimmt. Die Ausführung der Messung erfordert einen Zähler, der sowohl Protonen als auch Neutronen nachweist.

Protonen können direkt nachgewiesen werden. Größere Schwierigkeiten bereitet der Neutronendetektor. Die Notwendigkeit, Neutronen über von ihnen erzeugte Sekundärprodukte nachzuweisen, setzt die Ansprechwahrscheinlichkeit η des Zählers weit unter 1 herab und erhöht seine Empfindlichkeit gegen Untergrund.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau eines Nukleonenzählers aus Plastiksintillationsmaterial, der den Bedingungen des Experiments genügt. Sein Ansprechvermögen für Neutronen wird experimentell bestimmt. Dazu werden Neutronen aus der Reaktion



in Koinzidenz zum Pion nachgewiesen. Die Messungen wurden für Neutronen der Einfallenergien von ca. 200, 300, 400 MeV ausgeführt.

In Anlehnung an ein Programm von Kurz¹⁾ wird η berechnet. Die Rechnung hilft, den Zähler besser zu verstehen. Beschreibt sie den Verlauf von η mit der Energie genügend genau, so braucht nicht für jede nötige Energie η gemessen zu werden. Dies bedeutet vor allem für hohe Neutronenenergien erhebliche Einsparung von Maschinenzeit.

Zur Berechnung werden für Energien von 100 bis 1000 MeV die Prozesse bestimmt, in denen das Neutron im Zählermaterial $(CH)_x$ ein geladenes Teilchen erzeugt. Die hohe Schwelle $S = 18.5$ MeV und die Geometrie des Zählers vermindern die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Sekundärteilchen nachgewiesen wird. Eine Fehlerabschätzung für η wird gegeben. Die berechneten und experimentellen Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. η liegt zwischen 20% und 30% für Neutronen mit Energien von 100 bis 1000 MeV.

I.1 Geplantes Experiment

Aus der Quantenelektrodynamik kann die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$ für Elektron-Nukleon Streuung hergeleitet werden. Nimmt man dabei das Elektron punktförmig, das Nukleon ausgedehnt an und beschreibt die Kopplung vom Elektron an das Nukleon mit dem Austausch eines Photons, so erhält man die Rosenbluth-Formel²⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \tan^2 \frac{\mathcal{J}}{2} \quad (I.1)$$

mit

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\mathcal{J}}{2}}{4E_1^2 \sin^4 \frac{\mathcal{J}}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \frac{\mathcal{J}}{2}}$$

dem Mott-Streuquerschnitt, der für die Streuung des Elektrons am Nukleon mit der Masse M , punktförmiger Ladungsverteilung und Spin 0 berechnet wurde. Weiterhin gilt:

$$\tau = - \frac{q^2}{4M^2}$$

\mathcal{J} = Streuwinkel vom Elektron im Laborsystem

$$q^2 = (p_1 - p_3)^2 = (q_0^2 - \vec{q}^2)$$

E_1 = Einfallenergie vom Elektron

Die zwei skalaren Funktionen G_E und G_M beschreiben die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon und hängen nur von q^2 ab.

Im nicht-relativistischen Bereich lassen sich G_E und G_M anschaulich als elektrischer bzw. magnetischer Formfaktor darstellen. Sie sind dann die Fouriertransformierten der elektrischen Ladungsverteilung bzw. des magnetischen Moments:

$$G_{E,M} = \int \frac{\rho(\vec{r})}{\mu(\vec{r})} e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r} .$$

Für den stationären Fall, $q^2 \rightarrow 0$, folgt daraus

$$G_{EP}(0) = \int \rho(\vec{r}) d^3\vec{r} = 1, \quad G_{MP}(0) = \int \mu(\vec{r}) d^3\vec{r} = \mu_P = 2.793 \frac{e}{2M_P}$$

für das Proton und

$$G_{EN}(0) = 0, \quad G_{MN}(0) = \mu_N = -1.913 \frac{e}{2M_N}$$

für das Neutron. Im relativistischen Bereich ist die Deutung von G_E und G_M als räumliche Verteilung der Ladung bzw. des magnetischen Moments nur in einem speziellen Koordinatensystem möglich.

$G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$ beschreiben die elektromagnetische Struktur der Nukleonen. Aus dem Verlauf dieser Funktionen in q^2 erhält man indirekt Hinweise auf die starke Wechselwirkung.

G_{EP} und G_{MP} für Protonen werden durch die Streuung von Elektronen am freien Proton bestimmt. Die Meßdaten können grob mit Hilfe des Proportionalitätsgesetzes

$$G_{EP} = \frac{G_{MP}}{\mu_P}$$

und des Dipolfits

$$G_{EP} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0.71}\right)^2}$$

beschrieben werden. Elektronstreuung am Neutron ist experimentell sehr viel schwieriger als am Proton, da das Neutron nur im gebundenen Zustand längere Zeit existiert. Die Streuung thermischer Neutronen an Atomelektronen liefert:

$$\left(\frac{dG_{EN}}{dq^2} \right)_{q^2=0} \approx \frac{G_{MN}}{4M^2} .$$

Für größere Werte von q^2 gewinnt man Information aus der Streuung von Elektronen an gebundenen Neutronen. Der einfachste Kern mit einem gebundenen Neutron ist das Deuteron. In den meisten Versuchen zur Bestimmung der Neutronformfaktoren wird deswegen die elastische



oder quasielastische



Streuung vom Elektron am Deuteron zur Bestimmung der Neutronformfaktoren benutzt³⁾. Die Gruppe F22 entschied sich zur Messung der Reaktion (B), mit dem Nachweis des Rückstoßnukleons in Koinzidenz zum gestreuten Elektron. Es werden sowohl Protonen als auch Neutronen nachgewiesen.

Diese Methode hat den Vorteil, daß das Verhältnis der Streuung am Neutron zu der am Proton direkt gemessen wird. Das Verhältnis R, der Zahl der Elektron-Neutron- zu der der Elektron-Proton-Koinzidenzen, ist in guter Näherung gleich dem Verhältnis der elastischen (e-n)- und (e-p)-Querschnitte:

$$R = \frac{\frac{d^3\sigma_e}{d\Omega_e d\Omega_N dE_3}}{\frac{d^3\sigma_p}{d\Omega_e d\Omega_P dE_3}} \approx \frac{\frac{G_{EN}^2 + \tau G_{MN}^2}{1 + \tau} + 2\tau G_{MN}^2 \tan^2 \frac{\mathcal{J}}{2}}{\frac{G_{EP}^2 + \tau G_{MP}^2}{1 + \tau} + 2\tau G_{MP}^2 \tan^2 \frac{\mathcal{J}}{2}} \quad (I.2)$$

mit E_3 = Energie der gestreuten Elektronen .

Dies scheint im Augenblick der beste Weg zur Bestimmung von G_{EN} und G_{MN} für $q^2 \geq 10 \text{ f}^{-2}$ zu sein.

I.2 Die Wahl des Zählers

Zur Bestimmung von R (I.2) braucht man einen Nukleonen-zähler, der folgende Bedingungen erfüllt:

- a) Protonen und Neutronen mit Energien zwischen 100 und 700 MeV sollen im gleichen Zähler nachgewiesen werden.
- b) Die Flugrichtung der Nukleonen soll gemessen werden.
- c) Die hohen Untergrundraten erfordern einen schnellen Zähler.
- d) Eine hohe und genau bekannte Ansprechwahrscheinlichkeit verringert den Fehler in G_{EN} und G_{MN} .

Aus der Menge der Nachweissysteme⁴⁾⁵⁾⁶⁾ hat man sich für den organischen Plastiksintillator entschieden. Die Dimensionen des Szintillatormaterials können ohne große Schwierigkeiten auf Größenordnungen der freien Weglänge der Neutronen $\lambda \approx 90 \text{ cm}$ gebracht werden. Bei diesen Ausdehnungen ist eine hohe Konversionswahrscheinlichkeit für Neutronen im Szintillator gegeben. Für den Nachweis der geladenen Sekundärprodukte besteht eine 4π -Geometrie. Daraus resultiert ein hohes η .

Die Unterteilung des Plastikmaterials in 36 einzelne Elemente, die zu einer Zählermatrix zusammengesetzt werden, ermöglicht die Ortsauflösung. Eine dünne Lage Plastiksintillator (Antizähler) vor dem tiefen Block mit ihm in Koinzidenz

bestimmt ein Proton, die Antikoinzidenz ein Neutron (Abb.1).

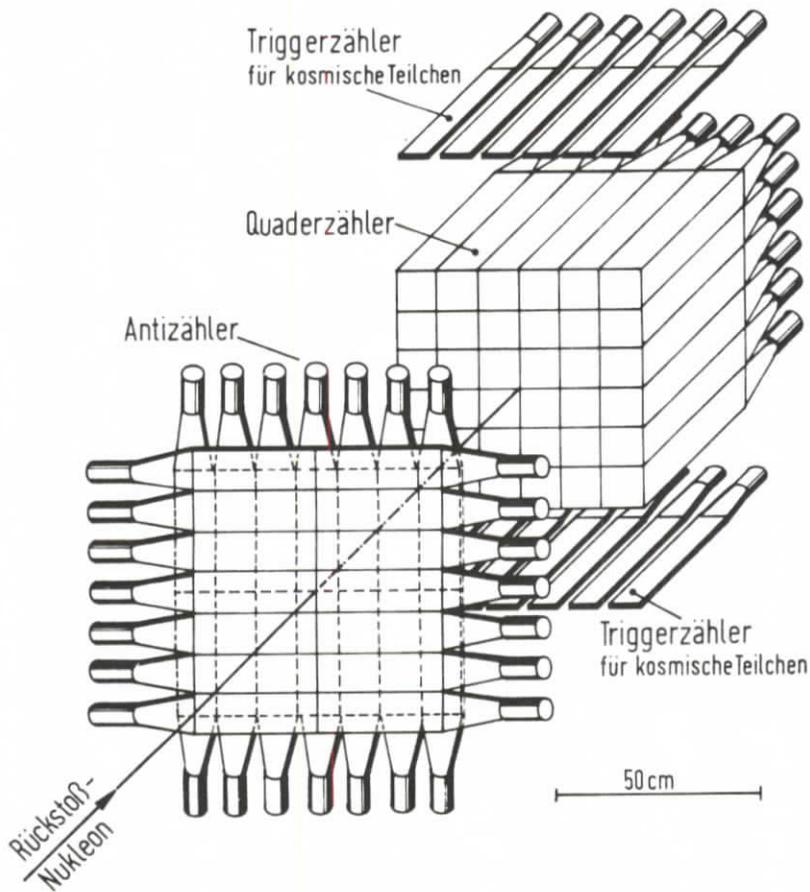


Abb.1 Szintillationszähler des Rückstoßteleskops
(Schematische Explosivzeichnung)

Die kurzen Abklingzeiten⁷⁾ für Plastiksintillatoren gestatten, den Zähler auch bei hohen Einzelzählraten bis zu mehreren MHz zu verwenden. Die erzeugten Pulse sind steil genug für Flugzeitmessungen mit guter Auflösung.

Wegen der hohen Schwelle im elektronischen Nachweissystem des Neutronenzählers (Quaderzähler Abb.1) wird der weiche Untergrund nicht registriert. Die Einzelzählraten der Anti-

zähler werden durch 10 - 20 mm dicke Pb-Platten zwischen Target und Zähler auf ein erträgliches Maß herabgesetzt.

Messung und Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit n dieses Zählers für Neutronen werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

II. Aufbau und Eichung des Neutronenzählers

Im 1. Kapitel dieses Abschnittes wird der Zusammenbau der Elemente des Neutronenzählers und ihre Prüfung auf Verwendbarkeit erläutert. Aus den Impulshöhenspektren von Myonen der kosmischen Strahlung wurde die Güte der Zähler bestimmt. Das 2. Kapitel enthält die Beschreibung des Zählers im Experimentierbereich und die Ausführung der Eichmessung zur Bestimmung seiner Ansprechwahrscheinlichkeit.

II.1 Eignungsprüfung mit kosmischer Strahlung

Bevor man die zusammengebauten Elemente zum Neutronenzähler (Abb.1) aufbaute, wurden sie mit Höhenstrahlen geprüft. An 3 verschiedenen Stellen des Elements wurden die Impulshöhenspektren aufgenommen. Aus der Breite und Lage der Spektren gewann man Aufschluß über die Energieauflösung und Lichtsammlung des Zählers. Zusätzlich aufgenommene Compton-spektren von Gammas einer Co^{60} -Quelle gaben mit ihrer Kante einen leicht und schnell reproduzierbaren Bezugspunkt.

1.1 Zusammenbau eines Elements des Neutronenzählers

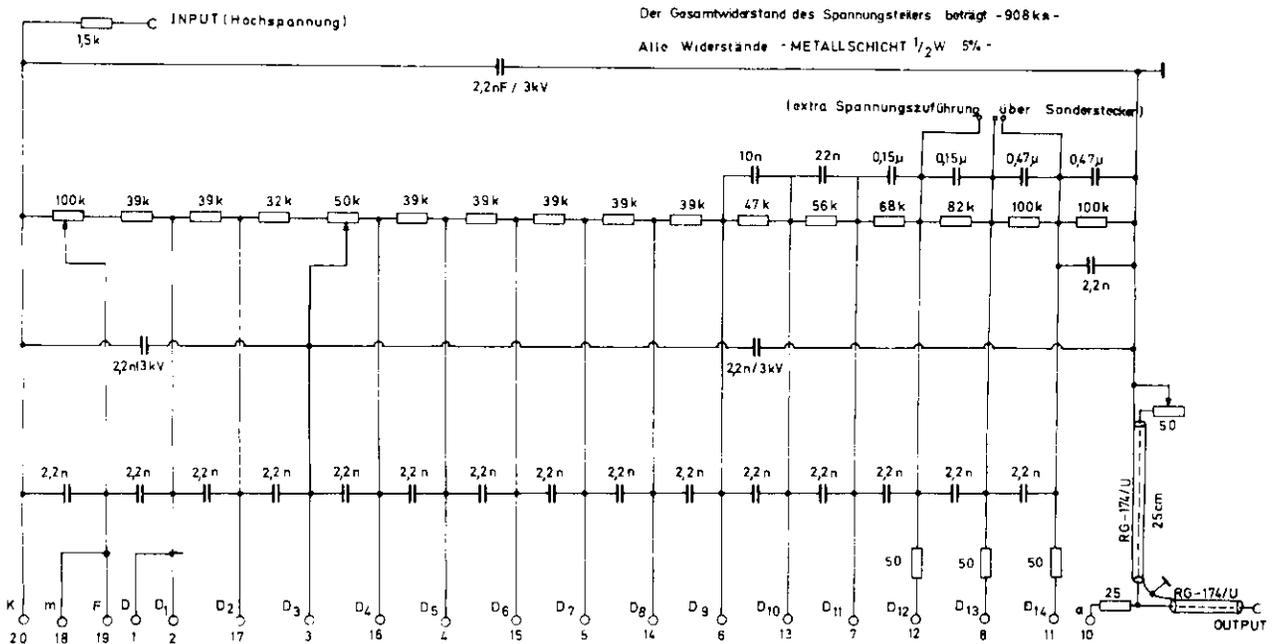


Abb.2 Spannungsteiler für den Photomultiplier von Valvo 56 AVP

Das Szintillationsmaterial NE 102 A wurde für ein Zähler-element in $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$ große Rechteckblöcke geschnitten, poliert, auf einen Lichtleiter geklebt und zur besseren Lichtsammlung mit 50μ dicker Al-Folie eingewickelt. Zur vollständigen Abdichtung gegen äußeres Licht diente eine Lage Scotch-Band. Der Lichtleiter wurde auf einen 56 AVP Photomultiplier (PMP) gesetzt. Die Hochspannungsversorgung und Signalabnahme (Abb.2) ging über ein DESY-Photomultipliergehäuse, das μ -Metall enthielt, zur Abschirmung des PMP gegen äußere Felder. Am Ausgang des Spannungsteilers wurden die Pulse mit einem Klippkabel reformt auf ungefähr 10ns Basisbreite. Mit einer am Lichtleiter angebrachten Lichtdiode konnten künstliche Eichimpulse erzeugt werden.

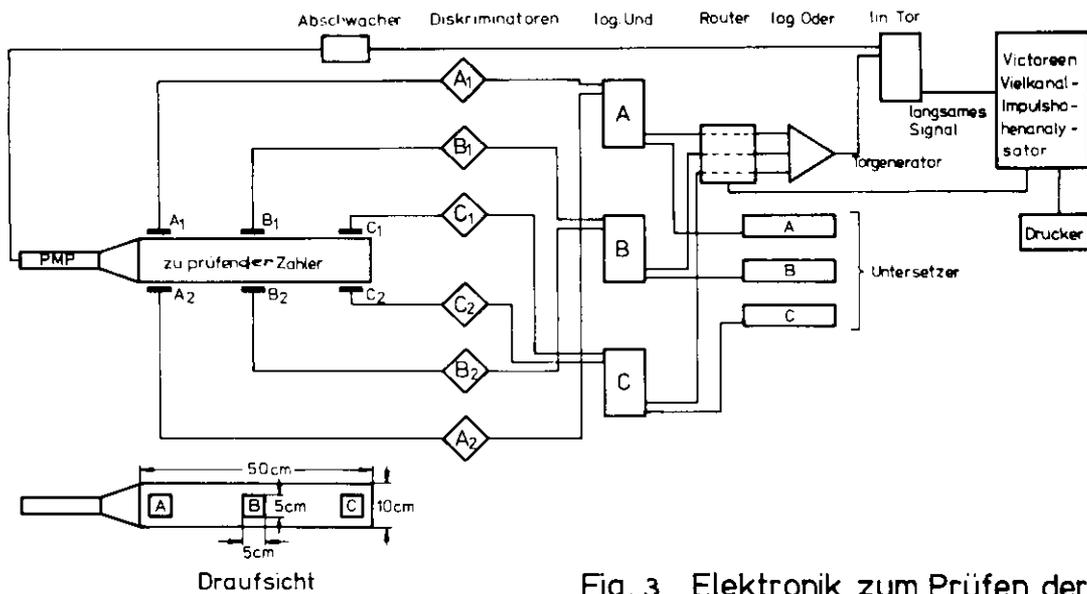


Fig. 3 Elektronik zum Prüfen der Zähler mit Höhenstrahlen

1.2 Testapparatur

Die Impulshöhenverteilung der kosmischen Strahlen und γ -Spektren wurden mit der in Abb.3 gezeigten Apparatur aufgenommen. Die Elektronik bestand aus Chronetics-Bausteinen der Nanologic-Serie.

Der Energieverlust der kosmischen Teilchen im Zähler betrug etwa 20 MeV. Eine Co^{60} -Quelle sendet γ 's von maximal 1.3 MeV aus. Deshalb wiesen die vom Zähler erzeugten Impulse erhebliche Spannungsunterschiede auf. Da das lineare Tor nur Impulse ≤ 1 Volt linear verarbeitete, war ein Abschwächer nötig, um bei gleicher Hochspannung für den Zähler das Spektrum der γ 's und die Impulshöhenverteilung der Höhenstrahlen aufzunehmen. Die einzustellende Hochspannung wurde aus der Lage des γ -Spektrums ermittelt.

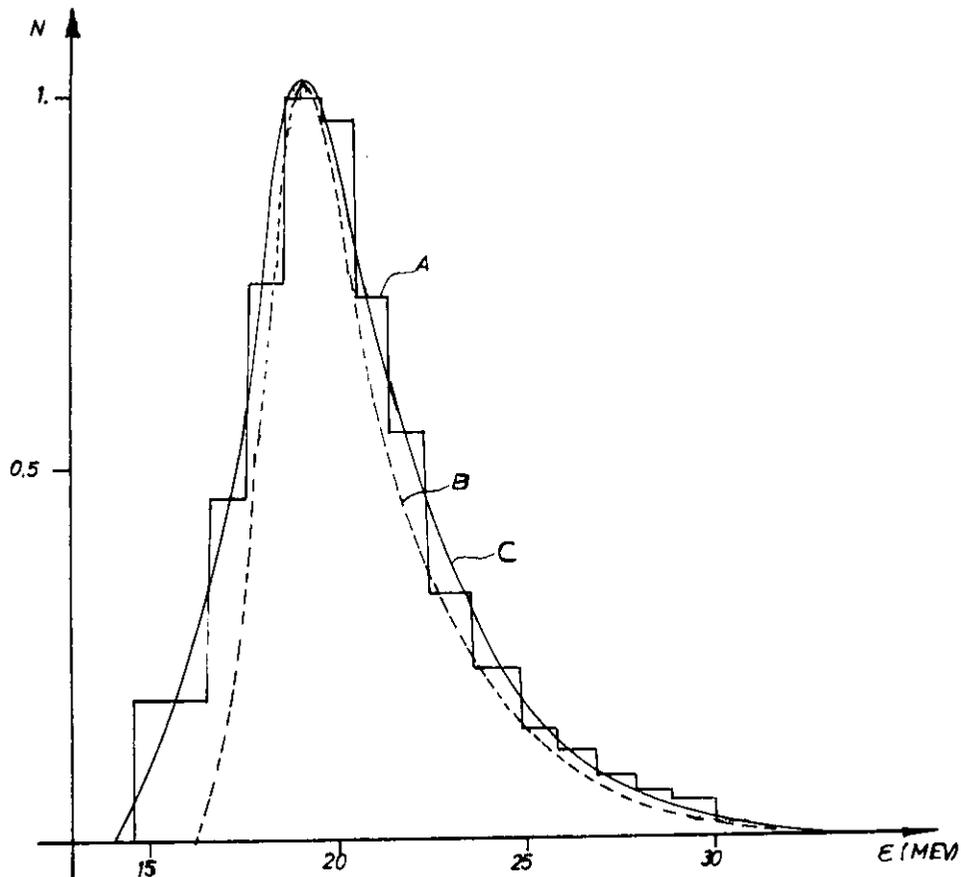


Abb.4 Impulshöhenspektren für ein Element des Neutronenzählers

A: Mit kosmischer Strahlung aufgenommenes Spektrum

B: Landauverteilung berechnet nach Symon⁸⁾

C: "B" mit der Energieauflösung des Zählers gefaltet

ϵ : Energieverlust im Absorber

N: Teilchen pro Energieintervall (willkürliche Einheit)

1.3 Impulshöhenverteilung und Auswertung

Die Impulshöhen sind dem Energieverlust ϵ im Zähler proportional. Das aufgenommene Spektrum (Abb.4A) hat ein Maximum bei ϵ_{mp} . Dieses asymmetrische Spektrum mit $\epsilon_{mp} < \bar{\epsilon}$ ($\bar{\epsilon}$ = mittlerer Energieverlust) entsteht, wenn Teilchen mit hoher Energie

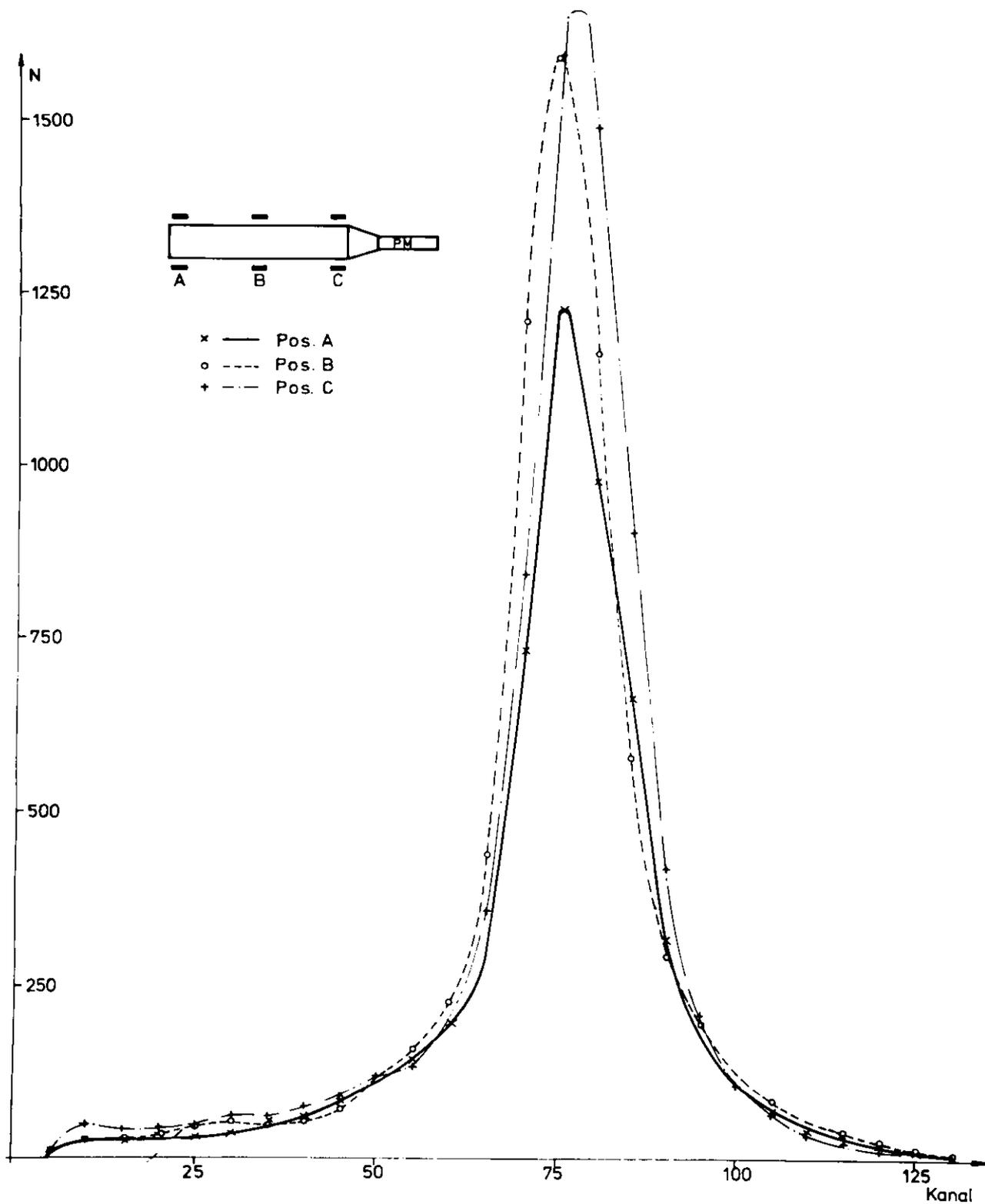


Abb. 5 Impulshöhenspektren kosmischer Strahlung an 3 Stellen des Zählers gleichzeitig aufgenommen

E dünne Absorber ($\epsilon \ll E$) durchlaufen. Es wurde erstmals von Landau⁹⁾ theoretisch erklärt.

Für 10 cm Absorber berechnet sich nach Symon⁸⁾ ϵ_{mp} zu 18.5 MeV, da die Mehrzahl der Höhenstrahlen minimal ionisierende Teilchen sind (Myonen mit $E_{kin} \geq 300$ MeV). Schwankungen von 1-3% um diesen Wert⁵⁾ entstehen wegen der Energieverteilung der Höhenstrahlen und der unterschiedlichen Wege im Absorber (endliche Ausdehnung der Triggerzähler).

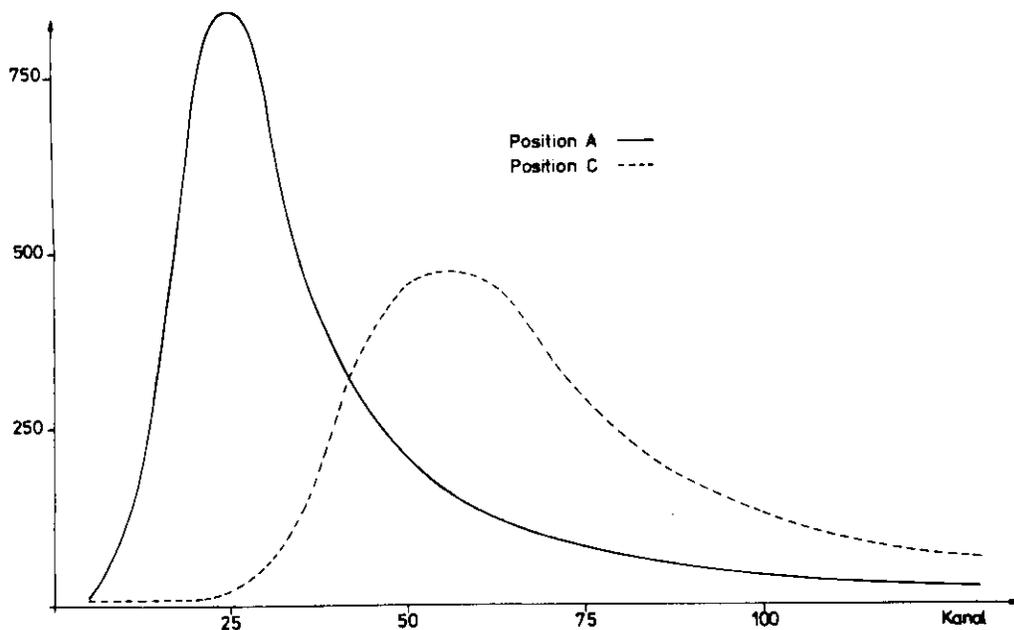


Abb.6 Impulshöhenspektren kosmischer Strahlung für ein Element mit schlechter Lichtsammlung (Ordinate: Anzahl pro Kanal)

Eine mit $\epsilon_{mp} = 18.5$ MeV nach Symon⁸⁾ berechnete Verteilung B ist in Abb.4 mit einem aufgenommenen Spektrum A verglichen. Die Kurve C ist eine Faltung der Landau-Verteilung mit der Energieauflösung des Zählers. Die Auflösungsfunktion wurde als Normalverteilung mit einer Standardabweichung $\sigma = 0.43 \sqrt{\epsilon}$ angenommen. Angepaßt wurde durch Probieren.

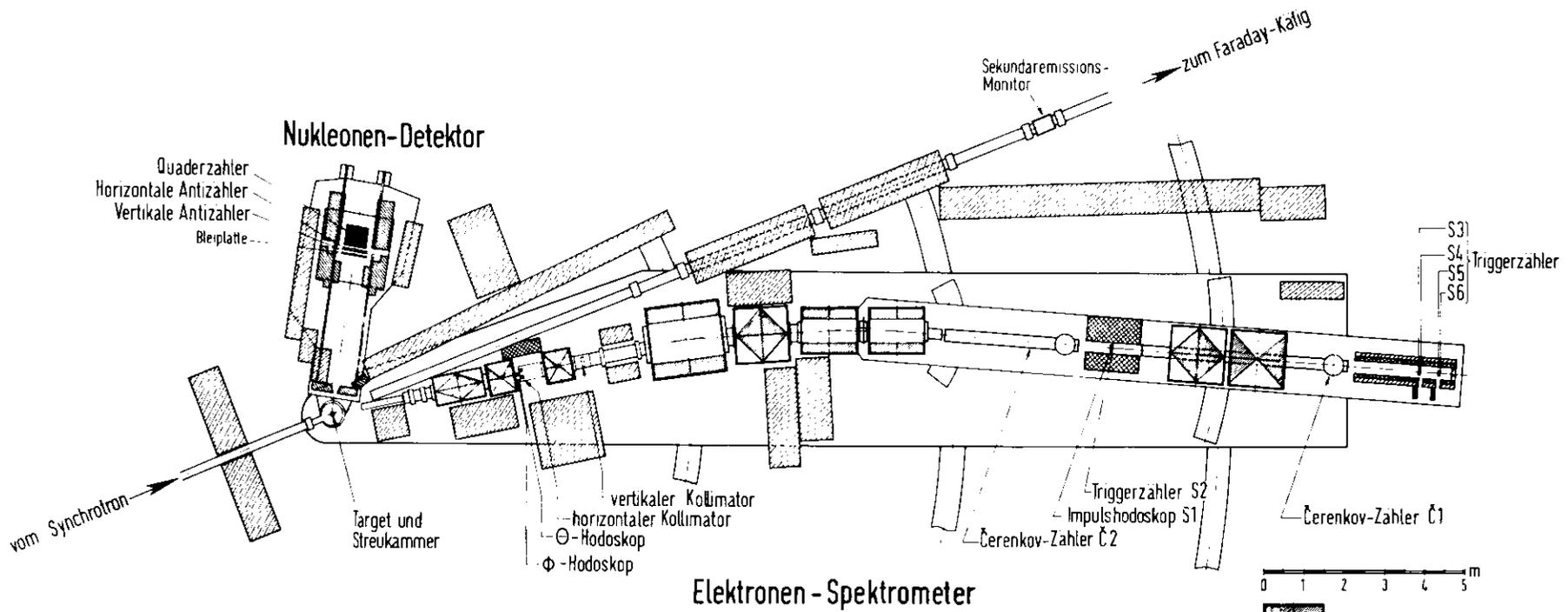
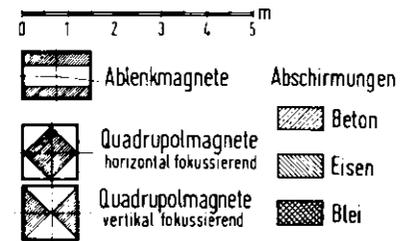


Abb.7

Experimenteller Aufbau zur quasielastischen Elektron-Deuteron-Streuung



Aus der Normalverteilung konnte die Energieauflösung für die Stelle ϵ_{mp} ungefähr bestimmt werden. Sie betrug $\approx 20\%$ für das berechnete Beispiel. Abb.5 zeigt die 3 an verschiedener Stelle des Elements aufgenommenen Spektren. Liegen die ϵ_{mp} mehr als 5% auseinander, war die Lichtsammlung unzureichend (schlechte Reflexion, trübe Klebestellen, z.B. Abb.6).

II.2 Eichmessung

Zur genauen Bestimmung des Verhältnisses R der e-n zur e-p Streuung, (I.2), für Reaktion (B) wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit n des Neutronenzählers durch Nachweis von Neutronen aus der Reaktion



in Koinzidenz mit dem π^+ bestimmt. Wenn vom nachgewiesenen Pion Impuls und Winkel eindeutig festgelegt sind, ist die Energie und Flugrichtung des Neutrons bekannt¹⁰⁾. Die Eichmessung wurde für Impulsüberträge $q^2 = 10, 14.5, 20 \text{ f}^{-2}$, entsprechend Neutronenenergien von $200 \pm 20, 285 \pm 10, 410 \pm 40 \text{ MeV}$ ausgeführt.

2.1 Aufbau des Zählers im Experiment

Zur Eichmessung wurde die gleiche Apparatur (Abb.7) wie zur Elektron-Deuteron Streuung benutzt. Die γ 's wurden an einem Cu-Konverter von 0.03 Strahlungslängen 1 m vor dem Target mit dem langsam ejizierten Elektronenstrahl vom DESY-Synchrotron erzeugt. Dieser γ -Strahl traf auf ein 6 cm langes mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Target.

Die in Reaktion (C) erzeugten Pionen wurden in einem magnetischen Spektrometer¹¹⁾ mit hoher Auflösung nachgewiesen. Die Raumwinkelakzentanz des Spektrometers betrug 0.43° mster. Zur Identifikation des Pions diskriminierte der Schwellen-Cerenkovzähler C2 gegen Positronen und C1 gegen alle Teilchen, die schwerer als das Pion sind. Für Pionen mit Energien unterhalb 1.5 GeV konnten die Cerenkovzähler nicht benutzt werden, da die Schwellen zur genannten Diskriminierung bei zu hohen Gasdrücken liegen. Das Pion wurde dann mit einer Flugzeitmessung zwischen den Zählern S2 und S6 identifiziert.

Die Akzentanz des Spektrometers bildete sich auf der Nukleonenseite ab. Vertikale Abweichungen $\Delta\phi_{\pi}$ der Pionen vom Sollwert $\phi_{\pi} = 0$ vergrößerten dabei gemäß

$$\sin(\Delta\phi_{\pi}) = \frac{\sin\mathcal{J}_N}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sin\mathcal{J}_{\pi}}{\Delta\phi_{\pi}}\right)^2}}$$

wegen der großen Neutronenstreuwinkel \mathcal{J}_N die Divergenz $\Delta\phi_{\pi}$ des Neutronenstrahls beträchtlich (\mathcal{J}_{π} ist der Streuwinkel des Pions). Ein Eisenringkollimator 50 cm hinter dem Target blendete den Neutronenstrahl so aus, daß alle Neutronen zum Nukleonendetektor gelangten, die zu einem im Spektrometer nachgewiesenen Pion gehörten. Die Stirnfläche der Neutronenzählermatrix (Abb.1, Quaderzähler) war mit $60 \times 60 \text{ cm}^2$ groß genug ausgelegt, alle diese Neutronen zu erfassen. Die zwei Lagen 0.5 cm starker Szintillatoren (sog. Antizähler) überlappten die Matrix, damit geladene Teilchen mit Sicherheit in ihnen ansprachen. Die 36 Elemente der Matrix ermöglichten eine Winkelauflösung von ca. 1.5° . Ihre Tiefe betrug 50 cm. Der gesamte Nukleonenzähler war auf einer horizontal drehbaren Plattform ($20^{\circ} - 100^{\circ}$) installiert mit variablem Targetabstand (2.0 - 5.7 m).

2.2 Schwellenkontrolle

Das Energiespektrum der von den Neutronen erzeugten geladenen Sekundärteilchen fällt monoton von dem Höchstwert bei Null bis zur Einfallenergie der Neutronen ab (z.B. Abb.17b). Die Schwelle S des Nachweissystems schneidet in das Spektrum so ein, daß Teilchen, die unterhalb von S liegen, nicht mehr nachgewiesen werden. Damit n eine konstante Größe ist, muß dieser Einschnitt immer an der gleichen Stelle des Spektrums liegen, d.h. S immer dem gleichen Energiewert äquivalent sein. Da die Verstärkung der PMP bei längerer Bestrahlung schwankt⁵⁾⁶⁾ (Abb.8), kann die Schwelle nicht fest in den Diskriminatoren vorgegeben werden. Jede Schwelle automatisch nachzufahren, bedeutet großen Aufwand⁵⁾.

ELEMENT 21					ELEMENT 21				
0	4	0	4	0 S	0	91	0	91	0 S
1	0	0	0	0 S	1	7	0	7	0 S
2	1	0	1	0 S	2	3	0	3	0 S
3	0	0	0	0 S	3	1	0	1	0 S
4	0	0	0	0 S	4	1	0	1	0 S
5	0	0	0	0 S	5	2	0	2	0 S
6	0	0	0	0 S	6	1	0	1	0 S
7	0	0	0	0 S	7	2	0	2	0 S
8	0	0	0	0 S	8	5	0	5	0 S
9	1	0	1	0 S	9	3	0	3	0 S
10	9	2	11	0 U S	10	2	2	4	0 S
11	13	10	23	0 U S	11	1	1	2	0 S
12	6	29	35	0 U S	12	0	3	3	0 S
13	0	29	29	0 U S	13	0	19	19	0 S
14	0	14	14	0 U S	14	0	54	54	0 S
15	0	10	10	0 U S	15	0	171	171	0 S
16	0	3	3	0 U S	16	0	294	294	0 S
17	0	2	2	0 U S	17	0	396	396	0 S
18	0	2	2	0 U S	18	0	355	355	0 S
19	0	2	2	0 U S	19	0	291	291	0 S
20	0	4	4	0 U S	20	0	274	274	0 S
21	0	0	0	0 S	21	0	145	145	0 S
22	0	3	3	0 U S	22	0	196	196	0 S
23	0	2	2	0 U S	23	0	92	92	0 S
24	0	0	0	0 S	24	0	61	61	0 S
25	0	1	1	0 S	25	0	47	47	0 S
26	0	0	0	0 S	26	0	47	47	0 S
27	0	1	1	0 S	27	0	33	33	0 S
					28	0	23	23	0 S
					29	0	17	17	0 S
					30	0	19	19	0 S
					31	0	8	8	0 S
					32	0	19	19	0 S

Abb.8 Ausdruck von Impulshöhenspektren kosmischer Strahlen im Experimentierbereich aufgenommen; links: vor der Messung, rechts: nach 4-tägiger Meßzeit. N = Zahl der Teilchen pro Kanal Spalte 1: Kanalnummer, 2: N unterhalb der Diskriminator-schwelle D entspr. U, 3: N oberhalb D entspr. O, 4: N gesamt U+O = S

Sehr zweckmäßig war es, die Schwellen mit dem Impulshöhenspektrum der Höhenstrahlen festzulegen. In den 19.5 msec Pause zwischen den 0.5 msec langen Maschinenimpulsen konnten die Spektren akkumuliert werden. Untersuchungen hatten ergeben, daß die Verstärkung der PMP nicht kurzzeitig mit dem Maschinenimpuls schwankte und sich auch über Zeiträume von 30 min nicht merklich änderte. Diese Zeit reichte aus, genug Statistik zur Bestimmung des Maximums ϵ_{mp} des Höhenstrahlenspektrum zu sammeln. ϵ_{mp} wurde als Schwelle definiert und bei der Datenauswertung alle Teilchen in den Spektren der Sekundärteilchen aus Neutronprozessen unterhalb ϵ_{mp} nicht berücksichtigt. Mit der fortwährenden Aufnahme von Höhenstrahlenspektren während des Experiments konnte also die Schwelle immer für den gleichen Energiewert festgelegt werden, auch wenn die Verstärkung der PMP schwankte.

Die nachgewiesenen Höhenstrahlen durchquerten auf ihrem Weg bis zum unteren Triggerzähler 50 cm Betonabschirmung, 60 cm Szintillationsmaterial, 5 cm Eisen. Bei dieser Schichtdicke wird in Meereshöhe nur noch die harte Komponente der kosmischen Strahlung nachgewiesen¹²⁾. Dieser Anteil der Strahlung besteht hauptsächlich aus Myonen mit Energien ≥ 300 MeV, d.h. die Schwelle $S = \epsilon_{mp} = 18.5$ MeV für minimal ionisierende Teilchen (II.1.3).

2.3 Elektronik

Die elektronische Logik war für die Registrierung von Einzelereignissen ausgelegt (Abb.9, 10). Sprach die Koinzidenz zwischen den Zählern S2, S3, S4, S5, S6, C1 des Spektrometers an, so wurde damit ein Ereignis definiert, d.h. ein Pion oder anderes geladenes Teilchen, das die Bedingungen erfüllte, hatte das gesamte Spektrometersystem durchlaufen. Die Koinzidenz löste ein Mastersignal aus, das über den Multiplexer

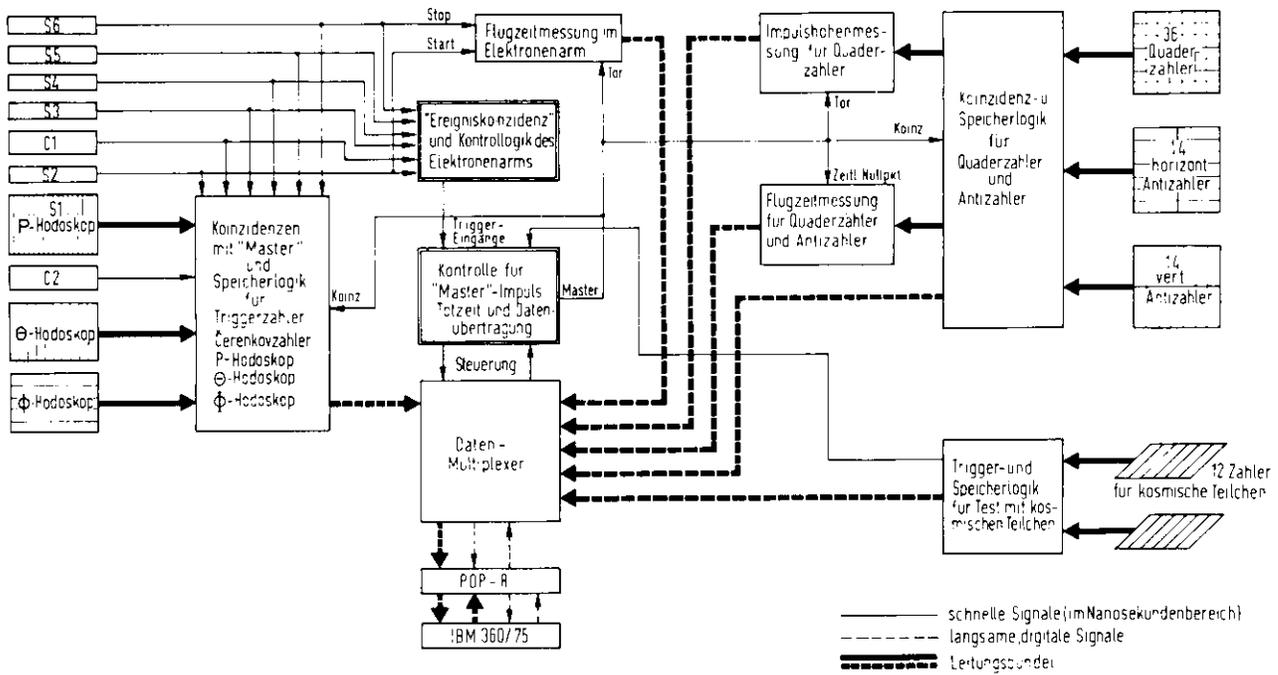


Abb. 9 Vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik
 Die gezeichneten Leitungsbahnen bezeichnen den logischen Signallauf, nicht die Verkabelung

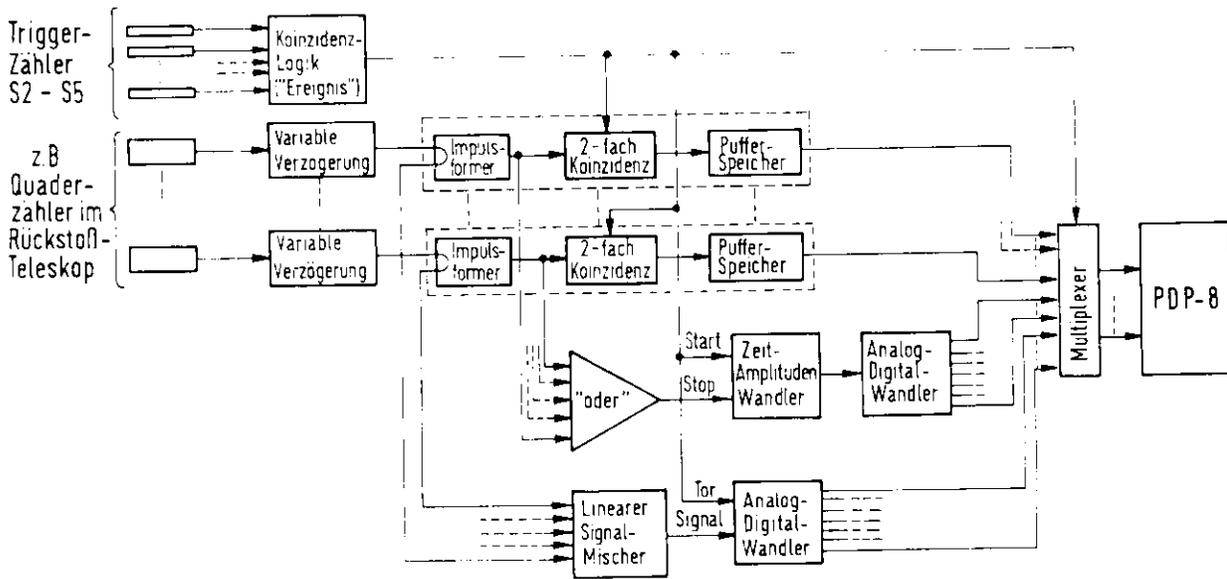


Abb.10 Prinzip der elektronischen Einzelereignis-Registrierung dargestellt am Beispiel der Quaderzähler im Rückstoßteleskop.

die Auslese aller vorgesehenen Einheiten (z.B. Zähler ja-nein, Kanalnummer für Impulshöhenmessung, Flugzeitintervall) veranlaßte. Erst nach Beendigung der Auslese wurde ein neues Ereignis akzeptiert. Die gesammelte Information wurde über den Kleinrechner PDP 8 zum Zentralrechner IBM 360/75 geschickt, der sie endgültig auf ein Magnetband speicherte. Die Steuerung des Vorgangs mit der PDP 8 beschreibt Dix¹³⁾.

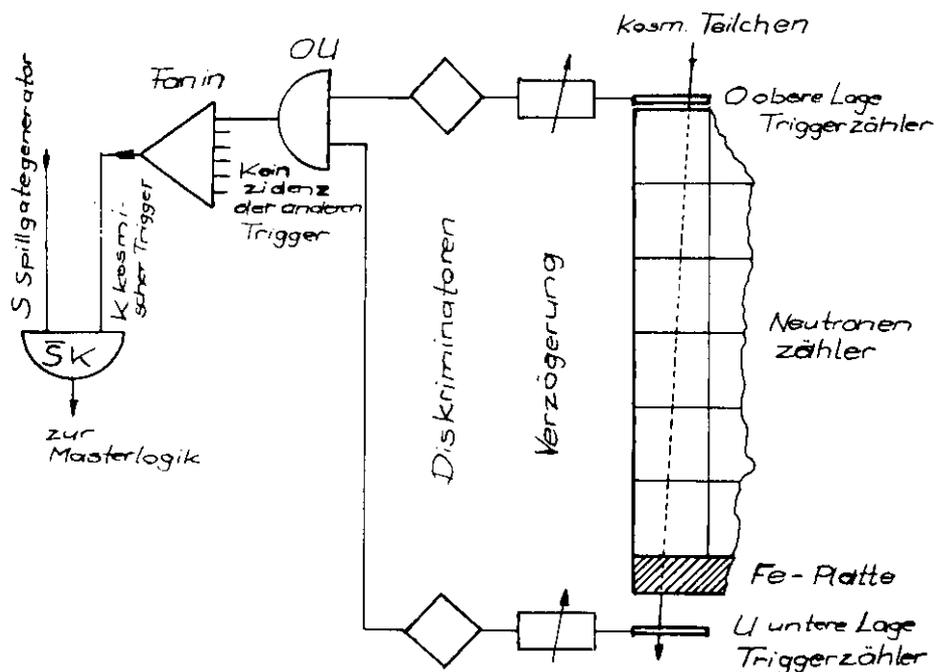


Abb.11 Logik der Triggerzähler für die Aufnahme von Impulshöhenspektren der kosmischen Strahlung

Aus den aufgenommenen Flugzeitspektren der Nukleonen konnte der Untergrund bestimmt werden. Die Weite des Spektrums ist ein Maß für die Koinzidenzbreite, die kleiner als die vorgegebenen 40 ns des Mastersignals war. Das Mastersignal startete den Zeit-zu-Amplitudenwandler (TPC). Wurde der TPC mit einem Signal vom Nukleonenzähler gestoppt, dann war der Ausgang der Flugzeit proportional. Kam kein Stopsignal,

wurde der Ausgang gleich Null gesetzt. Die Auflösung betrug für Neutronen ungefähr 2 ns und war für Protonen etwas besser.

Zur Impulshöhenmessung wurde das analoge Signal der Neutronenzählerelemente auf Analog-zu-Digitalkonverter (ADC) gegeben. Zur Verringerung des Aufwandes gingen die Signale von 4 oder 5 Elementen auf einen ADC. Dabei durften nur nichtbenachbarte und nicht zur gleichen Spalte gehörende Elemente auf einen ADC gegeben werden, um die Ereignisse unterscheiden zu können. Die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Koinzidenz zwischen zwei Spalten bei der Akkumulation der Höhenstrahlspektren war gering ($\leq 10^{-6}$). Die Triggerlogik für die Aufnahme der Höhenstrahlspektren zeigt Abb.11.

Vor Beginn des Experiments war die Hochspannung HV der Elemente und die Schwellenhöhe im Diskriminator auf Grund der Impulshöhenspektren der kosmischen Strahlen festgelegt worden. HV und Diskriminatorschwelle waren so eingestellt, daß die Schwelle unterhalb von ϵ_{mp} lag (Abb.8, linke Seite). Die HV für die einzelnen Elemente variierte zwischen 1.6 und 2.1 kV. Die Aufnahme der Spektren und Speicherung auf Magnetband, das Sichtbarmachen auf dem Schirm und das Ausdrucken steuerte die PDP 8 mit einem speziellen Programm¹⁴⁾.

2.4 Ausführung der Messung

Eichmessung und Bestimmung von R (I.2) konnten bei gleicher Spektrometereinstellung ausgeführt werden, denn die kinematischen Bedingungen für die Prozesse

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n \quad (C)$$

$$e + N \rightarrow e' + N' \quad (D)$$

sind nahezu gleich. Reaktion (D) ist äquivalent zu (B) mit

der Bedingung, daß nur ein Nukleon N vom Deuteron gestreut wird, während das andere faktisch ruht.

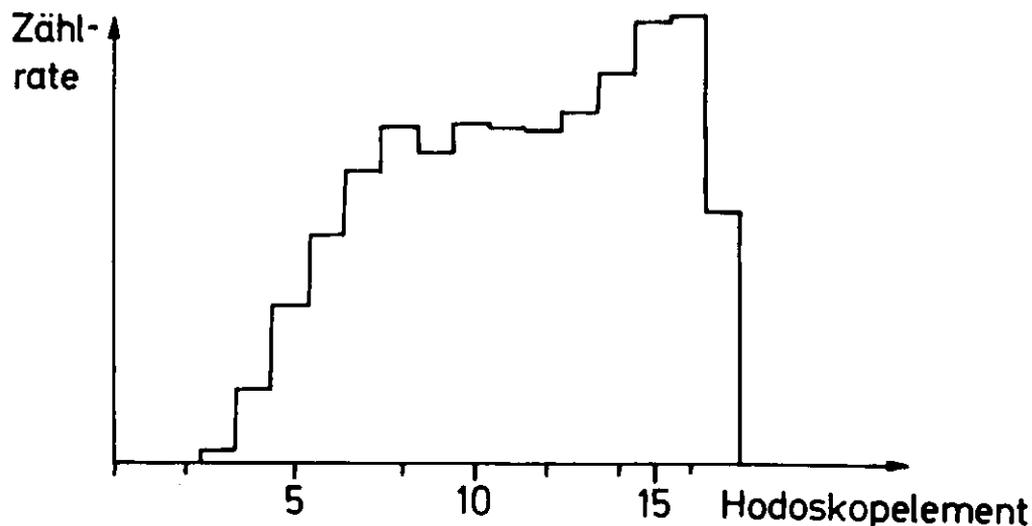


Abb.12 Inhalt vom Impulshodoskop für ungefähr 5000 nachgewiesene Pionen bei: $q^2 = 14.5 \text{ f}^{-2}$, $\vartheta_{\pi} = 10^{\circ}$, $E_1 = 4.464 \text{ GeV}$

Für das Impulsspektrum der Pionen im Spektrometer (Abb.12) wurde mit Monte-Carlo-Rechnungen¹⁵⁾ die effektive Energieschwelle für die Mehrfachpionenerzeugung ermittelt. Mit dieser Schwelle wurde die Zahl der Elemente des Impulshodoskops des Spektrometers festgelegt, die nur Pionen der Einfacherzeugung registrierten. Mit der bekannten Zahl der Elemente war die Akzeptanz des Spektrometers genau definiert. Die Abbildung der Akzeptanz auf die Nukleonenseite und die Energieverteilung der Neutronen ist in Abb.13 dargestellt.

Die Einzelzählrate N_A in den Antizählern war ohne Bleiabschirmung so hoch, daß pro Mastersignal fast mit Sicherheit ein Antizähler ansprach. Eine Abschirmung der Zähler reduzierte

N_A erheblich, z.B. auf 8 angesprochene Antizähler für 100 astersignale¹⁵⁾ mit 24 mm Pb bei 4.5×10^{-8} Amp Strom am Faraday-Käfig (F.C.) und $\mathcal{J}_N = 64^\circ$.

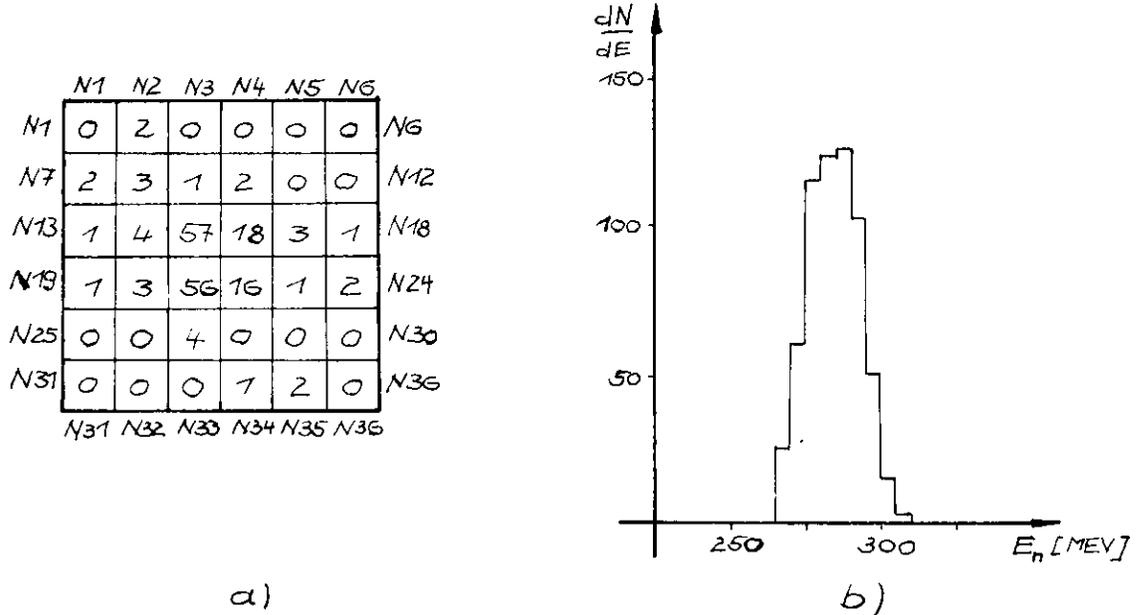


Abb.13 a) Ausleuchtung des Neutronenzählers
 b) Energieverteilung der Neutronen für $q^2 = 14.5 \text{ f}^{-2}$,
 $\mathcal{J}_e = 35^\circ$, $\mathcal{J}_N = 52^\circ$, $E_1 = 1.408 \text{ GeV}$

Der Untergrund und damit N_A wächst mit stärkerer Strahlintensität und mit abnehmendem \mathcal{J}_N . Die Wahl der Bleidicke wurde beschränkt durch die Bedingungen, daß die Ionisationsverluste das Proton nicht im Blei abstoppen und daß n für Neutronen nicht zu sehr herabgesetzt wird (Toleranz 10%). Mit diesen Forderungen wurde die Bleidicke auf 10, 15, 20 mm für entsprechend $q^2 = 10, 14.5, 20 \text{ f}^{-2}$ festgelegt.

Um die Fehler möglichst klein zu halten und Neutronen noch von geladenen Teilchen unterscheiden zu können, wurde ein noch zulässiger Höchstwert für die Untergrundrate U vorgegeben. Bei den Eichmessungen sollte U 4-5% der Rate gezählter Neutronen nicht übersteigen. Da die Dicke der Pb-Abschirmung und \mathcal{J}_N festlagen, konnte U nur mit der Strahl-

intensität variiert werden. Sie wurde so groß gemacht, daß die Bedingung für U gerade noch erfüllt waren. Bei diesen Verhältnissen betrug N_A für einen Antizähler durchschnittlich 0.2 MHz. Diese Rate beeinträchtigte die Unterscheidung von neutralen und geladenen Teilchen nicht allzu sehr (Korrektur k_3 in IV.1). Um Schwankungen der Strahlintensität zu kontrollieren und die Untergrundsverhältnisse zu stabilisieren, wurde N_A während des Experiments alle 10 min abgelesen und konstant gehalten. Stromstärke am F.C. und N_A zeigten gute Korrelation.

Für 2.6×10^{-8} Amp Strom am F.C. betrug die Zählrate etwa $250 \pi^+$ und 75 Neutronen für 100 μ cb gesammelte Ladung.

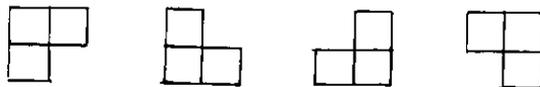
2.5 Auswertung der Daten und Fehlerabschätzung

2.5.1 Auswertung

Die Daten der Eichmessung wurden zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit η_{ex} vom Magnetband mit einem Fortranprogramm ausgewertet. Zunächst wurde die Pionenrate N_π im Spektrometer auf die bereits beschriebene Weise bestimmt.

Zu jedem akzeptierten Pionenereignis wurden die Daten vom Nukleonenzähler geprüft, ob

- 1) im Szintillationsblock 1 bis 3 Elemente angesprochen hatten,
- 1a) bei 3 Elementen diese einen Winkel bildeten,



- 2) die Impulse oberhalb der Schwelle S lagen,
- 3) die beiden Lagen Antizähler vor den jeweiligen Elementen nicht angesprochen hatten,
- 4) die Impulse im Flugzeitintervall lagen.

Falls 1-4 erfüllt waren, wurde das Ereignis als Neutron identifiziert. Hatten in 3) beide Lagen angesprochen, dann war das Ereignis ein Proton. Sprach nur eine Lage an, wurde das Ereignis nicht akzentiert.

Die Impulshöhenverteilung der Höhenstrahlungsmessung wurde extra ausgewertet und die Maxima für jedes Element zur Festlegung der Schwellen ins Programm eingelesen. Die Weite des Flugzeitspektrums um das Maximum wurde im Programm festgelegt. Aus der Zahl der Ereignisse in einem gleich großen Intervall außerhalb des Spektrum wurde der Untergrund bestimmt.

Der Untergrund U wurde von der Neutronenrate N_N abgezogen. Das experimentelle Ansprechvermögen war dann gegeben in der Form

$$\eta_{ex} = \frac{N_N - U}{N_\pi} . \quad (II.1)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle V angegeben.

In einer gesonderten Auswertung wurde die Bedingung 1) verschärft. Es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen ein einziges Element im Szintillatorblock angesprochen hatte. η_{ex} reduzierte sich dadurch erheblich (Tabelle V).

2.5.2 Fehlerabschätzung

Die Größe η_{ex} sagt voraus, mit welcher Gewißheit bei N_π -Versuchen (Zählrate der Pionen im Spektrometer) ein Ereignis, d.h. eine Koinzidenz $N_{\pi N}$ zwischen Spektrometer und Nukleonenzähler eintritt. ($\eta_{ex} = N_{\pi N}/N_\pi$). Der Mittelwert für $N_{\pi N}$ ist $\eta_{ex} \cdot N_\pi$. Die Unsicherheit für diesen Wert wird von der Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß $N_{\pi N}$ nicht eintritt, also von

$(1 - \eta_{ex})$ oder der Zahl $N_{\pi} \cdot \eta_{ex} (1 - \eta_{ex})$. Der Fehler für $N_{\pi N}$ ist deshalb

$$\Delta N_{\pi N} = \sqrt{N_{\pi} \cdot \eta_{ex} (1 - \eta_{ex})}, \quad (\text{II.2})$$

und daraus folgt der in η_{ex}

$$\Delta \eta_{ex} = \frac{\Delta N_{\pi N}}{N_{\pi}} = \sqrt{\frac{\eta_{ex} (1 - \eta_{ex})}{N_{\pi}}}$$

Der Fehler in $N_{\pi N}$ ist gleich der Standardabweichung der Binomial-Verteilung. Sie gilt, wenn $N_{\pi} \gg 1$ ist. Bei $N_{\pi} > 2500$ ist diese Bedingung erfüllt, und eine Anwendung von (II.2) gerechtfertigt.

III. Ein Programm zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Plastiksintillationszählers für Neutronen

Am Anfang des 1. Kapitels wird ein Überblick gegeben, wie man die Ansprechwahrscheinlichkeit η berechnen kann und welche Daten dazu nötig sind. Daran anschließend wird erläutert, warum das Programm von Kurz¹⁾ mit hochgesetzter Schwelle und erweitertem Energiebereich für den beschriebenen Zähler η nicht richtig wieder gibt. Zur Abänderung des Programms ist eine Analyse der möglichen Reaktionen für hochenergetische Neutronen mit Kohlenstoff nötig. Sie wird im 2. Kapitel gegeben, mit einer Begründung, welche dieser Reaktionen zum Nachweis des Neutrons beitragen. Im 3. Kapitel wird die Rechnung erläutert. Dabei zeigt sich, daß Neutronen, die nach der 1. Kollision noch eine Streuung erleiden, nicht zu vernachlässigende Beiträge zu η liefern. Die Unterteilung des Zählerblocks in 36 Elemente setzt η bis zu 20% herab. Eine Fehlerabschätzung für die Rechnung schließt das Kapitel ab.

III.1 Darstellung des Problems

1.1 Übersicht

1.1.1 Erzeugung geladener Sekundärteilchen

Tabelle I

Reaktionen am Kohlenstoff				
bei 20 MeV			bei 660 MeV	
Reaktion	Q-Wert (MeV)	Schwelle (MeV)	Reaktion bzw. Zerfallsprodukt	Anteil in %
$C^{12}(n;n')C^{12}$	0	0	$C^{12}(p; \overset{p,n}{p}, \overset{n}{2n})C_6^{11,10}$	13.4
$C^{12}(n;n'\gamma)C^{12}$	-4.43 -7.66..	4.7	$C^{12}(p; \overset{2n}{2n}, \overset{n}{n})B_5^{11,10}$	12.2
$C^{12}(n;\alpha)Be^9$	-5.71	6.2	$2n^*, 2\alpha$	33.8
$C^{12}(n;n'3\alpha)$	-7.27	7.9	$4n, \alpha$	12.2
$C^{12}(n;p)B^{12}$	-12.59	13.6	3α	7.0
$C^{12}(n;2n)C^{11}$	-18.72	20.3	p, α, Li	7.0
			$2n, Be$	6.5
			$3\alpha, p, \pi^-$	3.2
			$6p$	2.4
			$3p, Li$	1.7
			$5p, \alpha, \pi$	0.6

* steht für alle einfach geladenen Teilchen

Nach dem Eintritt eines Neutrons in den Zähler können geladene Teilchen im Szintillatormaterial erzeugt werden entweder durch Streuung an einem Wasserstoffkern oder in einer inelastischen Streuung am Kohlenstoff. Die

Reaktionen am Kohlenstoff bis 20 MeV kinetischer Energie der Neutronen sind gut bekannt. Die Situation für höhere Energie wird erheblich unübersichtlicher und komplizierter. Tabelle I zeigt die Reaktionsmöglichkeiten für Protonen von 660 MeV an Kohlenstoff nach Zhdanov und Fedotov¹⁶⁾ verglichen mit denen der Neutronen von 20 MeV ebenfalls an Kohlenstoff. Für Neutronen von 90 MeV an Kohlenstoff¹⁷⁾ wurde eine ähnliche Vielzahl von Prozessen beobachtet wie für die Protonen von 660 MeV.

1.1.2 Zusammenhang zwischen Detektorschwelle und Lichtausbeute

Vom Zähler kommende Impulse werden nur registriert, wenn ihre Höhe V den durch die Schwelle S gegebenen Wert V_S übertrifft. Da die Impulshöhe V des Zählersignals der vom ionisierenden Teilchen im Szintillator erzeugten Lichtmenge L proportional ist, legt man mit S eine Mindestlichtmenge L_S fest. L ist abhängig von der durch Ionisation verlorenen Energie E des Teilchens im Szintillator. Dieser Zusammenhang ermöglicht es, eine Mindestenergie S_i anzugeben, die ein Teilchen im Zähler durch Ionisation verlieren muß, damit der Impuls größer als V_S wird.

In Abb. 14a ist L für verschiedene Teilchen in Abhängigkeit von E dargestellt (In diesem Fall wurden die Teilchen von E bis auf 0 im Szintillator abgebremst.). Für minimal ionisierende Teilchen ist L proportional E

$L = N \cdot E$ oder nach dem Weg "r" differenziert

$$\frac{dL}{dr} = N \cdot \frac{dE}{dr} \quad . \quad (III.1)$$

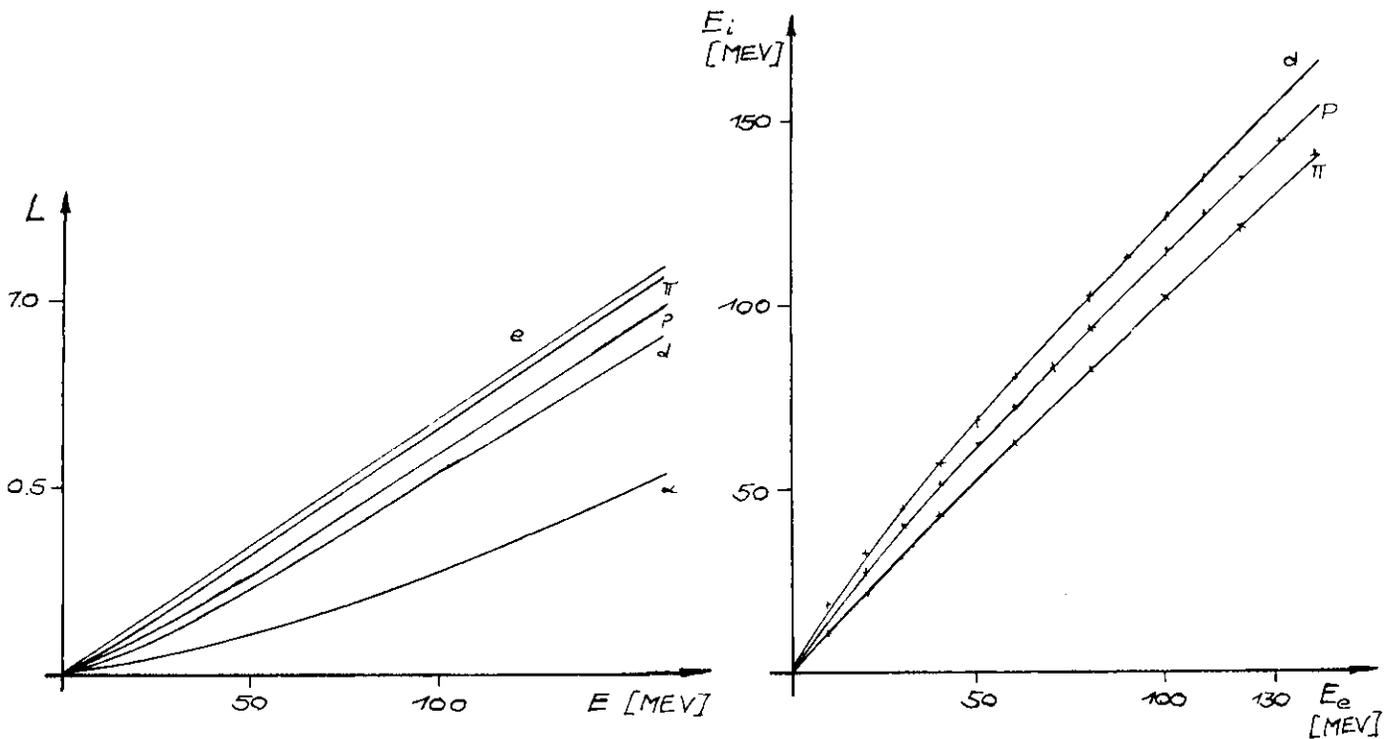


Abb.14 a) Lichterzeugung als Fkt. der Energie E für Elektr. e , Pion π , Proton p , Deuteron d , α -Teilchen (nach (III.3) berechnet; d , α , von Ref.18))

b) Energie E_i von π , p , d als Fkt. der Elektronenergie $E_e = T$ für die gleiche erzeugte Menge von L (Kurven nach (III.4) berechnet)

Für stärker ionisierende Teilchen ist der Zusammenhang (III.1) nicht linear. L nimmt umso weniger mit E zu, je stärker das Teilchen ionisiert.

Die Abnahme von L mit stärkerer Ionisation hat mehrere Ursachen. Die Dichte der angeregten Moleküle ist so groß, daß von diesen vorübergehend Lösungscentren gebildet werden, in denen die Energie thermisch an Nachbarmoleküle weitergegeben wird, Anregungsenergie vom Ionisationsschlauch wegwandert oder Ionen zu Molekülen rückgebildet werden. Diese Prozesse

treten in Konkurrenz zum Anregungsprozeß. Zusätzlich können noch zwei benachbarte, angeregte oder ionisierte Moleküle in Wechselwirkung treten. Dieser Löschprozeß konkurriert direkt mit dem Vorgang der Lichtaussendung (nach Birks⁷⁾).

Unter Berücksichtigung dieser Vorgänge fand Wright¹⁸⁾ in Abweichung von (III.1) die halbempirische Formel

$$\frac{dL}{dr} = a \ln \left(1 + b \frac{dE}{dr} \right) . \quad (\text{III.2})$$

Gooding und Pugh¹⁹⁾ ermittelten a und b indem sie (III.2) an experimentelle Werte anpaßten. Diese Werte stammten aus Messungen, in denen L im Plastiksziintillator NE 102 durch Abbremsen von Protonen mit Anfangsenergien von 1 bis 14 MeV bestimmt worden war. Mit diesen Parametern integrierten sie (III.2) von 0 bis E für Protonen, Deuteronen, Tritonen und Alphas mit E von 3 - 160 MeV und fanden sehr gute Übereinstimmung für berechnete und experimentelle Werte von L. Der Lichterzeugung L kann also eindeutig eine Energie, z.B. S, zugeordnet werden. Für festes L_S gilt die Relation S_e < S_π < S_p < S_d < S_α (wenn e = Elektron, π = Pion, p = Proton, d = Deuteron, α = Alpha ist). Für den beschriebenen Zähler wird S durch ε_{mp} (II.2.2) festgelegt, S = 18.5 MeV = S_e, einem Energieverlust für minimal ionisierende Teilchen. Daher müssen alle stärker ionisierenden eine größere Mindestenergie besitzen, um im System nachgewiesen zu werden.

Will man eine Beziehung herleiten zwischen den verschiedenen Energien, die die Teilchen haben müssen, damit sie die gleiche Menge Licht erzeugen, genügt es, L(E) relativ zu berechnen. Man kann auf einen L-Wert, z.B. für Protonen mit 160 MeV, L_p = 1 normieren. Mit (III.2) ergibt sich dann für L(E)

$$L(E) = \int_0^E \ln \left(1 + b \cdot \frac{dE}{dx} (E) \right) \cdot C \, dE . \quad (\text{III.3})$$

C ist eine Konstante, b kann von Ref.19) mit $b = 23.7 \pm 2 \text{ mg cm}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ übernommen werden und $dE/dx(E)$ wird aus Tabellen²⁰⁾ errechnet zu:

$$\begin{aligned} dE/dx &= 286.0 E^{-0.8} && \text{für Protonen} \\ dE/dx &= 42.32 E^{-0.64} && \text{für Pionen} \quad (\text{III.3a}) \\ dE/dx &= 1.87 + 0.0253 \cdot E - 0.000049 \cdot E^2 && \text{für Elektronen} \end{aligned}$$

für den Energiebereich 10 - 160 MeV und das Material NE 102 ($\text{CH}_{1.105}$). Die für Protonen auf diese Weise ermittelten Werte stimmen mit denen von Ref.19) bis auf 1 Promille überein.

Bei einer Zuordnung der verschiedenen Energien von Teilchen i für gleiches L benutzt man L_e der Elektronen als Standard, da es für alle Teilchen am größten und im MeV-Bereich sicher proportional der Energie ist. Deswegen wird T, die kinetische Energie der Elektronen, zur Veränderlichen in der Formel

$$E_i = A_i \left(1 - e^{-B_i \cdot T^{C_i}} \right) + D_i \cdot T, \quad (\text{III.4})$$

die für jedes Teilchen i an die Werte mit den Parametern A, B, C, D anzupassen ist (Tabelle II). Die Abweichungen der Formel von den gegebenen Werten E_i (Kreuze in Abb.14b) sind kleiner als 1%.

Tabelle II

Parameter mit Fehlern für die Anpassung der Formel (III.4)

i	A	B	C	D
π	14.83 ± 8.29	0.0324 ± 0.0172	0.70	0.939 ± 0.0177
p	16.83 ± 1.01	0.0883 ± 0.0068	0.70	0.996 ± 0.0057
d	34.14 ± 31.8	0.0786 ± 0.0636	0.59 ± 0.076	1.006 ± 0.08

$L_d(E)$ für Deuteronen aus Ref.19)

E_i in (III.4) gibt die Energie an, die das Teilchen i haben muß, um die gleiche Lichtmenge zu erzeugen, die von einem Elektron kommt, wenn es von der Energie T bis auf 0 abgebremst wird. Teilweise wird auch die Umkehrung von (III.4) gebraucht, die E_i als Veränderliche und T zum Ergebnis hat. Die Rechnungen ergeben:

$$T = -18.45 (1 - e^{-0.048 E_p^{0.78}}) + 1.01 \cdot E_p \quad \text{für Protonen} \quad (III.4a)$$

$$T = -9.278 (1 - e^{-0.034 E_\pi^{0.82}}) + 1.049 \cdot E_\pi \quad \text{für Pionen}$$

Im Folgenden wird die Schwelle immer mit S bezeichnet für $S = S_e$. In den anderen Fällen bleibt S_i mit dem entsprechenden Index stehen. S im Detektor hängt von statistischen Vorgängen ab. Es schwankt um den wahrscheinlichsten Wert S_o . Wird die Schwankung um S_o mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $W_{S_o}(S)$ beschrieben und ist ΔS die Halbwertsbreite von W , dann ist die Zählerauflösung A definiert durch

$$A(S_o) = \frac{\Delta S}{S_o} \quad (III.5)$$

1.1.3 Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit η für einen Neutronenzähler setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$\eta = \zeta \cdot \alpha \quad (III.6)$$

α gibt die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Neutron im Szintillationsmaterial

$$\alpha = 1 - e^{-\mu_o(E_n) \cdot D} \quad (III.7)$$

Der Absorptionskoeffizient

$$\mu_0(E_n) = n_C \sigma_C^{\text{tot}}(E_n) + n_H \sigma_H^{\text{tot}}(E_n) \quad (\text{III.8})$$

setzt sich aus $\sigma_C^{\text{tot}}(E_n)$, $\sigma_H^{\text{tot}}(E_n)$ den totalen Neutronenwirkungsquerschnitten von Kohlenstoff und Wasserstoff, abhängig von der Einschußenergie E_n , und den entsprechenden Atomzahl-dichten n_C , n_H zusammen.

Der Faktor

$$\zeta = \frac{\mu_{\text{eff}}(E_n, S)}{\mu_0(E_n)} \quad (\text{III.9})$$

gibt die Wahrscheinlichkeit, daß das absorbierte Neutron nachgewiesen wird. Der Nachweis kann verhindert werden dadurch, daß

1. die erfolgte Wechselwirkung des Neutrons kein geladenes Teilchen erzeugt,
2. die Energie des geladenen Sekundärteilchens nicht ausreicht, die Schwelle S zu überspringen,
3. der Weg des Sekundärteilchens im Szintillator zu kurz ist, genügend Licht zu erzeugen.

$\mu_{\text{eff}}(E_n, S)$ ist noch mit $W(S)$ für den vorgegebenen Wert S_0 zu falten, um die Schwankungen von S zu berücksichtigen.

$$\bar{\mu}_{\text{eff}}(E_n, S_0) = \int_0^{\infty} W_{S_0}(S) \mu_{\text{eff}}(E_n, S) dS \quad (\text{III.9a})$$

Mit der Darstellung

$$\kappa(E_n, D) = \frac{1}{\mu_0(E_n)} (1 - e^{-\mu_0(E_n) \cdot D}) \quad (\text{III.10})$$

ergibt sich für n

$$n(E_n, S_0, D) = \bar{\mu}_{\text{eff}}(E_n, S_0) \cdot \kappa(E_n, D) \quad (\text{III.11})$$

$$= \zeta(E_n, S_0) \cdot \alpha(E_n, D) \quad (\text{III.6})$$

1.2 Das Programm von Kurz¹⁾ und die Bedingungen des Experiments

Die Hauptschwierigkeit η zu berechnen, liegt in der eindeutigen Bestimmung von μ_{eff} . Dazu müssen die Wirkungsquerschnitte und ihre Winkel- und Energieverteilungen aller zum Neutronennachweis beitragenden Reaktionen bekannt sein. Die n-p Streuung bereitet kaum Schwierigkeiten. Für sie liegen ausreichend Daten vor. Für n-C Reaktionen bis zu Energien von 15 MeV sind die Neutronenwirkungsquerschnitte hinreichend bekannt²¹⁾. Für höhere Energien werden Näherungen nötig.

Kurz¹⁾ berechnete η für E_n von 1 bis 300 MeV mit den n-C Prozessen, die in Tabelle I links angegeben sind. Für $E_n \geq 40$ MeV faßte er alle inelastischen n-C Prozesse in zwei Kategorien zusammen:

- a) Zweikörperreaktionen,
- b) Reaktionen, die mehr als 2 Folgeprodukte haben.

Die Kategorie a) behandelte er wie die Reaktion $C^{12}(n,p)B^{12}$ und b) wie $C^{12}(n,n'\alpha)$. Den inelastischen Wirkungsquerschnitt teilte er je zur Hälfte auf diese Reaktionen auf. Sein Vorgehen stützte sich auf ein ausführliches Nebelkammerexperiment von Kellogg¹⁷⁾.

Die Annahmen von Kurz gelten unter der Bedingung, daß für Energien ≥ 50 MeV pro inelastischem Ereignis in n-C Reaktionen wenigstens 1 geladenes Sekundärteilchen entsteht, das auch nachgewiesen wird. μ_{eff} wird von S weitgehend unabhängig. ζ (III.9) geht gegen 1.

Die Annahme ist für $S = 1$ MeV berechtigt, wie Vergleiche von berechneten und experimentellen Werten für η bis 50 MeV zeigen⁵⁾. Der in dieser Arbeit beschriebene Zähler soll Ver-

wendung finden für E_n bis zu 700 MeV mit $S \approx 20$ MeV. $S = 1$ MeV bedeutet eine Mindestenergie $S_p = 3$ MeV und $S_\alpha = 9$ MeV. Bei $S = 20$ MeV errechnet sich (III.4) S_p zu 28 und S_α zu 65 MeV. Das Verhältnis $S_e:S_p:S_\alpha$ verschiebt sich ebenso wie $S_i:E_n$. Die Voraussetzungen für die Annahmen von Kurz¹⁾ sind nicht mehr erfüllt (vergl. Abb.15 und 21). Der Anteil der einzelnen Reaktionskanäle zum Nachweis des Neutrons ist zur Berechnung von n wichtig.

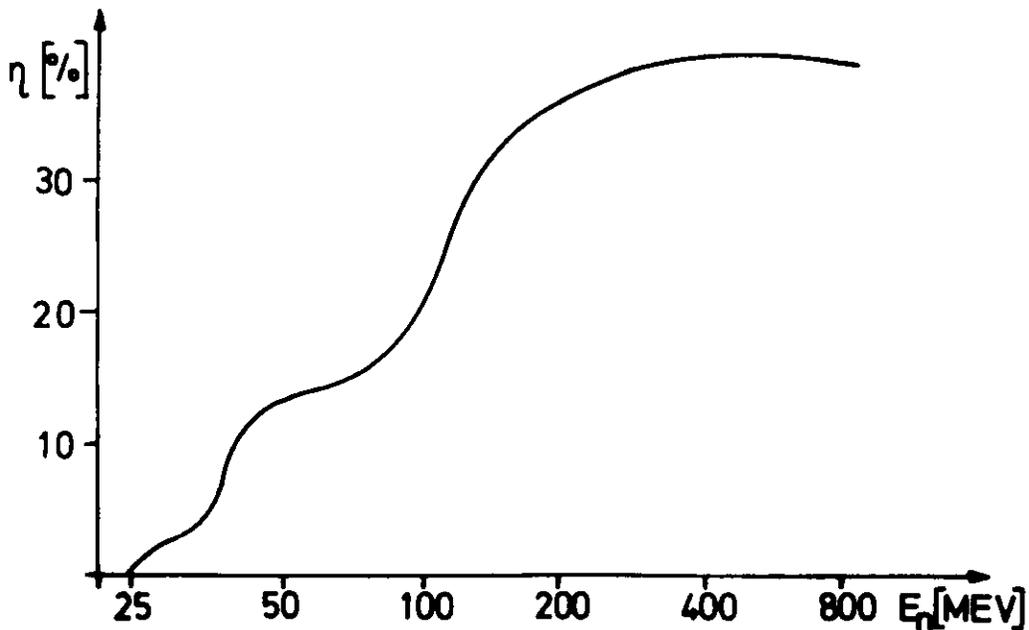


Abb.15 $n(E_n)$ berechnet mit dem Programm von Kurz¹⁾,
 $S = 20$ MeV, Zählergröße $60 \times 60 \times 50$ cm³ gesetzt,
 Energiebereich erweitert.

Für $S = 20$ MeV und $E_n \approx 300$ MeV tritt ein zusätzlicher Effekt auf. Ein Proton von 20 MeV braucht 1,5 mm Ionisationsweg, um soviel Licht zu erzeugen, daß es bei $S_p = 3$ MeV nachgewiesen wird. Für ein Proton von 300 MeV und $S_p = 28$ MeV beträgt der Weg 3 - 4cm. Die geringere Ionisationsdichte für höhere Energien und die hohe Schwelle sind die Ursachen dieses großen Unterschiedes in der Weglänge. In den Randzonen der Elemente des Zählers ist deswegen die Nachweiswahrscheinlichkeit für Sekundärteilchen geringer. Das Programm von

Kurz¹⁾ berücksichtigt diesen Effekt nicht. Bisherige Berechnungen¹⁾⁵⁾⁶⁾ behandelten Zähler aus einem geschlossenen Szintillationsblock. Die Unterteilung des Zählers in einzelne Elemente macht zusätzliche Rechnungen nötig.

Wegen der veränderten Bedingungen kann das Programm von Kurz¹⁾ nicht zur Berechnung von η des beschriebenen Zählers übernommen werden. Die Auffindung der zum Nachweis beitragenden Reaktionen, das schwierigste Problem, wird im nächsten Kapitel behandelt.

III.2 Wirkungsquerschnitte

2.1 Streumechanismen für Energien oberhalb 50 MeV

Für Energien ≥ 20 MeV ist die Streuung von Nukleonen an Kernen im Schwerpunktsystem nicht mehr isotrop. Die Wellenlänge eines Nukleons von 50 MeV beträgt

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E_{\text{kin}}^2 + 2mE_{\text{kin}}}} = 0.63 \text{ f} .$$

Bei einem Kernradius $r_0 \cdot A^{1/3} = 1.7 \times 2.28 \text{ f} = 3.9 \text{ f}$ für Kohlenstoff ist die Wellenlänge des Projektils bedeutend kleiner als der Kerndurchmesser. Die mittlere freie Weglänge von Teilchen dieser Energien ist dagegen mit dem Kernradius vergleichbar (4.5 f für 90 MeV Neutronen²²⁾).

Das ankommende Nukleon sieht den Kern als eine halbtransparente Kugel, deren Wechselwirkungseigenschaften mit Hilfe von Brechungsindex und Absorptionskoeffizient beschrieben wird. Das Geschoß dringt frei in die Materie ein.

Die Stöße finden mit individuellen Nukleonen statt. Die Streuprodukte verlassen entweder den Kern oder stoßen erneut mit anderen Teilchen zusammen. Ist die Nukleonenenergie nach einem Stoß zum Verlassen des Kerns zu klein, wird es von ihm als Gesamtheit absorbiert. Die Streuung der Teilchen, die den Kern verlassen, kann als Summe von Einzelstreuungen dargestellt werden. Der zurückgebliebene angeregte Kern gibt seine Energie unter isotroper Aussendung weiterer Nukleonen und leichter Kerne ab (siehe Tabelle I).

Die zwei Phasen des Streuprozesses sind durch ihren zeitlichen Ablauf deutlich zu unterscheiden. Der erste, schnelle dauert bis zu 10^{-22} sec, der zweite tritt nach 10^{-16} sec auf. Ihres Mechanismus zufolge werden sie mit Kaskaden- und Evaporationsprozeß bezeichnet²³⁾.

Diese Darstellung der Streuung ist bestimmt zu vereinfacht und gibt die wahren Verhältnisse nur ganz grob wieder. Trotzdem haben Berechnungen auf Monte-Carlo (M-C) Art mit diesem Modell als Grundlage experimentelle Werte recht gut wiedergegeben²⁴⁾²⁵⁾ und den Streuvorgang weiter aufgehell.

2.2 Bertinis²⁴⁾ Monte-Carlo Berechnungen

Der aufgezeigte Mechanismus eignet sich gut zur Simulation in M-C Rechnungen. Die für die Berechnung notwendigen Potentiale werden vom optischen und Fermi-Gas-Modell genommen. Dabei können Coulombbarriere, Pauli-Ausschlußprinzip, diffuse Kernränder, Kernbindungsenergien, Fermibewegung und andere Feinheiten berücksichtigt werden, die man zum Teil aus der Anpassung von Meßergebnissen an oben erwähnte Modelle kennt. Die Rechnung unterscheidet ebenso zwischen Kaskaden- und Evaporationsprozeß.

Ein Teilchen von bestimmter Anfangsenergie wird auf seinem Weg durch den Kern verfolgt. Eintrittsort in den Kern, Richtung, Ort der Streuung, im Stoß übertragene Energie werden von einem Zufallsgenerator bestimmt. Bei jedem Prozeß wird auf die erwähnten Bedingungen abgefragt. Unterschreitet die Energie eines Teilchens nach dem Stoß das an jener Stelle vorgegebene Kernpotential (siehe Ref.24), wird es vom Kern aufgenommen. Ist das Teilchen absorbiert oder hat den Kern verlassen, werden alle seine Daten gespeichert (Abb.16).

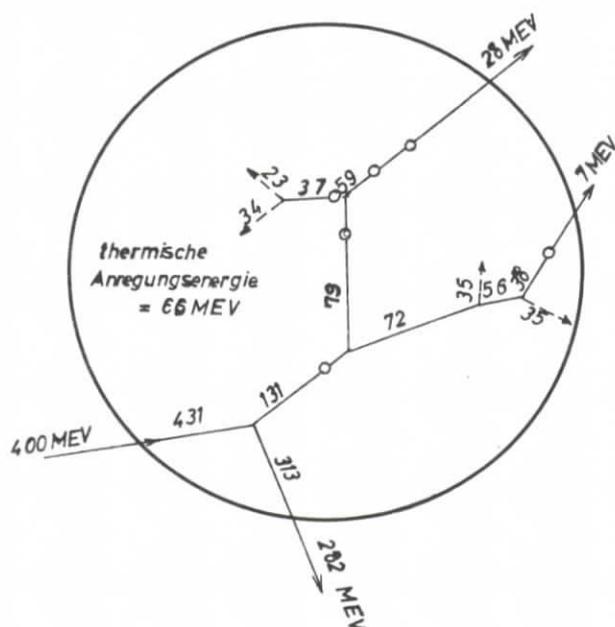


Abb.16 Zweidimensionales Diagramm für die Entwicklung einer Kaskade. Das eintretende Nukleon hat 400 MeV kinetische Energie. Die Zahlen geben die Energie der an den Stößen teilnehmenden Nukleonen. Die durchgezogenen Geraden sind die Wege der Nukleonen bis sie entweder den Kern verlassen oder ihre Energie <35 MeV wird. Dann werden sie vom Kern absorbiert, angedeutet

mit unterbrochenen Linien. Ein offener Kreis zeigt eine Stelle an, an der ein Stoß, vom Pauli-Prinzip ausgeschlossen, nicht stattfand. (Nach Ref.26)

Nach Abschluß der Kaskade wird der Evaporationsprozeß des angeregten Kerns auf gleiche Art berechnet.

Diese Berechnung liefert eine Fülle von Daten, da jedes Teilchen einzeln verfolgt und alle Resultate vollständig gespeichert werden können. Bertini²⁴⁾ hat mit dieser Methode

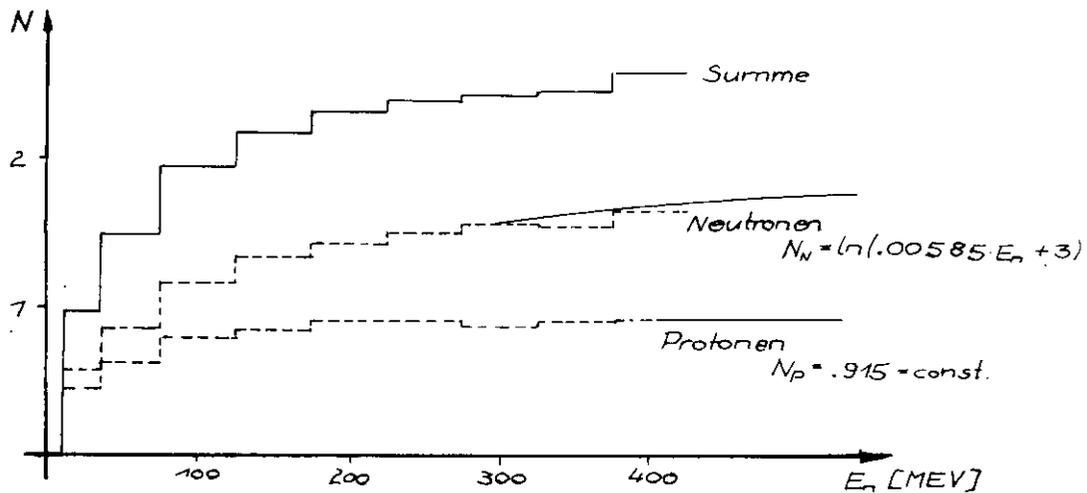


Abb. 17 a) Erzeugungsrate für Nukleonen in der Kaskade nach Bertini²⁴
 N Anzahl pro inelastischem Ereignis für n-C Reaktionen
 ausgezogene Kurven für p und n: Extrapolation zu höheren
 Energien

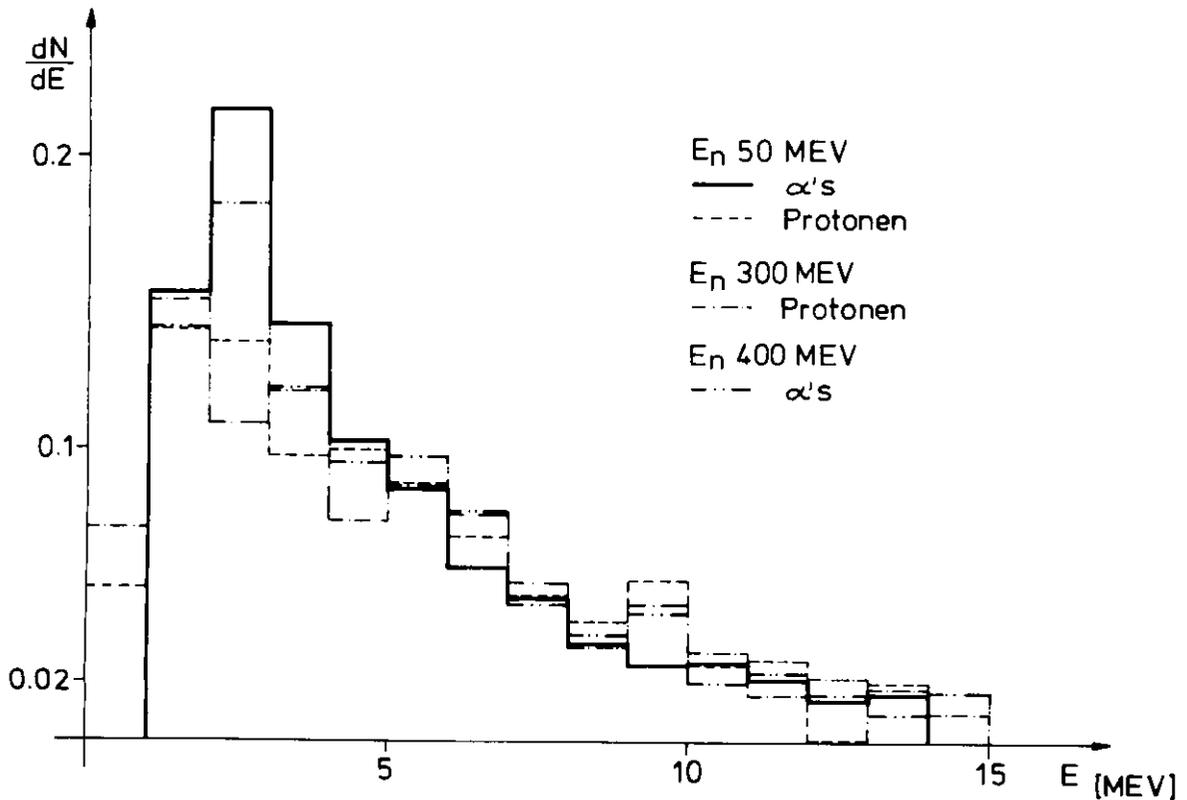


Abb. 17 c) Energiespektrum der Evaporationsteilchen nach Bertini²⁴
 für Neutronen mit E_n kin. Energie auf C^{12}

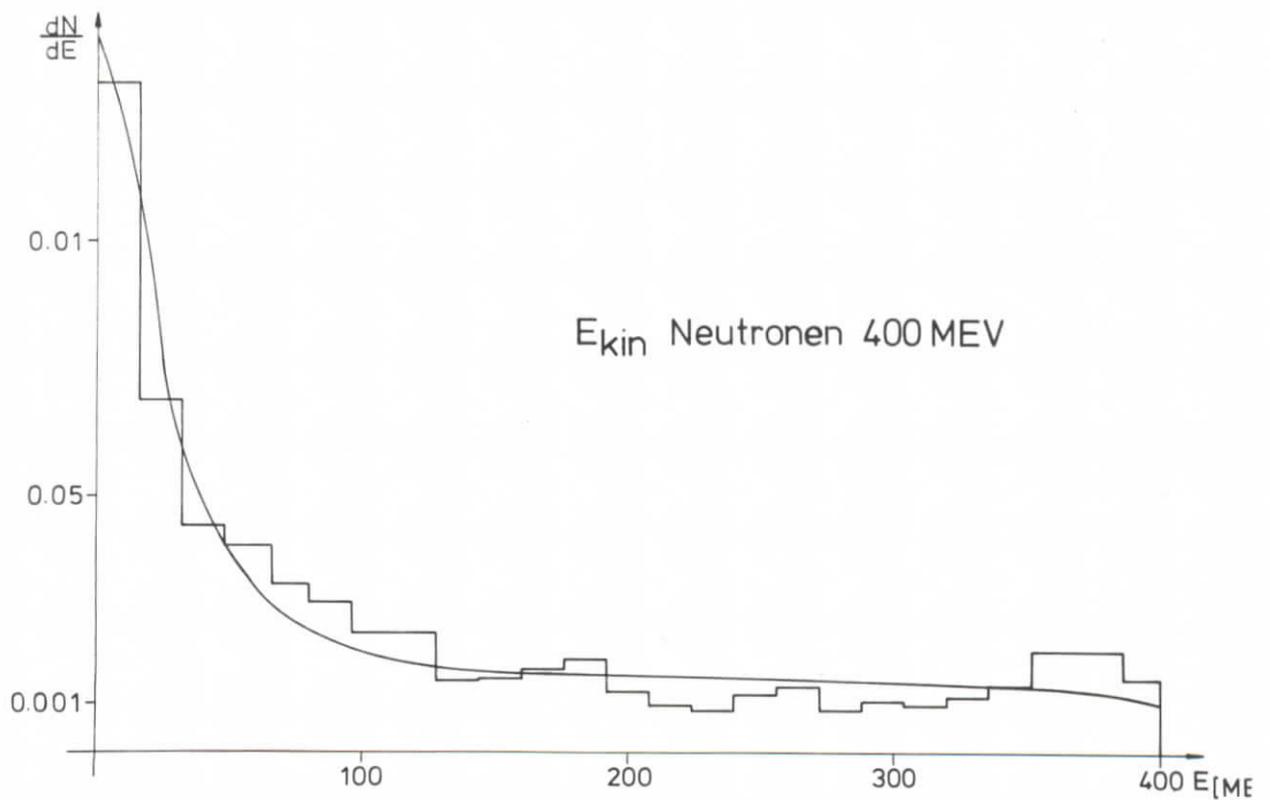
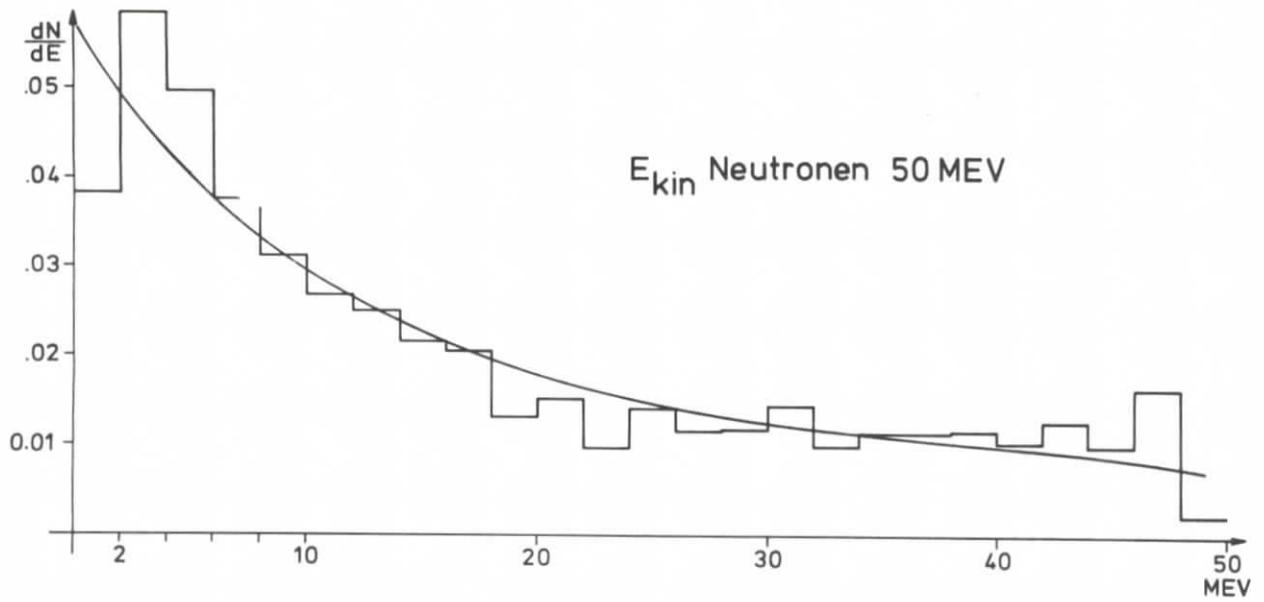


Abb. 17 b) Energieverteilung von Protonen aus dem Kaskadenprozeß für n auf C^{12} nach Bertini²⁴ angepaßten Kurven nach (III.13)

umfangreiche Berechnungen durchgeführt. Seine Rechnungen umfassen Protonen bzw. Neutronen von 25 - 400 MeV an Kernen von $A = 12$ bis 238. Soweit Vergleiche mit Meßdaten möglich sind, bewegen sich die Abweichungen zumeist innerhalb der Fehlergrenzen²⁴⁾²⁵⁾.

Aus Bertinis Rechnung sind in Abb.17a,b die Daten für die Kaskadenproduktion von Nukleonen und deren Energieverteilung (EV_{Kas}) dargestellt für Neutronen an Kohlenstoff. Die Menge der Kaskadenteilchen ist für die Einschußenergie E_n nicht gleich Null, denn der Kern ist teilweise transparent und seine Ränder werden als diffus angenommen, so daß Teilchen, die nur Randgebiete des Kerns streifen, zuweilen nicht mit individuellen Nukleonen zusammenstoßen. Die Verteilung von Neutronen und Protonen ist ähnlich. Der Coulombeffekt beeinflußt sie kaum. Die Winkelverteilung der Kaskadenprodukte fällt von einem Maximum bei 0° für größere Streuwinkel schnell ab.

Nach den Ergebnissen von Bertini²⁴⁾ ist die mittlere Anregungsenergie der Kerne E_a nach der Kaskade fast unabhängig von E_n . E_a steigt nur langsam von 20 auf 28 MeV für E_n von 50 auf 400 MeV. Die Energieverteilung der Evaporations- teilchen bewegt sich für alle E_n um ein Maximum unterhalb 10 MeV. Die höchsten Energien von Evaporations- teilchen liegen unter 20 MeV (Abb.17c). Zhdanov und Fedotov¹⁶⁾ bestätigten mit ihren Messungen, daß die Energie der Evaporations- produkte kleiner als 25 MeV ist.

2.3 Die verwendeten Wirkungsquerschnitte

Die ermittelten Werte der M-C Rechnung gelten pro inelastischem Ereignis. Sie sind mit den Streuquerschnitten für totale und inelastische n-C Streuung (Abb.18) zu multiplizieren. σ_{nC}^{inel} ändert sich zwischen 140 und 1000 MeV nur

wenig. Bei 300 MeV liegt ein schwaches Minimum. Das gleiche Minimum, mit einem stärkeren Anstieg für höhere Energien, zeigt der totale Wirkungsquerschnitt.

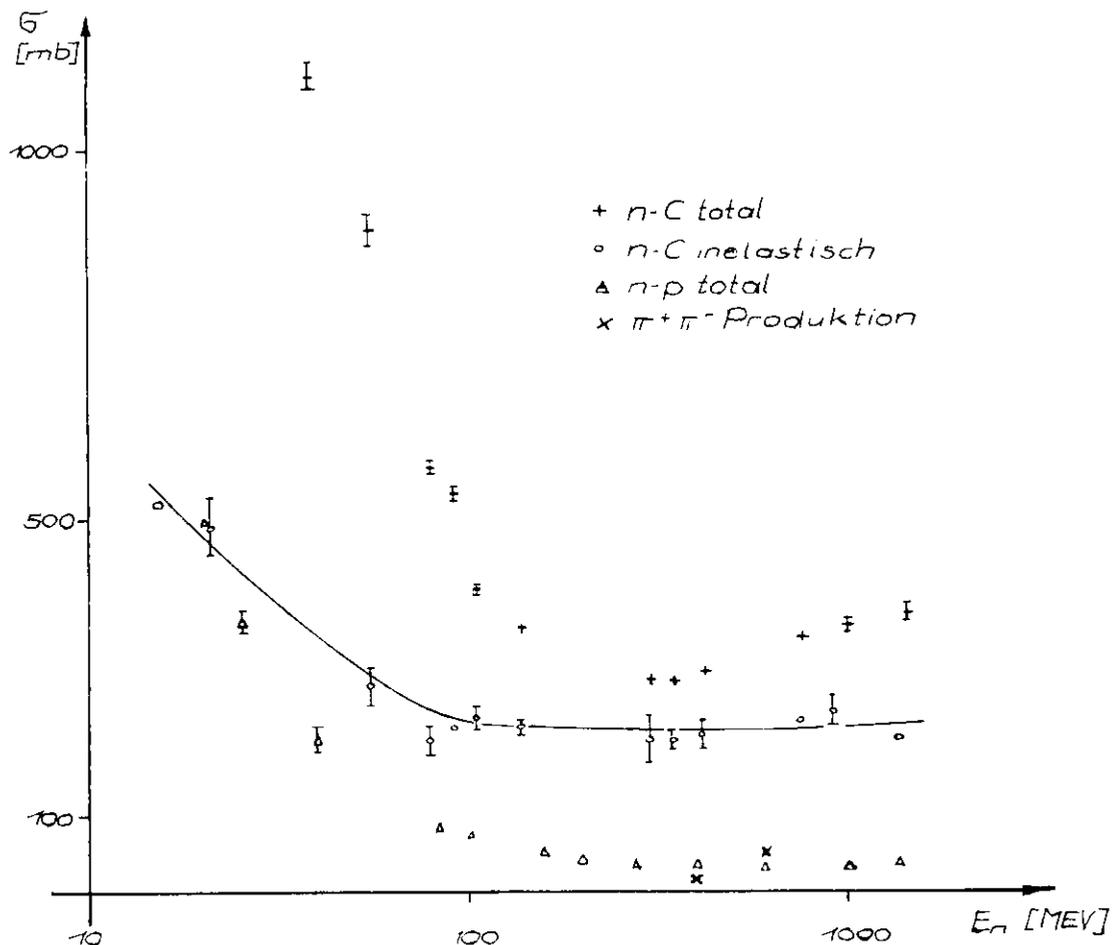


Abb.18 Wirkungsquerschnitte für n-p und n-C Streuung;
 durchgezogene Linie: angepaßte Funktion (III.12)

Die elastisch gestreuten Teilchen sind extrem nach vorn verteilt (Diffraktionspeak). Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{nC}^{el}/d\Omega$ ist bei $\vartheta = 20^\circ$ im Laborsystem schon faktisch auf Null abgefallen²⁸⁾ für E_n oberhalb 100 MeV.

Direkt an der Schwelle bei 300 MeV ist der Phasenraum für Pionenerzeugung noch zu klein, um erhebliche Beiträge zu liefern. Für 450 MeV beträgt die Erzeugung geladener

Pionen²⁹⁾ ungefähr 15 mb und damit 7% des inelastischen Anteils, bei 600 MeV 50 mb³⁰⁾, d.h. fast 1/4 von σ_{nC}^{inel} . Dieser Anstieg der Pionenproduktion wird nicht im Verlauf von $\sigma_{nC}^{inel}(E_n)$ wiedergegeben. Der Verlauf der Erzeugungsrate der Kaskadenteilchen²⁵⁾ zeigt keine Veränderung nach Öffnung des Pionenkanals. Es werden pro inelastischem Ereignis lediglich mehr Teilchen erzeugt.

Mit dieser komplizierten Situation für Energien > 400 MeV begründete Bertini²⁴⁾ die vorläufige Einstellung seiner Berechnung bei 400 MeV. Deswegen liegen für höhere Energien keine genauen Werte für EV_{Kas} vor. Die Erzeugungsrate für Pionen ist nur lückenhaft und EV_{π} nur in grober Näherung bekannt. Nach den Werten für $E_n < 400$ MeV entstehen im Mittel pro inelastischem Ereignis mehr als 0.9 Protonen. Deswegen wird fast mit Sicherheit ein geladenes Teilchen allein aus der Kaskade nachgewiesen für $E_n > 400$ MeV. Wegen der großen Unsicherheiten und ihres kleinen Beitrages werden die Pionenwirkungsquerschnitte nicht weiter in der Rechnung berücksichtigt.

Wenn M-C Kalkulationen für höhere Energien vorliegen, kann die richtige EV_{Kas} leicht in das Programm eingebaut werden. Die zusätzliche Pionenproduktion bewirkt hauptsächlich, daß die erzeugte Gesamtlichtmenge L den Wert L_S eher übersteigt, da pro Ereignis mehr geladene Teilchen entstehen. ζ (III.9) geht dann gegen 1.

Alle Evaporationsteilchen haben Energien ≤ 25 MeV mit einem Maximum des Spektrums < 10 MeV (III.2.2). Da $S \approx 20$ MeV, d.h. $S_p \approx 28$ MeV und $S_{\alpha} \approx 65$ MeV ist, werden einzelne Evaporationsteilchen nicht nachgewiesen. Summiert man über alle Lichtmengen, liegen die Werte immer noch unter L_S . Die Evaporationsprozesse bleiben deswegen unberücksichtigt.

Gibt ein Kohlenstoffkern die Energie (≈ 50 MeV) nicht in der Evaporation ab, sondern verliert sie im Rückstoß durch Ionisation, dann reicht die erzeugte Lichtmenge zum Nachweis nicht aus. Die Energieabgabe durch Abstrahlung von γ 's tritt für $E_n > 20$ MeV hinter anderen Prozessen sehr stark zurück. Beide Möglichkeiten tragen zum Nachweis des Neutrons nicht bei.

III.3 Ausführung der Rechnung

3.1 Aufbereitung der Daten

Die Form, in der die Daten vorliegen, genügt oft nicht den speziellen Erfordernissen eines Rechenprogramms. Eine Zuordnung der Wertepaare mit einer angepaßten Funktion ist oft vorteilhaft. Neben den Vorzügen einfacherer Handhabung ermöglicht die geschlossene Darstellung Extrapolationen über die bekannten Werte hinaus. Alle Funktionen (ebenso in III.1.1.2) wurden mit einer Subroutine³¹⁾ nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt.

Die inelastischen Wirkungsquerschnitte für n-C Reaktionen²⁷⁾ werden dargestellt als:

$$\sigma_{inel}(E_n) = 3.486(E_n/300 - 1) + 564.9 e^{-0.037E_n} + 210.13 \quad (\text{III.12})$$

mit E_n kinetischer Energie der Neutronen in MeV, σ in mb (Abb.18). EV_{Kas} aus Bertinis²⁴⁾ M-C Rechnungen wurde für verschiedene E_n an Funktionen der Art

$$N(E, E_n) = A_1(E_n) e^{-A_2(E_n) \cdot E} + A_3(E_n) \cdot (E_n - E)^{0.1} \quad (\text{III.13})$$

angepaßt (E = kinetische Energie der Sekundärteilchen in MeV).

Eine nochmalige Darstellung der Parameter in der Form

$$A_i(E_n) = B(i) \cdot E_n^{-C(i)} \quad (\text{III.13a})$$

vergrößert zwar den Fehler, erlaubt aber die Extrapolation der Energieverteilung über 400 MeV hinaus in einfacher Form. Da $N(E, E_n)$ aus (III.13) nur integriert über E und stets normiert auf die gesamte Verteilung mit

$$\int_0^{E_n} N(E, E_n) dE = 1$$

verwendet wird, wirkt sich der Fehler nicht so stark aus. Die von der Anpassung verursachten Fehler sind im Bereich bis 400 MeV gering ($\leq 1\%$). $n(E_n)$ mit $E_n \geq 400$ MeV hat nur bedingte Gültigkeit, da die verwendete EV_{Kas} auf der Erweiterung von (III.13a) zu höheren Energien hin beruht.

Die Erzeugungsrate für Kaskadenteilchen zwischen 50 und 400 MeV wird durch Interpolation ermittelt. Dem Verlauf der Daten an den Grenzen dieses Intervalles wurden Kurven angepaßt, die auch für Energien über die bekannten Werte hinaus gute Resultate²⁵⁾ liefern. Die Produktionsrate für Kaskadenprotonen in n-C Reaktionen²⁴⁾ wächst oberhalb 250 MeV so wenig mit der Energie, daß für $E_n \geq 400$ MeV ein konstanter Wert angenommen wurde.

Einen Vergleich zwischen den Werten und Funktionen gibt Abb.17.

3.2 Organisation des Programms

Der Aufbau des Programms richtet sich nach dem von Kurz¹⁾ mit Modifikationen von Geweniger⁵⁾. $n(E_n)$ wird in der Form (III.11) berechnet. Zur Bestimmung von $\mu_{\text{eff}}(E_n, S)$ werden die Reaktionen zur Berechnung herangezogen, die geladene Sekundärteilchen erzeugen. Mit dem Integral

$$\sigma_{\text{eff}}^i(E_n, S) = \int_S^{E_n} \frac{d\sigma^i(E)}{dE} dE \quad (\text{III.14})$$

wird der Anteil der Reaktion i bestimmt, der zum Nachweis beiträgt (E = Energie der Sekundärteilchen).

In der Subroutine $\text{HYD}(E_n, S)$ wird (III.14) für die n - n Streuung berechnet. Dieses Unterprogramm konnte vollständig von Kurz¹⁾ übernommen werden.

Der Anteil der Kaskadenprotonen wird in der Subroutine $\text{CARB}(E_n, S)$ bestimmt. Das Integral über $N(E, E_n)$ (III.13)

$$N(S, E_n) = \int_S^{E_n} N(E, E_n) dE \quad (\text{III.14a})$$

gibt einen Faktor, mit dem sich $\sigma_{nC}^{\text{inel}}$ und die Erzeugungsrate für Protonen $Y(E_n)$ multipliziert zu

$$\sigma_{\text{eff}}^{nC} = \sigma_{\text{in}}^{nC} \cdot Y \cdot N(S, E_n) .$$

Die Ergebnisse von HYD und CARB liefern

$$u_{\text{eff}}^i = \sigma_{\text{eff}}^i(E_n, S) \cdot n_i \quad (i = H, C) .$$

Elastisch gestreute Neutronen oder im Kaskadenprozess erzeugte können erneut wechselwirken, d.h. u_{eff} erhöhen (Zweitprozesse). Die mittlere Energie \bar{E} der elastisch gestreuten Neutronen

$$\bar{E} = \int_0^{E_n} f(E) E dE \quad (\text{III.15})$$

wird in $\text{HYD}(\bar{E}, S)$ und $\text{CARB}(\bar{E}, S)$ eingesetzt und daraus

$$u_{\text{eff}}^{\text{el}} = \sigma_{\text{eff}}^C \cdot n_C + \sigma_{\text{eff}}^H \cdot n_H \quad (\text{III.16})$$

berechnet. "el" steht für den Beitrag aus elastisch gestreuten Neutronen. $f(E)$, die Energieverteilung der gestreuten Neutronen, errechnet sich aus der Winkelverteilung $d\sigma_{nC}^{\text{el}}/d\Omega$ (Zweikörperproblem).

Neutronen aus der Kaskadenproduktion tragen über Zweitreaktionen zu μ_{eff} nur bei, wenn die im gleichen Prozeß erzeugten Protonen nicht genug Licht zum Nachweis erzeugen. Das von den Protonen der 1. Reaktion erzeugte Licht summiert sich mit dem aus den Zweitprozessen. Dies wird berücksichtigt in einer für den Zweitprozeß reduzierten Schwelle $\bar{S}_p = S_p - E_p \cdot E_p$, die mittlere Energie der Protonen unterhalb der Schwelle, ist gegeben durch:

$$E_p = \frac{S_p}{\int_0^{S_p} N(E_n, E) dE} .$$

S_p wird mit (III.4) aus der vorgegebenen Schwelle $S = T$ für Protonen berechnet. Nach (III.4a) wird \bar{S}_p auf die Bezugseinheit minimal ionisierender Teilchen zu \bar{S} rücktransformiert. Die mittlere Energie der Kaskadenneutronen \bar{E} berechnet sich aus dem Integral (III.15) mit $f(E) = N(E, E_n)$. \bar{S} und \bar{E} in HYD(\bar{E}, \bar{S}) und CARB(\bar{E}, \bar{S}) als Parameter ergeben die adäquaten σ_{eff}^i ($i = H$ oder C), mit denen wie in (III.16) ein μ' berechnet wird. Da der Beitrag der Zweitreaktion den Anteil der Kaskadenprotonen mit einer Energie $< S_p$ nicht übersteigen kann, ist

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{Kas2}} = \mu'_{\text{eff}} \frac{\int_0^{S_p} N(E_n, E) dE}{\int_0^{E_n} N(E_n, E) dE} .$$

Das μ_{eff}^{p2} für die erneute Streuung von Neutronen nach der n-p Streuung errechnet sich prinzipiell wie der Beitrag für Neutronen aus der Kaskade. Die Energieverteilung von Neutronen und Protonen wird dazu aus $d\sigma_{np}/d\Omega$ (\mathcal{J}) ermittelt (\mathcal{J} = Streuwinkel).

Zur Faltung von $\mu_{\text{eff}}^i(E_n, S)$ ($i = H, C, el, \text{Kas2}, p2$) mit der Schwellenverteilung W_{S_0} (Integral (III.9a)) wird $W_{S_0}(S)$ als Normalverteilung mit einer Auflösung von 20% angenommen.

μ_{eff}^i multipliziert mit einem Geometriefaktor G^i (III.19) und κ aus (III.10) ergibt die einzelnen n^i . Das Gesamtan-

sprechvermögen n_{tot} ergibt sich aus der Summe der einzelnen Beiträge n^i :

$$n_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^5 n^i .$$

3.3 Einfluß geometrischer Abmessungen

Der Neutronenfluß auf den Zähler wurde stets gleich 1 gesetzt und senkrecht auftreffend angenommen, was für die mittleren Elemente der Matrix bestimmt gut erfüllt ist. Der vom Spektrometer definierte Neutronenfluß ging nicht über die Fläche des Zählers hinaus (Abb.13a).

Die Geometrie des Zählers beeinflusst n wegen

- 1) veränderter Zählerdimensionen für Zweitprozesse,
- 2) nicht ausreichender Weglänge für geladene Teilchen zur Lichterzeugung.

Beide Effekte werden in einer Subroutine $CM(E, \mu)$ nach der M-C Methode berechnet (E = Energie des Teilchens, μ = Absorptionskoeffizient).

- 1) Da $n = n(D) \sim (1 - e^{-\mu D})$, ist für die Zweitprozesse bedeutend, welcher Weg im Zähler für eine erneute Wechselwirkung zur Verfügung steht. Mit der mittleren freien Weglänge \bar{x} für Neutronen in einem Zähler der Länge D , mit dem Absorptionskoeffizienten $\mu^i(E_n)$ ($i = H, Kas, el$),

$$\bar{x}_i = \frac{\int_0^D x e^{-\mu^i \cdot x} dx}{\int_0^D e^{-\mu^i \cdot x} dx} = \frac{1 - e^{-\mu^i \cdot D} (1 + \mu^i \cdot D)}{\mu^i (1 - e^{-\mu^i \cdot D})}$$

errechnet die Subroutine CM durch Verfolgen des Teilchenweges eine effektive Zählerlänge \hat{x}_i für die erneute Streuung. Dabei wird die Geometrie des Zählers und Winkelverteilungen der ersten Streuung berücksichtigt. Mit \hat{x}_i ergibt sich eine geometrische Korrektur zu

$$g^i = \frac{1}{\mu_o(\bar{E}_i)} (1 - \exp(-\mu_o(\bar{E}_i) \cdot \hat{x}_i)) \quad (\text{III.17})$$

für $i = e1, \text{ Kas2}, p2$ (μ_o wie in (III.8) und \bar{E}_i aus (III.15)).

- 2) Ein Funktionsprogramm WEG(E,S) berechnet den Weg Z, den ein geladenes Teilchen (in diesem Fall nur Protonen) der Energie E zurücklegen muß, um bei festgelegtem S noch nachgewiesen zu werden. Mit dem S äquivalenten Lichtwert L_S wird über (III.3) die Energie E_u bestimmt, auf die das Sekundärteilchen abgebremst wird, bis es die Lichtmenge L_S erzeugt hat:

$$L_S(S) = \int_{E_u}^E \ln(1 + b \frac{dE}{dx}) C dE \quad (dE/dx \text{ nach (III.3a)})$$

Das Integral über $\frac{dE}{dx}$ von E_u bis E ergibt dann Z.

$$Z(E,S) = \int_{E_u}^E \frac{1}{dE/dx} dE$$

Wegen der Energieverteilung der Protonen $f_p(E)$ und den Schwankungen von S um S_o wird noch die Faltung

$$\bar{Z}(E_n, S_o) = \int_0^\infty W_{S_o}(S) \int_S^{E_n} f_p(E) \cdot Z(E,S) dE dS \quad (\text{III.18})$$

ausgeführt.

Mit diesem Wert \bar{Z} wird in der Subroutine CM abgefragt, ob der Weg für das Sekundärteilchen größer oder kleiner

als \bar{Z} ist. Dies führt zu dem Quotienten

$$Q^i = \frac{\text{Zahl der Wege im Zähler} > \bar{Z}}{\text{Zahl der verfolgten Protonen}} ; \quad i = H, C, el, Kas2, p2.$$

Aus 1) und 2) folgt der Geometriefaktor

$$G^i = Q^i \cdot g^i \quad (\text{III.19})$$

mit $g^i = 1$ für $i = H, C$, ansonsten nach (III.17).

Im Programm zur Berechnung von $n(E_n)$ wird die Geometrie für einen Szintillationsblock in Quaderform ohne Unterteilung berücksichtigt. Die Abhängigkeit für η von den Dimensionen zeigt Abb.19.

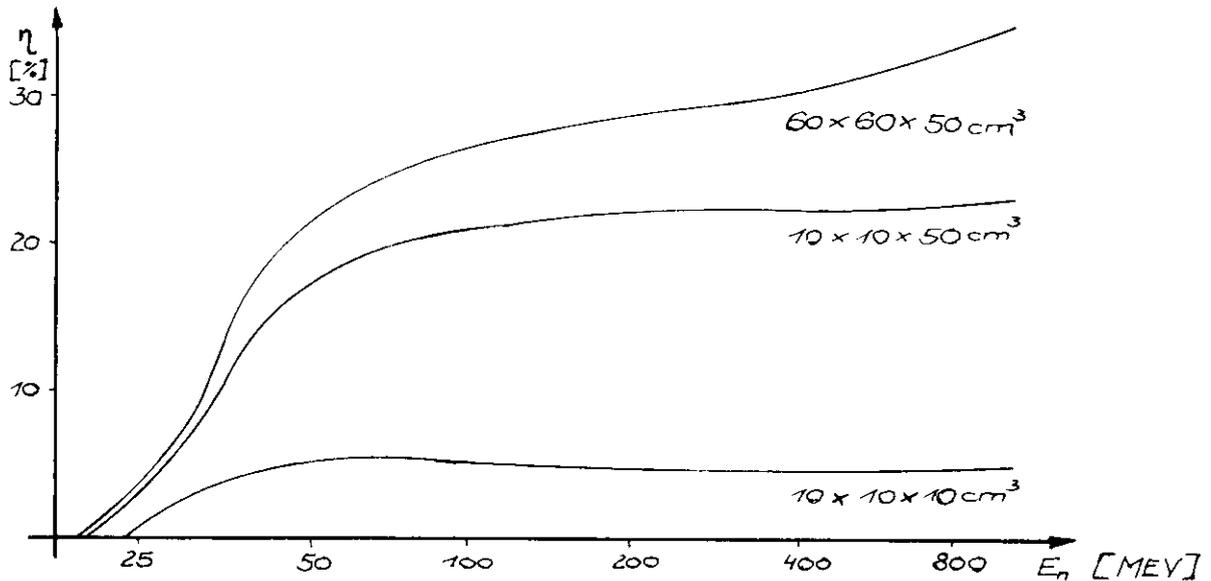


Abb.19 Änderung von η mit der Zählerdimension,
 $S = 18.5 \text{ MeV}$, Zählerauflösung 20%

Zur Abschätzung der Situation in einem in einzelne Elemente unterteilten Zähler wurde die Subroutine CM zu einem Hauptprogramm ausgebaut. Für verschiedene E_n wurden geladene Sekundärteilchen vom Entstehungsort auf ihrem Weg

durch den Zähler verfolgt. Falls das Teilchen mehr als zwei Elemente durchläuft, wird das Ereignis dann akzeptiert, wenn das 3. Element mit den zwei ersten einen Winkel bildet (II.2.5.1 Bedingung 1a). Alle übrigen Bedingungen bleiben wie zuvor. Die Ergebnisse der Rechnung sind in Tabelle III dargestellt.

Tabelle III

Verteilung der Sekundärteilchen ST in der Zählermatrix

Erklärung der Spalten (alle Angaben in Prozent):

- I insgesamt nachgewiesene ST
(100% alle ST mit $E \geq S$)
- II ST nicht im Entstehungszähler nachgewiesen
- III ST mit $E \geq S$ nach dem 3. Zähler
- IV ST angesprochen im ersten Zähler
- V ST angesprochen im zweiten Zähler
(enthält auch solche von IV)
- VI ST angesprochen im dritten Zähler
(enthält auch solche von V)

Energie (MeV)	I	II	III	IV	V	VI
------------------	---	----	-----	----	---	----

a) für $S = 18.5$ MeV

50	93.7	5.2	0	38.5	5.0	0.2
100	96.9	12.2	0	34.7	19.0	1.8
200	93.0	14.6	3.42	78.4	38.8	11.8
300	81.2	7.3	15.2	73.9	38.9	17.2
400	75.8	4.9	20.8	70.9	40.3	15.3

b) für $S = 30$ MeV

50	32.2	7.1	0	75.1	7.1	0.0
100	90.4	18.3	0	72.1	18.4	2.0
200	92.2	28.0	1.25	64.2	38.1	14.8
300	79.8	20.5	13.5	59.3	41.0	16.9
400	71.3	19.2	23.5	52.1	41.2	17.7

Der Effekt langer Ionisationswege zum Nachweis bei hohen Energien und Schwellen (III.1.2) ist aus den Ergebnissen deutlich zu sehen. n sinkt mit E_n (Spalte I), die Signale verteilen sich auf mehr Zähler, die im 1. Zähler nicht nachgewiesene Zahl von Teilchen steigt. Das Absinken der Werte in Spalte II bei 300 und 400 MeV kann mit einem Nebeneffekt erklärt werden. Nur solche Teilchen tragen zum Nachweis bei, für die $E < S$ nach dem 3. Zähler ist. Die Zahl von Teilchen mit $E > S$ nach dem 3. Zähler nimmt mit E_n zu (Spalte III). Deswegen tragen weniger hochenergetische Teilchen zum Nachweis bei. Folglich bekommen die niederenergetischen Teilchen, deren Ansprechen im 1. Zähler wahrscheinlicher ist, ein Übergewicht in der Menge der Teilchen, die zum Nachweis beitragen.

Der kleinere Wert für 50 MeV in Spalte Ia) erklärt sich aus dem Verhältnis S/E_n . Teilchen, die im 1. Zähler nicht nachgewiesen werden, haben im 2. Zähler nicht genug Energie, um ein nachweisbares Signal zu erzeugen. Aus Spalte Ib) ist die Wirkung von S bis zu 100 MeV zu ersehen.

3.4 Ergebnisse und Fehlerabschätzung

3.4.1 Ergebnisse

Einen Ausdruck des Programms mit den Ergebnissen zeigt Abb.20. Alle nötigen Daten können darauf abgelesen werden. Die Darstellung der Kurve $n(E_n)$ (Abb.21) mit den einzelnen beitragenden Prozessen zeigt, daß bei Energien oberhalb 150 MeV der Hauptanteil (70%) der Nachweiswahrscheinlichkeit auf Kaskadenprotonen entfällt. Wenn S in (III.14) vernachlässigbar wird, bleibt $n(E_n)$ fast konstant (vergleiche $\sigma_{nC}^{inel}(E_n)$).

ANSPRECHUNGSFÄHIGKEIT EINES PLASTIKSZINTILLATIONSZÄHLERS FÜR NEUTRONEN

ATPMZÄHLDICHTEN IN (AARM*CM)-1 NH = 0.0525 NC = 0.0475
 HOEHE = 10.00 CM BREITE = 10.00 CM DICKE = 50.00 CM
 ZÄHLERSCHWELLE = 20.01 MEV FÜR ELEKTRONEN, ENERGIEAUFLÖSUNG = 20.0% (STANDARDABWEICHUNG)

E (MEV)	TOTAL	CASCADE	C (N,N ¹³ A)	C (N,P ¹³ B)	N ¹ NACH C (N,N ¹³ C)	G NACH C (N,N ¹³ C)	N ¹ NACH CASCADE	NP	N NACH NP
21.28	0.00412	0.00046	0.0	0.0	0.00170	0.0	-0.00000	0.00193	0.00003
25.00	0.01626	0.00175	0.0	0.0	0.00653	0.0	0.00000	0.00769	0.00029
29.37	0.04115	0.00433	0.0	0.0	0.01583	0.0	0.00001	0.01981	0.00117
34.49	0.07394	0.00747	0.0	0.0	0.02740	0.0	0.00003	0.03589	0.00309
40.52	0.12053	0.02274	0.0	0.0	0.04714	0.0	0.00044	0.05046	0.00475
47.59	0.14677	0.03326	0.0	0.0	0.04742	0.0	0.00129	0.05971	0.00510
55.90	0.16158	0.04255	0.0	0.0	0.04958	0.0	0.00264	0.06262	0.00419
65.60	0.17936	0.05544	0.0	0.0	0.04684	0.0	0.00457	0.06781	0.00365
77.13	0.18711	0.06923	0.0	0.0	0.04124	0.0	0.00636	0.06731	0.00297
90.60	0.19165	0.08368	0.0	0.0	0.03599	0.0	0.00719	0.06248	0.00231
106.42	0.19477	0.09793	0.0	0.0	0.02960	0.0	0.00695	0.05843	0.00181
125.00	0.19378	0.11007	0.0	0.0	0.02335	0.0	0.00769	0.05616	0.00150
146.93	0.20430	0.12233	0.0	0.0	0.01873	0.0	0.00726	0.05478	0.00129
172.47	0.20364	0.13450	0.0	0.0	0.01525	0.0	0.00672	0.04613	0.00115
202.58	0.21508	0.14641	0.0	0.0	0.01387	0.0	0.00633	0.04757	0.00091
237.36	0.21295	0.15003	0.0	0.0	0.01260	0.0	0.00571	0.04386	0.00075
279.51	0.20777	0.15018	0.0	0.0	0.01027	0.0	0.00529	0.04142	0.00061
328.32	0.20583	0.15024	0.0	0.0	0.01078	0.0	0.00485	0.03949	0.00048
385.64	0.20012	0.15331	0.0	0.0	0.01165	0.0	0.00457	0.03919	0.00041
452.00	0.20738	0.15526	0.0	0.0	0.01275	0.0	0.00440	0.03464	0.00033
532.00	0.20904	0.15997	0.0	0.0	0.01407	0.0	0.00416	0.03058	0.00031
625.00	0.21361	0.16711	0.0	0.0	0.01579	0.0	0.00357	0.02690	0.00025
734.13	0.21646	0.17341	0.0	0.0	0.01757	0.0	0.00247	0.02279	0.00023
862.33	0.20005	0.16420	0.0	0.0	0.01732	0.0	0.00383	0.01752	0.00019
1012.01	0.17349	0.14628	0.0	0.0	0.01420	0.0	0.0	0.01297	0.00008
1189.78	0.19175	0.14296	0.0	0.0	0.01788	0.0	0.00114	0.00976	0.0

Abb. 20 Programmausdruck mit den berechneten Werten für η und den Anteilen der einzelnen Prozesse

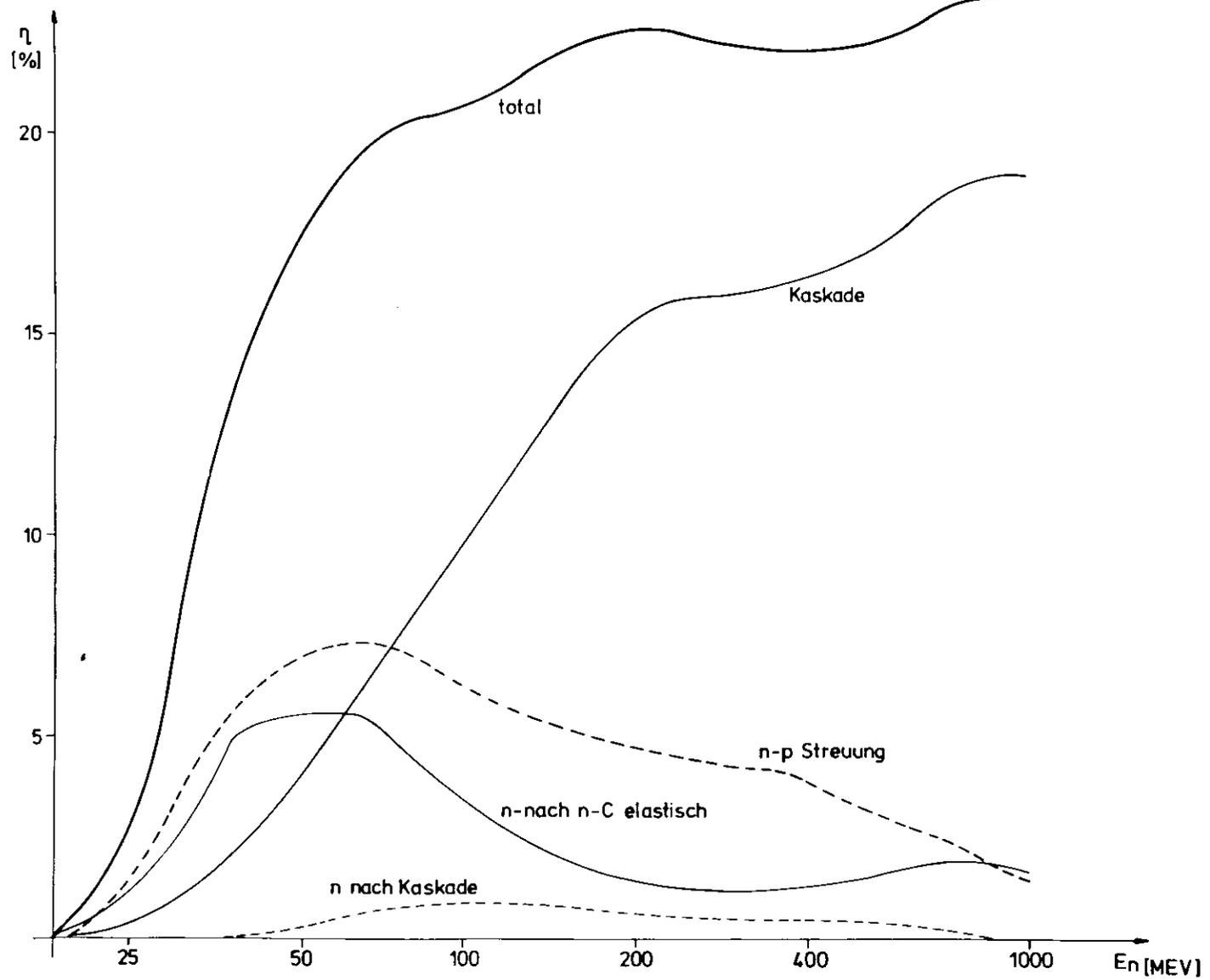


Abb.21 Ansprechwahrscheinlichkeit $\eta(E_n)$ für $S=18$ MEV, mit den Beiträgen der Einzelprozesse Zählerdimension $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$.

Im Gegensatz zum Verlauf von $\eta(E_n)$ berechnet mit dem Programm nach Kurz¹⁾ mit hoher Schwelle (Abb.15), steigt für diese Rechnungen η kurz nach der Schwelle steil in einem schmalen Energieintervall an. S bestimmt die Größe von $\bar{Z}(E_n, S)$ (III.13) für alle E_n entscheidend und damit G (III.19). Deshalb hängt η über den gesamten Energiebereich von S ab und es gilt: $\eta(E_n, S_1) < \eta(E_n, S_2)$ für $S_2 < S_1$ und alle E_n (Abb.22).

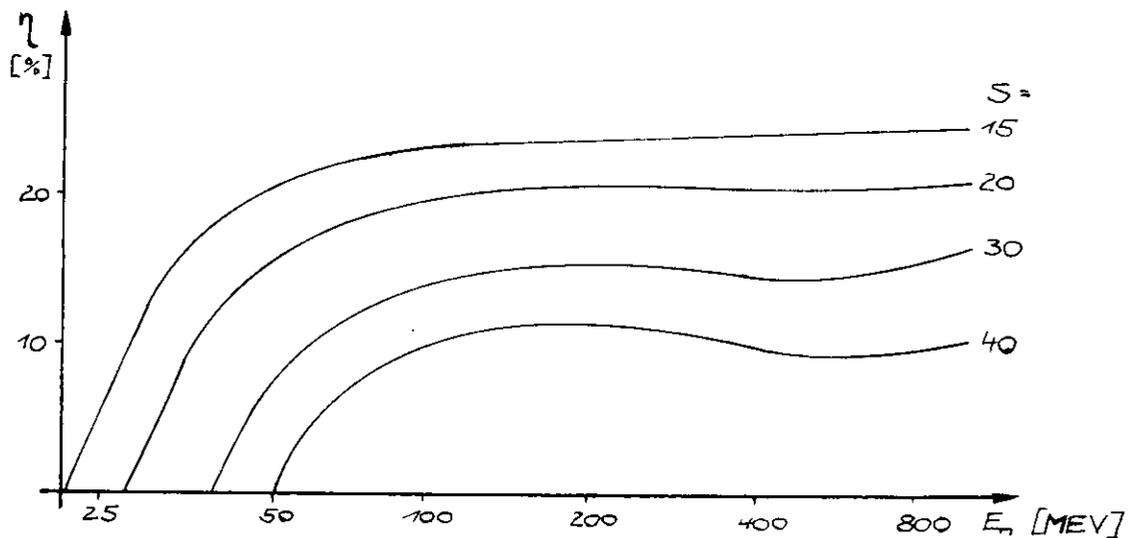


Abb.22 Änderung $\eta(E_n)$ mit der Schwelle S in MeV, berechnet ohne Zählerauflösung für die Abmessung $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$

Der Beitrag der Zweitprozesse nach der Streuung am Kohlenstoff ist keinesfalls zu vernachlässigen (Abb.21). Sie sind mit denen der $n-\nu$ Streuung durchaus vergleichbar. Der geringere Anteil von η^{Kas2} gegen η^{el} (III.3.2) beruht auf der weniger stark ausgerichteten Vorwärtsstreuung der Kaskadenneutronen und damit einer Verringerung der Wahrscheinlichkeit im gleichen Block noch einmal wechselzuwirken. Außerdem ist die mittlere Energie der Kaskadenneutronen 20% niedriger als die elastisch gestreuter Neutronen. Der Beitrag der Zweitprozesse nach der $n-p$ Streuung ist wohl für niedrige Energien bedeutend⁵⁾, kann jedoch in diesem Fall fast vernachlässigt werden.

3.4.2 Fehlerabschätzung

Aus

$$\eta = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu_0} (1 - e^{-\mu_0 D}) = f(\mu_{\text{eff}}, \mu_0, D) \quad (\text{III.11})$$

erhält sich ein mittlerer Fehler $\Delta\eta$ zu

$$\Delta\eta = \sqrt{\left(\frac{\partial\eta}{\partial\mu_{\text{eff}}} \Delta\mu_{\text{eff}}\right)^2 + \left(\frac{\partial\eta}{\partial\mu_0} \Delta\mu_0\right)^2 + \left(\frac{\partial\eta}{\partial D} \Delta D\right)^2}. \quad (\text{III.20})$$

μ_0 (III.9) und $\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}}(\sigma_i, N(E_n, E), Z, \kappa, S)$ sind Funktionen der Wirkungsquerschnitte und damit auch ihre Fehler $\Delta\mu_0$ und $\Delta\mu_{\text{eff}}$. Für

$$\Delta\mu_0 = \sqrt{(n_H \cdot \Delta\sigma_H^{\text{tot}})^2 + (n_C \cdot \Delta\sigma_C^{\text{tot}})^2}$$

liegt die einzige Unsicherheit bei $\Delta\sigma_i^{\text{tot}}$, da $\Delta n_i = 0$ angenommen werden kann. Aus den Daten²⁷⁾ für σ_C wird $\Delta\sigma_C^{\text{tot}}$ mit 10% abgeschätzt, und für σ_H^{tot} ist $\Delta\sigma_H^{\text{tot}} \leq 5\%$. Damit errechnet sich für 300 MeV $\Delta\mu_0$ zu 1.44×10^{-3} , also rund 10% ($\mu_0(300 \text{ MeV}) = 1.54 \times 10^{-2}$).

Der Fehler von ΔD wird vernachlässigbar klein gegen den aus $\Delta\mu_0$ und $\Delta\mu_{\text{eff}}$

$$\frac{\partial\eta}{\partial D} \Delta D \approx \frac{\partial\eta}{\partial\mu} \Delta\mu \cdot 10^{-2}.$$

Aus

$$\mu_{\text{eff}}^i = n_i \sigma_i^{\text{eff}} \cdot G_i \quad (\text{III.21})$$

für $i = H, C$ und

$$\mu_{\text{eff}}^i = (n_H \sigma_H^{\text{eff}} + n_C \sigma_C^{\text{eff}}) \cdot G_i$$

für $i = \text{el}, \text{Kas2}, \text{p2}$ wird $\Delta\mu_{\text{eff}}$ bestimmt. σ_i^{eff} genügt dabei der vereinfachten Funktion $i = H, C$

$$\sigma_i^{\text{eff}} = \sigma_i \cdot \text{Fak}.$$

Fak = Fak(E_n, S) reduziert σ_i auf den Anteil, der wirklich nachweisbare Signale auslöst (z.B. Integral III.14a).

G_i = G_i(E_n, S, Dim) (III.19) mit Dim, der Zählerdimension.

Die Berechnung von Δμ_{eff}ⁱ verläuft für alle i ähnlich. Der am stärksten eingehende Fehler Δμ_{eff}^C wird als Beispiel dafür berechnet. (III.21) mit i = C ergibt einen Fehler

$$\Delta\mu_{\text{eff}}^C = n_C \cdot \sqrt{(\Delta\sigma_C^{\text{in}} \cdot \text{Fak} \cdot G_C)^2 + (\sigma_C^{\text{in}} \Delta F \cdot G_C)^2 + (\sigma_C^{\text{in}} \cdot \text{Fak} \cdot \Delta G_C)^2}.$$

Δσ_Cⁱⁿ beträgt 10% (Abschätzung aus den Daten von Ref.27). Die Subroutine CM berechnet 1000 Ereignisse, Fehler 3%, die mit zusätzlichen Fehlern aus den Berechnungen von Lichtmenge, Schwellenwert und Zählergrößen behaftet sind. Für G_C = Q_C wird deshalb ΔQ_C mit 5% angesetzt. ΔFak wird aus

$$\begin{aligned} \text{Fak} &= f(N(E_n), N(E_n, S), Y(E_n)) \\ &= Y(E_n) \cdot \frac{\int_0^{E_n} N(E_n, E) dE}{\int_0^{E_n} N(E_n, E) dE} \end{aligned}$$

berechnet. Die Protonenrate Y(E_n) und die Energieverteilung N(E_n, E) sind Daten von Bertini²⁴). Er berechnete 2500 Ereignisse. In N(E_n, E) treten außer systematischen Fehlern aus der M-C Rechnung noch solche durch die Anpassung auf (III.3.1). Zur Berechnung von ΔFak wird ΔY mit 3% und ΔN(E_n, E) mit 5% angesetzt. Eine zahlenmäßige Abschätzung der Fehler für 300 MeV ergibt für Δn^C 3.287 oder (Δn/n)^C = 20.5% (Zur Berechnung wurde in (III.20) μ_{eff} durch (III.21) substituiert, i = C gesetzt.). Tabelle IV gibt eine Übersicht über die einzelnen Fehler. Dabei errechnet sich aus n^{tot} = ∑_i nⁱ der mittlere Fehler zu

$$\Delta n^{\text{tot}} = \sqrt{\sum_i (\Delta n^i)^2}.$$

Tabelle IV

n und Δn in % für $E_n = 300$ MeV, $S = 18.5$ MeV, $Dim = 10 \times 10 \times 50$ cm³

Prozeß	n	Δn	$\frac{\Delta n}{n} \cdot 100$
Kaskade	16.1	3.297	20.4
n-p Streuung	4.3	0.75	17.6
n nach $C(n, n')C'$	1.1	0.34	31.3
n nach Kaskade	0.5	0.13	26.4
n nach n-p Streuung	0.04	-	-
Total	22.0	3.392	15.4
(absol.)		4.507	20.5

Obwohl Δn numerisch nur für $E_n = 300$ MeV berechnet wurde, sollten die Werte für andere Bereiche nicht wesentlich von den angegebenen abweichen. Eine Berechnung von n kann, von anderen Unsicherheiten abgesehen, wegen der Größe des Fehlers eine Eichung des Zählers nur bedingt ersetzen.

IV. Vergleich der berechneten mit den experimentellen Werten

IV.1 Korrekturen

Der Wert n_{ex} aus (II.1) bedarf zur Berechnung von R in (I.2) keiner Korrekturen. Für den Vergleich mit dem berechneten Wert n (III.11) wurden folgende Korrekturen berücksichtigt:

- 1) Absorption in der Bleiabschirmung,
- 2) Absorption im Antizähler,
- 3) zufällige Koinzidenzen mit dem Antizähler.

Die einzelnen Faktoren k_i ergeben ein η_k aus der Beziehung

$$\eta_k = \eta_{ex} \cdot \prod_{i=1}^3 k_i .$$

Andere Einflüsse, so die Streuung der Neutronen im Wasserstofftarget, in der Luft, zufällige Koinzidenzen zwischen Neutronen und Pionen, Vortäuschung eines Pions durch Protonen im Spektrometer, Verluste durch Totzeit, Akzeptanz und Randeffekte im Neutronenzähler, können vernachlässigt werden. Diese Korrekturen liegen alle unter 0.5%, wie sich aus Rechnungen und den Daten für verzögerte Koinzidenzen, Pionen zu Protonenrate, Flugzeitspektren und Ausleuchtung des Neutronenzählers ergeben hat.

- 1) Für den Effekt der Bleiabschirmung braucht nur der inelastische Wirkungsquerschnitt σ_{nPb}^{in} berücksichtigt zu werden, da elastisch gestreute Neutronen wenig Energie verlieren und vornehmlich nach vorn gerichtet sind²⁸⁾ (III.2.3).

Von 200 bis 400 MeV ist σ_{nPb}^{in} annähernd konstant = 1.7 barn. Dieser Wert ist zu korrigieren auf die in der Kaskade erzeugten, vornehmlich nach vorn emittierten hochenergetischen Neutronen, die sich praktisch wie nicht-gestreute verhalten. Auf erzeugte Protonen, die im Antizähler ein Signal auslösen können, wird ebenso korrigiert. Berücksichtigt man aus der Energie und Winkelverteilung der Kaskadenteilchen²⁴⁾ den Anteil Neutronen, der bis zu 40% der Einschußenergie besitzt und für die der Streuwinkel $< 30^\circ$ ist, und zieht die Menge der nachweisbaren Protonen ab, dann errechnet sich für die Neutronen ein σ von 150, 200, 300 mb für entsprechend 200, 300, 400 MeV. Für die Absorption im Blei ergibt das ein $\sigma_{eff}(E_n) = 1.55$ (200 MeV), 1.45 (300 MeV), 1.4 (400 MeV) barn.

Mit der Atomzahldichte $n_{Pb} = 0.0328 \text{ cm}^{-1} \text{ barn}^{-1}$
 ($\rho_{Pb} = 11.3 \text{ g/cm}^3$) folgt:

$$\mu_{Pb}(E) = \sigma^{eff}(E) \cdot n_{Pb}$$

und für die Korrektur

$$k_1 = e^{+\mu_{Pb}(E) \cdot x(E)} .$$

$x(E)$ ist die bei der Energie E verwendete Dicke der Bleiabschirmung.

- 2) Die Korrektur k_2 für den Verlust von Neutronen durch Streuung in den beiden Lagen Antizählern berechnet sich wie in 1). Der Absorptionskoeffizient μ setzt sich dabei wie in (III.8) zu

$$\mu_2 = \sigma_C^{eff} n_C + \sigma_H^{tot} n_H$$

zusammen. Für die Streuung am Proton ist für alle Energien gleichbleibend $\sigma_H^{tot} = 0.03 \text{ barn}$ einzusetzen, denn eine solche Streuung hat gleichzeitig ein Signal im Antizähler zur Folge, und damit wird das Neutron nicht gezählt. Der inelastische Streuungsquerschnitt am Kohlenstoff ist zu modifizieren für die nach vorn emittierten Neutronen und Protonen aus der Kaskade. Es ergeben sich folgende Werte: $\sigma_{nC}^{eff} = 0.2, 0.185, 0.17 \text{ barn}$ für die Energien 200, 300 und 400 MeV. Die Streulänge beträgt insgesamt 1.3 cm. Es gilt also:

$$k_2 = e^{\mu_2 \cdot 1.3} \approx 1 + \mu_2 \cdot 1.3 .$$

- 3) Die hohe Einzelzählrate N_A in den Antizählern macht eine zufällige Koinzidenz N_{AN} zwischen einem Neutronenzähler und dem zugehörigen Antizähler so wahrscheinlich, daß die Neutronenrate N_N auf diesen Effekt zu korrigieren ist, denn Bedingung 3) von II.2.5.1 ist dann nicht erfüllt.

Zur Auswertung werden im ungünstigsten Fall 10 Antizähler abgefragt, genau dann, wenn drei Elemente in der Mitte des Neutronenzählers angesprochen haben. Die kleinste Zahl von Antizählern = 4 wird abgefragt, wenn nur ein Neutronenzähler außerhalb der Mitte angesprochen hat. Diese Zahlen ergeben sich aus der Anordnung der Antizähler, die jeweils 1 Element nur halb überdecken (Abb.1). Die mittlere Zahl der auszuwertenden Antizähler beträgt 6. Für diese Zahl Antizähler wird N_A als Summe der Einzelzählraten von 6 Antizählern berechnet. Für die wahre Neutronenrate gilt

$$n_N = N_N + N_{AN} \quad (IV.1)$$

wenn N_N die gemessene Frequenz für den Nachweis eines Neutrons ist. N_{AN} ist nach Evans³²⁾

$$N_{AN} = N_A \cdot n_N \cdot \rho \quad (IV.2)$$

mit ρ , der für die Koinzidenz zur Verfügung stehenden Zeit (in diesem Fall Länge des Mastersignals).

(IV.2) in (IV.1) eingesetzt ergibt

$$n_N = \frac{N_N}{1 - \rho \cdot N_A} \quad ,$$

d.h. eine Korrektur

$$k_3 = \frac{1}{1 - N_A \cdot \rho} \quad .$$

Für die gesonderte Auswertung, daß nur ein Neutronenzähler angesprochen haben darf, ist

- a) k_3 zu modifizieren, weil sich die Zahl der abzufragenden Antizähler von 6 auf 5 verringert und damit N_A und folglich auch k_3 kleiner wird,

- b) eine zusätzliche Korrektur k_4 anzubringen.

- 4) Wenn nur ein Element pro Ereignis angesprochen haben darf, werden alle die Ereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit verworfen, bei denen Sekundärprodukte mit so großen Energien entstanden sind, daß sie in mehr als einem Zähler nachgewiesen werden können. Deswegen sinkt η_{ex} auch sehr stark bei der Energiezunahme von 200 auf 400 MeV. Eine Korrektur von η_{ex}^1 zum Vergleich mit den errechneten Wert gelingt über die Energieverteilung $N(E_n, E)$ (III.13) der Kaskadenprotonen, die den Hauptanteil der Sekundärteilchen ausmachen. Mit der Annahme, daß alle Teilchen mit $E > E_S$ nicht mehr nachgewiesen werden, errechnet sich eine Korrektur

$$k_4 = \frac{\int_S^{E_n} N(E_n, E) dE}{\int_S N(E_n, E) dE} ;$$

E = Energie der Sekundärteilchen, S = Schwellenenergie, E_n = Einschußenergie der Neutronen.

E_S ist dabei eine unsichere Größe, da je nach Reaktionskinematik das Teilchen nach vorn emittiert und trotz hoher Energie nur in einem Zähler nachgewiesen werden kann. Aus der Winkelverteilung der Kaskadenprotonen und Tabelle III wird ein Wert von 150 MeV für E_S gefunden.

Für die Korrektur treten noch Fehler auf. Sie kommen für k_1 und k_2 aus den Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte σ_{nPb} , σ_{nC} , σ_{np} . Der statistische Fehler in N_A ist wegen der großen Zählrate gering. Die systematischen Fehler aller Korrekturen werden auf 10% abgeschätzt.

Tabelle V

Anspruchvermögen des Neutronenzählers
(experimentell bestimmte Werte mit und ohne Korrektur; berechnete Werte)
(für η Angaben in %)

Energie (MeV)	η_{ex}^3	Korrekturen			η_k^3	η_{ber}^3	η_{ex}^1	Korrekturen		η_k^1	η_{ber}^1
		1	2	3				3	4		
200±20	24.1±1.0	1.051	1.016	1.046	27.0±1.3	26.15±3.9	16.1±0.5	1.039	1.247	22.4±1.1	22.52
285±10	23.1±0.7	1.074	1.015	1.063	26.8±1.1	23.93±3.6	12.4±0.5	1.053	1.678	23.9±1.7	22.00
410±40	20.9±0.8	1.098	1.014	1.046	24.3±1.2	23.28±3.5	10.3±0.6	1.039	1.865	22.2±1.8	22.38
	Bedingung a)	3 Zähler dürfen angesprochen haben					Bedingung b)	1 Zähler darf angesprochen haben			

Korrekturen wurden in b) nicht noch einmal aufgeführt, wenn sie mit denen in a) identisch sind.

η_{ber}^i = siehe Text oder Verzeichnis der Symbole.

- Korrekturen:
- 1 Absorption im Blei
 - 2 Absorption im Antizähler
 - 3 Zufällige Koinzidenz mit dem Antizähler
 - 4 Berücksichtigung verworfener Ereignisse wegen Bedingung b)

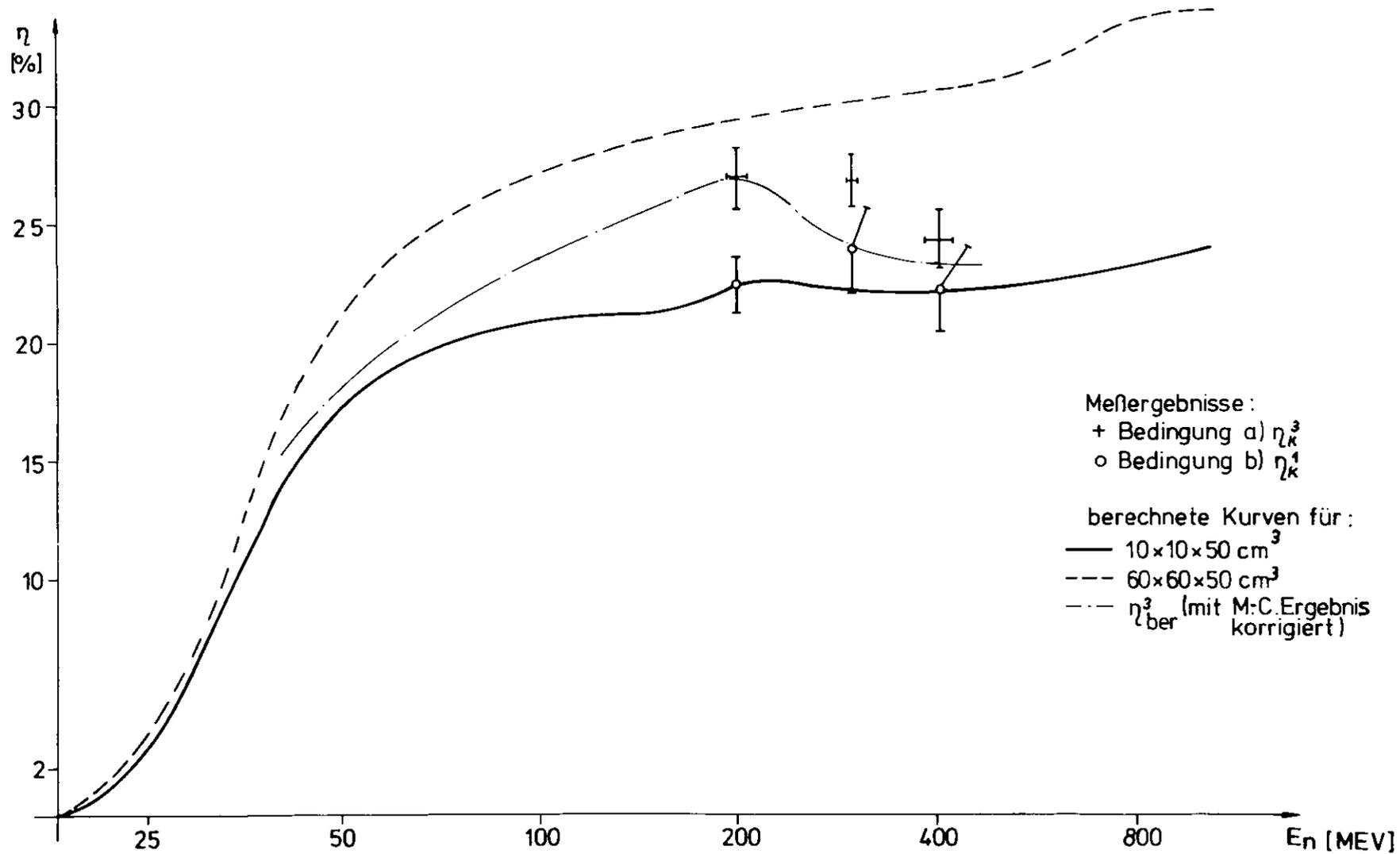


Abb.23 Vergleich der berechneten mit der gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie

IV.2 Diskussion

Die Ansprechwahrscheinlichkeit η_{ex} wurde für drei Energien bei $q^2 = 10, 14.5, 20 \text{ f}^{-2}$ bestimmt, entsprechend ca. 200, 300, 400 MeV kinetischer Energie der Neutronen. In Tabelle V und Abb.23 sind die Resultate dargestellt, verglichen mit den berechneten. Die Unsicherheit in der Neutronenenergie entspricht der Halbwertsbreite der Energieverteilung im Experiment. η_{ber}^1 ist der Wert des Programms für die Zählergröße $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$.

Mit den Ergebnissen des M-C Programms in III.3.3 (Tabelle III) wurde η_{ber}^1 korrigiert auf die Auswertung von 3 Zählern zu η_{ber}^3 . Der starke Abfall der Kurve für η_{ber}^3 nach dem Maximum bei 200 MeV erklärt sich aus der rigorosen Einhaltung der Bedingung 1a) in II.2.5.1. Im M-C Programm wurden alle Teilchen nicht akzeptiert, deren Energie bei Verlassen eines Winkels größer als die Schwellenenergie S ist. Für höhere Energien ergibt sich eine Diskrepanz, da im Programm das Material (Al-Folie, Klebeband) zwischen den Elementen nicht berücksichtigt ist. Das bedeutet, der Energieverlust des simulierten Ereignisses ist geringer als im Experiment bei Eintritt in einen neuen Block. - Der angegebene Fehler von η_{ber}^3 bezieht sich auf Tabelle IV und beträgt jeweils 15%.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung von k_4 kann in einem anderen Weg des Vergleiches von η_{ber}^1 und η_k^1 umgangen werden. Aus dem zuvor genannten M-C Programm kann eine Korrektur ξ entnommen werden, die η_{ber}^1 so vermindert, daß in η_{ber}^{-1} nur die Ereignisse beitragen, bei denen 1 Element allein angesprochen hat. Korrigiert man η_{ex}^1 dann genau wie η_{ex}^3 zu η_k^{-1} mit dem besonderen Wert für k_3 , ergibt sich folgende Tabelle (Va).

Tabelle Va

Energie (MeV)	η_{ber}^1	ξ	$\bar{\eta}_{ber}^1$	$\bar{\eta}_k^1$	k_{ges}	η_{ex}^1
200±20	22.52	0.887	19.97	17.9±0.7	1.11	16.1±0.5
285±10	22.0	0.654	14.17	14.2±0.7	1.148	12.4±0.5
410±40	22.38	0.550	12.30	11.9±0.8	1.157	10.3±0.6

ξ : siehe Text, $k_{ges} = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3$

Mit diesem zusätzlichen Vergleich wird das erste Ergebnis bestätigt.

V. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Aufbau eines Nukleonenzählers und die Bestimmung seiner Ansprechwahrscheinlichkeit η für Neutronen beschrieben. η wurde experimentell bestimmt und berechnet.

Der Zähler wurde benutzt zum Nachweis von Neutronen und Protonen in Koinzidenz zum Elektron aus der Streuung von Elektronen am Deuteron. Aus dem Verhältnis der e-n zur e-p Streuung wurden die Formfaktoren G_{EN} und G_{MN} des Neutrons bestimmt.

Der Zähler bestand aus organischem Plastikszintillationsmaterial in Quaderform von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ Stirnfläche und 50 cm Tiefe. Um eine Ortsauflösung zu erreichen, war dieser Block in 36 Elemente unterteilt. Vor dem Block war eine doppelte Lage 0.5 cm dicken Szintillators montiert, die den Quader überlappte und aus 28 Einzelzählern bestand.

Vor dem Aufbau des Zählers im Experimentierbereich wurde jedes Element mit kosmischer Strahlung ^{darauf} geprüft, ob Lichtsammlung und Energieauflösung den Erfordernissen entsprechen.

Der verwendete organische Plastikszintillator erfüllte im Koinzidenzexperiment die gestellten Bedingungen nach Schnelligkeit und hohem Ansprechvermögen. Die Trennung von neutralen und geladenen Teilchen gelang mit einer Antikoinzidenz \overline{NA} zwischen den zwei Lagen dünner Antizähler A und dem tiefen Szintillationsblock N. Da zur Bestimmung von \overline{NA} mehr als vier Antizähler auszuwerten waren, war eine Herabsetzung ihrer Einzelzählrate N_A unbedingt erforderlich. Blei eignete sich dazu gut. N_A konnte mit 1 (1.5, 2) cm Blei bei 200 (300, 400) MeV Energie der Neutronen soweit herabgesetzt werden, daß die Rückweisrate durch zufällige Koinzidenzen NA nur noch etwa 5% der nachgewiesenen Neutronen betrug. Der Neutronenfluß wurde im ungünstigsten Fall, bei 2 cm Pb, um 10% geschwächt. Die Untergrundverhältnisse wurden für die verschiedenen Meßbedingungen durch Konstanthalten von N_A stabilisiert.

Die Schwelle S in A wurde so niedrig gesetzt, daß alle geladenen Teilchen nachgewiesen wurden. In N wurde S mit dem Maximum der Impulshöhenverteilung kosmischer Strahlung festgelegt, das einen konstanten Wert (in diesem Fall 13.5 MeV für minimal ionisierende Teilchen bei 10 cm Szintillatordicke) hat. Eine so festgelegte Schwelle ist gegen Verstärkungsschwankung nicht empfindlich. Sie diskriminierte gut gegen niederenergetischen Untergrund.

Bei S von ca. 20 MeV werden die Ionisationswege geladener Teilchen mit Energien ≥ 200 MeV bis zu 4 cm lang, bevor ein nachweisbares Signal entsteht. Für Einzelzählerdimensionen im Dezimeterbereich treten deswegen Randeefekte

auf, die n herabsetzen. Der Einfluß von S auf n erstreckt sich über den gesamten Energiebereich, mit einem stärkeren Gewicht zur Schwelle hin.

Zur Berechnung von n aufgrund der Wirkungsquerschnitte für n -H und n -C Reaktionen wurde ein FORTRAN-Programm erstellt. Es folgt im Aufbau dem Programm von Kurz¹⁾. Die Daten für die n -C Streuung wurden Monte-Carlo (M-C) Rechnungen von Bertini²⁴⁾ entnommen. Der Hauptanteil nachgewiesener Sekundärteilchen sind Protonen, erzeugt in der Kaskadenstreuung des Neutrons am Kohlenstoff (ungefähr $3/4$ aller nachgewiesenen).

Die Rechnungen wurden für einen geschlossenen Szintillationsblock ausgeführt. In einer getrennten M-C Rechnung wurde eine Angleichung an die Zählermatrix versucht. Bisher ausgeführte Rechnungen¹⁾⁵⁾ betrachteten einen Szintillationsblock im Ganzen und rechneten bei kleinen Schwellenenergien (ca. 1 MeV).

Ein Vergleich der Rechnung mit experimentellen Werten bei 200, 300 und 400 MeV, gemessen durch koinzidenten Nachweis von π^+ und n aus der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ gibt Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Das experimentell bestimmte $n_{ex}(E_n)$ für die gesamte Zählermatrix liegt zwischen den möglichen berechneten $n_{ber}(E_n)$ für die Abmessungen $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$ und $60 \times 60 \times 50 \text{ cm}^3$. Bei der Auswahl der n -C Reaktionen, die zum Nachweis beitragen, wurden die Evaporationsprozesse völlig ausgeschlossen. Der Vergleich der Daten rechtfertigt dieses Vorgehen. Die Vernachlässigung der Pionenerzeugung oberhalb 400 MeV und die Extrapolation der Energieverteilung für Kaskadenteilchen auf diesen Bereich ergeben nur unsichere Werte für n . Eine Überprüfung der Rechnung mit

Messungen an kritischen Punkten gäbe mehr Aufschluß, vor allem für Energien näher an der Schwelle und oberhalb der Pionenschwelle.

Die Rechnung kann eine Eichung des Zählers unter den spezifischen Bedingungen des Experiments kaum ersetzen. Sie gibt den Verlauf von $\eta(E_n)$ angenähert wieder. Eine Interpolation mittels Rechnung zwischen gemessenen Punkten von η ist möglich.

Verzeichnis der benutzten Symbole und Definitionen

Um das Lesen der Arbeit zu erleichtern, sind hier nochmals alle Symbole aufgeführt, die häufig benutzt werden. Alle nicht-aufgeführten Symbole sind im Text erklärt oder folgen der allgemein üblichen Darstellung, z.B. $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = differentieller Wirkungsquerschnitt für das Raumwinkelement. Die Verwendung gleicher Symbole für unterschiedliche Größen wurde vermieden.

n	Ansprechwahrscheinlichkeit des Plastikszintillationszählers für Neutronen
$n_{ber} \equiv n_{tot}$	n berechnet mit den beschriebenen FORTRAN-Programm
n^i	Beiträge der einzelnen Prozesse zu n_{tot} i = H, C, el, Kas2, p2
H	Beiträge aus der n-p Streuung
C	Beiträge aus der n-C Streuung
el	Beiträge aus der Zweitreaktion elastisch gestreuter Neutronen an C
Kas2	Beiträge aus der Zweitreaktion von Neutronen der Kaskadenstreuung
p2	Beiträge aus der Zweitreaktion von Neutronen der n-p Streuung
n_{ber}^1	n_{ber} für die Zählerdimensionen $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$, S = 18.5 MeV
n_{ber}^{-1}	n_{ber}^1 korrigiert mit ξ aus der M-C Rechnung
n_{ber}^3	n_{ber}^1 korrigiert mit der M-C Rechnung, so daß bis zu 3 Zählerelemente (je $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$) angesprochen haben

- ξ korrigiert darauf, daß in der Zählermatrix pro Ereignis ein und nur ein Element angesprochen hat (siehe \bar{n}_{ber}^1)
- η_{ex} η experimentell bestimmt
- η_{ex}^1 zur Auswertung werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen ein und nur ein Matrixelement angesprochen hat
- η_{ex}^3 zur Auswertung werden Ereignisse akzeptiert, bei denen bis zu 3 Elemente angesprochen haben
- $\eta_k^1 = \eta_{ex}^1 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4$
- $\eta_k^3 = \eta_{ex}^3 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3$
- $\bar{\eta}_k^1 = \eta_{ex}^1 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3$
- k_i nötige Korrekturen von η_{ex} zum Vergleich mit η_{ber} ; zu vergleichen sind η_k^3 und η_{ber}^3
 η_k^1 und η_{ber}^1
 $\bar{\eta}_k^1$ und $\bar{\eta}_{ber}^1$
- μ Absorptionskoeffizient
- μ_0 totales μ für Neutronen im Zählermaterial $(CH_{1.105})^x$
- μ_{eff} μ für Neutronen, die nachweisbare Sekundärteilchen erzeugen
- μ_{eff}^i wie μ_{eff} mit $i = H, C, el, Kas2, p2$
- $\zeta = \mu_{eff} / \mu_0$
- ϵ Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch das Zählermaterial

ϵ_{mp}	wahrscheinlichster Energieverlust für Myonen der kosmischen Strahlung beim Durchgang durch ein Zählerelement (10 cm) (Stelle für das Maximum der Impulshöhenverteilung)
$\bar{\epsilon}$	mittlerer Energieverlust der Myonen beim Zählerdurchgang
σ_{tot}	totaler Wirkungsquerschnitt für Neutronen im Zählmaterial ($CH_{1.105}$)x
σ_{ni}	totaler Wirkungsquerschnitt für Neutronen mit dem Material i (i = H, C, Pb)
$\sigma_{inel} = \sigma^{in}$	inelastischer Anteil des Wirkungsquerschnitts
E	Energie der von Neutronen erzeugten Sekundärteilchen
\bar{E}	mittlere Energie von E
E_n	Einschußenergie der Neutronen
E_p	mittlere Energie der in der Kaskade erzeugten Protonen mit $E < S$
E_u	Energie, auf die geladene Teilchen der Energie E durch Ionisation im Zählmaterial abgebremst werden, bis die Mindestlichtmenge L_S erzeugt ist
WV_i	Energieverteilung von in Neutronenprozessen erzeugten Sekundärteilchen für i = Kaskadenteilchen (Kas), Pionen (π)
L	= L(E), Lichtmenge, die durch Abbremsen eines geladenen Teilchens von E bis auf 0 im Szintillator erzeugt wird
L_S	= L(S), Mindestlichtmenge, die erzeugt werden muß, damit der Zählerimpuls registriert wird ($V > V_S$)

M-C	Monte-Carlo Rechnung, Programm usw.
n_i	Atomzahldichten ($i = H, C, Pb$)
$N(E_n, E)$	Funktion für EV_{Kas} , gewonnen aus der Anpassung an Daten von Bertini ²⁴⁾
R	Verhältnis der Zahl der e-n zu e-n Koinzidenzen bei der Streuung des Elektrons am Deuteron
S	Detektorschwelle im Nachweissystem, Mindestenergie zum Nachweis minimal ionisierender Teilchen
S_i	Energie, die ein nicht minimal ionisierendes Teilchen im Zähler verlieren muß, um nachgewiesen zu werden (d.h., um die Lichtmenge L_S zu erzeugen) $i = \pi, p, d, \alpha$
\bar{S}	reduzierte Detektorschwelle für Zweitprozesse, wenn im ersten Prozeß bereits geladene Teilchen erzeugt werden
\bar{S}_p	$= S_p - E_p$
V	Höhe der Impulse am Zählerausgang (in Volt)
V_S	Mindesthöhe für V zum Nachweis
PMP	Photomultiplier

Literaturverzeichnis

- 1) R.J.Kurz, UCLR-Report 11 339 (1964)
- 2) siehe z.B.: G.Weber, Vorlesung WS 1968/69 Univ. Hamburg;
W.Schmidt, DESY Interner Bericht 69;
Ref. 3, 6
- 3) R.J.Budnitz, PhD-Thesis Harvard Univ. Cambridge Mass. July 67
- 4) Neutron Detectors, IAEA Bibliographical Series No.18, Wien 66
- 5) C.Geweniger, "Eigenschaften eines Neutronenzählers zwischen
1 und 300 MeV", Diplomarbeit Univ. Hamburg 67
- 6) M.E.Binkley, "Measurements of The Neutron Electromagnetic
Form Factors", Cornell Univ. 66
- 7) J.B.Birks, "The Theory and Practice of Scintillation
Counting", Pergamon Press Oxford 64
- 8) K.R.Symon, PhD-Thesis Harvard Univ. 48, zitiert von
B.Rossi, "High Energy Particles",
Prentice Hall Inc. 52
- 9) L.Landau, J. Phys. USSR 3, 201 (1944)
- 10) P.Schmüser, DESY Interner Bericht März 67;
U.Kötz, " " " "
- 11) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-
Berkhout, R.J.Morrison, H.Nguyen-Ngoc, W.Schmidt,
K.G.Steffen, G.Weber, Nucl. Instr. and Meth. 53, 293 (1967)
- 12) E.W.Schpolski, "Atomphysik II", VEB Deutscher Verlag der
Wissenschaften Berlin 62
- 13) W.-R.Dix, DESY Interner Bericht F22/1 Febr. 69

- 14) P.E.Kuhlmann, priv. Mitteilung
- 15) F.-W.Büßer, R.Felst, priv. Mitteilung
- 16) A.P.Zhdanov and P.I.Fedotov, Soviet Physics -
JETP 18, 313 (1964)
- 17) D.A.Kellog, Phys. Rev. 90, 224 (1953)
- 18) G.T.Wright, Phys. Rev. 91, 1282 (1953)
- 19) T.J.Gooding and H.G.Pugh, Nucl. Instr. and Meth. 7, 189 (1960)
- 20) "High Energy Particle Data", Vol. II, UCRL 2426 (1966)
- 21) siehe in 1) angegebene Ref., sowie:
"Neutron Total Cross Sections", BNL-Report 325 (1958 ff.);
"Angular Distribution in Neutron-Induced Reactions",
BNL-Report 400 (1962);
CINDA, ENEA-Reports CI/11, 13, 15 (1966-67)
- 22) S.Fernbach, R.Serber and C.Taylor, Phys. Rev. 75, 1352 (1949)
- 23) Ausführliche Darstellungen in den Lehrbüchern der
Kernphysik, z.B.:
E.Segré, "Nuclei and Particles", Benjamin Inc. New York 65;
Iwan Ulehla et al., "Optical Model of a Nucleus",
Academic Press New York and London
- 24) W.Bertini, Phys. Rev. 131, 1801 (1963);
erratum Phys. Rev. 138, AB2 (1965);
ORNL - 3433 UC-32 May 1963;
R.G.Alsmiller, J.Barish, ORNL - 4220 Febr. 68,
ORNL - 4046 April 67
- 25) W.R.Yucker, "Proceedings of the Special Sessions on
Accelerator Shielding", Winter Meeting
1965 Washington D.C.

- 26) E.Segré, "Experimental Nuclear Physics" Vol.II, p. 151,
John Wiley & Sons New York 53
- 27) siehe in 25) angegebene Ref., sowie:
C.J.Batty, Nucl. Physics 23, 562 (1961);
N.E.Booth, G.W.Hutchison and B.Ledley, Proc. Phys. Soc.
71, 293 (1958);
"Neutron Total Cross Sections", BNL-Report 325;
A.Nedzel, Phys. Rev. 94, 174 (1954);
M.H.MacGregor, W.P.Ball and R.Booth, Phys. Rev. 111,
1155 (1958)
- 28) G.Gierstein, J.Niederer and K.Strauch, Phys. Rev. 108,
427 (1957)
- 29) A.H.Rosenfeld, Phys. Rev. 96, 130 (1954)
- 30) K.O.Oganesian, ~~ЖЭТФ~~ Tom 54, 1273 (1968)
- 31) W.Bartel, priv. Mitteilung
- 32) R.D.Evans, "The Atomic Nucleus", McGraw-Hill Book Comp.
Inc. New York 55

An erster Stelle sei Herrn Prof. Dr. G. Weber gedankt für die Möglichkeit, diese Arbeit bei ihm anzufertigen, und seine dauernde Unterstützung und Förderung des Vorhabens. Mein besonderer Dank gilt den Herren Drn. F.-W. Büßer und R. Felst, die mich in die Arbeit einführten, mir ständig mit Rat und Hilfe zur Seite standen und mein Manuskript durchsahen. Besonders erwähnen möchte ich die Unterstützung von Herrn Dr. R. Felst bei der Auswertung der experimentellen Daten. Allen übrigen Mitgliedern der Gruppe F22 sei Dank für die immerwährende Bereitschaft zur Zusammenarbeit und Diskussion. Herrn C. Geweniger danke ich für das Überlassen seines Programms zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit und Herrn P. Lühke für die Hilfe beim Anfertigen der Zeichnungen.