

KFK-329

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1965

KFK 329

Institut für Experimentelle Kernphysik

Der Einfluß longitudinaler Magnetfelder im Target
auf die Zirkularpolarisation der Äußeren Bremsstrahlung

Herwig Schwarz

Geellschaft für Kernforschung m.B.H.
Zentralbücherei
-7. Okt 1965



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1965

KFK 329

Institut für Experimentelle Kernphysik

Der Einfluß longitudinaler Magnetfelder im Target
auf die Zirkularpolarisation der Äußeren Bremsstrahlung

Herwig Schwarz

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. EINLEITUNG	3
2. DIE MESSANORDNUNG	5
2.1. Die Quelle	5
2.2. Der Targetmagnet	6
2.3. Der Analysatormagnet	7
2.4. Der Nachweis der gestreuten E.B.-Quanten	7
2.5. Der Magnetfeldeinfluß	8
3. DER ZUSAMMENHANG ZWISCHEN DER ZIRKULAREN POLARISATION DER E.B. UND DEM GEMESSENEN EFFEKT	8
4. ERGEBNISSE	10
4.1. Die gemessenen Effekte	10
4.2. Systematische Fehler	12
5. DISKUSSION VON STÖREINFLÜSSEN	14
5.1. Der Untergrund der γ -Strahlung	14
5.2. Die E.B. aus der Abdeckfolie des Präparats	15
5.3. Der Einfluß der Präparatunterlage auf die E.B.-Erzeugung	16
6. DER EINFLUSS DER MAGNETFELDER	17
7. ZUSAMMENFASSUNG	19
Literaturverzeichnis	21

1. EINLEITUNG

Infolge der Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung sind die beim β -Zerfall emittierten Elektronen longitudinal polarisiert ¹⁾; die longitudinal polarisierten Elektronen erzeugen in einem Target Äußere Bremsstrahlung (E.B.), die zirkular polarisiert ist ^{2), 3), 4)}.

Bisi, Fasana, Zappa und Cattoni ^{5), 6), 7)} brachten das Target in ein Magnetfeld und fanden eine Abhängigkeit des Polarisationsgrades der E.B. von der Richtung und der Stärke der Magnetfelder im Target. Bei Magnetfeldern, die annähernd parallel und antiparallel zum Elektronenimpuls waren, fanden sie mit einem ferromagnetischen Target (Fe) bei 7000 Gauß eine Änderung der Zirkularpolarisation der E.B. um 53%, mit einem nicht ferromagnetischen Target (Ag) bei 4400 Gauß eine Änderung der Zirkularpolarisation der E.B. um 35%.

Eine Abhängigkeit des Polarisationsgrades der E.B. von Magnetfeldern im Target konnte bisher theoretisch nicht gedeutet werden. Daher wurden die in diesen Arbeiten gefundenen Effekte mit einem verbesserten Versuchsaufbau an einem ferromagnetischen Target (Fe) noch einmal gemessen, um zu überprüfen, ob die von Bisi et al. gefundenen Effekte einer tatsächlichen Änderung des Polarisationsgrades entsprechen, ob sie durch sekundäre Effekte, wie z.B. die der polarisationsabhängigen Absorption der E.B. im magnetisierten Eisen hervorgerufen werden, oder ob ein Fehler in der Messung vorliegt.

Die Zirkularpolarisation der E.B. wird durch Compton-Streuung an den zum Teil polarisierten Elektronen eines zylindrischen Streumagneten gemessen ^{9), 10), 11)}. Als Target wurde Weicheisen genommen, das Teil des

Joches eines Topfmagneten war.

Gemessen wurde in zwei verschiedenen Energiebereichen. In einem Energiebereich E_1 wurden alle gestreuten E.B.-Quanten erfaßt, die am Multipliaerausgang einen Spannungsimpuls erzeugten, dessen Höhe dem Photopeak eines γ -Quants mit einer Energie zwischen 309 keV und 378 keV entsprach. Ebenso wurden im Energiebereich E_2 alle gestreuten E.B.-Quanten registriert, deren Spannungsimpuls dem Photopeak eines γ -Quants mit einer Energie zwischen 391 keV und 587 keV entsprach.

Die Messungen ergaben, daß die Zirkularpolarisation der E.B. in beiden Energiebereichen unabhängig von der Richtung und der Stärke der Magnetfelder im Target ist. Der mittlere gemessene Effekt betrug im Energiebereich E_1 $\bar{\xi} = 1,36 \cdot 10^{-2}$ und im Energiebereich E_2 $\bar{\xi} = 2,11 \cdot 10^{-2}$; er wurde auf $6 \cdot 10^{-4}$ genau bestimmt.

Mit den gleichen Messungen wurde zusätzlich ein sekundärer Effekt untersucht. Betrachtet man nur die Zählraten, bei denen der Targetmagnet umgepolt wird, während die Richtung des Analysatormagnetfeldes konstant bleibt, so erhält man den Einfluß der polarisationsabhängigen Absorption der E.B. im magnetisierten Target auf die Zirkularpolarisation der E.B. . Bei starken Magnetfeldern beträgt die Änderung der Zirkularpolarisation $2,3 \cdot 10^{-3}$.

2. DIE MESSANORDNUNG

Die Meßanordnung zur Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit der E.B. bei Magnetfeldern im Target, die parallel und antiparallel zum Impuls der Elektronen sind, zeigt Abb. 1 .

Im Joch des Targetmagneten war das Sr^{90} -Präparat untergebracht. Die im Target erzeugte E.B. wurde an der magnetisierten Wand des Analysatormagneten gestreut. Die gestreuten E.B.-Quanten wurden mit einem Szintillationszähler nachgewiesen.

Gemessen wurde in einem fest eingestellten Impulshöhenbereich. Entsprechend den vier Kombinationsmöglichkeiten der Magnetfeldrichtungen beider Magnete erhielt man bei einer konstanten Stärke des Magnetfeldes im Target vier verschiedene Zählraten. Während des Ausdrucks der Zählrate wurde jedesmal der Analysatormagnet umgepolt ; bei jeder zweiten Umpolung des Analysatormagneten wurde der Targetmagnet umgepolt. Die Zeitdauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Umpolungen betrug 80 sec. .

2.1. Die Quelle

Die Quelle war ein $(\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90})$ -Präparat von 10 mCi Stärke. Sr^{90} ist ein reiner β -Strahler ; sein Folgeprodukt Y^{90} ist nahezu rein. Es hat einen schwachen γ -Untergrund ($1,7 \cdot 10^{-4}$; $E_{\gamma} = 1,752 \text{ MeV}$), der die Messung nicht stört.

Als Präparatunterlage wurde eine Scheibe aus Äthernamit genommen, wie sie in Abb. 2 dargestellt ist. Das Präparat war in einer Vertiefung der Scheibe untergebracht und mit einer Aluminiumfolie von 5 mg/cm^2 Massenbele-

gung abgedeckt. Scheibe und Abdeckfolie bildeten den Präparatbehälter, der dann im Targetmagneten untergebracht wurde.

Bisher wurden β -Präparate mit Kunststofffolien abgedeckt, um den störenden E.B.-Untergrund aus der Abdeckfolie möglichst klein zu machen. Da sich aber herausgestellt hat, daß Kunststofffolien vom β -Präparat schnell zerstört werden, wurde der Sicherheit wegen das Präparat mit einer Aluminiumfolie abgedeckt. Eine Untersuchung der Quelle nach vier Monaten zeigte jedoch, daß das Äthernamit stark angegriffen und die Aluminiumfolie teilweise zerstört war.

2.2. Der Targetmagnet

Der Targetmagnet ist ein Topfmagnet aus Weicheisen mit geschlossenem Eisenfluß (Abb. 3).

Der Präparatsträger befindet sich in einem 2,4 mm breiten Spalt des Joches und wird durch einen Aluminiumstreifen in seiner Lage gehalten. Der als Target benutzte Teil des Joches des Topfmagneten ist so geformt, daß in ihm ein annähernd homogenes, zum Elektronenimpuls paralleles bzw. antiparalleles Magnetfeld erzeugt werden kann.

Um das Magnetfeld im Target messen zu können, wurde eine Probespule mit 10 Windungen auf das Target gebracht. Durch Umpolen des Stromes in der Magnetspule wurde der magnetische Fluß durch die Probespule geändert. Die Änderung des magnetischen Flusses induzierte in der Probespule einen Spannungsstoß, der mit einem ballistischen Galvanometer gemessen wurde.

Der Einfluß des magnetischen Streufeldes des Analysatormagneten auf das Magnetfeld im Target war vernachlässigbar, denn bei ausgeschaltetem Targetmagneten betrug der vom Feld des Analysatormagneten induzierte magnetische Fluß im Target 60 Gauß.

2.3. Der Analysatormagnet

Die Comptonstreuung der zirkular polarisierten E.B. - Quanten erfolgte an den Elektronen im magnetisierten Eisen des Zylindermagneten (Abb. 4); da das Eisen bis zur Sättigung magnetisiert war, waren 8 % der Elektronen polarisiert. Der mittlere Streuwinkel betrug 60° . Bei diesem Winkel ist für γ -Quanten mit einer Energie um 1 MeV die Zählratenänderung beim Umpolen des Magneten maximal ⁸⁾. Der Streuzylinder war 1 cm dick. So wurden auch energiereiche γ -Quanten ($E_\gamma \approx 1\text{MeV}$) vorzugsweise am Streuzylinder und nur zu einem geringen Teil an den Kupferwindungen der Magnetspule gestreut. In der Mitte des Streumagneten befand sich ein Doppelkonus aus Blei von 17 cm Länge, um die direkten Bremsquanten zu absorbieren.

2.4. Der Nachweis der gestreuten E.B.-Quanten

Zum Nachweis der gestreuten E.B.-Quanten wurde ein NaJ-Kristall genommen. Die im Kristall entstehenden Lichtblitze wurden über einen 50 cm langen Lichtleiter aus Plexiglas auf einen Photomultiplier gegeben. Vom Ausgang des Multipliers wurden die Impulse über einen Kathodenfolger und einen Verstärker einem Einkanaldiskriminator zugeführt und dann registriert (Blockschaltbild Abb. 1).

In dieser Arbeit wurde in zwei verschiedenen, schmalen Impulshöhenbereichen gemessen. Der Grund liegt darin, daß jede Schwankung in der Elektronik dann zwar eine starke Zählratenänderung verursacht, aber deswegen leicht festgestellt werden kann. Außerdem kann man durch die Wahl zweier verschiedener Impulshöhenbereiche sehen, ob der Einfluß der Magnetfelder im Target auf die relative Zählratenänderung von der Energie der E.B.-Quanten abhängt.

2.5. Der Magnetfeldeinfluß

Der lange Lichtleiter, der eine Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens der Apparatur bedeutet, war notwendig, damit der Multiplier in möglichst großem Abstand von den Magneten aufgestellt werden konnte, da die Elektronenvervielfachung in den Multipliierröhren von Magnetfeldern stark beeinflußt wird. Zusätzlich wurde der Multiplier durch zwei μ -Metallzylinder und drei dicke Eisenrohre gegen die Streufelder beider Magnete abgeschirmt.

Trotz dieser Abschirmung kann der Magnetfeldeinfluß bei verschieden starken Magnetfeldern sich ändern und eine Änderung des gemessenen Effektes vortäuschen. Aus diesem Grunde wurde zu jedem Meßpunkt der Magnetfeldeinfluß gemessen. Die Messung erfolgte in einem schmalen Energiebereich an der steil abfallenden Flanke des Photopeaks von Cs¹³⁷, um ähnliche Bedingungen wie an der steil abfallenden Flanke des Bremsspektrums zu haben.

Die Ergebnisse sind in den Abb. 6 und 7 eingetragen und zeigen, daß der Magnetfeldeinfluß $< 7 \cdot 10^{-4}$ ist und innerhalb der statistischen Fehler als konstant angenommen werden kann.

3. DER ZUSAMMENHANG ZWISCHEN DER ZIRKULAREN POLARISATION DER E.B. UND DEM GEMESSENEN EFFEKT

Franz ⁹⁾, Lipps und Tolhoek ¹⁰⁾ zeigten, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung durch folgende Formel wiedergegeben wird:

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[\phi_0 + P_1 \phi_1 + f P_c \phi_c \right] \quad (1)$$

Dabei ist

- r_0 der klassische Elektronenradius,
- k_0, k der Impuls des einfallenden bzw. des gestreuten γ -Quants,
- ϕ_0 der gewöhnliche, von Klein-Nishina abgeleitete Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung,
- ϕ_1, ϕ_c der von der linearen bzw. zirkularen Polarisation der γ -Quanten abhängige Teil des Compton-Wirkungsquerschnittes,
- P_1, P_c der lineare bzw. zirkulare Polarisationsgrad der γ -Quanten,
- f der Anteil der polarisierten Elektronen am Streumedium.

f läßt sich nach folgender Gleichung berechnen:

$$f = \frac{B}{4\pi N_0 \mu_B} \quad (2)$$

Dabei ist

- N_0 die Zahl der Elektronen pro cm^3 Eisen,
- μ_B das Bohr'sche Magneton,
- B die Kraftflußdichte in Gauß.

ϕ_0 und ϕ_1 sind abhängig vom Winkel Ψ , unter dem die γ -Quanten gestreut werden. ϕ_c hängt zusätzlich vom Winkel \mathcal{J} ab, den der Spin des einfallenden γ -Quants mit dem des polarisierten Elektrons bildet. Durch Umpolen des Streumagneten werden die Spins der polarisierten Elektronen um den Winkel π gedreht und damit der Winkel \mathcal{J} geändert. Daraus folgt eine Änderung von ϕ_c , während ϕ_0 und ϕ_1 konstant bleiben. Bezeichnet man mit S diejenige Zählrate, für die der Winkel \mathcal{J} der Beziehung $\pi \leq \mathcal{J} \leq \frac{3\pi}{2}$ genügt, und mit N die Zählrate mit einem Winkel $0 \leq \mathcal{J} \leq \frac{\pi}{2}$, so ist die gemessene relative Zählratenänderung definiert durch

$$\varepsilon = \frac{S - N}{\frac{1}{2}(S+N)} = \text{const.} \cdot 2 \cdot f \cdot r_0 \frac{\phi_c}{\phi_0} \quad (3)$$

Berücksichtigt man ferner die Magnetfeldrichtung des Tar-

getmagneteten und bezeichnet mit p die Magnetfeldrichtung, die parallel zum Elektronenimpuls ist und mit a die entgegengesetzte Magnetfeldrichtung, so erhält man zwei verschiedene Effekte, je nach der Richtung des Magnetfeldes im Target

$$\epsilon_p = \frac{S_p - N_p}{\frac{1}{2} (S_p + N_p)} ; \quad \epsilon_a = \frac{S_a - N_a}{\frac{1}{2} (S_a + N_a)} . \quad (4)$$

Der Zusammenhang zwischen dem gemessenen Effekt und der tatsächlichen zirkularen Polarisation der E.B.-Quanten ist eine komplizierte Funktion des Bremsstrahlungsspektrums und der Impulshöhenverteilung ; denn selbst für eine monoenergetische γ -Linie erhält man eine Verteilung in der Impulshöhe, die sich aus dem Photopeak und der zu niedrigeren Energien anschließenden, breiten Comptonverteilung zusammensetzt¹²⁾. In dieser Arbeit werden nur relative Änderungen der gemessenen relativen Zählratenänderungen untersucht. Daher kann auf eine langwierige Berechnung des tatsächlichen Polarisationsgrades der E.B. verzichtet werden.

4. ERGEBNISSE

4.1. Die gemessenen Effekte

Gemessen wurde an der steil abfallenden Flanke des Bremspektrums (Abb. 5). Bisi et al. wählten einen integralen Impulshöhenbereich. In dieser Arbeit wurde in zwei verschiedenen Energiebereichen gemessen, um eine mögliche Abhängigkeit der von Bisi et al. gefundenen Änderung des Effektes von der Bremsquantenenergie feststellen zu können.

Beim Nachweis monoenergetischer γ -Quanten mit einem NaJ-

Kristall erhält man durch Compton-Streuung im Kristall eine Energieverteilung, die sich aus dem Photopeak und einer breiten Compton-Verteilung zusammensetzt. Folglich erhält man am Multiplierauszug eine breite Impulshöhenverteilung. Wegen dieser Impulshöhenverteilung ist es nicht möglich, die Energie der gemessenen E.B.-Quanten genau anzugeben.

Die Apparatur wurde mit der Impulshöhe des Photopeaks von monoenergetischen γ -Präparaten geeicht (Cs^{137} : $E_\gamma = 660 \text{ keV}$ und Co^{60} : $E_\gamma = 1,17 \text{ MeV}$ und $1,33 \text{ MeV}$). Entsprechend dieser Eichung wurden alle E.B.-Quanten erfaßt, die am Multiplierauszug einen Impuls erzeugten, dessen Höhe einer Energie des E.B.-Quants zwischen 309 keV und 378 keV (Energiebereich E_1) sowie zwischen 391 keV und 587 keV (Energiebereich E_2) entsprach. Gemessen wurde bei fünf verschiedenen starken Magnetfeldern zwischen 0 Gauß und 15900 Gauß . Dadurch, daß sowohl der Analysatormagnet als auch der Targetmagnet umgepolt wurden, war eine einwandfreie Aussage über R möglich. R gibt das Verhältnis der gemessenen relativen Zählratenänderungen bei Magnetfeldern im Target an, die parallel und antiparallel zum Elektronenimpuls sind

$$R = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_p} . \quad (5)$$

Die Tabellen 1 und 2 enthalten für die beiden Energiebereiche die vier Zählraten, die den vier Kombinationsmöglichkeiten der Magnetfeldrichtungen beider Magnete entsprechen sowie die daraus nach Gleichung (4) errechneten Effekte, ihre statistischen Fehler und den gemessenen Magnetfeldeinfluß. Außerdem ist in einer weiteren Spalte das Verhältnis R eingetragen. Aus den beiden Tabellen und den Abbildungen 6 und 7, in denen die gemessenen Effekte aufgetragen worden sind, geht hervor, daß innerhalb des statistischen Fehlers von $6 \cdot 10^{-4}$ in beiden

Energiebereichen keine Abhängigkeit des Effektes von der Stärke der Magnetfelder im Target gefunden worden ist. Das Verhältnis R (Abb. 8) ist innerhalb der statistischen Genauigkeit 1 .

Einen sekundären Einfluß mißt man, wenn man die Zählraten nach folgender Formel kombiniert

$$\eta_1 = \frac{N_p - N_a}{\frac{1}{2}(N_p + N_a)} ; \quad \eta_2 = \frac{S_p - S_a}{\frac{1}{2}(S_p + S_a)} . \quad (6)$$

Die nach dieser Formel errechneten Effekte geben den Einfluß des Targetmagnetfeldes auf die Zählraten wieder (Tab. 3, Abb. 9). Dieser Einfluß wird durch die polarisationsabhängige Absorption der E.B.-Quanten im magnetisierten Eisen hervorgerufen.

Aus den Messungen folgt :

- a) Im Energiebereich E_1 nimmt der Einfluß des Targetmagnetfeldes auf die Zählraten mit wachsender Feldstärke zu. Die Messung zeigt, daß bei einem Targetmagnetfeld, das parallel zum Elektronenimpuls ist, die Absorption der E.B.-Quanten im Target größer ist als bei einem Magnetfeld entgegengesetzter Richtung.
- b) Im Energiebereich E_2 ist innerhalb der statistischen Genauigkeit kein Einfluß des Magnetfeldes im Target zu spüren.

4.2. Systematische Fehler

Systematische Fehler in der Messung können durch Schwankungen in der Elektronik hervorgerufen werden. Diese Instabilitäten werden durch Schwankungen der Stromversorgung sowie der Temperatur verursacht. Um die Schwankungen der Stromversorgung möglichst klein zu machen, wurden sämtliche elektronischen Geräte doppelt stabilisiert, einmal durch die in jedem Gerät eingebaute Spannungssta-

bilisation und durch eine zusätzliche Stabilisierung der Netzspannung. Dagegen konnten Temperaturschwankungen bis zu 15°C nicht vermieden werden. Die Periode der Temperaturschwankungen war jedoch groß gegenüber der Meßperiode. Daher war ihre Auswirkung auf den gemessenen Effekt klein. Das E.B.-Spektrum besitzt eine steil abfallende Flanke, auf der die Energiebereiche liegen, in denen gemessen wird ; folglich verursacht jede kleine Schwankung in der Elektronik eine starke Zählratenänderung. Während der Messungen wurde die Apparatur wiederholt mit der monoenergetischen γ -Linie des Cs^{137} ($E_{\gamma} = 660 \text{ keV}$) geeicht und Zählratenänderungen nur im Bereich von $\pm 5\%$ zugelassen. Dieser Zählratenänderung entsprach eine Änderung des Energiebereiches um $\pm 4 \text{ keV}$ und damit eine Änderung des Effektes um $\Delta \epsilon \approx \pm 0,35 \cdot 10^{-3}$.

Zusätzlich wurden die Meßwerte auf systematische Fehler untersucht. Dazu wurden bei einem Meßpunkt je 120000 Ereignisse zu einem Teilergebnis zusammengefaßt und dafür die relative Zählratenänderung nach Formel (4) ausgerechnet. Trägt man die Häufigkeit der so errechneten Effekte über den Effekt selbst auf, so erwartet man bei einer einwandfreien Statistik der Messungen eine Verteilung nach der Gauß'schen Glockenkurve. Um eine bessere Statistik zu erhalten, wurden die Häufigkeitsverteilungen von je drei Meßpunkten eines Energiebereiches zusammengefaßt und als Treppenkurven in den Abbildungen 10 und 11 aufgetragen. Aus diesen beiden Treppenkurven wurde der mittlere Effekt ausgerechnet und als ausgezogene Gerade in die Abbildungen 6 und 7 eingetragen. Der mittlere Effekt beträgt im Energiebereich E_1 $\bar{\epsilon} = 1,36 \cdot 10^{-2}$ und im Energiebereich E_2 $\bar{\epsilon} = 2,11 \cdot 10^{-2}$.

Eine Prüfung auf Normalverteilung zeigt, daß die Treppenkurven den Gesetzen der Statistik gut gehorchen. Daraus folgt, daß die zugelassenen Schwankungen der

Elektronik kaum einen Einfluß auf die Messung des Ef -
fektes gehabt haben. Zusätzlich wurden die zu den Trep-
penkurven gehörenden Gauß'schen Glockenkurven ausgerech-
net und in die Abbildungen 10 und 11 eingetragen¹⁴⁾.

5. DISKUSSION VON STÖREINFLÜSSEN

In die Messung der relativen Zählratenänderung gehen
durch die Apparatur bedingte Störeinflüsse ein, die die
Ergebnisse verfälschen können. Daher ist es notwendig,
ihren Einfluß auf die Messung genauer zu untersuchen.

5.1. Der Untergrund der γ -Strahlung

Der vom Szintillationszähler nachgewiesene Untergrund der
 γ -Strahlung läßt sich in vier Anteile zerlegen¹²⁾.

$$N = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 . \quad (7)$$

Dabei ist

- N_1 der Untergrund, der ohne Präparat gemessen wird,
- N_2 der Teil der E.B., der den Bleikonus durchdringt,
- N_3 die Zahl der elastisch gestreuten Quanten im
Eisen und im Kupfer der Magnetisierungsspule des
Analysatormagneten,
- N_4 die Zahl der am Kupfer des Analysatormagneten
Compton-gestreuten Quanten.

N_1 ist unabhängig von den Magnetfeldern beider Magnete.
Wegen der polarisationsabhängigen Absorption von γ -Quan-
ten in magnetisiertem Eisen hängen die Anteile N_2 , N_3
und N_4 vom Magnetfeld im Target ab. Die Anteile N_2 , N_3
und auch N_1 sind jedoch so klein, daß sie in der Mes-
sung nicht besonders berücksichtigt zu werden brauchen.
Da ein Teil der im Kupfer Compton-gestreuten γ -Quanten
auch im Eisen Compton-gestreut wird, hängt N_4 zusätz -

lich vom Polarisationsgrad der E.B. und von der Polung des Analysatormagneten ab. Folglich liefert N_4 einen Beitrag zur relativen Zählratenänderung und würde auch eine mögliche Abhängigkeit des Polarisationsgrades der E.B. von Magnetfeldern im Target noch deutlicher hervortreten lassen. Die Änderung von N_4 durch die polarisationsabhängige Absorption der E.B. im magnetisierten Target ist dagegen vernachlässigbar klein.

5.2. Die E.B. aus der Abdeckfolie des Präparates

Die bei diesem Präparat benutzte Abdeckfolie aus Aluminium hat gegenüber den bisher benutzten Kunststoffolien den Nachteil, daß wegen des höheren Z von Aluminium ($Z = 13$) der Anteil der in der Abdeckfolie entstehenden E.B. größer ist.

Heitler gibt eine Formel an zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die E.B.-Erzeugung pro Targetatom und für eine bestimmte Bremsquantenenergie ¹⁵⁾. Berücksichtigt man das β -Spektrum des Präparates, und gibt man die Absorption der Elektronen im Target näherungsweise durch eine Exponentialfunktion wieder, so erhält man für die Zahl S der entstehenden E.B.-Quanten, die mit einer Energie $> 0,5$ MeV ausgesendet werden.

$$S = \int_0^L N_{\text{Fe}} e^{-\mu x} \int_{0,5\text{MeV}}^{E_{\text{max.}}} P(E) \int_{0,5\text{MeV}/c}^{k_{\text{max.}}} \phi(E,k) dk dE dx \quad . \quad (8)$$

Dabei ist

- N_{Fe} die Zahl der Fe-Atome/cm³ im Target,
- L die Dicke des Targets,
- μ der Massenabsorptionskoeffizient,
- $P(E)$ das β -Spektrum des Präparats,
- $\phi(E,k)$ der Wirkungsquerschnitt für die E.B.-Erzeugung.

Bei einer Präparatstärke von 10 mCi erhält man für die Zahl der E.B.-Quanten, die in der Abdeckfolie entstehen

und in den vom Analysatormagneten erfaßten Öffnungswinkel ausgesendet werden

$$S_{Al} \approx 1,49 \cdot 10^3 \frac{\text{E.B.-Quanten}}{\text{sec.}}$$

Für die Zahl der E.B.-Quanten aus dem Eisentarget erhält man

$$S_{Fe} \approx 3 \cdot 10^5 \frac{\text{E.B.-Quanten}}{\text{sec.}}$$

Vergleicht man die Zahl der E.B.-Quanten, die in der Abdeckfolie entstehen, mit denen, die im Target entstehen, so erhält man

$$x = \frac{S_{Al}}{S_{Fe}} \approx 0,5 \cdot 10^{-2}. \quad (9)$$

Der Anteil der E.B.-Quanten aus der Abdeckfolie kann also gegenüber der Zahl der E.B.-Quanten aus dem Target vernachlässigt werden.

5.3. Der Einfluß der Präparatunterlage auf die E.B. - Erzeugung

Galster ¹²⁾ zeigte, daß bei einer Anordnung, bei der Silber als Unterlage und Paraffin als Absorber genommen werden, der Polarisationsgrad der E.B. aus der Unterlage 0,25 des Polarisationsgrades der E.B. aus dem Absorber beträgt. Beide Polarisationsgrade haben das gleiche Vorzeichen. Folglich wird bei der Ablenkung der Elektronen im Coulombfeld der Kerne der Spin der Elektronen zum Teil mitgedreht. Dies ist auf einen relativistischen Effekt zurückzuführen, der schon bei Elektronen mit einer Energie > 300 keV auftritt. Hinzu kommt, daß die Depolarisation der Elektronen bei Rückdiffusion nicht vollständig ist ¹⁶⁾.

Nimmt man magnetisiertes Eisen als Unterlage und Plexiglas als Absorber und umgekehrt, so beträgt der Zählratenunterschied $< 7 \cdot 10^{-2}$ ¹⁷⁾. Berücksichtigt man ferner den mittleren Polarisationsgrad der E.B. aus der Unterlage, wie er von Galster gemessen wurde, so beträgt die

daraus folgende Änderung des mittleren Polarisationsgrades der E.B. $< 5 \cdot 10^{-2}$.

In der gleichen Arbeit¹⁷⁾ wurde der Polarisationsgrad der E.B. mit einer unmagnetisierten und einer magnetisierten Eisenunterlage (21000 Gauß) gemessen. Innerhalb von $2 \cdot 10^{-4}$ ergab sich keine Änderung des Effektes. In dieser Arbeit wurde der Effekt auf $6 \cdot 10^{-4}$ genau gemessen. Der mögliche Einfluß der Magnetfelder im Targetmagneten auf die E.B.-Erzeugung in der Präparatunterlage und damit auf die Änderung des gemessenen Effektes liegt innerhalb der statistischen Fehler der Meßpunkte.

6. DER EINFLUSS DER MAGNETFELDER

Die verschiedenen magnetischen Einflüsse auf die Zählrate kann man durch folgende Formel darstellen :

$$Z = Z_0 e^{-N_{\text{Fe}}(L\mu + \gamma L_{\text{eff}} f_1 P_1 \mu_{\text{CM}})} (\phi_0 + \delta f_2 P_C \phi_C) (1 + \delta \tau). \quad (10)$$

Dabei ist

- Z die Zahl der registrierten E.B.-Quanten,
- Z_0 die Zahl der E.B.-Quanten, die im Target entstehen und in den vom Analysatormagneten erfaßten Öffnungswinkel ausgesendet werden,
- L die Dicke des Targets,
- L_{eff} die effektive Dicke des magnetisierten Targets,
- μ der Absorptionskoeffizient für die E.B. im Target,
- μ_{CM} der polarisationsabhängige Absorptionskoeffizient durch Compton-Streuung im magnetisierten Target,
- f_1, f_2 der Anteil der polarisierten Elektronen im magnetisierten Eisen des Targets bzw. des Analysatormagneten,
- δ $\begin{cases} +1 & \text{bei S-Polung des Analysatormagneten,} \\ -1 & \text{bei N-Polung des Analysatormagneten,} \end{cases}$
- γ $\begin{cases} +1 & \text{wenn das Targetmagnetfeld parallel zum Elektronenimpuls ist,} \\ -1 & \text{bei entgegengesetzter Richtung des Magnetfeldes,} \end{cases}$

τ die Änderung der Multipliierverstärkung.

Polt man nur den Analysatormagneten um, so erhält man als relative Zählratenänderung

$$\epsilon_a = \frac{S_a - N_a}{\frac{1}{2}(S_a + N_a)} = \frac{2(f_2 \cdot P_C \cdot \phi_C + \phi_0 \cdot \tau)}{f_2 \cdot P_C \cdot \phi_C \cdot \tau + \phi_0} \approx 2 \frac{f_2 \cdot P_C \cdot \phi_C}{\phi_0} + 2\tau, \quad (11)$$

da $f_2 \cdot P_C \cdot \phi_C \cdot \tau$ vernachlässigbar klein ist. Die gemessene relative Zählratenänderung ϵ_a (ebenso ϵ_p) setzt sich zusammen aus der tatsächlichen relativen Zählratenänderung und der Störung durch die Änderung der Multipliierverstärkung. Wie im Abschnitt 2.5. gezeigt wurde, ist der Einfluß der Magnetfelder auf die Multipliierverstärkung annähernd konstant und $< 7 \cdot 10^{-4}$. Die Ergebnisse von ϵ_a und ϵ_p wurden bereits im Kapitel 4 diskutiert.

Polt man nur den Targetmagneten um, so erhält man den Einfluß des Targetmagnetfeldes auf die Zählraten

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{N_p - N_a}{\frac{1}{2}(N_p + N_a)} \\ &= \frac{e^{L_{\text{eff.}} \cdot N_{\text{Fe}} \cdot f_1 \cdot P_C \cdot \mu_{\text{CM}}} - e^{-L_{\text{eff.}} \cdot N_{\text{Fe}} \cdot f_1 \cdot P_C \cdot \mu_{\text{CM}}}}{\frac{1}{2}(e^{L_{\text{eff.}} \cdot N_{\text{Fe}} \cdot f_1 \cdot P_C \cdot \mu_{\text{CM}}} + e^{-L_{\text{eff.}} \cdot N_{\text{Fe}} \cdot f_1 \cdot P_C \cdot \mu_{\text{CM}}})} \\ &= 2 \text{Tg } L_{\text{eff.}} \cdot N_{\text{Fe}} \cdot f_1 \cdot P_C \cdot \mu_{\text{CM}} \cdot \end{aligned} \quad (12)$$

Dieser Einfluß η_1 (ebenso η_2) ist gemessen worden und bereits im Kapitel 4 diskutiert worden. Zusätzlich wurden für einen magnetischen Fluß von 14000 Gauß im Target η_1 und η_2 nach Formel (12) rechnerisch abgeschätzt¹³⁾. Diese Abschätzung ist jedoch sehr grob, da es in diesem Falle nicht möglich ist, die effektive Dicke des Targets genau anzugeben. Die Abschätzung ergab

$$\begin{aligned} \text{a) im Energiebereich } E_1 & \quad \eta_1 = \eta_2 \approx -2,3 \cdot 10^{-3}, \\ \text{b) im Energiebereich } E_2 & \quad \eta_1 = \eta_2 \approx +0,8 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Vergleicht man diese Werte mit den gemessenen Einflüssen (Tab. 3 und Abb. 9), so findet man eine gute Übereinstimmung.

Dieser Einfluß des Targetmagnetfeldes auf den gemessenen Effekt ist jedoch vernachlässigbar klein; das läßt sich leicht in der folgenden Abschätzung zeigen. Ist Eisen bis zur Sättigung magnetisiert, so sind nur zwei Elektronen der insgesamt 26 Hüllenelektronen eines Fe-Atoms polarisiert. Ändert sich die zirkulare Polarisation von 0 auf 1, so erhält man eine Änderung der relativen Zählratenänderung von 0 auf $8 \cdot 10^{-2}$. Die durch die polarisationsabhängige Absorption der E.B. im Target verursachte Änderung des Polarisationsgrades beträgt nach der Messung (Tab. 3, Abb. 9) maximal $3 \cdot 10^{-3}$. Folglich wird dadurch eine Änderung der relativen Zählratenänderung um $3 \cdot 10^{-3} \cdot 8 \cdot 10^{-2} = 2,4 \cdot 10^{-4}$ bewirkt. Diese Änderung ist aber kleiner als der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Bisi et al. fanden bei Magnetfeldern im Target, die annähernd parallel und antiparallel zum Impuls der Elektronen waren, eine Änderung des Polarisationsgrades der E.B. mit der Richtung und der Stärke der Magnetfelder im Target bis zu 53 %. Diese Abhängigkeit ist in dieser Arbeit mit einem verbesserten Versuchsaufbau untersucht worden und wurde nicht gefunden.

Bei Magnetfeldern im Target, die senkrecht zum Elektronenimpuls waren, fanden die gleichen Autoren ein Maximum der Polarisation der E.B. bei 1300 Gauß. Diese Abhängigkeit ist von Khubeis¹⁷⁾ untersucht worden und konnte von ihm nicht bestätigt werden.

Weiterhin fanden Bisi et al. eine Abhängigkeit des Polarisationsgrades der E.B. von äußeren elektrischen Feldern im Target. Galster¹⁸⁾ hat diese Abhängigkeit ebenfalls nicht gefunden; dagegen hat er gezeigt, daß in einem dicken Absorber das Coulombfeld der Kerne die E.B.-Polarisation sekundär über die Elektronendiffusion meßbar ändert.

Damit konnte in dieser Arbeit und in den Arbeiten von Khubeis und von Galster nachgewiesen werden, daß innerhalb der in den Arbeiten angegebenen statistischen Fehler der Polarisationsgrad der E.B. von äußeren magnetischen und elektrischen Feldern nicht beeinflusst wird.

Herrn Professor Dr. H. Schopper möchte ich hiermit dafür danken, daß er mir die Arbeit anvertraut und deren Durchführung stets mit Interesse verfolgt hat.

Ebenfalls danke ich Herrn Dr. S. Galster für die vielen wertvollen Ratschläge, mit denen er mir bei der Durchführung dieser Arbeit geholfen hat.

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- 1) J.D.Yang and C.N.Lee Phys.Rev.104 (1956) S.254
- 2) M.Goldhaber, L.Grodzins,
and A.W.Sunyar Phys.Rev.106 (1957) S.826
- 3) H.Schopper, S.Galster Nucl.Phys.6 (1957) S. 125
- 4) R.L.Gluckstern, M.H.Hulland,
G.Breit Phys.Rev. 90 (1953)S.1026,1030
- 5) A.Bisi and L.Zappa Phys.Rev.Letters 2(1959)S.348
- 6) A.Bisi,A.Cattoni,L.Zappa Nucl.Phys.15 (1960) S.231
- 7) A.Bisi, A.Cattoni, A.Fasana
and L.Zappa Nucl.Phys.36 (1962) S.320
- 8) S.B.Gunst and L.A.Page Phys.Rev. 92 (1953) S.970
- 9) W.Franz Ann.Phys. 33 (1938) S.689
- 10) H.A.Tolhoek Rev.Mod.Phys.28 (1956)S.277
- 11) H.Schopper Nucl.Instr. 3 (1958) S.158
- 12) S.Galster Zeitschr.f.Phys. 161 (1961)
S. 46
- 13) K.Budal and K.Lønvik Proceedings of the Physics
Seminar in Trondheim Nr. 7
(1962)
- 14) R.Zurmühl Praktische Mathematik
Springer Verlag, 4.Auflage,
(1963) S. 244
- 15) W. Heitler Quantum theory of radiation
Oxford, At the Clarendon Press
(1954) S.242
- 16) J.Heintze Zeitschr.für Physik 150,(1958)
S. 134
- 17) J.G.Khubeis and H.Schopper Nucl.Phys. 51, (1964) S.588
- 18) S.Galster Nucl.Phys. 58, (1964) S. 72

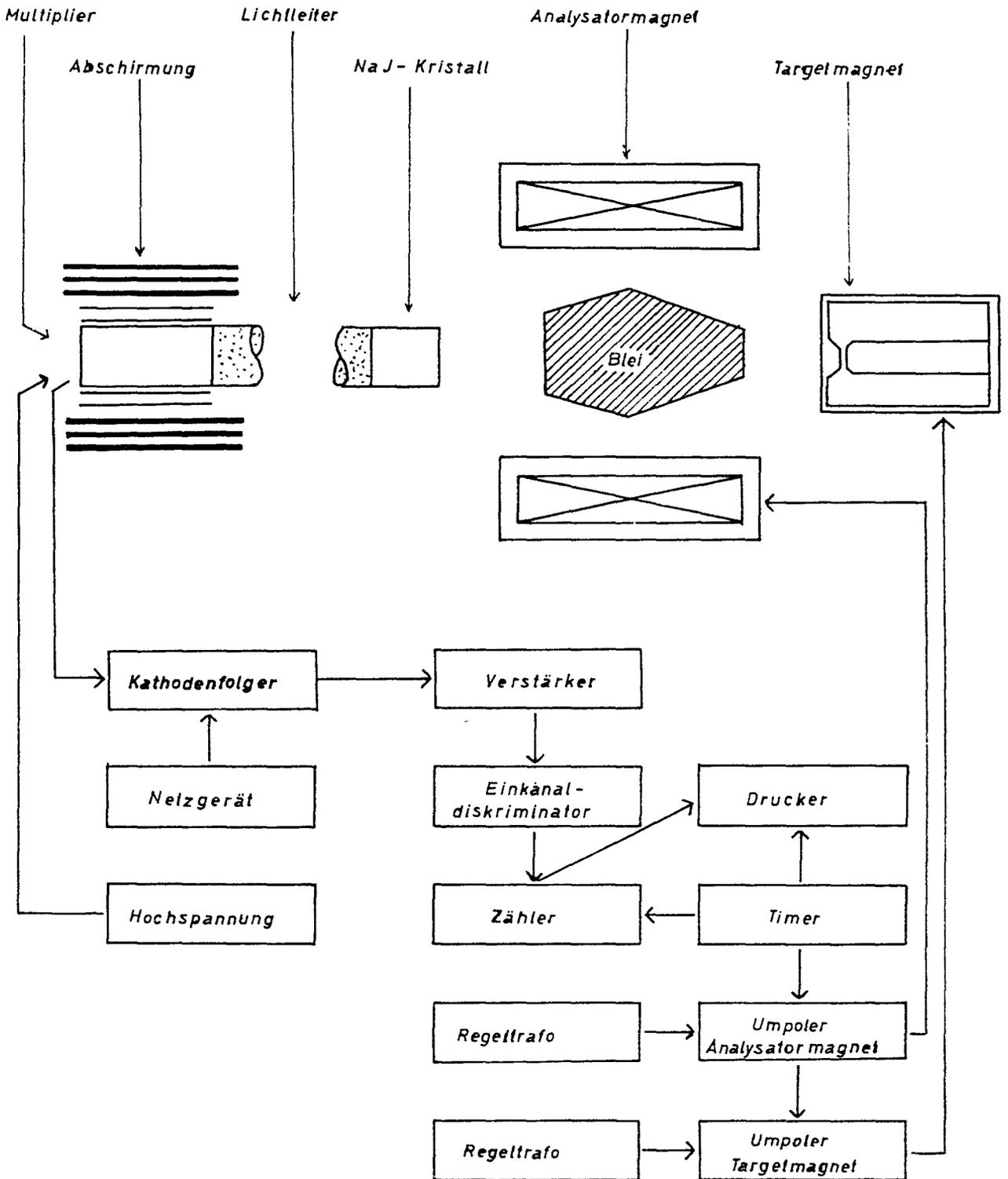


Bild 1 Versuchsaufbau und Blockschaltbild

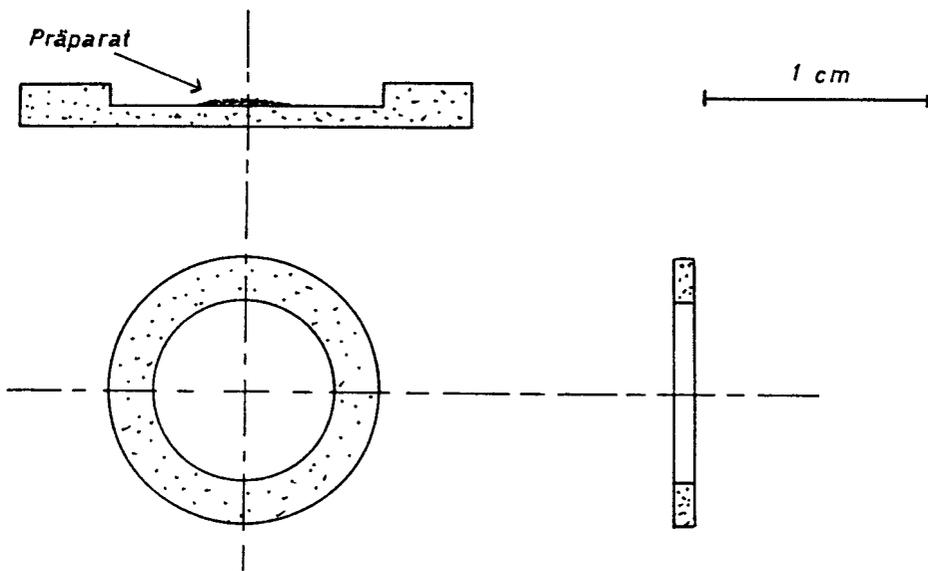


Bild 2 Präparatbehälter

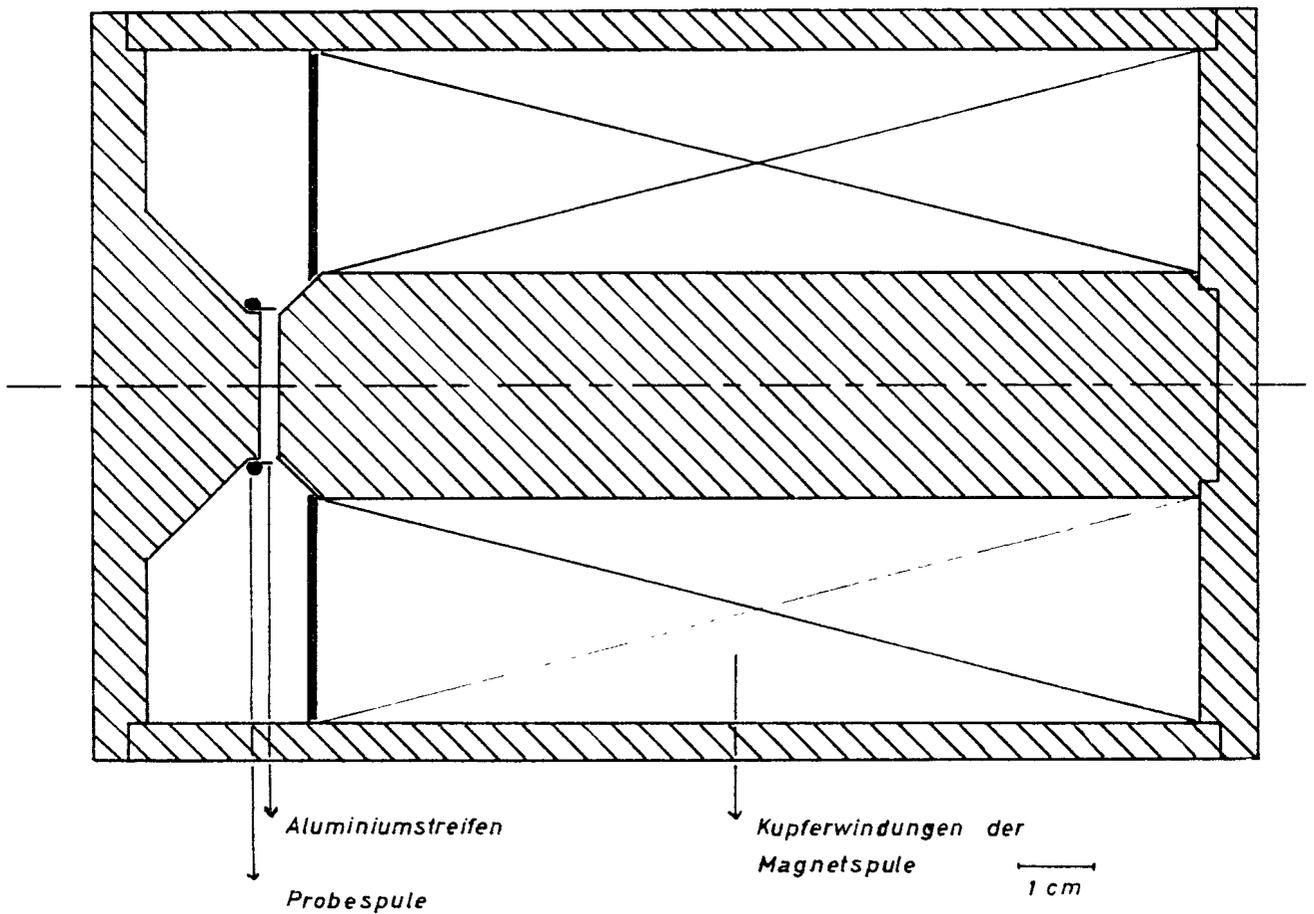


Bild 3 Targetmagnet

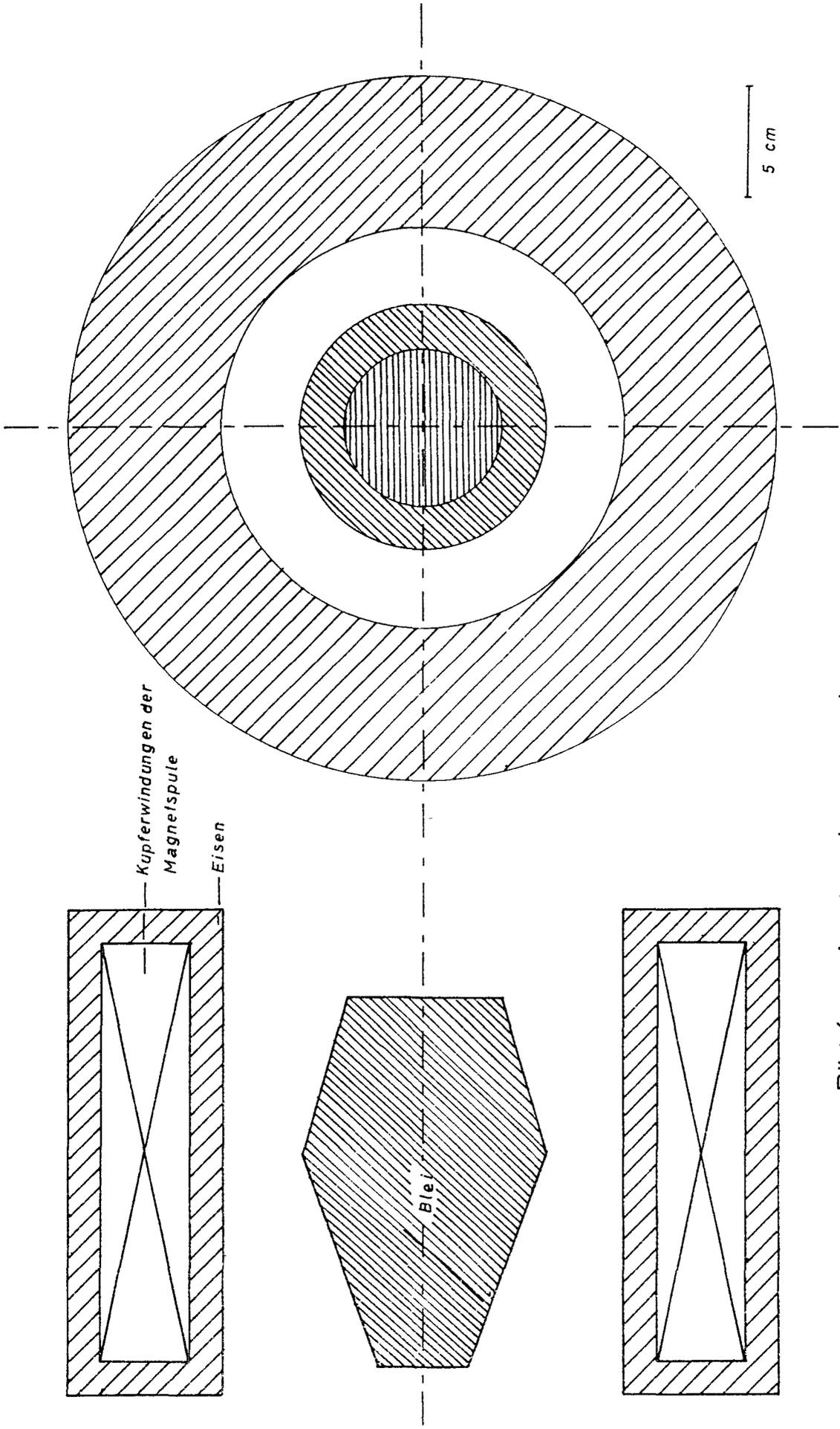


Bild 4 Analysatormagnet

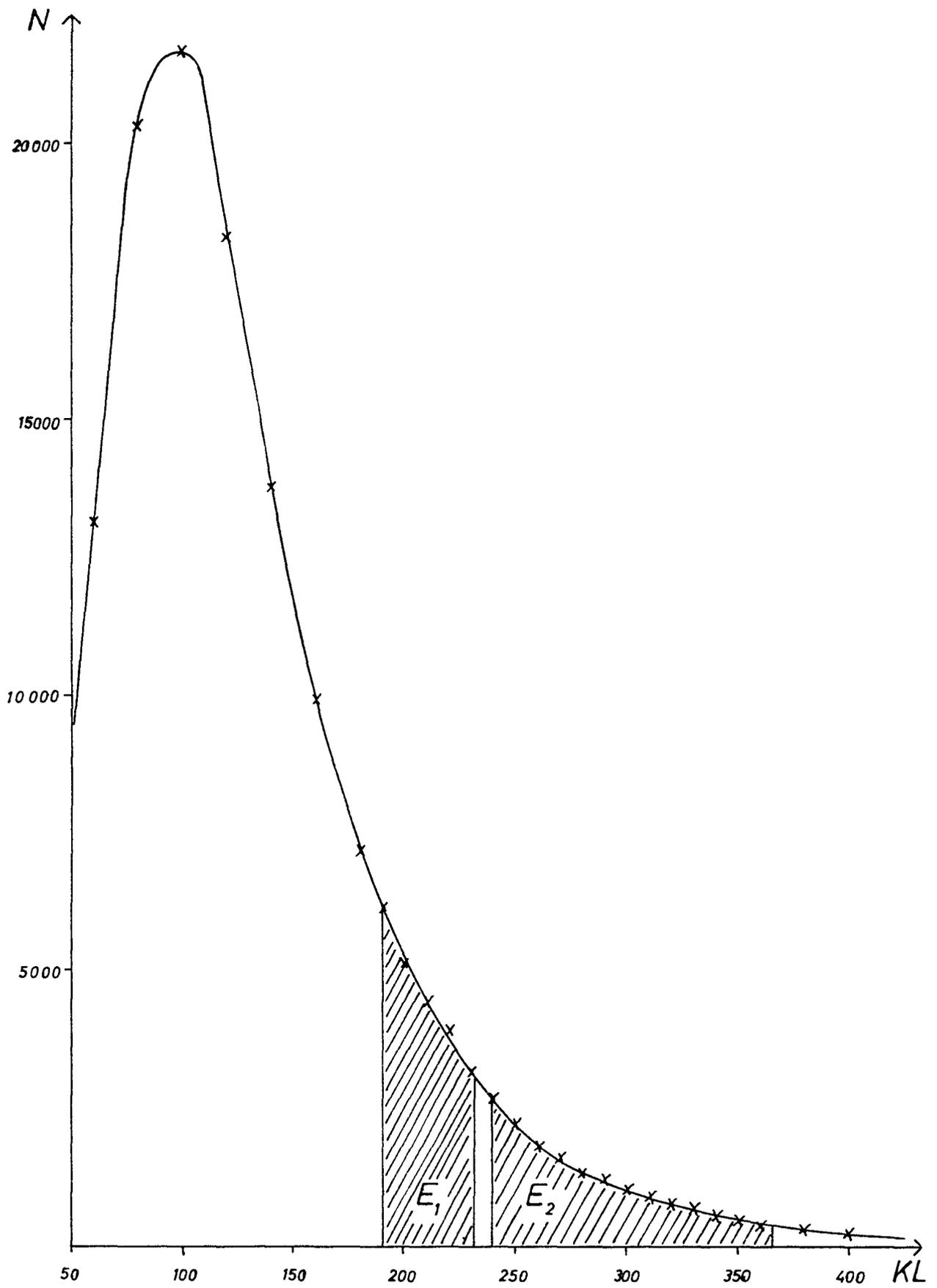


Bild 5 E. B. - Spektrum

B [Gauss]	N	S	S - N	$\frac{1}{2}(S+N)$	$\frac{1}{2}(S+N)$ 80 sec	ϵ [10 ⁻²]	Magnetfeld= einfluß [10 ⁻⁴]	$R = \frac{a}{q}$
0	a	6 744 906	90 224	6 699 794	10 843	+1,347±0,055	-1,81±4,97	1,015±0,059
	p	6 744 644	88 726	6 700 281	10 845	+1,324±0,055	+2,25±4,97	
960	a	5 010 702	66 593	4 977 405	11 010	+1,338±0,064	-1,82±4,96	1,014±0,069
	p	5 010 574	65 647	4 977 750	11 011	+1,319±0,064	+7,26±4,96	
3 870	a	3 475 274	46 624	3 451 962	10 270	+1,351±0,077	-3,48±4,56	0,983±0,078
	p	3 474 733	47 397	3 451 034	10 268	+1,373±0,077	+1,36±4,56	
9900	a	5 735 279	77 750	5 696 404	11 085	+1,365±0,059	+3,08±3,80	0,988±0,060
	p	5 721 435	78 615	5 687 127	11 050	+1,381±0,059	-1,90±3,80	
15900	a	5 671 252	80 528	5 630 988	11 040	+1,432±0,060	-2,07±4,89	1,051±0,064
	p	5 655 396	76 457	5 617 167	11 010	+1,362±0,060	-1,57±4,89	
$\Sigma \frac{1}{2}(S+N) = 52 869 912$					\rightarrow	$\Sigma(S+N) = 105 739 824$		

Tabelle 1 Ergebnisse (Energiebereich E₁)

B [Gauß]	N	S	S - N	$\frac{1}{2}(S+N)$	$\frac{1}{2}(S+N)$ 80sec	ξ [10 ⁻²]	Magnetfeld= einfluß [10 ⁻⁴]	$R = \frac{a}{p}$
a	6 355 860	6 493 103	137 243	6 424 481	11 873	+2,136±0,056	- 1,81±4,97	0,991±0,037
0								
p	6 353 226	6 491 565	138 339	6 422 398	11 799	+2,154±0,056	+ 2,25±4,97	
a	5 566 869	5 686 433	119 564	5 626 651	12 003	+2,125±0,059	- 1,82±4,96	1,000±0,037
815								
p	5 570 769	5 690 450	119 681	5 630 609	12 010	+2,125±0,059	+ 7,26±4,96	
a	5 531 604	5 649 745	118 141	5 590 609	12 075	+2,113±0,060	- 3,48±4,56	0,976±0,039
3760								
p	5 531 075	5 653 277	122 202	5 592 176	12 078	+2,185±0,060	+ 1,36±4,56	
a	5 731 612	5 852 952	121 340	5 792 282	11 773	+2,094±0,059	+ 3,08±3,80	0,990±0,039
9850								
p	5 730 992	5 853 489	122 497	5 792 240	11 773	+2,114±0,059	- 1,90±3,80	
a	6 390 201	6 528 732	138 531	6 459 466	12 017	+2,144±0,056	- 2,07±4,89	1,012±0,037
15850								
p	6 392 585	6 529 436	136 851	6 461 010	12 020	+2,118±0,056	- 1,57±4,89	
$\sum \frac{1}{2}(S+N) = 59\,791\,919$						$\sum (S+N) = 119\,583\,838$		

Tabelle 2 Ergebnisse (Energiebereich E₂)

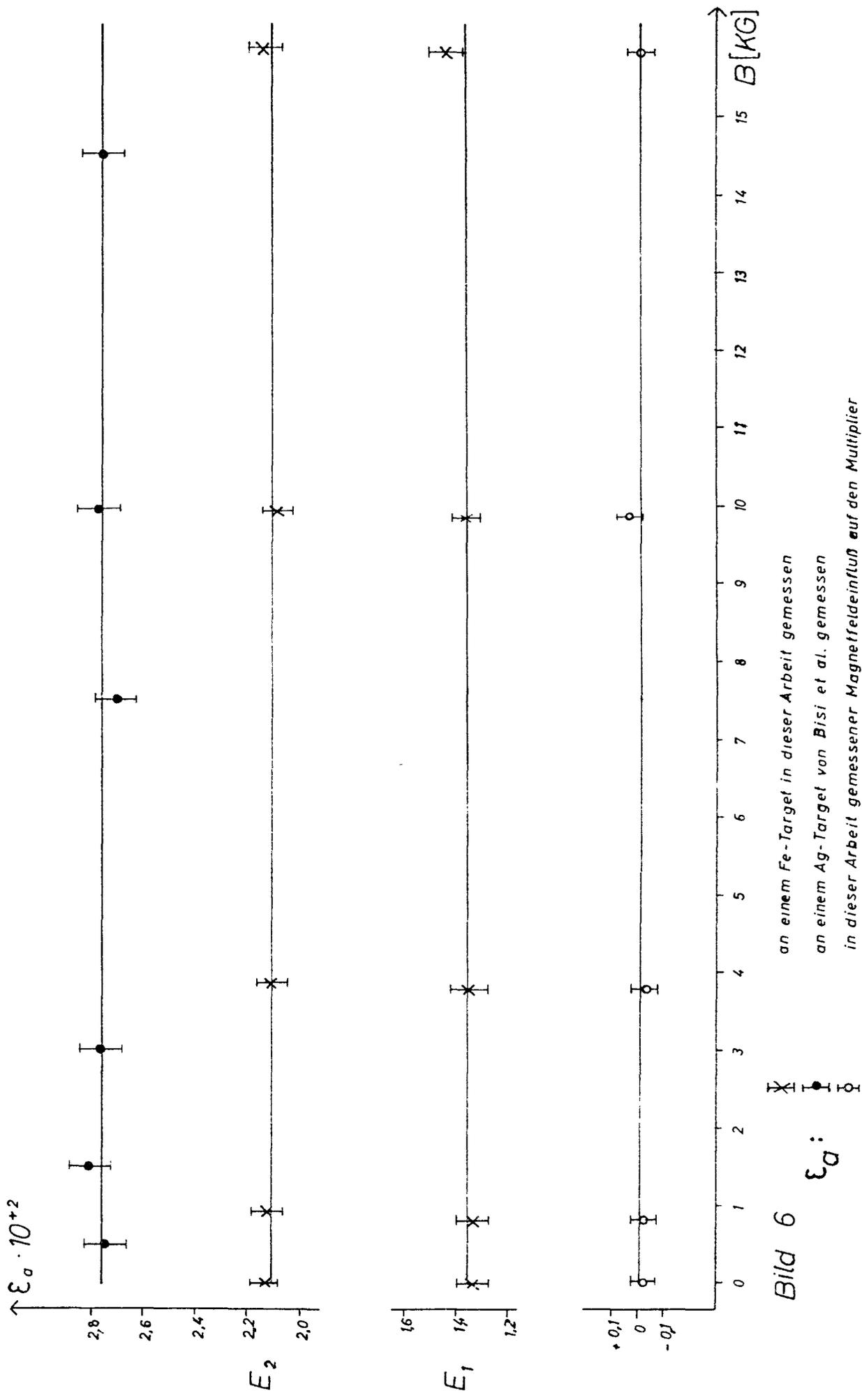


Bild 6 ϵ_{σ} :
 an einem Fe-Target in dieser Arbeit gemessen
 an einem Ag-Target von Bisi et al. gemessen
 in dieser Arbeit gemessener Magnetfeldinfluss auf den Multiplier

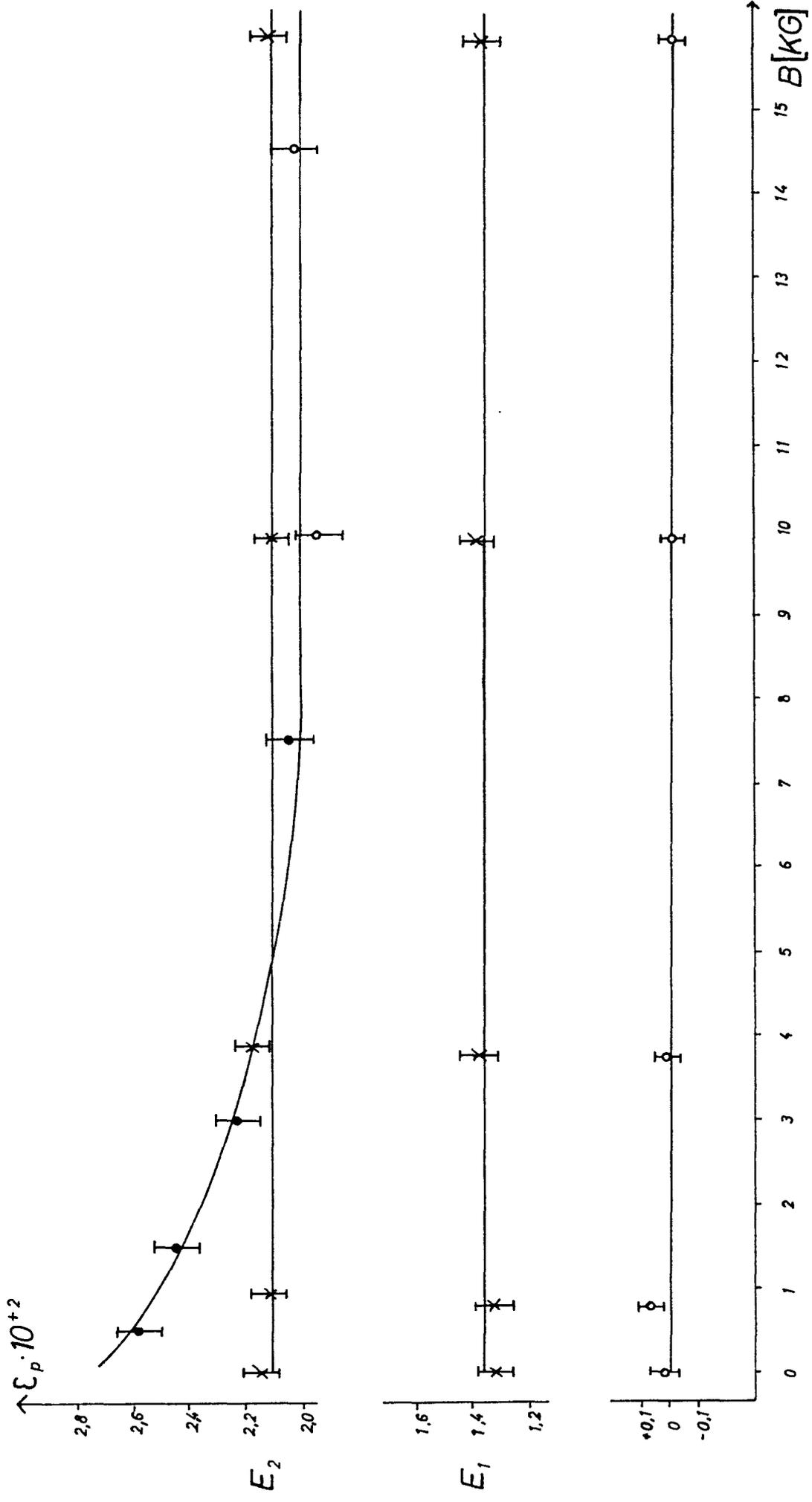


Bild 7 ϵ_p :
 an einem Fe-Target in dieser Arbeit gemessen
 an einem Ag-Target von Bisi et al. gemessen
 in dieser Arbeit gemessener Magnetfeldinfluß auf den Multiplier

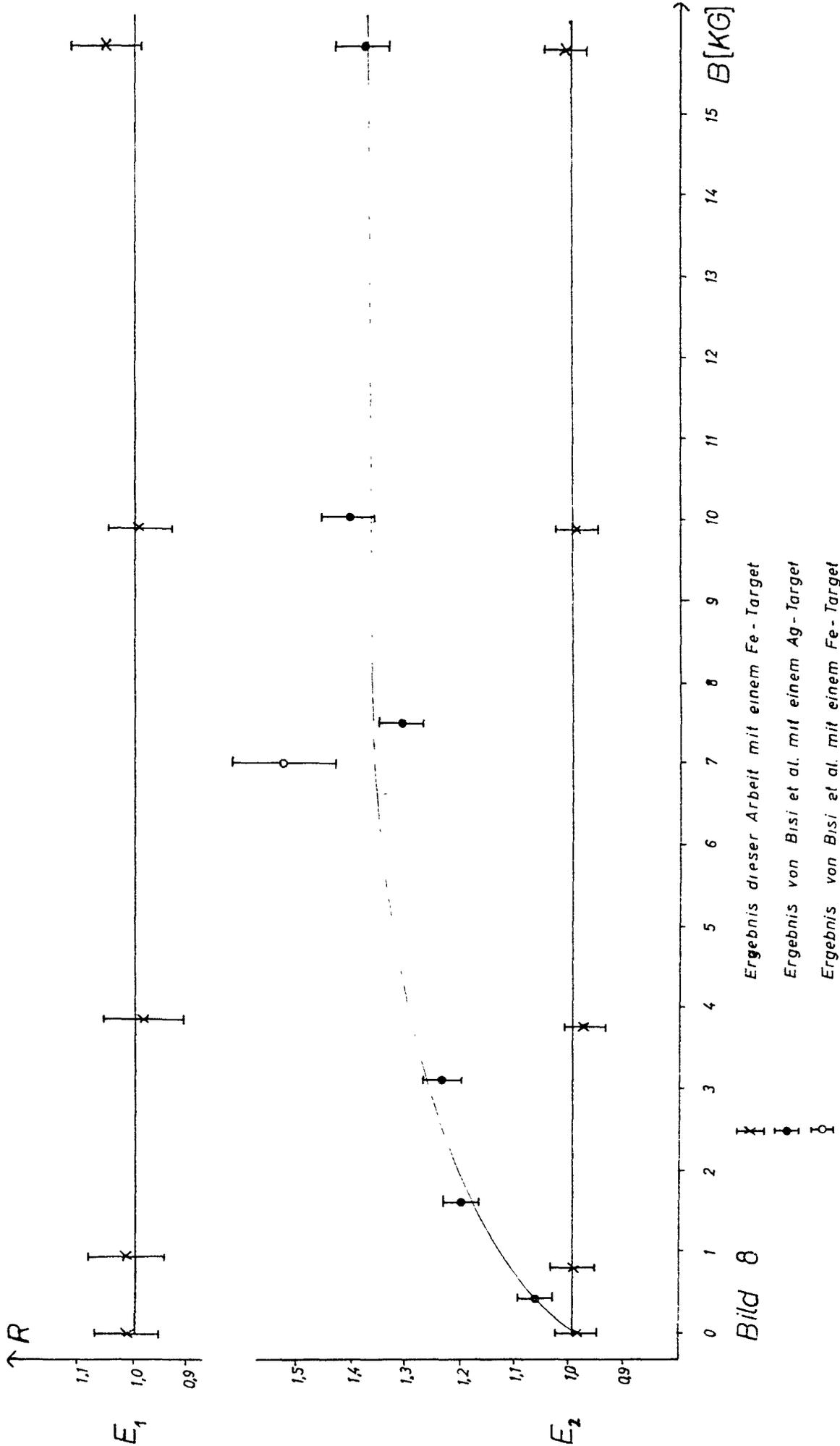


Bild 8

Ergebnis dieser Arbeit mit einem Fe-Target
 Ergebnis von Bisi et al. mit einem Ag-Target
 Ergebnis von Bisi et al. mit einem Fe-Target

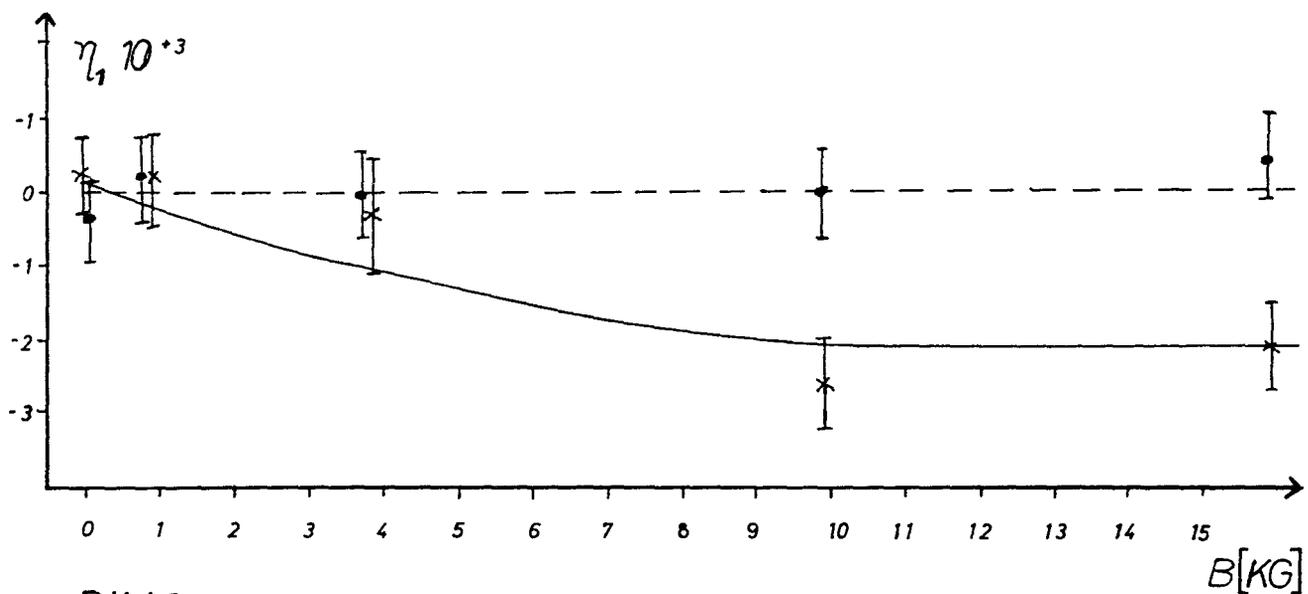
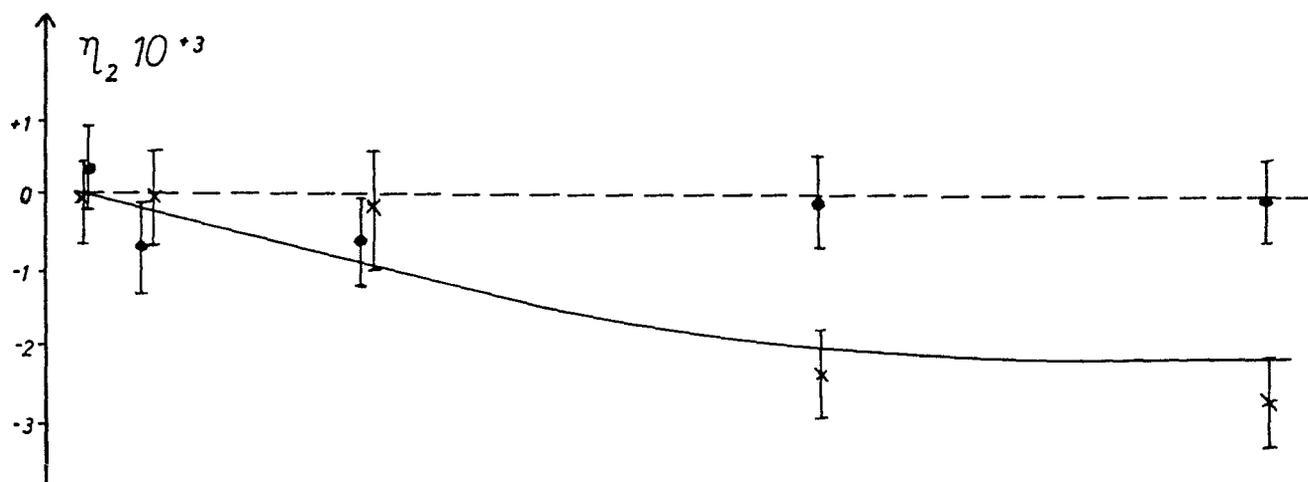


Bild 9

Einfluß des Targetmagnetfeldes auf die Zählraten, welcher durch die polarisationsabhängige Absorption im Target erklärt wird

- \times im Energiebereich E_1
- \bullet im Energiebereich E_2

E_1		E_2			
B [Gauss]	η_1 [10^{-4}]	η_2 [10^{-4}]	B [Gauss]	η_1 [10^{-4}]	η_2 [10^{-4}]
0	$1,80 \pm 55$	$-0,4 \pm 55$	0	$-4,1 \pm 5,6$	$+34, \pm 5,6$
960	$+1,60 \pm 6,4$	$-0,3 \pm 6,4$	815	$+1,6 \pm 5,9$	$-7,0 \pm 5,9$
3 870	$-3,80 \pm 7,7$	$-1,6 \pm 7,7$	3 760	$-1,0 \pm 6,0$	$-6,24 \pm 6,0$
9 900	$-2,60 \pm 5,9$	$-2,2 \pm 5,9$	9 850	$-1,1 \pm 5,9$	$-1,0 \pm 5,9$
15 900	$-24,1 \pm 6,0$	$-2,2 \pm 6,0$	15 850	$+3,7 \pm 5,6$	$-1,1 \pm 5,6$

TABELLE 3 Abhängigkeit der Absorption der E.B. von der Magnetisierung des Targets

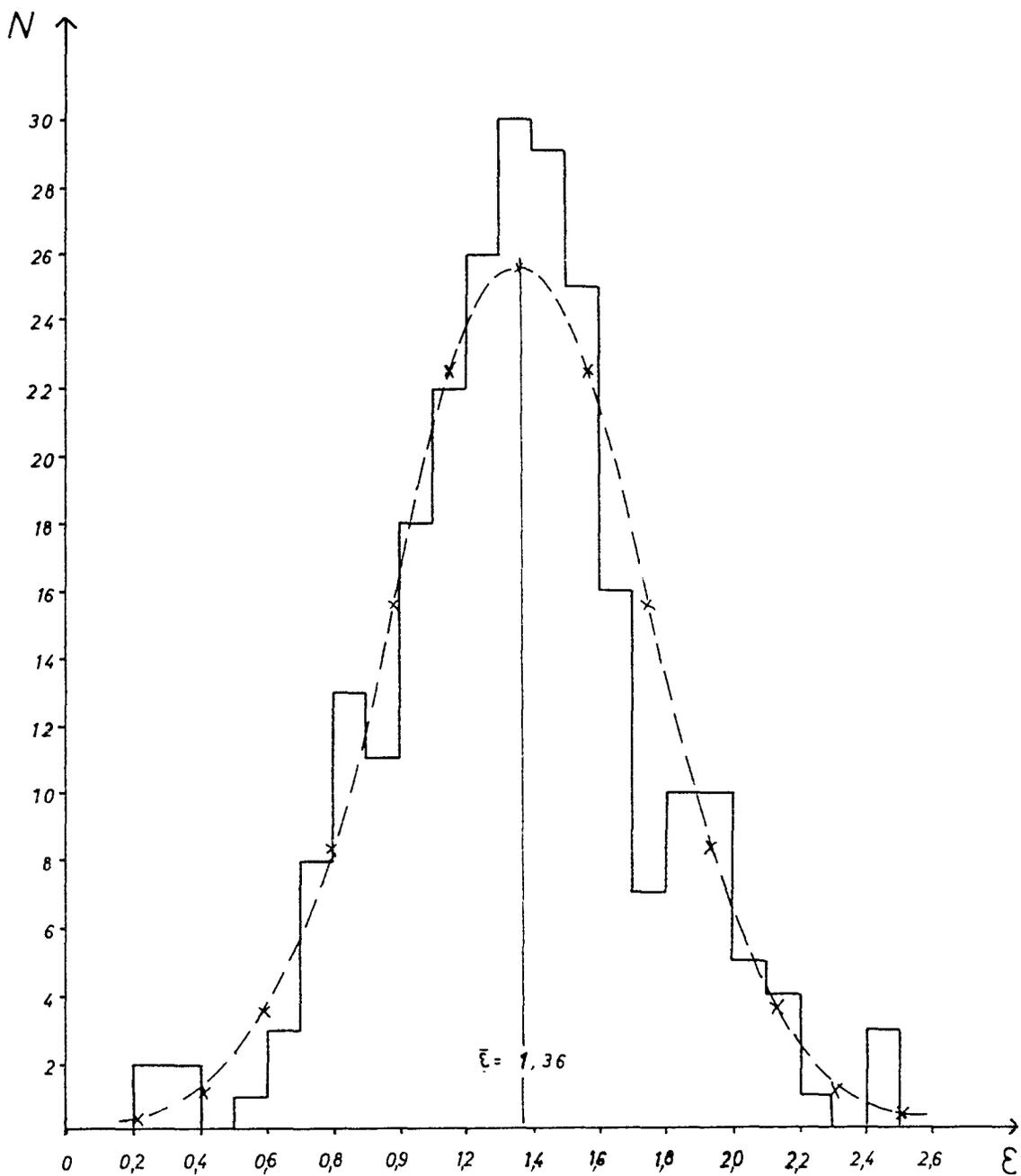


Bild 10 Gaußverteilung der gemessenen Effekte
im Energiebereich E_1

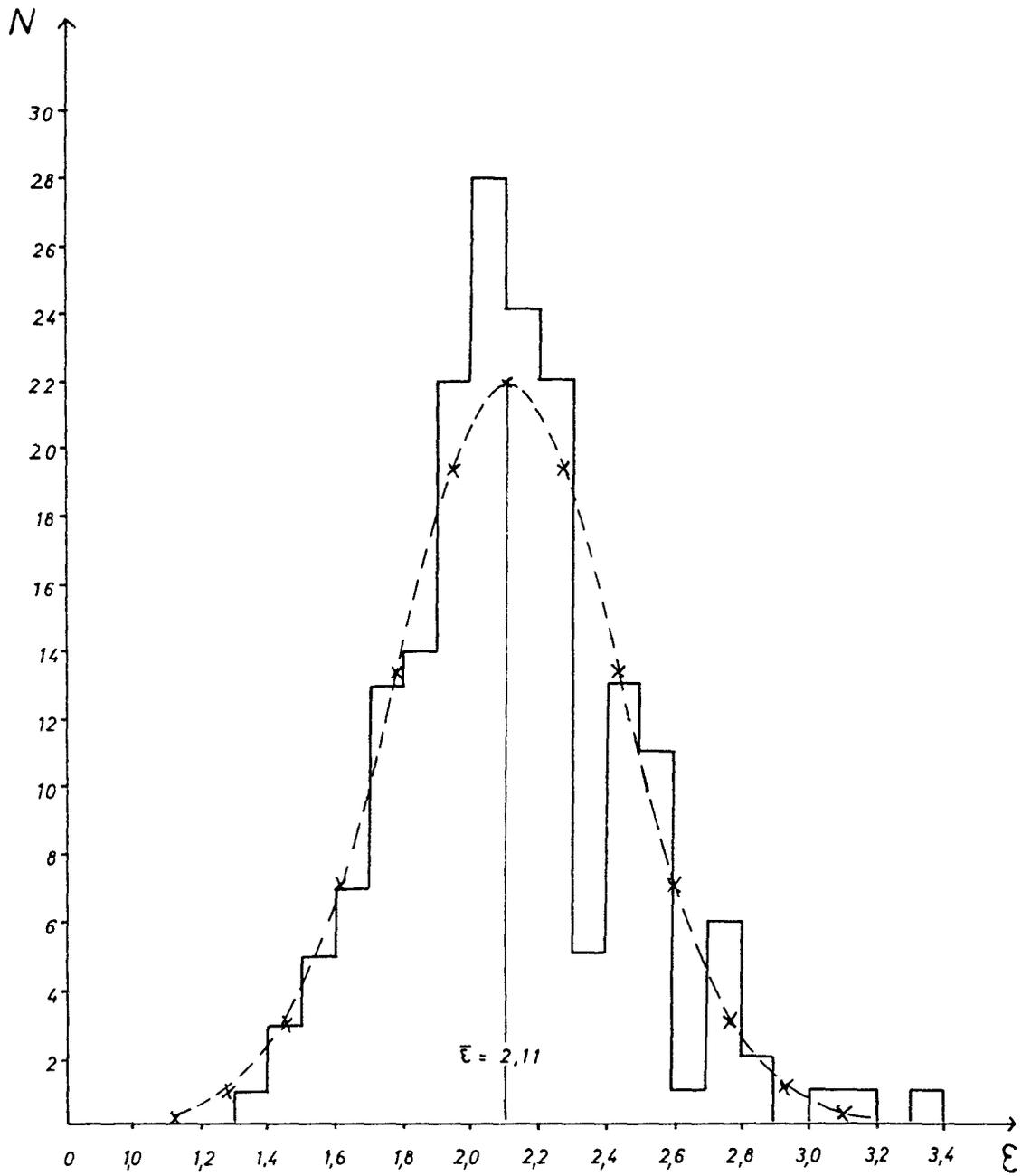


Bild 11 Gaußverteilung der gemessenen Effekte im Energiebereich E_2