

KFK-284

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

September 1964

KFK 284

Institut für Experimentelle Kernphysik

Messung der zirkularen Polarisierung der Bremsstrahlung
unter Berücksichtigung der Elektronendiffusion in dicken Absorbern

S. Galster



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

MESSUNG DER ZIRKULAREN POLARISATION DER BREMSSTRAHLUNG UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER ELEKTRONENDIFFUSION IN DICKEN ABSORBERN

S. GALSTER

*Institut für Experimentelle Kernphysik der Technischen Hochschule und des
Kernforschungszentrums, Karlsruhe*

Eingegangen am 31. März 1964

Abstract: The circular polarization of bremsstrahlung produced in thick absorbers by β -particles is a function of the atomic number of the absorber. Some authors report that the EB polarization is also dependent on the magnitude of the electric or magnetic fields within the absorber.

It is shown here that the Z dependence of EB polarization is a second-order effect of electron diffusion in thick absorbers in contrast to other explanations which require a modification of the primary EB production process. The electric field dependence of the EB polarization was not found within an error of $\pm 2\%$.

1. Einleitung

Goldhaber, Grodzins und Sunyar ¹⁾ zeigten erstmals experimentell, daß longitudinal polarisierte Elektronen in Absorbieren zirkular polarisierte äußere Bremsstrahlung (\equiv EB) erzeugen. Nach einer theoretischen Arbeit von Fronsdaal und Überall ²⁾ ist die zirkulare Polarisation der EB von der Absorberordnungszahl unabhängig. Messungen mit β -Präparaten und dicken Absorbieren ergeben jedoch, daß die EB-Polarisation von der Absorberordnungszahl Z abhängt ^{3,4)}. Bisi *et al.* ⁵⁾ fanden außerdem eine Abhängigkeit der EB-Polarisation von äußeren elektrischen und magnetischen Feldern im Absorber. Sie versuchen die gemessenen Abhängigkeiten der EB-Polarisation durch Vorgänge beim EB-Erzeugungsprozeß selbst zu erklären ^{5,6)}.

Diese gegenüber der EB-Theorie auftretenden Widersprüche gaben die Anregung zu dieser Arbeit. Es wurde mit Hilfe geeigneter Absorber-Kombinationen untersucht, ob die gemessenen Polarisationsänderungen der EB einfache Meßfehler sind, ob sie durch meßbare, sekundäre Effekte – wie Elektronendiffusion in dicken Absorbieren – hervorgerufen werden, oder ob die EB-Polarisation doch eine Funktion der Absorberordnungszahl, der elektrischen und der magnetischen Feldstärke ist.

Bei allen EB-Polarisationsmessungen hat man aus experimentellen Gründen die EB in dicken, die Elektronen vollständig absorbierenden Absorbieren direkt vor dem β -Präparat (2π -Geometrie) erzeugt, während alle bekannten Berechnungen nur für dünne Absorber vorliegen.

In dicken Absorbern ist aber der Einfluß der Z-abhängigen Elektronendiffusion auf die EB – wie bereits früher experimentell gezeigt wurde³⁾ – nicht vernachlässigbar. Die EB aus dicken Absorbern wird sowohl von ungestörten als auch von diffundierten Elektronen erzeugt. Polarisation und Größe der einzelnen EB-Anteile werden als Funktion der Absorberordnungszahl mit geeigneten Absorberkombinationen bestimmt, wobei die Ordnungszahlen für Absorber und Präparatunterlage geeignet variiert werden. Die Messungen zeigen, daß die Polarisation des EB-Anteils, der im Absorber durch ungestörte Elektronen erzeugt wurde, unabhängig von der Ordnungszahl ist und praktisch die Polarisation der inneren Bremsstrahlung des β -Strahlers hat. Damit wurde experimentell gezeigt, daß die EB-Polarisation innerhalb der Meßgenauigkeit – in Übereinstimmung mit der Theorie – von der Absorberordnungszahl unabhängig ist.

Während die Z-Abhängigkeit der EB-Polarisation bei dicken Absorbern durch die Z-abhängige Elektronendiffusion hervorgerufen wird, ist die von Bisi *et al.*⁵⁾ gefundene große elektrische bzw. magnetische Feldabhängigkeit der EB-Polarisation nur durch apparative Störungen zu erklären. In dieser Arbeit konnte der Einfluß eines elektrischen Feldes im Absorber auf die EB-Polarisation innerhalb der Meßgenauigkeit ($\pm 2\%$) nicht bestätigt werden. Khubeis und Schopper⁷⁾ fanden keine Abhängigkeit der EB-Polarisation von magnetischen Feldern im Absorber. Ohne Zweifel ist ein Feldeinfluß auf die Elektronendiffusion vorhanden, jedoch ist seine Störung kleiner als die bisherige Meßgenauigkeit.

2. Die Apparatur

Die zirkulare Polarisation der γ -Quanten wurde durch Compton-Vorwärtsstreuung an polarisierten Elektronen⁸⁾ in magnetisiertem Eisen gemessen. Die Apparatur selbst wurde bereits an anderer Stelle³⁾ ausführlich beschrieben.

Das verwendete ($\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$)-Präparat hatte eine Aktivität von 40 mCur. Es befand sich auf einer massiven Plexiglasunterlage ($\rho d = 1.5 \text{ g/cm}^2$) und war mit einer Hostafanfolie (4 mg/cm^2) staubdicht verschlossen. Die Absorber waren entweder Metallscheiben oder isolierende, gepreßte Pulvertabletten (PbO , $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$) mit einer Massenbelegung von etwa 1.2 g/cm^2 . (Die Massenbelegung für totale Elektronenabsorption von Y^{90} beträgt 1 g/cm^2). Absorber und Präparatunterlage hatten im Experiment jeweils zwei Aufgaben: erstens wurde in ihnen die zu untersuchende Bremsstrahlung erzeugt, und zweitens sollten sie alle Elektronen aus dem β -Präparat absorbieren, damit diese nicht im Analysatormagneten Bremsstrahlung erzeugen. Um die EB aus dem Absorber bzw. aus der Präparatunterlage als Funktion der (gleichen) Ordnungszahl rasch nacheinander messen zu können, konnte das Präparat mit dem Absorber einfach umgedreht werden.

Bei der Messung der EB-Polarisation als Funktion des elektrischen Feldes befand sich der PbO -Absorber als Isolator zwischen dünnen Aluminiumfolien (5 mg/cm^2). Das elektrische Feld war parallel zur Achse des Analysatormagneten.

Das Fenster des Einkanaldiskriminators entsprach den primären Quantenenergien 0.3–0.7 MeV bzw. 0.6–2.0 MeV.

3. Die Experimentellen Ergebnisse

Die Polarisation und die Ausbeute der EB hängen – bei konstantem Impulshöhenbereich – von der Ordnungszahl des Absorbers Z_1 und der Präparatunterlage Z_2 ab. Um genauere Aussagen über das Zustandekommen der jeweils meßbaren EB-Mittelwerte (N, R) zu erhalten, wurden mit geeigneten Absorber-Präparatunterlage-Kombinationen die Zählrate N_i und die relative Polarisation R_i der einzelnen Bremsstrahlungsanteile als Funktion der Ordnungszahl durch Differenzmessungen ermittelt.

3.1. DIE ZÄHLRATENANTEILE N_i DER BREMSSTRAHLUNG

Die Zählrate $N(Z_1, Z_2)$ im NaJ-Kristall hinter dem Analysatormagneten setzt sich aus vier Anteilen N_i zusammen, die experimentell ³⁾ bestimmbar sind

$$N(Z_1, Z_2) = N_0 + N_1(Z_1) + N_2(Z_2) + N_3(Z_1, Z_2), \quad (1)$$

N_0 ist der Anteil der inneren Bremsstrahlung (\equiv JB) und der EB, die im β -Präparat selbst und in der Abdeckfolie erzeugt wird. Dieser Anteil ist jedoch bei dünnen Präparaten und Folien gegenüber der JB klein. Man erhält N_0 , indem man $N(Z_1, Z_2)$ auf $Z_1 = Z_2 = 0$ extrapoliert.

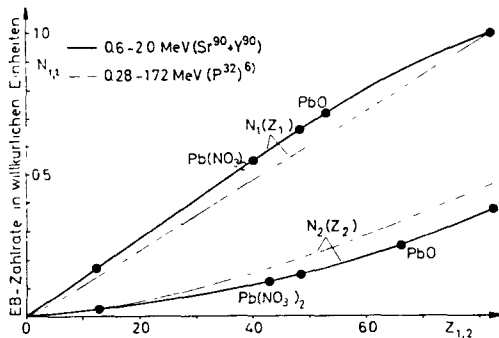


Abb. 1. Die EB-Zählraten im NaJ-Kristall aus dem Absorber $N_1(Z_1)$ und aus der Präparatunterlage $N_2(Z_2)$ wurden als Funktion ihrer Ordnungszahl Z_1 bzw. Z_2 aufgetragen. $N_1(Pb)$ wurde auf 1 normiert. Die Unterschiede zwischen den beiden Kurven N_1 bzw. N_2 mit verschiedenen Energiebereichen und β -Präparaten (— diese Arbeit, - - - Bisi *et al.* ⁶⁾) kann man mit der energieabhängigen Elektronendiffusion in dicken Absorbieren erklären.

$N_1(Z_1)$ ist der Anteil der EB, der im Absorber in Richtung zum Analysatormagneten hin erzeugt wird. Da man N_0 kennt und $N_2(Z_2)$ und $N_3(Z_1, Z_2)$ bei $Z_2 = 0$ verschwinden, kann man $N_1(Z_1)$ experimentell bestimmen.

$N_2(Z_2)$ ist der Anteil der EB, der aus der Präparatunterlage mit der Ordnungszahl Z_2 durch diffundierte Elektronen in Richtung zum Analysatormagneten hin erzeugt wird. Man bestimmt $N_2(Z_2)$, indem man mit Absorbern niedriger Ordnungszahl Z_1 mißt und die Ordnungszahl Z_2 der Unterlage variiert.

$N_3(Z_1, Z_2)$ ist schließlich der Anteil der EB, der durch hin- und her-diffundierende Elektronen zwischen Absorber und Unterlage in Richtung zum Analysatormagneten hin erzeugt wird; er ist jeweils vernachlässigbar, falls Z_1 oder Z_2 sehr klein ist [†].

N_0 ist für einen eingestellten Energiebereich konstant und N_3 wegen der Plexiglasunterlage des Präparates vernachlässigbar. Die Zählraten $N_1(Z_1)$ und $N_2(Z_2)$ wurden in Abb. 1 aufgetragen; sie werden für die spätere Diskussion der Z-Abhängigkeit der EB-Polarisation benötigt.

Wie man außerdem in Abb. 1 sieht, liegen die Zählraten für die gemischten Absorber PbO und $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ nicht bei deren mittlerem Z , wie Bisi u. M. ⁵⁾ in ihrer Arbeit annehmen, sondern jeweils bei höheren Z -Werten ^{††}). Wegen der energie- und Z-abhängigen Elektronendiffusion entsprechen außerdem z. B. $N_1(\text{PbO})$ und $N_2(\text{PbO})$ nicht einmal der gleichen Ordnungszahl.

3.2. DIE RELATIVE POLARISATION R_1 DER BREMSSTRAHLUNGSANTEILE N_i

Die relative Änderung E der Zählrate N_{\pm} nach dem Umpolen der Magnetisierungsrichtung (\pm) des Analysatormagneten

$$E(\bar{k}, \bar{P}, Z_1, Z_2) = \frac{N_+ - N_-}{\frac{1}{2}(N_+ + N_-)}, \quad (2)$$

ist ein Maß für die mittlere zirkulare Bremsquantenpolarisation \bar{P} . Der Zusammenhang von E und \bar{P} wird hier nicht diskutiert ³⁾, da nur die relative Änderung der mittleren EB-Polarisation einer mittleren Quantenenergie \bar{k} (\equiv eingestellter Impulshöhenbereich) als Funktion der Absorberordnungszahl interessiert. Die gemessene relative Zählratenänderung wird als relative Polarisation $R(Z_1, Z_2)$ angegeben

$$R(Z_1, Z_2) = \frac{E(Z_1, Z_2)}{E_0}, \quad (3)$$

[†] Bei niedrigem Z_1 ist die EB-Ausbeute im Absorber klein; bei niedrigem Z_2 wird die Elektronendiffusion sehr klein.

^{††} Nach Wu ⁹⁾ ist der Energieverlust der Elektronen in dicken Absorbern durch Bremsstrahlung ΔE_{rad} ($\Delta E_{\text{rad}} \ll \Delta E_{\text{Ionisation}}$) proportional der Absorber-Ordnungszahl Z

$$\Delta E_{\text{rad}} \approx \frac{Z^2}{Z} = Z. \quad (A)$$

Für gemischte Absorber lautet obige Gleichung jedoch

$$\Delta E_{\text{rad}} \approx \frac{\sum_i Z_i^2}{\sum_i Z}. \quad (B)$$

Daher ist die EB-Ausbeute für Ag- und PbO-Absorber, trotz gleicher mittlerer Ordnungszahl verschieden. Die Gleichungen (A) und (B) gelten jedoch nur, falls durch die Z-abhängige Elektronenrückdiffusion keine Elektronen verloren gehen.

wobei E_0 die relative Zählratenänderung der JB ist. Die relative Polarisation der JB R_0 wurde somit auf 1 normiert †).

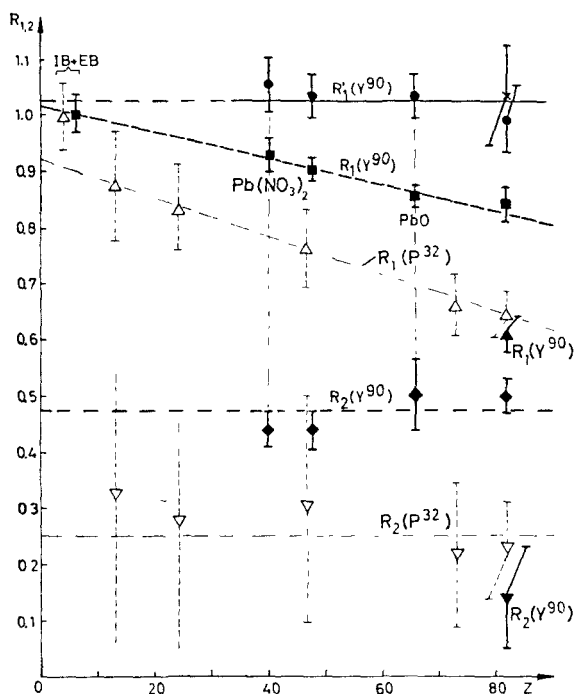


Abb. 2. Die Kurve $R'_1(Y^{90})$ gibt die relative Polarisation des „ungestörten“ EB-Anteils an und wurde aus den Meßpunkten der Kurven $R_1(Y^{90})$ und $R_2(Y^{90})$ mit Gleichung (5) berechnet. Auf der Kurve $R_1(P^{32})$ liegen die Meßpunkte aus der Arbeit von Bisi *et al.*,⁶⁾ aus denen unter der Annahme, daß $R'_1 = 1$ ist, $R_2(P^{32})$ berechnet wurde. $R'_1(Y^{90})$, $R_2(Y^{90})$ und $R_2(P^{32})$ sind praktisch unabhängig von Z .

	Y^{90} (diese Arbeit) 0.6–2.0 MeV	Y^{90} (diese Arbeit) 0.3–0.7 MeV	P^{32} (Bisi u.M. 6) 0.28–1.72 MeV
R'_1	● berechnet	× berechnet	— vorausgesetzt
R_1	■ gemessen	▲ gemessen	△ gemessen
R_2	◆ gemessen	▼ gemessen	▽ berechnet

† Die zirkular polarisierte Bremsstrahlung aus dicken Absorbern wird häufig zu Polarimetermessungen und Relativmessungen benutzt. Da diese EB aber durch sekundäre Prozesse gestört wird – z.B. hängt die Elektronendiffusion sowohl von der Elektronenenergie als auch von der Absorberordnungszahl ab – ist sie für Eichmessungen nicht geeignet. Für exakte Eichmessungen bietet sich die JB an.

JB-Eichpräparate mit großer Intensität und Halbwertszeit aber geringer EB-Beimischung erhält man durch Mischen von LiH oder Paraffin mit der β -aktiven Substanz. Für Polarimetermessungen ist außerdem die vollkommen polarisierte JB von K-Einfang-Präparaten geeignet¹⁰⁾.

$R(Z_1, Z_2)$ ist also jeweils ein Mittelwert der relativen Polarisationswerte $R_0 - R_3$ der entsprechenden vier Bremsstrahlungsanteile $N_0 - N_3$

$$R(Z_1, Z_2) = \frac{\sum_{i=0}^3 R_i N_i}{\sum_{i=0}^3 N_i} \quad (4)$$

Mißt man $R(Z_1, Z_2)$ mit geeigneten Absorberkombinationen (vergl. (3.1)), so lassen sich R_0 bis R_3 mit Gleichung (4) berechnen. In Abb. 2 wurde $R_1(Z_1)$ und $R_2(Z_2)$ als Funktion der Ordnungszahl aufgetragen. R_1 nimmt mit steigender Ordnungszahl ab, während R_2 innerhalb der Meßgenauigkeit konstant bleibt, aber stets wesentlich kleiner als R_1 ist.

Da die EB-Polarisationsänderung für dicke Bleiabsorber am größten ist, wurde $R_1(\text{Pb})$ und $R_2(\text{Pb})$ auch für den Energiebereich 0.3 bis 0.7 MeV bestimmt. Wie man außerdem in Abb. 2 sieht, nehmen sowohl $R_1(\text{Pb})$ als auch $R_2(\text{Pb})$ mit wachsender Quantenenergie zu.

3.3. MESSUNG DER BREMSSTRAHLUNGSPOLARISATION IN ABHÄNGIGKEIT VON EINEM ELEKTRISCHEN FELD IM ABSORBER

Da Bisi *et al.* ⁵⁾ eine starke Abhängigkeit der Bremsstrahlungspolarisation ($\approx 12\%$) von der elektrischen Feldstärke im PbO-Absorber fanden – die nicht erklärbar ist –, wurden diese Messungen mit geeigneten Absorberkombinationen und höherer statistischer Genauigkeit wiederholt.

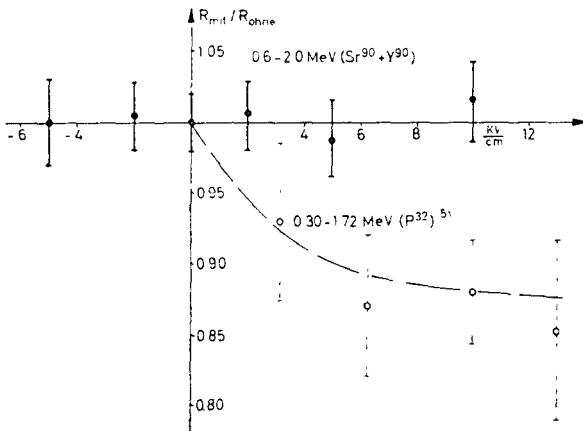


Abb. 3. Das Verhältnis der relativen Polarisationen R_{mit}/R_{ohne} (mit bzw. ohne elektrisches Feld) wurde als Funktion der elektrischen Feldstärke am dielektrischen PbO-Absorber aufgetragen. (Energiebereich 0.6–2.0 MeV). Zum Vergleich die Meßwerte von Bisi *et al.* ⁶⁾.

In diesen Messungen bleibt R als Funktion der elektrischen Feldstärke im Absorber innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 2\%$ konstant (Abb. 3). Um eine genauere

Aussage über den Einfluß des elektrischen Feldes auf die Polarisation der diffundierten Elektronen zu erhalten, wurde das β -Präparat um 180° gedreht, so daß der PbO-Absorber nun die Präparatunterlage bildete; auch hier blieb R als Funktion der elektrischen Feldstärke konstant.

4. Diskussion der Meßergebnisse

Die Messungen bestätigen die Vermutung, daß die Z -Abhängigkeit der EB-Polarisation durch die Elektronendepolarisation der Z -abhängigen Elektronendiffusion in dicken Absorbern vorgetäuscht wird. Eine Störung der Elektronendiffusion durch ein äußeres elektrisches Feld im Absorber änderte die EB-Polarisation nicht meßbar.

4.1. DIE EB-POLARISATIONS-MEßMETHODE

Die Diskussion der Meßmethode erstreckt sich nur auf das Präparat und den Absorber, da die Polarimeteereigenschaften schon früher ausführlich beschrieben wurden^{3, 8}).

Die in einem dicken Absorber vor dem β -Präparat erzeugte EB kann man näherungsweise in zwei Anteile zerlegen:

- 1) den „ungestörten“ EB-Anteil, der durch nahezu ungestörte Elektronen erzeugt wird, und
- 2) den „isotropen“ EB-Anteil, der durch diffundierte, nahezu isotrope Elektronen erzeugt wird.

Da der differentielle EB-Wirkungsquerschnitt praktisch unabhängig von der Absorberordnungszahl mit wachsendem Emissionswinkel *sehr rasch* fällt^{2, 11}) kann man beide EB-Anteile experimentell bestimmen. Der isotrope EB-Anteil mit seiner niedrigen Polarisation R_2 ist in diesem Experiment wegen des großen Elektronenraumwinkels, den der Absorber erfaßt (2π), in primärer Elektronenrichtung relativ zum ungestörten EB-Anteil wesentlich größer als bei ausgeblendeten Elektronen¹²). Man erhält den isotropen EB-Anteil, indem man die EB-Zählrate $N_2(Z_2)$ entgegengesetzt zur primären Elektronenimpulsrichtung im Absorber mißt, das heißt der Absorber bildet bei den Messungen die Präparatunterlage. Der ungestörte EB-Anteil entspricht der Differenz $(N_1(Z_1) - N_2(Z_2))_{Z_1 = Z_2}$. Da man auch die relativen EB-Polarisationen $R_1(Z_1)$ und $R_2(Z_2)$ kennt (Abb. 2), kann man die Polarisation R'_1 des ungestörten EB-Anteils berechnen

$$R'_1(Z_1) = \left[\frac{R_1(Z_1)N_1(Z_1) - R_2(Z_2)N_2(Z_2)}{N_1(Z_1) - N_2(Z_2)} \right]_{Z_1 = Z_2}. \quad (5)$$

Wie Kurve $R'_1(Z_1)$ in Abb. 2 zeigt, hat der ungestörte EB-Anteil maximale relative Polarisation $R'_1(Z_1) = 1.02 \pm 0.03$ unabhängig von der Absorberordnungszahl und von der mittleren EB-Quantenenergie, oder anders ausgedrückt: die Z -Abhängigkeit der EB-Polarisation $R_1(Z_1)$ kommt nur durch sekundäre Prozesse zustande.

Indirekt wurden mit diesem Experiment auch die theoretischen Aussagen von Passatore¹³⁾ bestätigt; danach ändert sich die Polarisation der Elektronen nach Vielfachstreuung unter kleinen Winkeln kaum[†].

Das Absinken von $R_1(\text{Pb})$ und $R_2(\text{Pb})$ mit kleiner werdender mittlerer Quantenenergie (Abb. 2) ist ebenfalls durch die Elektronendiffusion bedingt, die mit kleiner werdender Elektronenenergie zunimmt¹⁴⁾.

Eine Berechnung der EB-Polarisation unter Berücksichtigung der Elektronendiffusion in dicken Absorbern wurde nicht durchgeführt, da man die Übergangseffekte bei Vielfachstreuung theoretisch¹⁵⁾ noch nicht beherrscht. Wegen der mangelnden Meßgenauigkeit würde auch die Anpassung von Randbedingungen in den Diffusionsgleichungen zu keinem tieferen Verständnis des physikalischen Vorganges beitragen.

4.2. STÖRUNG DER ELEKTRONENDIFFUSION DURCH ÄUßERE FELDER

Die longitudinale Polarisation und Diffusion der Elektronen, die in einem dicken Absorber Bremsstrahlung erzeugen, wurden durch äußere Felder gestört.

Durch Ablenkung der Elektronen in einem elektrischen Feld wird ihre longitudinale Polarisation geändert¹⁶⁾. Da jedoch die freie Weglänge der Elektronen im Absorber nur einige cm beträgt, ist ihre Polarisationsänderung als Funktion eines äußeren elektrischen Feldes klein. Deshalb ist es verständlich, daß innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 2\%$ – im Gegensatz zu Bisi *et al.*⁵⁾ – keine Änderung der EB-Polarisation gefunden wurde.

Bei einem äußeren Magnetfeld am Absorber fanden Khubeis und Schopper⁷⁾ im Gegensatz zu Bisi *et al.*⁵⁾, die einen großen und bezüglich der Magnetpolung unsymmetrischen Effekt angeben, ebenfalls keine Änderung der EB-Polarisation innerhalb der Meßgenauigkeit. Nach Waldmann¹⁷⁾ erhält man durch ein Magnetfeld nur kleine polarisationsabhängige Terme in der Diffusionsgleichung.

Die Störung der EB-Polarisation in dicken Absorbern durch elektrische und magnetische Felder ist in Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen kleiner als die bisherige Meßgenauigkeit.

Herrn Professor Dr. H. Schopper möchte ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit herzlich danken. Herrn cand. phys. H. Schwarz danke ich für seine Hilfe bei den Messungen. Das Ministerium für wissenschaftliche Forschung stellte die Mittel für diese Untersuchung bereit.

[†] Die Meßwerte N_2 und R_2 sind experimentell günstige, aber etwas willkürliche Mittelwerte für den isotropen EB-Anteil. – In der Diskussion kann quantitativ auch nicht berücksichtigt werden, daß das Spektrum der Elektronen, welche die ungestörte EB erzeugen, im dicken Absorber wegen der energieabhängigen Elektronendiffusion harter ist als das primäre Spektrum.

Literatur

- 1) M. Goldhaber, M. Grodzins and H. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **106** (1957) 826
- 2) C. Fronsdal and H. Überall, *Phys. Rev.* **111** (1958) 580
- 3) S. Galster, *Z. Phys.* **161** (1961) 46
- 4) A. Bisi and L. Zappa, *Nuclear Physics* **10** (1959) 330
- 5) A. Bisi, H. Cattoni, A. Fasana and L. Zappa, *Nuclear Physics* **36** (1962) 320
- 6) A. Bisi, A. Fasana and L. Zappa, *Nuclear Physics* **45** (1963) 405
- 7) I. Khubeis and H. Schopper, *Nuclear Physics* **51** (1964) 588
- 8) H. Schopper, *Nucl. Instr.* **3** (1958) 158;
H. Huber, S. Galster und H. Schopper, *Nucl. Instr.* **21** (1963) 328
- 9) C. S. Wu, *Phys. Rev.* **59** (1941) 481
- 10) H. Schopper and S. Galster, *Nuclear Physics* **6** (1958) 125;
G. Hartwig und H. Schopper, *Z. Phys.* **152** (1958) 314
- 11) G. Klasmeier, *Dissertation*, Universität Würzburg (1962)
- 12) W. W. Buechner, van de Graaf, Burril and Sperduto, *Phys. Rev.* **74** (1948) 1348
- 13) G. Passatore, *Nuovo Cim.* **18** (1960) 532
- 14) H. Frank, *Z. Naturf.* **14a** (1959) 247
- 15) L. Waldmann, *Z. Naturf.* **15a** (1960) 19
- 16) H. A. Tolhoek, *Revs. Mod. Phys.* **28** (1956) 277
- 17) L. Waldmann, *Z. Naturf.* **18a** (1963) 86