

Interner Bericht
DESY F39-73/1
Juli 1973

DESY-Bibliothek
30. AUG. 1973

Messung der Delbrück-Streuung im GeV-Bereich

von

Hans-Jürgen Willutzki

Messung der Delbrück-Streuung im GeV-Bereich

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Hans-Jürgen Willutzki
aus Rendsburg

Hamburg
1973

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg auf Antrag von
Prof. Dr. E. Lohrmann.

Hamburg, den 30.5.1973

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der DESY-Gruppe
F 39 in Zusammenarbeit mit Mitgliedern der Universität Lund.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
1. EINLEITUNG	1
1.1 Experimente zur Prüfung der Quantenelektrodynamik	1
1.2 Nichtlineare Wechselwirkungen der Quantenelektrodynamik	2
1.3 Abschätzung der Größenordnung von nichtlinearen Wechselwirkungen	3
1.4 Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung	4
1.5 Die experimentelle Situation	5
2. MESSMETHODE, TRENNUNG DER KONKURRIERENDEN PROZESSE	6
2.1 Prinzip	6
2.2 Definition elastisch gestreuter Photonen	7
2.3 Compton-Streuung an Elektronen	8
2.4 Sekundärphotonen	9
2.5 Photonenaufspaltung	11
2.6 Vernachlässigbare Prozesse	11
2.6.1 Elektromagnetische Wechselwirkungen	11
2.6.1.1 Elektron-Positron Annihilation	11
2.6.1.2 Bremsstrahlung von Compton-Elektronen	12
2.6.1.3 Rayleigh-Streuung	12
2.6.2 Starke Wechselwirkungen	12
3. EXPERIMENTELLER AUFBAU	13
3.1 Der Photonenstrahl	13
3.2 Daten des Paarspektrometers	15
3.3 Beschreibung der Proportionaldrahtkammern	16
3.4 Ausleseelektronik	16
3.5 Triggerlogik	17

	Seite	
3.6	Messungen an den Proportionaldrahtkammern	18
3.6.1	Ansprechwahrscheinlichkeit	18
3.6.2	Resultate über Drahtmultiplizitäten	18
3.7	Trajektorienrechnung	20
3.8	Akzeptanzberechnung des Paarspektrometers	21
3.9	Rekonstruktion der Ereignisse	22
3.10	Untergrundbehandlung	24
3.11	Überprüfung der Apparatur	25
4.	KORREKTUR UND FEHLER DER GEMESSENEN SPEKTREN	26
4.1	Absorption von Photonen im Target	26
4.2	Totzeitkorrektur	27
4.3	Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportional- drahtkammern	27
4.4	Fehlerangaben	27
5.	NUMERISCHE BERECHNUNG DER THEORETISCHEN WIRKUNGSQUER- SCHNITTE ZUR DELBRÜCK-STREUUNG	28
6.	ERGEBNISSE ZUR DELBRÜCK-STREUUNG	30
6.1	Z-Abhängigkeit	30
6.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte	31
6.3	Schlußfolgerung	31
7.	BEOBACHTUNG DER PHOTONENAUFSPALTUNG	36
7.1	Z-Abhängigkeit	36
7.2	Wirkungsquerschnitte	36
7.2.1	Integrierte Wirkungsquerschnitte	37
7.2.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte	38
7.3	Beitrag der Photonenaufspaltung zum Delbrück- Wirkungsquerschnitt	41
7.4	Photonenspektren	

Verzeichnis der Abbildungen

Literaturverzeichnis

Danksagung

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment zur Streuung hochenergetischer Photonen im Coulombfeld schwerer Kerne, d.h. nichtlineare elektromagnetische Wechselwirkungen. Derartige Prozesse sind unter dem Namen Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung (engl. Photon splitting) bekannt. Als Photonenquelle diente im Experiment ein Bremsstrahl aus dem 7.4 GeV Elektronensynchrotron DESY. Die Photonenenergien lagen zwischen .98 GeV und 7.2 GeV, die gemessenen Streuwinkel zwischen 1.0 mrad und 2.75 mrad. Differentielle Wirkungsquerschnitte wurden bestimmt am Cu ($Z = 29$), Ag ($Z = 47$), Au ($Z = 79$) und U ($Z = 92$).

Die Existenz der Delbrück-Streuung für Photonen im GeV-Bereich wurde bestätigt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte stehen im Widerspruch zu den Vorhersagen der relativistischen Störungstheorie in niedrigster, nichtverschwindender Ordnung. Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie wird erzielt, wenn auch höhere Ordnungen, die sogenannte Coulomb-Korrektur, mitberücksichtigt werden. Für große Impulsüberträge reduziert die Coulomb-Korrektur den störungstheoretischen Wirkungsquerschnitt bei schweren Kernen wie Uran um einen Faktor 3-5. Dies ist der größte Einfluß der Coulomb-Korrektur, der in einem Experiment bisher beobachtet wurde.

Die Photonenaufspaltung, d.h. die Erzeugung eines zweiten Photons im Coulombfeld, wurde erstmals bei hohen Energien beobachtet. Wirkungsquerschnitte können jedoch nur unter vereinfachenden Annahmen angegeben werden.

1. EINLEITUNG

1.1 Experimente zur Prüfung der Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die Wechselwirkungen zwischen Photonen, Elektronen und Myonen. Die Störungsrechnung benutzt als Basis für Berechnungen Vertexfunktionen und Propagatoren von virtuellen Teilchen |1|. Dabei werden die Teilchen als punktförmig betrachtet.

Experimente zur Prüfung des QED können in zwei, deutlich voneinander getrennte Gruppen eingeordnet werden:

(a) Streu- und Produktionsexperimente bei großen Energien und Impulsüberträgen

In diesen Experimenten wird untersucht, bis zu welchen Impulsüberträgen die Annahme der Punktförmigkeit der wechselwirkenden Teilchen gerechtfertigt ist. Die Meßgenauigkeit dieser Experimente ist gering im Vergleich zu den Experimenten der Gruppe (b). Zur Gruppe (a) zählen Experimente wie

- Elektron-Positron Paarerzeugung unter großen Winkeln |2|, |3|, |4|, |5|
- Bremsstrahlung von Elektronen und Myonen |6|, |7|
- Bhabha- ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und Møllerstreuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) in Speicherringen |8|, |9|
- Myon-Paarproduktion ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) in Speicherringen |10|
- Myon-Paarproduktion an schweren Kernen |11|.

Diese Experimente haben ausnahmslos die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik für Impulsüberträge im GeV-Bereich bestätigt.

(b) Präzisionsmessungen der Atomphysik

Es sind dies Messungen folgender Art:

- Bestimmung der Feinstrukturkonstanten α . Die derzeit genaueste

Messung |12| ergibt $\alpha^{-1} = 137.0308(26)$

- Messung des anomalen magnetischen Moments des Elektrons |13|
- Bestimmung des anomalen magnetischen Moments des Myons |14|
- Untersuchung der $3S_{1/2} - 3P_{1/2}$ Aufspaltung im Spektrum von Wasserstoff oder wasserstoff-ähnlichen Atomen (Lamb-shift) |15|
- Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes im Myonium und Positronium |16| , |17| , |18|

Diese Experimente sind besonders genau, da keine Beiträge von der starken Wechselwirkung auftreten.

1.2 Nichtlineare Wechselwirkungen der Quantenelektrodynamik

Allen Experimenten der Gruppe (b) aus 1.1 ist gemeinsam, daß Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie nur dann erreicht wird, wenn höhere Ordnungen der Störungstheorie (nichtlineare Effekte) bei der Berechnung berücksichtigt werden. Beispielsweise müssen in der Theorie des anomalen magnetischen Moments des Elektrons Feynman-Diagramme bis zur sechsten Ordnung ausgewertet werden.

Nach |19||20| kann $a_e = (g-2)/2$ ($g = g$ -Faktor des Elektrons) folgendermaßen aufgespalten werden:

$$a_e = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) - 0.328479 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1.29(6) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3$$

Die Genauigkeit der Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie wird durch den dritten Term der obigen Formel bestimmt. Zur Berechnung dieses Beitrages müssen 72 Feynman Diagramme berücksichtigt werden. Unter diesen befinden sich sechs, die von der Photon-Photon-Streuung herrühren. Der Beitrag dieser sechs Diagramme beträgt 28 % vom Koeffizienten der Ordnung $\left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3$.



Beiträge der Photon-Photon Streuung zum anomalen magnetischen Moment des Elektrons.

Präzisionsmessungen ergeben somit einen indirekten Hinweis für die Existenz der Photon-Photon Streuung. Wie aus den Diagrammen ersichtlich ist, wird diese Wechselwirkung durch die Vakuumpolarisation verursacht. Historisch wurde die Vakuumpolarisation erstmals bei der

Lamb-shift experimentell nachgewiesen |21|.

Die Vakuumpolarisation führt darüber hinaus zu Wechselwirkungen, die auch in Streuexperimenten auftreten können, z.B.:

- (1) Photon-Photon Streuung;
- (2) Elastische Streuung an Photonen in elektromagnetischen Feldern. Die Streuung im Coulombfeld eines Atomkerns wird als Delbrück-Streuung bezeichnet.
- (3) Inelastische Streuung an Photonen in elektromagnetischen Feldern (Photonenaufspaltung).

1.3 Abschätzung der Größenordnung von nichtlinearen Wechselwirkungen

Im Rahmen der Maxwell'schen Elektrodynamik sind solche Wechselwirkungen verboten. Klassisch können sich Lichtwellen verschiedener Frequenzen nicht beeinflussen (Superpositionsprinzip). Die linearen Maxwellgleichungen müssen demnach durch nichtlineare ersetzt werden, speziell muß die Lagrangedichte eines elektromagnetischen Feldes durch einen komplizierten Ausdruck abgewandelt werden:

$$L_0 = \frac{1}{2} (E^2 - H^2) \quad \rightarrow \quad L = L_0 + L'.$$

Für extrem starke elektrische Felder kann gezeigt werden |22|, daß L' von der Form:

$$L' \sim -(e^2 E^2 / 12 \pi^3) \ln(e |E| / m_e^2) \quad \text{ist.}$$

(e = elektrische Elementarladung, E = elektrische Feldstärke, m_e = Elektronenmasse)

Damit erhält man für das Verhältnis L'/L_0 :

$$L'/L_0 \sim \alpha/3\pi \ln(e |E| / m_e^2).$$

Dies ergibt für $E = e/4\pi r_0^2 = 4\pi m_e^2 c^4/e^3$: $L'/L < 0.01$.

Verglichen mit linearen Wechselwirkungen sind also nichtlineare Effekte selbst in den stärksten elektromagnetischen Feldern sehr klein.

Für Photonenenergien $k \gg m_e$ lautet der totale Wirkungsquerschnitt für Delbrück-Streuung (siehe (2) im vorhergehenden Paragraphen und Abb. 1a) |23|, |24| : $\sigma^{\text{TOT}} \approx 0.4 (Z\alpha)^4 e^4/m_e^2$. Dies ergibt,

für $Z = 92$ einen Wirkungsquerschnitt von der Größenordnung 6 mbarn. Dies ist etwa 0.1 % des Paarwirkungsquerschnitts.

1.4 Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung

Feynman-Diagramme für Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung sind in den Abb. 1a, 1b gezeigt. Die Graphen sind mindestens von vierter Ordnung, da nach einem Theorem vonurry |25| Fermionenschleifen mit einer ungeraden Anzahl von Eckpunkten zum Wirkungsquerschnitt nicht beitragen.

Die Beiträge der Diagramme der niedrigsten nicht vorschwindenden Ordnung zum Wirkungsquerschnitt sind proportional zu α^6 bzw. α^5 . Dies ist zu vergleichen mit den bekannteren Prozessen wie Bremsstrahlung und Paarproduktion die $\sim \alpha^3$ sind.

Eine Messung der Delbrück-Streuung bietet daher die Möglichkeit, Störungsrechnungen bei hohen Ordnungen zu überprüfen. Um den Effekt überhaupt messen zu können, müssen schwere Kerne als Target verwendet werden. Dies bedingt eine "effektive" Kopplungskonstante $Z\alpha$, die beispielsweise für Uran ($Z\alpha = 0.67$) nicht mehr klein gegen eins ist. Die gleichmäßige Konvergenz der Störungsreihe ist deshalb nicht mehr von vornherein gesichert.

Der totale Paarwirkungsquerschnitt und der Imaginärteil der Delbrück-Streuamplitude in Vorwärtsrichtung sind über das optische Theorem miteinander verknüpft. Ältere Rechnungen von Bethe und Rohrlich |23| benutzen diesen Zusammenhang zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts. Die Resultate gelten nur für Impulsübertrage $\Delta \ll m_e$.

Kürzlich haben Cheng und Wu systematische Untersuchungen über elastische Zweiteilchenreaktionen in der Quantenelektrodynamik bei asymptotischen Energien veröffentlicht, speziell auch für die Delbrück-Streuung |34|, |35|, |36|. In diesen Arbeiten wurde zum ersten Male eine vollständige störungstheoretische Behandlung des Problems gegeben.

1.5 Die experimentelle Situation

Die direkte Photon-Photon Streuung wurde bisher im Experiment nicht beobachtet. Dies liegt einerseits am extrem kleinen Wirkungsquerschnitt ($\approx 10^{-65} \text{ cm}^2$ im sichtbaren Bereich des Spektrums [26]). Andererseits reichen die realisierbaren Intensitäten in Photonenstrahlen nicht aus, um den Effekt in einem Experiment mit gekreuzten Strahlen nachzuweisen.

Die Delbrück-Streuung stellt eine erste Näherung für Photon-Photon Streuung dar. Der Wirkungsquerschnitt ist $\sim Z^4 \alpha^6$ und ermöglicht deshalb Experimente an Kernen mit großen Z . Obwohl der Effekt bereits vor 40 Jahren vorhergesagt wurde [27], gibt es nur wenige Experimente, in denen er beobachtet [28] und der differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen wurde [29], [30], [31]. Diese Experimente wurden mit Photonenergien im Bereich einiger MeV durchgeführt. In diesem Energiebereich ist die Trennung zwischen Rayleigh Streuung und Delbrück-Effekt schwierig. Die Theorie der Rayleigh-Streuung ist nicht genau genug ausgearbeitet, um eine klare Trennung der beiden Effekte zu ermöglichen. Diese Schwierigkeit tritt bei Experimenten mit Photonenergien $k > 100 \text{ MeV}$ nicht auf. Dafür muß die Messung bei sehr kleinen Streuwinkeln von der Größenordnung mrad durchgeführt werden, da nur in diesem Winkelbereich die Delbrück-Streuung Konkurrenzprozesse dominiert (siehe Abb. 2). Das bisher einzige Experiment bei größeren Photonenergien wurde von Moffat und Stringfellow mit einem 87 MeV Bremsstrahl durchgeführt.

Ein Experiment zur Delbrück-Streuung ergänzt in sinnvoller Weise die bisherigen Tests zur Gültigkeit der Quantenelektrodynamik: Direkter Nachweis von nichtlinearen Effekten in Streuexperimenten bei hohen Energien. Diese Messung ist das erste Experiment für Photonenergien im GeV-Bereich.

Auf dem Gebiet der Photonenaufspaltung sind Experimente noch seltener als für die Delbrück-Streuung. Das Pionierexperiment wurde von Adler und Cohen [33] durchgeführt. Die beiden Photonen des Endzustands wurden in Koinzidenz nachgewiesen bei einer Primärenergie von 1.1 MeV . Die Autoren fanden 120 Ereignisse über einem großen Untergrund. Außer dieser Arbeit sind dem Verfasser keine weiteren veröffentlichten Daten bekannt.

Das im folgenden beschriebene Experiment war ursprünglich nur zur Messung der Delbrück-Streuung durchgeführt worden. Im Laufe der Datenanalyse stellte sich jedoch heraus, daß auch Beiträge von der Photonen-aufspaltung beobachtet werden konnten. Der Experimentaufbau ist für diese Reaktion keinesfalls optimal. Dementsprechend können die erhaltenen Resultate nicht wie im Fall der Delbrückstreuung als eine quantitative Überprüfung der Störungstheorie bei hohen Ordnungen gewertet werden. Da jedoch bisher nur ein Experiment zur Photonen-aufspaltung veröffentlicht wurde, sind in dieser Arbeit auch Ergebnisse für diesen Effekt enthalten.

2. MESSMETHODE, TRENNUNG DER KONKURRIERENDEN PROZESSE

2.1 Prinzip

Das Experiment wurde als Einarm-Messung konzipiert, nur das gestreute Photon wird nachgewiesen und impulsanalysiert (siehe Fig. 3). Als Photonenquelle diente ein Bremsstrahl. Zur Untersuchung der Delbrückstreuung konnten jedoch nur Photonen mit Energien nahe der Bremskante verwendet werden, da zur Bestimmung der Kinematik die Einfallenergie bekannt sein muß. Zur Untersuchung der Photonen-aufspaltung muß dagegen ein breiteres Impulsspektrum der gestreuten Photonen untersucht werden. Die Apparatur konnte im Fall der Photonen-aufspaltung nur das energiereichere Photon des Endzustandes nachweisen. Dies liegt an der endlichen Impulsakzeptanz des benutzten Paarspektrometers bei festem Magnetstrom.

Obwohl der differentielle Wirkungsquerschnitt für Delbrückstreuung als sehr groß vorausgesagt wird $|35|$ - für ein Urantarget erwartet man bei einem Streuwinkel von $1 \text{ mrad} \sim 1000 \text{ b/sr}$ - wurden die Zählraten dennoch kritisch, da der relevante Raumwinkelbereich extrem klein ist. Für die Photonen-aufspaltung besteht dieses Problem nicht, da ein größeres Impulsband für das hochenergetische Photon zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts herangezogen werden kann.

2.2 Definition elastisch gestreuter Photonen

Die Abb. 4a zeigt ein typisches aufgenommenes Photonenspektrum bei Benutzung eines Goldtargets. Das gemessene Spektrum wurde durch eine Überlagerung von vier Prozessen analysiert.

- 1) Delbrück-Streuung
- 2) Photonenaufspaltung
- 3) Compton-Streuung an Elektronen
- 4) Sekundärphotonen

Um ein sauberes Delbrück-Signal zu erhalten, mußten folgende Gesichtspunkte berücksichtigt werden:

- 1) Gute Statistik für Delbrück-Ereignisse. Angestrebt wurde ein statistischer Fehler von etwa 10%.
- 2) Dominanz des Delbrück-Wirkungsquerschnitts gegenüber denen der Konkurrenzprozesse 2) - 4). Bei kleinen Streuwinkeln und Photonenenergien zwischen 1 GeV und 2 GeV stammt der Hauptbeitrag vom Prozess 4), bei höheren Energien und Streuwinkeln > 2 mrad dominiert die Compton-Streuung.
- 3) Trennung der Delbrück-Streuung von der Photonenaufspaltung. Dieser Prozess ist im Gegensatz zu den Reaktionen 3), 4) nicht bekannt. Da Photonenaufspaltung jedoch eine inelastische Reaktion darstellt, muß ihr Beitrag gegen Null gehen, wenn man nur genügend nahe an der Bremskante bleibt.

Während der Analyse stellte sich die Wahl des "elastischen" Energieintervalls $\widehat{\Delta E} = |0.97 E_{\gamma}^{\text{MAX}}, E_{\gamma}^{\text{MAX}}|$ als optimal heraus. Die Bestimmung des Delbrück-Wirkungsquerschnitts verlangt die Subtraktion der Konkurrenzprozesse im Energieintervall $\widehat{\Delta E}$. In den folgenden Abschnitten wird dieses Verfahren im einzelnen beschrieben.

2.3 Compton-Streuung an Elektronen

Die Kinematik der Compton-Streuung an Elektronen für Streuwinkel im Bereich einiger mrad ist in Abb. 5 dargestellt. Die Energie des gestreuten Photons k ist mit dem Streuwinkel Θ und der einfallenden Photonenergie k durch die Formel:

$$k' = \frac{k}{1 + \frac{k}{m_e}(1 - \cos\Theta)} \quad (m_e = \text{Elektronenmasse})$$

verknüpft. Die Abnahme der Photonenenergie k' mit wachsendem Streuwinkel Θ ist in keinem Fall genügend, um Compton-Ereignisse an der Bremskante vollständig aus dem "elastischen" Energieintervall $\hat{\Delta E}$ zu eliminieren.

Der Beitrag von der Compton-Streuung wurde nach der Formel von Klein und Nishina [39] berechnet, der Anteil am Signal in $\hat{\Delta E}$ ist von der Größenordnung 15%. Eine detaillierte Aufstellung der Compton-Beiträge wird in den Tab. IV - VII gegeben. Für Elemente mit kleiner Kernladungszahl Z ($Z < 40$) dominiert die Compton-Streuung den Delbrück-Effekt wegen dessen starker Z -Abhängigkeit ($\sim Z^4$ nach niedrigster nichtverschwindender Ordnung der Störungstheorie). Im Experiment wurde dieser Tatbestand benutzt, um die Richtigkeit der Klein-Nishina-Formel für Photonen mit Energien im GeV-Bereich zu untersuchen.

Als Targetmaterial wurde Kupfer benutzt, der gemessene Streuwinkel Θ betrug 1.7 mrad. Unter der Annahme, daß die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Delbrück-Streuung durch Cheng und Wu (siehe Kapitel 5) korrekt ist, konnte das Resultat von Klein und Nishina bei einem Fehler von $\sim 50\%$ bestätigt werden. Bei dieser Messung ist der Beitrag sekundärer Photonen lediglich 2.7% (siehe Tab. VI).

Die Genauigkeit des Experiments war nicht ausreichend um zu prüfen, ob bei Photonenenergien im GeV-Bereich die doppelte Compton-Streuung in der Größenordnung mit der einfachen Compton-Streuung vergleichbar wird, wie dies in [41] vorhergesagt wird. Eine solche Messung sollte mit einem Aluminiumtarget bei größeren Streuwinkeln als in diesem Experiment durchgeführt werden um die Delbrück-Streuung auszuschalten.

2.4 Sekundärphotonen

Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Messung der Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung besteht in der Unterdrückung von Sekundärphotonen. Sekundärphotonen entstehen durch einen Zweistufenprozess im Target:

- a) Der Primärstrahl erzeugt Elektron-Positron Paare ($\sigma^{\text{PAAR}} \sim Z^2$)
- b) Die Elektronen emittieren Bremsstrahlung ($\sigma^{\text{BREMS}} \sim Z^2$)

Charakteristisch für diese Wechselwirkung ist die Proportionalität zu Z^4 und dem Quadrat der Targetdicke. Aufgrund der Z^4 -Abhängigkeit dieses Prozesses ist eine Messung der Delbrück-Streuung durch eine Z-Variation der Streuer allein nicht möglich, da in niedrigster nichtverschwindender Ordnung der Störungsrechnung der Wirkungsquerschnitt für die Delbrück-Streuung ebenfalls $\sim Z^4$ ist. Jedoch kann die quadratische Abhängigkeit von der Streuerdicke zur Reduktion des Prozesses in einfacher Weise ausgenutzt werden:

Das Target wird in mehrere (bis zu 13) dünne Schichten (~ 0.02 Strahlungslängen) aufgespalten. Die Folien werden im Abstand von einigen Zentimetern in einem starken Reinigungsmagneten (Feldstärke: 13.8 KG aufgestellt. Die unerwünschten Bethe-Heitler Paare, die in einer Folie erzeugt wurden, werden dann durch das Magnetfeld so stark abgelenkt, daß die von ihnen in den folgenden Folien produzierte Bremsstrahlung nicht mehr in die Winkelakzeptanz des Paarspektrometers fällt. Wenn also das Target beispielsweise in 10 Scheiben unterteilt wird, gewinnt man eine Größenordnung im Verhältnis Delbrück-Signal zu Sekundärphotonenrate. Der Effekt dieses Targetaufbaus ist in Abb. 6 dargestellt. Hier ist die totale Triggerrate (integriert über das ganze vom Paarspektrometer akzeptierte Winkel- und Impulsband) in Abhängigkeit von der Zahl von Bleischichten im Primärstrahl aufgetragen. Die Kurve (b) zeigt den linearen Anstieg der Triggerrate mit Magnetfeld, die Kurve (a) den annähernd quadratischen Anstieg ohne Reinigungsmagneten. Der Abstand zwischen den Folien wurde solange erhöht, bis die Triggerrate in Abhängigkeit von der Distanz zwischen den Folien konstant wurde. Bei 2 GeV Maximalenergie des Bremsspektrums war dies für Abstände von 10 cm erfüllt. Bei 7 GeV

betrug dieser Abstand für die verwendeten Uranfolien ~ 30 cm.

Für die Bestimmung des Delbrück-Wirkungsquerschnitts ist der Beitrag von Sekundärphotonen nunmehr unkritisch, da er unter 10% liegt (siehe Tab. IV - VII). Die spektrale Verteilung der Sekundärphotonen ist in Abb. 7 gezeigt, charakteristisch ist der starke Anstieg mit abnehmender Photonenenergie.

In die Berechnung der verbleibenden Sekundärphotonenrate gehen ein:

- (a) Das einfallende Bremsstrahlungsspektrum (numerisch berechenbar)
- (b) Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(k, E^+, E^-)$ für Paarproduktion mit: k = Photonenenergie, E^\pm = Energien der Leptonen (numerisch berechenbar)
- (c) Die Verteilung der Öffnungswinkel bei der Paarproduktion (Monte Carlo)
- (d) Vielfachstreuung von Elektronen nach Molière |42| (Monte Carlo)
- (e) Bremsstrahlung (numerisch)
- (f) Die Verteilung der Öffnungswinkel bei Bremsstrahlung (Monte Carlo)
- (g) Die Winkel- und Impulsakzeptanz des Paarspektrometers (numerisch)

Der Sekundärphotonenbeitrag wurde mit einem Rechenprogramm ermittelt, die Zuverlässigkeit des Programms wurde folgendermaßen sichergestellt:

Bei zwei GeV Maximalenergie des Bremsstrahls wurden mit Goldfolien verschiedener Dicke (Verhältnis 2.05 : 1.0) unter sonst gleichen Bedingungen Photonenspektren gemessen. Abb. 8 zeigt das Verhältnis der gemessenen Raten als Funktion der Photonenenergie. Die offenen Punkte (a) entsprechen dem Verhältnis der totalen Raten, die vollen Punkte (b) dem Ratenverhältnis nach Subtraktion des Sekundärphotonenbeitrags. Sind nach Abzug der Sekundärphotonen (berechnet nach oben beschriebenem Verfahren) nur noch Einstufenprozesse vorhanden, so muß das Verhältnis (b) 2.05 über den gesamten k -Bereich des Spektrums sein. Dieser Wert von 2.05 wurde durch die Messung bis auf eine Abweichung von -3% (Abweichung des gemessenen Mittelwertes vom theoretischen) reproduziert.

Die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Monte-Carlo-Rechnung bestätigte, daß die Simulation der Sekundärphotonen über das ganze Spektrum korrekt war.

2.5 Photonenaufspaltung

Die Abb. 4b zeigt das gemessene Spektrum nach Subtraktion der Beiträge von der Compton-Streuung und von den Sekundärphotonen. Im Folgenden wird angenommen, daß Beiträge von inelastischen Prozessen im Energieintervall $\hat{\Delta E} = (0.97 \cdot E_Y^{MAX}, E_Y^{MAX})$, verglichen mit dem Delbrück-Signal, vernachlässigbar sind. Der tiefenergetische Teil des Spektrums ist die Summe von Delbrück-Streuung und Photonenaufspaltung; diese Prozesse wurden folgendermaßen separiert:

Durch Variation der Maximalenergie des Bremsspektrums und Beschränkung der Messung der Delbrück-Streuung auf das Energieintervall $\hat{\Delta E}$ wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ der Delbrück-Streuung bestimmt. Nachdem diese Abhängigkeit bekannt war, konnte der Beitrag der Delbrück-Streuung im gesamten Spektrum bei fester Maximalenergie berechnet werden. Dieser Beitrag ist in Abb. 4b als gestrichelte Linie eingezeichnet. Es bleibt nach Subtraktion dieses Anteils ein Photonenspektrum übrig, das in Abb. 4c dargestellt ist und das Spektrum der Photonenaufspaltung ergibt. Nach Annahme ist der Beitrag der Photonenaufspaltung im Intervall $\hat{\Delta E}$ Null. Im Abschnitt 7.3 wird gezeigt, daß diese Annahme gerechtfertigt ist und der Anteil am Delbrück-Signal höchstens 5% sein kann.

2.6 Vernachlässigbare Prozesse

2.6.1 Elektromagnetische Wechselwirkungen

2.6.1.1 Elektron-Positron Annihilation

Ähnlich wie Sekundärphotonen stellt die Produktion von Photonen aus der Elektron-Positron Annihilation einen Zweistufenprozess dar. Der primäre Photonenstrahl erzeugt im Target Elektron-Positron Paare, die Positronen vernichten sich anschließend mit den Targetelektronen zu Photonen. Der Beitrag dieses Prozesses zum Spektrum wurde nach der-

selben Monte-Carlo-Rechnung wie für Sekundärphotonen bestimmt. Der Anteil ist maximal (für Uran) im tieferenergetischen Teil des Spektrums von der Größenordnung 3%, im Energieintervall ΔE kleiner als 0.1%. Deshalb wurde dieser Prozess nicht berücksichtigt.

2.6.1.2 Bremsstrahlung von Compton-Elektronen

Dieser Zweistufenprozess verläuft ähnlich wie die Sekundärphotonenbildung, jedoch werden die Elektronen vom Comptoneffekt erzeugt. Der Beitrag dieses Prozesses konnte durch einen Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte für Paarproduktion und Compton-Streuung abgeschätzt werden, da die Winkelverteilungen sehr ähnlich sind. Im GeV-Bereich ist der totale Wirkungsquerschnitt für Paarproduktion an Gold von der Größenordnung 40 barn [43], der Compton-Querschnitt nach Klein-Nishina ca. 50 mb. Übertragen auf die Raten der Bremsphotonen bedeutet dies einen Anteil von $\sim 0.5\%$ am Signal der Sekundärphotonen, der vernachlässigt wurde.

2.6.1.3 Rayleigh-Streuung

Rechnungen zur Rayleigh-Streuung (kohärente Streuung von Photonen an der Elektronenhülle des Atoms) für den GeV-Bereich wurden bisher nicht veröffentlicht. Unter Benutzung des Thomas-Fermi Atom-Modells sind jedoch grobe Abschätzungen möglich. Nach [49] lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 0.28 r_0^2 \left(\frac{Z}{137}\right)^3 \left(\frac{m_e}{k}\right)^3 \frac{1+\cos^2\theta}{2\sin^3\theta} \text{ cm}^2/\text{sr} .$$

Dies ergibt für Uran als Target einen Wirkungsquerschnitt, der um $\sim 10^5$ kleiner ist als der Delbrück-Querschnitt. Dieser Beitrag konnte somit ebenfalls vernachlässigt werden.

2.6.2 Starke Wechselwirkungen

Beiträge zum gemessenen Photonenspektrum bei Streuwinkeln im mrad-Bereich sind hauptsächlich von Photonen aus dem π^0 -Zerfall zu erwarten. Bei kleinsten Streuwinkeln läuft die π^0 -Produktion vor allem durch

den Primakoff-Effekt |44| ab. Die Energie k eines Zerfallsquants in Vorwärtsrichtung ist mit der einfallenden Photonenenergie durch die Formel:

$$k = E_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{m_{\pi^0}^2}{E_{\gamma}^2} \right)$$

verknüpft.

Für $E_{\gamma} = 2$ GeV ergibt das: $k = 0.997 E_{\gamma}$, d.h. einen Beitrag zum Delbrück-Signal. Im interessierenden Bereich kann der Wirkungsquerschnitt für den Primakoff-Effekt durch $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 5 \cdot Z^2 \mu\text{b/sr}$ approximiert werden |45|, dies ergibt für Kupfer 4.2 mb/sr und ist zu vergleichen mit dem Delbrück-Wirkungsquerschnitt von ~ 500 mb/sr. Wegen der großen Fehler bei der Messung des Delbrück-Wirkungsquerschnitts am Kupfer wurde der π^0 -Beitrag nicht korrigiert, für größere Z ist er wegen der Z^2 Proportionalität (gegenüber Z^4 für Delbrück-Streuung) vernachlässigbar.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

3.1 Der Photonenstrahl

Der Bremsstrahl wurde durch ein internes 0.1 mm starkes Tantaltarget ($2.63 \cdot 10^{-2}$ Strahlungslängen) im 7.4 GeV Elektronensynchrotron DESY erzeugt. Die maximale Intensität des Strahles war $9 \cdot 10^8$ eff. Quanten/sec bei einer Maximalenergie von 7.225 GeV.

Der Strahl wurde definiert durch drei Kollimatoren mit den Öffnungen: 0.2×0.2 cm², 0.7×0.7 cm² und 1.7×1.7 cm². Diese Kollimatoren waren in 11.4 m, 27.1 m und 42.1 m Entfernung vom Synchrotrontarget aufgestellt. Um Photonen der Delbrück-Streuung unter einem Streuwinkel $\Theta = 1$ mrad noch nachweisen zu können, muß die Strahlintensität im Halo gegenüber dem Primärstrahl um etwa sieben Größenordnungen herabgesetzt werden. Unter diesen Bedingungen ist für eine Primärenergie von 7 GeV bei einem Streuwinkel $\Theta = 1$ mrad für ein Urantarget von $\rho d = 1$ gr/cm² das Verhältnis der Delbrückrate und Untergrundrate aus dem Strahlhalo etwa 1:1. Der geforderte Reduktionsfaktor kann erreicht werden, wenn die Kollimatoren nach folgenden Gesichtspunkten aufgestellt werden:

- (a) Der erste Kollimator definiert den Strahl. Alle weiteren sollen nur noch den Strahlhalo reduzieren und dürfen deshalb den Primärstrahl nicht mehr berühren.
- (b) Der zweite Kollimator darf keine direkte Sicht auf das Maschinentarget haben.
- (c) Der dritte Kollimator darf nicht den Sekundärstrahl berühren, der von den Begrenzungen des ersten Kollimators erzeugt wird.
- (d) Das ringförmige Konversionstarget für die gestreuten Photonen im Paarspektrometer darf weder das Maschinentarget noch irgendwelche Innenflächen der Kollimatoren sehen.

Im Prinzip kann die Intensität des Strahlhalos noch weiter gesenkt werden, indem man die Bedingungen (b) und (c) durch Hinzufügen weiterer Kollimatoren wiederholt. Dies hat jedoch zwei Nachteile:

- 1.) Das Strahlführungssystem wird zu lang;
- 2.) Der minimale Streuwinkel, der mit dem Paarspektrometer erfaßt werden kann, wird wegen der Bedingung (d) zu groß. Dies würde eine einschneidende Bedingung für den Nachweis der Delbrück-Streuung sein, da die Delbrückraten sehr stark mit wachsendem Streuwinkel abnehmen (s. Abb. 2).

Das mit dem beschriebenen Kollimationssystem erreichte Strahlprofil ist in Abb. 9 dargestellt. Als weitere Randbedingung an die Strahlführung muß der Beitrag der Comptonstreuung an Luft zwischen dem Delbrück-Target und dem Konverter im Paarspektrometer berücksichtigt werden.

Bei 7 GeV Photonenenergie und einem Streuwinkel $\theta = 2.75$ mrad beträgt das Verhältnis zwischen der Delbrück-Rate und dem Beitrag der Comptonstreuung ($\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 0.6$ b/sr) $\sim 3:5$. Die Comptongestreuerten Photonen wären in der Analyse nicht mehr von den Delbrück-Photonen zu unterscheiden! Deshalb wurde der Teil der Strahlführung zwischen dem Targetmagneten MR und dem letzten Reinigungsmagneten QA vor dem Paarspektrometer auf 10^{-2} Torr evakuiert. Damit wurde der Beitrag der Compton-Streuung an Luft vernachlässigbar klein.

Die Paarproduktion am Restgas bedeutete keinen störenden Effekt, da insgesamt sechs Reinigungsmagneten längs des Strahlführungssystems eingesetzt wurden.

Die Intensität des Bremsstrahls wurde in einem total absorbierenden Quantameter des Wilsons Typs [38] gemessen. Die im Quantameter erzeugte Ladung Q ist mit der Gesamtenergie E^{TOT} im Spektrum durch die Beziehung

$$E^{\text{TOT}} = \int_0^{E^{\text{MAX}}} k \frac{dn(k)}{dk} dk \equiv K \cdot Q$$

verknüpft. Die Quantameterkonstante K betrug $(1.83 \pm 0.04) \cdot 10^{19}$ MeV/Coul.

3.2 Daten des Paarspektrometers

Die gestreuten Photonen wurden mit einem magnetischen Paarspektrometer nachgewiesen. Die Konverter bestanden aus 2 mm starken Aluminiumringen ($2.24 \cdot 10^{-2}$ Strahlungslängen). Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Paarspektrometers wird wesentlich durch die Wahl der Konverterdicke bestimmt. Um möglichst viele Photonen in Paare zu konvertieren, muß der Konverter möglichst dick sein. Andererseits steigt der mittlere Vielfachstreuwinkel mit der Quadratwurzel aus der Dicke an. Die mögliche Konverterdicke wurde begrenzt durch die Forderung, daß bei 2 GeV der Vielfachstreuwinkel nicht mehr als 1 % des Ablenkwinkels im Spektrometer ($\Theta^{\text{Ablenk}} \sim 6^\circ - 15^\circ$) betragen soll.

Im Experiment wurden die Konverterringer für die Streuwinkelbereiche $0.95 < < 1.15$ mrad ($\Delta\Omega = 1.38 \cdot 10^{-6}$ sr), $1.7 < < 3.25$ mrad ($\Delta\Omega = 3.13 \cdot 10^{-5}$ sr) und $2.0 < < 2.4$ mrad ($\Delta\Omega = 5.5 \cdot 10^{-6}$ sr) benutzt.

Als Analysiermagnet wurde ein DESY-Standardmagnet vom Typ MA [38] benutzt. Dieser Magnet hat eine Öffnung von 16.8×48.3 cm² und eine maximale Feldstärke von 20.6 kG bei 1500 Amp, die effektive Feldlänge beträgt 1.33 m. Bis zu Stromstärken von 1000 Amp sind Erregerstrom und Magnetfeldstärke durch die lineare Beziehung

$$B \text{ [kG]} = 14.332 I \text{ [KAmp]}$$

gegeben. Die Feldverteilung im Magneten kann in sehr guter Näherung durch ein Rechteck approximiert werden, da die Polschuhe besonders ab-

gerundet wurden. Die Trajektorienrechnung kann somit in linearer Magnetoptik durchgeführt werden (siehe III.8), was eine erhebliche Einsparung von Rechenzeit bei der Analyse bedeutet. Die letzten zwei Meter des Strahlführungssystems und die Vakuumkammer des Paarspektrometers wurden auf einen Druck von weniger als 10^{-4} Torr evakuiert um die Paarbildung an Luft verglichen mit den Delbrück-Raten unter 1% zu drücken.

Die impulsanalytisierten Teilchen verlassen den Magneten durch zwei dünne Mylar-Fenster (200μ) und werden in den zwei Spektrometerarmen mit je zwei Plastik-Szintillatoren und Proportionaldrahtkammern nachgewiesen (siehe Abb. 3).

3.3 Beschreibung der Proportionaldrahtkammern

Die empfindliche Fläche der beiden Proportionaldrahtkammern in jedem Spektrometerarm beträgt $19 \times 19 \text{ cm}^2$ bzw. $19 \times 36 \text{ cm}^2$. Die 30μ dicken vergoldeten Molybdän-Signaldrähte haben einen Abstand von 2 mm. Sie sind auf epoxydverstärkten Glasfiberrahmen mit 50 gr Belastung gespannt und werden in sägezahlförmigen Vertiefungen auf den Rahmen in Position gehalten. Die Hochspannungsdrähte bestehen aus 100μ dicken Kupferdrähten die in Abständen von 1 mm parallel zu den Signaldrähten gespannt werden. Die Rahmen wurden in folgender Reihenfolge zu einer Einheit zusammengefaßt: Hochspannungsdrähte - Signaldrähte - Hochspannungsdrähte - Hochspannungsdrähte um 90° gegen die vorige Ebene gedreht - Signaldrähte - Hochspannungsdrähte. Diese Einheit wurde mit O-förmigen Gummiringen und zwei dünnen Mylarfolien gasdicht gemacht. Die Kammern wurden mit einer Mischung von 95% Argon und 5% Propan bei einer angelegten Hochspannung von 2.85 KV zwischen jeweils einer Hochspannungsebene und den Signaldrähten betrieben.

3.4 Ausleseelektronik

Die totale Anzahl der Signaldrähte in diesem Experiment betrug 1000. Eine schematische Darstellung der benötigten Elektronik zur Verarbeitung der Kammersignale ist in Abb. 10 gezeigt. Jeder Signaldraht wurde mit einem Vorverstärker verbunden, der direkt auf die Kammer montiert war.

Die Eingangsimpedanz des Verstärkers betrug 1 k Ω . Die Verstärkung betrug lediglich 1.5, da der Verstärker nur als Kabeltreiber benötigt wurde. Die Vorverstärker waren über 50 Ω Kabel mit den abgeschlossenen Eingängen der Ausleseeinheit verbunden. Die Ausleseeinheit bestand aus einem Verstärker mit 0.4 mV Schwelle, Schmitt-Trigger, Univibratoren (One-shots) zur Signalverzögerung, Strobe gates und Schieberegistern. Die Schieberegister wurden untereinander zu einer Kette für serielle Auslese verbunden.

Die vier Signale der Szintillatoren wurden in eine schnelle Koinzidenzlogik (siehe 3.5) gespeist, gestreckt und verzögert. Das Koinzidenzsignal lieferte den Strobe-puls, der die Strobe-gates aller Hauptverstärker öffnete, um die Drahtinformation zu den Schieberegistern weiterzugeben. Die Breite des Strobepulses wurde durch die Forderung begrenzt, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionaldrahtkammern besser als 99.0% sein sollte (siehe 3.6). Es ergab sich unter Berücksichtigung dieser Bedingung eine Zeitauflösung von 100 nsec. Diese Zahl schließt den Zeitjitter der Kammern und elektronische Unterschiede in den einzelnen Bausteinen ein. Die in den Schieberegistern gespeicherte Information wurde mit einer Taktfrequenz von 1 MHz ausgelesen und an einen Kleinrechner vom Typ PDP-8 übertragen. Die mittlere Auslesezeit für ein Ereignis betrug 1.1 msec. Das gesamte Auslesesystem wurde mit einem "Spill"-Signal des Beschleunigers gegatet, um zufällige Spuren zwischen den Strahlpulsen zu unterdrücken. Außerdem wurde durch ein "Veto"-Signal der Ausleseeinheit das Strobe-Signal gesperrt.

3.5 Triggerlogik

Als Triggerbedingung wurde die vierfache Koinzidenz der Szintillationszähler $C_{1234} = (S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4)$ verlangt (siehe Abb. 3). Hierzu wurden zunächst getrennt in jedem Spektrometerarm die Koinzidenzen $C_{13} = (S_1 \cdot S_3)$ bzw. $C_{24} = (S_2 \cdot S_4)$ gebildet und dann C_{13} mit C_{24} zur Hauptkoinzidenz C_{1234} zusammengefaßt. Die Zeitauflösung der Koinzidenz C_{1234} betrug 10 nsec (V.B.H.M). Zusätzlich wurden stets die zufälligen Koinzidenzraten R_{1234} nach der Methode der verzögerten Koinzidenzen gemessen und registriert. Die Rate R_{1234} war in keinem Fall größer als 5% von C_{1234} . Die Einarm-Koinzidenzraten C_{13} , C_{24} wurden ebenfalls registriert, sie differierten maximal um 30%.

3.6 Messungen an den Proportionaldrahtkammern

3.6.1 Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Proportionaldrahtkammern wurden mit zwei unabhängigen Messungen bestimmt. Bei Methode A wurde die zu prüfende Proportionaldrahtkammer zwischen zwei Szintillationszähler gestellt, deren Koinzidenzsignal den Trigger ergab. Das Verhältnis der Kammerrate zur Triggerrate ergab die Ansprechwahrscheinlichkeit.

Bei Methode B wurden ausschließlich Proportionaldrahtkammern verwendet. Jeder Spektrometerarm war mit vier Drahtebenen bestückt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Ebene wurde durch das Verhältnis r_3/r_4 der beiden Zählraten

r_3 = drei Ebenen sprachen an außer der zu untersuchenden

r_4 = alle vier Ebenen sprachen an

(Triggerbedingung: C_{1234})

definiert. Die Resultate beider Methoden stimmten überein und ergaben eine mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit von 99.7% pro Ebene. Dieses Ergebnis wurde unter der Bedingung erhalten, daß die momentane Rate pro Draht nicht größer als 15 kHz war. Diese kritische Zählrate stellt einen Kompromiß dar zwischen hoher Ansprechwahrscheinlichkeit (langer Strobe-puls, siehe 3.4) und geringem Untergrund der von zusätzlichen, mit der Spur unkorrelierten Funken herrührt (kurzer Strobe-puls). Die Auswahl des Verstärkertyps war zur Erfüllung dieser Bedingung von wesentlicher Bedeutung.

3.6.2 Resultate über Drahtmultiplizitäten

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Proportionaldrahtkammer ist es möglich, daß mehrere Drähte innerhalb des Strobe-pulses ansprechen. Dies gilt besonders dann, wenn der Winkel zwischen der Teilchentrajektorie und der Normalen zur Drahtebene groß ist. Dieser Effekt wurde unter drei Gesichtspunkten untersucht:

- 1) Wie viele Drähte (benachbart oder nicht) sprachen pro Trigger in einer Ebene an?
- 2) Durch Zusammenfassung mehrerer benachbarter Drähte zu einer Gruppe wurde eine mittlere Durchgangsstelle des Teilchens definiert. Es wurde untersucht, ob dies die Verteilung zu 1) signifikant veränderte.
- 3) Es wurde untersucht, wie viele Einzeldrähte im Mittel zu einer Gruppe zusammengefaßt wurden (Gruppenlänge).

Die gewonnenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle I summarisch aufgeführt. Was die Unterschiede in x, y bezüglich der Draht-Statistik und Gruppenlänge betrifft, so muß berücksichtigt werden, daß die Ausdehnung des Primärstrahls in der y-Koordinate nur wenige Millimeter betrug. In der x-Koordinate wird jedoch das Paarspektrum impulsanalytisch und ist somit breiter aufgefächert.

			1	2	3	≥4
Zahl der angesprochenen Drähte pro Ebene	in x		73.2	20.7	3.3	2.8
	in %	in y	82.9	12.0	3.0	2.1
Zahl der Gruppen pro Ebene	in x		89.0	8.0	1.9	1.1
	in %	in y	88.8	8.8	1.7	0.7
Gruppenlänge	in %	in x	81.3	17.7	0.7	0.3
		in y	91.0	8.0	0.6	0.4

Tab. I Resultate über Drahtmultiplizitäten

Aus der Tab. I ergibt sich, daß unabhängig von der x, y Koordinate im Mittel bei 89% aller akzeptierten Ereignisse nur eine Gruppe pro Ebene registriert wurde.

Diese Zahl demonstriert, daß Proportionaldrahtkammern sinnvoll im elektromagnetischen Untergrund um einen Photonenstrahl der Intensität $\sim 10^9$ eff. Quant./sec in Experimenten eingesetzt werden können. Durch Zusammenfassung von benachbarten Drähten zu einer Gruppe kann man die Zahl der mehrdeutigen Spurlösungen verringern und Rechenzeit einsparen.

3.7 Trajektorienrechnung

Die Berechnung der Teilchentrajektorien im Felde des Paarspektrometers wurde in linearer Näherung durchgeführt. Im folgenden bedeuten:

- L = effektive Länge des Magnetfeldes
- ℓ = Driftstrecke zwischen Magnetende und Proportionaldrahtkammern
- ℓ_z = Driftstrecke zwischen Konverter und Magnetanfang
- ϕ = Ablenkwinkel des Teilchens durch das Magnetfeld
- ϵ = Winkel, unter dem das Teilchen durch das inhomogene Randfeld des Magneten tritt
- D = Abstand des Streutargets von der Mittelebene des Magneten.

a) Berechnung der x-Koordinate

Die Beziehung zwischen der gesuchten x-Koordinate x_0 in der Konverterebene, der Koordinate x_1 im feldfreien Raum und dem Ablenkwinkel lautet:

$$x_0 = \left[x_1 - \ell \tan \phi - \frac{L}{\tan \phi} (\sqrt{1 + \tan^2 \phi} - 1) \right] \frac{L + 2\ell_z}{2D} \quad (1)$$

Hierbei wurde als Zwangsbedingung vorausgesetzt, daß das Photon von der Mitte des Targets ausgeht.

b) Berechnung der y-Koordinate

Für die Berechnung der y-Koordinate muß die fokussierende bzw. defokussierende Wirkung des inhomogenen Randfeldes für Teilchen mit schrägem Durchgang berücksichtigt werden. Ein solches Randfeld wirkt wie eine dünne magnetische Linse mit der Brennweite

$f = \frac{1}{\rho} \tan \epsilon$ ($\rho =$ Krümmungsradius). Die zu (1) analoge Beziehung lautet:

$$y_0 = (1 - \tan \phi \arctan(\tan \phi)) (y_1 - \frac{\ell}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}} \tan \epsilon) - \frac{\ell}{\tan \phi} \arctan(\tan \phi) \tan \epsilon - \ell_z \left[\left(\tan \epsilon \left(1 - \frac{\ell}{L} \tan^2 \phi \right) - \frac{y_1 \tan^2 \phi}{L \sqrt{1 + \tan^2 \phi}} \right) \right]. \quad (2)$$

3.8 Akzeptanzberechnung des Paarspektrometers

Die Akzeptanz des Paarspektrometers hängt von vier Faktoren ab:

- 1.) Vom Magnetstrom;
- 2.) Von der einfallenden Photonenenergie;
- 3.) Von der Konverterdicke;
- 4.) Von der x-Koordinate des Konversionspunktes.

Der Magnetstrom wurde bei jeder benutzten Maximalenergie des Bremspektrums so eingestellt, daß das Maximum der Akzeptanz zwischen $0.95 E_{\gamma}^{\text{MAX}}$ und E_{γ}^{MAX} lag. Um die Akzeptanz zu bestimmen, wurden in einer numerischen Berechnung Bremsspektren im Konverter in Paare gemäß dem Paarwirkungsquerschnitt umgewandelt und die entstandenen Teilchentrajektorien durch das Magnetfeld und die Spektrometerarme mit der im Experiment benutzten Zählgeometrie verfolgt. In der folgenden Tabelle sind die akzeptierten Photonenenergiebänder und die Akzeptanz zwischen $0.95 E_{\gamma}^{\text{MAX}}$ und E_{γ}^{MAX} für eine Magnetfeldstärke von 4 kG aufgeführt:

x cm	MIN k GeV	MAX k GeV	% Akzeptanz (1.85 GeV-1.95 GeV)
± 0.5	1.270	2.480	0.430
± 1.5	1.270	2.510	0.410
± 2.5	1.220	2.530	0.370
± 3.5	1.230	2.570	0.340
± 4.5	1.230	2.640	0.310
± 5.5	1.290	2.700	0.285
± 6.5	1.330	2.700	0.265

Tab. II Akzeptanztabelle für 4 kG Magnetfeldstärke im Paarspektrometer

3.9 Rekonstruktion der Ereignisse

Zu jedem Trigger C_{1234} wurden die Adressen der angesprochenen Drähte zusammen mit den Parametern der jeweiligen Messung (Maximalenergie des Bremsstrahls, Targetmaterial, Zahl der Targetfolien, Magnetfeldstärke im Paarspektrometer, Kennung des Konverterrings) auf Magnetband übertragen. Die Rekonstruktion des Ereignisses und die Entscheidung ob es akzeptiert werden konnte, geschah in mehreren Schritten:

- 1.) Prüfung ob alle 8 Proportionaldrahtebenen angesprochen hatten. Da pro Spur nur zwei Raumpunkte gemessen wurden, konnten nur Ereignisse akzeptiert werden, die in jeder Ebene ein Signal ergaben.
- 2.) Nebeneinanderliegende angesprochene Drähte wurden zu Gruppen zusammengefasst und durch eine Drahtnummer im Zentrum der Gruppe ersetzt.
- 3.) Verwandlung der Drahtadressen in Koordinaten.
Dazu wurde folgendes Koordinatensystem gewählt:
z-Richtung: Richtung des γ -Strahls
x-Richtung: Senkrecht zur z-Achse und senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes im Paarspektrometer
y-Richtung: Senkrecht zur z- und x-Achse.
- 4.) Spurrekonstruktion hinter dem Paarspektrometer.
Da je zwei Punkte eine Gerade definieren, mußten zunächst alle möglichen Geraden in der (x,z)- bzw. (y,z) Projektion als mögliche Spuren angesehen werden. Die Zuordnung zwischen x- und y-Koordinate ist bei mehreren Signalen pro Ebene nicht eindeutig. Dies resultierte in einer Vielzahl von Spurprojektionen, deren Anzahl im allgemeinen größer als vier war.
- 5.) Trajektorienrechnung durch das Magnetfeld für alle Spurkoordinaten (s. 3.7).
- 6.) Nach dem fünften Schritt waren die Treffpunkte in x,y in der Ebene d des Konverters und die y-Koordinate im Streutarget bekannt (die x-Koordinate in der Steuerebene wurde als Zusatzbedingung zur Rekonstruktion benutzt!).

7.) Auf alle Spurkoordinaten wurden nun die folgenden Kriterien angewandt:

- a) Die y-Koordinate in der Steuerebene war verträglich mit einem Ursprung im Steuer. Für eine typische Meßreihe ist diese Verteilung der y-Koordinaten in Abb. 11 gezeigt, das Targetsignal ist sauber vom Untergrund abzutrennen.
- b) Die x-Koordinate in der Konverterebene war verträglich mit einem Ursprung auf dem Konverter.

Die Kriterien a) und b) reduzierten die Zahl der möglichen Ereignisse um etwa 25 %.

- c) Nachdem durch a) und b) ein Großteil der falschen Spuren bereits ausgesondert wurde, erfolgte nun die Zusammenfassung von 4 Spurkoordinaten (je Arm eine Spur in x,y) zu einem Ereignis. Dabei wurde verlangt, daß die Differenzen Δx , Δy in x,y der berechneten Startorte auf dem Konverter um nicht mehr als eine bestimmte Abschneidegrenze differierten. Diese Abschneidegrenze wurde durch die Vielfachstreuung im Konverterring und in den Szintillationszählern S1, S2 bestimmt. In Abb. 12 sind die Differenzen in den berechneten Startpunkten gezeigt.

- d) Blieben nach Anwendung von c) mehrere Lösungen über, so wurde diejenige akzeptiert, die den kleinsten räumlichen Abstand $d = (\Delta x^2 + \Delta y^2)^{1/2}$ hatte, solange d kleiner als ein zweiter Abschneideparameter war (s. 3.10).

Die Kriterien c) und d) verwarfen weitere 25 % der Ereignisse.

Die mittlere Anzahl von Lösungen ist in der folgenden Tabelle III gezeigt:

1 Lösung	73.5 %
2 Lösungen	15.6 %
3 Lösungen	2.3 %
> 4 Lösungen	8.6 %

TAB. III Lösungsvielfachheit

In Abb. 13 ist das mit der beschriebenen Rekonstruktionsmethode gewonnene Bild eines Konverterrings gezeigt. Die Lage des Primärstrahls (durch Paarproduktion am Restgas) und der Konverterhalterung aus Plastik sind deutlich zu erkennen.

3.10 Untergrundbehandlung

In jeder Meßreihe wurden folgende Raten gemessen:

- 1) $\hat{\eta}_{00}$ Photonenspektrum ohne Target und ohne Konverter
- 2) $\hat{\eta}_{10}$ Photonenspektrum mit Target und ohne Konverter
- 3) $\hat{\eta}_{01}$ Photonenspektrum ohne Target und mit Konverter
- 4) $\hat{\eta}_{11}$ Photonenspektrum mit Target und mit Konverter

η_{00} entspricht dem Untergrund durch das Restgas im Strahlführungssystem und durch die benutzten Vakuumfenster, η_{10} der Verunreinigung durch das Target, η_{01} dem Beitrag des Strahlhalos. Im Vergleich zu η_{01} waren η_{00} und η_{10} stets kleiner als 0.1 % (in den meisten Fällen wurde überhaupt kein Ereignis gefunden, das die Reduktionskriterien von 3.9 passierte) und werden im folgenden vernachlässigt. Das untergrundkorrigierte Spektrum lautet somit:

$$\eta = \eta_{11} - \eta_{01}.$$

Die Reduktionskriterien von 3.9 waren ursprünglich ausschließlich zur Einsparung von Rechenzeit eingeführt worden, um bereits zu einem möglichst frühen Zeitpunkt falsche Spuren auszusondern (Rechenzeit pro Ereignis im Mittel: 0.1 sec). Im weiteren Verlauf der Analyse stellte sich jedoch heraus, daß dieses Verfahren allein noch nicht ausreichte. Wenn der Untergrund nur durch den Strahlhalo (η_{01}) verursacht würde, müßte η ohne jegliche Schnitte im räumlichen Abstand $d = \sqrt{\Delta^2 x + \Delta^2 y}$ der rekonstruierten Konversionspunkte des Elektron-Positron Paares auf dem Konverter mit der Rate η' übereinstimmen, die man erhält, wenn η , η_{11} und η_{10} denselben Schnitten in d unterworfen werden. Dieses war nicht der Fall, die Rate η' war abhängig von der Wahl des Abschneideparameters d^{Schnitt} , selbst wenn dieser so groß gewählt wurde, daß die Schwänze der Vielfachstreuung keinen Beitrag mehr lieferten. Bei der Analyse der Daten wurde

ein d^{Schnitt} in Abhängigkeit von der Strahlenergie folgendermaßen gewählt:

$$d^{\text{Schnitt}} = 4 \langle d^{\text{proj}} \rangle = \frac{3 \text{ m}}{\sqrt{3}} \sqrt{2 \langle \Theta_{\text{Vielf.}} \rangle^2} .$$

Für eine Strahlenergie von 1 GeV ergibt diese Formel ein d^{Schnitt} von 5 cm. Die Abweichung der Raten η , $\eta'(d^{\text{Schnitt}})$ beträgt bei 1 GeV maximaler Strahlenergie 20 %.

Aufgrund der großen Differenz in den Startkoordinaten auf dem Konverterring müssen diese Ereignisse von zwei verschiedenen Photonen stammen, die im Paarspektrometer nur zwei von vier Teilchen hinterlassen und dann fälschlicherweise vom Analyseprogramm als ein Photon rekonstruiert werden.

Typischerweise beträgt der Beitrag η_{01} vom Strahlhalo etwa 20-30 % der Rate η_{11} , eine detaillierte Aufstellung für alle Messungen findet sich in den Tabellen IV-VII in Abschnitt 6.

3.11 Überprüfung der Apparatur

Vor und nach jeder Meßperiode bei einer festen Einschußenergie wurden mit der beschriebenen Meßapparatur Bremsspektren gemessen. Da das Bremsspektrum theoretisch exakt berechenbar ist, gestattet der Vergleich von Messung und Theorie eine Überprüfung der Apparatur und des Rekonstruktionsverfahrens ohne Annahmen. Ein typisches Spektrum ist in Abb. 14 dargestellt; Messung und Theorie stimmen innerhalb ± 4 % (mittlere quadratische Abweichung über das ganze gemessene Spektrum) überein. Alle Abschneidekriterien (s. 3.9 und 3.10) wurden unverändert angewandt und wurden damit nachträglich gerechtfertigt. Die ausgezogene Kurve in Abb. 14 entspricht dem theoretischen Spektrum [39] gefaltet mit einer Gaußkurve ($\bar{x} = E_{\gamma}^{\text{MAX}}$, $\sigma = 0.01 E_{\gamma}^{\text{MAX}}$) zur Berücksichtigung der Energieauflösung des Paarspektrometers.

Zur Überprüfung der Ortsrekonstruktion wurden Photonenspektren mit einem Konverter gemessen, der den Winkelbereich 2.0-2.4 mrad überdeckte. Dies ist ein Teilbereich des Winkelintervalls 1.7-3.25 mrad, in dem der Hauptteil der Messungen durchgeführt wurde. Die Resultate beider Messungen stimmten im Intervall 2.0-2.4 mrad innerhalb der Fehlergrenzen überein.

4. KORREKTUR UND FEHLER DER GEMESSENEN SPEKTREN

4.1 Absorption von Photonen im Target

Die Dicke der verwendeten Targets lag zwischen 2.69 gr/cm^2 und 0.28 gr/cm^2 (s. Tab. IV-VII). Bei solchen Targetstärken ist eine Korrektur an die registrierte Quantameteranzeige anzubringen, da der Primärstrahl im Target durch Elektron-Positron Paarbildung geschwächt wird. Die Korrektur ist numerisch berechenbar, da der Paarwirkungsquerschnitt bekannt ist. Es gilt:

$$\frac{Q_{\text{eff}}^{\text{reg.}}}{Q_{\text{eff}}^{\text{wahr}}} = \frac{\int_0^{E_{\gamma}^{\text{MAX}}} k \cdot \frac{d\sigma^{\text{B.S.}}}{dk} dk}{\int_0^{E_{\gamma}^{\text{MAX}}} k \cdot \frac{d\sigma^{\text{B.S.}}}{dk} e^{-\kappa(k)} dk}$$

mit: k = Photonenenergie

$$\kappa(k) = \sigma_{\text{TOT}}^{\text{PAAR}} \cdot \eta$$

η = Zahl der Targetatome/cm²

$\frac{d\sigma^{\text{B.S.}}}{dk}$ = diff. Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung

$\sigma_{\text{TOT}}^{\text{PAAR}}$ = totaler Paarbildungswirkungsquerschnitt

Die Größe der Korrektur beträgt beispielsweise für ein Urantarget von 2.69 gr/cm^2 -34.1 %.

Ebenso muß die Absorption von Delbrück-Photonen im Target berücksichtigt werden. Sie wirkt gegenläufig zum oben genannten Effekt und beträgt $e^{\kappa(k)}$.

Für den genannten Fall ergibt diese Formel an der Kante eines 1-GeV-Bremsspektrums eine Korrektur von +39.1 %.

4.2 Totzeitkorrektur

Die Auslesezeit der Proportionaldrahtkammern von im Mittel 1.1 msec pro Trigger führte zu einer Totzeitkorrektur, da nur ein Ereignis pro Maschinenpuls verarbeitet werden konnte. Diese Korrektur wurde bestimmt durch Vergleich der Koinzidenzrate C_{1234} mit der Ereignisrate der Proportionaldrahtkammern. Die Korrektur ist von der Größenordnung 10% - 20% und kann mit einer Genauigkeit $<1\%$ bestimmt werden.

4.3 Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionaldrahtkammern

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten aller acht Proportionaldrahtebenen führten zu einer Korrektur von $2.4\% \pm 0.1\%$ (siehe 2.6).

4.4 Fehlerangaben

Die Fehlerangaben in den Tab. IV - VII schließen ein:

- (a) Statistische Fehler der Delbrück-Raten
- (b) Statistische Fehler der Strahlhalo-Untergrundraten
- (c) Eine Unsicherheit von $\pm 1\%$ für Ereignisse, die durch die Schnitte bei der Ereigniskonstruktion (siehe III.12) möglicherweise verloren gingen.
- (d) Eine Unsicherheit von $\pm 2.2\%$ für die Quantameteranzeige.

In die Tabellen wurden nur Meßergebnisse aufgenommen, die auf mehr als 10 registrierten Delbrück-Ereignissen beruhen. In den Abb. 16 - 19 sind auch Fehlergrenzen für den Impulsübertrag Δ angegeben. Dies rührt daher, daß wegen der Größe des Brennflecks am Target (6 x 6 mm) jeder Konverterring ein Impulsübertragsband bedeckt. Die angegebenen Grenzen beziehen sich auf die Halbwertsbreite des genannten Δ -Intervalls.

In den Tab. IX, X, XI zur Photonenaufspaltung wurde neben den Fehlern a) - d) auch eine Unsicherheit von $\pm 5\%$ für den Beitrag der Sekundärphotonen berücksichtigt.

5. Numerische Berechnung der theoretischen Wirkungsquerschnitte zur Delbrück-Streuung

In Ref. [35] wurde von H. Cheng und T.T. Wu der differentielle Wirkungsquerschnitt der Delbrück-Streuung in niedrigster, nichtverschwindender Ordnung der relativistischen Störungstheorie berechnet (zum entsprechenden Feynmandiagramm siehe Abb. 1a). Für Kerne mit großer Kernladungszahl Z wie im vorliegenden Experiment ist jedoch die "effektive" Kopplungskonstante ($Z \cdot \alpha$) nicht mehr klein gegen eins, so daß der Einfluß der Coulomb-Korrektur berücksichtigt werden muß. Im Formalismus der Feynmandiagramme entspricht die Coulomb-Korrektur dem Austausch von $2n$, $n=1,2,3\dots$ zusätzlichen Photonen mit dem Kern (siehe Abb. 1c). Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Delbrück-Streuung unter Einschluß des Vielphotonenaustausches wurde in Ref. [46] von denselben Autoren neu berechnet. Ihr Resultat lautet:

$$\begin{bmatrix} M_{\perp}^{(D)} \\ M_{\parallel}^{(D)} \end{bmatrix} = A \cdot k [\sinh(\pi Z\alpha) / \pi Z\alpha] \cdot \int_0^1 dx \int_0^1 d\sigma \int_0^1 dz \int_0^{1/2} dz' \cdot \cos(Z\alpha \cdot \ln(z'/1-z')) \cdot F(\Delta, x, \sigma, z, z')$$

mit

$$A = \frac{1}{2} i (2\pi)^{-3} e^6 Z^2$$

$$F(\Delta, x, \sigma, z, z') = \alpha_1 + \alpha_2 + \begin{bmatrix} \beta_{\perp} \\ \beta_{\parallel} \end{bmatrix} (\alpha_3 + \alpha_4)$$

$$\alpha_1 = \frac{4\sigma^{-1} z(1-z)}{\tau [(1-\sigma)z'(1-z') + \sigma z^2 x(1-x)] + \sigma}$$

$$\alpha_2 = \frac{(1-\sigma) [4\sigma^{-1}(1-\sigma)z(1-z)+1]}{[1-\sigma+\sigma x(1-x)] \{ \tau [(1-\sigma)^2 z'(1-z') + x(1-x)\sigma(1-\sigma)(3^2 - 2zz' + z') + \sigma [1-\sigma+\sigma x(1-x)] \}}$$

$$\begin{bmatrix} \beta_{\perp} \\ \beta_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1-8z(1-z)x(1-x) \end{bmatrix}$$

$$\alpha_3 = \frac{z^2}{\{\tau [(1-\sigma)z'(1-z') + \sigma z^2 x(1-x)] + \sigma\}^2}$$

$$\alpha_4 = \frac{[1-\sigma+\sigma x(1-x)] \{\tau [(1-\sigma)^2 z'(1-z') + x(1-x)\sigma(1-\sigma)(z^2+2Z'z+z')]\} + \sigma [1-\sigma+\sigma x(1-x)]^2}{(1-x)^2}$$

$$k = \text{Photonenenergie} \quad \tau = |t|/m_e^2 = \text{Impulsübertrag}$$

Die Integrationsvariablen haben keine unmittelbare physikalische Bedeutung; sie sind aus physikalischen Variablen durch Transformation hervorgegangen und speziell für numerische Integration auf Rechnern gewählt.

Die Effekte des Vielfach-Photonenaustausches sind vollständig in den Faktoren $\sinh(\pi Z\alpha)/\pi Z\alpha$ vor dem Integral und $\cos(Z\alpha \cdot \ln(z'/1-z'))^+$ im Integranden enthalten. Um für das Experiment quantitative Aussagen zu bekommen, wurde die vorstehende Formel mit einer Monte-Carlo-Methode integriert.

Um Rechenzeit einzusparen wurde ein Satz von Zufallszahlen (σ, z, z', x) für jeweils 5 Z-Werte benutzt. Der Integrand wurde für Impulsüberträge $\Delta < 10$ MeV jeweils 10^5 mal ausgewertet, für größere Impulsüberträge $3 \cdot 10^6$ mal. Das Integral wurde dann durch Mittelwertbildung gewonnen. Der Rechenzeitbedarf betrug für $3 \cdot 10^6$ Sätze von Zufallszahlen 3 Stunden CPU-Zeit auf einer IBM 360/75. Die komplizierte Formel läßt Fehler bei der Berechnung des Integrals naheliegend erscheinen. Um sicherzustellen, daß die Rechnung korrekt ist, wurden folgende Überprüfungen durchgeführt:

- 1) Es wurde von zwei Personen unabhängig ein Monte-Carlo-Programm geschrieben, die Resultate stimmten überein. ++

+ In Ref. [46] liegt ein Druckfehler vor. Statt $\ln(1-z'/z')$ muß es korrekt $z'/1-z'$ heißen.

++ Ich bin Herrn Dr. S. Prünster für diese Überprüfung sehr zu Dank verpflichtet.

- 2) Die Resultate wurden unter Verwendung von verschiedenen Sätzen von Zufallszahlen reproduziert.
- 3) Für kleine Z (Wasserstoff) sollte die Coulombkorrektur verschwinden, ebenso wie für große Z (Uran) und Impulsüberträge $\Delta \rightarrow 0$. Beides wurde reproduziert.
- 4) Das Programm berechnete gleichzeitig auch die alte Formel aus [35]. Die Resultate stimmten mit denjenigen aus einer numerischen Berechnung in [35] überein.+++
- 5) Der Integrand enthält Singularitäten. Dies wurde durch Benutzung eines Abschneideparameters berücksichtigt. Die Variation dieses Parameters änderte die Resultate nicht signifikant.

In Abb. 15 sind die Resultate der Berechnung dargestellt. Die Coulombkorrektur reduziert den Wirkungsquerschnitt beträchtlich und ändert seine Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z und vom Impulsübertrag .

6. ERGEBNISSE ZUR DELBRÜCKSTREUUNG

Alle in diesem Abschnitt angegebenen Resultate zur Delbrück-Streuung basieren auf einer Analyse von Ereignissen mit Photonenenergien im "elastischen" Intervall $\hat{\Delta E} = (0.97 E_{\gamma}^{\text{MAX}}, E_{\gamma}^{\text{MAX}})$ unter Benutzung der Subtraktionsmethode von Kapitel 4. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für alle Energien, Impulsüberträge und Targetmaterialien sind in den Tabellen IV-VII zusammengefaßt.

6.1 Z-Abhängigkeit

Die Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei festem Impulsübertrag wurde für 6 Impulsüberträge zwischen 1.0 MeV und 12.0 MeV unter Verwendung von Kupfer ($Z=29$), Silber ($Z=47$), Gold ($Z=79$) und Uran ($Z=92$) als Streumaterial gemessen. Die Resultate sind in den Abb. 16a-16f dargestellt. Die durchgezogenen Kurven entsprechen der Berechnung unter Ein-schluß der Coulombkorrektur, die gestrichelten Linien der Vorhersage ohne Coulombkorrektur. Die Daten zeigen einen langsameren Anstieg des Delbrück-Wirkungsquerschnitts als mit der vierten Potenz von Z an, wie man nach

+++ Ref [35] enthält zwei Druckfehler: Formel (4.2) lautet korrekt:
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left[\left| \frac{m_1}{m_2} \right|^2 \times \left| \frac{m_2}{m_1} \right|^2 \right]$$
. Die Beschriftung der Ordinate in Fig. 1 muß lauten:
$$\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dt}.$$

der niedrigsten, nicht verschwindenden Ordnung der Störungstheorie [35] erwarten würde. Die gefundene Abweichung hängt sowohl von Z als auch vom Impulsübertrag Δ ab, sie wird mit wachsendem Z und Δ immer stärker. Bei einem Impulsübertrag von 4.28 MeV beträgt die Abweichung für Kupfer 1.18 ± 0.65 , für Uran 2.86 ± 0.68 .

Das gemessene Verhalten der Z -Abhängigkeit des Delbrück-Wirkungsquerschnitts wird durch die Berücksichtigung der Coulombkorrektur korrekt beschrieben.

6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Abb. 17-20 zeigen die gemessenen Wirkungsquerschnitte für alle untersuchten Elemente. Auch im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ bei festem Z wird ein stärkerer Abfall des Wirkungsquerschnitts zu größeren Δ -Werten hin beobachtet, vor allem für die schwereren Elemente wie Gold und Uran. Für einen Impulsübertrag von 19.6 MeV ist am Uran der gemessene Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 4 kleiner als nach Ref. [35] erwartet.

Die Übereinstimmung der Daten mit der neueren Berechnung von Cheng und Wu unter Einschluß der Coulomb-Korrektur ist bis zu Impulsüberträgen von 10 MeV ausgezeichnet; bei größeren Impulsüberträgen ist die Übereinstimmung schlechter, obwohl auch hier die Tendenz richtig wiedergegeben wird. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sowohl die experimentellen Daten als auch die Resultate der Monte-Carlo-Rechnung (ca. 30 % Fehler bei $\Delta = 20$ MeV) mit größeren Fehlern behaftet sind.

6.3 Schlußfolgerung

Die gemessenen Daten zur Delbrück-Streuung zeigen einen außergewöhnlich großen Einfluß der Coulomb-Korrektur auf die Resultate der niedrigsten, nichtverschwindenden Ordnung der relativistischen Störungstheorie. Sie resultiert sowohl in einer drastischen Reduzierung des Wirkungsquerschnitts bei schweren Kernen als auch in einer Änderung im Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ (n.b. die beiden Berechnungen unterscheiden sich nicht durch einen konstanten Faktor). Nach Kenntnis des Verfassers stellt das gefundene Ergebnis den größten Einfluß der Coulomb-"Korrektur" dar, der bisher in einem Experiment beobachtet wurde.

Zum Vergleich: Die Coulomb-Korrektur beträgt im GeV-Bereich bei der Paarerzeugung [47], [48] typischerweise nur etwa 10 %!

Der Einfluß des Formfaktors des Urankernes auf die Meßresultate wurde folgendermaßen abgeschätzt:

Wenn man annimmt, daß der Impulsübertrag auf den Kern symmetrisch aufgeteilt wird, beträgt der maximal in den Daten auftretende Impulsübertrag ≈ 10 MeV. Für eine gaussische Ladungsverteilung im Kern und einen Kernradius von $7.5 f$ beträgt die Korrektur maximal -4.5% [54]. Diese Korrektur wurde bei den Daten angesichts der großen statistischen Fehler nicht berücksichtigt.

Den Einfluß noch höherer Ordnungen der Störungstheorie auf die Delbrück-Streuung schätzen die Autoren von Ref. [35] zu ca. 20% ab.

Die beobachteten Abweichungen um Faktoren zwei bis fünf sind somit fast ausschließlich auf die Coulombkorrektur zurückzuführen.

k (GeV)	θ (mrad)	Δ (MeV/c)	# d. Delb. Ereign.	$\frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{\text{barn}}{\text{GeV}^2} \right)$	% Sec. Phot.	% Compton	% Delbrück	Target (g/cm^2)	$Q_{\text{eff}}/10^{12}$	% Untergrund
0.96	1.05	1.01	145	1145.0 ± 99.0	2.5	1.9	95.6	2.59	0.39	1.0
0.96	1.69	1.62	305	464.0 ± 29.0	3.9	4.1	92.0	2.59	0.84	10.7
0.96	2.23	2.14	78	100.0 ± 13.4	10.6	15.1	74.3	2.59	0.84	1.0
1.92	1.05	2.02	107	142.5 ± 14.5	5.7	3.0	91.3	2.59	0.94	9.1
1.92	1.69	3.24	188	38.0 ± 3.0	7.4	9.3	83.3	2.59	1.88	10.3
1.92	2.23	4.28	86	14.8 ± 1.9	7.6	18.6	73.8	2.59	1.88	3.3
1.92	2.75	5.28	44	6.8 ± 1.34	6.8	27.1	66.1	2.59	1.88	24.1
3.90	1.69	6.59	151	2.66 ± 0.28	8.5	22.0	69.5	1.65	9.16	19.4
3.90	2.23	8.70	46	0.78 ± 0.18	6.4	37.9	55.7	1.65	9.16	35.4
3.90	2.75	10.70	31	0.50 ± 0.17	4.0	31.4	64.6	1.65	9.16	40.7
7.11	1.05	7.46	18	1.01 ± 0.34	13.2	18.0	68.8	0.93	2.77	39.1
7.11	1.69	12.0	135	0.40 ± 0.05	3.3	27.2	69.5	0.93	15.4	23.0
7.11	2.23	15.9	48	0.12 ± 0.02	2.4	25.4	72.0	0.93	15.4	25.6
7.11	2.75	19.6	34	$(5.9 \pm 1.4) \cdot 10^{-2}$	2.7	5.7	91.6	0.93	15.4	23.1

TAB. IV: Uran Daten zur Delbrück-Streuung

k (Gev)	θ (mrad)	Δ (Mev/c)	# d. Delb. Ereign.	$\frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{b}{\text{GeV}^2} \right)$	% Sec. Phot.	% Compton	% Delbrück	Target (μ/cm^2)	$Q_{\text{eff}}/10^{12}$	% Untergrund
0.96	1.05	1.01	137	$840.0^{+74.0}$	1.1	2.2	96.7	0.91	0.95	1.0
0.96	1.69	1.62	338	$249.0^{+23.4}$	1.8	7.2	91.0	0.91	2.81	23.2
0.96	2.23	2.14	96	$57.5^{+6.9}$	3.1	24.0	72.9	0.91	2.81	1.0
0.96	2.75	2.64	38	$25.1^{+7.4}$	2.9	36.2	60.9	0.91	2.81	31.8
1.92	1.05	2.02	78 (80)	$94.4^{+11.7}$ ($89.5^{+12.0}$)	1.6 (3.9)	3.9 (4.2)	94.5 (91.9)	0.91 (1.86)	1.96 (1.03)	22.7 (9.0)
1.92	1.69	3.24	134 (80)	$18.4^{+2.3}$ ($17.8^{+2.3}$)	1.6 (5.0)	16.4 (16.5)	82.0 (78.5)	0.91 (1.86)	5.70 (1.03)	32.5 (20.5)
1.92	2.23	4.28	97 (54)	$9.9^{+1.2}$ ($9.6^{+1.5}$)	0.8 (2.9)	24.3 (24.2)	74.9 (72.9)	0.91 (1.86)	5.70 (1.03)	8.6 (5.2)
1.92	2.75	5.28	10 (12)	$1.6^{+1.3}$ ($2.5^{+1.1}$)	0.9 (3.0)	60.2 (47.9)	38.9 (49.1)	0.91 (1.86)	5.70 (1.03)	70.2 (45.5)
3.90	1.69	6.59	232	$1.9^{+0.36}$	0.7	27.1	72.2	0.46	41.1	42.0
7.11	1.69	12.0	91	$0.24^{+0.08}$	0.5	35.7	63.8	0.28	56.2	70.0

TAB. V: Gold Daten zur Delbrück-Streuung (Daten in Klammern beziehen sich auf Goldtargets doppelter Dicke).

(Gev)	(mrad)	(Mev/c)	# d. Delb. Ereignisse.	$\frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{\text{basz}}{\text{Gev}^2} \right)$	% Sec.Phot.	% Compton	% Delbrück	Target (gr/cm ²)	Qeff/10 ¹²	% Untergrund
1.92	1.69	3.24	19	0.61 [±] 0.31	2.7	67.5	29.8	1.98	3.74	45.7
1.92	2.23	4.28	16	0.36 [±] 0.20	1.1	75.9	23.0	1.98	3.74	10.0

Tabelle VI: Kupfer-Daten zur Delbrück-Streuung

1.92	1.69	3.24	78	3.66 [±] 0.70	1.8	35.6	62.6	1.20	7.09	41.6
1.92	2.23	4.28	82	2.80 [±] 0.44	0.7	40.1	59.2	1.20	7.09	9.9
1.92	2.75	5.28	10	0.49 [±] 0.50	0.6	74.1	25.3	1.20	7.09	66.0

Tabelle VII: Silber-Daten zur Delbrück-Streuung

7. BEOBACHTUNG DER PHOTONENAUFSPALTUNG

7.1 Z-Abhängigkeit

Der Teil der gemessenen Photonenspektren außerhalb des Energieintervalls $\hat{\Delta E}$ kann nicht durch eine Überlagerung von Delbrück-Streuung, Compton-Effekt und Sekundärphotonen allein beschrieben werden. Nach Subtraktion des Anteils dieser drei Prozesse von den gemessenen Raten bleibt ein Photonenspektrum über (s. Abb. 4c). Um den Ursprung dieser Photonen zu untersuchen, die notwendigerweise aus einem inelastischen Prozess stammen müssen, wurde in Abb. 21 die Gesamtzahl der Photonen dividiert durch die Kernladungszahl Z^2 gegen Z aufgetragen. Innerhalb der Meßfehler ist das Resultat unabhängig von Z , so daß der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess proportional Z^2 sein muß. Für den Uran-Meßpunkt ist zu beachten, daß der Beitrag von Sekundärphotonen hier dominant ist ($\sim Z^4$!) und die Gewinnung eines Meßpunkte problematisch wird. Tatsächlich wurde das Photonenaufspaltungssignal bei Streuwinkeln $\Theta > 2$ mrad am Uran erst beobachtet, nachdem durch eine chemische Analyse des Urantargets ein 4.25 % Anteil von O_2 (vom Urantrioxyd U_3O_8) festgestellt wurde und die experimentellen Raten entsprechend korrigiert wurden (der Anteil von Sauerstoff verringert hauptsächlich den Beitrag der Sekundärphotonen). In die Meßpunkte wurden die Spektren für den Streuwinkel 1.05 mrad nicht mit einbezogen, da der dominierende Sekundärphotonenbeitrag die gewonnenen Resultate fragwürdig machte. Die Z^2 -Abhängigkeit und der starke Abfall der gemessenen Raten zur Kante des Bremsspektrums hin sind mit der Annahme verträglich, daß der Photonenaufspaltungsprozess beobachtet wurde.

7.2 Wirkungsquerschnitte

Die Gewinnung von zuverlässigen Wirkungsquerschnitten aus den beobachteten Raten wird durch zwei experimentelle Gegebenheiten erschwert:

- 1.) Der Endzustand für Photonenaufspaltung enthält zwei Photonen von denen nur das energiereichere vom Paarspektrometer nachgewiesen wurde.
- 2.) Außerhalb des "elastischen" Intervalls an der Kante des Spektrums ist die einfallende Photonenenergie nicht bekannt.

Der erfasste kinematische Bereich für die Photonenaufspaltung ist in Abb. 22 gezeigt, er ist folgendermaßen beschränkt (Kernrückstoß vernachlässigt):

- a) Einfallende Photonenenergie k : $0.754 \cdot E_{\gamma}^{\text{MAX}} \leq k \leq E_{\gamma}^{\text{MAX}}$
- b) Das gemessene Photon aus dem Endzustand: k_1 : $0.754 \cdot E_{\gamma}^{\text{MAX}} \leq k_1 \leq E_{\gamma}^{\text{MAX}}$
- c) Das nicht gemessene Photon aus dem Endzustand: k_2 : $0 \leq k_2 \leq 0.246 E_{\gamma}^{\text{MAX}}$

Bezüglich des Teilchenimpulses erfaßt die Apparatur also nur 25 % aller kinematisch möglichen Impulse.

7.2.1 Integrierte Wirkungsquerschnitte

Im Detail wurden nur die Golddaten analysiert, dies aus zwei Gründen:

- a) Die Uranresultate sind zu ungenau um berücksichtigt werden zu können.
- b) Lediglich für Gold liegen zuverlässige Rohdaten zwischen 1.95 GeV und 7.2 GeV Maximalenergie des Bremsspektrums vor.

In Abb. 23a ist das gemessene differentielle k_1 -Spektrum für Photonenaufspaltung gezeigt. Mehr als 90 % aller Ereignisse sind im Energieband $\Delta E_2 = 0.754 E_{\gamma}^{\text{MAX}} \leq k_1 \leq 0.877 E_{\gamma}^{\text{MAX}}$ konzentriert, wie aus Abb. 23b hervorgeht.

Den in Tab. IX wiedergegebenen integrierten Wirkungsquerschnitten für den Winkelbereich $1.7 \text{ mrad} \leq \theta_1 \leq 2.75 \text{ mrad}$

ΔE (GeV)	σ^{INT} (mbarn) 1.43(mrad) $\leq \theta_1 \leq$ 3.0(mrad)
1.47-1.89	1.42 \pm 0.05
3.00-3.84	0.80 \pm 0.04
5.42-6.77	0.41 \pm 0.03

TAB. IX Integrierte Wirkungsquerschnitte für Photonenaufspaltung

liegen folgende Annahmen zugrunde:

- a) alle Ereignisse stammen aus dem Energieband $E_1: .877 \cdot E_Y^{\text{MAX}} - k - E_Y^{\text{MAX}}$ und haben das energiereichere Photon des Endzustandes im Intervall $\Delta E_2: 0.754 \cdot E_Y^{\text{MAX}} - k_1 - 0.877 \cdot E_Y^{\text{MAX}}$.
- b) Im betrachteten k -Bereich hängt der Wirkungsquerschnitt nicht von k ab.

Die unter diesen Annahmen gemessenen Wirkungsquerschnitte vergleichen sich mit existierenden Berechnungen wie folgt:

Für $E_Y^{\text{MAX}} = 1.95 \text{ GeV}$ ergibt das Experiment $\sigma = 1.42 \pm 0.05 \text{ mbarn}$. Es existieren zwei Vorhersagen, diejenige von Bolsterli [50], der 0.78 mbarn findet und diejenige von Bukhvostov et al. [51] mit 4.5 mbarn. Unter Berücksichtigung der höchst unvollständigen Winkel- und Impulsakzeptanz im Experiment erscheint zumindest das Ergebnis von Bolsterli als eine Unterschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts.

7.2.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Für eine detaillierte Interpretation des gemessenen k_1 -Spektrums in Abb. 23a müssen Annahmen gemacht werden. Dies ergibt sich aus der untenstehenden Formel, die in allgemeinsten Form das beobachtete Spektrum beschreibt:

$$\frac{d^2 n^{(\text{PA})}}{dk_1 d\theta_1} = n \cdot 2 \int_{0.754 \cdot E_Y^{\text{MAX}}}^{E_Y^{\text{MAX}}} \frac{dn^Y}{dk} \frac{d\sigma(k, k_1, \theta_1)}{dk, d\Omega} dk_1$$

mit:

$$\begin{aligned} n &= \text{Zahl der Targetteilchen pro cm}^2 \\ \frac{dn^Y}{dk} &\equiv \text{einfallendes Photonenspektrum} \\ \frac{d^2 n^{(\text{PA})}}{dk_1 d\theta_1} &\equiv \text{gemessenes } k_1\text{-Spektrum für festes } \theta_1. \end{aligned}$$

Empirisch wurde unter Benutzung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [51] gefunden, daß das differentielle Spektrum durch die Formel:

$$\frac{dn^{(PA)}}{dk_1} = A (E_Y^{MAX} - k_1)^n \quad (2)$$

angepasst werden kann. Hierbei wurden A, n gleichzeitig variiert. Es ergab sich ein mittleres $\bar{n} = 2.5 \pm 0.1$ für alle betrachteten Energien und Streuwinkel. Der gefundene Exponent schließt die Konstanz des Wirkungsquerschnitts aus, da der Beitrag von Photonen aus dem primären Bremspektrum nur linear mit dem Abstand von der Bremskante zunimmt. Die folgende Tab. X zeigt zwei Sätze von differentiellen Wirkungsquerschnitten. Die Werte in der jeweiligen ersten Zeile von Spalte drei wurden nach der Methode gewonnen, mit der auch bereits die integrierten Wirkungsquerschnitte (s. 7.2.1) berechnet wurden. Dagegen wurden die Werte in Klammern durch einen Fit an das Spektrum mit dem Ansatz von Sannikov [53]:

$$\frac{d\sigma(k, k_1)}{dk_1} = C \frac{k - k_1}{k} \quad (3)$$

erhalten. Ein typischer Fit dieser Art ist in Abb. 23a als volle Kurve eingezeichnet, die Übereinstimmung zwischen Ansatz und Meßpunkten ist gut.

Dem Ansatz (3) liegt folgende physikalische Motivierung zugrunde:

Nach Sannikov [53] sollte der Wirkungsquerschnitt für Photonenaufspaltung linear mit der Energie k_2 des weichen Photons ansteigen. Dies ist, wie Sannikov ausführt, eine Konsequenz der Tatsache, daß die Photonenaufspaltung auf Grund des Erny-Theorems keine Strahlungskorrektur sein kann.

ΔE (GeV)	Θ_1 (mrad)	$\frac{d^2\sigma}{dk_1 d\Omega}$	$\left(\frac{\text{barn}}{\text{GeV sr}}\right)$
1.47-1.89	1.70	270.0 ± 11.0 (190.0 ± 10.0)	
	2.23	125.0 ± 5.7 (90.0 ± 5.0)	
	2.75	56.5 ± 5.5 (41.0 ± 3.2)	
3.00-3.84	1.70	70.0 ± 5.5 (54.5 ± 7.0)	
	2.23	39.0 ± 2.9 (31.5 ± 1.9)	
	2.75	16.3 ± 2.3 (12.5 ± 1.8)	
5.42-6.77	1.70	17.8 ± 2.0 (13.2 ± 0.9)	
	2.23	9.5 ± 2.2 (6.6 ± 0.7)	
	2.75	7.0 ± 3.8 (5.0 ± 0.7)	

TAB. X: Differentielle Wirkungsquerschnitte für Photonenaufspaltung am Gold für $\langle \frac{k_1}{k} \rangle = 0.87$

Die TAB. X zeigt, daß die beiden Sätze von Resultaten signifikant verschieden sind, der Ansatz nach Sannikov liefert systematisch kleinere Wirkungsquerschnitte. Eine nähere Untersuchung der Arbeit von Sannikov ergibt jedoch, daß die vorbehaltlose Anwendung des Resultats in diesem Experiment fragwürdig ist. Das Ergebnis von [53] wurde unter zwei Voraussetzungen erhalten.

$$\sqrt{k-k_2} \gg \sqrt{k_2}$$

$$(k_2 \cdot \sin \frac{\theta_2}{2}) / \sqrt{k(k-k_2)} \ll \Theta_1 \ll 2\sqrt{\frac{k_2}{k}} \sin \frac{\theta_2}{2}$$

Da im Experiment über den Streuwinkel des Photons mit der Energie k_2 integriert wurde, ist zumindest die zweite Bedingung nicht notwendigerweise stets erfüllt. Es muß außerdem beachtet werden, daß die Formeln in [53] ein Maximum im Wirkungsquerschnitt für $k_2 \approx 10$ [MeV] für $k = 2$ [GeV] (unter vereinfachenden Annahmen über die Integrationsgrenzen von Θ_2) ergeben.

In Abb. 24 sind die Wirkungsquerschnitte ohne Benutzung des Sannikovschen Resultats aufgetragen. Eine Anpassung ergab, daß sie unabhängig vom Winkel Θ_1 mit einer $\frac{1}{kZ}$ Abhängigkeit verträglich sind.

Ob der lineare Anstieg des Wirkungsquerschnitts nach Formel (3) für die Photonenaufspaltung wirklich auftritt und wenn ja, bis zu welchen Energien dieses Gesetz gültig ist, kann anhand der vorliegenden Daten nicht entschieden werden. Dazu wäre ein Koinzidenz-Experiment mit Nachweis beider Photonen erforderlich.

7.3 Beitrag der Photonenaufspaltung zum Delbrück-Wirkungsquerschnitt

Die in Tab. X angegebenen Wirkungsquerschnitte gestatten eine grobe Abschätzung für den Beitrag der Photonenaufspaltung zu den gemessenen Delbrück-Wirkungsquerschnitten. Die in Tab. X zitierten Wirkungsquerschnitte gelten für ein mittleres $\langle k_1/k \rangle = 0.87$. Die Wirkungsquerschnitte der Delbrückstreuung wurden an der Kante des Bremsspektrums bestimmt. Dies bedeutet für die Photonenaufspaltung ein mittleres $\langle k_1/k \rangle = 0.99$. Da der Wirkungsquerschnitt für Photonenaufspaltung für $k_1/k \rightarrow 1$ gegen Null gehen muß, ergibt die Anwendung der gemessenen Wirkungsquerschnitte auf die kinematische Situation im Intervall $\hat{\Delta E} = [0.97 \cdot E_Y^{\text{MAX}}, E_Y^{\text{MAX}}]$ eine obere Grenze für die Beimischung zu Delbrück-Ereignissen. Der Beitrag ist von der Größenordnung 5% oder weniger. Damit werden die Annahmen in IV.4 gerechtfertigt. Wegen der weitaus größeren Fehler der Delbrückresultate wurde diese obere Grenze für den Beitrag der Photonenaufspaltung nicht zur Korrektur der Delbrückresultate benutzt.

7.4 Photonenspektrum

Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind mit weitaus größeren systematischen (bedingt durch die Analyse bei unvollständiger Kinematik) als statistischen Fehlern behaftet. Um die experimentellen Daten dieses Experiments mit zukünftigen Berechnungen später vergleichen zu können, werden in diesem Paragraphen die gemessenen Photonenspektren für die Photonenaufspaltung am Gold tabelliert wiedergegeben.

MAX E_{γ} [GeV]	Target- dicke [gv/cm ²]	Energie- intervall [GeV]	Zählrate/10 ⁴ für $\theta_1 =$ 1.7 [mrad]	Zählrate/10 ⁴ für $\theta_1 =$ 2.23 [mrad]	Zählrate/10 ⁴ für $\theta_1 =$ 2.75 [mrad]
1.95	0.91	1.47-1.53	(10.40 \pm 0.61)	(6.56 \pm 0.40)	(3.39 \pm 0.31)
		1.53-1.59	(6.23 \pm 0.48)	(3.67 \pm 0.34)	(2.16 \pm 0.29)
		1.59-1.65	(4.74 \pm 0.41)	(2.50 \pm 0.28)	(1.37 \pm 0.26)
		1.65-1.71	(2.71 \pm 0.35)	(1.58 \pm 0.23)	(1.07 \pm 0.21)
		1.71-1.77	(1.66 \pm 0.30)	(1.02 \pm 0.19)	(0.35 \pm 0.20)
		1.77-1.83	(0.80 \pm 0.26)	(0.50 \pm 0.17)	(0.26 \pm 0.16)
		1.83-1.89	(0.47 \pm 0.23)	(0.33 \pm 0.14)	---
3.96	0.463	3.00-3.12	(2.94 \pm 0.27)	(2.12 \pm 0.16)	(0.94 \pm 0.20)
		3.12-3.24	(1.82 \pm 0.26)	(1.11 \pm 0.16)	(0.62 \pm 0.17)
		3.24-3.36	(1.22 \pm 0.20)	(1.03 \pm 0.11)	(0.52 \pm 0.14)
		3.36-3.48	(0.79 \pm 0.17)	(0.48 \pm 0.14)	(0.40 \pm 0.13)
		3.48-3.60	(0.45 \pm 0.15)	(0.21 \pm 0.13)	(0.05 \pm 0.14)
		3.60-3.72	(0.04 \pm 0.15)	----	----
		3.72-3.84	(0.08 \pm 0.13)	----	----
7.225	0.232	5.42-5.65	(0.85 \pm 0.10)	(0.56 \pm 0.08)	(0.35 \pm 0.09)
		5.65-5.88	(0.50 \pm 0.08)	(0.25 \pm 0.07)	(0.33 \pm 0.08)
		5.88-6.10	(0.51 \pm 0.06)	(0.22 \pm 0.06)	(0.30 \pm 0.06)
		6.10-6.32	(0.10 \pm 0.06)	(0.17 \pm 0.05)	(0.17 \pm 0.06)
		6.32-6.55	(0.07 \pm 0.05)	(0.09 \pm 0.05)	(0.05 \pm 0.05)
		6.55-6.77	(0.02 \pm 0.04)	(0.04 \pm 0.04)	----

TAB XI: Photonspektren zur Photonenaufspaltung am Gold. Die Spektren sind normiert auf $Q_{\text{eff}} = 10^{12}$.

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Feynman-Diagramm für Wechselwirkungen der
 Quantenelektrodynamik
- Abb. 1a: Delbrück-Streuung
- Abb. 1b: Photonenaufspaltung
- Abb. 1c: Coulomb-Korrektur zur Delbrück-Streuung
- Abb. 2 Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für Delbrück-
 Streuung [35] und Compton-Effekt am Uran
- Abb. 3 Aufbau der Apparatur
- Legende: K_0, K_1, K_2, K_3 Kollimatoren
 MR, MC, QA Reinigungsmagnete
 Sy.T. Synchrotron-Target
 S.T. Streutarget
 C.T. Konversionstarget
 Sc. Szintillator
 MWPC Proportionaldrahtkammern
 MA Paarspektrometernagnet
 Qu Quantameter
- Abb. 4 a: Gemessenes Photonenspektrum für Gold, $\theta = 1.7$ mrad
 $E_{\gamma}^{\text{MAX}} = 1.95$ GeV. Die gestrichelte Kurve zeigt den
 Beitrag der Sekundärphotonen und der Compton-Streuung.
- b: Spektrum wie in Abb. 4a jedoch nach Subtraktion des
 Untergrundes von Sekundärphotonen und Compton-Effekt.
 Die gestrichelte Kurve zeigt den Beitrag der Delbrück-
 Streuung.
- c: Spektrum wie in Abb. 4b jedoch nach Subtraktion des
 Delbrück-Anteils
- Abb. 5 Kinematik für die Compton-Streuung an Elektronen für Pho-
 tonenstreuwinkel im mrad-Bereich. Der schraffierte Bereich
 entspricht dem im Experiment überdeckten Bereich.

- Abb. 6 Triggerraten integriert über die Winkel- und Impulsakzeptanz der Apparatur als Funktion der Targetdicke. Die Kurve a) wurde ohne den Targetmagneten gemessen, die Gerade b) mit Magnetfeld.
- Abb. 7 Energiespektrum von Sekundärphotonen für $E_{\gamma}^{\text{MAX}} = 1.95 \text{ GeV}$,
 $= 1.7 \text{ mrad}$ für Gold.
- Abb. 8 Verhältnis der Raten für zwei Goldtargets im Dickenverhältnis 2.05 : 1. Die offenen Punkte entsprechen dem Verhältnis der totalen Raten, die vollen Punkte dem Ratenverhältnis nach Subtraktion des Sekundärphotonenbeitrages.
- Abb. 9 Strahlprofil. Die Kreuze stammen aus einer Messung mit einer Aluminium-Folie im Strahl, die Punkte von Messungen mit Konvertern.
- Abb. 10 Block-Diagramm der Elektronik zur Auslese der Proportionaldrahtkammern und Datenfluß des Experimentes.
- Abb. 11 Verteilung der y-Koordinate in der Targetebene für rekonstruierte Spuren aus einem Arm des Spektrometers.
- Abb. 12 Differenzen in den Startkoordinaten der akzeptierten Elektron-Positron Paare in der Mittelebene des Paarspektrometermagneten.
- Abb. 13 Rekonstruiertes Bild eines Konverterrings.
- Abb. 14 Bremsspektrum. Die ausgezogene Kurve entspricht dem theoretischen Spektrum [38].
- Abb. 15 Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung für die Reduktion des differentiellen Delbrück-Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ durch die Coulomb-Korrektur.

- Abb. 16a-16f Mit Z^{-4} normierte differentielle Wirkungsquerschnitte für sechs Impulsüberträge. Die gestrichelte Gerade entspricht der Vorhersage aus |35|, die durchgezogene Kurve derjenigen aus |45|. (Ebenso in den folgenden Abb. 17 - 20)
- Abb. 17 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ b/GeV² für Delbrück-Streuung
 a) Kupfer Daten
 b) Silber Daten
- Abb. 18 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ b/GeV² für Delbrück-Streuung am Gold.
- Abb. 19 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ b/GeV² für kleine Impulsüberträge am Uran.
- Abb. 20 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ b/GeV² für große Impulsüberträge am Uran.
- Abb. 21 Mit Z^{-2} normierte integrierte Zählraten für die Photonenaufspaltung.
- Abb. 22 Kinematischer Bereich für die Photonenaufspaltung. Der erfasste Bereich ist schraffiert.
- Abb. 23 Differentielles Photonenspektrum für Photonenaufspaltung am Gold. $E_{\gamma}^{\text{MAX}} = 1.95$ GeV, $\theta_1 = 1.7$ mrad
- Abb. 23a: Die durchgezogene Kurve entspricht einem Fitansatz $\frac{d\sigma(k, k_1)}{dk_1} = C \frac{k-k_1}{k^2} \cdot \int_0^{k_1} \frac{dn}{dk_1} dk_1$.
- Abb. 23b: Hier ist aufgetragen $\int_{0.754E_{\gamma}^{\text{MAX}}}^{k_1} \frac{dn}{dk_1} dk_1$.
- Die Abbildung zeigt die Konzentration von Photonenaufspaltungsereignissen im Energieintervall $\Delta E_2 = \left[0.754 \cdot E_{\gamma}^{\text{MAX}}, 0.877 \cdot E_{\gamma}^{\text{MAX}} \right]$.
- Abb. 24 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dk_1 d\Omega_1$ b/GeVsr für Photonenaufspaltung am Gold und Energien $E_{\gamma}^{\text{MAX}} = 1.95$ GeV, 3.98 GeV und 7.2 GeV.

Literaturverzeichnis

- [1] R.P. Feynman; Phys. Rev. 76, 749 (1949)
- [2] H. Alvensleben et al.; Phys. Rev. Lett. 21, 1501 (1968)
- [3] E. Eisenhandler et al.; Phys. Rev. Lett. 18, 425, (1967)
- [4] K.J. Cohen et al.; Phys. Rev. 173, 1339 (1968)
- [5] P.J. Biggs et al.; Phys. Rev. D1, 1252 (1970)
- [6] H.R. Siemann et al.; Phys. Rev. Lett. 22, 421 (1969)
- [7] A.D. Libermann et al.; Phys. Rev. Lett. 22, 663 (1969)
- [8] W.C. Barber et al.; Phys. Rev. Lett. 16, 1127 (1966)
- [9] B. Bartoli et al.; Nuovo Cim., 70A, 603 (1970)
- [10] B. Borgia et al.; Leh. Nuovo Cim. 3, 115 (1972)
- [11] J.J. Russell et al.; Phys. Rev. Lett. 26, 46 (1971)
- [12] B.N. Taylor, W.H. Parker, D.N. Langenberg; Rev. Mod. Phys., 41, 375 (1969)
- [13] J.C. Wesley, A. Rich; Phys. Rev. Lett. 24, 1320 (1970)
- [14] J. Bailey et al.; Phys. Letters 28B, 287 (1968)
- [15] C.W. Fabian, F.M. Pipkin; Phys. Rev. Lett. 25, 421 (1970)
- [16] T. Crane et al.; Phys. Rev. Lett. 27, 474 (1971)
- [17] S.J. Brodsky und S.D. Drell; Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 147 (1970)
- [18] E.D. Theriot et al.; Phys. Rev. A2, 707 (1970)
- [19] S.J. Brodsky, Rapporteur Bericht, Proceedings 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University (1971)
- [20] T. Kinoshita, P. Cvitanovic; Phys. Rev. Lett. 29, 22 (1972)
- [21] W.E. Lamb und R.C. Retherford; Phys. Rev. 72, 241 (1947)
- [22] A.I. Akhiezer und V.B. Berestetsky; Quantenelektrodynamik
- [23] H. Bethe und F. Rohrlich; Phys. Rev. 86, 10 (1952)

- [24] F. Rohrlich und R. Gluckstern; Phys. Rev. 86, 1 (1952)
- [25] W.H. Furry; Phys. Rev. 51, 125 (1937)
- [26] P.L. Csonka; Phys. Lett. 24B, 625 (1967)
- [27] M. Delbrück; Zeits. f. Phys. 84, 144 (1933)
- [28] R.R. Wilson; Phys. Rev. 90, 720 (1953)
- [29] R. Bösch et al.; Phys. Lett. 2, 16 (1962), Hel. Phys. Acta 36, 625 (1963)
- [30] U. Stierlin et al.; Zeits. f. Phys. 170, 47 (1962)
- [31] H.E. Jackson, K.J. Wetzel; Phys. Rev. Lett. 22, 1008 (1969)
- [32] J. Moffat und M.W. Stringfellow; Proc. Roy. Soc. A254, 242 (1960)
- [33] A.W. Adler und S.G. Cohen; Phys. Rev. 146, 1001 (1966)
- [34] H. Cheng und T.T. Wu; Phys. Rev. Lett. 22, 666 (1969)
- [35] H. Cheng und T.T. Wu; Phys. Rev. 182, 1873 (1969)
- [36] H. Cheng und T.T. Wu; Phys. Rev. 182, 1899 (1969)
- [37] Y. Shima; Phys. Rev. 142, 944 (1966)
- [38] DESY-Handbuch, unveröffentlicht
- [39] H.W. Koch und J.W. Motz; Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959)
- [40] O. Klein und Y. Nishina; Zeits. f. Phys. 52, 853 (1929)
- [41] M. Ram und P.Y. Wang; Phys. Rev. Lett. 26, 476 (1971), Phys. Rev. Lett. 26, 1210 (1971)
- [42] G. Moliere; Naturforsch. 3(a), 78 (1948)
- [43] B. Naroska, Dissertation, DESY Interner Bericht, F1-70/3, unveröffentl.
- [44] H. Primakoff; Phys. Rev. 81, 899 (1951)
- [45] G. Bellètini et al.; Nuovo Cim. 66A, 243 (1970)
- [46] H. Cheng und T.T. Wu; DESY 71/69 (1971)
- [47] Davies, H. Bethe, Maximon; Phys. Rev. 93, 768 (1954)
- [48] D. Lublow; DESY Interner Bericht A2, 96 (1963), nicht veröffentlicht

- [49] P.B. Moon; Proc. Phys. Soc. London A63, 1189 (1950)
- [50] M. Bolsterli; Phys. Rev. 94, 367 (1954)
- [51] A.P. Bukhvostov et al.; Sov. Phys. JETP, 16, 467 (1963)
- [52] D. Lüke; DESY Interner Bericht F1/3-68 (1968)
- [53] S.S. Sannikov; Sov. Phys. JETP, 15, 196 (1962)
- [54] R. Hermann und R. Hofstadter; High Energy Electron Scattering Tables, Tab. XIII, 116, Stanford (1960)

Danksagung

Herrn Prof. E. Lohrmann habe ich für die Themenstellung und die Förderung dieser Arbeit zu danken. Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes der DESY Gruppe F39 in Zusammenarbeit mit Mitgliedern der Universität Lund. Dieses Experiment wäre unmöglich gewesen ohne die Mitarbeit und Hilfe der Herren Dr. G. Jarlskog, Dr. L. Jönsson, beide Universität Lund, Dr. S. Prünster, Dr. H.D. Schulz, Prof. P. Waloschek und Dr. G. Winter, DESY. Herrn Dr. K. Heinloth danke ich für eine kritische Durchsicht der Arbeit und einige wertvolle Anregungen.

Ferner habe ich Herrn Prof. T.T. Wu, Harvard, für hilfreiche Diskussionen über die theoretischen Gesichtspunkte dieses Experimentes zu danken. Herrn Dr. J. Thiem, chem. Staatsinstitut Hamburg, danke ich für seine sorgfältige chemische Analyse der Urantargets.

Für die Anfertigung der Zeichnungen bedanke ich mich sehr bei Frau H. Siegner, Frä. Budde und Herrn W. Knaut sowie bei Frau U. Stoklasa und Frau K. Schmöger für die Übertragung des Manuskripts in eine lesbare Arbeit.

LEBENS LAUF

Am 17.8.1943 wurde ich als erstes Kind des Ingenieurs Willy Willutzki und seiner Ehefrau Ilse, geb. Kohberg in Rendsburg geboren.

- 1949 - 1954 Besuch der Grundschule in Burglengenfeld
(Oberpfalz), Schweinfurt, Castrop-Rauxel und Hagen (Westfalen)
- 1954 - 1963 Besuch des Fichte-Gymnasiums in Hagen (Westfalen) und des
Aue-Gymnasiums in Wuppertal-Elberfeld
- 1963 Reifeprüfung
- 1963 - 1969 Physikstudium an der Universität Hamburg
- 1966 Vordiplomprüfung
- 1969 Diplomprüfung mit der experimentellen Arbeit:
"Photoproduktion von ρ^- -Mesonen in der Reaktion
 $\gamma d \rightarrow p_s p \pi^- \pi^0$ für Photonenenergien bis 5.3 (GeV)".
Diese Arbeit stand unter Leitung von Prof. M.W. Teucher
und Prof. E. Lohrmann

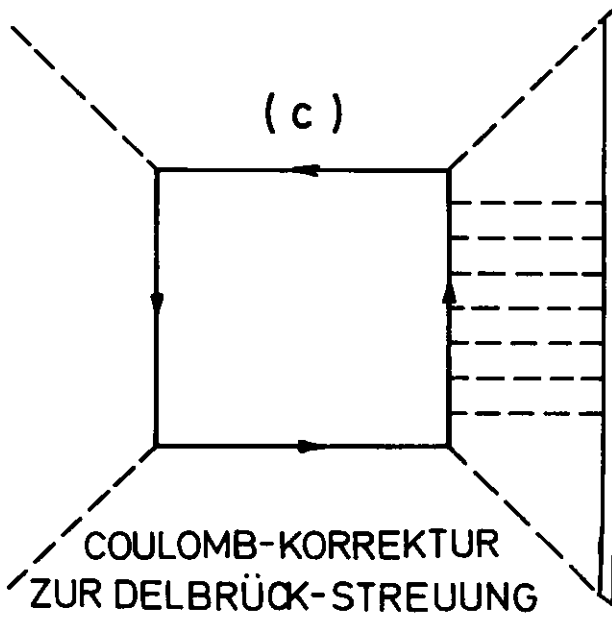
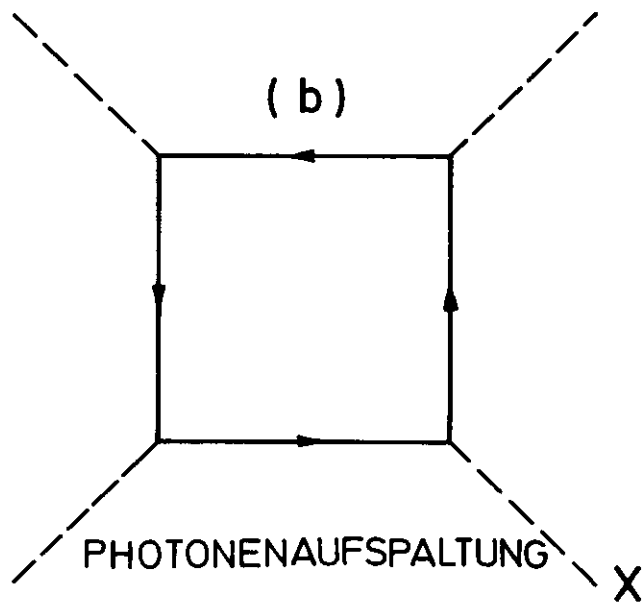
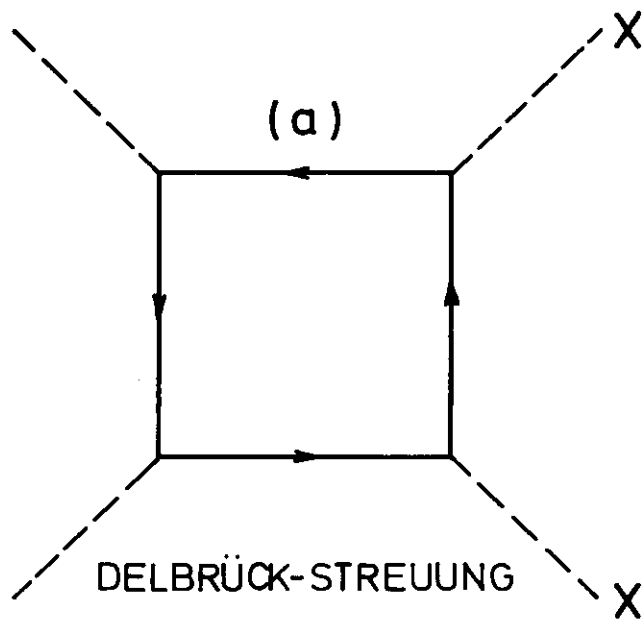


Abb.1

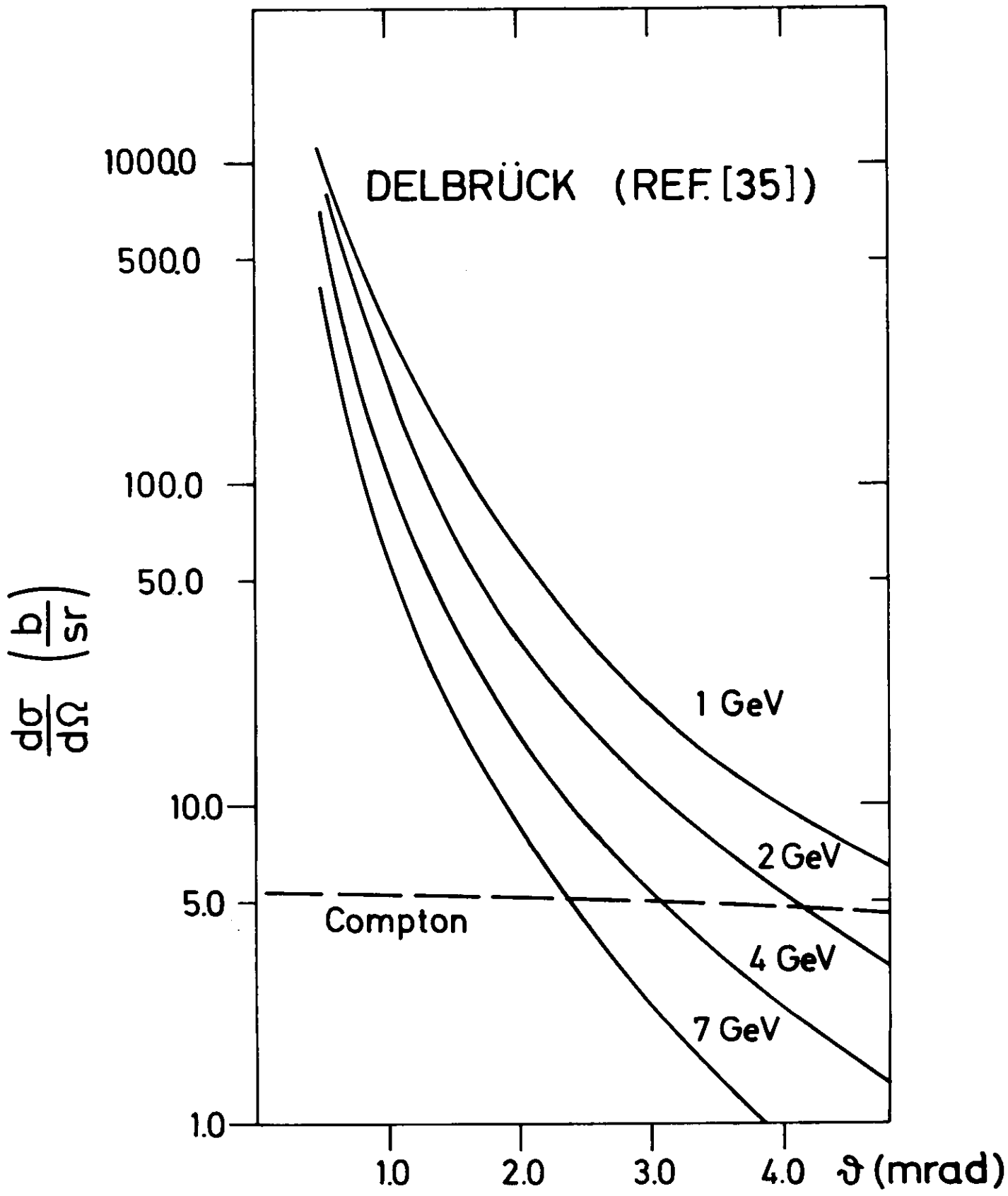


Abb. 2

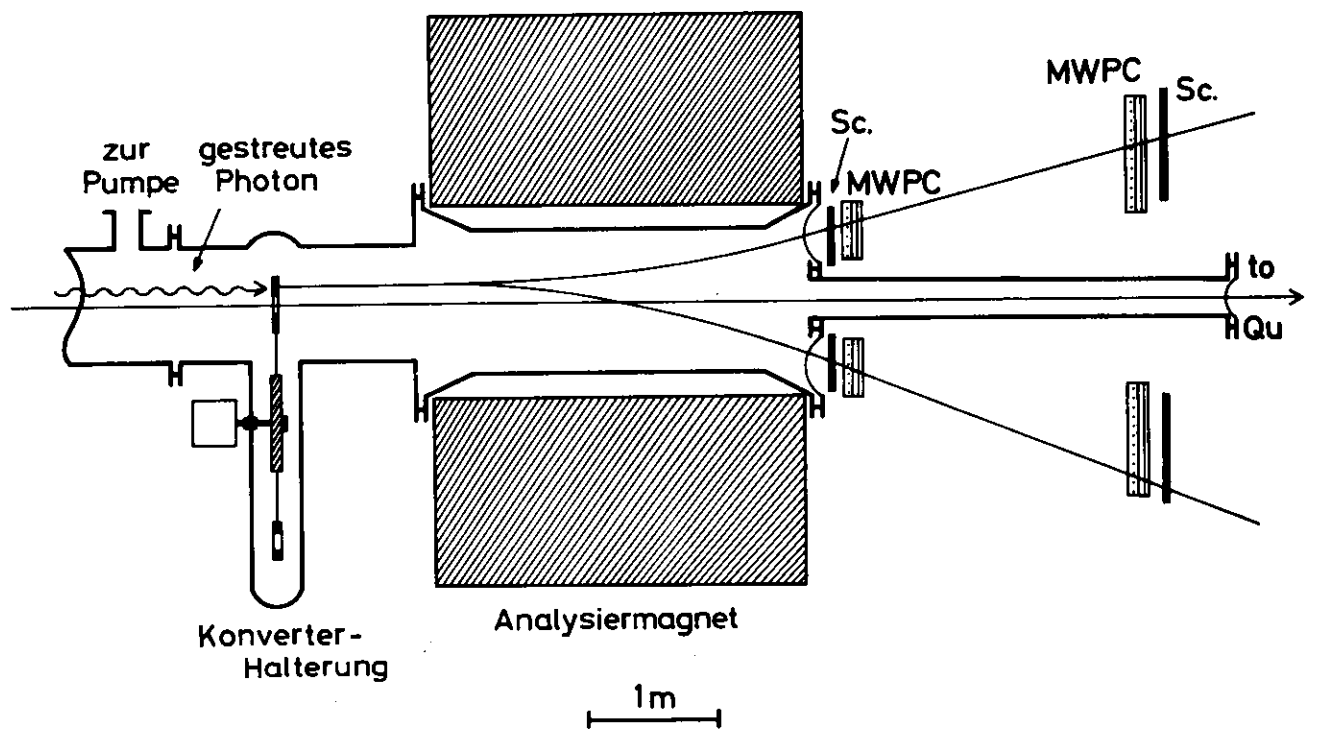
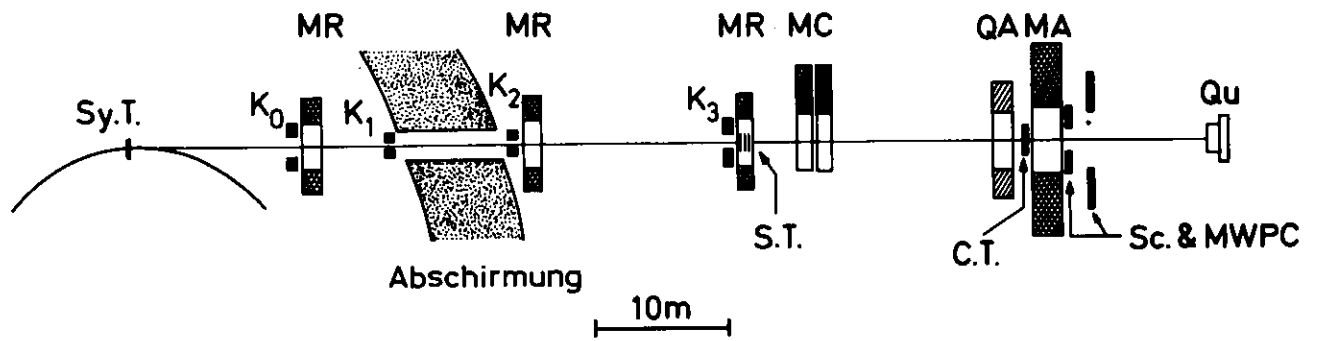
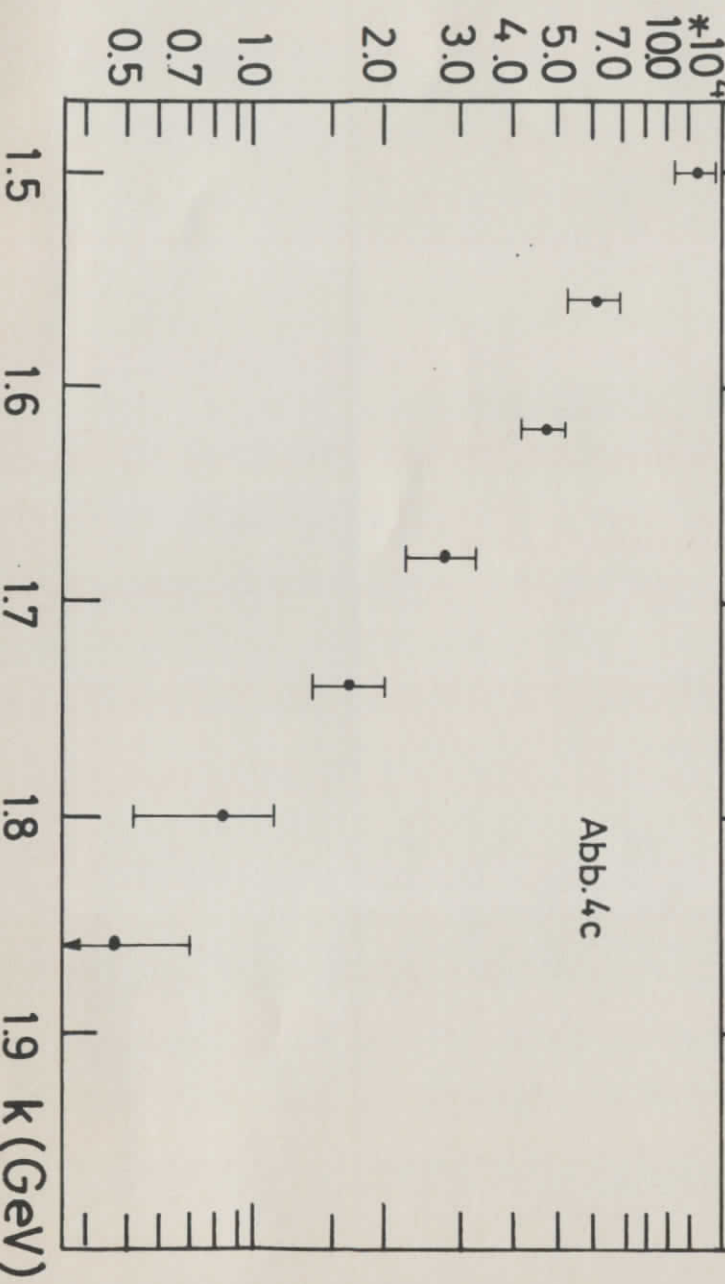
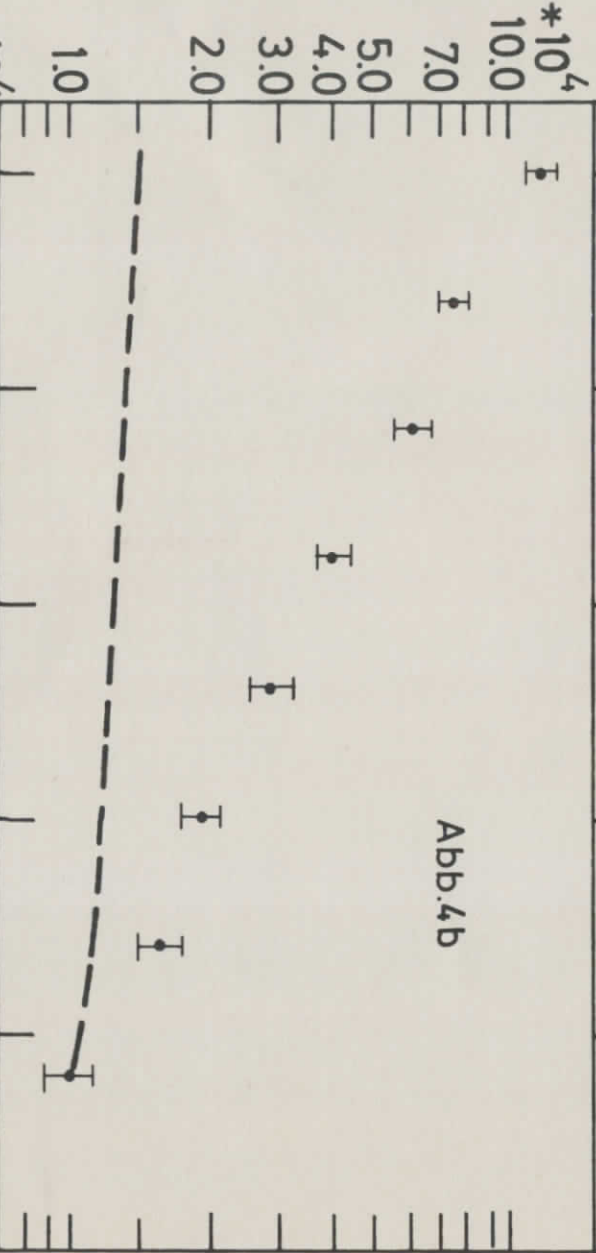
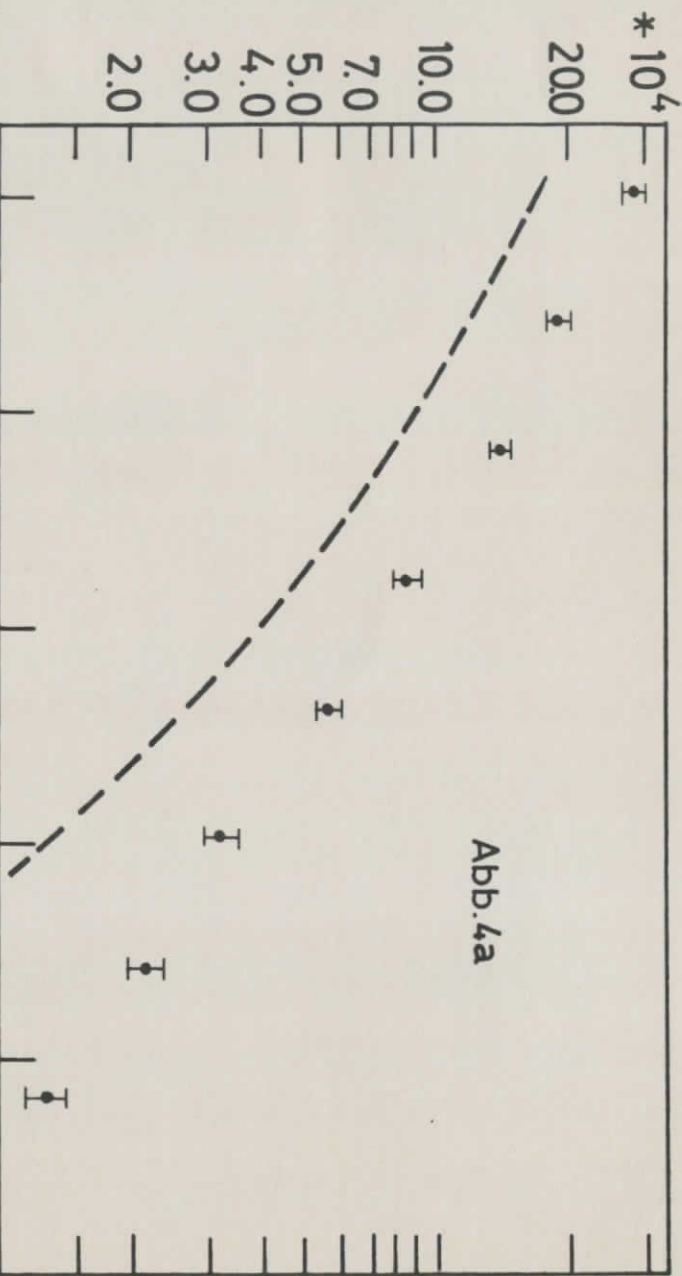


Abb. 3

Zahl der Photonen/ 60 [MeV]



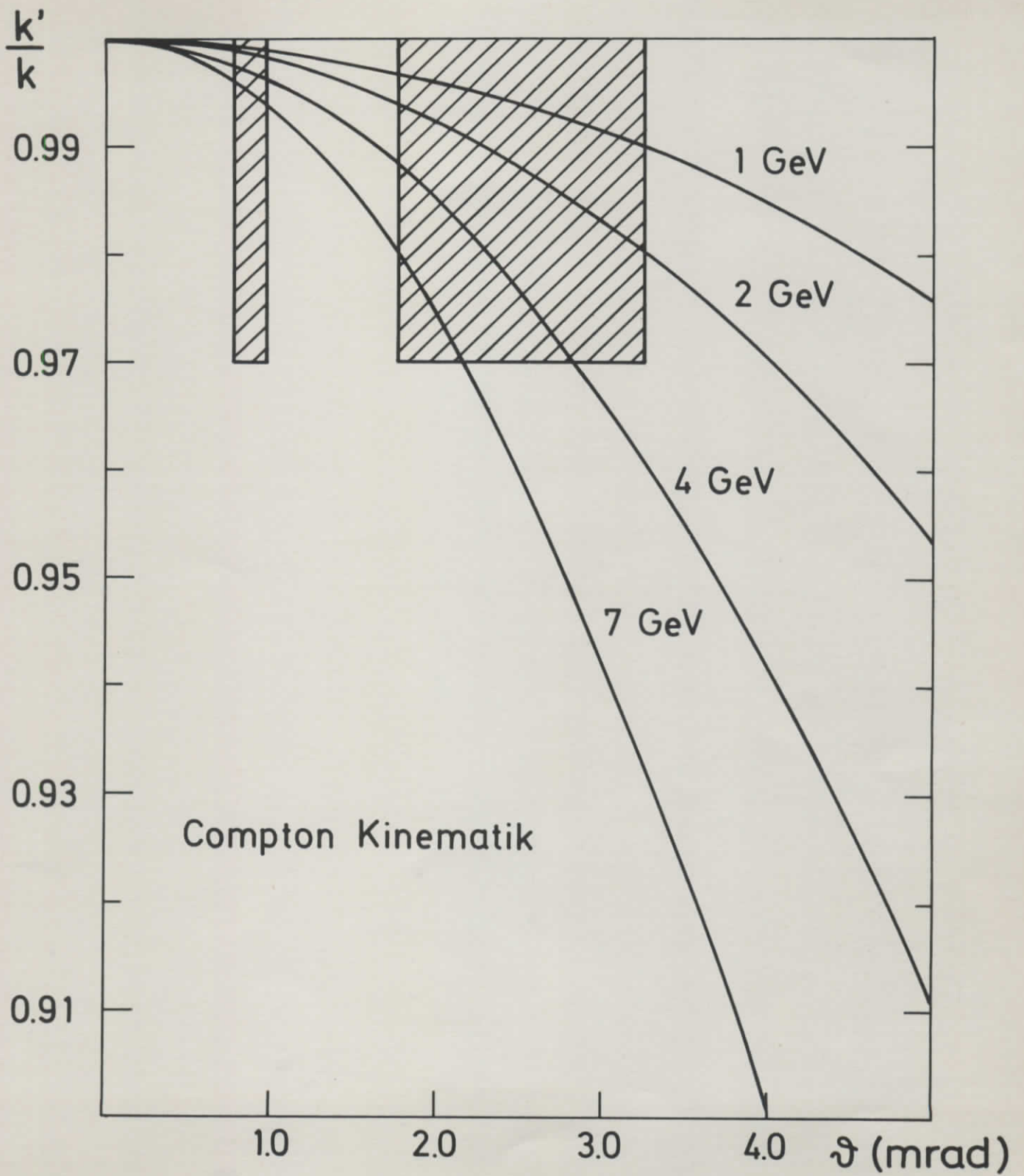


Abb.5

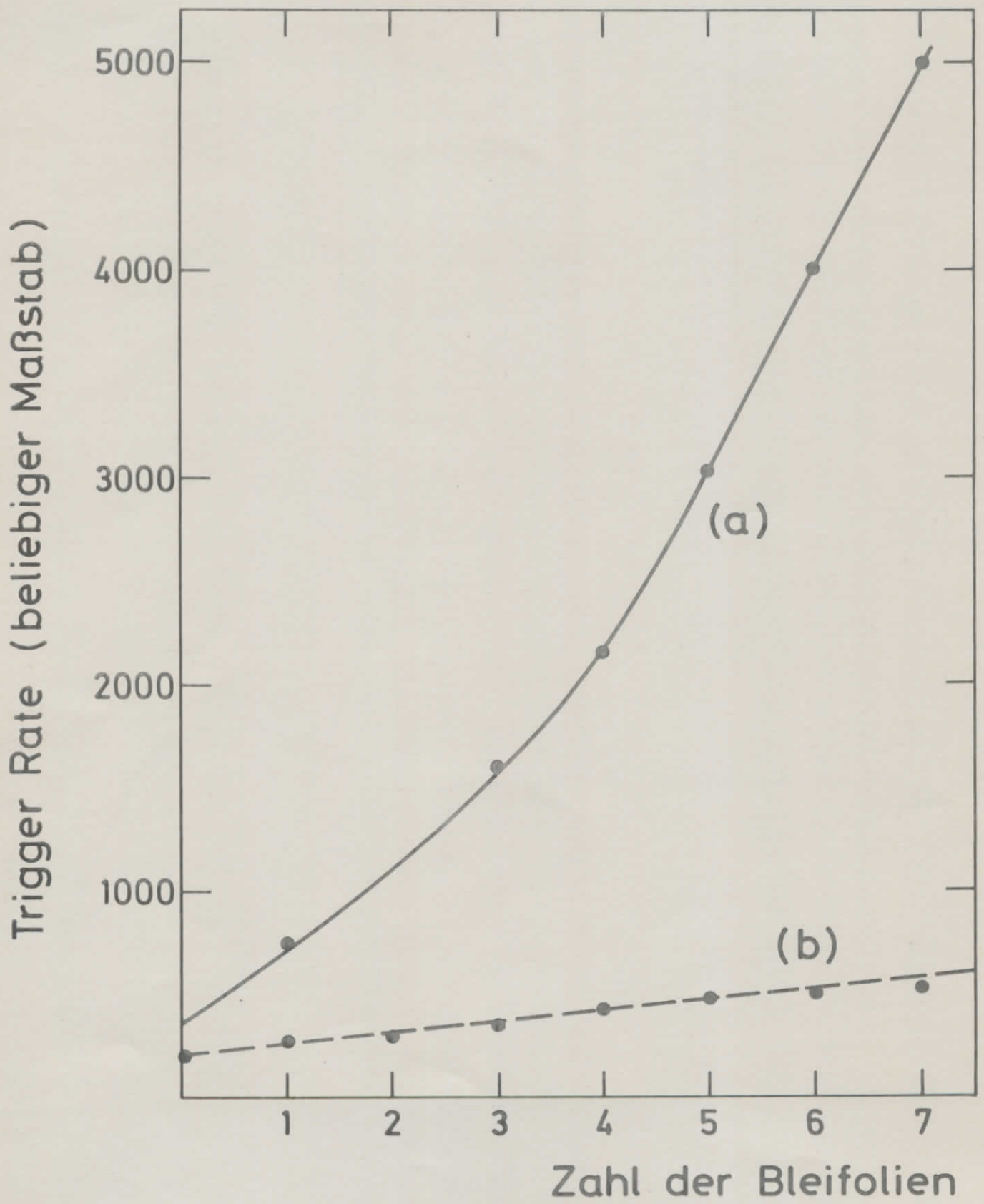


Abb. 6

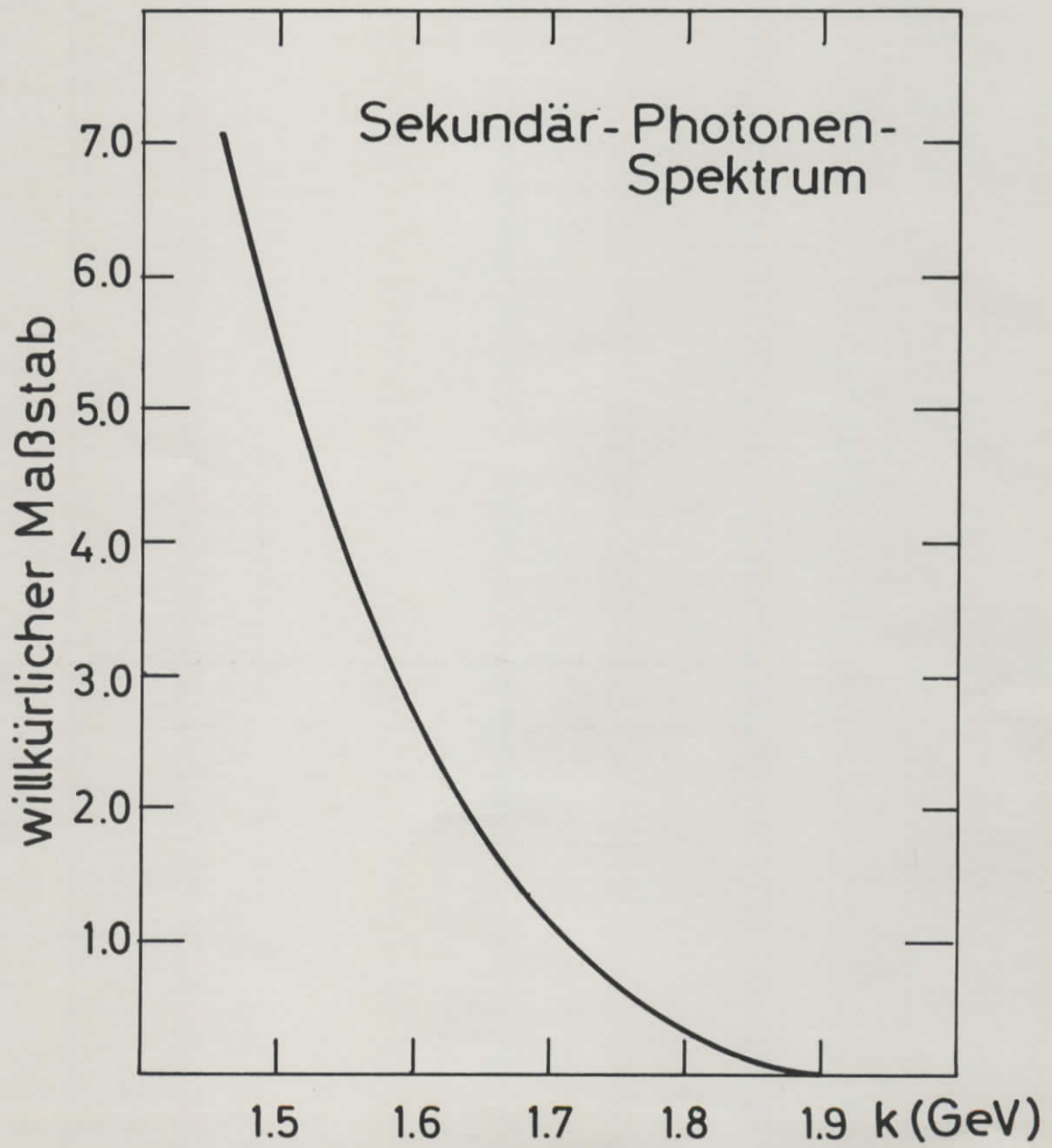


Abb.7

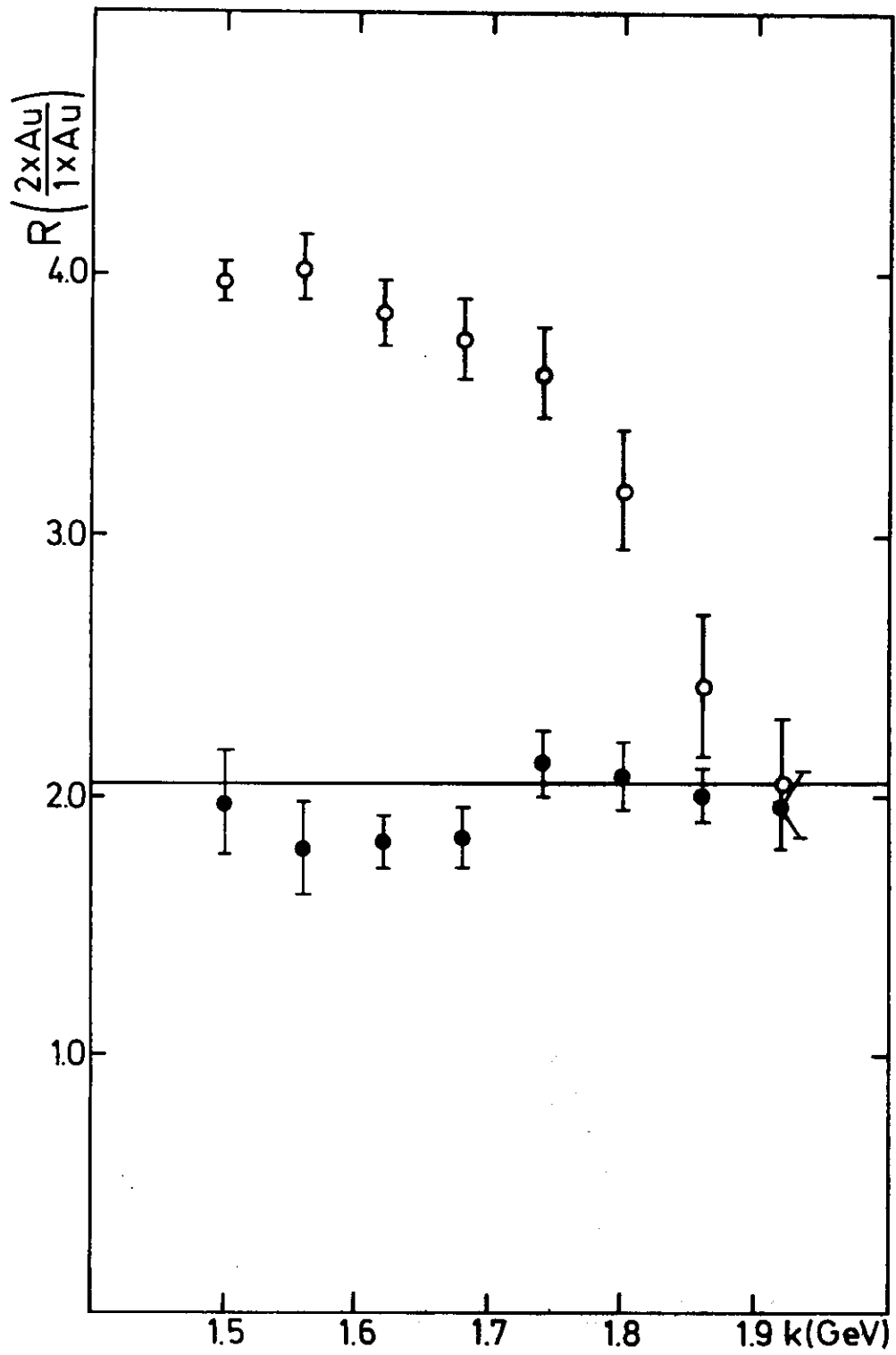


Abb. 8

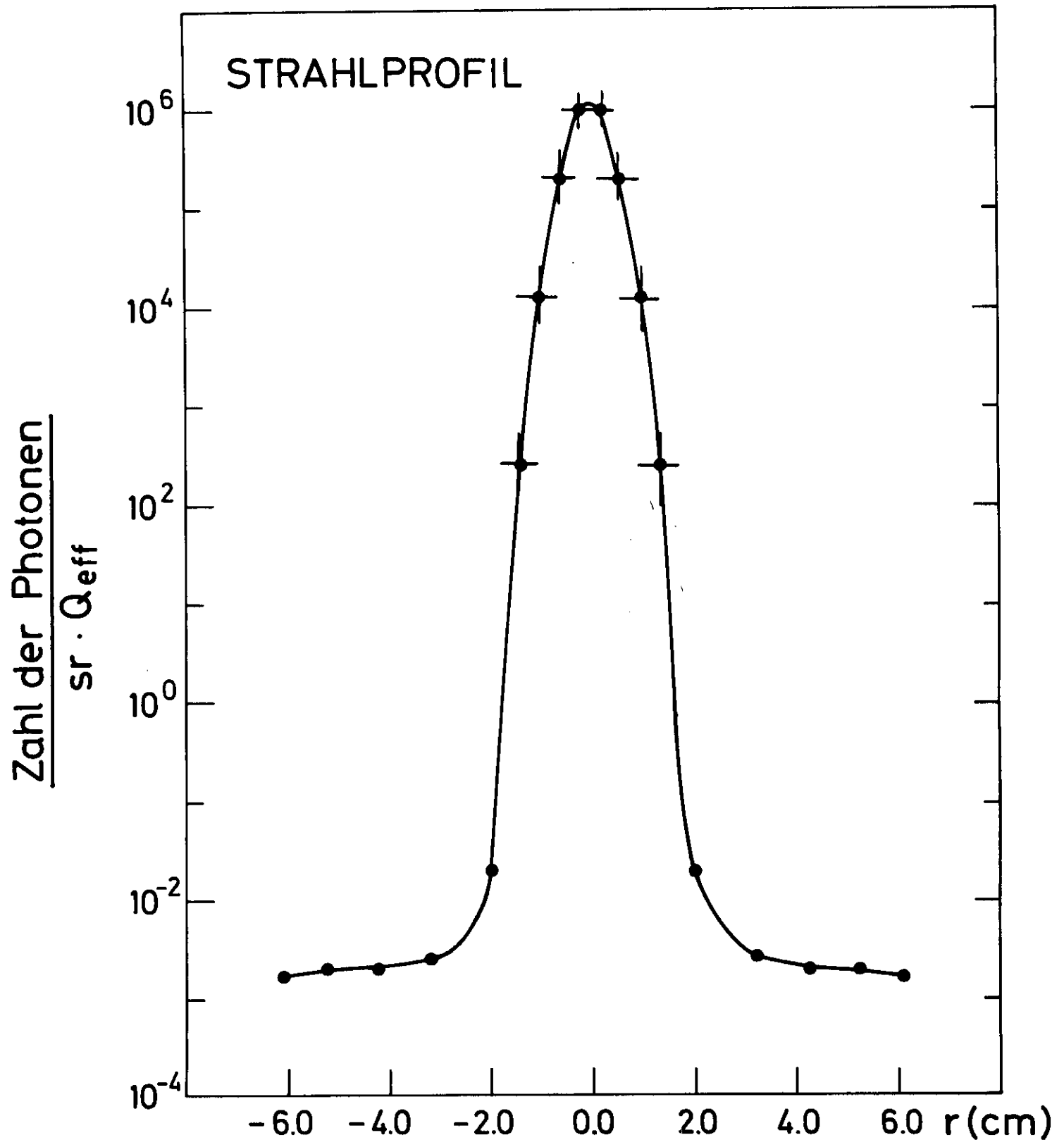


Abb.9

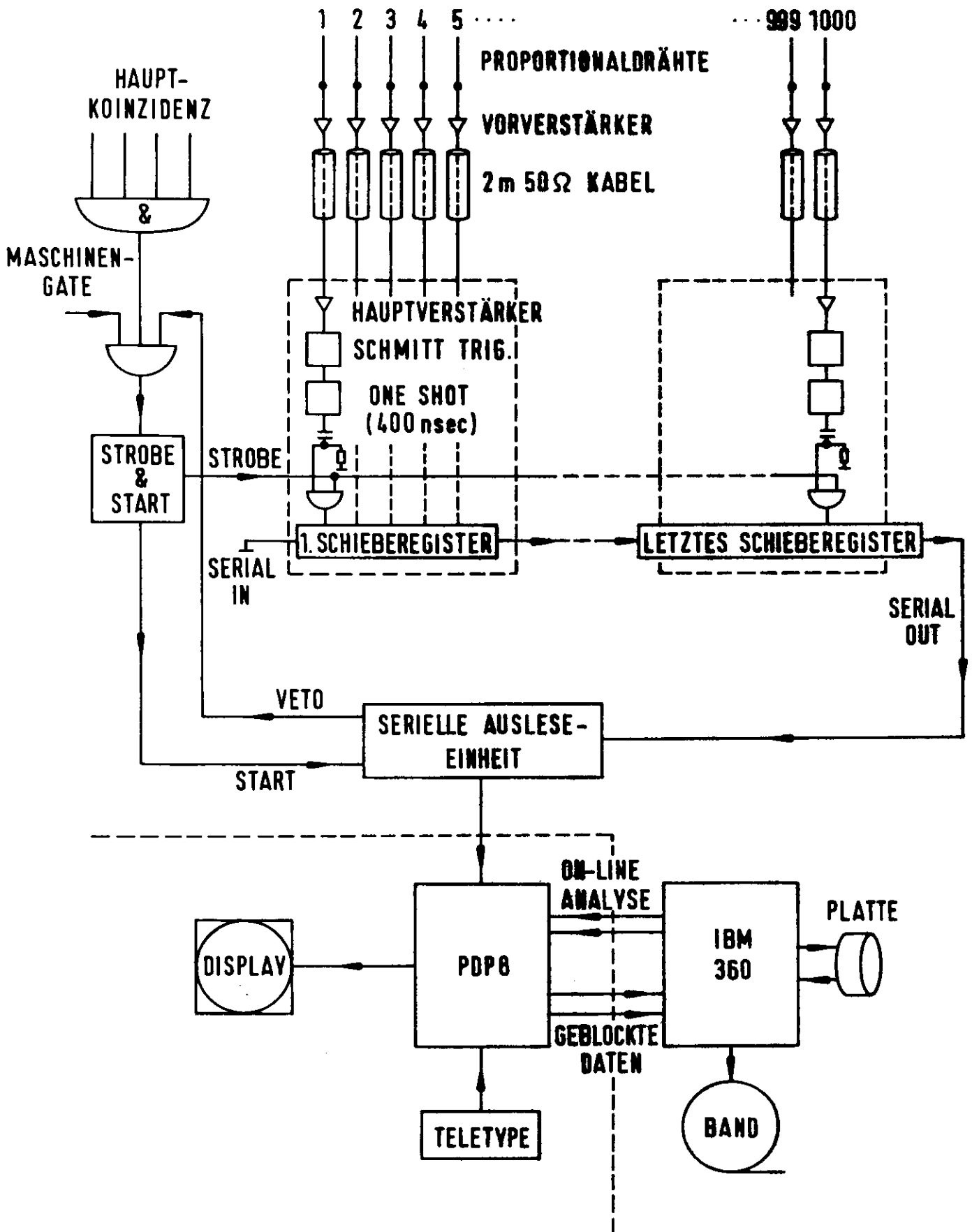


Abb.10

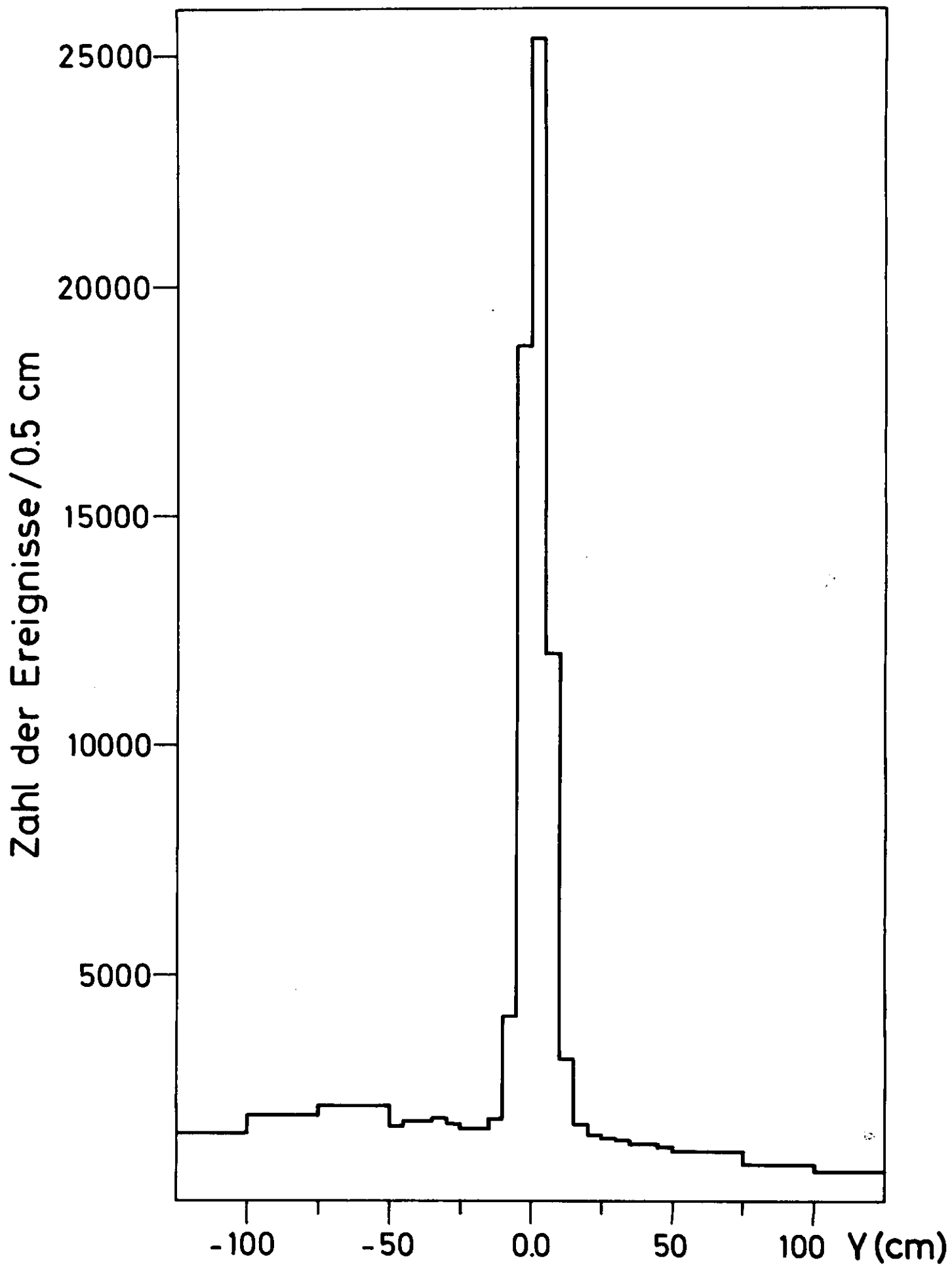


Abb.11

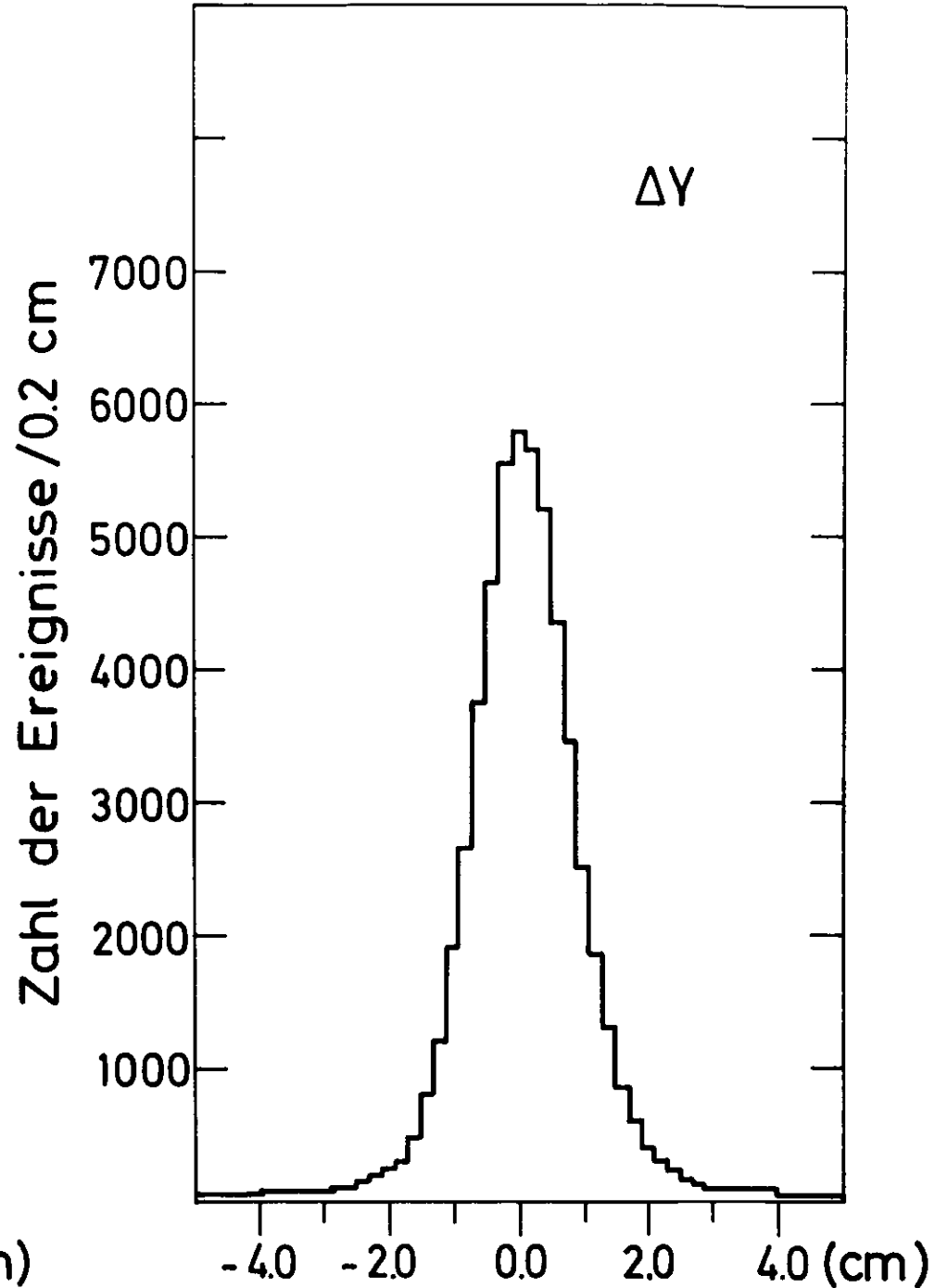
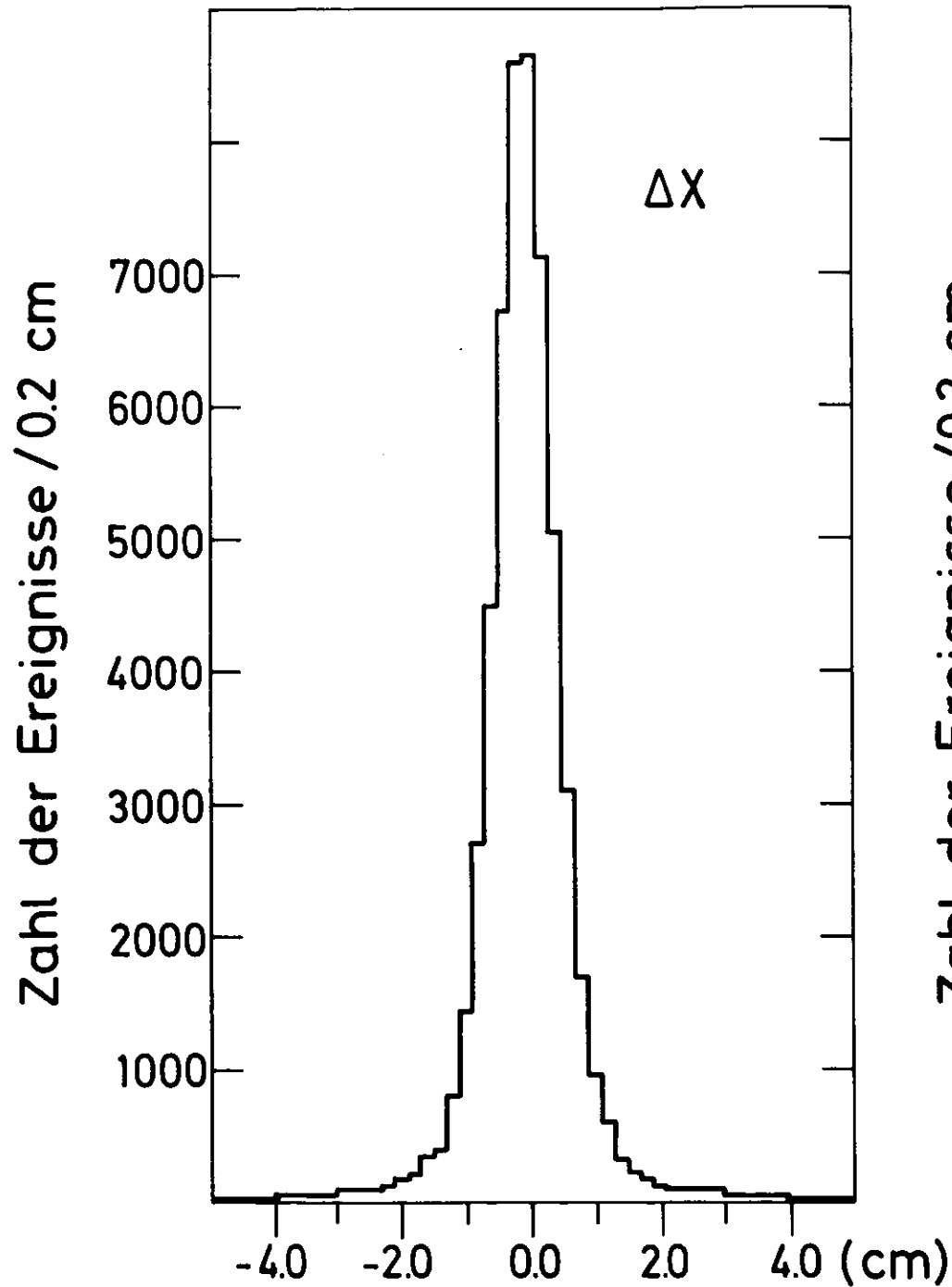


Abb.12

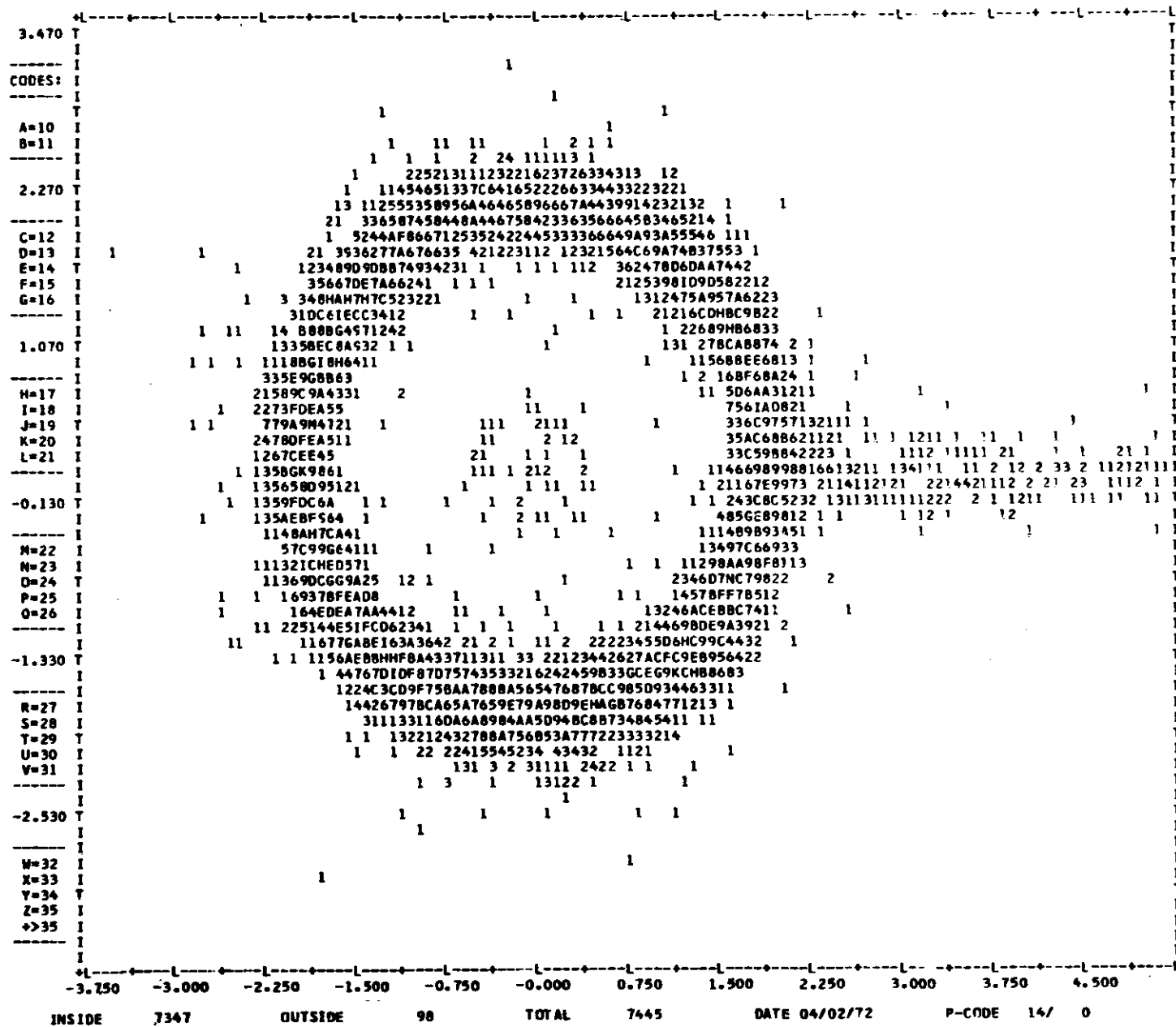


Abb. 13

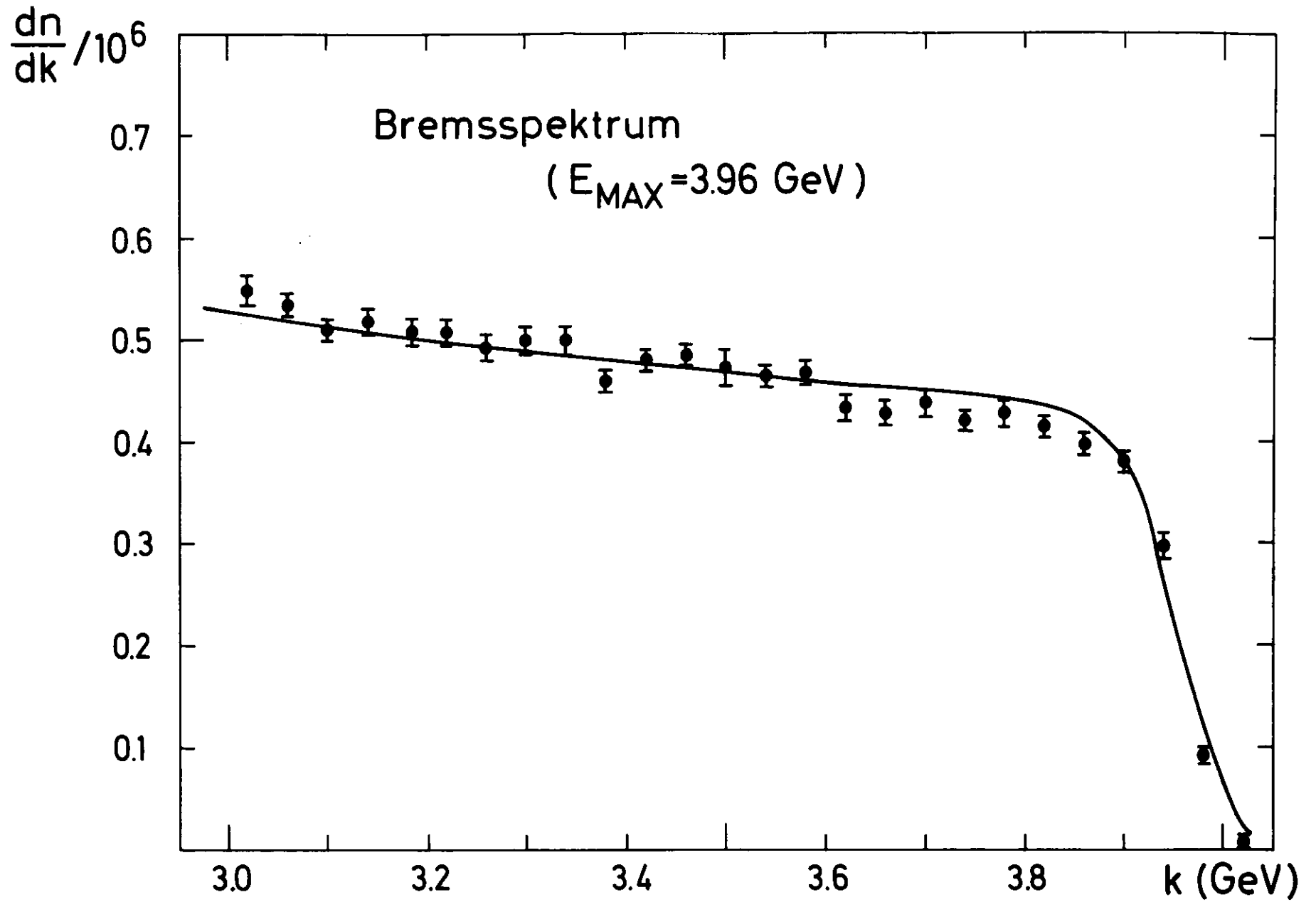


Abb.14

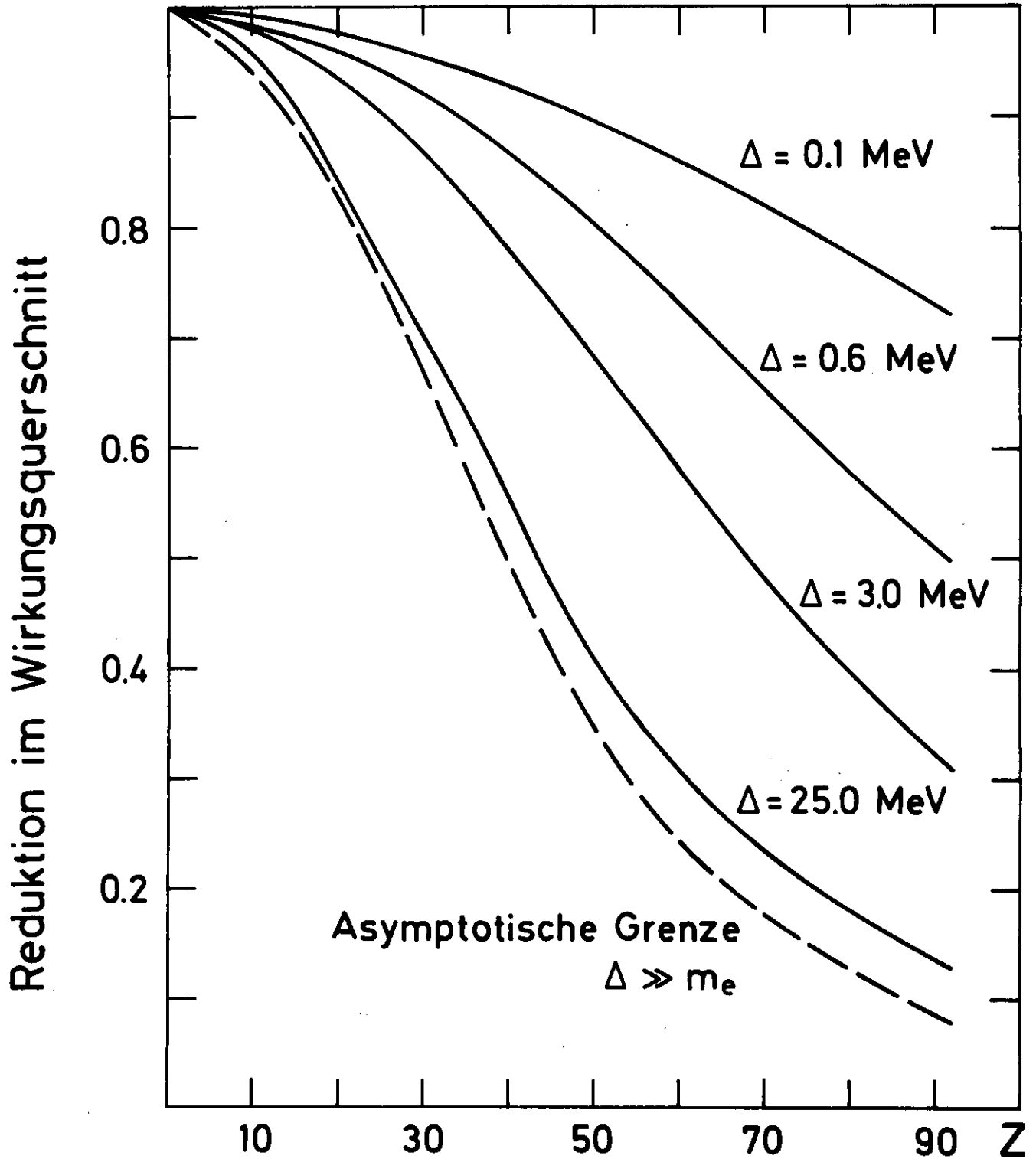
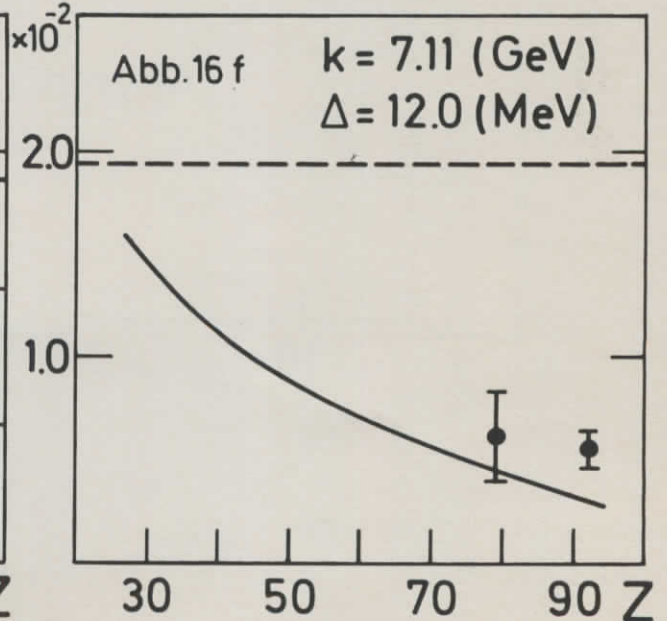
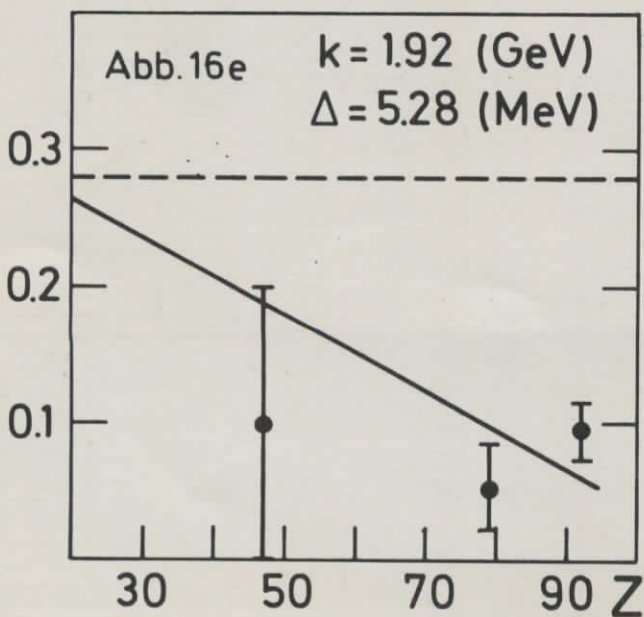
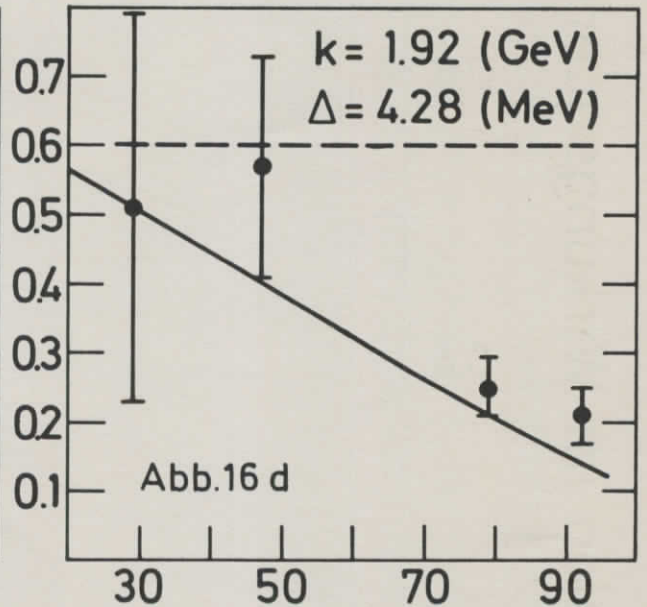
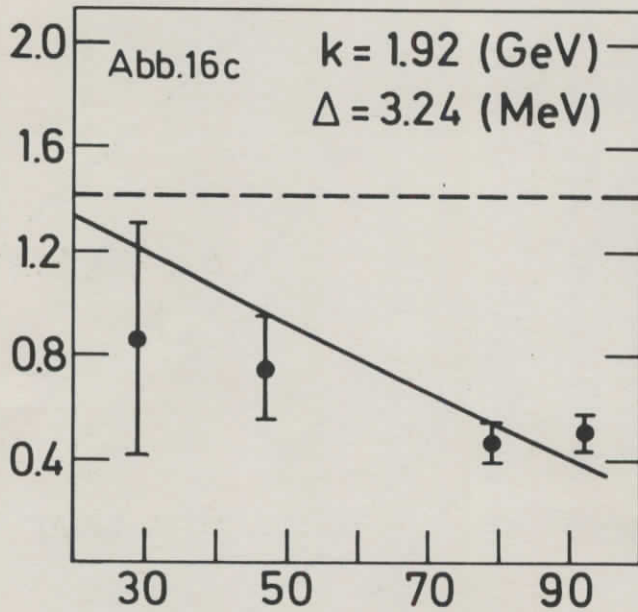
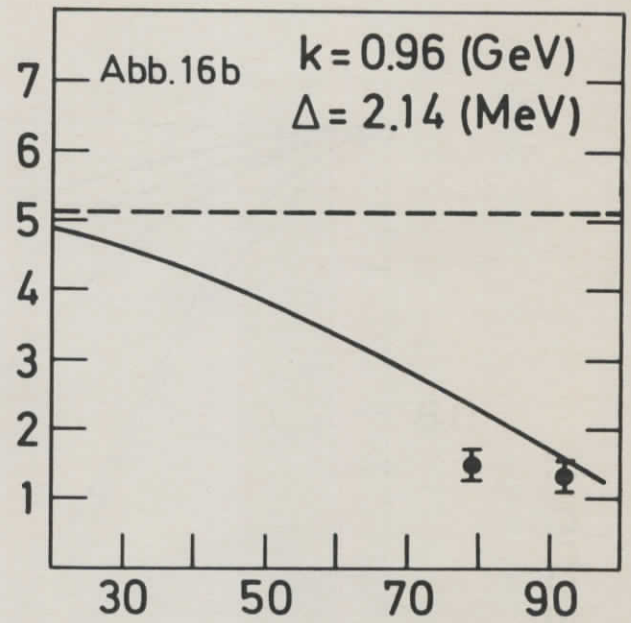
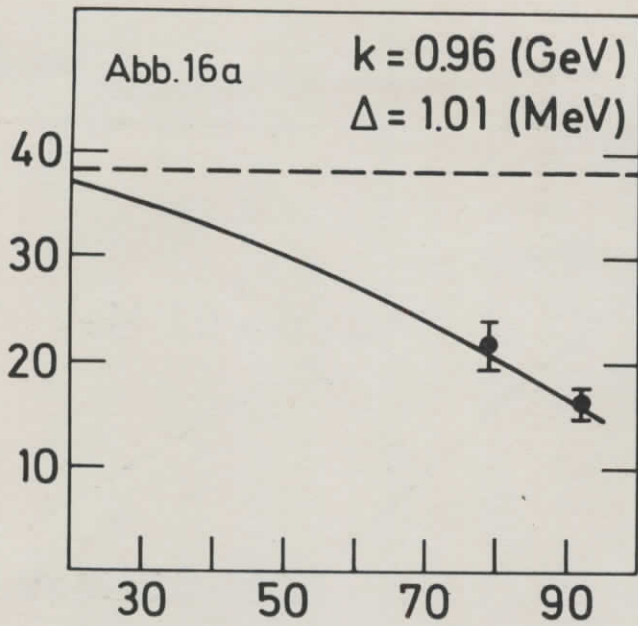
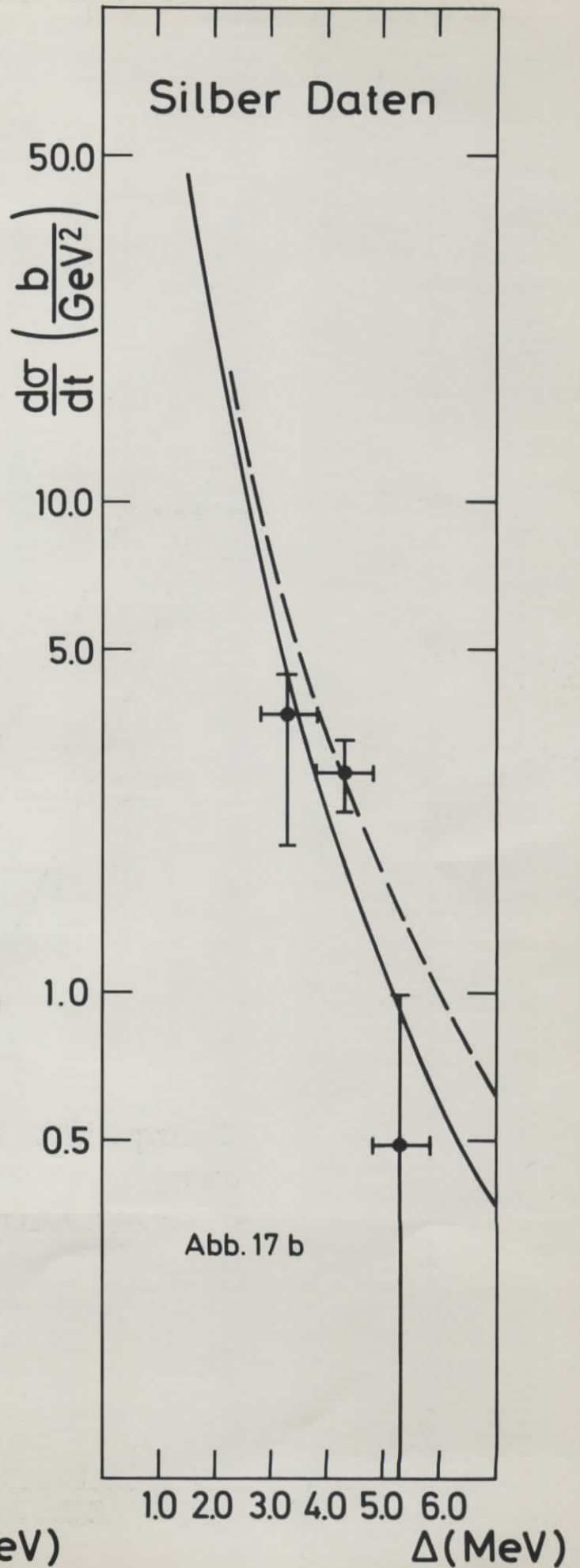
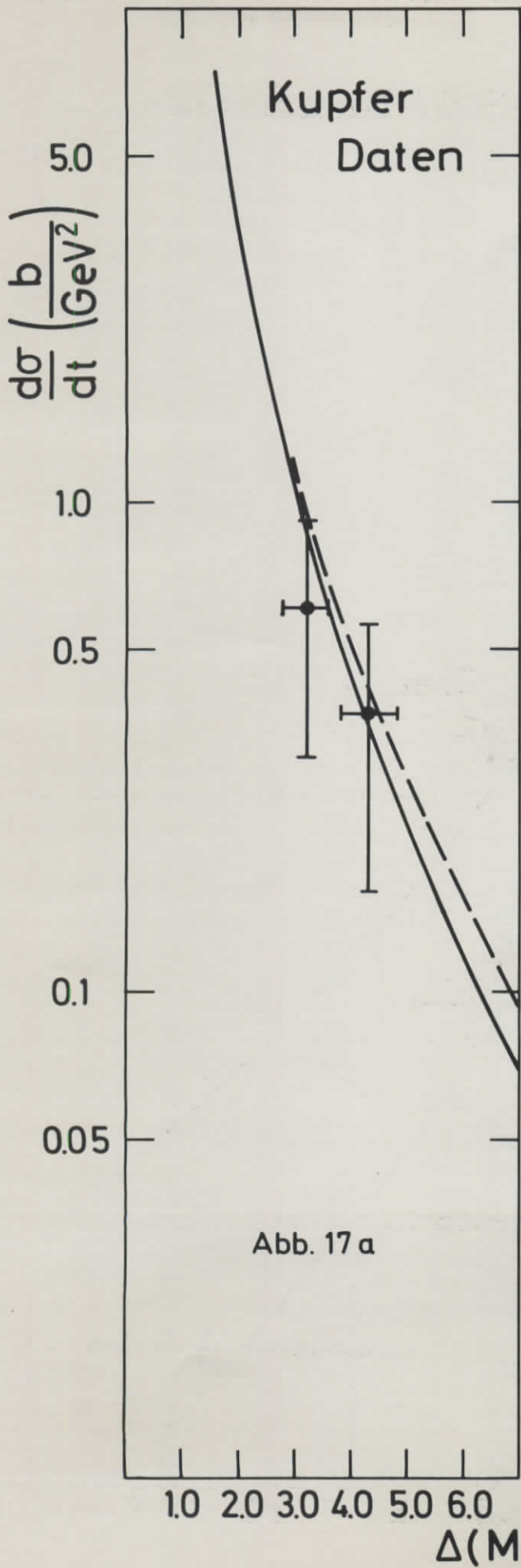
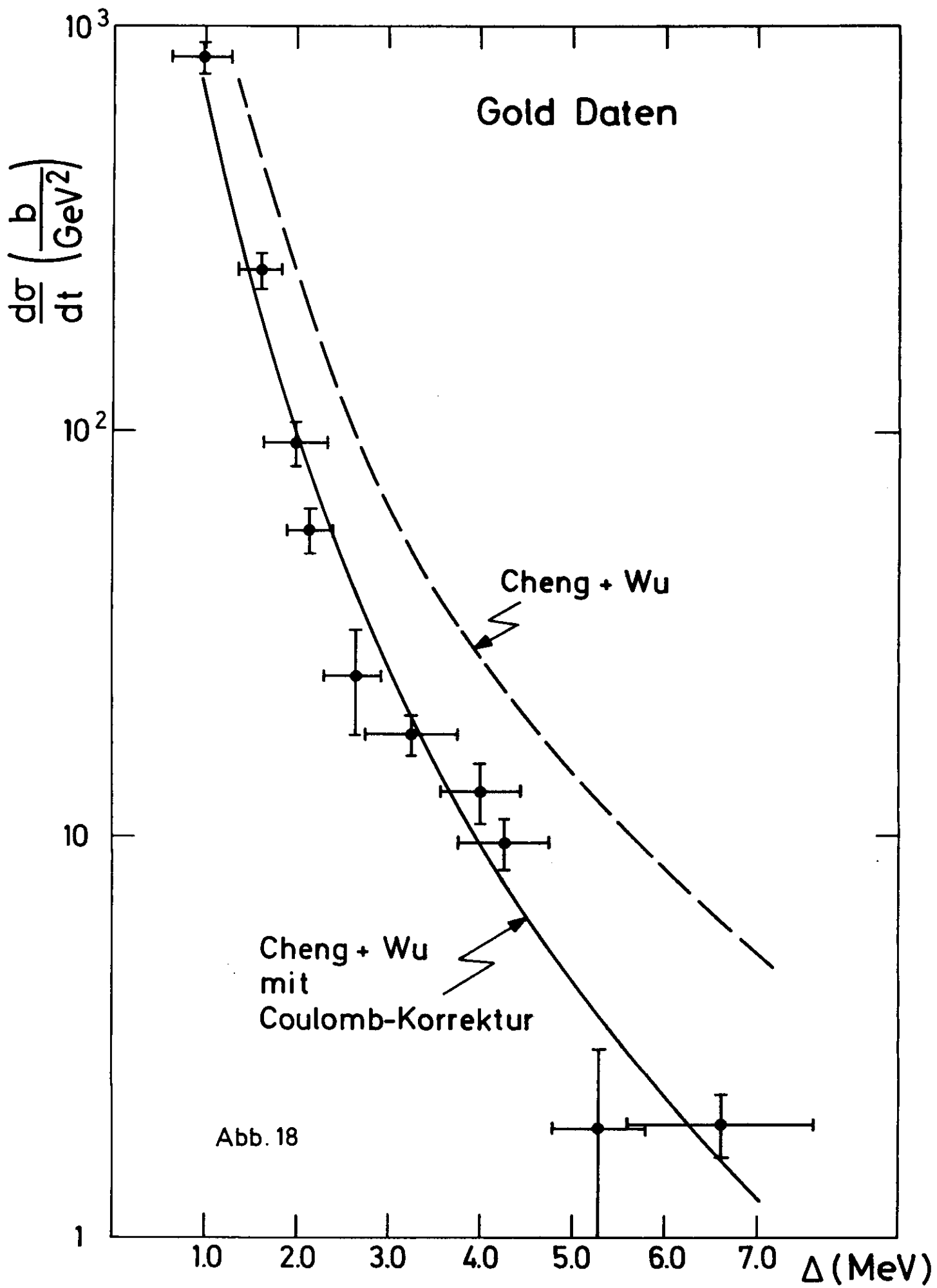


Abb.15

$$\frac{1}{Z^4} \frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right)$$



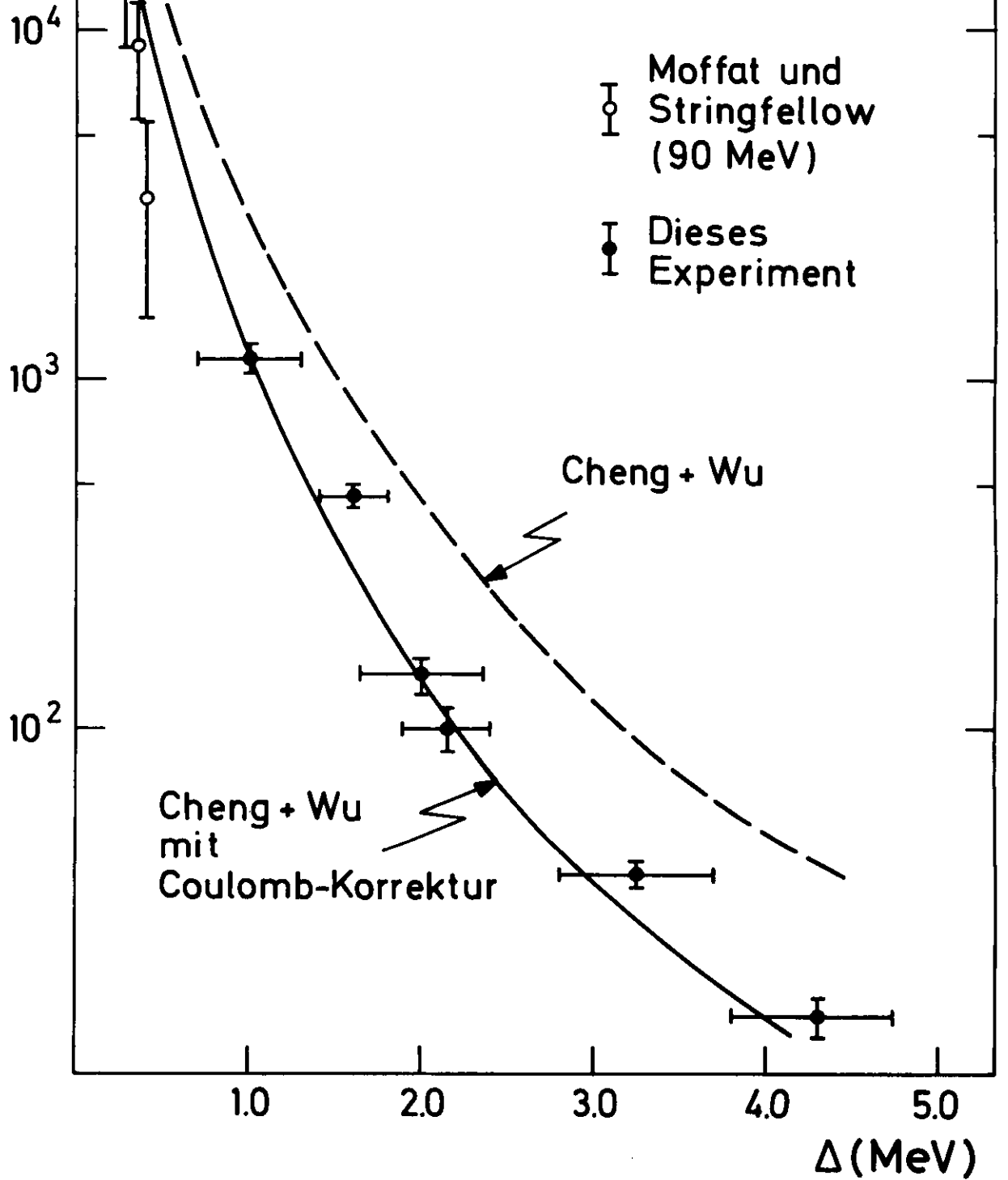


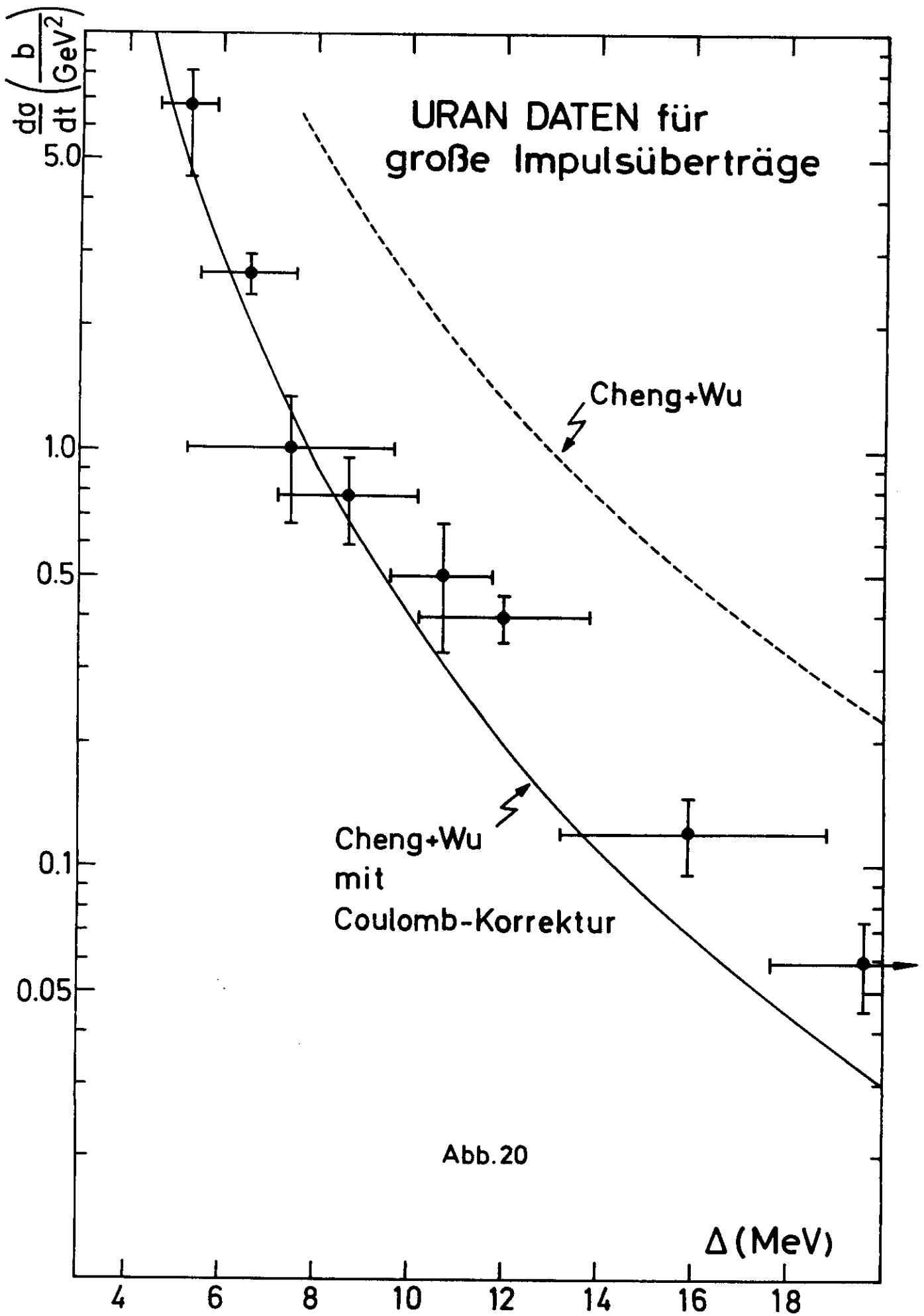


$\frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{b}{\text{GeV}^2} \right)$

URAN DATEN für kleine Impulsüberträge

Abb. 19





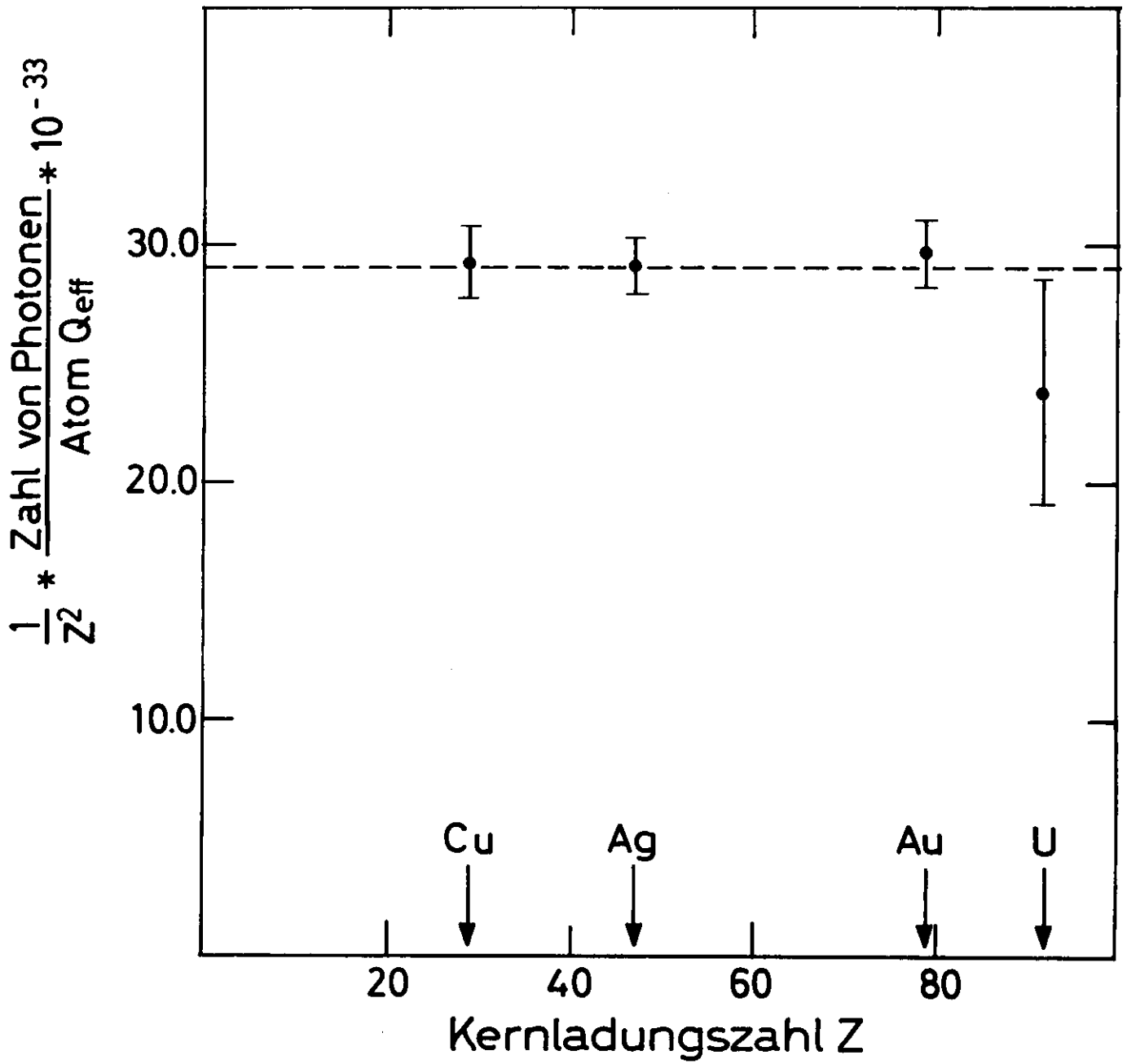


Abb.21

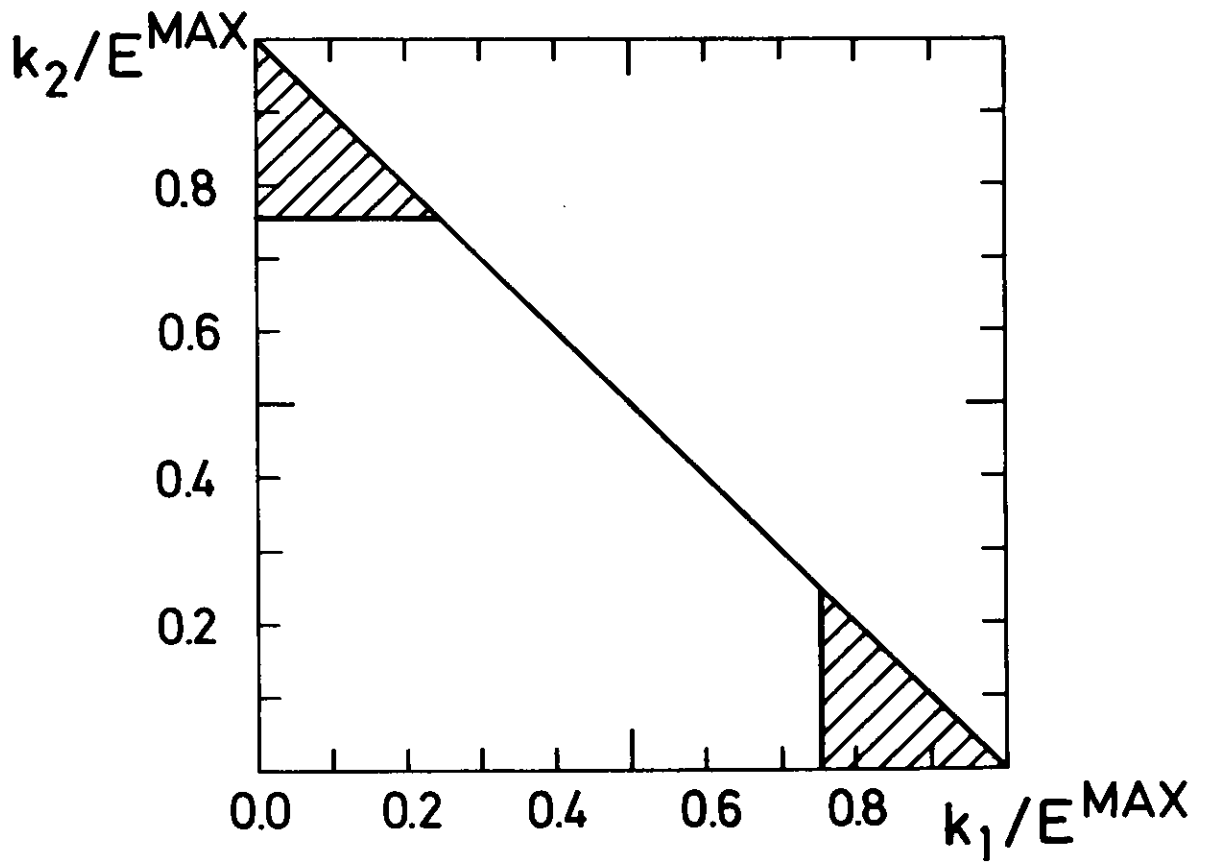


Abb. 22

