

DE... Bibliothek  
25. MARZ. 1968

Interner Bericht  
DESY F35-68/1  
Februar 1968

Energie- und Winkelverteilung sekundärer Photonen bei der Wechselwirkung eines 6.2 GeV - Gammastrahls mit komplexen Kernen

von

Jürgen Brandes

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,  
Germany



Energie- und Winkelverteilung sekundärer Photonen bei der Wechselwirkung eines 6.2 GeV - Gammastrahls mit komplexen Kernen

Jürgen Brandes

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,  
Germany

Abstract

The energy spectra of secondary photons from the interaction of a 6.2 GeV bremsstrahlung beam with targets of H<sub>2</sub>, Be, C, Al and Cu are measured for laboratory angles from 35° to 120°. All spectra exhibit an exponential decrease of the photon yield with increasing momentum. Difference measurements with energies of the bremsstrahlung beam from 3.5 to 6.2 GeV for a center of mass angle of 90° are compared with the thermodynamical model of Fermi<sup>2)</sup> and the reaction temperature is determined to be 83 MeV ± 8%. The results agree approximately with the measurements of p - Be - collisions at small laboratory angles<sup>1,11,12)</sup>.



## I. Einleitung

Messungen der Energie- und Winkelverteilung sekundärer Photonen aus Reaktionen hochenergetischer Teilchen mit komplexen Kernen ermöglichen einen Test von statistischen Modellen, da zur Anwendung dieser Theorien weder die genaue Reaktion, noch die Zahl der durch sie erzeugten Teilchen festgelegt sein muß.

Für p - Be - Stöße sind solche Experimente bei kleinen Winkeln durchgeführt worden.<sup>1)</sup>

In dieser Arbeit wird mit einer ähnlichen Anordnung die bei der Wechselwirkung eines Gammastrahls mit Targets aus H<sub>2</sub>, Be, C, Al und Cu erzeugte Photonenverteilung im Laborwinkelbereich von 35° bis 120° untersucht.

Auf die Ergebnisse werden die thermodynamischen Überlegungen von Fermi<sup>2)</sup> angewendet, um eine Reaktionstemperatur T<sub>0</sub> zu ermitteln.

## II. Versuchsanordnung

Das Experiment wurde ausgeführt an einem im Synchrotron<sup>3)</sup> erzeugten Gammastrahl. Abb.(1) zeigt den Aufbau. Auf einer um das Tar-

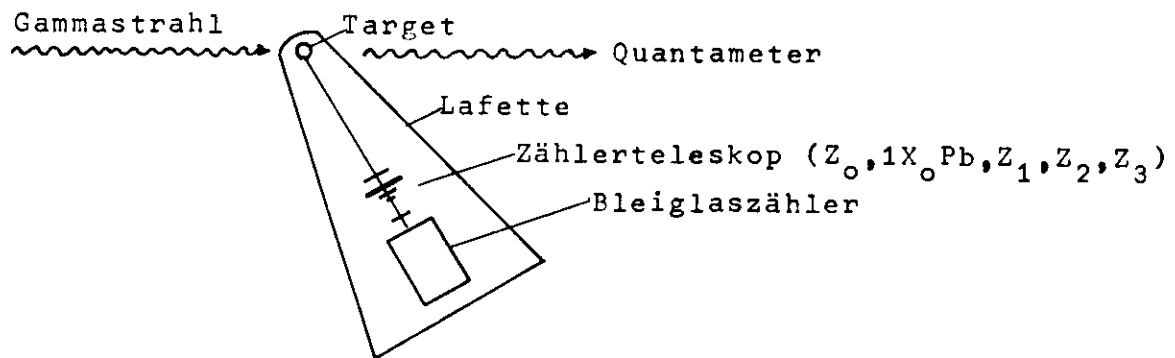


Abb.(1) Versuchsaufbau

get schwenkbaren Lafette befanden sich ein Szintillationszählerteleskop zum Nachweis im Target erzeugter Photonen und ein totalabsorbierender Bleiglascerenkovzähler<sup>4)</sup> zur Bestimmung ihrer Energie. Das Zählerteleskop bestand aus einem Antizähler Z<sub>0</sub> zum Rückweis geladener Teilchen, einem Bleikonverter von einer Strahlungs-

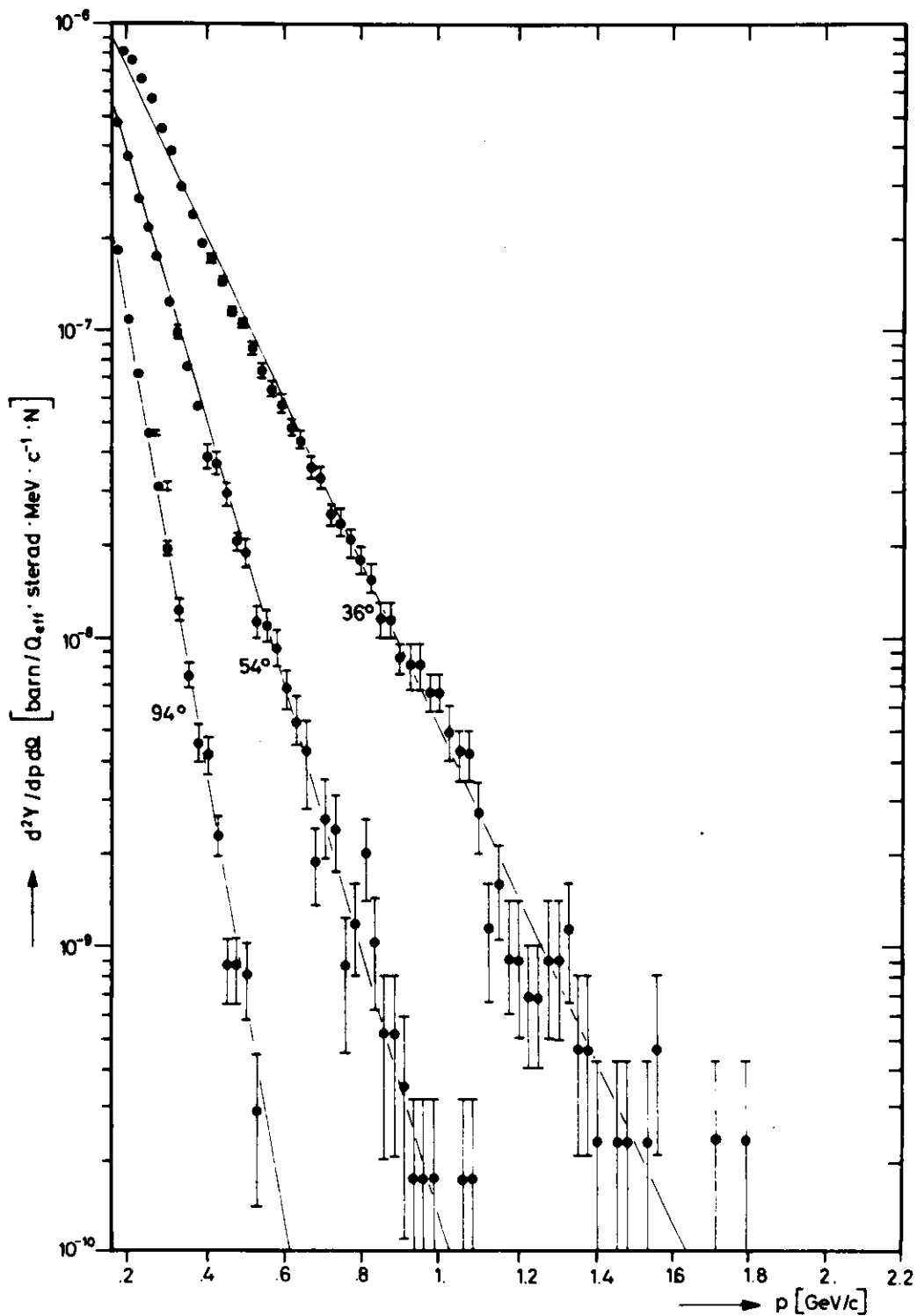


Abb.(2) Energiespektren der sekundären Photonen für verschiedene Laborwinkel  $\theta$ .  
 Target: Be; Gammastrahlenergie  $K_{\text{max}} = 6.2 \text{ GeV}$

länge Dicke, der Gammaquanten mit etwa 50% Wahrscheinlichkeit aufschauerte, sowie drei Szintillationszählern  $Z_1 \dots Z_3$  zur Definition des Raumwinkels.

Die Ausgangsamplitude der Bleiglaszählersignale war proportional zur Photonenenergie im Bereich von 160 MeV bis 4 GeV. Zur Vermeidung von zählratenabhängigen Verstärkungsschwankungen<sup>5)</sup> wurde eine Verstärkungsstabilisierung<sup>6)</sup> verwendet.

### III. Meßergebnisse

Abb.(2) zeigt die Energieverteilung der Photonen für verschiedene Laborwinkel  $\theta$ , Das verwendete Target bestand aus Beryllium; die Maximalenergie der Bremsstrahlung betrug  $k_{\max} = 6.2$  GeV. Die eingezeichneten Fehler geben die statistischen Schwankungen der Einzelzählraten wieder.

Es zeigt sich, daß die differentielle Ausbeute  $\frac{d^2 Y}{dp d\Omega}$  über mehr als drei Dekaden exponentiell mit dem Photonenimpuls abfällt:

$$(1) \frac{d^2 Y}{dp d\Omega}(p, \theta) = F(\theta) \exp(- (p - p_{\min})/T_1(\theta)).$$

$p_{\min}$ , der kleinste nachgewiesene Gammaimpuls, hat den Wert von 160 MeV/c.  $F(\theta)$  und  $T_1(\theta)$  sind für Be als Funktionen des Laborwinkels in Abb.(3) und (4) dargestellt.<sup>+</sup>)

Wenn man die Ausbeute pro Nukleon  $N$  berechnet, ergibt sich für alle Targets ein ähnliches Verhalten. Es zeigt sich, daß  $1/A \cdot F(\theta)$  etwa exponentiell mit dem Laborwinkel abfällt:

$$(2) \quad 1/A F(\theta) = a \exp(- b \cdot \theta)$$

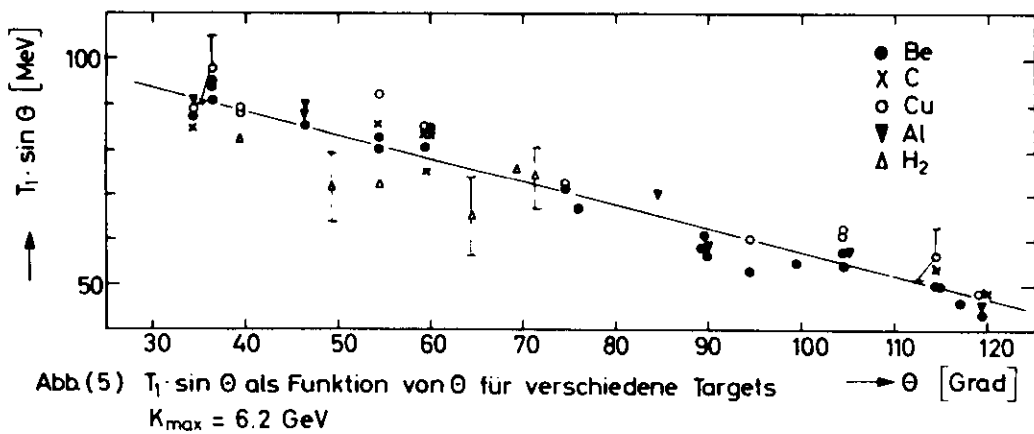
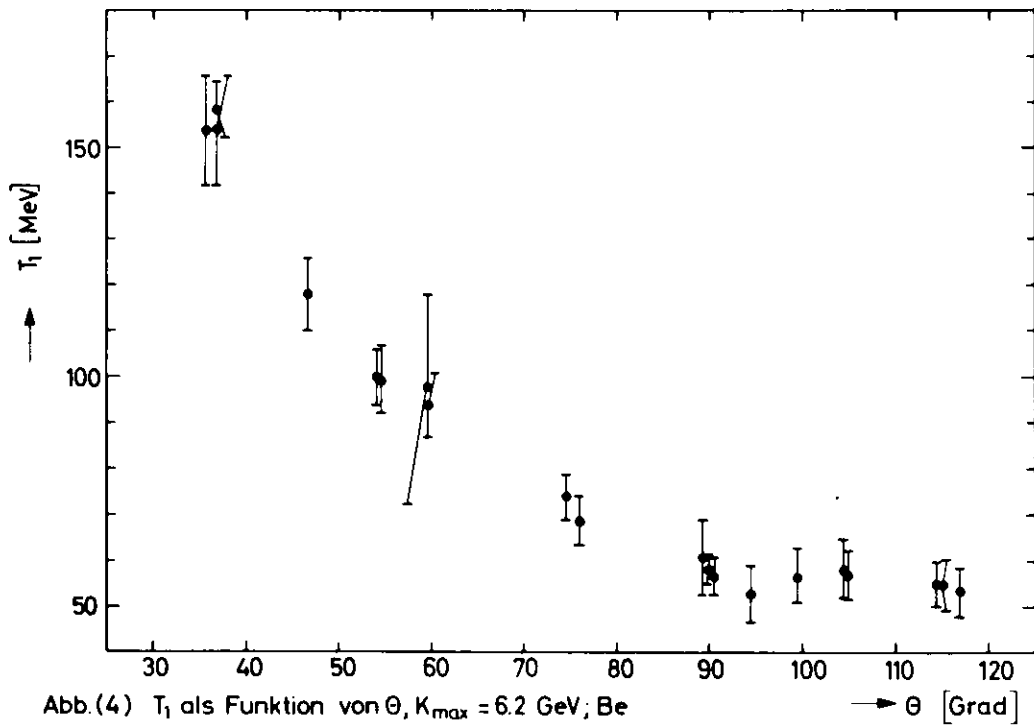
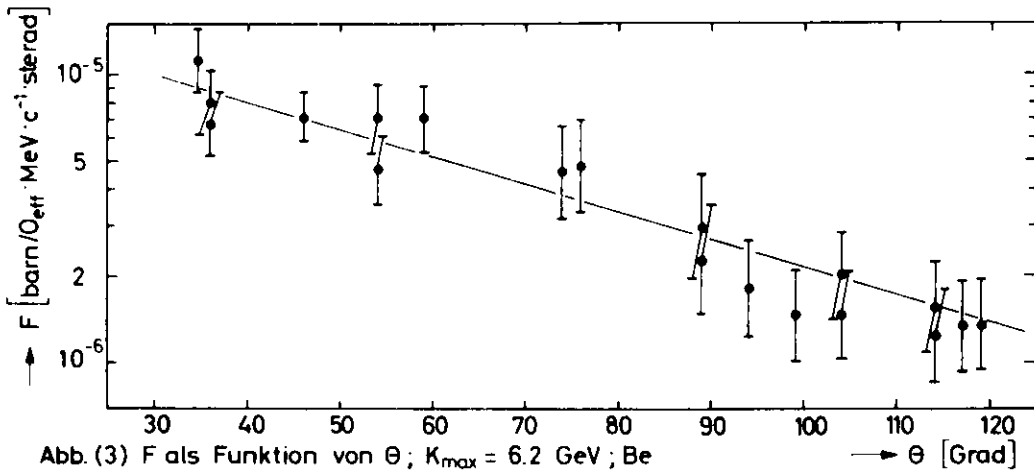
$$a = 3.02 \times 10^{-6} \text{ (barn}/Q_{\text{eff}} \text{ MeV c}^{-1} \text{ ster N)} \pm 4.5\%;$$

$$b = 2.49 \times 10^{-2} \text{ (Grad}^{-1}\text{)} \pm 7\%.$$

$A$  ist das Atomgewicht,  $Q_{\text{eff}}$  die Anzahl der effektiven Quanten. Die Größe  $T_1 \sin\theta$  ist gleich für alle Targets und linear vom Winkel abhängig, wie aus Abb.(5) hervorgeht:

---

<sup>+</sup>) Die Fehler in  $F(\theta)$  sind dabei vorwiegend durch Schwankungen der unteren Schwelle des linearen Tors bedingt, das zur Analyse der Bleiglaszählerimpulse benutzt wurde.





$$(3) T_1 \sin \theta = (110 \pm 5) \text{ (MeV)} - (0.56 \pm 0.04) \text{ (MeV/Grad)} \cdot \theta \text{ (Grad)}$$

Für den Laborwinkel  $\theta = 36^\circ$  und ein Beryllium - Target wurde außerdem eine Messung mit einer maximalen Gammastrahlenergie von 3.5 GeV durchgeführt. Es ergab sich der gleiche exponentielle Abfall wie bei  $k_{\max} = 6.2 \text{ GeV}$ ,  $\theta = 36^\circ$ .

#### IV. Diskussion

Auf die in Abb.(2) gezeigte Photonenverteilung soll das thermodynamische Modell von Fermi<sup>2)</sup> angewendet werden, da dieses den exponentiellen Abfall der Spektren am einfachsten erklärt.

In diesem Modell wird angenommen, daß sich die Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem (\*) in einem idealen Temperaturgleichgewicht mit einer für alle Prozesse gleichen Temperatur  $T_0$  befinden. Daraus erhält man die Wahrscheinlichkeit  $w$  für das Auftreten des Impulses  $p^*$ :

$$(4) w(p^*) p^{*2} dp^* d\Omega^* = \text{const.} \exp(-p^*/T_0) p^{*2} dp^* d\Omega^*$$

$\Omega^*$  ist der Raumwinkel.

Von Fermi<sup>2)</sup> wurde gezeigt, daß bei Beachtung der Drehimpulserhaltung, die Gültigkeit dieser Formel auf  $\theta^* = 90^\circ$  einzuschränken ist. Die Beziehung (4) ergibt sich im hochenergetischen Grenzfall<sup>7)</sup> auch aus der von Hagedorn<sup>8)</sup> weiterentwickelten statistischen Theorie von Fermi<sup>9)</sup>. Die Anwendung der für starke Wechselwirkungen geltenden statistischen Modelle auf photoinduzierte Reaktionen kann man rechtfertigen, wenn man im Rahmen des Vektordominanzmodells die Photon - Kern - Wechselwirkung durch intermediäre Vektormesonen beschreibt.

Da bei Laborwinkeln oberhalb von  $30^\circ$  die Photonen vorwiegend aus dem  $\pi^0$  - Zerfall stammen, genügt es, das thermodynamische Modell auf die Erzeugung von  $\pi^0$  - Mesonen anzuwenden.

Um die theoretische  $\pi^0$  - Verteilung mit dem Experiment vergleichen und die Reaktionstemperatur berechnen zu können, soll zunächst ein analytischer Zusammenhang zwischen der Energieverteilung der Photonen und der der Pionen betrachtet werden.

Mit  $\frac{d^2Z}{dp d\Omega}$  (barn/ $Q_{\text{eff}}$  ster MeV  $c^{-1}$  N) sei die Ausbeute an  $\pi^0$  - Meso-

nen pro Raumwinkel- und Impulsintervall bezeichnet.  $m_\pi$ ,  $p_\pi$ ,  $\theta_\pi$  bedeuten Masse, Impuls und Laborwinkel der  $\pi^0$ - Mesonen.

Die Laborimpulsverteilung eines aus dem  $\pi^0$ - Zerfall stammenden Photons ist gegeben durch:  $\frac{dw}{dp} = \frac{1}{p_\pi} (10)$ .

Da das  $\pi^0$ - Meson in zwei Photonen zerfällt, beschreibt  $\frac{d^2Z}{dp d\Omega} \frac{2}{p_\pi}$  die Ausbeute der Photonen mit dem Impuls  $p$ ,  $p \leq p_\pi$ , die beim Zerfall der mit  $\frac{d^2Z}{dp d\Omega}$  verteilten  $\pi^0$ - Mesonen erzeugt werden. In der Näherung  $p_\pi \gg m_\pi$  folgt:

$$(5) \int_{4\pi} \frac{d^2Y}{dp d\Omega} d\Omega = \int_{4\pi} \int_{p_\pi \cdot p}^{p_{\pi, \max}} \frac{d^2Z}{dp d\Omega} \frac{2}{p_\pi} dp_\pi d\Omega .$$

Um (5) integrieren zu können, gelte zunächst:

(6)  $\frac{d^2Z}{dp d\Omega}$  ist nur eine Funktion von  $p_\pi$  und unabhängig von  $\theta_\pi$ .

Damit ist aber auch  $\frac{d^2Y}{dp d\Omega}$  unabhängig von  $\theta$ , d.h.:

$$(7) \frac{d^2Y}{dp d\Omega}(p) = \int_{p_\pi \cdot p}^{p_{\pi, \max}} \frac{d^2Z}{dp d\Omega} \frac{2}{p_\pi} dp_\pi$$

Um die Voraussetzung  $p_\pi \gg m_\pi$  erfüllen zu können, werden nur die Versuchsergebnisse mit  $p \geq 0.6$  GeV betrachtet. Damit läßt sich Annahme (6) für einen gegebenen Photonenwinkel  $\theta$  kinematisch einschränken. Es zeigt sich, daß die Photonen in Richtung  $\theta$  mit  $p \geq 0.6$  GeV nur durch den Zerfall solcher  $\pi^0$ - Mesonen gebildet werden können, die in den Winkelbereich  $\theta - \Delta\theta \leq \theta_\pi \leq \theta + \Delta\theta$  mit  $\Delta\theta = 7^\circ$  emittiert werden. Innerhalb von  $\pm 7^\circ$  kann aber  $\frac{d^2Z}{dp d\Omega}$  als konstant angenommen werden.

Die Ableitung von (7) nach  $p$  unter Berücksichtigung von (1) führt zu:

$$(8) \frac{d^2Z}{dp d\Omega}(p) = \frac{p}{2 T_1} \frac{d^2Y}{dp d\Omega}(p)$$

Die Beziehung (4) ist zum Vergleich mit (8) ins Laborsystem zu transformieren und über den Bereich des Bremsspektrums zu integrieren. Dies ist möglich für die bei  $\theta = 36^\circ$  ausgeführte Differenzmessung  $3.5 \text{ GeV} \leq k \leq 6.2 \text{ GeV}$ , da in diesem Bereich  $\theta^*$  näherungsweise  $90^\circ$  ist.

Es ergibt sich:

$$(9) \quad \frac{d^2 Z}{dp d\Omega}(p) = \text{const. } p^2 \exp(-p \sin \theta / T_0)$$

Der Vergleich von (8) und (9) führt zu:<sup>†)</sup>

$$T_0 = 83 \text{ MeV} \pm 8\% \\ (\pi^0\text{-Verteilung, } k = 3.5 - 6.2 \text{ GeV})$$

Ähnliche Messungen für p - Be - Stöße ergaben:

$$T_0 = 135 \text{ MeV} \quad (\pi^0\text{-Verteilung, } E_p = 25 \text{ GeV}) \quad 1) \\ T_0 = 175 \text{ MeV} \quad (\pi^\pm\text{-Verteilung, } E_p = 30 \text{ GeV}) \quad 11)$$

Bessere Ergebnisse könnte man mit Hilfe von Differenzmessungen mit einem  $\Delta k$  von einigen 100 MeV erhalten, da dann die  $\pi^0$ -Verteilungsgenauer als durch die Näherung (8) und (9) ermittelt werden kann.

#### Anhang: Vergleich mit der $\pi^0$ -Einfacherzeugung

Um die Messungen der Gammaverteilung mit dem Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\mathcal{G}_{\pi^0}}{d\Omega}$  der  $\pi^0$ -Einfacherzeugung vergleichen zu können, eliminiert man aus  $\frac{d^2 Z}{dp d\Omega}$  mit Hilfe des Energie- und Impulserhaltungssatzes die dp - Abhängigkeit:<sup>13)</sup>

$$(10) \quad \frac{d\mathcal{G}_{\pi^0}}{d\Omega} = \frac{d^2 Z}{dp d\Omega}(p_{\text{max}}) k_{\text{max}} \frac{dp_{\pi^0}}{dk}$$

und setzt die Ableitung von (7) nach p in (10) ein:

$$(11) \quad \frac{d\mathcal{G}_{\pi^0}}{d\Omega} = - \frac{d}{dp} \left( \frac{d^2 Y}{dp d\Omega}(p) \right)_{p = p_{\text{max}}} \cdot \frac{p_{\text{max}}}{2} \cdot k_{\text{max}} \cdot \frac{dp_{\pi^0}}{dk}$$

Für diese Beziehung ist die obige Annahme (6) gegenstandslos, da nur  $\pi^0$ -Mesonen in Richtung des Teleskops einen Beitrag liefern können.

---

<sup>†)</sup> Die mit Formel (8) beschriebene  $\pi^0$ -Verteilung nimmt, ebenso wie die unmittelbar gemessene  $\pi^\pm$ -Verteilung<sup>1,11,12)</sup>, nicht mehr exponentiell mit p ab. Dagegen läßt sich  $\frac{1}{p^2} \frac{d^2 Z}{dp d\Omega} = \frac{1}{2p T_1} \frac{d^2 Y}{dp d\Omega}$  im betrachteten Energiebereich gut durch  $\exp(-p \sin \theta / T_0)$  annähern.

Zur Anwendung von (11) auf die vorliegenden Ergebnisse wird angenommen, daß der exponentielle Abfall von (1) bis zur Maximalenergie erhalten bleibt. Dies ist experimentell verifiziert für die  $\pi^+$ -Verteilung bei p - Be - Stößen mit  $E_p = 10 \text{ GeV}$ ,  $\theta_{\pi^+} = 4,75^\circ \pm 1^\circ$ . Für die Messung  $k_{\text{max}} = 3.5 \text{ GeV}$ ,  $\theta = 36^\circ$ , die mit den Wirkungsquerschnitten von Osborne et al.<sup>14)</sup> verglichen werden kann, mußte dagegen über eine Größenordnung extrapoliert werden. Die so erhaltenen Werte:

$T_1 = 151 \text{ MeV}$ ,  $\frac{d^2 Y}{dp d\Omega}(p_{\text{max}}) = 2.9 \times 10^{-12} \text{ (barn/Q}_{\text{eff}} \text{ MeV/c ster N)}$   
in (11) eingesetzt, liefert:

$$\frac{d\sigma_{\pi^+}}{d\Omega^*} = 7.1 \text{ (nbarn/ster)}$$

Der Wert von Osborne et al. lautet:

$$\frac{d\sigma_{\pi^+}}{d\Omega^*} = 2 \text{ (nbarn/ster)}$$

Die Größenordnung der Wirkungsquerschnitte stimmt also gut überein. Daher scheint die Annahme über die Extrapolation des exponentiellen Abfalls vernünftig zu sein.

Herrn Prof. Dr. P. Stähelin bin ich für sein förderndes Interesse an diesen Untersuchungen zu Dank verpflichtet.  
Herrn Dr. P. Schmäser verdanke ich die kritische Durchsicht dieser Arbeit und eine Reihe klärender Diskussionen.

Literaturhinweise

- 1) M. Fidecaro, G. Gatti, G. Giacomelli, W. A. Love, M. C. Middelloop, T. Yamagata  
NC 19 (1961) 382 und NC 24 (1962) 73
- 2) E. Fermi; Phys. Rev. 81 (1951) 683
- 3) Deutsches Elektronensynchrotron, DESY, Hamburg
- 4) Konstruiert von C.A. Heusch, U. Kötzt, P. Schmüser, Deutsches Elektronensynchrotron, Hamburg
- 5) H. Jung, Ph. Panussi, J. Jänecke,  
Nucl. Instr. and Meth. 9 (1960) 121  
W. Michaelis, H. Schmidt, C. Weitkamp,  
Nucl. Instr. and Meth. 21 (1963) 65
- 6) J. Braunsfurth, II. Inst. f. Exp., Hamburg, private Mitteilung
- 7) G. Auberson, B. Escoubès, NC 36 (1965) 628  
K. Zalewski, Preprint Krakow, April 1965
- 8) R. Hagedorn, NC 15 (1960) 434 und Fort. d. Physik 6 (1958) 534
- 9) E. Fermi, Prog. Theor. Phys. (Japan) 1 (1950) 510
- 10) D.M. Ritson, Techniques of High Energy Physics,  
Interscience Publishers, Inc, New York 1961
- 11) W. F. Baker, R. L. Cool, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, D. Lüers, J. A. Niederer, S. Ozaki, A. L. Read, J. J. Russel, L. C. L. Yuan  
Phys. Rev. L. 7 (1961) 101 (interpolierter Wert)
- 12) V. T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N. H. Lipman, A. W. Merrison, Phys. Rev. L., 5 (1960) 19
- 13) J. Brandes, Diplomarbeit Hamburg 1967, unveröffentlicht
- 14) R. Alvarez, Z. Bar - Yam, D. Garelick, S. Homma, W. Kern, R. Lewis, D. Luckey, L. S. Osborne, J. Uglum, R. Fessel, Konf. Hamburg Vol, II. (1965) 207

