

Eine experimentelle Anordnung zur Photonenstreuung unterhalb 140 MeV

D. MEHLIG, K.-H. CZOCK, J. AHRENS, H. BORCHERT und B. ZIEGLER
Max-Planck-Institut für Chemie, Abteilung für Kernphysik, Mainz

Eingegangen am 16. Oktober 1970

Experimental Techniques for Photon Scattering below 140 MeV

The facilities for photon scattering experiments at the Mainz electron linear accelerator are described. They include an energy analyzing system, the bremsstrahlung target and a photon spectrometer (NaI-crystals). The question of background elimination is discussed. The scattered photon spectrum from a carbon target is presented.

I. Einleitung

Eine der grundlegenden Fragen beim Kernphotoeffekt betrifft den Verlauf des Absorptionsquerschnittes mit der Energie der Photonen. Es ist sinnvoll¹, sich dabei zunächst auf den Bereich unterhalb der Mesonenschwelle zu beschränken. Üblicherweise teilt man diesen Energiebereich wiederum auf in einen unteren, <30 MeV („Riesenresonanz“), wo der Absorptionsquerschnitt Strukturen zeigt und individuelle Kerneigenschaften (besonders bei leichten Kernen) beobachtbar sind, und einen Bereich oberhalb der Riesenresonanz, wo die Fragen nach dem Absorptionsmechanismus (direkte Emission, kurzreichweitige Korrelationen) im Vordergrund stehen.

Neben der direkten Messung des totalen Kern-Absorptionsquerschnittes² und der inelastischen Elektronenstreuung³ liefert die Messung des elastischen Streuquerschnittes für hochenergetische Photonen⁴ einen Beitrag zur Klärung dieser Fragen.

Photonen-Streuexperimente gibt es bisher nur sehr wenige. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien die Arbeiten von Fuller und Hayward⁵, O'Connell et al.⁶ und Loiseaux⁷ im Riesenresonanzbereich und

1 Gell-Mann, M., Goldberger, M. L., Thirring, W. E.: Phys. Rev. **95**, 1612 (1954).

2 Wyckoff, J. M., Ziegler, B., Koch, H. W., Uhlig, R. P.: Phys. Rev. **137**, B 576 (1965).

3 Titze, O., Spamer, E., Goldmann, A.: Phys. Letters **24B**, 169 (1967).

4 Arenhövel, H., Danos, M., Greiner, W.: Phys. Rev. **157**, 1109 (1967).

5 Fuller, E. G., Hayward, E.: NBS-Report 6255 (1959).

6 O'Connell, J. S., Tipler, P. A., Axel, P.: Phys. Rev. **126**, 228 (1962).

7 Loiseaux, J.-M., Maison, J.-M., Langewin, M.: J. Phys. Radium **28**, 11 (1967).

als unseres Wissens einziges, das Experiment von Pugh et al.⁸ bei höheren Energien erwähnt. Ein Ziel beim Aufbau der hier beschriebenen Versuchsanordnung war, den gesamten Energiebereich in einer einzigen Messung zu erfassen.

Der Grund für die relativ geringe Anzahl der Experimente auf diesem Gebiet dürfte rein im Technischen liegen: wegen der kleinen Streuquerschnitte (einige $\mu\text{b/ster}$) benötigt man einen intensiven Primärstrahl und ein Spektrometer, das gute Auflösung (vornehmlich im Riesenresonanzbereich) und hohes Ansprechvermögen vereint. Wie im folgenden gezeigt wird, können beide Voraussetzungen durch Verwendung eines Elektronen-Linearbeschleunigers und eines großen Mehrkristall-NaJ-Spektrometers gegenüber den früheren Anordnungen verbessert werden.

Die Verwendung eines kontinuierlichen Bremsspektrums als Strahlenquelle ermöglicht nur in wenigen Fällen die Unterscheidung zwischen elastischer und inelastischer Photonenstreuung (z. B. beim 15,11 MeV-Niveau im ^{12}C , s.u.). Die Frage nach dem Beitrag inelastischer Streuung zur gesamten beobachteten kann deshalb durch die vorliegende Versuchsanordnung nicht in voller Allgemeinheit geklärt werden.

II. Bremsstrahl

Fig. 1 zeigt den experimentellen Aufbau. Der Elektronenstrahl wird am Beschleunigerende durch einen wassergekühlten Edelstahl-Kollimator auf einen Durchmesser von 1 cm begrenzt und im Ort fixiert. Abweichungen von der Sollrichtung zum Bremsstrahltarget können durch einen hinter dem Kollimator angebrachten Korrekturmagneten beseitigt werden. Der Kollimator stellt die Eintrittsblende für den energieanalysierenden Teil (erster 45° -Magnet) des in der Magnethalle aufgebauten 90° Achromaten⁹ dar. Die Energiebreite des Elektronenspektrums hinter dem Achromat-System läßt sich durch Verändern der Breite des Energiespaltes zwischen ± 1 und $\pm 4\%$ einstellen. Der Energiespalt (wassergekühlte Edelstahlblenden) befindet sich in der Bildebene des Eintrittskollimators, so daß Richtungsänderungen durch den Korrekturmagneten keinen Einfluß auf die eingestellte Elektronenenergie haben.

Die Stromverluste an der Eintrittsblende und im gesamten Ablenkensystem werden mit drei Ferrit-Induktions-Spulen¹⁰ gemessen. Bei optimaler Einstellung der Betriebs-Parameter des Beschleunigers betragen die Verluste an der Blende nur einige Prozent, die Verluste durch Beschneiden des Energiespektrums im Ablenkensystem zwischen ca. 20% ($\Delta E/E = \pm 4\%$) und ca. 50% ($\Delta E/E = \pm 1\%$).

8 Pugh, G. E., Gomez, R., Frisch, D. H., Janes, G. S.: Phys. Rev. **105**, 982 (1957).

9 Penner, S.: Rev. Sci. Instr. **32**, 150 (1961).

10 Mehlig, D.: Forschungsbericht K 67-58 (1967).

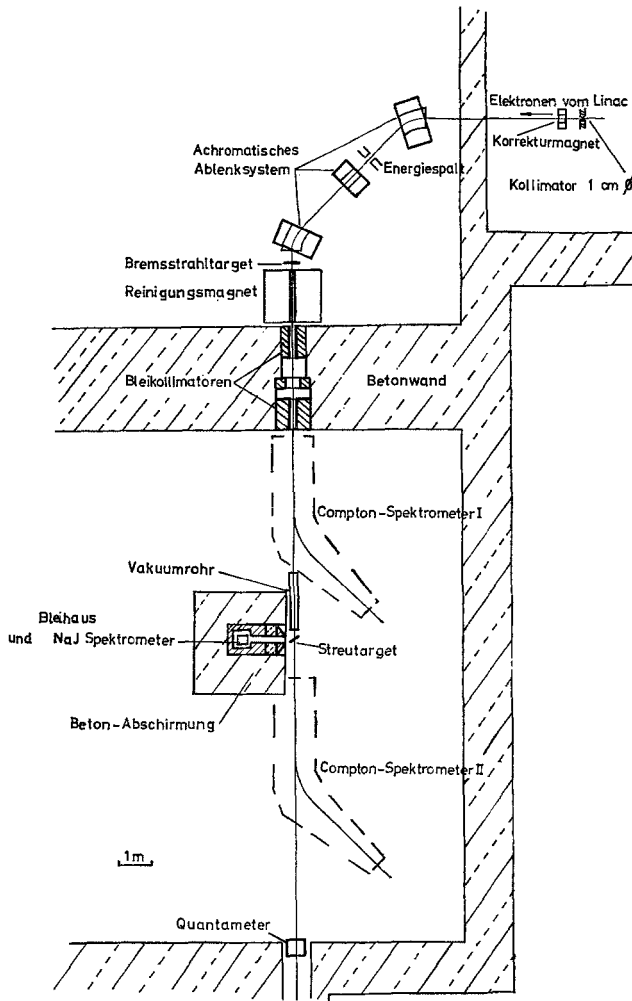


Fig. 1. Übersichtsbild des experimentellen Aufbaus

Am Ort des Bremsstrahlargets besitzt der Elektronenstrahl einen Durchmesser von weniger als 3 mm. Der Fleckdurchmesser hängt in der Hauptsache von der richtigen Einstellung der magnetischen Quadrupol-Triplets längs des Beschleunigers ab. Hinter dem Bremsstrahltarget wird der Elektronenstrahl durch einen Reinigungsmagneten zum Strahlfänger nach unten abgelenkt.

Die beiden Sektor magneten und der Quadrupolmagnet des Ablenkensystems sowie der Reinigungsmagnet sind elektrisch in Serie geschaltet.

Die Magnetfelder der beiden 45° -Magnete werden mittels Protonenresonanz gemessen und auf einen Sollwert stabilisiert¹¹. Der Absolutwert der mittleren Elektronenenergie braucht bei den hier beschriebenen Experimenten nicht sehr genau bekannt zu sein. Aus Randfeldmessungen und Bahnkurvenberechnungen läßt sich die eingestellte mittlere Energie als Funktion der Protonenresonanzfrequenz mit einem Fehler von 0,5% angeben.

Die Ausblendung des Bremsstrahls durch Blenden in der 3 m dicken Betonwand zur Experimentierhalle wird durch die Forderung nach einer Fleckgröße von ca. 3 cm \varnothing am Ort des Streutargets (12,5 m Abstand vom Bremsstrahltarget) bestimmt. (Diese wiederum ergibt sich aus der Geometrie des Kristallspektrometers.) Die Durchmesser der konischen Blenden wachsen von 4,4 auf 14 mm an bei einer gesamten Länge von 1 m.

Die Intensität der Bremsstrahlung im kollimierten Strahl („Vorwärtsintensität“) ist nur bei sehr kleinen Bremsstrahltarget-Dicken proportional zur Dicke. Schon bei einigen Prozent einer Strahlungslänge wächst die Vorwärtsintensität nur noch sehr langsam an. Fast der gesamte Zuwachs an Bremsstrahlung geht wegen der Vielfachstreuung der Elektronen in größere Winkel und erhöht Untergrund und Streustrahlung. Das Target wurde deshalb relativ dünn gewählt, 0,1 mm Tantal, entsprechend 2,7% einer Strahlungslänge. Selbst für dieses dünne Target enthält der ausgeblendete Strahl nur 0,7% der insgesamt erzeugten Photonen.

Die geeichte Ionisationskammer („Quantameter“) am Ende der Experimentierhalle mißt den Energiefluß im Bremsstrahl. Aus Energiefluß, Endenergie und dem theoretischen Verlauf des Bremsspektrums¹² kann der Quantenfluß im Intervall Δk bei der Energie k berechnet werden. Die Kammer wurde nach den Plänen der Standardkammer P2 des NBS¹³ angefertigt und im Bremsstrahl eines 30 MeV-Betatrons* mit einer Originalkammer des NBS (P2-4) verglichen. Beide Kammern stimmten innerhalb des Meßfehlers ($\pm 0,2\%$) überein. Der Eichfaktor der Standardkammer (Kalorimetrische Eichung) wird mit einem Fehler von $\pm 1\%$ angegeben. Zusammen mit der Unsicherheit der Endenergie und einer möglichen Abweichung von der theoretischen Form des Bremsspektrums am unteren und oberen Ende ergibt sich ein Meßfehler des Quantenflusses von $\pm 3\%$ zwischen 10 und 90% der Endenergie.

Zur Kontrolle der Elektronenstrahlführung, speziell als Maß für die richtige Lage und ausreichende Schärfe des Brennflecks auf dem Brems-

* MPI für Biophysik in Frankfurt a. M.

11 Tatarczuk, J. R., Ziegler, B.: Nucl. Instr. Methods **41**, 45 (1966).

12 Penfold, A. S., Leiss, J. E.: Analysis of photo cross section, Univ. of Illinois 1958.

13 Leiss, J. E.: NBS-Report 6149.

strahltarget, wurde die für eine Punktquelle zu erwartende Quantenzahl mit der Anzeige des Quantameters verglichen. Der Elektronenstrom am Ort des Bremsstrahltargets wurde dabei mittels einer Ferrit-Induktionsspule auf $\pm 1\%$ genau gemessen¹⁰. Das Verhältnis der aus dem Elektronenstrom berechneten Quantenzahl zu der aus der Kammeranzeige schwankt trotz optimaler Einstellung der Strahlführung zwischen 0,8 und 1,0, als Folge von Schwankungen der vielen Linac-Einstellparameter, die sich in einer kleinen Änderung der Lage oder des Durchmessers des Brennflecks auswirken können. Bei den Streumessungen wird dieses Verhältnis stets mitgemessen und eine Variation zwischen 0,8 und 1,0 zugelassen, da sich dabei nur die räumliche Ausleuchtung des Streutargets ändert, nicht aber der gemessene Streuquerschnitt, da man nur die Ionisationskammer zur Normierung benutzt.

Als Zahlenbeispiel sei genannt:

Mit einem mittleren Strom von $30\ \mu\text{A}$ am Bremsstrahltarget und einer Energie von 108 MeV erhält man im kollimierten Strahl $2 \cdot 10^8$ (Quanten pro sec und MeV) bei 15 MeV Quantenenergie.

III. Spektrometer und Vergleich mit anderen Meßmethoden

Das Spektrometer wird in¹⁴ ausführlich beschrieben. Hier sollen nur die wesentlichen Eigenschaften kurz zusammengefaßt werden.

Der Hauptkristall besteht aus 2 optisch getrennten Hälften, mit je $9'' \text{ } \varnothing \times 6''$ Länge. Diese Aufteilung war ursprünglich eine Folge vereinfachter Herstellungstechnik, erwies sich jedoch sehr zweckmäßig bei der Messung des Neutronen-Untergrundes (s.u.). Der vor dem Hauptkristall befindliche Bohrlochkristall war zunächst als Koinzidenzkristall zum Nachweis der aus der Frontseite austretenden Vernichtungsquanten in einer 2 Kristall-Paarspektrometer-Anordnung¹⁵ gedacht. Testmessungen ergaben zwar eine verbesserte Auflösung bei Paarspektrometerbetrieb, doch erschien es nicht möglich, die bei 17,64 MeV gemessene Koinzidenz-Ansprehwahrscheinlichkeit (ca. 8%) zuverlässig zu höheren Energien zu extrapolieren, wo keine monochromatische Strahlenquellen mehr zur Eichung zur Verfügung standen. Es wurde deswegen auf die Vorteile der Paarspektrometeranordnung (3% Auflösung) verzichtet und alle drei Kristalle als ein Totalabsorptionsspektrometer betrieben. Die so erzielte Auflösung betrug 5,5% relative Halbwertsbreite für die 15,11 MeV Streulinie des ¹²C. Die Parameter der Apparatefunktion wurden mit einigen monochromatischen Gamma-Linien zwischen 0,51 und 17,64 MeV bestimmt und ähnlich wie in¹⁵ angegeben, zu höheren Energien extrapoliert. Diese Extrapolation ist bezüglich des Einflusses

14 Mehlig, D., Czock, K.-H., Ziegler, B.: In Vorbereitung.

15 Ziegler, B., Wyckoff, J. M., Koch, H. W.: Nucl. Instr. Methods **24**, 301 (1963).

auf die Wirkungsquerschnitt-Bestimmung bei höheren Energien unkritisch, da das Ansprechvermögen für ein totalabsorbierendes Spektrometer gut berechenbar ist. Sein Wert liegt sehr nahe bei eins (0,99 bei 15 MeV).

Die angegebene Auflösung von ca. 1 MeV im Riesenresonanzbereich ist sicher nicht ausreichend, um feinere Strukturen im Wirkungsquerschnittsverlauf zu bestimmen. Hier sind die Elektronenstreu-Technik und Totalabsorptionsmessungen mit Magnet-Spektrometern ($\Delta E \approx 0,2$ MeV) wesentlich überlegen. Demgegenüber ergeben Streumessungen mit der hier beschriebenen Anordnung den Wirkungsquerschnittsverlauf im ganzen interessierenden Energiebereich von der Teilchen- bis zur Mesonenschwelle und speziell auch Werte für den integrierten Absorptionsquerschnitt (Summensatz) als hochenergetischen Grenzwert des Streuquerschnitts, was mittels Elektronenstreuung oder Totalabsorption bisher nur sehr unvollkommen gelungen ist². Die drei experimentellen Techniken ergänzen sich deswegen sehr gut bei der Klärung der in der Einleitung erwähnten, hier vorliegenden physikalischen Fragestellung.

Das Spektrometer befindet sich in einem Bleihaus, das als Ganzes um das Streutarget herum geschwenkt werden kann. Der tatsächlich ausnutzbare Streuwinkelbereich wird durch Untergrundstrahlung und Abschirmbedingungen eingeschränkt, wie im folgenden Abschnitt gezeigt werden soll.

IV. Untergrundfragen und Abschirmung

Neben der Kernstreuung führen auch andere Elementarprozesse zur Emission von Photonen oder Teilchen, die im Spektrometer nachgewiesen werden können und zu einer Verfälschung der Streumessung beitragen. Diese Störreaktionen sollen nun betrachtet und die Maßnahmen zur Eliminierung ihres Einflusses auf die Ergebnisse der Streumessungen beschrieben werden. Der endgültige Aufbau ist in Fig. 2 gezeigt. Ohne Streutarget ist der Untergrund vernachlässigbar klein, wenn der Bremsstrahl vor dem Streutarget im Vakuum geführt wird.

a) *Compton-Streuung*. Bei Streuwinkeln $\Theta > 90^\circ$ ist die Energie der gestreuten Photonen kleiner als 0,5 MeV, fast unabhängig von der Primärenergie. Der Wirkungsquerschnitt ist ca. 1000mal größer als die Kernquerschnitte. Es ergibt sich demnach keine direkte Störung des Streuspektrums im interessierenden Bereich oberhalb 10 MeV; eine Verfälschung der Pulshöhe eines Streuquants durch Aufstocken auf ein oder mehrere 0,5 MeV-Quanten ist jedoch sehr wahrscheinlich. Durch Einfügen eines 80 cm langen Paraffin-Absorbers zwischen Streutarget und Spektrometer werden die störenden Quanten ca. 1000mal mehr geschwächt, als die Photonen oberhalb 10 MeV, so daß die Pile-up-Wahr-

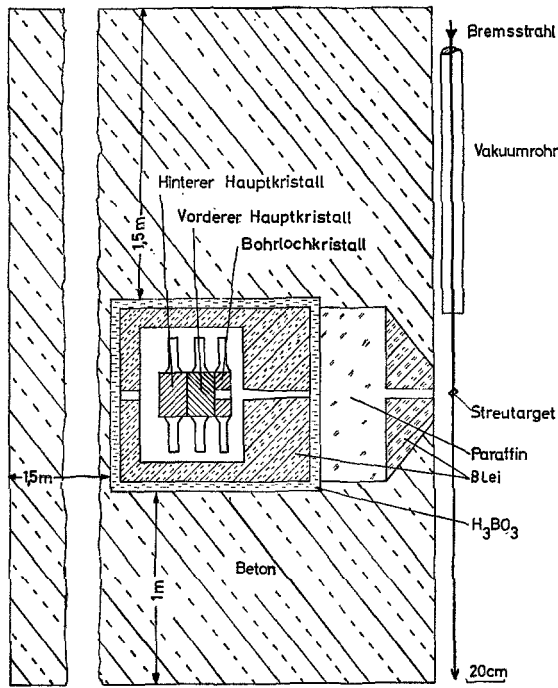


Fig. 2. Spektrometer mit Abschirmung bei einem Streuwinkel von 90° . Der vom Spektrometer erfaßte Raumwinkel beträgt $0,984 \times 10^{-3}$ sterad

scheinlichkeit auf ein erträgliches Maß ($\leq 3\%$) reduziert wird und elektronisch erfaßt und korrigiert werden kann.

b) Paarbildung. Elektron-Positron-Paare werden bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Die unter dem Streuwinkel Θ direkt oder nach Vielfachstreuung im Streutarget emittierten Paarteilchen (und auch Compton-Rückstoß-Elektronen) werden im Paraffinabsorber abgebremst und können den Kristall nicht erreichen. Die beim Abbremsen im Absorber erzeugten sekundären Bremsquanten konnten im Streuspektrum nicht nachgewiesen werden, wie ein Experiment mit magnetischer Reinigung des gestreuten Strahls zeigte. Anders liegen die Verhältnisse für sekundäre Bremsstrahlung im Streutarget selbst. Da deren Produktion über 2 Elementarprozesse geht, ist sie dem Quadrat der Target-Dicke d und Z^4 proportional. Rechnerisch lassen sich diese Effekte nur schwer genauer erfassen. Experimentell wurde festgestellt, daß bei $Z=47$, $\Theta=90^\circ$ und Dicken d größer $0,5 \text{ g/cm}^2$ das Verhältnis Untergrund zu Kernstreuung anwuchs.

Als maximal zulässige Dicke folgt hieraus $d_{\max} \sim Z^{-2}$, wenn der Kern-Streuquerschnitt Z^2 proportional angenommen wird⁴.

c) *Paarbildung mit gleichzeitiger Emission eines Photons (Strahlungskorrektur zur Paarbildung)*⁸. Dieser Typ von inelastischer Photonenstreuung ist prinzipiell nicht von Kernstreuung zu unterscheiden, da er in einem einzigen Elementarprozeß zu Quanten im betrachteten Energie- und Winkelbereich führen kann. Er stellt deswegen einen ähnlichen systematischen Untergrund dar, wie der sog. „Strahlenschwanz“ bei Elektronenstreuemessungen oder Paar- und Compton-Absorption bei Kern-Absorptionsmessungen. Theoretisch ist leider nicht viel Quantitatives bekannt: Querschnitt etwa $\frac{1}{137} \times$ Paarquerschnitt; Energie- und Winkelverteilung der Quanten etwa wie bei „normaler“ Bremsstrahlung ($\sim 1/k$ und $\sim 1/\Theta^4$). Experimentell fanden wir für $Z=47$ und $\Theta=90^\circ$ unterhalb 10 MeV einen Anstieg der Zählrate zu kleinen Energien hin, den wir auf diesen Effekt zurückführten.

d) *Delbrück-Streuung (Virtuelle Paarbildung)*¹⁶. Die Winkelverteilung bevorzugt sehr stark die kleinen Winkel; man kann sie qualitativ beschreiben durch die Annahme einer Schattenstreuung an einer schwarzen Scheibe, deren Fläche dem Paarbildungsquerschnitt proportional ist. Der Streuquerschnitt dieses elastischen Prozesses ist Z^4 proportional. Seine Energieabhängigkeit ist näherungsweise theoretisch berechnet¹⁶. Für Pb und $\Theta=90^\circ$ ist er bei 10 MeV vergleichbar mit dem sehr kleinen Thomson-Querschnitt am gesamten Kern. Bei den mit der hier beschriebenen Anordnung bis $Z=47$ durchgeführten Messungen und beim Streuexperiment von Pugh et al.⁸ (bis $Z=50$) konnte Delbrück-Streuung deswegen nicht nachgewiesen werden.

e) *Teilchen-Emission im Target durch Kernphotoeffekt*. Hier sind geladene Teilchen unkritisch, da sie im Target selbst oder im Paraffin-Absorber zur Ruhe kommen. Schnelle Neutronen jedoch werden im Paraffin-Absorber nicht wesentlich stärker abgeschwächt als die gestreuten Photonen. Sie erzeugen im NaJ-Kristall durch (n, p) - und (n, α) -Reaktionen Lichtblitze, deren monoton abfallende Pulshöhenverteilung, wie das Experiment zeigt, bei 110 MeV Endenergie des Bremsspektrums bis zu etwa 50 MeV sich erstreckt. Aus Messungen¹⁷ der Reaktionsquerschnitte im NaJ errechnet sich ein „Ansprechvermögen“ des hier benutzten Hauptkristalls auf Neutronen mit Energien oberhalb 14 MeV von ca. 20%. Da nun einerseits die Anzahl der vom Streutarget emittierten schnellen Neutronen je nach Ordnungszahl

16 Bösch, R., Lang, J., Müller, R., Wölfli, W.: Helv. Phys. Acta 36, 625 (1963).

17 Aldefeld, B.: Doktorarbeit, Hamburg 1969.

10–100mal größer ist, als die Anzahl der gestreuten Photonen, und andererseits der 80 cm lange Paraffinabsorber dieses Verhältnis nicht wesentlich verbessert, ist dieser Untergrund bei Verwendung eines NaJ-Spektrometers prinzipiell nicht durch Abschirmung zu eliminieren.

Die bei den Messungen der Neutronen-induzierten Reaktion im NaJ¹⁷ benutzte Methode der Pulsformdiskriminierung läßt sich möglicherweise auch auf Streumessungen am Linearbeschleuniger anwenden. Dieser Weg wurde jedoch wegen der relativ großen Pile-up-Wahrscheinlichkeit während der kurzen Linac-Strahlpulse und der damit verbundenen Unsicherheit in der Pulsform-Bestimmung nicht weiter verfolgt.

Die Aufteilung des Hauptkristalls in zwei Hälften erlaubt die Anwendung eines anderen Verfahrens, bei dem zwei Effekte zur Unterscheidung zwischen Neutronen und Photonen wirksam werden: a) Die Bahnsuren der Photonen oder α -Teilchen sind so kurz, daß ein Neutronen-Ereignis vorwiegend nur in einer Hälfte des Hauptkristalls Licht erzeugt, im Gegensatz zur Absorption von Photonen. b) Die Absorption von Quanten im interessierenden Energiebereich ist in der vorderen Hälfte des Hauptkristalls ca. 5mal stärker, als die nahezu energieunabhängige Absorption und Streuung schneller Neutronen¹⁸. Registriert man außer dem Summenspektrum aller Kristalle noch die Pulshöhenverteilung der Ereignisse, die nur in der zweiten Hälfte des Hauptkristalls Licht erzeugen, so enthalten diese beiden Verteilungen α - und neutroneninduzierte Ereignisse in stark verschiedenem Verhältnis. Das weitere Auswerteverfahren und eine Testmessung sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

Thermische Neutronen erzeugen ein breites Spektrum von Einfang-Quanten bis zu Energien von ca. 8 MeV. Da die mittlere Thermalisierungszeit einige μ s beträgt, kann man durch ein Gate-Signal, das vom Öffnungsimpuls der Elektronenkanone des Linearbeschleunigers gesteuert wird, die erst später erscheinenden thermischen Einfänge vom Vielkanalanalysator fernhalten. Zusammen mit der Bor-Abschirmung läßt sich so dieser Störeffekt auf ein zulässiges Maß (d.h. nicht zuviel Pile-up) reduzieren.

f) *Quantenemission vom Tochterkern nach einer Teilchenemission* ($\gamma, \chi\gamma'$). Diese Übergänge von den niedrigsten angeregten Zuständen der Tochterkerne zum Grundzustand ergeben ein Linienspektrum, über dessen Registrierung mittels Ge(Li)-Detektoren bereits berichtet wurde¹⁹. Es stellt – neben den nicht ganz eliminierten thermischen Neutronen-

18 Goldberg, M. D., Mughabghab, S. F., Magurno, B. A., May, V. M.: Neutron cross sections, BNL-Report 325 Brookhaven 1966.

19 Ullrich, H., Krauth, H.: Nucl. Phys. A **123**, 641 (1969).

eingängen – den Hauptteil des bei den γ -Streuungen unterhalb 8 MeV registrierten Spektrums dar.

g) *Kollimator-Effekte*. Durch Compton-Streuung im langen Paraffin-Absorber zwischen Streutarget und Spektrometer kann das zu messende Streuspektrum verzerrt werden. Eine Rechnung, ähnlich der im Zusammenhang mit Absorptionsmessungen durchgeführten²⁰ zeigt, daß dieser Effekt sehr klein ist, wenn der Absorber nicht zu nahe am Streutarget beginnt und vor der letzten raumwinkeldefinierenden Blende endet. Die Pulshöhenverteilungen von monochromatischen 17,64 MeV ($\text{Li}(p, \gamma)$)-Quanten ohne Paraffinabsorber und die Verteilung der 15,11 MeV-Streustrahlung mit der Anordnung nach Fig. 2 lassen sich mit denselben Parametern^{21, 14} beschreiben. Somit ist auch experimentell gezeigt, daß inelastische Streuung im Absorber und an den Rändern der Kollimatoren vernachlässigbar ist.

V. Elektronik, Auswerteverfahren und Testmessung

Die Aufgabe der Elektronik ist das Registrieren der beiden Pulshöhenverteilungen (Summe aller drei Kristalle $H(E_\gamma)$ und die hintere Hälfte des Hauptkristalls allein zur Neutronenuntergrundseparation $U(E_\gamma)$) und der zugehörigen Pile-up-Verteilungen. Fig. 3 zeigt das Blockschaltbild mit Erläuterungen.

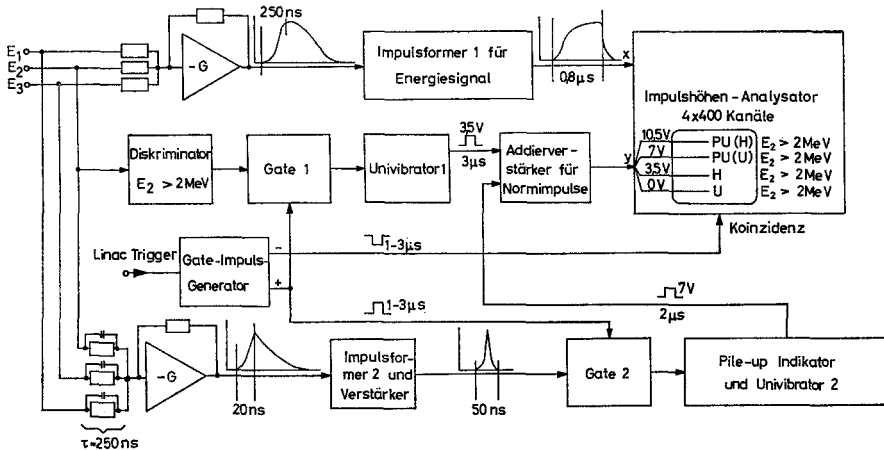


Fig. 3. Blockschaubild der Elektronik. Die drei Detektorsignale E_{1-3} werden addiert und im Vielkanalanalysator registriert, wenn sie mit der Linac-Strahlzeit ($1-3 \mu\text{s}$; 300 Hz) zeitlich koinzidieren. Die Entscheidung, in welcher der 4 Untergruppen einsortiert wird, erfolgt durch den E_2 -Diskriminator (mehr als 2 MeV Energieabgabe in der vorderen Hälfte des Hauptkristalls) und dem Pile-up-Indikator

20 Ziegler, B.: Z. Physik **152**, 566 (1958).

21 Mehlig, D.: Doktorarbeit, Mainz 1969.

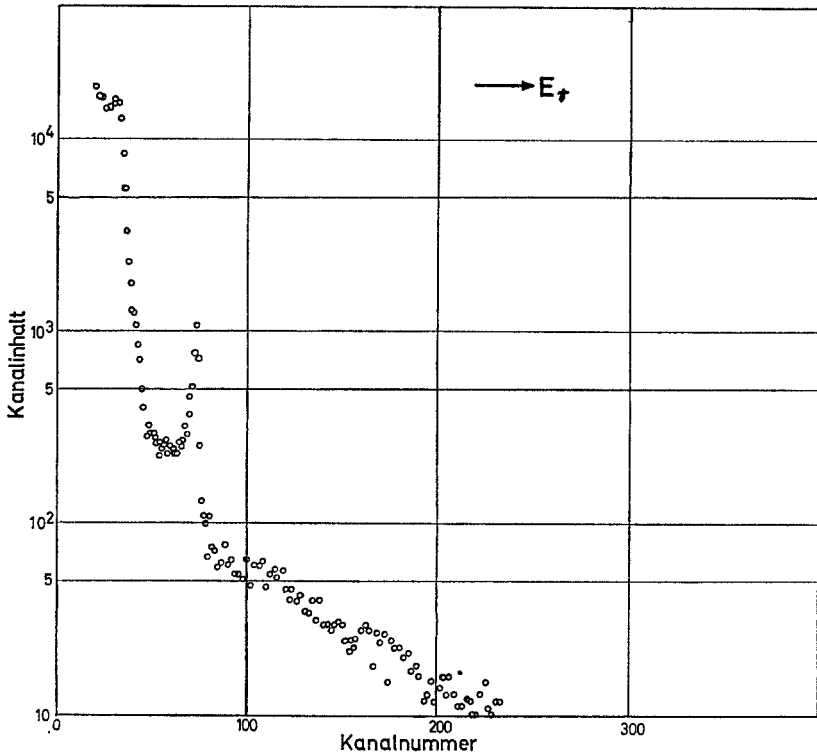


Fig. 4. Impulshöhenverteilung $U(E_\gamma)$ für ^{12}C -Streutarget und 135° Streuwinkel

Ist $\beta(E_\gamma)$ der Faktor, um den die Photonenenergie E_γ durch Absorption in der ersten Hälfte des Hauptkristalls geschwächt wird, A der energieunabhängige¹⁸ Schwächungsfaktor im gleichen Kristall für Neutronen oberhalb 5 MeV Neutronenenergie, so ergibt sich für die gesuchte untergrundfreie Pulshöhenverteilung $\Gamma(E_\gamma)$

$$\Gamma(E_\gamma) = H(E_\gamma) - N(E_\gamma)$$

mit

$$N(E_\gamma) = \frac{A}{\beta(E_\gamma) - A} (\beta(E_\gamma) \cdot U(E_\gamma) - H(E_\gamma)).$$

E_γ ist die durch die Energieeichung des Spektrometers einer jeden Kanalnummer zugeordnete Quantenenergie.

Fig. 4 und 5 zeigen für ein Kohlenstoff-Streutarget die gemessenen Verteilungen $H(E_\gamma)$ und $U(E_\gamma)$. In Fig. 5 ist die hieraus berechnete und durch ein angepaßtes Polynom geglättete Verteilung $N(E_\gamma)$ eingetragen.

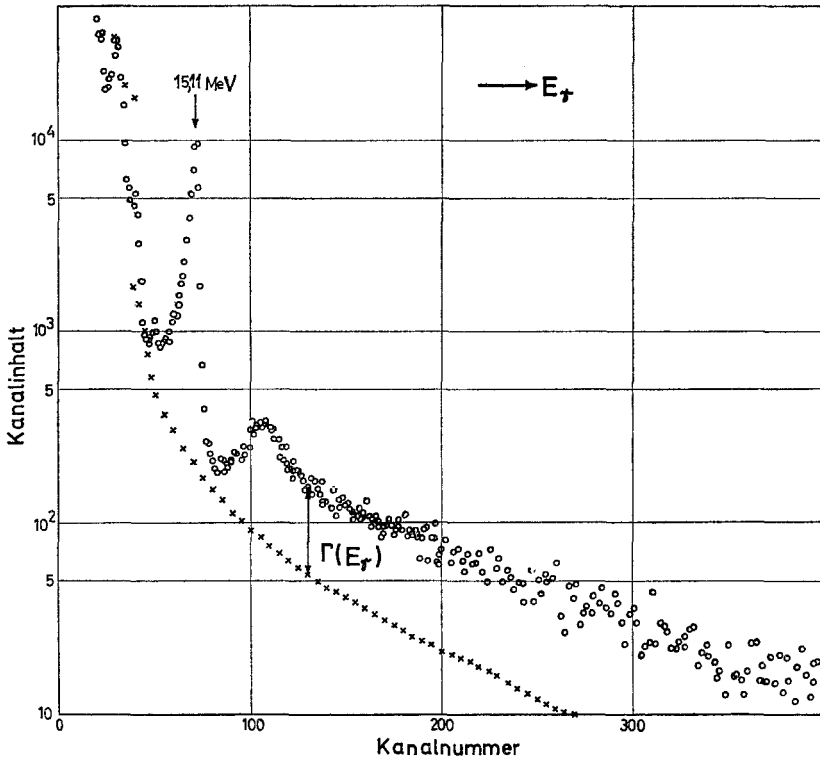


Fig. 5. Impulshöhenverteilung $H(E_\gamma)$ (Kreise) für ^{12}C und 135° Streuwinkel. Die Kreuze stellen die Untergrundverteilung $N(E_\gamma)$ dar, die aus $U(E_\gamma)$ und $H(\psi_\gamma)$ berechnet wurde

Die Zahlenwerte $\beta(E_\gamma)$ wurden Tabellen²² entnommen. Zur Prüfung des Literaturwertes für A wurde ein Selbstabsorptionsexperiment²¹ herangezogen. Es ist dies eine Methode, die in speziellen Fällen (isolierte, schmale Streuresonanzen unterhalb der Teilchenschwellen) erlaubt, einen nicht resonanten Untergrund direkt zu bestimmen. Das Ergebnis einer Selbstabsorptionsmessung der 15,11 MeV-Linie des ^{12}C wurde mit der oben beschriebenen Untergrundbestimmung verglichen. Verlangt man Übereinstimmung der beiden Ergebnisse, so ergibt sich ein Wert für den Neutronenschwächungsfaktor $A = 2,1 \pm 0,06$. Die kleine Diskrepanz zum tabellierten Wert $A = 2,45$ ist vermutlich auf die schlechte Geometrie bei der Absorption der Neutronen in der ersten Hälfte des Hauptkristalls zurückzuführen.

22 Siegbahn, K.: Alpha-beta- and gamma ray spectroscopy, Bd. 1. Amsterdam: North Holland Comp. 1965.

Die maximal zulässige Zählrate ist durch die Forderung bestimmt, daß während der Linac-Strahlzeit von 1–3 μ s die Wahrscheinlichkeit für das Erscheinen von 2 Detektorsignalen nicht größer als 0,1 ist. Wie eine Testmessung zeigte, arbeitet der verwendete Pile-up-Indikator bis zu dieser Zählrate zuverlässig und registriert unabhängig von der Amplitude der Signale 85% aller Pile-up-Ereignisse. Die beiden durch Pile-up verzerrten Pulshöhenverteilungen werden separat im Vielkanalanalysator gespeichert und dienen zur Korrektur der Meßverteilungen $H(E_\gamma)$ und $U(E_\gamma)$. Eine zusätzliche Totzeitkorrektur erübrigt sich, da es keine Signale gibt, die in die Totzeit des Analysators fallen und nicht als Pile-up-Ereignisse registriert werden.

VI. Schlußbemerkung

Erste Messungen mit der beschriebenen Anordnung^{21, 23, 24} zeigen, daß der Einfluß inelastischer Kernstreuung nicht sehr gravierend sein kann; die Ergebnisse, die mit der Annahme rein elastischer Kernstreuung gewonnen werden, stimmen dort, wo Vergleiche möglich sind, mit Ergebnissen anderer Autoren überein. Somit ist offenbar die Verwendung eines kontinuierlichen Spektrums als Primärstrahlungsquelle kein wesentlicher Nachteil.

In einem weiten Energiebereich oberhalb der Riesenresonanz ist der Verlauf des Streuquerschnitts durch den Ladungs-Kernformfaktor $F^2(q)$ bestimmt ($0 < q < 1 f^{-1}$). Bisher durchgeführte Messungen geben (für C, O, Mg, Si, Ca, Ag) F^2 -Werte, die innerhalb der geschätzten Fehler (ca. 3%) mit publizierten Formfaktoren übereinstimmen. Es erscheint deswegen lohnend, die speziell hier eingehenden systematischen Fehler weiter zu untersuchen und die elastische Photon-Streuung als weitere unabhängige Meßmethode zur Bestimmung von Kernformfaktoren bei niedrigem Impulsübertrag zu benutzen.

Herrn Prof. Dr. H. Wäffler danken wir für das fördernde Interesse an dieser Arbeit. Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft danken wir für die Gewährung von Sachmitteln. Spezieller Dank gebührt den Herren der elektronischen und mechanischen Werkstätten für ihre Unterstützung beim Aufbau der experimentellen Anordnung.

23 Czock, K.-H.: Doktorarbeit, Mainz 1969.

24 Ahrens, J., Borchert, H., Czock, K.-H., Mehlig, D., Ziegler, B.: Phys. Letters 31B, 570 (1970).

Prof. Dr. B. Ziegler
Max-Planck-Institut für Chemie
BRD-6500 Mainz, Saarstr. 23
Deutschland