

Interner Bericht  
DESY F33-72/1  
Januar 1972

DESY-Bibliothek  
28. APR. 1972

Comptonstreuung am Proton bei kleinen Winkeln  
im Energiebereich zwischen 4 und 7 GeV

von

G. Franke



Comptonstreuung am Proton bei kleinen Winkeln  
im Energiebereich zwischen 4 und 7 GeV

von

G. Franke

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments  
der Gruppen F 33 und F 35.



## Inhaltsverzeichnis

Seite

<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Experimentelle Anordnung</u>	2
2.1. Meßprinzip	2
2.2. Der $\gamma$ -Strahl	4
2.3. Das Wasserstoff-Target	5
2.4. Das Proton-Teleskop	5
2.5. Das $\gamma$ -Teleskop	5
2.6. Vermessung der Apparatur	9
2.7. Schnelle Elektronik, Datenfluß	9
2.8. Zählerabgleich	11
2.9. Zählraten	11
2.10. Totzeit	11
<u>3. Durchführung der Messungen</u>	13
3.1. Funkenkammer-Wirkungsgrad	13
3.2. Hodoskop-Wirkungsgrad	14
3.3. Zählerstabilität	14
<u>4. Auswertung der Messungen</u>	14
4.1. Datenorganisation und -Auswahl	15
4.2. Spurenrekonstruktion	16
4.2.1 Erkennung von projizierten Spuren	16
4.2.2 Räumliche Zuordnung projizierter Spuren	18
4.2.3 Reichweite-Bestimmung	19
4.2.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen	19
4.2.5 Datenreduktion	20
4.3. Analyse des binären Hodoskopmusters	21
4.3.1 Mehrteilchen-Erkennung	21
4.4. Energiemessungen	23
4.4.1 Proton-Energie	23
4.4.2 Photon-Energie	25
4.5. Winkelmessungen	25
4.6. Kinematische Analyse	26
4.6.1 Bestimmung von $k$ und $t$	26

	Seite
4.7. Untergrundsubtraktion	28
4.7.1 Kinematische Überbestimmungen	28
4.7.2 $\Delta k'$ -Schnitt	29
4.7.3 Komplanarität	29
4.8. Spektren, effektive Quanten	32
4.9. Akzeptanzgrenzen	32
<u>5. Monte-Carlo-Rechnung</u>	33
5.1. Simulierung von Compton-Ereignissen	33
5.2. Auflösungsfunktionen	35
5.2.1 Winkelauflösungen	35
5.2.2 Auflösung in der $\gamma$ -Energie und im Impulsübertragsquadrat	35
5.3. Akzeptanz	36
5.4. Monte-Carlo-Rechnung für $\pi^0$ -Photoerzeugung	36
<u>6. Korrekturen und Fehler</u>	36
6.1. Statistische Fehler	36
6.2. Korrekturen und systematische Fehler	37
<u>7. Ergebnisse</u>	39
7.1. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	39
7.2. Vergleich mit anderen Experimenten	40
<u>8. Phänomenologische Beschreibung der Daten</u>	42
8.1. Diffraktionsstreuung	42
8.2. Regge-Pol-Modell	45
8.3. Vektor-Dominanz-Modell	49
8.3.1 Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte für $\rho, \omega, \phi$	49
8.3.2 Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten	52
8.3.3 Vergleich von Compton-Wirkungsquerschnitt und Vektor-Dominanz- Voraussage	52
8.3.4 Mögliche Ursachen für die Diskrepanzen	53
<u>9. Compton-Vorwärtsstreuung und totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen</u>	54
<u>Zusammenfassung</u>	57
<u>Referenzen</u>	

## 1. Einleitung

Die ersten Experimente zur Comptonstreuung am Proton wurden vor etwa 10 bis 15 Jahren durchgeführt. Angeregt unter anderem durch eine Arbeit von Gell-Mann, Goldberger und Thirring (GEM) dienten sie in erster Linie der Untersuchung der Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnitts, die man unter Anwendung mehr oder weniger gut fundierter Modelle zu beschreiben versuchte.

Heute, nachdem auch Experimente zur Comptonstreuung am Proton bei hohen Energien vorliegen (AND, BOY, KOTT und dieses Experiment)<sup>0)</sup>, ist die Situation nicht grundlegend anders als zur Zeit der ersten Untersuchungen: Die Wirkungsquerschnitte werden von verschiedenen Modellen (Diffraktionsmodell, Vektor-Dominanz-Modell, Regge-Pol-Modell) teils qualitativ beschrieben, teils in begrenzten kinematischen Bereichen parametrisiert. Gleichzeitig stehen aber die aus elementaren Prinzipien wie Kausalität und Unitarität gewonnenen Dispersionsrelationen (GEM), die in Verbindung mit dem optischen Theorem Zusammenhänge zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion und dem Compton-Vorwärtsquerschnitt vorhersagen, nach wie vor an zentraler Stelle. Dies ist nicht überraschend, wenn man bedenkt, daß eine fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung immer noch aussteht, die Dispersionsrelationen aber auf eine spezielle Art der Wechselwirkung keinen Bezug nehmen.

Unter diesen Gesichtspunkten erscheint es auf den ersten Blick verwunderlich, daß zwischen den ersten Comptonstremessungen und denen bei hohen Energien zeitlich ein so großer Abstand liegt. Der Grund ist eher in den erwarteten experimentellen Schwierigkeiten zu sehen als in mangelndem Interesse an den Hochenergie-Messungen:

Alle oben genannten Modelle, besonders aber die Dispersionsrelationen lassen eine Messung bei möglichst kleinen Streuwinkeln für das Photon besonders interessant erscheinen. Es ist einleuchtend, daß die Bemühungen, zu möglichst kleinen Winkeln zu gelangen, durch rein elektromagnetisch gestreute Photonen begrenzt werden (Elektron-Compton-Effekt, Delbrück-Streuung). Die Wirkungsquerschnitte für solche Prozesse sind um viele Größenordnungen höher, verglichen mit der elastischen hadronischen Streuung am Proton. Bei Koinzidenzmessungen wird der Protonnachweis mit abnehmendem Rückstoßimpuls immer schwieriger. Hinzu kommt, daß andere Prozesse - vorwiegend  $\pi^0$ -Photoerzeugung - durch Zerfallsquanten einen hohen Untergrund hervorrufen,

---

<sup>0)</sup> Die Wirkungsquerschnitte aus diesem Experiment und KOTT (beides DESY-Experimente) sind zusammengefaßt in BUS veröffentlicht und ersetzen die vorläufigen Daten (BUS).

der der Comptonstreuung kinematisch sehr ähnlich sein kann und der sich nur statistisch abtrennen läßt. Die Messungen werden einerseits dadurch erschwert, daß der Zerfallskegel der  $\pi^0$ -Mesonen mit wachsender Energie immer enger wird und die Anforderungen an die Winkelauflösung der Apparatur steigen, andererseits aber erleichtert durch die Tatsache, daß mit wachsender Energie die  $\pi^0$ -Photoerzeugung viel stärker abfällt als die Comptonstreuung.

In dieser Arbeit wird ein bei DESY durchgeführtes Compton-Experiment beschrieben. In diesem Experiment wurde ein Flüssig-Wasserstoff-Target mit Bremsquanten bestrahlt. Gestreutes Photon und Proton wurden in einer Koinzidenz-Apparatur nachgewiesen.

## 2. Experimentelle Anordnung

### 2.1. Meßprinzip

Ein kollimierter Strahl von Bremsquanten ist auf ein Wasserstoff-Target gerichtet. Gestreute Photonen und Rückstoßprotonen werden mit einer zweiarmigen Koinzidenz-Apparatur nachgewiesen.

Ein Funkenkammerteleskop mißt die Richtung des Protons, nachfolgende dE/dx-Zähler und ein Funkenkammer-Absorber-System seine kinetische Energie. Die Richtung des gestreuten und in einer Bleiplatte konvertierten Photons wird von zwei Zählerhodoskopen bestimmt, seine Energie in einem Bleiglas-Cerenkov-Zähler ermittelt. Geladene Teilchen werden durch einen Reinigungsmagneten weggelenkt oder von Antizählern markiert. Proton- und Photonarm waren unter solchen Winkeln gegen die Strahlrichtung aufgebaut, daß bei Energien nahe der Bremskante ein möglichst großer Bereich des quadratischen Impulsübertrages  $t$  überstrichen wurde. Die Form des Bremsspektrums wurde mit einem Paarspektrometer gemessen, die effektiven Quantenzahlen mit einem Quantameter (Abb. 2).

Die Kinematik der Comptonstreuung ist durch die Meßgrößen dreifach überbestimmt, da die Polarwinkel  $\vartheta_p$  und  $\vartheta_\gamma$  (siehe Abb. 1) bereits alle kinematischen Größen festlegen. Aus den Messungen der Azimute  $\phi_p$  und  $\phi_\gamma$  und der Energien des gestreuten Photons und des Rückstoßprotons ergeben sich drei Zwangsbedingungen, die im Prinzip alle zur Abtrennung nichtkinematischen Unter-

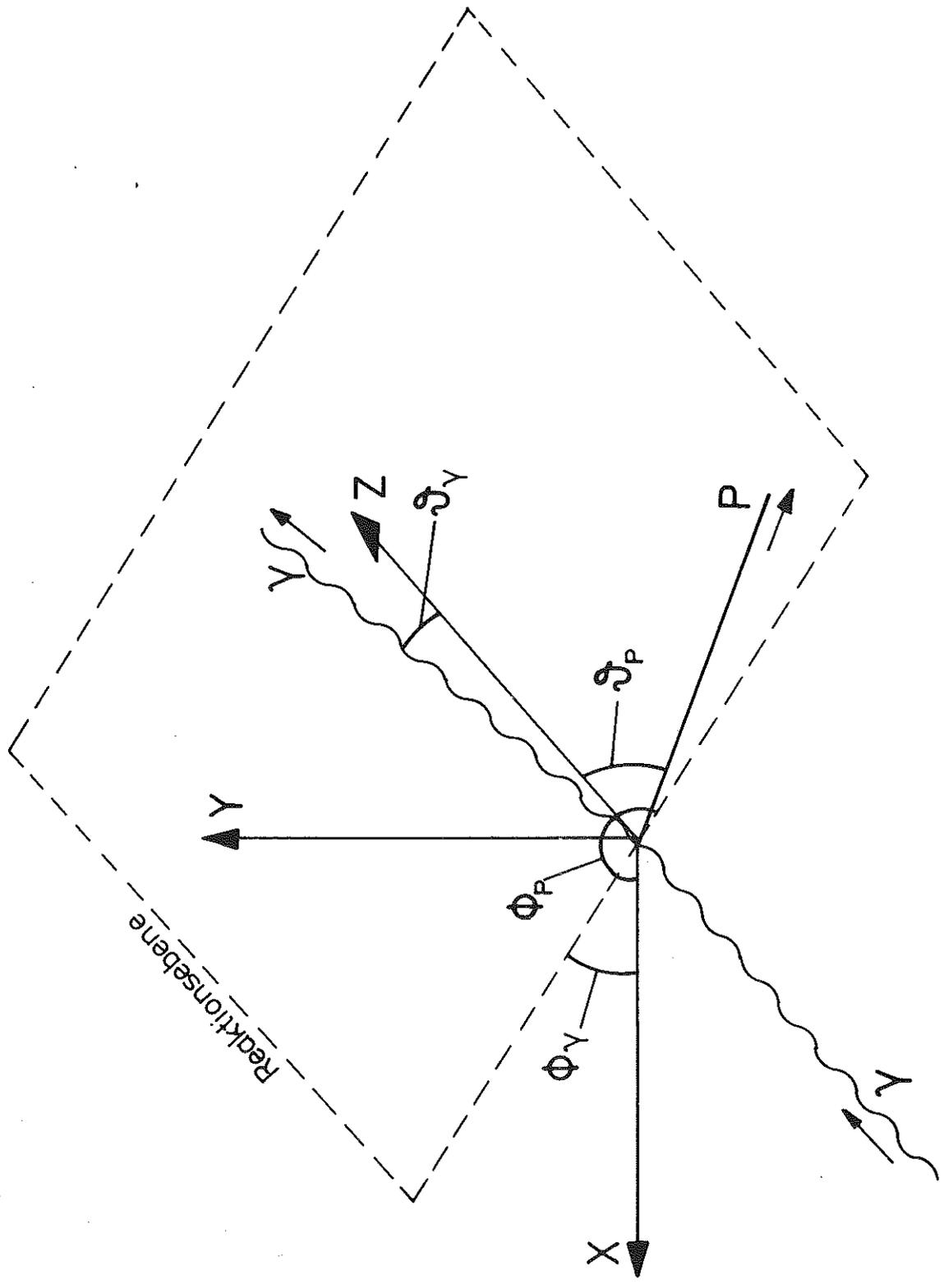


Abb. 1 Comptonstreuung, geometrische Größen im Laborsystem

- MT = Maschinentarget
- K = Kollimator
- M = Reinigungsmagnet
- SV = Strahlverschluß
- PS = Paarspektrometer
- ZB = Zählerbank für PS
- P = Protonarm
- r = Photonarm
- QM = Quantenmeter

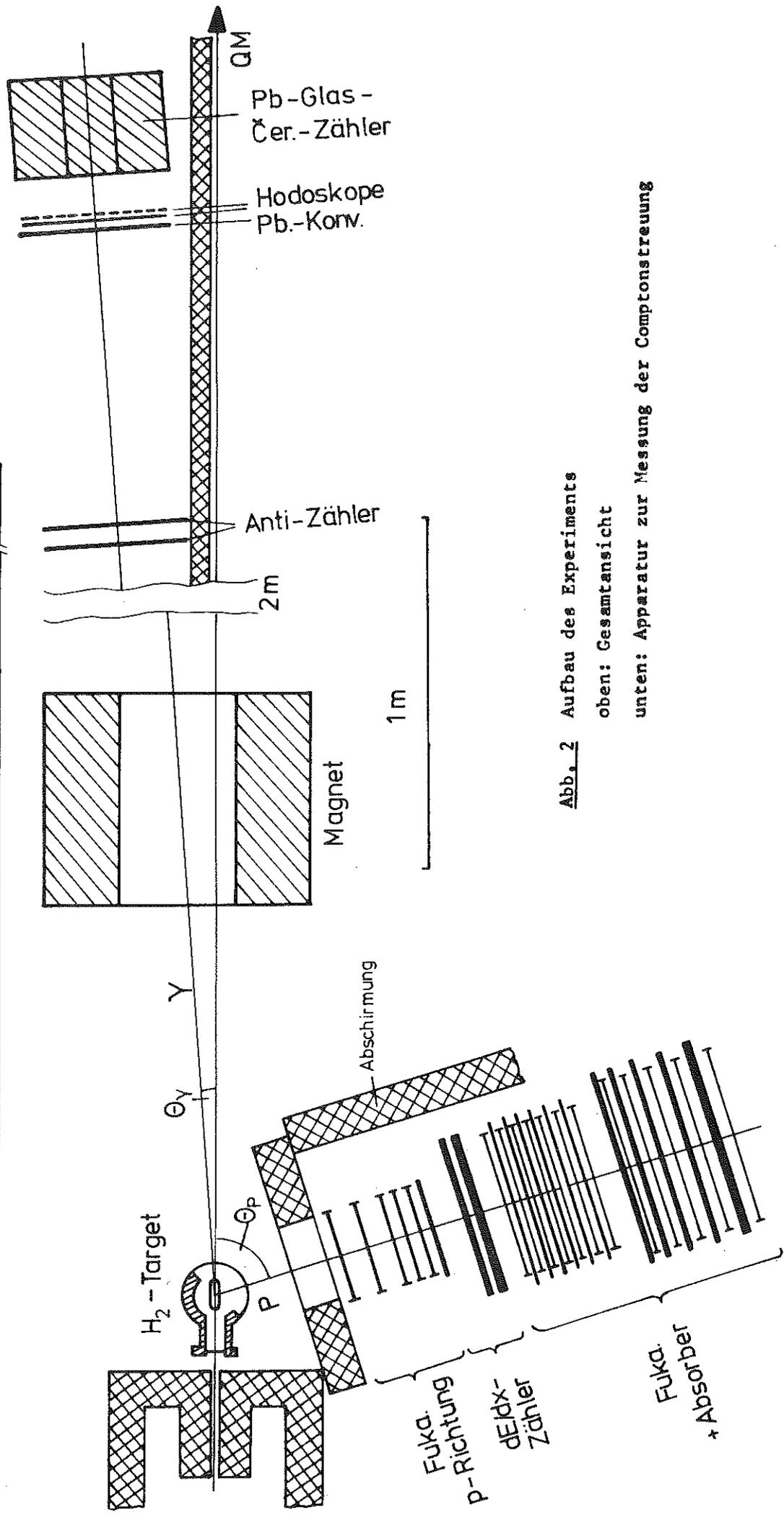
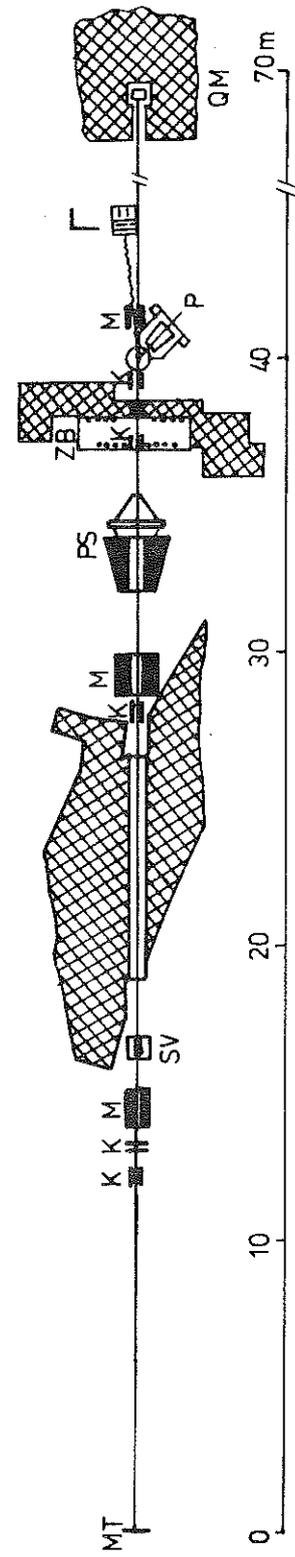


Abb. 2 Aufbau des Experiments  
 oben: Gesamtansicht  
 unten: Apparatur zur Messung der Comptonstreuung

grundes herangezogen werden können, eines der wichtigsten Probleme dieses Experiments.

Als Untergrundprozesse kommen solche von der Art

$$\gamma p \rightarrow p \gamma' X \quad (2.1)$$

in Betracht, wobei  $\gamma'$  auch ein Zerfallsquant aus erzeugten Teilchen sein kann. Der Umstand, daß es sich mindestens um einen Drei-Körper-Prozeß handelt, gibt der Komplanarität des Comptonprozesses bei der Untergrundsubtraktion ein besonderes Gewicht. Beispiele für Drei-Körper-Reaktionen im Sinne von (2.1) sind folgende Prozesse:

$$\begin{array}{l} \gamma p \rightarrow p \pi^0 \\ \quad \quad \quad | \rightarrow \gamma \gamma \end{array} \quad (2.2)$$

$$\begin{array}{l} \gamma p \rightarrow p \eta \\ \quad \quad \quad | \rightarrow \gamma \gamma \end{array} \quad (2.3)$$

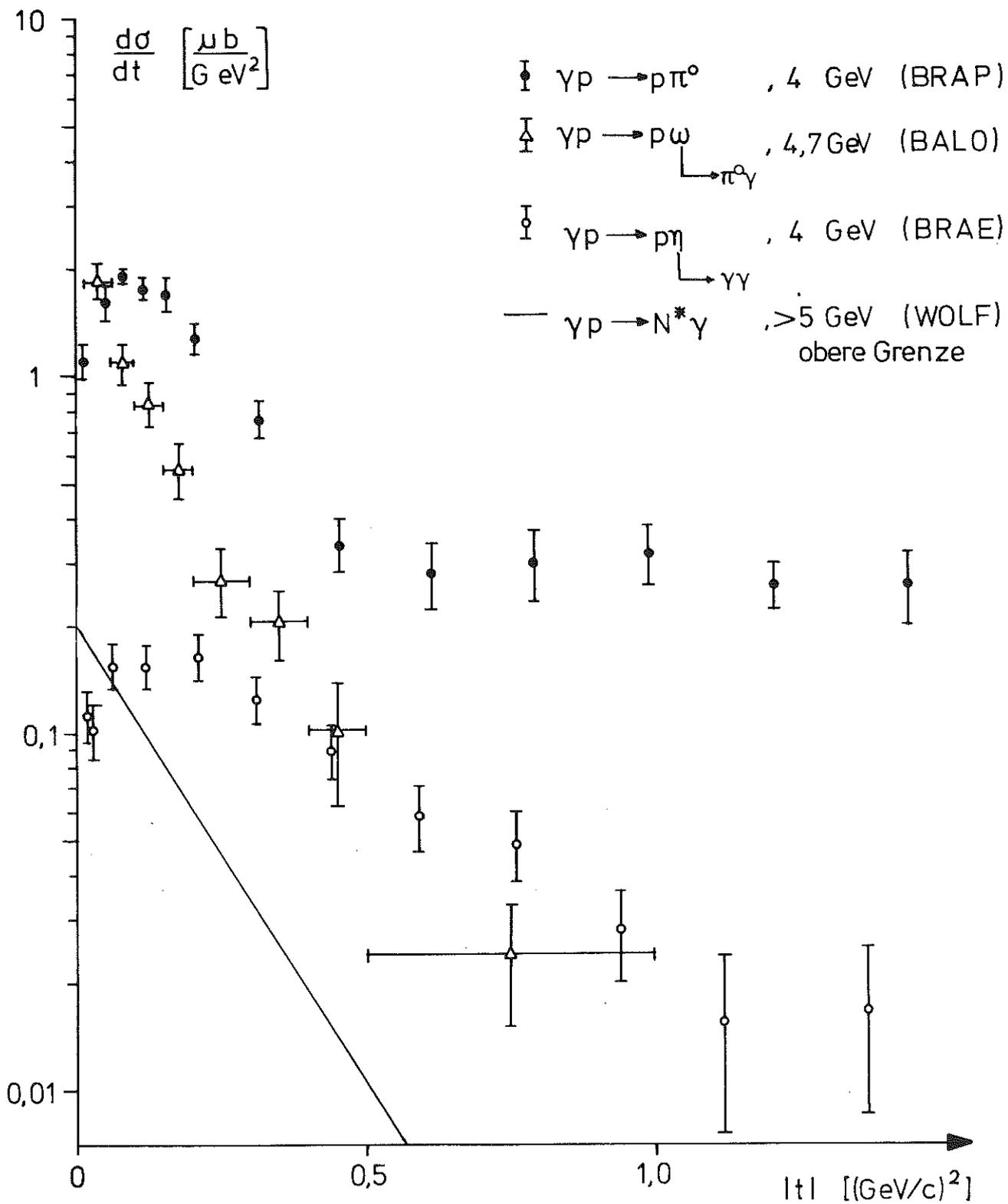
$$\begin{array}{l} \gamma p \rightarrow p \omega \\ \quad \quad \quad | \rightarrow \gamma \pi^0 \end{array} \quad (2.4)$$

$$\begin{array}{l} \gamma p \rightarrow N^* \gamma \\ \quad \quad \quad | \rightarrow p \pi^0 \end{array} \quad (2.5)$$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  sind in Abb. 3 bei einer für dieses Experiment typischen Energie dargestellt. Man sieht, daß die  $\pi^0$ -Erzeugung den größten Beitrag liefert. Die anderen Prozesse haben ähnliche oder bis zu einer Größenordnung kleinere Wirkungsquerschnitte.  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung sind darüber hinaus kinematisch benachteiligt, da sie bei gleichem  $t$  und gleicher Energie wegen ihrer höheren Masse größere Streuwinkel und größere Zerfallsöffnungswinkel haben und das Rückstoßproton stärker nach vorn gerichtet ist.

Prozesse, in denen mehrere Teilchen produziert werden, wie etwa

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$$



**Abb. 3** Differentielle Wirkungsquerschnitte einiger Untergrund-Prozesse

haben teilweise einen sehr viel größeren Wirkungsquerschnitt als die unter (2.2) bis (2.5) aufgeführten. Die erzeugten Quanten werden aber in einen sehr großen Raumwinkel gestreut und haben mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Energie, die unter der Schwelle des Bleiglas-Čerenkov-Zählers (1,5-3 GeV) liegt und die Apparatur nicht zum Ansprechen bringt.

## 2.2. Der $\gamma$ -Strahl

Zur Erzeugung des  $\gamma$ -Strahls wurde das Elektronensynchrotron DESY benutzt. Der interne 7,2 GeV-Elektronenstrahl wurde auf ein Wolframtarget von 1 mm Dicke gelenkt und erzeugte dort Bremsstrahlung. Diese wurde durch drei Kollimatoren auf einen Fleck von  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  am Target begrenzt. Die bei der Kollimation entstandenen geladenen Teilchen wurden durch Reinigungsmagnete abgetrennt (Abb. 2). Der Strahl verlief zwischen dem ersten Kollimator und dem Target im Vorvakuum, kurze Strecken um die Kollimatoren mußten ausgespart werden. Hier wurde der Strahl durch Helium geführt, ebenso vor und einige Meter weit hinter dem Target. Der weitere Weg führte durch Luft bis zum Quantameter (LAD), mit dem ständig die Intensität des Strahls gemessen wurde.

Das  $\gamma$ -Spektrum konnte während der Compton-Streumessungen mit dem Paarspektrometer (SCHZ) bestimmt werden.

Die Strahldivergenz betrug ca. 0,1 mrad und ist gegenüber der Winkelauflösung der Apparatur vernachlässigbar, die Ablage von der Sollrichtung ist ähnlich klein.

Die absolute Strahllage am Target wurde durch Vermessung der Targetzelle (in kaltem Zustand) und durch eine Strahlaufnahme, aus der die Lage des Strahls relativ zur Zelle zu entnehmen ist, ermittelt.

Die richtige Lage des Strahls relativ zum Quantameter ist ebenfalls durch Strahlaufnahmen gewährleistet.

Die Abschirmung besteht im wesentlichen aus drei Komponenten:

- 1) Eine ca. 3 m hohe, 9 m breite und bis zu 40 Strahlungslängen dicke Mauer unmittelbar vor dem Target schützt die Apparatur vor Streustrahlung von den Kollimatoren und den Reinigungsmagneten.

2) Das Protonteleoskop ist von den Seiten und von vorn mit Abschirmung (ca. 20 Strahlungslängen) umgeben, zum Target ist ein Fenster von 250 mm (hor.) x 350 mm offen.

3) Der  $\gamma$ -Arm wird durch eine Mauer (ca. 20 Strahlungslängen) parallel zum  $\gamma$ -Strahl gegen dessen Halo geschützt.

### 2.3. Das Wasserstoff-Target

Es wurde ein Kondensations-Wasserstoff-Target verwendet (KES). Flüssig-Wasserstoff-Behälter und Kondensator befinden sich in einem vakuumisolierten Kryostaten ( $10^{-5}$  -  $10^{-6}$  Torr), an den die Streukammer angeflanscht ist. Im Betrieb strömt flüssiger Wasserstoff vom Kondensator in die Targetzelle, verdampft dort und wird dem Kondensator wieder zugeführt. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Zelle zu etwa drei Vierteln gefüllt. Durch Unterbrechen oder Schließen des Kreislaufs kann sie in kurzer Zeit geleert oder gefüllt werden.

Die Targetzelle hat die Form eines liegenden Zylinders, der von zwei Halbkugel-Kalotten abgeschlossen wird. Sie besteht aus Polyimidfolie (Zylinder 25  $\mu\text{m}$  dick, Kalotten 40  $\mu\text{m}$  dick) und ist insgesamt 66 mm lang. Ihr Durchmesser beträgt 20 mm. Das Fenster der Streukammer (Abb. 2) ist 120  $\mu\text{m}$  dick und besteht aus dem gleichen Material wie die Zelle.

Die Genauigkeit, mit der die Targetlänge bekannt ist, ergibt sich aus der Rundung der Kalotten und der Unsicherheit der Strahllage relativ zur Zellenachse.

### 2.4. Das Proton-Teleskop

Das Proton-Teleskop (Abb. 2) war im wesentlichen aus drei Komponenten aufgebaut:

- 1) Fünf Drahtfunkenkammern zur Richtungsbestimmung des Protons. Die erste ist um  $15^\circ$  um die gemeinsame Achse gedreht;
- 2) drei  $dE/dx$ -Zähler mit einer Flächendichte von insgesamt  $3 \text{ g/cm}^2$ . Die ersten zwei Zähler waren in die Koinzidenzbedingung einbezogen;

- 3) zwölf Funkenkammern abwechselnd mit Graphitabsorbern von insgesamt  $17 \text{ g/cm}^2$  Flächendichte.

Größe und Targetabstand der Funkenkammern und Zähler sowie einige wesentliche Merkmale des Proton-Teleskops sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Technische Einzelheiten zu den Funkenkammern findet man in (FRA) und (VOG), zum gesamten Proton-Teleskop in (LOE). Hier werden nur die für die Auswertung wesentlichen Punkte sowie die Änderungen gegenüber dem früheren Zustand (LOE) aufgeführt.

Die Funkenkammern haben einen Drahtabstand von 1,000 mm und einen Elektrodenabstand von 6,0 mm. Ein Klärfeld von 80 V/cm bestimmt die Zeitauflösung zu 0,5  $\mu\text{sec}$ . Als Füllgas wird technisches Neon (70 % Ne, 30 % He) mit einer Beimischung von 1 % Äthylalkohol verwendet. Die Funkeninformation wird auf Magnetkernen zwischengespeichert.

Die Zahl der Funkenkammern wurde gegenüber dem früheren Zustand um eine erhöht, die Tiefe des richtungsbestimmenden Kammerblocks verdoppelt. Daraus resultiert sowohl eine Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit als auch eine Verbesserung der Winkelauflösung. Da eine Kammer um die mit den anderen gemeinsame Achse gedreht ist, kann sie zur Auflösung von Mehrfachspuren verwendet werden.

Die Energieschwelle des Protonteleskops ist 33 MeV. Folgende Absorber müssen durchdrungen werden:

- 1) Wasserstoff im Target  $0,07 \text{ g/cm}^2$
- 2) diverse Folien  $0,03 \text{ g/cm}^2$
- 3) Luftstrecke bis zum ersten Zähler  $0,10 \text{ g/cm}^2$
- 4) Funkenkammern:  $5 \times 0,08 \text{ g/cm}^2$
- 5) erster Zähler  $0,35 \text{ g/cm}^2$ .

Die ersten vier Punkte sind auch für die Berechnung der Vielfachstreuung maßgebend.

Das Proton-Teleskop war für alle Messungen um  $\theta_p = 72,9^\circ$  gegen die Strahlrichtung geschwenkt und akzeptierte Protonen unter  $\pm 12^\circ$  gegen diesen Winkel. Der Azimutalbereich der Reaktionsebene für (komplanare) Zweikörper-Prozesse wird vom Proton-Teleskop bestimmt und ist  $\pm 16^\circ$ .

Tabelle 1

Protonteleoskop

Komponente	Target- Abstand (mm)	empfindl. Fläche $\Delta x \cdot \Delta y$ (mm <sup>2</sup> )	Bemerkungen
Fuka	361	256 x 416	} 1. Kammer um 15° gedreht, Flächendichte $\sigma=0,08$ g/cm <sup>2</sup> je Funkenkammer, Auslese x- und y-Koordinate
Fuka	440	256 x 416	
Fuka	520	256 x 416	
Fuka	559	256 x 416	
Fuka	598	256 x 416	
dE/dx	635	280 x 440	} $\sigma=0,30$ g/cm <sup>2</sup> } Szint.:NE $\sigma=0,67$ g/cm <sup>2</sup> } 104, Multi- $\sigma=1,92$ g/cm <sup>2</sup> } plier:56 AVP
dE/dx	733	465 x 465	
dE/dx	764	465 x 465	
Fuka	850	416 x 640	} Funkenkammern: Flächendichte $\sigma=0,08$ g/cm <sup>2</sup> für jede, Auslese abwechselnd x- und y-Koordinate Graphitplatten: Flächen- dichte $\sigma=0,77-0,79$ g/cm <sup>2</sup> für jede
Graphit			
Fuka	890	416 x 640	
Graphit			
Fuka	930	416 x 640	
Graphit			
Fuka	970	416 x 640	
Graphit			
Fuka	1015	416 x 640	
Graphit			
Fuka	1060	416 x 640	} Funkenkammern: Flächendichte $\sigma=0,13$ g/cm <sup>2</sup> für jede, Auslese abwechselnd x- und y-Koordinate Graphitplatten: Flächen- dichte für 1.-4. Platte $\sigma=2,31$ g/cm <sup>2</sup> , 5. Platte $\sigma=3,03$ g/cm <sup>2</sup>
Graphit			
Fuka	1110	416 x 640	
Graphit			
Fuka	1210	512 x 800	
Graphit			
Fuka	1275	512 x 800	
Graphit			
Fuka	1345	512 x 800	
Graphit			
Fuka	1425	512 x 800	
Graphit			
Fuka	1515	512 x 800	

## 2.5. Das $\gamma$ -Teleskop

Die Apparatur zum Nachweis von Streuquanten ist in Abb. 2 dargestellt und folgendermaßen aufgebaut:

- 1) Ein Magnet dicht hinter dem Wasserstoff-Target reinigt den durchgehenden Strahl von geladenen Teilchen und hält niederenergetische geladene Streustrahlung von den Zählern fern.
- 2) Zwei Antizähler von je 10 mm Dicke und 40 cm x 40 cm empfindlicher Fläche dienen der Markierung geladener Teilchen. Die markierten Ereignisse werden registriert und gehen für die Auswertung nicht verloren.
- 3) Eine Bleiplatte von 1 cm Dicke konvertiert die Photonen zu  $(74,4 \pm 1,0) \%$
- 4) Zwei Hodoskope bestimmen den Konversionsort. Sie bestehen aus 50 horizontal angeordneten, je 8 mm breiten bzw. aus 33 vertikal angeordneten, je 12 mm breiten Zählern.
- 5) Neun Bleiglasblöcke, die zu einer 3 x 3-Matrix angeordnet sind, messen als Čerenkov-Zähler die Energie des aufgeschauerten Teilchens. Der Čerenkov-Zähler hat eine Frontfläche von 42 cm x 42 cm und eine Tiefe von 28 cm entsprechend 11,3 Strahlungslängen. Eine Energieschwelle bei ca. 3 GeV schränkt den kinematischen Bereich der Apparatur ein und reduziert die Triggerrate drastisch.

Messungen des Compton-Wirkungsquerschnitts wurden bei Teleskopwinkeln  $\theta_\gamma$  (siehe Abb. 2) von  $4^\circ$ ,  $6^\circ$ ,  $7^\circ$  und  $8^\circ$  vorgenommen. Detaillierte Angaben zum  $\gamma$ -Arm können bei (KOTT) und (LUT) nachgelesen werden.

## 2.6. Vermessung der Apparatur

Wesentlich für die Auswertung der Meßdaten ist eine genaue Vermessung der richtungsbestimmenden Funkenkammern und der Hodoskope. Die Positionen der Funkenkammern wurden mit einem Theodoliten eingemessen, dessen Peilrichtung relativ zur Strahlrichtung bekannt war. Aus Vermessung und Aufbau resultiert eine gewisse Unsicherheit im Proton-Teleskopwinkel  $\theta_p$ : die Peilrichtung war auf etwa 2 mrad genau bekannt, der Fehler in der Ortsmessung ca. 0,2 mm, was bei einer Tiefe des richtungsbestimmenden Kammerblocks von 160 mm (die gedrehte Ebene ausgeschlossen) nochmals eine Ungenauigkeit von 2 mrad erklärt. Zudem konnten die Kammern, da sie sich gegenseitig verdecken, erst nach der

Vermessung jeder einzelnen Kammer endgültig montiert werden, wobei kleine Fehler in der Reproduktion der ursprünglichen Stellung nicht ausgeschlossen sind. Die Unsicherheiten machen, wie sich später zeigt, eine nachträgliche Justierung des Proton-Teleskopwinkels  $\theta_p$  erforderlich.

Die Hodoskop-Positionen wurden mit einem Theodoliten bzw. Nivelliergerät vermessen. Der absolute Fehler in  $\theta_Y$  ist etwa um eine Größenordnung kleiner als der Fehler in  $\theta_p$ .

### 2.7. Schnelle Elektronik, Datenfluß

Die Triggerelektronik ist in einem Blockschaltbild in Abb. 4 dargestellt, das kurz erläutert werden soll:

Die Anodensignale der Zähler werden über Delay-Lines (DL), die wahlweise auch die Eingabe von Testsignalen zum groben Zeitabgleich gestatten, auf Diskriminatoren (DIS) <sup>1)</sup> gegeben. Die neun Čerenkov-Signale werden vorher addiert und abgeschwächt (A). Eine variable Schwelle unterdrückt Schauer unterhalb von ca. 3 GeV. Die Diskriminatorschwelle für die dE/dx-Zähler (i.allg. 200 mV, zeitweilig auch 100 mV) entspricht Energieverlusten von einigen  $10^1$  keV. Die Antizähler arbeiten etwa 100 V über dem unteren Rand des Hochspannungsplateaus, das beide in Koinzidenz zeigen, und sollten minimal ionisierende Teilchen quantitativ nachweisen. Über Delayboxen (DB), die einen genauen Zeitabgleich gestatten, werden die Signale den Koinzidenzstufen (AND) zugeführt. Zweifachkoinzidenzen werden zwischen den dE/dx-Zählern P11 und P12 (AND 11.12) und jedem Antizähler und dem Čerenkov-Zähler (AND 20.23, AND 21.23) gemacht. Die Hauptkoinzidenz (AND Master) wird aus den Protonkoinzidenzen (AND 11.12) und den Čerenkov-Signalen gebildet. Sie hat eine Zeitauflösung von 32 nsec.

Ereignet sich eine Hauptkoinzidenz, so wird die Apparatur veranlaßt, das Ereignis vollständig zu registrieren:

1) An die Funkenkammern wird ein Hochspannungsimpuls gelegt. Die Koordinaten jedes Funkendurchbruchs werden in Form umgeklappter Ferritkerne gespeichert.

---

<sup>1)</sup> Es wurden im wesentlichen Moduln der Firma Edgerton verwendet (100 MHz-System)

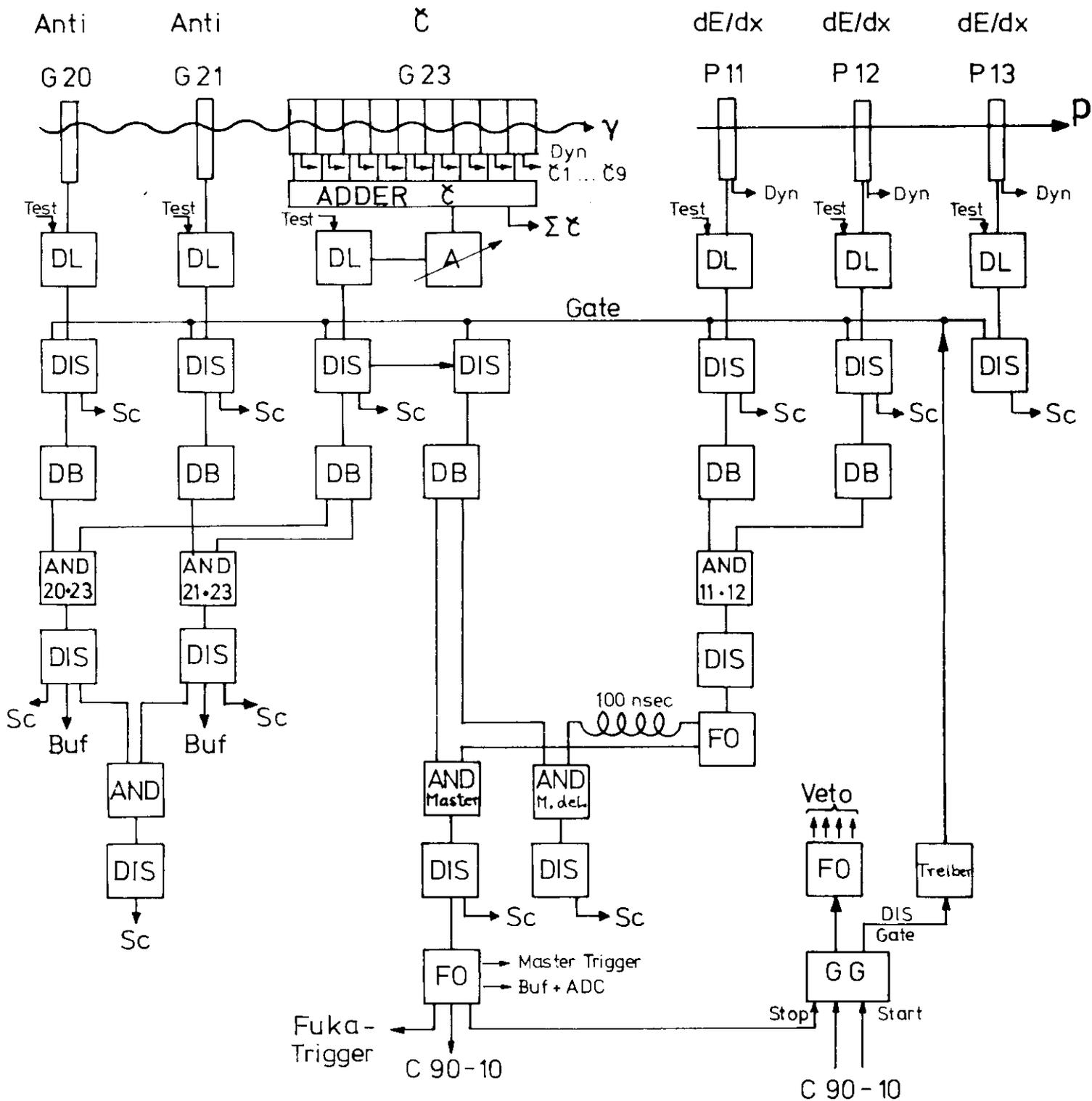


Abb. 4 Blockschaltbild für die schnelle Elektronik

- 2) Die Impulshöhen der Čerenkov- und dE/dx-Zähler (Dyn=Impulse der letzten Dynode, siehe Abb. 4) werden in ADCs <sup>2)</sup> registriert.
- 3) Signale der Antizähler (AND 20.23, AND 21.23) und der Hodoskopzähler werden auf Flip-Flop-Speicher <sup>3)</sup> gegeben.
- 4) Über einen Gate-Generator (GG) wird die schnelle Elektronik für weitere Signale unempfindlich gemacht.
- 5) Ein Kleinrechner <sup>4)</sup> wird von dem Ereignis verständigt und liest die Information aus 1), 2) und 3) über elektronische Zwischenträger (Interfaces) in seinen Speicher ein.
- 6) Čerenkov- und dE/dx-Zähler werden nach 20 msec (=1 Synchrotronzyklus) mit Lichtdioden-Pulsen geeicht, die Impulshöhen werden wie oben (2) registriert.

Nach der vollständigen Registrierung eines Ereignisses wird die Apparatur reaktiviert.

Im Abstand fester Quantenenergie-Portionen (Quantametersweep,  $2,1 \times 10^9$  eff. Quanten  $\times 7,2$  GeV) werden die Zählerstände (Sc) in den Kleinrechner eingelesen und ähnlich wie die Ereignisdaten registriert.

Der Kleinrechner gibt die Information ereignisweise an einen Großrechner (IBM 360) weiter, der sie auf einer Magnetplatte zwischenspeichert. Von dort wird sie von Zeit zu Zeit auf ein Magnetband übertragen ("Dump").

Auf weitere Einzelheiten des Datenflusses soll hier nicht eingegangen werden. Eine detaillierte Beschreibung über den Betrieb der C 90-10, die Datenübertragung zum Großrechner und das Funkenkammer-Interface wird bei (LOE) gegeben.

---

<sup>2)</sup> LeCroy, dE/dx: max. 128 Kanäle, Čerenkov: max. 256 Kanäle

<sup>3)</sup> Cronetics, 4-fach Buffer

<sup>4)</sup> C 90-10 der Firma Compagnie Européenne d'Automisme Electronique

## 2.8. Zählerabgleich

Die Multiplier-Hochspannungen <sup>5)</sup> für die dE/dx-Zähler wurden so eingestellt, daß unabhängig von der Dicke des Zählers die mittleren Impulshöhen von  $\beta^-$ -Teilchen eines  $\text{Sr}^{90}$ -Präparates an der Anode des Multipliers ca. 1 V hoch sind. Der entsprechende Energieverlust ist wenige  $10^2$  keV.

Beim Abgleich der Čerenkovzähler war im wesentlichen auf die Vermeidung von Sättigungseffekten der Multiplerröhren bei großen Impulshöhen zu achten (siehe (KOTT), (LUT) ).

Zum Abgleich der Antizähler wurde eine Hochspannungskurve der Koinzidenzraten durchfahren. Für die Multiplierspannung wurde individuell ein Wert gewählt, der 100 V über dem Einsatzpunkt des Plateaus liegt.

## 2.9. Zählraten

Neben den Einzelzählraten der dE/dx-, Anti- und Čerenkov-Zähler wurden folgende Koinzidenzraten registriert (vgl. Abb. 4): Protonkoinzidenz (AND 11.12), Koinzidenzen mit den Antizählern (AND 20.23, AND 21.23), die Hauptkoinzidenz (AND Master), eine verzögerte Hauptkoinzidenz (AND M.del.). Typische Zählraten für eine mittlere Intensität ( $1,0 \cdot 10^8$  eff. Quanten/sec) sind in Tabelle 2 zusammengestellt. In einzelnen Meßperioden weichen die Raten aus verschiedenen Gründen wie Intensitätsvariation, Schwellenänderungen und Schwenkungen des  $\gamma$ -Arms teilweise erheblich von den dort angegebenen Werten ab. Die höchsten Zählraten (in den Antizählern) werden dabei aber nie größer als 2 MHz, der Anteil der zufälligen Hauptkoinzidenzen höchstens 5 %.

## 2.10. Totzeit

Nach jedem Ereignis wird die Triggerelektronik unempfindlich gemacht (Gate). Dadurch entsteht Totzeit, deren Dauer durch die Funkeheinklese und die Datenübertragung zum Großrechner bestimmt wird. Sie beträgt ca. 70 msec pro Ereignis, das entspricht je nach Ereignisrate 5-20 %. Da das Quantameter dauernd empfindlich ist, wird eine Totzeitkorrektur erforderlich. Dazu wird die Zählrate eines Monitorzählers parallel zu den Comptonmessungen einer-

---

<sup>5)</sup> Röhren für die dE/dx-Zähler: Valvo 56 AVP

Tabelle 2

Zählraten

Zähler bzw. Koinzidenz (vgl. Abb. 4)	Funktion	momentane Zählrate
G 20	Anti	570 kHz
G 21	Anti	480 kHz
G 23	Cerenkov	115 Hz
P 11	dE/dx	190 kHz
P 12	dE/dx	130 kHz
P 13	dE/dx	12 kHz
AND 20.23	Längskoinzidenz	36 kHz
AND 21.23	Längskoinzidenz	37 kHz
AND 11.12	Längskoinzidenz	55 kHz
AND 11.12.23	Hauptkoinzidenz	16 Hz
AND (11.12) <sub>del</sub> .23	verzögerte Hauptkoinzidenz	0,3 Hz

seits totzeitfrei, andererseits mit der Totzeit der Meßapparatur registriert. Das Zählratenverhältnis wird zur Korrektur der effektiven Quantenzahlen benutzt. Der Monitorzähler mißt unmittelbar vor dem Quantameter die Streustrahlung von einem 1 mm dicken Al-Blech in Dreifachkoinzidenz. Die Zählraten haben vernachlässigbare statistische Fehler.

### 3. Durchführung der Messungen

Wie die bisherigen Ausführungen zeigen, waren die Meßvorgänge weitgehend automatisiert, so daß lediglich einige zeitlich geringfügig schwankende Konstanten (z.B. Targetgasdruck, Synchrotronenergie) und die effektive Arbeitsweise der gesamten Apparatur zu überwachen waren. Für den letzten Punkt leisteten die von den Rechnern geführten Statistiken wichtige Hilfestellungen.

Die Daten wurden während der Messungen in Blöcke ("Runs") eingeteilt und können aufgrund der Blocknummer klassifiziert werden. Ein Datenblock erforderte typisch eine Stunde Meßzeit. Statistische Größen wurden durch blockweisen Vergleich auf Konstanz geprüft. Die Meßkontrollen werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels beschrieben.

Insgesamt wurden in 2 1/2 Wochen ca. 1,1 Mio. Ereignisse gemessen. Davon waren etwa 10 % Testdaten. Die restlichen Daten waren zu 70 % auswertbar. Für die kinematische Analyse verblieben 170.000 Ereignisse in definiert eingeschränkten Akzeptanzbereichen.

#### 3.1. Funkenkammer-Wirkungsgrad

Der Prozeßrechner bestimmte einen elementaren Wirkungsgrad aus dem Quotienten der Ansprechhäufigkeit und der Triggerzahl für jede Funkenkammer. Ein Absinken des Wirkungsgrades war stets auf das Versagen eines Hochspannungspulsers oder mangelhafte Gasversorgung der Funkenkammern zurückzuführen. Die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Magnetkerne einer Funkenkammer-Projektion konnte auf einem Bildschirm als Verteilung dargestellt werden. Randfunken wurden dadurch schnell erkannt.

Bei der Datenübertragung auf Magnetbänder wurden 20 % der Ereignisse einer Spurenanalyse unterworfen und dabei Wirkungsgrade bestimmt, die der Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern viel näherkommen als der vom Prozeßrechner bestimmte Wirkungsgrad (siehe Abschnitt 4.2).

### 3.2. Hodoskop-Wirkungsgrad

Während der Messungen konnte eine Verteilung über die Ansprechhäufigkeit der Hodoskopzähler erzeugt werden. Instabilitäten einzelner Zähler wurden durch Justierung der Multiplier-Verstärkung behoben. Der Wirkungsgrad wurde durch gegenseitige Referenz der beiden Hodoskope ermittelt und in größeren Zeitabständen geprüft.

### 3.3. Zählerstabilität

Ein indirekter, aber einfacher Test für die Triggerzähler ist die Konstanz der totzeitkorrigierten Triggerrate. Sie wurde am Ende jedes Datenblocks ermittelt und mit früheren Raten verglichen. Einen individuellen Test jedes Zählers stellt die Eichung mit Lichtdioden-Pulsern nach jedem Ereignis dar. Impulshöhen-Verteilungen (i.allg. schmale Normalverteilungen) konnten während der Messungen dargestellt und auf zeitliche Stabilität geprüft werden.

## 4. Auswertung der Messungen

Die Datenanalyse gliedert sich wie folgt:

- 1) Datenauswahl nach verschiedenen Konsistenzkriterien (4.1)
- 2) Spurenrekonstruktion aus den Funkenkoordinaten (4.2)
- 3) Weitere logische, geometrische und kinematische Analyse (4.3-4.6)
- 4) Abtrennung des nicht-kinematischen Untergrundes und Bestimmung normierter Comptonzählraten (4.7)
- 5) Berechnung der  $\gamma$ -Spektren (4.8)

#### 4.1. Datenorganisation und -Auswahl

Zur Analyse wurde nur ein Teil der Daten zugelassen. Diese mußten folgenden Kriterien genügen: Stabile Strahlverhältnisse (1), konstanter Arbeitspunkt der Zähler(2), hoher Wirkungsgrad von Funkenkammern und Hodoskopen(3), konstante Triggerrate (4).

Zu 1): Es wird gefordert, daß die Monitorrate (siehe Abschnitt 2.10) konstant ist.

Zu 2): Die in Abschnitt 2.7. beschriebenen Lichtpulser dienen der Kontrolle der Zählerstabilität. Für die neun Čerenkovzähler wurden langzeitliche Gänge der mittleren Impulshöhen bis zu  $\pm 10\%$  zugelassen. Datenblöcke mit starken Schwankungen in den Impulshöhen wurden von der Analyse ausgeschlossen. Solche Schwankungen traten nur in einer von fünf längeren Meßperioden auf, der Grund war ein Lichtleck. Die dE/dx-Zähler zeigten Schwankungen der Lichtpulsersignale bis zu  $\pm 4\%$  für verschiedene Datenblöcke. Die Konstanz dieser Impulshöhen wurde als gewährleistet angesehen und nicht als Auswahlkriterium verwendet.

Zu 3): Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern für Protonspuren betrug in allen nach Anwendung der Auswahlkriterien (1), (2) und (4) verbleibenden Datenblöcke mehr als 99,9 %. Im Abschnitt über Spurenkonstruktion (4.2.) wird ausgeführt, wie diese Zahl ermittelt wurde. Eine Korrektur erschien gemessen an den sonstigen systematischen Fehlern überflüssig.

Der Wirkungsgrad der Hodoskope wurde durch wechselseitigen Bezug (x-Hodoskop gegen y-Hodoskop und umgekehrt) ermittelt. Das über viele Datenblöcke gemittelte Ergebnis diente als Korrektur. Der Gesamtwirkungsgrad für beide Hodoskope betrug 96 %. Sofern einzelne Hodoskopzähler ungleichmäßig ansprachen, wurden sie bereits während der Messungen durch Hochspannungsänderungen korrigiert.

Zu 4): Die Triggerrate ist von der Schwelle des Čerenkovzählers abhängig, die einige Male geändert wurde. Sie kann daher nicht direkt auf Konstanz geprüft werden, vielmehr ist eine von der Schwelle unabhängige Rate zu testen. Dazu wurden Ereignisse mit mehr als 5 GeV gemessener  $\gamma$ -Energie genommen.

Konstanz im Sinne der Auswahlkriterien (1) und (4) bedeutet, daß die geprüfte Größe im einzelnen Datenblock nicht mehr als drei Standardabweichungen

vom Mittelwert über alle Datenblöcke abweichen darf. Die relativen Häufigkeiten, mit denen sich die Raten der einzelnen Datenblöcke um höchstens eine bzw. zwei oder drei Standardabweichungen vom Mittelwert unterscheiden, entsprechen den statistischen Erwartungen.

Die oben beschriebenen Auswahlkriterien führten zu einer Reduzierung der ursprünglich vorliegenden Datenmenge um etwa 30 %.

#### 4.2. Spurenrekonstruktion

Das Problem der Rekonstruktion der Teilchenbahnen aus den gemessenen Funkenkoordinaten hat drei Teilaspekte:

- 1) Erkennung einer projizierten Spur und Bestimmung ihrer geometrischen Daten
- 2) Richtige Zuordnung zweier Projektionen zu einer räumlichen Spur
- 3) Bestimmung der Reichweite eines Teilchens

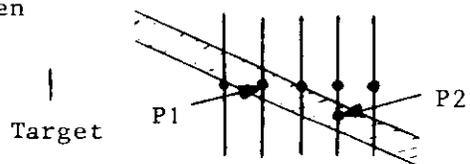
##### 4.2.1. Erkennung von projizierten Spuren

Bei der Erkennung der projizierten Spuren werden im wesentlichen die zwei Tatsachen ausgenutzt, daß die Teilchen eine wenig ausgedehnte Quelle (Target) haben und nur geringer Vielfachstreuung unterliegen. Die Spurensuche beschränkt sich auf die vorderen fünf Kammern :

- 1) Aus den gemessenen Funkenkoordinaten einer Projektion werden zunächst willkürlich zwei ausgewählt, die in zwei Funkenkammerebenen ("Primärebenen") liegen, welche mindestens durch eine dritte getrennt sind.

Diese Koordinaten seien P1, P2 (siehe Skizze).

- 2) Die in 1) gewählten Primärfunken P1, P2 definieren eine "Straße". Das sei das Zwischengebiet zwischen zwei parallelen Geraden, die symmetrisch zu P1, P2 liegen (in der Skizze schraffiert). Die Breite der Straße betrug  $\pm 4$  mm.



- 3) In den Ebenen, die nicht Primärebenen sind, wird nach weiteren Funken innerhalb der Straße gesucht. Es wird höchstens ein Funken aus jeder Ebene

akzeptiert, bei Mehrdeutigkeit der, welcher der Straßenmitte am nächsten liegt.

4) Sind alle Ebenen innerhalb der Straße abgesucht und wurde eine definierte Minimalzahl von Funken (siehe Punkt 8) akzeptiert, so wird mit allen Funkenkoordinaten einschließlich der Primärfunken ein linearer Fit ausgeführt. Aus dem Fit ergeben sich Ort und Richtung einer Ausgleichsgeraden.

5) Es wird geprüft, ob die Ausgleichsgerade auf eine definiert eingeschränkte Umgebung des Targets zeigt. Ausgleichsgeraden, die diese Bedingung erfüllen, werden als projizierte Teilchenspur akzeptiert.

6) Die Funkenkoordinaten einer akzeptierten Spur werden gelöscht, so daß sie zu möglichen weiteren Spuren nicht beitragen.

7) Das Verfahren ist für eine definierte Minimalzahl von Funken abgeschlossen, wenn die Prozeduren 1) - 6) systematisch mit allen möglichen Paaren von Primärfunken P1, P2 durchgespielt wurden.

8) Der Zyklus 1) - 7) ist in einen weiteren umgebenden eingebettet, in dem die Minimalzahl von Funken pro Spur definiert wird. Diese Minimalzahl  $Z_{\min}$  hat eine obere Grenze (= Zahl der Ebenen) und eine untere Grenze (=3). Da bei hohem Wirkungsgrad stets fast alle Ebenen zur Spur beitragen sollten, wird mit dem größtmöglichen  $Z_{\min}$  (=5) begonnen und die Minimalbedingung schrittweise abgeschwächt ( $Z_{\min} = 4$ ,  $Z_{\min} = 3$ ). Da nach jedem positiv verlaufenen Versuch, eine Spur zu finden, die dazugehörigen Koordinaten gelöscht werden, vermeidet man es bei diesem Verfahren, zufällige Konstellationen weniger Funken als Spur zu akzeptieren.

9) Die Prozedur wird unabhängig auf beide Projektionen des Funkenkammerteleskops angewendet.

Das unter 1)-9) ausgeführte Verfahren wurde visuell geprüft. Funkenkammern, Target und die mit dem Rekonstruktionsprogramm ermittelten Funkenkoordinaten und Ausgleichsgeraden wurden zu diesem Zweck auf einem Bildschirm dargestellt. Es wurden 200 Ereignisse eines typischen Datenblocks untersucht. Darunter waren 6 Ereignisse, für die das Analyseprogramm nicht in beiden Projektionen eine Spur rekonstruieren konnte. Diese Fehlversuche waren in

allen Fällen verständlich und hatten jeweils einen der folgenden Gründe:

- 1) Es wird eine Spur gesehen, die nicht aus der Nähe des Targets kommt.
- 2) Ein Elektron-Photon-Schauer triggert. Man sieht in den Kammern viele Funken um eine gedachte Gerade verteilt, jedoch keine gerade Spur.
- 3) Es gibt fast nur Funken im Reichweiteteil des p-Teleskops. Mögliche Erklärung: ein Photon konvertiert im ersten Zähler.

Bei den übrigen Ereignissen wurden alle Spuren, die man subjektiv als solche gedeutet hätte, auch als solche erkannt. Einige Beispiele sieht man in Abb. 5.

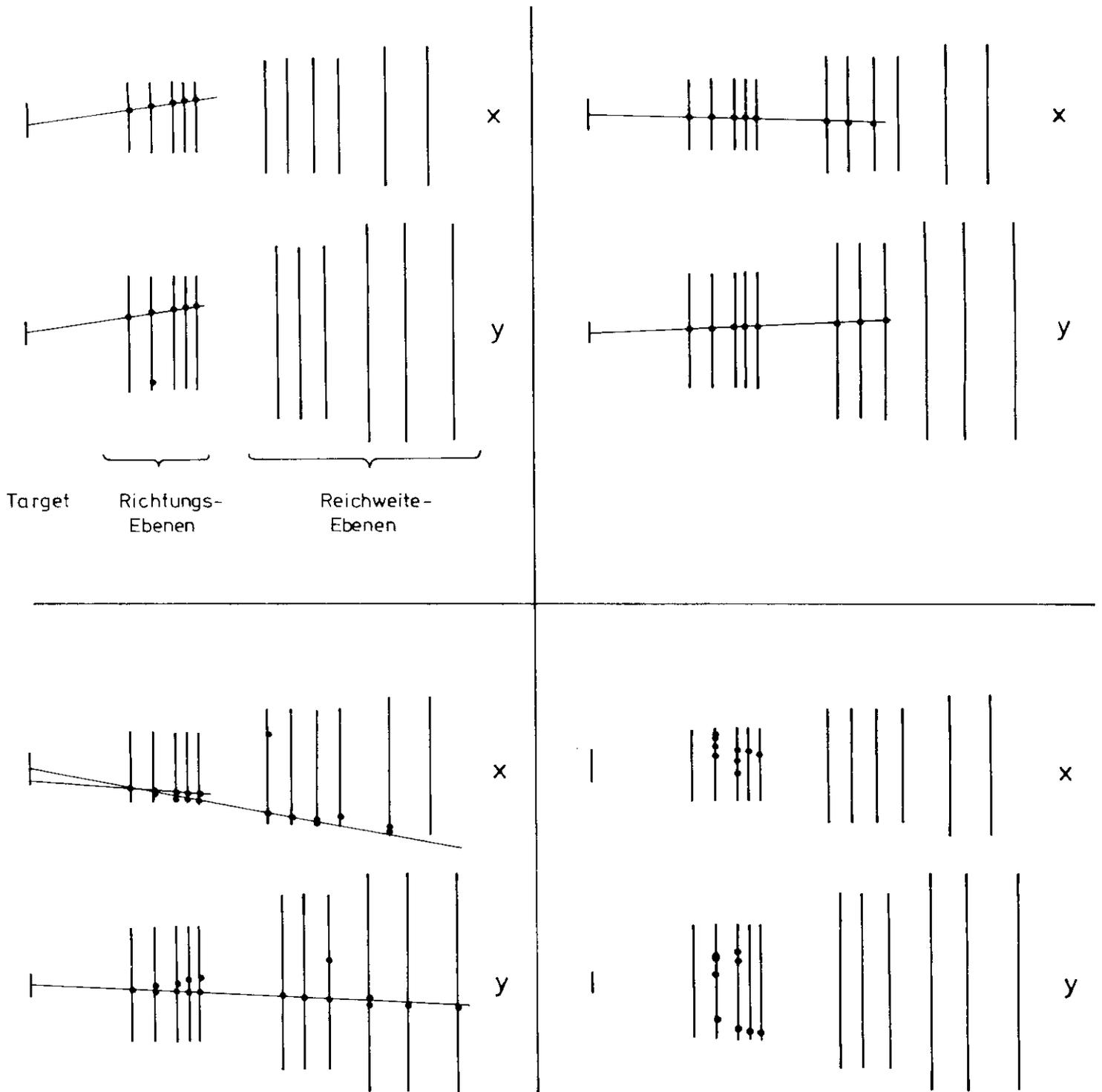
Etwa ein halbes Dutzend weiterer Ereignisse war insofern problematisch, als - teilweise neben guten Spuren - eine Ansammlung von mehreren Funken auftrat, die als Schauer gedeutet werden können. Diesen Funken wird fast immer eine Spur zugeordnet, die oft nur auf drei Funken basiert. Das führt in einigen Fällen zu Doppeldeutigkeiten in wenigstens einer Projektion. Zwei Methoden schaffen bei diesem Effekt Abhilfe:

- 1) Die gleich zu behandelnde Zuordnung der beiden Projektionen mit Hilfe der gedrehten Ebene;
- 2) die Korrektur auf verbleibende Mehrdeutigkeiten auf Grund einer einfachen - nämlich linearen - Intensitätsabhängigkeit.

#### 4.2.2 Räumliche Zuordnung projizierter Spuren

Je eine Spur in x- und y-Projektion gelten als korreliert, wenn ihr gemeinsamer Durchstoßpunkt in der gedrehten Ebene in beiden Projektionen des gedrehten Koordinatensystems in der Nähe einer Funkenkoordinate liegt. Dabei wird als maximaler Abstand zwischen Durchstoß- und Funkenkoordinate 2 mm zugelassen.

In dem oben behandelten Datenblock (4570 Ereignisse) ließ sich ein Anteil  $w_{\text{rek}} = 94,2 \%$  der Ereignisse rekonstruieren, d.h. es wurde in jeder Projektion mindestens eine Spur gefunden,  $w_{\text{ein}} = 89,4 \%$  der Ereignisse waren von vornherein eindeutig. Von den verbleibenden 4,8 %, die nach Rekonstruktion der projizierten Spuren zunächst mehrdeutig waren, ließen sich drei Viertel



**Abb. 5** Beispiele zur Funkenverteilung und Spurrekonstruktion.  
 In der ersten (gedrehten) Ebene sind nur solche Funken dargestellt, die zu einer Spur beitragen. Die Strichlänge für das Target entspricht der gesetzten Toleranz für den Durchstoßpunkt der Ausgleichsgeraden.

mit Hilfe der gedrehten Ebene eindeutig machen. Diese werden als simplifizierbare Ereignisse bezeichnet,  $w_{\text{sim}} = 3,6 \%$ . Es verbleibt ein Anteil nicht simplifizierbarer Ereignisse von  $1,2 \%$  ( $=w_{\text{rek}} - w_{\text{ein}} - w_{\text{sim}}$ ). Sie werden von der Analyse ausgeschlossen. Die Intensitätsabhängigkeit dieses Anteils zeigt gute Verträglichkeit mit Proportionalität. Man darf daher annehmen, daß es sich um eine Überlagerung von echten und zufällig koinzidenten Untergrundeignissen handelt. Aus diesem Grunde wurde für jeden Datenblock eine Korrektur der effektiven Quantenzahlen mit dem Verhältnis  $(w_{\text{ein}} + w_{\text{sim}})/w_{\text{rek}}$  vorgenommen.

Der oben angegebene Anteil rekonstruierbarer Ereignisse nimmt mit sinkender Schwelle des Čerenkovzählers ab und beträgt bei halber Schwellenenergie etwa 88 %. Das ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß elektromagnetische Prozesse bei kleinerer Energie im Mittel in einen größeren Raumwinkel streuen und dann mit größerer Wahrscheinlichkeit das Protonteleoskop erfassen.

#### 4.2.3. Reichweitebestimmung

Die Reichweite eines Teilchens als Nummer der Ebene, in der die Spur endet, wurde nach einem ähnlichen Verfahren ermittelt wie die projizierten Spuren. Um die Durchstoßpunkte der Ausgleichsgeraden durch die Ebenen des Absorberteils wurde ein Intervall gelegt und nach Funkenkoordinaten abgesucht. Die ersten beiden in diesem Intervall leeren Funkenkammern zeigten das Ende der Spur an. Die Intervallbreite war proportional dem Abstand zur davorliegenden Ebene und betrug im Mittel  $\pm 60$  mm. Die Intervallmitte wurde der letzten gefundenen Funkenkoordinate nachgeführt, um Knickspuren zu verfolgen.

Die oben erwähnte visuelle Prüfung bezog sich auch auf die Reichweitebestimmung. Dabei zeigte sich, daß bei sieben Ereignissen (von 200) die Reichweite falsch, und zwar wegen Großwinkelstreuung meistens zu klein bestimmt wurde. Die Proton-Energie-Messung hat aus diesem und anderen Gründen (siehe 7.2.1) für große Energien nur als Konsistenzprüfung einen Sinn.

#### 4.2.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $w$  für Protonen war größer als 99,9 %. Diese Zahl soll hier begründet werden:

Es sei  $w_n$  der Anteil von Spuren mit  $n$  Funken. Nimmt man den Wirkungsgrad  $\eta$  als kammerunabhängig an, so ist  $w_n = \binom{5}{n} \eta^n (1-\eta)^{5-n}$  (Binomialverteilung).

Aus dem Verhältnis von Spuren mit vier zu solchen mit fünf Funken ( $w_4/w_5$ ) kann man den mittleren Wirkungsgrad der Funkenkammern berechnen:

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{1}{5} \frac{w_4}{w_5}}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist:

$$w = w_3 + w_4 + w_5.$$

Das ungünstigste bei einem Datenblock überhaupt auftretende Verhältnis  $w_4/w_5$  war 0,128 mit  $\eta = 0,975$ , woraus sich  $w$  zu 0,9998 ergibt. Dies ist eine untere Grenze, weil es

- 1) der ungünstigste Fall aus allen Datenblöcken ist und
- 2) neben Protonen andere Teilchen (z.B. niederenergetische Elektronen) auftreten, die eine schlechtere Nachweiswahrscheinlichkeit haben. Dies zeigt sich bei der visuellen Prüfung (siehe 4.2.1) und auch im Verhältnis  $w_3/w_4$ , das bei  $\eta = 0,975$  statt des erwarteten Wertes 0,05 den Wert 0,6 hat.

Die Ausführungen zeigen, daß eine Korrektur wegen der Nachweiswahrscheinlichkeit der Protonen überflüssig ist.

#### 4.2.5. Datenreduktion

Das beschriebene Reduktionsverfahren wurde von einem FORTRAN IV-Programm ("SPARK") auf einem Großrechner IBM 360 durchgeführt. Dabei wurde ausgehend von den auf Magnetbändern gespeicherten Meßdaten eine zweite Bandgeneration mit reduzierter Information hergestellt. Eine solche Trennung der Spurenrekonstruktion von der weiteren Analyse lag aus zwei Gründen nahe:

- 1) Das SPARK-Programm und das Programm für die weitere Analyse finden zusammen nicht genügend Platz im Speicher der Rechanlage.
- 2) Die Rechenzeit für SPARK ist (mit 30 msec pro Ereignis) groß gegen die Rechenzeit für die weitere Analyse. Letztere wird im Unterschied zur Spurenrekonstruktion mehrfach unter verschiedenen Gesichtspunkten durchgeführt.

### 4.3. Analyse des binären Hodoskop-Musters

Die Behandlung der Hodoskopinformation ist aus zwei Gründen schwieriger als die Spurenrekonstruktion:

- 1) Es gibt viele mehrdeutige Muster aus  $\pi^0$ -Zerfällen.
- 2) Bei der geometrischen Rekonstruktion hat man keine so starken Zwangsbedingungen.

Bei der Auflösung nicht eindeutiger Muster helfen im wesentlichen die Impulshöhenstruktur der Čerenkov-Zähler-Matrix und die Verteilung der Bandenbreiten (Sprechweise für die Breite einer Gruppe benachbarter Hodoskopzähler, die von einem Schauer stammen, "Cluster"). Lücken von der Breite eines Zählers werden bei der Zusammenfassung zu Banden ignoriert. Als Eintrittsort des Teilchens wird der Schwerpunkt der Bande definiert.

#### 4.3.1. Mehrteilchen-Erkennung

Zur Klassifizierung der Ereignisse bezüglich ihrer Teilchenzahl auf der  $\gamma$ -Seite wird zunächst nur die Impulshöhenstruktur der Čerenkov-Zähler-Matrix betrachtet. Je drei übereinanderliegenden Blöcken in der x-Projektion wird eine Koordinate  $x_j$  und eine Impulshöhe  $I_j$  als Summe der Einzelimpulse

der drei Blöcke ( $I_j = \sum_{i=1}^3 I_{ij}$ , siehe Skizze) zugeordnet.

Daraus lassen sich für die Impulshöhenstruktur ein Schwerpunkt

$$S_x = \frac{\sum x_j I_j}{\sum I_j}$$

$I_{11}$	$I_{12}$	$I_{13}$
$I_{21}$	$I_{22}$	$I_{23}$
$I_{31}$	$I_{32}$	$I_{33}$
$x_1$	$x_2$	$x_3$

und eine "Breite" als mittlere quadratische Abweichung der gewichteten Koordinaten vom Schwerpunkt

$$B_x = \sqrt{\frac{\sum I_j (x_j - S_x)^2}{\sum I_j}}$$

berechnen. Entsprechende Größen  $S_y$ ,  $B_y$  werden auch für die y-Projektion berechnet. Hat die Impulshöhenstruktur in mindestens einer Projektion eine "Breite", die etwas größer ist als die halbe Breite eines Čerenkov-Zähler-

Blocks, so wird das Ereignis als Mehrteilchen-Ereignis klassifiziert und von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dieser Anteil betrug im Mittel 15 %. Der Verlust an Compton-Ereignissen durch diese Einschränkung der Datenummenge ist höchstens 1 %, wie eine Analyse unter Benutzung der kinematischen Zwangsbedingungen (siehe 4.7.) zeigt, der Fehler wird in gleicher Höhe geschätzt (Korrektur  $(1+1)$  %).

Eine weitere Grundlage für die Vereinfachung des Musters wurde aus Hodoskop-Tests gewonnen: Ein auf 12 mm x 12 mm kollimierter  $\gamma$ -Strahl wurde auf verschiedene Hodoskopstellen geschossen. Als Trigger fungierten wie im Experiment die Čerenkov-Zähler. Es zeigte sich, daß in solchen Ereignissen, die kein eindeutiges Hodoskopmuster haben, also mehrere Banden in wenigstens einer Projektion, die breiten Banden den Eintrittsort weit besser repräsentieren als die schmalen (siehe Abb. 6). Für die verstreuten dünnen Banden gibt es offenbar zwei mögliche Erklärungen:

- 1) Einige Zähler sprechen besonders leicht an (große Verstärkung oder niedrige Schwelle).
- 2) Aus dem Čerenkov-Zähler rückgestreute weiche Photonen werden in einem Zähler konvertiert.

In beiden Fällen wird im allgemeinen nur ein Zähler zum Ansprechen gebracht, der zudem nur geringe Korrelation zum Eintrittsort hat. Schauer können mehrere nahe beieinanderliegende Zähler zum Ansprechen bringen (breite Bande). Bei der Analyse des Experiments wurde daher aus mehrdeutigen Mustern die breiteste Bande ausgewählt, die übrigen wurden ignoriert. Das Verfahren gibt Anlaß zu einem systematischen Fehler von 1,5 %, der aus simplifizierten Testereignissen resultiert, die einen Eintrittsort außerhalb des bestrahlten Gebietes haben. Von den verbleibenden Ereignissen waren bereits 91 % eindeutig. Die restlichen 9 % haben mindestens zwei gleich breite Banden von maximaler Breite. Davon wurde die dem Energieschwerpunkt  $S_x, S_y$  im Čerenkovzähler nächstliegende bevorzugt. Die Zulässigkeit dieses Verfahrens zeigte folgende Untersuchung, die erst bei der kinematischen Analyse möglich wurde: Die 9 % mehrdeutiger Ereignisse enthielten 7 % komplanare. Für den Unterschied von 2 % wurde der Wirkungsquerschnitt korrigiert; er wurde außerdem als systematischer Fehler geschätzt (Korrektur =  $(+2+2)$  %).

#### 4.4. Energiemessungen

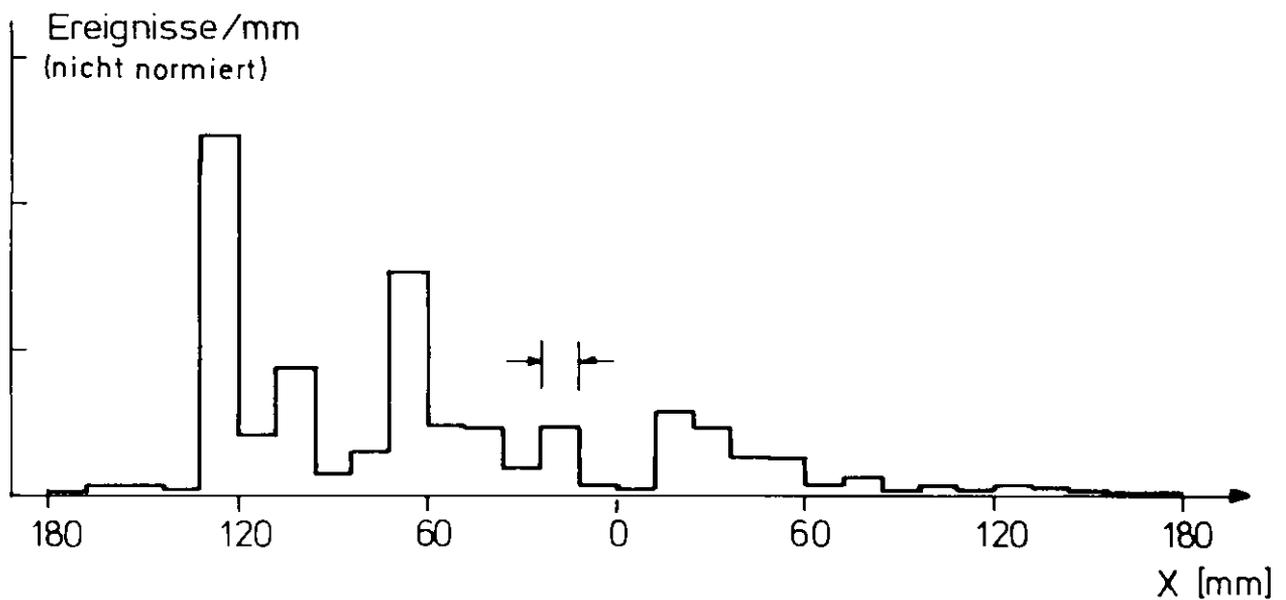
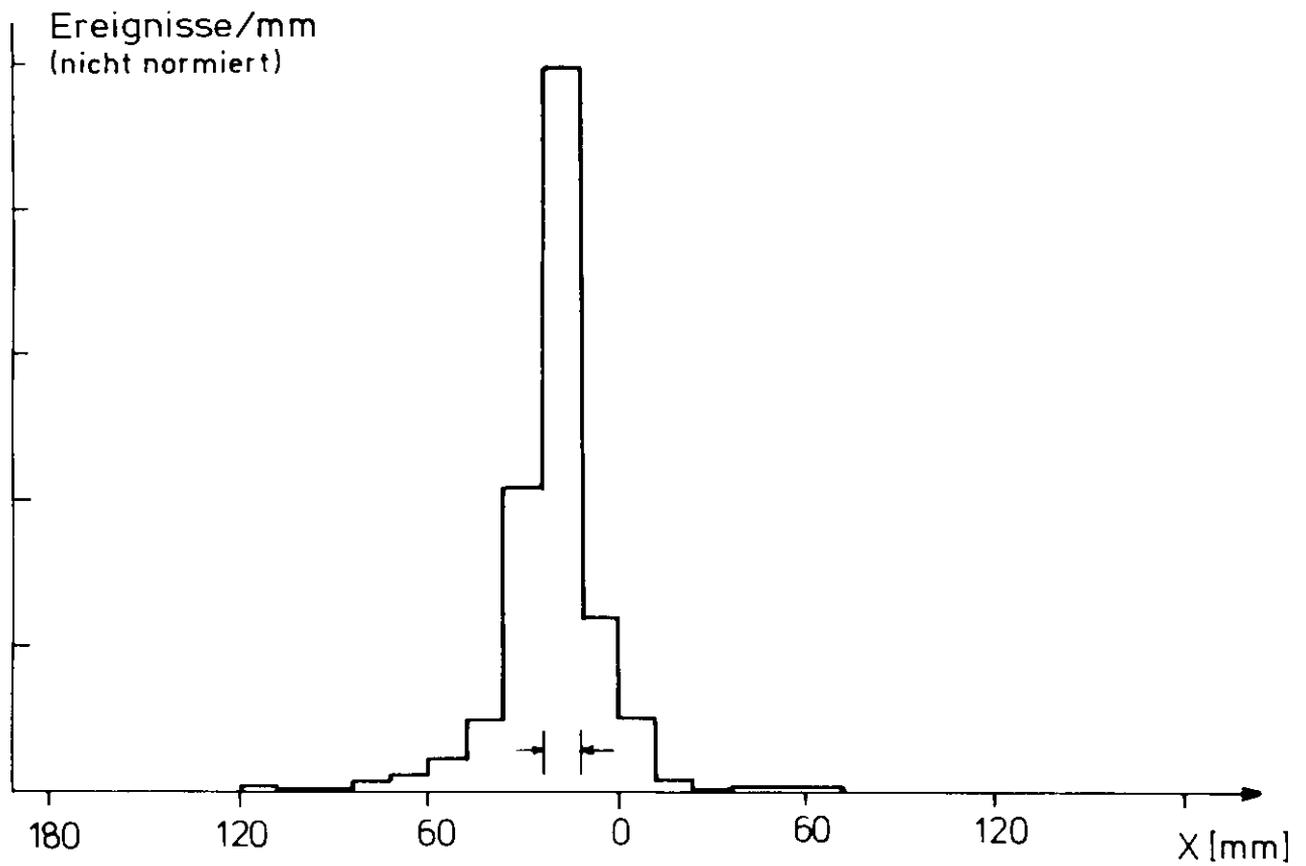
##### 4.4.1. Proton-Energie

Die kinetische Energie des Protons wurde aus dem Energieverlust in den drei dE/dx-Zählern und aus der Reichweite im Absorberteil des Funkenkammer-Teleskops bestimmt. Der Übergang vom ersten zum zweiten Verfahren lag bei etwa 65 MeV. Aus den direkten Meßgrößen wurde mittels Energie-Impulshöhen- bzw. Energie-Reichweite-Tabellen die Proton-Energie bestimmt. Als Grundlage für die Tabellen dienten die Berechnungen von R.M. Sternheimer (STE) und D.F. Measday und C. Richard-Serre (MEA). Beide Veröffentlichungen unterscheiden sich in den Reichweiten bei sonst gleichen Parametern um maximal 2 %. Für die Sättigungskorrekturen der Impulshöhen in den Zählern wurden die Untersuchungen von G.D. Badhwar et. al. (BAD) herangezogen. Die Autoren geben für die Lichtausbeute in Plastiksintillatoren (NE 102) eine Abhängigkeit der Form

$$\frac{dL}{dx} \sim \frac{dE}{dx} \frac{1}{1 + k_B \cdot dE/dx}$$

mit  $k_B = (0,0126 \pm 0,0020) \text{ g}/(\text{cm}^2 \text{ MeV})$  an. Dieser für Protonen zwischen 36 und 220 MeV ermittelte Wert wurde auch auf total absorbierte Protonen angewendet, die lediglich eine Anfangsenergie in dem oben angegebenen Bereich hatten. Die verwendeten Energie-Impulshöhen- und Energie-Reichweite-Abhängigkeiten sind in Abb. 7 dargestellt, und zwar für zwei typische Richtungen des Protons ( $0^\circ$  und  $18^\circ$ ) gegen die Teleskopachse. Für andere als diese Protonrichtungen wurden quadratisch interpolierte Tabellen benutzt. Die die Protonenergie bestimmende Größe hängt vom Energiebereich ab:

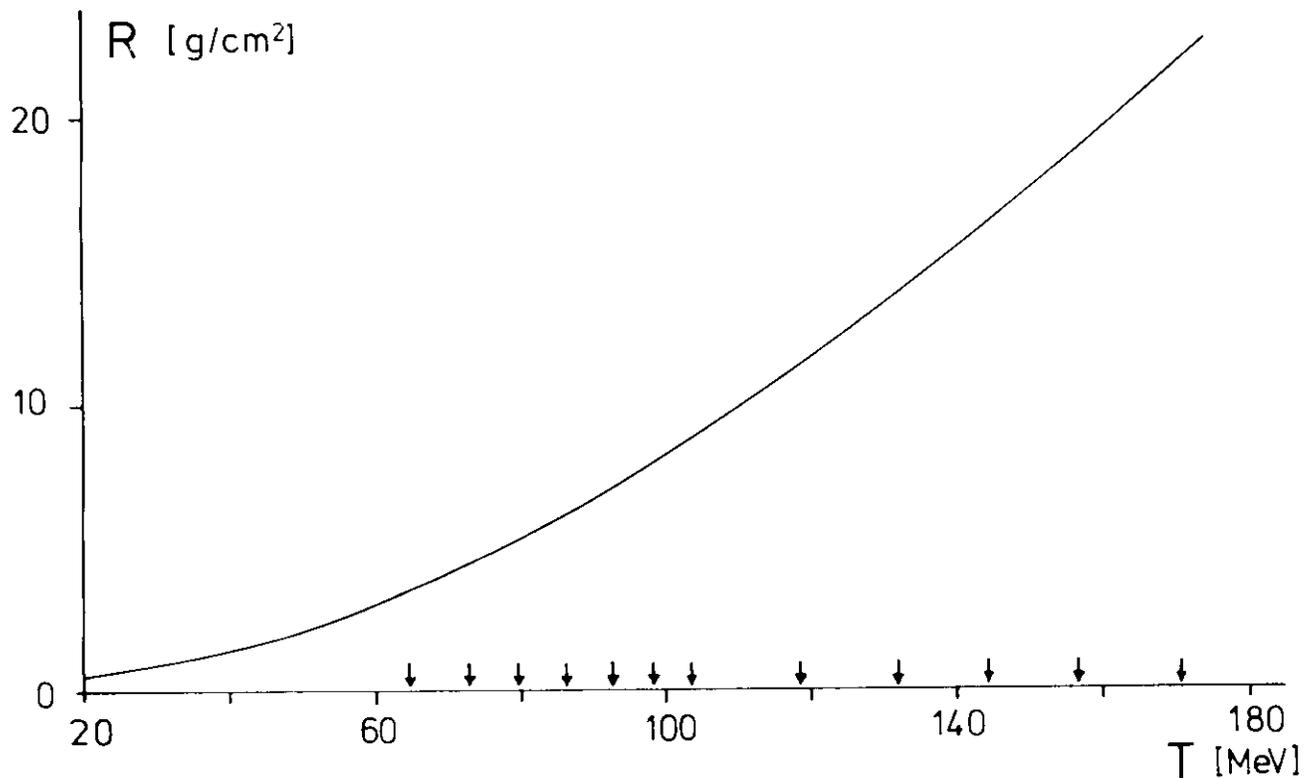
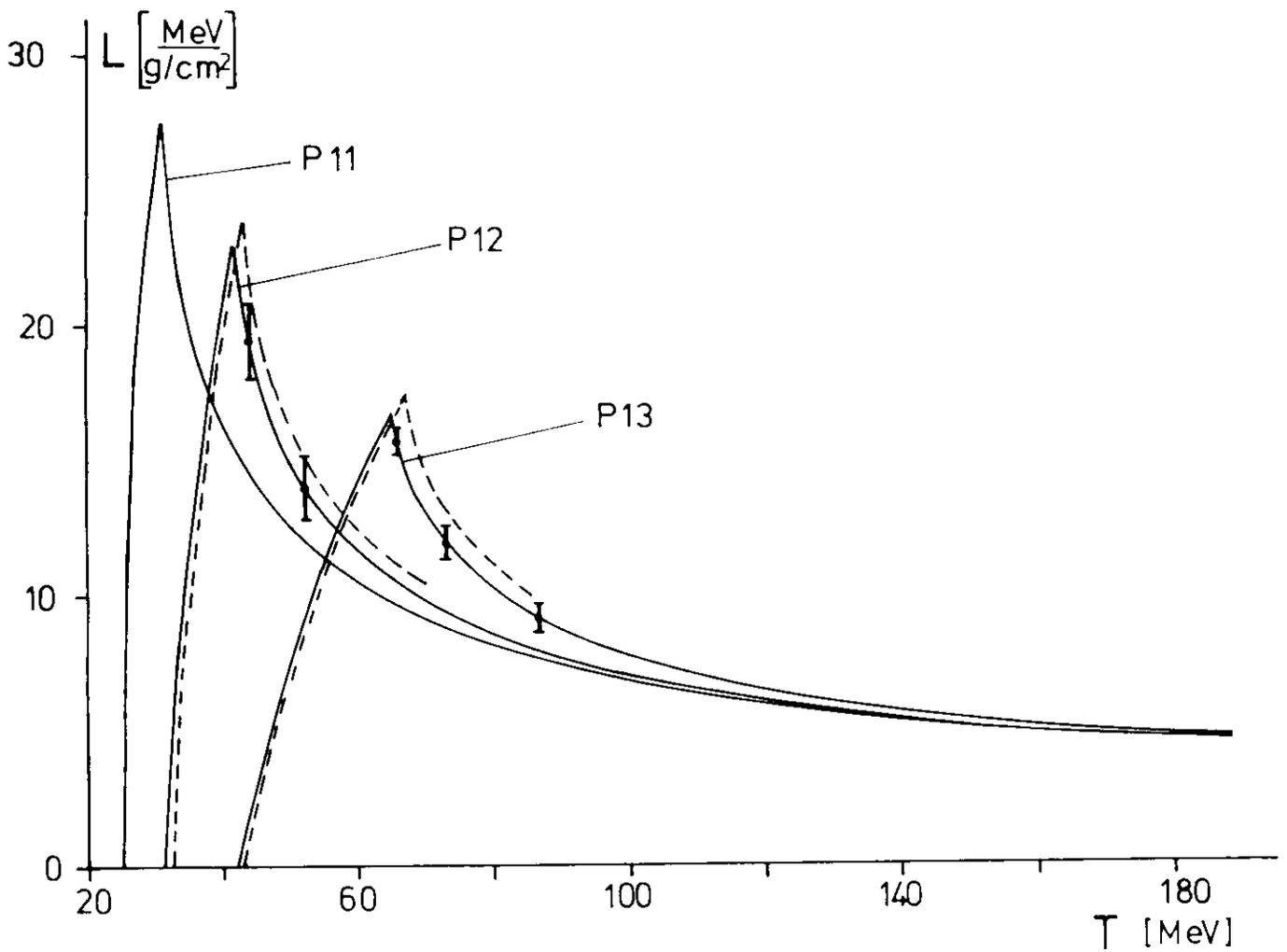
- 1) In den Zählern absorbierten Protonen wird die Energie aus der Impulshöhe des absorbierenden Zählers zugewiesen.
- 2) Für energiereichere Protonen erhält man die Energie aus der Reichweite.
- 3) Reichweite-Intervalle gibt es auch in schmalen Grenzbereichen zwischen je zwei Zählern, in denen die Zweideutigkeit der Energie T als Funktion der Lichtausbeute L nicht aufgelöst werden kann (siehe Abb. 7). Diese Intervalle reichen bis zu der Energie, bei der das ADC des nächsten Zählers anspricht bzw. die erste Funkenkammer im Reichweiteteil.



**Abb. 6** Verteilung der Hodoskopkoordinaten für die Testdaten mit mehrdeutigen Mustern. Die Pfeile markieren die Kollimatoröffnung.

oben: Koordinaten aus breiten Banden (mindestens zwei Zähler haben angesprochen)

unten: Koordinaten aus schmalen Banden (nur ein Zähler hat angesprochen)



**Abb. 7** Diagramme zur Protonenergie-Messung  
 oben: Energie-Lichtausbeute-Abhängigkeit der drei  $dE/dx$ -Zähler. Die Fehler charakterisieren die Impulshöhenauflösung.  
 — Proton parallel zur Teleskopachse, --- Proton unter  $18^\circ$  gegen die Teleskopachse.  
 unten: Energie-Reichweite-Abhängigkeit, die Pfeile kennzeichnen die Funkenkammer-Positionen.

Die Eichung der dE/dx-Zähler geschieht über langreichweitige Protonen, die im Graphit absorbiert werden und deren Energie daher bekannt ist. Es wurde ein statistisches Verfahren angewendet, wie es im folgenden beschrieben ist:

Aus jedem Reichweitenintervall  $I_R$  resultiert für die Zähler je eine Eichung bei einer bestimmten mittleren Impulshöhe  $P_r(I_R)$ . Zur Bestimmung der Eichkonstanten wurden Häufigkeitsverteilungen der Größe

$$\Delta P(P_r) = \frac{S \cdot (P_m - H) - P_r}{\sigma(P_m)} \quad (4.1)$$

berechnet. Hierin sei  $P_m$  die mit einem ADC gemessene Impulshöhe,  $H$  das Pedestal des ADCs,  $S$  der die Impulshöhe normierende Skalenfaktor und  $P_r$  die auf Grund der Reichweite berechnete Impulshöhe. Für die Auflösung der gemessenen Impulshöhe wird die Form

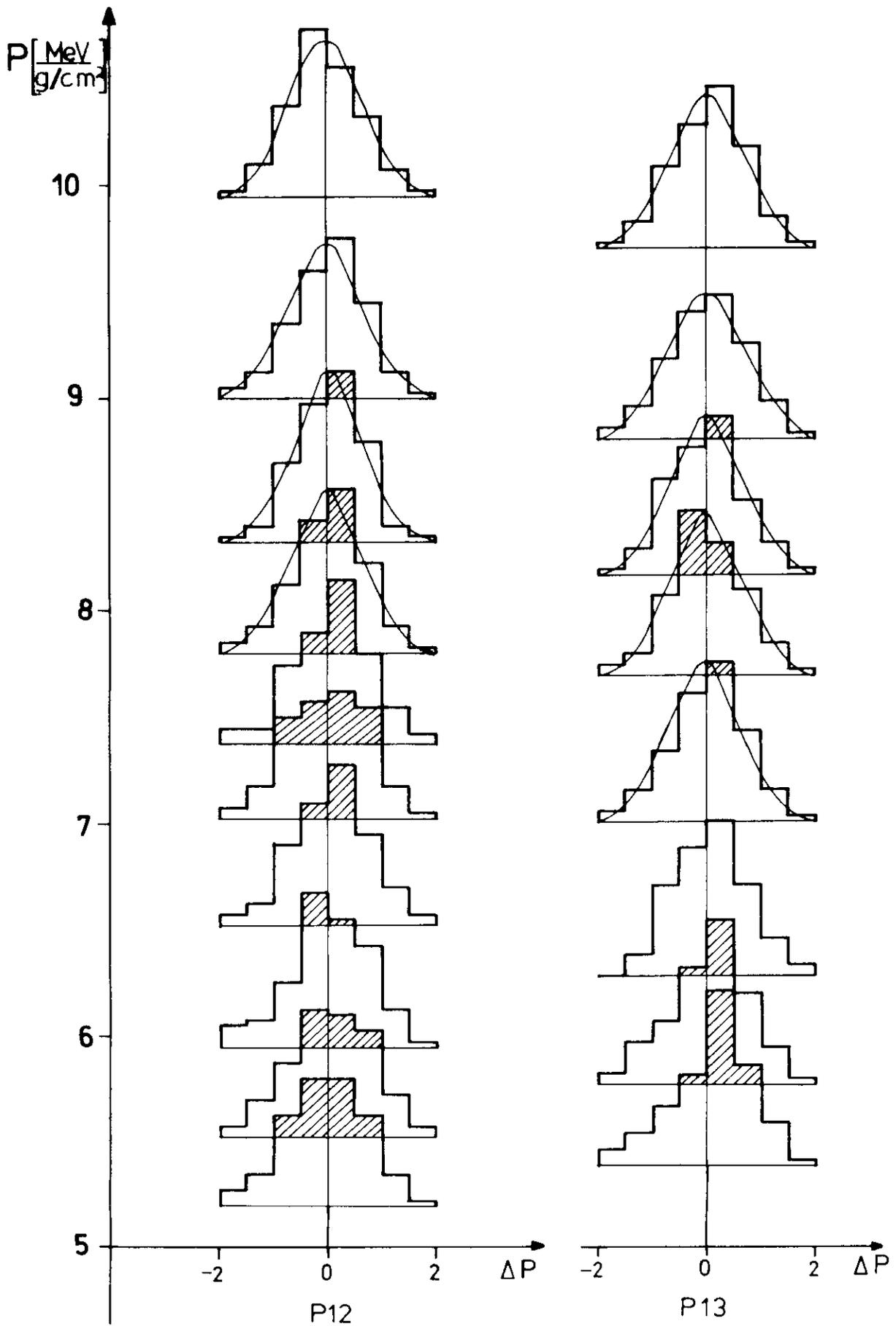
$$\sigma(P_m) = A \cdot \sqrt{P_m} \quad (4.2)$$

angenommen.  $A$  ist aus der Breite der Verteilung  $\Delta P(P_r)$  zu ermitteln. An die  $\Delta P$ -Verteilungen werden Gaußkurven der Form

$$y = C \cdot \exp\left(\frac{-(x-a)^2}{b^2}\right)$$

angepaßt,  $a$  und  $b$  sind freie Parameter. Die Auflösung  $\sigma$  ergibt sich aus  $b$ .  $S$  und  $H$  resultieren aus den verschiedenen  $P_r$ -abhängigen Werten von  $a$ . Im Rahmen der Fit-Fehler liegen die Werte  $a(P_r)$  auf einer Geraden. Steigung und nach  $P_r = 0$  extrapoliertes Achsenabschnitt ergeben die Empfindlichkeit  $S$  und das Pedestal  $H$ . Die  $\Delta P(P_r)$ -Verteilungen mit bereits richtiger Normierung sind in Abb. 8 dargestellt. Die angepaßten Gaußkurven, von denen einige eingezeichnet sind, haben innerhalb der Fehler alle die gleiche Breite und liegen symmetrisch zum Nullpunkt. Daraus kann man zwei Schlüsse ziehen:

- 1) Gemessene und berechnete Impulshöhe hängen linear zusammen, wie es für (4.1) angenommen wird.
- 2) Die Auflösung läßt sich in der Form (4.2) darstellen.



**Abb. 8** Zur Eichung und Impulshöhenauflösung der  $dE/dx$ -Zähler P 12 und P 13.  $\Delta P$  ist eine normierte Differenz zwischen gemessener und aus der Reichweite berechneter Impulshöhe,  $P$  die mittlere Impulshöhe. Jeder Verteilung entspricht ein Reichweitenintervall.

Die zu Beginn erwähnten Fehler in der Energie-Reichweite-Tabelle und der Impulshöhen-Sättigung ergeben systematische Fehler von 3 bis 5 % für Protonenergien zwischen 30 und 60 MeV, die für die Analyse besonders wichtig sind.

Ein Teil der Protonen erleidet Kernabsorption vorwiegend in den Graphitabsorbieren. Der Anteil dieser Ereignisse steigt mit der Energie an und beträgt maximal 25 % bei den höchsten Energien (ca. 170 MeV). Für diese Protonen wird eine zu kleine Energie gemessen. Die Kernabsorption wird in einer Monte-Carlo-Rechnung simuliert (5.1).

#### 4.4.2 Photon-Energie

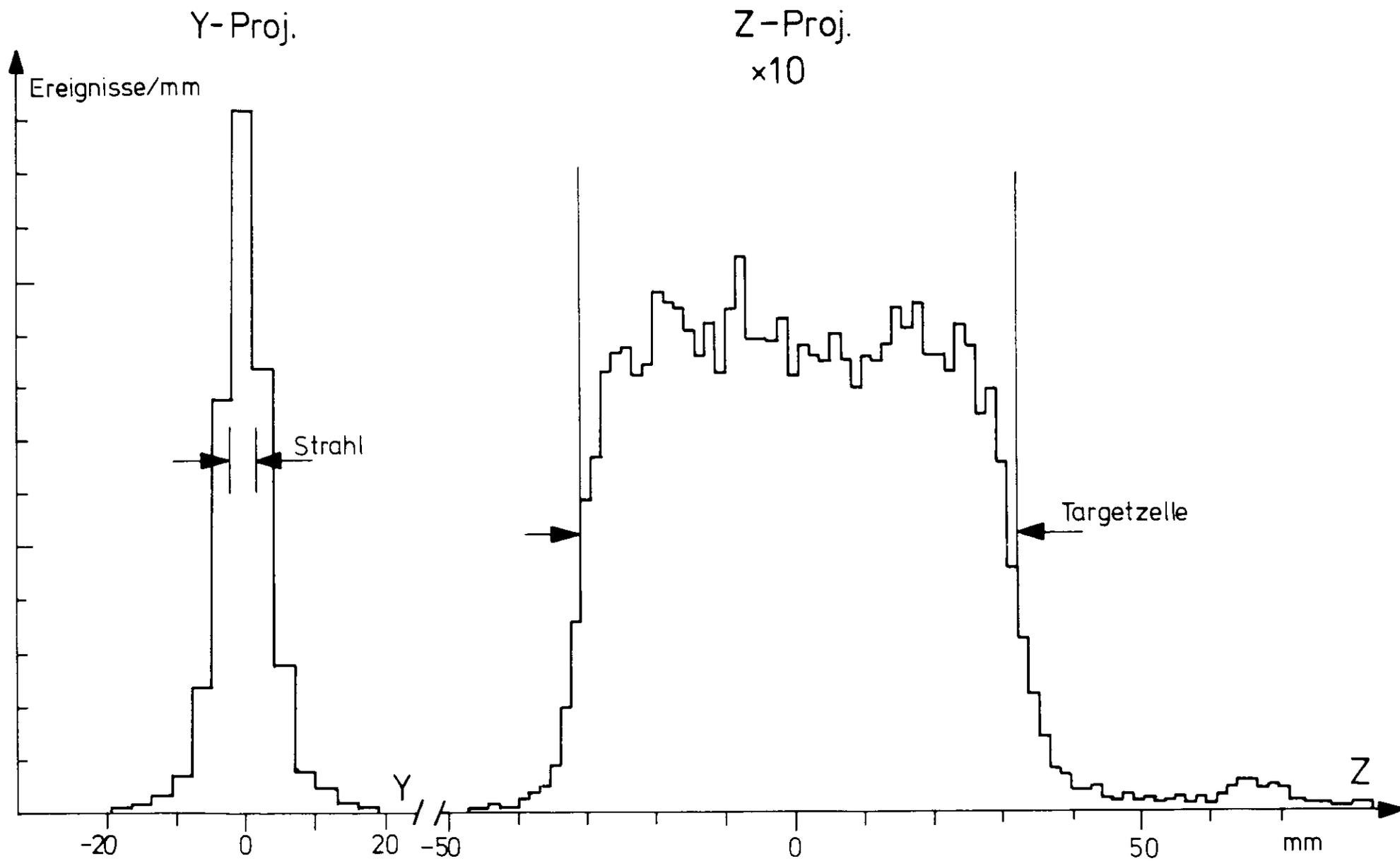
Die Energie des gestreuten Photons läßt sich aus den Impulshöhen in den Čerenkov-Zählern bestimmen. Die Zähler wurden einzeln durch zentralen Einschuß von Elektronen definierter Energie geeicht. Es wurden Einschußenergien  $E_e$  von 500 MeV, 1, 3, 5, 6 und 7 GeV verwendet und die Pedestale der ADCs ( $E_e = 0$ ) gemessen. Wegen langzeitlicher Verstärkungsschwankungen um maximal 20 % wurde die Impulshöhe mit dem Verhältnis  $L_{run}/L_{eich}$  korrigiert, wobei  $L_{run}$  und  $L_{eich}$  die mittleren Impulshöhen der Lichtpulser des analysierten Datenblocks bzw. des Eichdatenblocks sind.

#### 4.5. Winkelmessung

Die Richtungscosinus des Protons im Laborsystem erhält man aus den Parametern der rekonstruierten Spur durch Transformation aus dem lokalen Koordinatensystem des Protonteleskops. Der Schnittpunkt der Protonspur mit einer senkrechten Ebene durch die Strahlmitte bestimmt den Ursprungsort im Target. Die z- und y-Verteilung dieser Ursprungsorte, wie in Abb. 9 dargestellt, zeigt, daß alle Spuren aus dem erwarteten Targetbereich kommen.

Zur Bestimmung des Photonwinkels werden der Ursprungsort ( $x = y = 0$  wegen kleiner Strahlausdehnung) mit dem in den Hodoskopen gemessenen Ort des Schauers verbunden.

Die Winkelauslösung wird in dem Kapitel über Monte-Carlo-Rechnung behandelt (5.2.1).



**Abb. 9** Targetverteilungen der Protonspuren

#### 4.6. Kinematische Analyse

Die Analyse der Daten unter Voraussetzung der Compton-Kinematik hat zwei Ziele:

- 1) Bestimmung der Photon-Energie  $k$  und des Impulsübertragsquadrates  $t$  für jedes Ereignis mit optimaler Auflösung;
- 2) statistische Abtrennung des nicht-kinematischen Untergrundes unter Ausnutzung der Zwangsbedingungen sowie die Bestimmung der in  $k$  und  $t$  differentiellen Compton-Zählraten.

##### 4.6.1. Bestimmung von $k$ und $t$

Für die Bestimmung des Impulsübertragsquadrates  $t$  gibt es zwei Möglichkeiten:

- 1) aus den Winkeln  $\vartheta_Y^h$  und  $\vartheta_p^h$  erhält man

$$t_{\vartheta^h} = - \frac{4 m_p^2}{\cos^2(\vartheta_Y^h/2) / \cos^2(\vartheta_p^h + \vartheta_Y^h/2) - 1} \quad 6)$$

- 
- 6) Im einzelnen wurden die winkelabhängigen Größen bei der Analyse auf folgende Art berechnet:

Energie des einlaufenden Photons:

$$k = m_p (\cotan(\vartheta_Y^h/2) \cdot \cotan \vartheta_p^h - 1)$$

Energie des gestreuten Photons:

$$k' = k / (1 + \frac{k}{m_p} (1 - \cos \vartheta_Y^h))$$

Protonimpuls:

$$p = k' \cdot \sin \vartheta_Y^h / \sin \vartheta_p^h$$

Kinetische Protonenergie:

$$T_{\vartheta^h} = \sqrt{p^2 + m_p^2} - m_p$$

Impulsübertragsquadrat:

$$t_{\vartheta^h} = -2 m_p T_{\vartheta^h}$$

Es bestehen nur formale Unterschiede zu der im Text angegebenen Gleichung für  $t_{\vartheta^h}$ .

2) aus der direkt gemessenen kinetischen Proton-Energie  $T$

$$t_T = -2 \cdot m_p \cdot T$$

Abb. 16 zeigt die Auflösungsfunktionen der zwei Größen.  $t_{\psi}$  hat bei kleinen Rückstoßenergien wegen der großen Vielfachstreuung des Protons eine schlechte Auflösung.  $t_T$  wird wegen der großen Reichweitenintervalle mit wachsender Protonenergie relativ ungenauer als die winkelabhängige Größe. Hinzu kommt eine systematische Unterschätzung von  $T$  für solche Protonen, die eine Kernabsorption am Kohlenstoff erlitten haben. Dieser Effekt nimmt mit wachsendem  $T$  zu und tritt bei Protonen bis 50 MeV für höchstens 4 % der Ereignisse auf. Die Analyse wird aus den eben ausgeführten Gründen bei kleinem  $T$  mit  $t_T$ , bei großem  $T$  mit  $t_{\psi}$  ausgeführt. Um einen glatten Übergang  $t_T \rightarrow t_{\psi}$  zu erzielen, wurde die Größe

$$t_{\text{mix}} = g \cdot t_T + (1-g) \cdot t_{\psi} \quad (4.3)$$

für die ganze Analyse verwendet mit

$$g = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \frac{T_{\psi} - T_{\text{sw}}}{\Delta T} \right)$$

Das Gewicht  $g$  sorgt dafür, daß in einem zu  $T_{\text{sw}} = 50$  MeV symmetrischen Gebiet der Breite  $\pm \Delta T = 10$  MeV die Größe  $t_T$  glatt in die Größe  $t_{\psi}$  übergeführt wird.  $T_{\psi}$  ist die aus Winkeln berechnete kinetische Protonenergie<sup>6</sup>).  $T_{\text{sw}}$  wurde zu 50 MeV gewählt, weil diese Energie in der Mitte des vom letzten  $dE/dx$ -Zähler bestimmten Energieintervalls liegt und daher von Randeffekten frei sein sollte.

Die Photonenergie  $k$  als zweite die Kinematik bestimmende Größe hat optimale Auflösung, wenn man die oben besprochene Größe  $t_{\text{mix}}$  statt des Protonwinkels zur Berechnung verwendet:

$$k_{\text{mix}} = k'_{\text{mix}} + T_{\text{mix}} \quad (4.4)$$

mit der Protonenergie

$$T_{\text{mix}} = -t_{\text{mix}} / (2m_p)$$

und der Energie des gestreuten Photons

$$k'_{\text{mix}} = \sqrt{(T_{\text{mix}}/2)^2 + T_{\text{mix}} \cdot m_p / (1 - \cos \theta_\gamma)} - T_{\text{mix}}/2$$

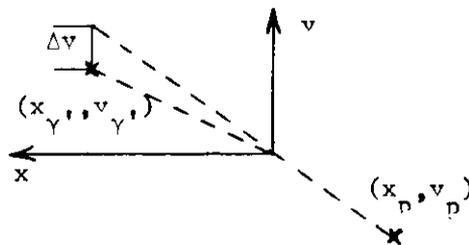
Die Auflösung der kinematischen Variablen wird im Kapitel über Monte-Carlo-Rechnung (5.2.) beschrieben.

#### 4.7. Untergrundsubtraktion

##### 4.7.1. Kinematische Überbestimmungen

Jedes Ereignis ist formal dreifach kinematisch überbestimmt. Als Zwangsbedingungen wurden gewählt:

1) Ein Maß für die Güte der Komplanarität der drei Teilchen (Proton, einlaufendes Photon  $\gamma$ , auslaufendes Photon  $\gamma'$ ). Als Komplanaritätsmaß  $\Delta y$  wird die Höhe in  $y$ -Richtung verwendet, in der die  $(\gamma, p)$ -Ebene über dem Durchstoßpunkt des gestreuten Photons  $\gamma'$  am Hodoskop liegt. Diese Größe hat gegenüber einer Winkeldifferenz den Vorteil nahezu  $t$ -unabhängiger Auflösung.



2) Die Differenz zwischen gemessener und berechneter Photonenergie

$$\Delta k' = k'_m - k'_{\text{mix}}$$

3) Die Differenz zwischen gemessener und berechneter Protonenergie

$$\Delta T = T_m - T_{\text{calc}}$$

In der hier angegebenen Reihenfolge fällt auch die Qualität der Zwangsbedingungen ab, d.h. ihre Brauchbarkeit für die Untergrundreduktion wird geringer. Die dritte Größe  $\Delta T$  ist für die Verringerung des nichtkinematischen Untergrundes ungeeignet, weil

- 1) die Auflösung in  $\Delta T$  nicht ausreicht, wie man Abb. 10 leicht entnehmen kann,
- 2)  $\Delta T \ll 0$  ist, wenn ein Proton Kernabsorption erlitten hat (siehe ebenfalls Abb.10),

3)  $T_m = 160$  MeV die höchste meßbare Protonenergie ist, da höherenergetische Protonen nicht vollständig absorbiert werden.

#### 4.7.2. $\Delta k'$ -Schnitt

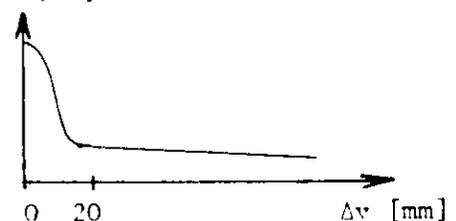
Abb. 10 zeigt eine Verteilung über die Energiedifferenz  $\Delta k'$ . Nach Subtraktion mit Hilfe der Komplanarität (4.7.3.) verbleibt die doppelt schraffierte Verteilung. Man sieht, daß eine Reduktion des Untergrundes um den unschraffierten Anteil bereits durch einen  $\Delta k'$ -Schnitt erzielt werden kann:

$$|\Delta k'| < \sqrt{k'_m / 6 \text{ GeV}} \cdot \Delta c \quad (4.5)$$

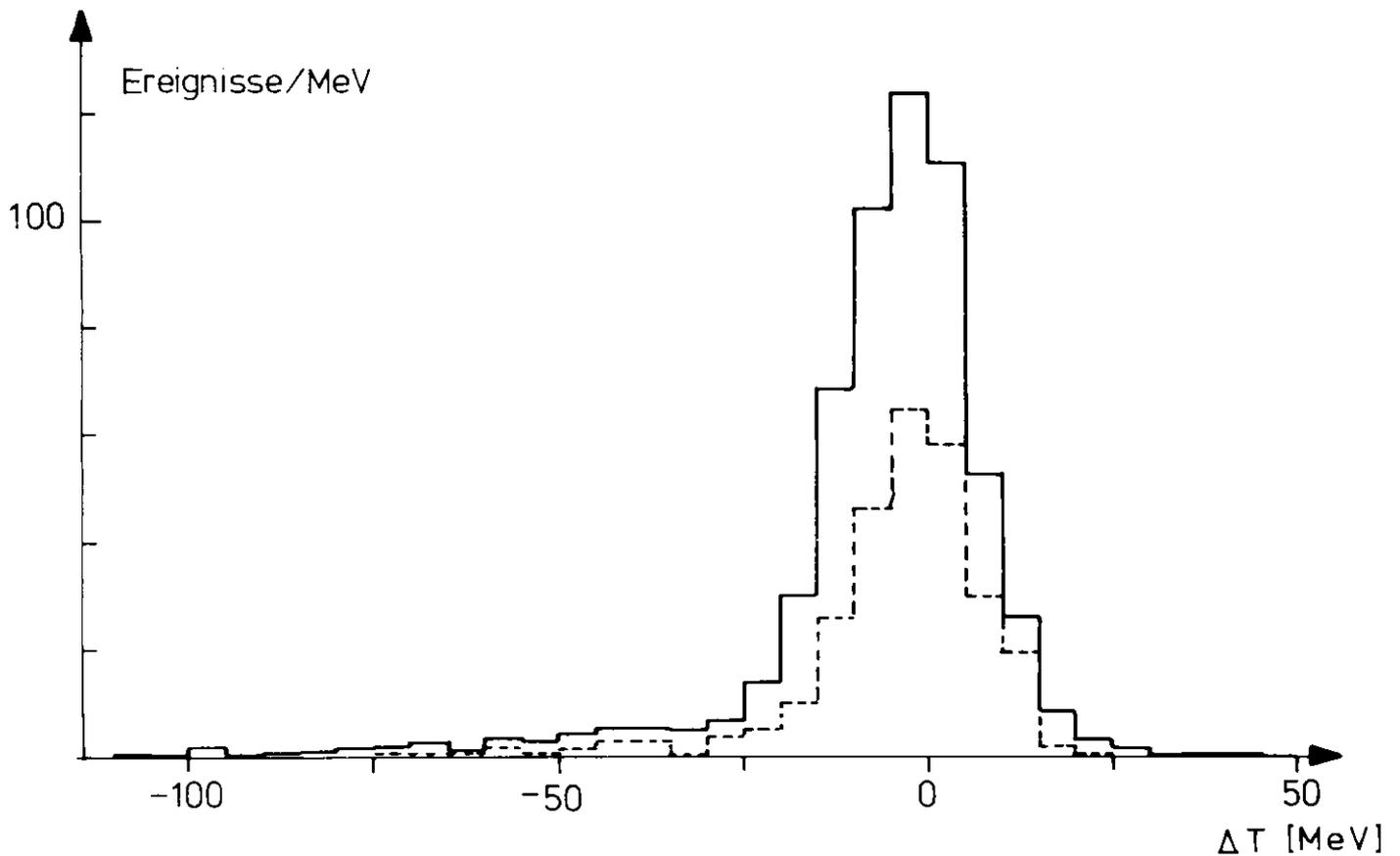
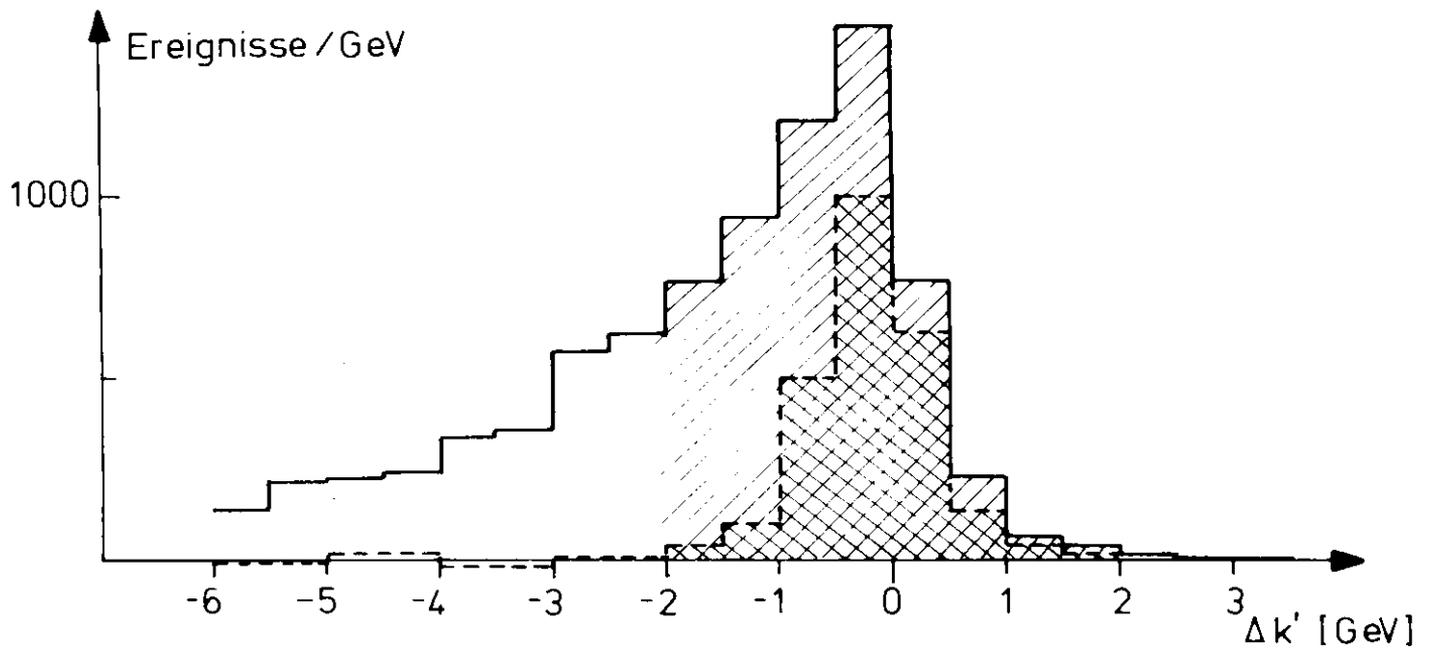
Die Wurzel tritt wegen der Energieabhängigkeit der  $k'_m$ -Auflösung auf.  $\Delta c$  wurde auf 2 GeV gesetzt. Eine Variation von  $\Delta c$  über weite Bereiche (1 - 5 GeV) zeigte, daß die unter Ausnutzung des Komplanaritätsmaßes  $\Delta v$  bestimmte Comptonzählrate bei  $\Delta c = 2$  GeV nur um etwa 1 % gegenüber wesentlich größeren  $\Delta c$  reduziert wird. Eine entsprechende Korrektur wurde an den Wirkungsquerschnitt angebracht. Die in (4.5) angegebene Begrenzung verkleinert den Untergrund ungefähr auf die Hälfte, wie auch ein Vergleich der  $\Delta v$ -Verteilungen mit ( $\Delta c = 2$  GeV) und ohne  $\Delta k'$ -Begrenzung zeigt (siehe Abb. 11).

#### 4.7.3. Komplanarität

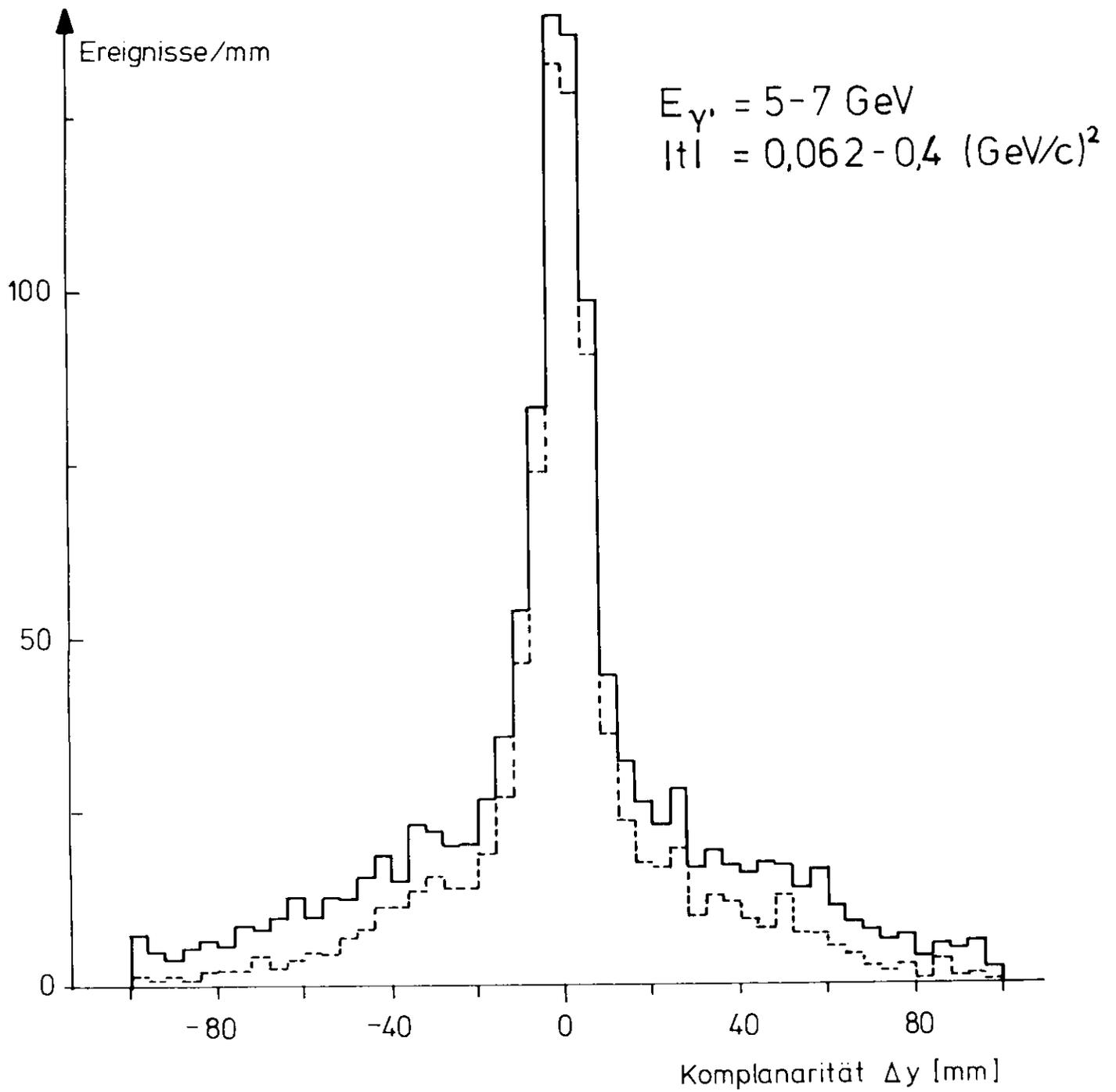
Zur Bestimmung der Compton-Zählraten wurden aus den Daten differentielle Verteilungen in  $k_{\text{mix}}$ ,  $t_{\text{mix}}$  und  $\Delta v$  hergestellt. Die Intervallbreiten für diese Größen betragen in entsprechender Reihenfolge 1 GeV,  $0,05 (\text{GeV}/c)^2$  und 2 mm. Die Komplanaritätsverteilungen haben qualitativ nebenstehend skizzierten Verlauf ( $\Delta y \rightarrow |\Delta v|$  aus Symmetriegründen). Das Compton-"Signal" hat eine Fußbreite von höchstens 20 mm. Außerhalb dieses Intervalls hat der Untergrund einen Verlauf, der von einem linearen nur wenig abweicht. In Ausgleichsrechnungen wurden dem Untergrund drei verschiedene Formen angepaßt:



1) eine Gaußkurve (mit Maximum bei  $\Delta y = 0$ ),



**Abb. 10** Häufigkeitsverteilungen zur kinematischen Überbestimmung von Compton-Ereignissen.  
 oben:  $\Delta k'$ -Verteilung. Die schraffierten Ereignisse verbleiben nach einem  $k'$ -Schnitt, die doppelt schraffierten nach Subtraktion des Untergrundes.  
 unten:  $\Delta T$ -Verteilungen für alle (—) Ereignisse und für Compton-Ereignisse (---).



**Abb. 11** Komplanaritätsverteilung vor (—) und nach (----) dem  $A_{k'}$ -Schnitt

- 2) eine Gerade, der sich bei  $\Delta y = 20$  mm glatt eine Parabel mit Scheitel bei  $\Delta y = 0$  anschließt,
- 3) eine Parabel mit Scheitel bei  $\Delta y = 0$ .

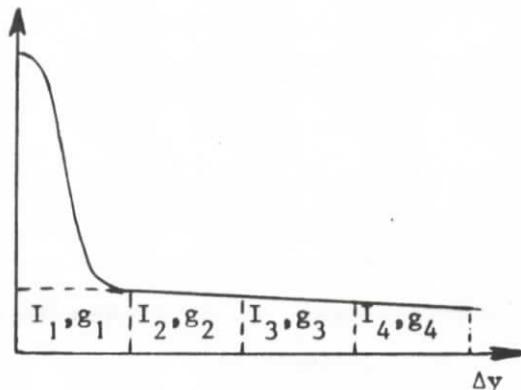
Alle drei Hypothesen werden von je zwei Parametern beschrieben. Zur Ausgleichsrechnung wurde das Gebiet zwischen  $\Delta y = 20$  mm und  $\Delta y = 80$  mm in drei Intervalle eingeteilt (mit Grenzen bei 36 mm und 56 mm, um die statistischen Gewichte gleichmäßig zu verteilen), so daß die Anpassung einen Freiheitsgrad enthält. Die Ausgleichung erfolgte durch Minimalisierung quadratischer Abweichungen nach einem Verfahren von H. Moore (SOL). Als Kriterium für die Qualität einer der obigen Hypothesen wurden Mittelwert und Verteilung der Vertrauenswürdigkeit  $w$  für alle Anpassungen verwendet. Dabei sollte der Mittelwert möglichst groß sein und nahe bei 50 % liegen. Die Verteilung über  $w$  müßte mit einer Gleichverteilung konsistent sein. Die Mittelwerte  $\bar{w}$  für insgesamt 77 Ausgleichsrechnungen in verschiedenen  $k$ - $t$ -Intervallen betragen:

- 1)  $\bar{w} = 43$  % für Gaußkurven,
- 2)  $\bar{w} = 53$  % für linear-parabolische Anpassungen,
- 3)  $\bar{w} = 45$  % für reine Parabeln.

Keine der drei Verteilungen über  $w$  ist mit einer Gleichverteilung inkonsistent, so daß dieses Kriterium entfällt. Die zweite Methode hat aber maximale, zudem nahe bei 50 % liegende mittlere Wahrscheinlichkeit und wird daher den anderen Methoden vorgezogen.

Bei geringer Statistik in einem  $k$ - $t$ -Intervall wurde die Ausgleichsrechnung durch eine Gewichtsmethode ersetzt. Dazu wurde die  $\Delta y$ -Verteilung zwischen 0 und 80 mm in vier gleich breite Intervalle eingeteilt. Für den Untergrund wurde die gleiche Form angenommen wie in Methode 2.

Die Gewichte  $g_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ , siehe Skizze) erhält man aus einer einfachen algebraischen Ausgleichsrechnung der Inhalte  $I_2, I_3, I_4$ , in die die Form des Untergrundes und die Bedingungen (1)  $g_1 = 1$  und (2)  $\sum_{i=1}^4 g_i = 0$  ein-



gehen. Die Comptonrate ist

$$I_c = \sum_{j=1}^4 g_j I_j$$

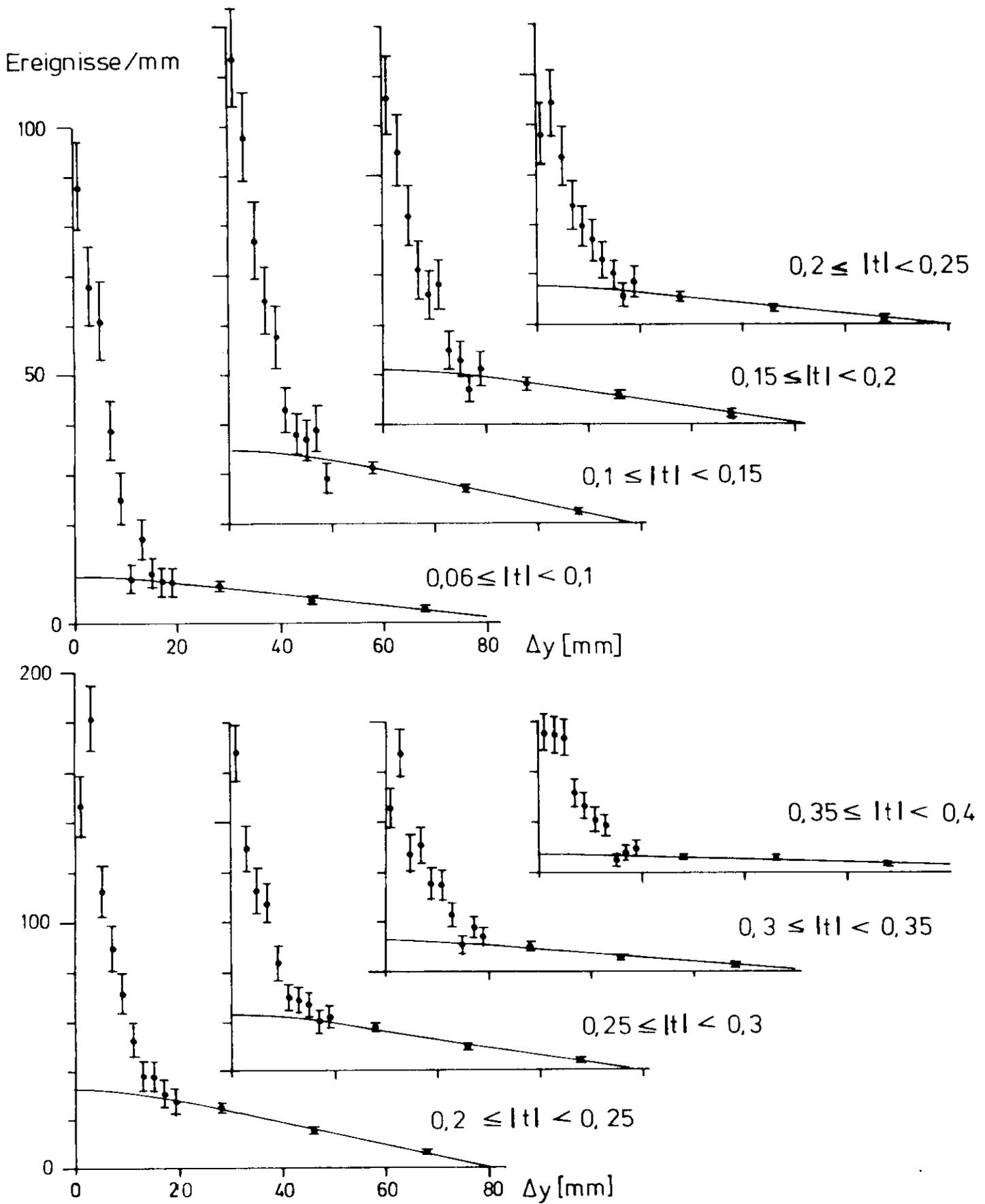
Die Bedingung (1) sorgt dafür, daß die Comptonereignisse, die ausschließlich im Intervall 1 liegen, ungewichtet addiert werden. Bedingung (2) bringt den Untergrund in nullter Näherung (konst. Untergrund) zum Verschwinden.

In Abb. 12 sind einige  $\Delta y$ -Verteilungen mit angepaßtem Untergrund dargestellt.

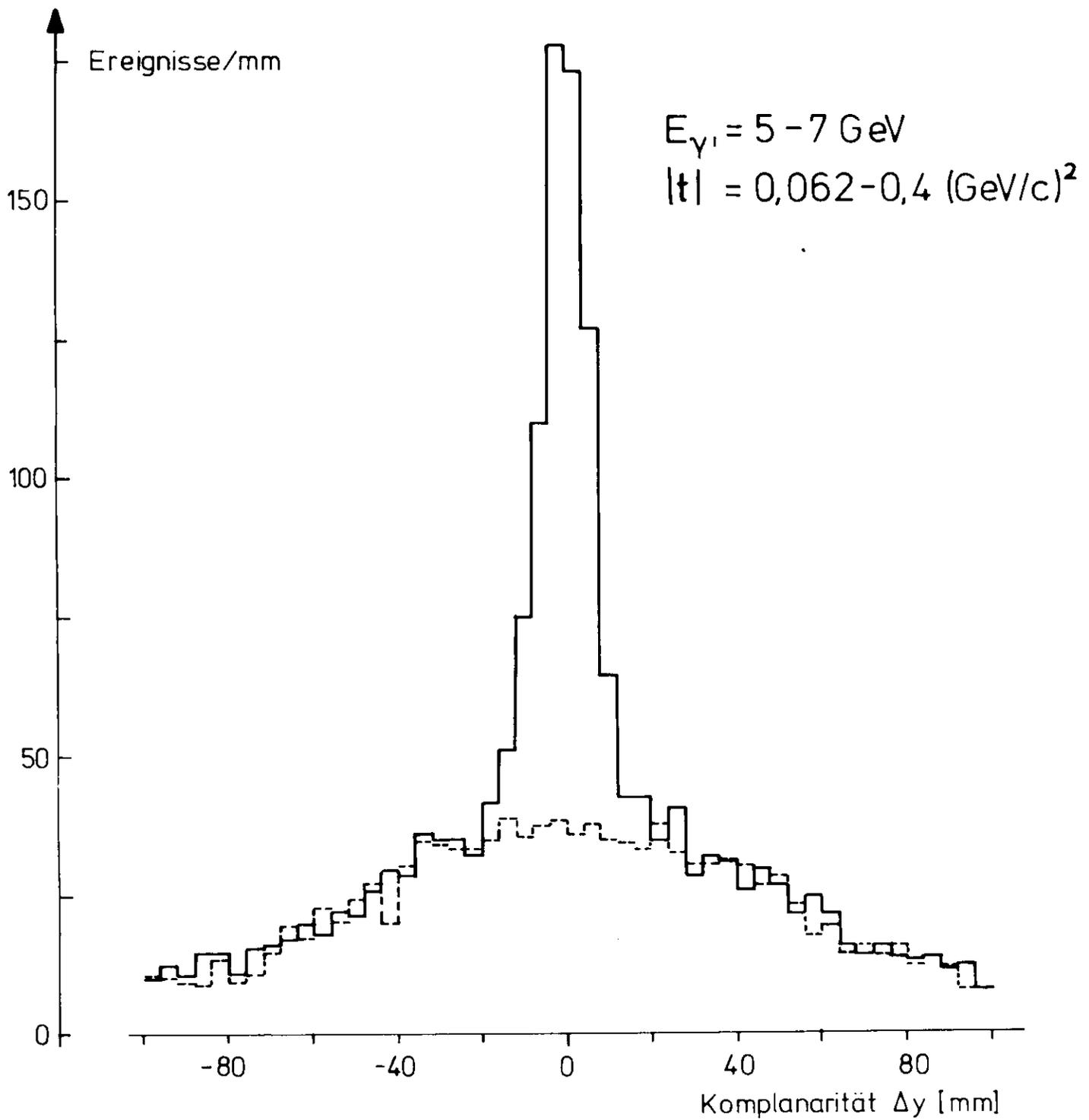
Zur Bestimmung der Compton-Zählrate wurde im Intervall  $\Delta y = 0 - 20$  mm der durch die Ausgleichsrechnung von außen extrapolierte Untergrund subtrahiert.

Eine gewisse Willkür haftet der Wahl der Stoßstelle zwischen linearem und parabolischem Untergrund an ( $\Delta y = 20$  mm). Sie wurde um 5 mm variiert. Dabei änderten sich die Comptonraten im Mittel um 1,1 %. Da nicht ganz sicher ist, ob 5 mm  $\Delta y$ -Variation ausreichen, wurde ein systematischer Fehler des Querschnitts von 2 % in der Untergrundsubtraktion zugelassen. Zudem wurde der Untergrund mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung unter der Annahme simuliert, daß es sich um reine  $\pi^0$ -Erzeugung handelt. Dabei ist es nicht möglich, die Auflösung der gemessenen Photonenergie mit ausreichender Genauigkeit zu simulieren, so daß bei dem Vergleich von berechnetem und experimentellem Untergrund der  $\Delta k'$ -Schnitt entfallen muß. Eine über  $k$  und  $t$  integrierte Komplanaritätsverteilung sieht man in Abb. 13. Der simulierte Untergrund beschreibt nach Form und Höhe die experimentellen Daten. Er ist auch gut konsistent mit der zu  $\pm 20$  mm geschätzten Breite des parabolischen Bereichs.

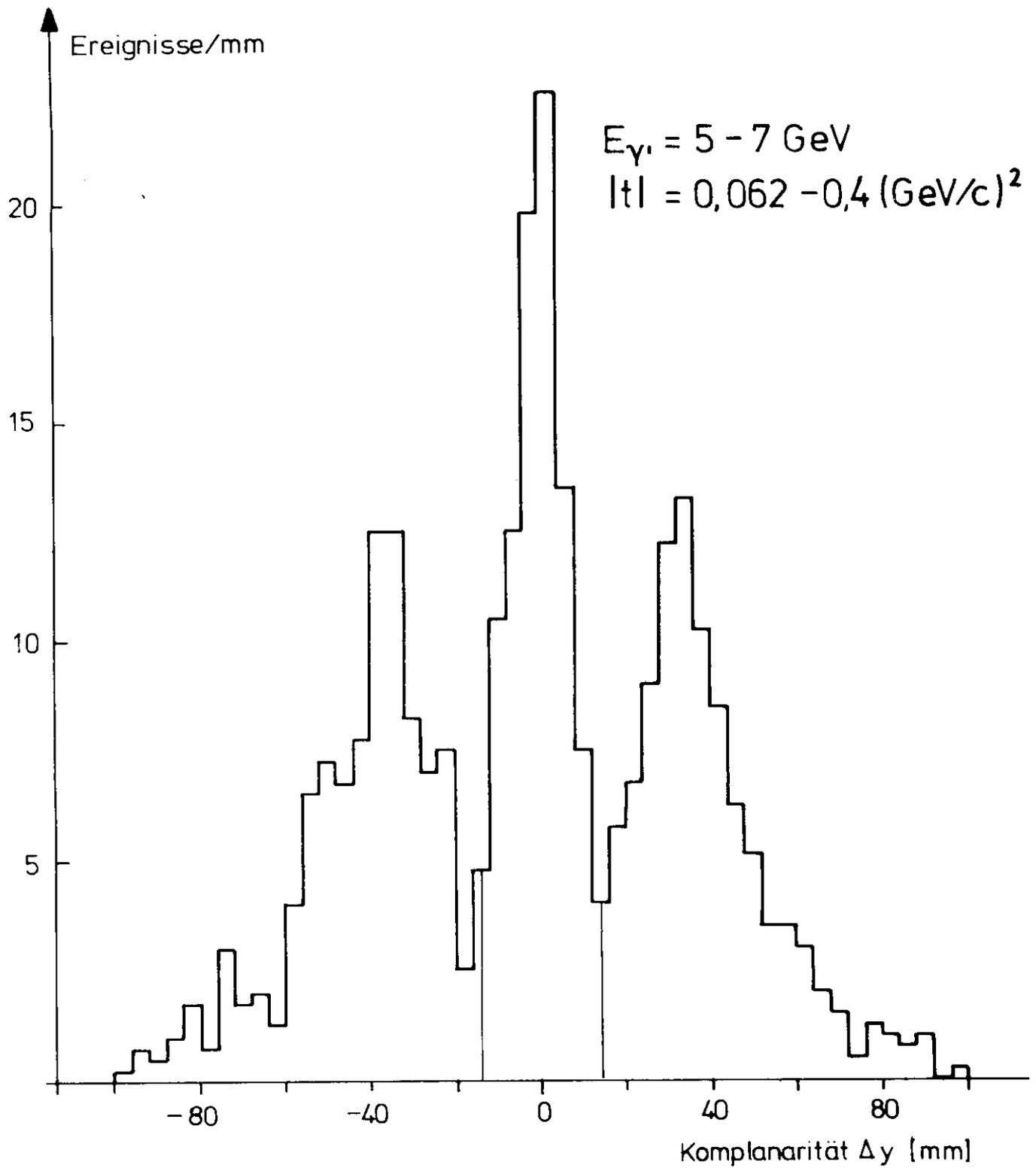
Die bisher beschriebene Subtraktionsmethode bezog sich auf Ereignisse, bei denen die Antizähler kein Signal abgaben. Betrachtet man die übrigen Ereignisse, so erhält man die in Abb. 14 dargestellte Komplanaritätsverteilung. Sie unterscheidet sich von der üblichen Verteilung durch zwei Nebenmaxima, die von e-p-Streuung herrühren sollten, welche innerhalb der Auflösung die gleiche Kinematik hat wie die Comptonstreuung. Lediglich die Komplanarität wird vom senkrecht ablenkenden Reinigungsmagneten gestört. Extrapoliert man die inneren Flanken der Nebenmaxima linear auf die Abszisse, so trifft man auf  $\Delta y = \pm 14$  mm. Die Bestimmung der "Anti"-Comptonrate wurde daher durch Vergleich der Bruttoreaten mit und ohne Antisignal im Intervall  $\Delta y = \pm 14$  mm vorgenommen. Durch diesen Beitrag erhöht sich die Comptonrate im Mittel um 14 %, wovon sich 5 % durch Konversion in den Antizählern und in Luft und 1-2 % durch zufällige Anti-Koinzidenzen erklären lassen. Der Rest kann durch Rück-



**Abb. 12** Komplanaritätsverteilungen bei verschiedenen  $t$ . Alle Verteilungen sind auf die gleiche Gesamtdatenmenge bezogen.



**Abb. 13** Komplanaritätsverteilungen für Meßdaten und simulierten  $\pi^0$ -Untergrund (absoluter Vergleich)



**Abb. 14** Komplanaritätsverteilung für Ereignisse, bei denen ein Antizähler angesprochen hat (aus den gleichen Meßdaten wie Abb. 13)

streuung weicher Photonen aus den absorbierenden Medien und deren Konversion in den Antizählern erklärt werden, wie eine Schauer-Monte-Carlo-Rechnung von P. Marten (MAR) zeigt.

#### 4.8. Spektren, effektive Quanten

Das  $\gamma$ -Spektrum wurde - wie bereits erwähnt - mit einem Paarspektrometer gemessen. Dem Meßspektrum wurde ein mit den experimentellen Auflösungsfunktionen des Paarspektrometers und des Synchrotrons modifiziertes Bethe-Heitler-Spektrum angepaßt. Dieses geht wesentlich in die Monte-Carlo-Rechnung ein. Insgesamt wurden die Meßdaten zu zehn verschiedenen Spektren zusammengefaßt. Ihre Form wich während einiger Meßperioden erheblich von der eines reinen Bethe-Heitler-Spektrums ab (siehe Abb. 15), da der synchrotroninterne Strahl nicht zur Zeit maximalen Magnetfeldes auf das Bremstarget gelenkt wurde, d.h., daß die Lage der Bremskante variierte. Dieser Umstand macht die Messungen der Spektren für dieses Experiment besonders wichtig.

Eine weitere Aufgabe des Paarspektrometers bestand in der Nacheichung des Quantameters, dessen Eichkonstante in Folge eines Gaslecks seit der letzten Eichung um ca. 10 % abgefallen war (TIMM). Diese Nacheichung wurde durch einen Absorber vor dem Quantameter erschwert, dessen Dicke nur bis auf eine halbe Strahlungslänge reproduzierbar war. Diese Tatsache schlägt sich in einer Vergrößerung des systematischen Fehlers um 2 % nieder. Die Größe der Absorberkorrektur wurde durch eine Messung zu 6 % ermittelt. Diese Zahl konnte mit Hilfe einer Schauer-Monte-Carlo-Rechnung bestätigt werden (TIMM).

#### 4.9. Akzeptanzgrenzen

Um 100 %ige Ansprechwahrscheinlichkeit der Apparatur zu garantieren, wurden die folgenden geometrischen und kinematischen Schranken gesetzt:

- 1) am Ort des ersten  $dE/dx$ -Zählers eine Akzeptanzbegrenzung von  $\pm 13$  cm in der x- und  $\pm 18$  cm in der v-Projektion,
- 2) am Hodoskop eine Akzeptanzbegrenzung von  $\pm 18,5$  cm in beiden Projektionen (wegen des geringen Abstandes des Čerenkov-Zählers vom Hodoskop wurde dort keine zusätzliche Begrenzung vorgenommen),

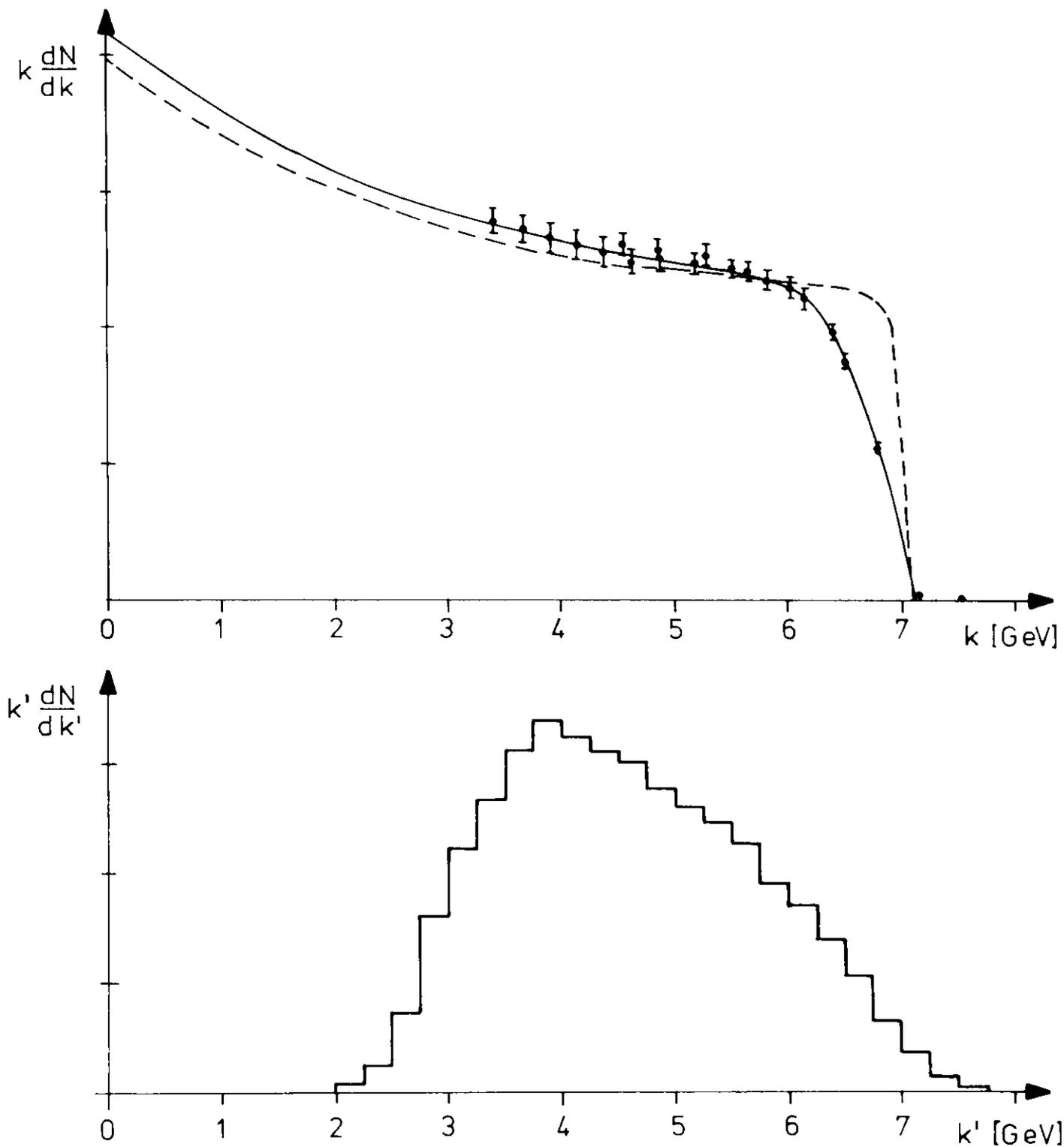


Abb. 15  $\gamma$ -Spektren

oben: mit dem Paarspektrometer gemessene Intensitäten und angepaßtes (—) mit Auflösungen gefaltetes Bethe-Heitler-Spektrum, zum Vergleich reines Bethe-Heitler-Spektrum (---)  
 unten: Spektrum der mit dem Čerenkov-Zähler gemessenen Photonen

- 3) eine untere Grenze für die gemessene Protonenergie von  $T_{\min} = 33 \text{ MeV}$ . Protonen unter extrem großen Winkeln gegen die Teleskopachse verlieren bei dieser Energie bereits 1 MeV im zweiten dE/dx-Zähler, der im allgemeinen in die Triggerbedingung einbezogen war;
- 4) eine untere Grenze für die Energie  $k'_{\text{mix}}$  des gestreuten Photons. Diese Grenze hängt von der Schwelle des Čerenkov-Zählers ab und wurde aus dem Spektrum der gemessenen Photonenergien bestimmt (Abb. 15). Als Schwelle wurde die Energie  $k'_0$  zu halber Höhe auf der ansteigenden Seite des Spektrums definiert. Die Auswertung beginnt oberhalb einer Energie  $k'_{\text{mix},\text{min}}$ , die um zwei volle Halbwertsbreiten der Auflösungsfunktion (an der Stelle  $k'_0$ ) höher liegt als  $k'_0$ . Für die im Dezember 1969 gemessenen Daten lag die so definierte Schwelle  $k'_0$  bei 3,0 GeV,  $k'_{\text{mix},\text{min}}$  hat bei  $\pm 15\%$  Auflösung an der Stelle  $k'_0$  den Wert 4,8 GeV. Ausgewertet wurden die Daten mit  $k'_{\text{mix}} \geq 5 \text{ GeV}$ . Die Daten vom Januar 1970 wurden bei kleinerer Schwelle  $k'_0 = 1,6 \text{ GeV}$  gemessen.  $k'_{\text{mix},\text{min}}$  ist hier ca. 2,9 GeV. Die Akzeptanzverhältnisse bei diesen kleinen Energien sind jedoch sehr ungünstig, so daß nur die Daten ab  $k_{\text{mix}} = 4 \text{ GeV}$  ausgewertet werden.

## 5. Monte-Carlo-Rechnung

Unter Anwendung der Monte-Carlo-Methode sollen Akzeptanz und Auflösungsfunktionen ermittelt sowie ein quantitatives Verständnis des nichtkinematischen Untergrundes angestrebt werden.

### 5.1. Simulierung von Compton-Ereignissen

Die Besonderheit des hier angewendeten Verfahrens besteht darin, daß die experimentelle Information möglichst originalgetreu, d.h. in Form von Funken und Impulshöhen simuliert wird. Dabei ergeben sich folgende Vorteile:

- 1) Das auf die Meßdaten angewendete Analyseverfahren kann auch hier benutzt werden.
- 2) Die Auflösungsfunktionen können nachträglich genau bestimmt werden.

3) Fehler im Verfahren werden schnell durch Vergleich der Ergebnisse der Datenanalyse mit denen der Monte-Carlo-Analyse aufgedeckt.

Der Rechnung liegt ein angenommener Compton-Wirkungsquerschnitt der Form  $d\sigma/dt = A \exp(B t)$  zugrunde mit  $B = 6 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ . Die Energieabhängigkeit ist vernachlässigt. Die Reaktionsebene wird im Winkelintervall  $\Delta\phi = \pm 21^\circ$  symmetrisch zur x-z-Ebene des Laborsystems isotrop angesetzt. Außerhalb dieses Intervalls hat die Apparatur verschwindende Akzeptanz. Die  $\gamma$ -Spektren entsprechen in ihrer Form den mit dem Paarspektrometer gemessenen. In ihrer Höhe reproduzieren sie die experimentell maßgebenden effektiven Quantenzahlen im richtigen Verhältnis der verschiedenen Spektren. Die Wechselwirkungspunkte im Target werden entsprechend der Kollimation und der Targetlänge verteilt.

Aus Energie  $k$  und Impulsübertragsquadrat  $t$  werden die Winkel berechnet.

Folgende Phänomene werden für das Proton simuliert:

- 1) Vielfachstreuung nach einer von Bethe und Ashkin angegebenen Theorie (BET) bis zu den  $dE/dx$ -Zählern. Diese Theorie ist etwas ungenauer als die Moliéresche (MOL) (die mittleren quadratischen Vielfachstreuwinkel unterscheiden sich um typisch 10 %), läßt sich aber wesentlich bequemer handhaben.
- 2) Energieverlust bis zur totalen Absorption entsprechend der für die Datenanalyse verwendeten Energie-Reichweite-Tabelle. Für die Lichtausbeute in den  $dE/dx$ -Zählern wird eine Sättigungskorrektur nach der Formel von G.D. Badhwar et al. (BAD) berechnet (siehe Abschnitt 4.4.1.). Die so bestimmte Impulshöhe wird entsprechend der in Abschnitt 4.4.1. ermittelten Auflösung statistisch gestört.
- 3) Kernabsorption vorwiegend in Luft (vor den Zählern) und Kohlenstoff (Zähler, Graphit-Absorber) nach Measdav und Richard-Serre (MRS). Eine Korrektur wegen Absorption vor den Zählern, die etwa 0,5 % betragen würde, erübrigt sich aus diesem Grunde.
- 4) Ortsauflösung in den Funkenkammern, die experimentell aus den mittleren quadratischen Abweichungen der Funkenkoordinaten von der rekonstruierten Spur ermittelt wird. Die Auflösung beträgt danach  $\pm 0,7 \text{ mm}$  für Energien, bei denen die Vielfachstreuung vernachlässigbar ist.

Für das Photon werden simuliert:

1) die Ortsauflösung entsprechend den Beobachtungen bei den Hodoskop-Testmessungen. Sie beträgt (Halbwertsbreite)

$\pm 5$  mm für das  $\phi$ -Hodoskop (8 mm Zählerbreite),

$\pm 7$  mm für das  $\psi$ -Hodoskop (12 mm Zählerbreite);

2) die Energieauflösung des Čerenkovzählers aus den Eichmessungen.

## 5.2. Auflösungsfunktionen

Winkel- und Energie-Auflösung wurden im allgemeinen aus gestörten und ungestörten Größen der Monte-Carlo-Rechnung ermittelt.

### 5.2.1. Winkelauflösungen

Die projizierten Winkelauflösungen für das Photon ergeben sich aus der Ortsauflösung am Hodoskop (siehe 5.1.) und dem Abstand des Hodoskops vom Target zu

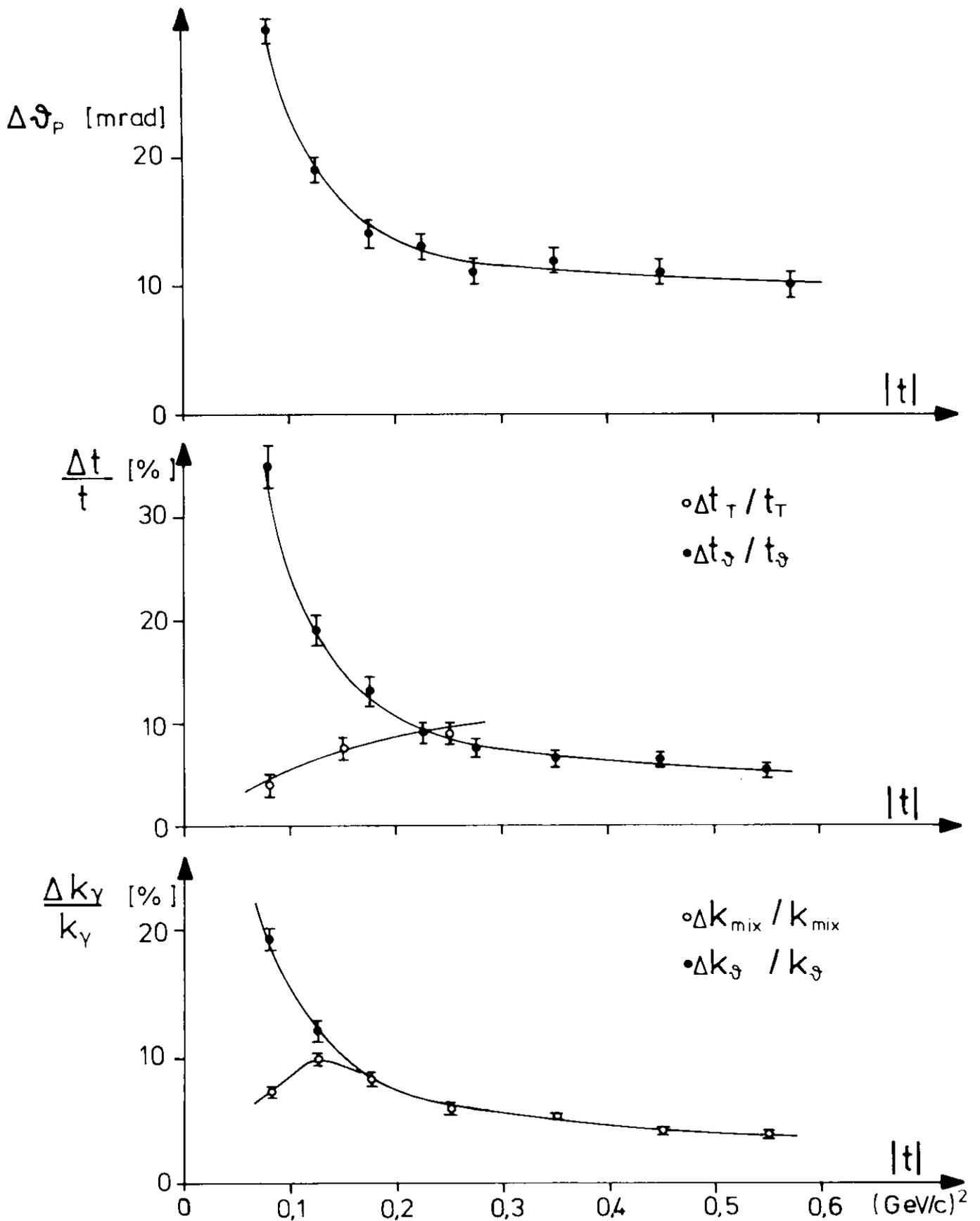
$$\Delta\phi_y = \pm 1,0 \text{ mrad}$$

$$\Delta\phi_x = \pm 1,4 \text{ mrad}$$

Die  $t$ -abhängige Winkelauflösung des Protons ist in Abb. 16 dargestellt. Sie wird bei kleinen  $|t|$  vorwiegend von der Vielfachstreuung, bei großen  $|t|$  von der Ortsauflösung der Funkenkammern bestimmt.

### 5.2.2. Auflösung in der $\gamma$ -Energie und im Impulsübertragsquadrat

Die Auflösungen in  $k$  und  $t$  sind in Abb. 16 dargestellt, beide als Funktion von  $|t|$ , da die Auflösungen eine starke  $t$ -Abhängigkeit haben. Man sieht, daß die winkelabhängigen Größen  $k_y$ ,  $t_y$  bei kleinen  $|t|$  nur ungenau gemessen werden und die Ausnutzung der Protonenergie-Messung hier eine wesentliche Verbesserung bringt ( $t_T$ ,  $k_{\text{mix}}$ ).



**Abb. 16** Auflösung des projizierten Protonwinkels ( $\varphi_p$ ), des quadratischen Impulsübertrags  $t$  und der  $\gamma$ -Energie  $k_\gamma$ , alle Größen sind volle Halbwertsbreiten der Auflösungsfunctionen.

### 5.3. Akzeptanz

Die Akzeptanz hat als Funktion von  $t$  näherungsweise die Form eines Trapezes. Der flache Teil ist je nach Energie  $0,2 - 0,3 \text{ (GeV/c)}^2$  breit und hat in dem oben erwähnten  $\Delta\phi$ -Intervall eine Höhe von  $70 - 90 \%$ .  $k-t$ -Intervalle mit weniger als  $30 \%$ iger  $\Delta\phi$ -Akzeptanz werden nicht ausgewertet.

### 5.4. Monte-Carlo-Rechnung für $\pi^0$ -Photoerzeugung

Das in 6.1. beschriebene Verfahren wurde mit geringen Veränderungen auf  $\pi^0$ -Photoerzeugung angewendet. Die Werte für den Wirkungsquerschnitt stammen aus dem Experiment von M. Braunschweig et al. (BRAD). Die resultierende Komplanaritätsverteilung ist in Abb. 13 zusammen mit der experimentellen dargestellt. Ein Schnitt in  $\Delta k'$  wurde in beiden Fällen nicht gemacht. Der größte systematische Fehler von  $\pm 5 \%$  in der Höhe des Untergrundes resultiert aus der Schwelle des Čerenkov-Zählers, die nicht genauer bekannt ist. Innerhalb dieses und des statistischen Fehlers stimmen experimenteller und simulierter Untergrund nach Form und Höhe überein. Andere Prozesse (siehe Abschnitt 2.1.) als  $\pi^0$ -Photoerzeugung tragen also - zumindest bei kleinen  $|t|$ , von denen die Verteilungen in Abb. 13 dominiert werden - nur unwesentlich zum Untergrund bei.

## 6. Korrekturen und Fehler

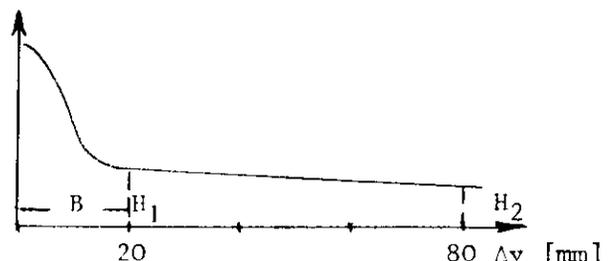
### 6.1. Statistische Fehler

Der gesamte relative statistische Fehler  $\Delta N/N$  setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Comptonrate  $\sqrt{N_{\text{Compt}}} / N_{\text{Compt}}$ , dem der Untergrundsubtraktion und dem der Monte-Carlo-Rechnung  $\sqrt{N_{\text{MC}}} / N_{\text{MC}}$ . Der Fehler der Untergrundsubtraktion wurde folgendermaßen berechnet: Parameter bei der Ausgleichsrechnung für die Untergrund-

subtraktion waren die Intensitäten in der Komplanaritätsverteilung  $H_1$  und  $H_2$  bei  $\Delta y = 20 \text{ mm}$  bzw. bei  $\Delta y = 80 \text{ mm}$ . Als statistischer Fehler des im Intervall B

(siehe Skizze) subtrahierten Untergrund-

des wurde  $B\Delta H_1 / N_{\text{Compt}}$  geschätzt, wobei  $\Delta H_1$  der aus der Ausgleichsrechnung gewonnene Fehler von  $H_1$  ist. Dem liegt die Approximation konstanten Unter-



grundes im Intervall B zugrunde. Der gesamte relative statistische Fehler ist:

$$\frac{\Delta N}{N} = \sqrt{\frac{N_{\text{Compt}} + B^2 \Delta H_1^2}{N_{\text{Compt}}^2} + \frac{N_{\text{MC}}}{N_{\text{MC}}^2}}$$

Für die simulierten Ereignisse gilt  $N_{\text{MC}} \approx 4 \cdot N_{\text{Compt}}$ , so daß aus dem letzten Term eine etwa 10 %ige Vergrößerung des Fehlers resultiert. Die statistischen Fehler sind zusammen mit den Wirkungsquerschnitten in Tabelle 4 angegeben.

## 6.2. Korrekturen und systematische Fehler

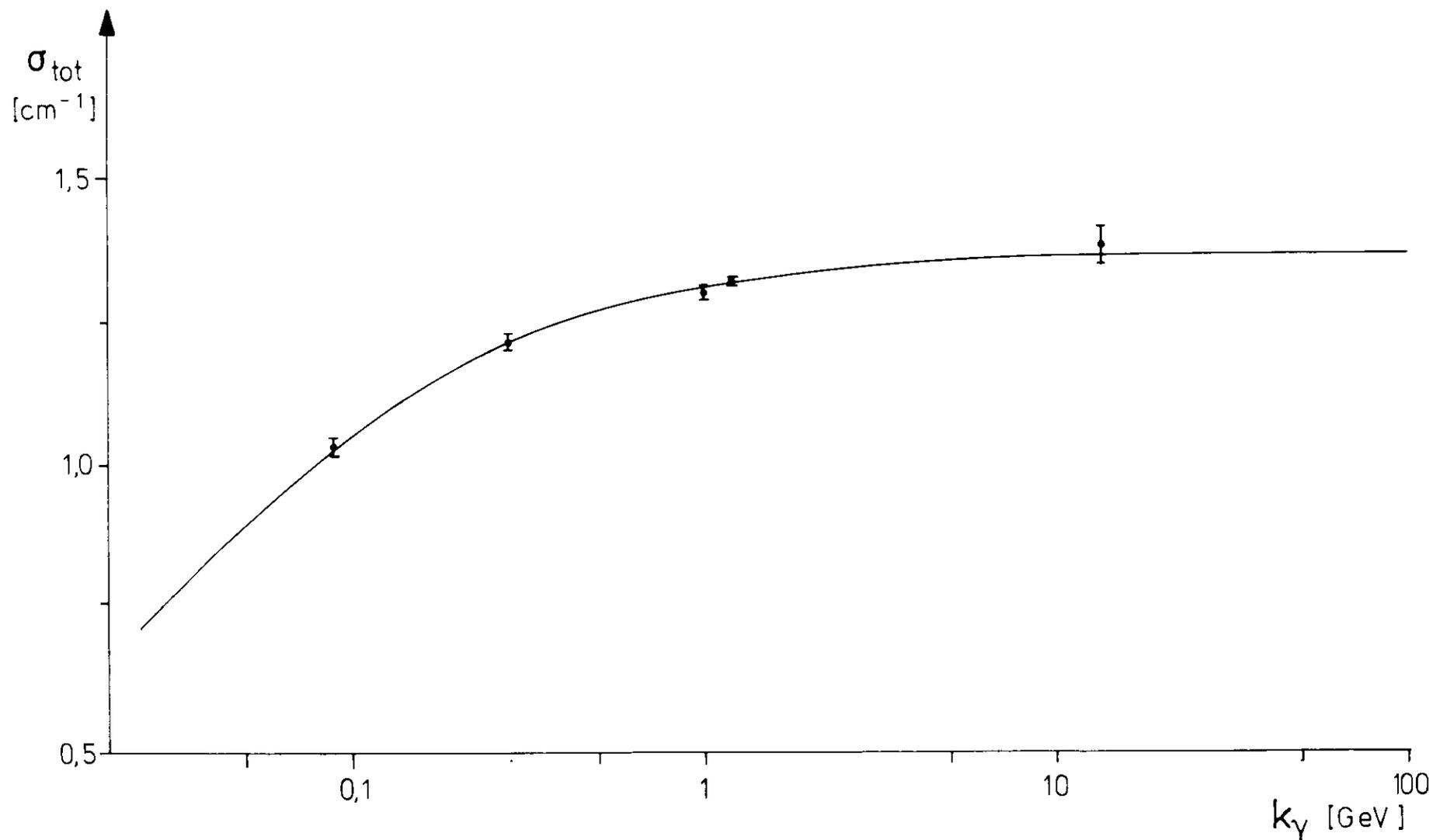
Korrekturen und systematische Fehler sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Die experimentellen Zählraten sind bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes durch die Korrekturen zu dividieren. Einige der Zahlen sind noch zu begründen:

### 1) $\gamma$ -Konversionswahrscheinlichkeit

Es wurden die totalen elektromagnetischen Querschnitte für  $\gamma$ -Absorption zugrunde gelegt. Entsprechende Berechnungen stammen von U. Völkel (VOL) und sind in Abb. 17 zusammen mit einigen Messungen (FID, KNA, LAW, MAL, WIR) dargestellt. Zusammensetzung des Fehlers:  $\pm 0,4$  % Fehler im Absorptionsquerschnitt,  $\pm 0,4$  % wegen der vernachlässigten Energieabhängigkeit,  $\pm 1$  % Unsicherheit in der Dicke der Bleiplatte. Der Gesamtfehler von  $\pm 2$  % schlägt sich nur partiell in der Konversionswahrscheinlichkeit nieder.

### 2) Target

Es wurde ein Leer-Target-Effekt von  $(0,4 \pm 0,3)$  % ermittelt. Dieser Wert ist mit dem maximal erwarteten Effekt von 1,7 % entsprechend einer Gasfüllung von Normaldruck bei der Temperatur siedenden Wasserstoffs ohne Berücksichtigung der Targetwände inkonsistent (vermutlich, weil die in 4.7. beschriebene Subtraktionsmethode nicht auf Leer-Target-Messungen übertragbar ist). Eine Korrektur wurde daher nicht vorgenommen. Die Unsicherheit sowohl im Target-Effekt wie in der Targetlänge wird durch einen systematischen Fehler von 2 % berücksichtigt.



**Abb. 17** Totaler elektromagnetischer Photoabsorptionsquerschnitt zur Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit in der Bleiplatte, Kurve nach (VOL), Messungen verschiedener Autoren (FID, KNA, LAW, MAL, WIR)

Tabelle 3

Korrekturen und Systematische Fehler

Quelle	Korrektur- faktor	Fehler (%)
1) Mehrfachspuren	-	±0,5
2) Protonenabsorption vor P 12	-	±0,5
3) Protonarm (Winkel)	-	4-6 GeV: ±1
	-	6-7 GeV: ±4
4) $\gamma$ -Konversion	0,744	±1
5) Hodoskopmuster		
a) Čerenkov-Zähler	0,99	±1
b) Hodoskop	0,98	±3,5
6) Hodoskopwirkungsgrad	0,96	±1
7) $\gamma$ -Konversion vor dem letzten Reinigungsmagneten	0,993	-
8) Photonenergie-überbestimmung	0,99	±1
9) Untergrundsubtraktion	-	±2
10) $\gamma$ -Spektrum	-	±3
11) Elektronische Totzeit	0,99	±0,5
12) Target	1,00	±2
13) Quantameter-Kalibrierung	-	±3
14) Bleiabsorber im Strahl	1,06	±2
15) Monte-Carlo-Rechnung	-	±2
Insgesamt	0,714	±8 %

### 3) $\gamma$ -Spektrum

Bei der Anpassung der Bethe-Heitler-Spektren an die Meßdaten ergeben sich systematische Abweichungen bis zu 3 %.

### 4) Proton-Winkel

Die Unsicherheit in der Ausrichtung des Protonteleskops verursacht den größten Fehler in der kinematisch rekonstruierten  $\gamma$ -Energie. Tatsächlich wurde bei der Analyse zunächst eine relative Verschiebung der rekonstruierten Bremskanten von experimentellen Daten und Monte-Carlo-Daten um 200 MeV beobachtet. Durch eine Korrektur der Pichtung des Protonarms wurde sie auf  $\pm 50$  MeV gedrückt. Die Winkeländerung (5 mrad) hält sich im Rahmen der Vermessungsgenauigkeit (siehe Abschnitt 2.6.). Die resultierenden Fehler wirken sich an der Bremskante ( $k = 6 - 7$  GeV) wegen der großen Energieabhängigkeit der Zählrate besonders stark aus.

Der gesamte systematische Fehler beträgt 18 %, der Korrekturfaktor  $n$ , durch den die Nettorate zu dividieren ist, hat den Wert 0,714.

## 7. Ergebnisse

### 7.1. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde aus den experimentellen Daten und den Monte-Carlo-Rechnungen als Mittelwert über  $k$ - und  $t$ -Intervalle der Breite  $\Delta k = 1$  GeV bzw.  $\Delta t = 0,05$  (GeV/c)<sup>2</sup> berechnet:

$$\frac{d\sigma}{dt} \cong \frac{1}{\Delta k \Delta t} \int_{\Delta k, \Delta t} \frac{d\sigma(k, t)}{dt} dk dt =$$

$$= \frac{1}{\Delta k \cdot \Delta t \cdot n_t \cdot n_{\text{eff}} \cdot n} \cdot \frac{I_1}{I_2} \cdot I_3$$

mit den Integralen  $\left( \int_{\Delta k \Delta t} = \int_{k_1}^{k_1 + \Delta k} \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} \right)$ :

I1 = Comptonzählrate im Bereich  $[k_1, k_1 + \Delta k], [t_1, t_1 + \Delta t]$

$$= \int_{\Delta k', \Delta t'} N(k', t') dk' dt'$$

I2 = entsprechende Monte-Carlo-Zählrate (gleiche Akzeptanz, gestörte kinematische Größen)

$$= \int_{\Delta k', \Delta t'} N_{MC}(k', t') dk' dt'$$

I3 = ungestörte Monte-Carlo-Zählrate im Azimutalbereich  $\Delta\phi = \pm 21^\circ$  mit  $\gamma$ -Spektrum normiert

$$= \int_{\Delta k, \Delta t} \frac{N_{tot}(k, t)}{\frac{1}{k} \frac{dI(k)}{dk}} dk dt$$

Die verwendeten Symbole haben folgende Bedeutung:

$n_t$  = Flächendichte der Targetatome ( $2,79 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ )

$Q_{eff}$  = Zahl der effektiven Quanten

$\eta$  = Zählratenkorrektur (siehe Kapitel 6)

$k', t'$  = kinematische Meßgrößen, in der Monte-Carlo-Rechnung gestörte kinematische Größen

$k, t$  = ungestörte kinematische Größen

$dI(k)/dk$  = Intensität des  $\gamma$ -Spektrums

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus diesem Experiment sind in Tabelle 4 angegeben. Es sind nur statistische Fehler aufgeführt. In den Abbildungen 18 - 20 sind die Ergebnisse mit den Gesamtfehlern dargestellt, was für einen Datenvergleich angemessen erscheint.

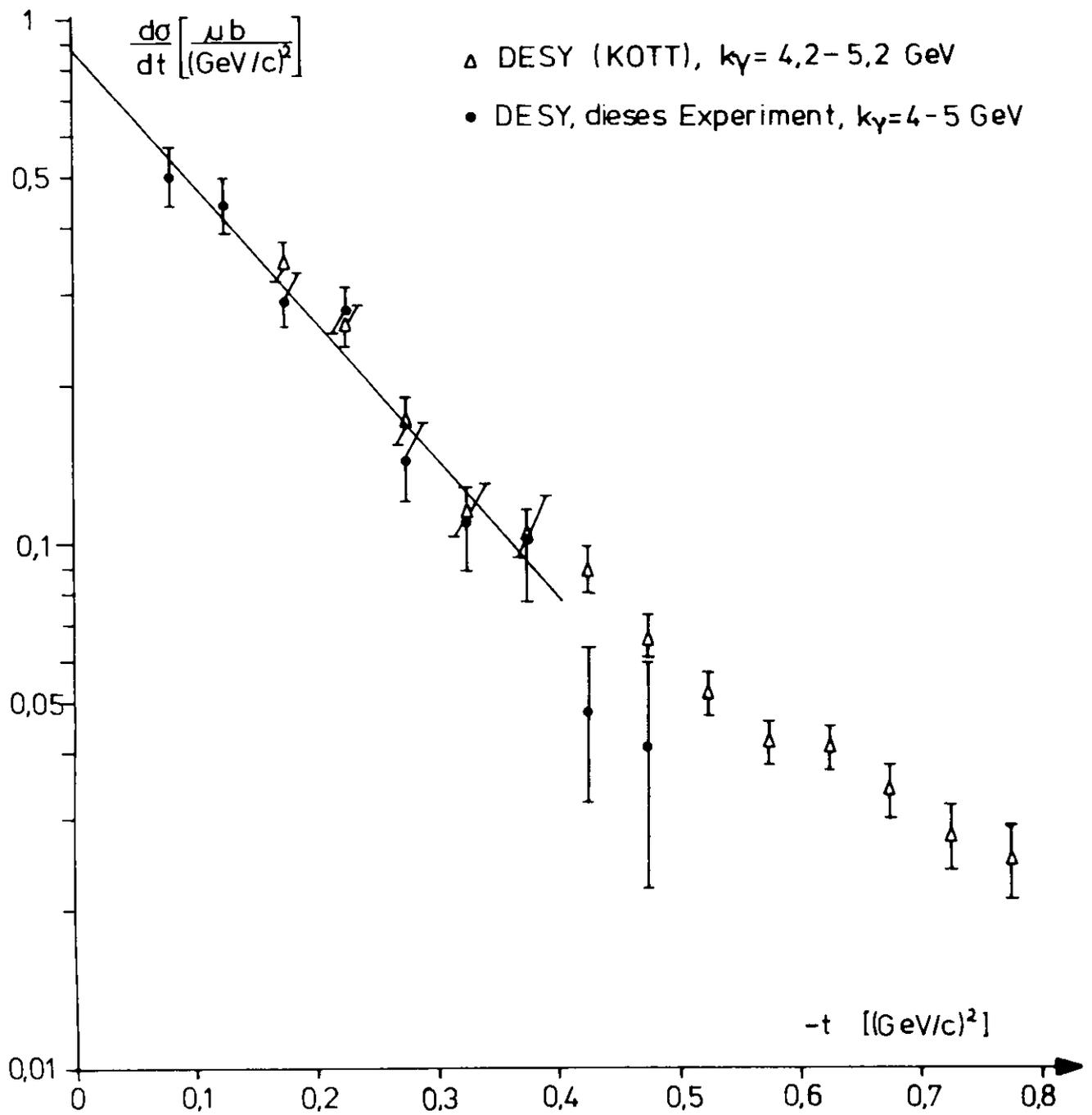
## 7.2. Vergleich mit anderen Experimenten

Im kinematischen Bereich dieses Experiments (kleine  $|t|$ ,  $k = 4 - 7 \text{ GeV}$ ) gibt es bisher Comptonstreudaten aus zwei anderen Experimenten:

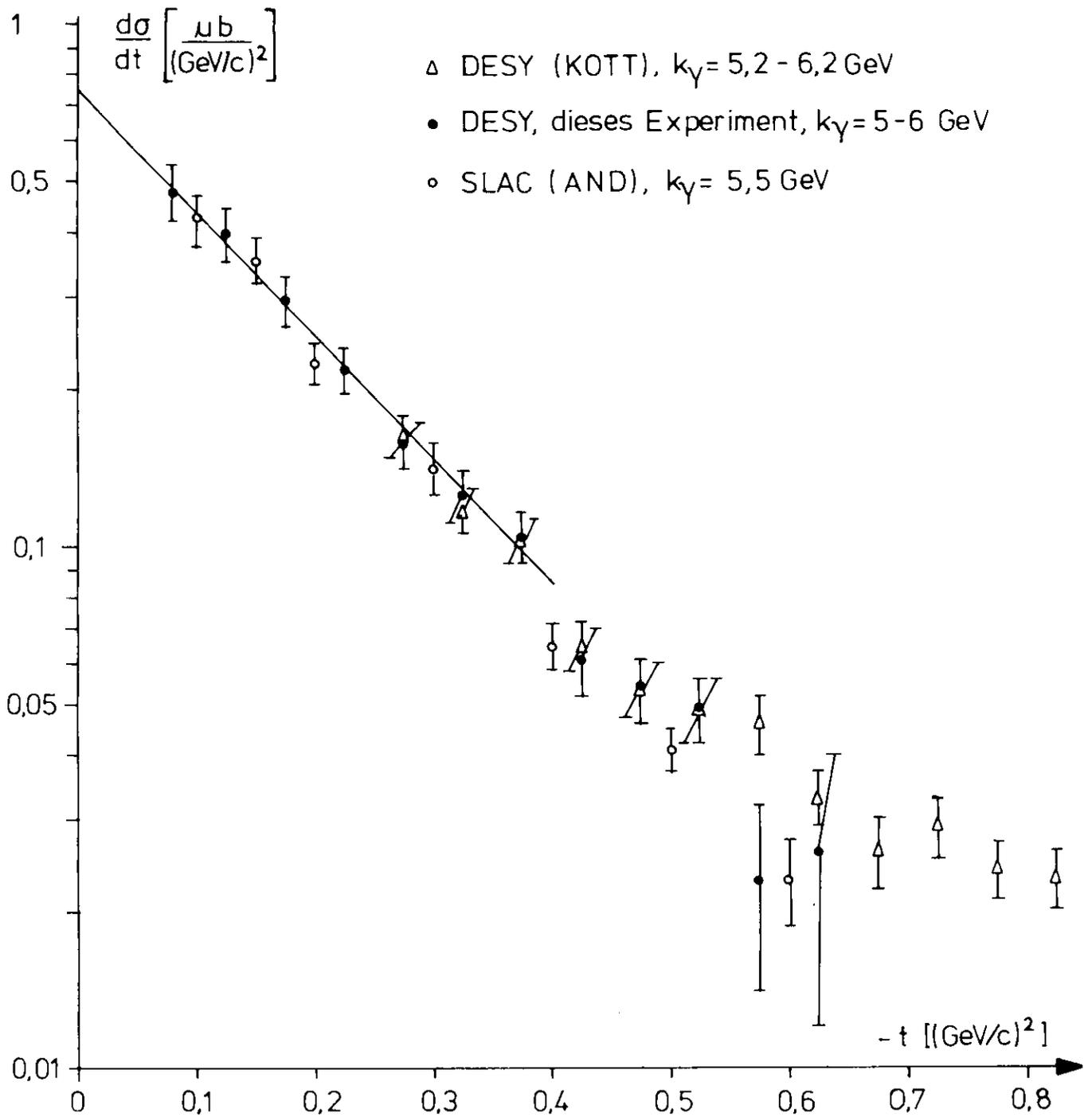
Tabelle 4

Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  ( $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ) für Comptonstreuung,  
 Daten aus diesem Experiment mit statistischen Fehlern

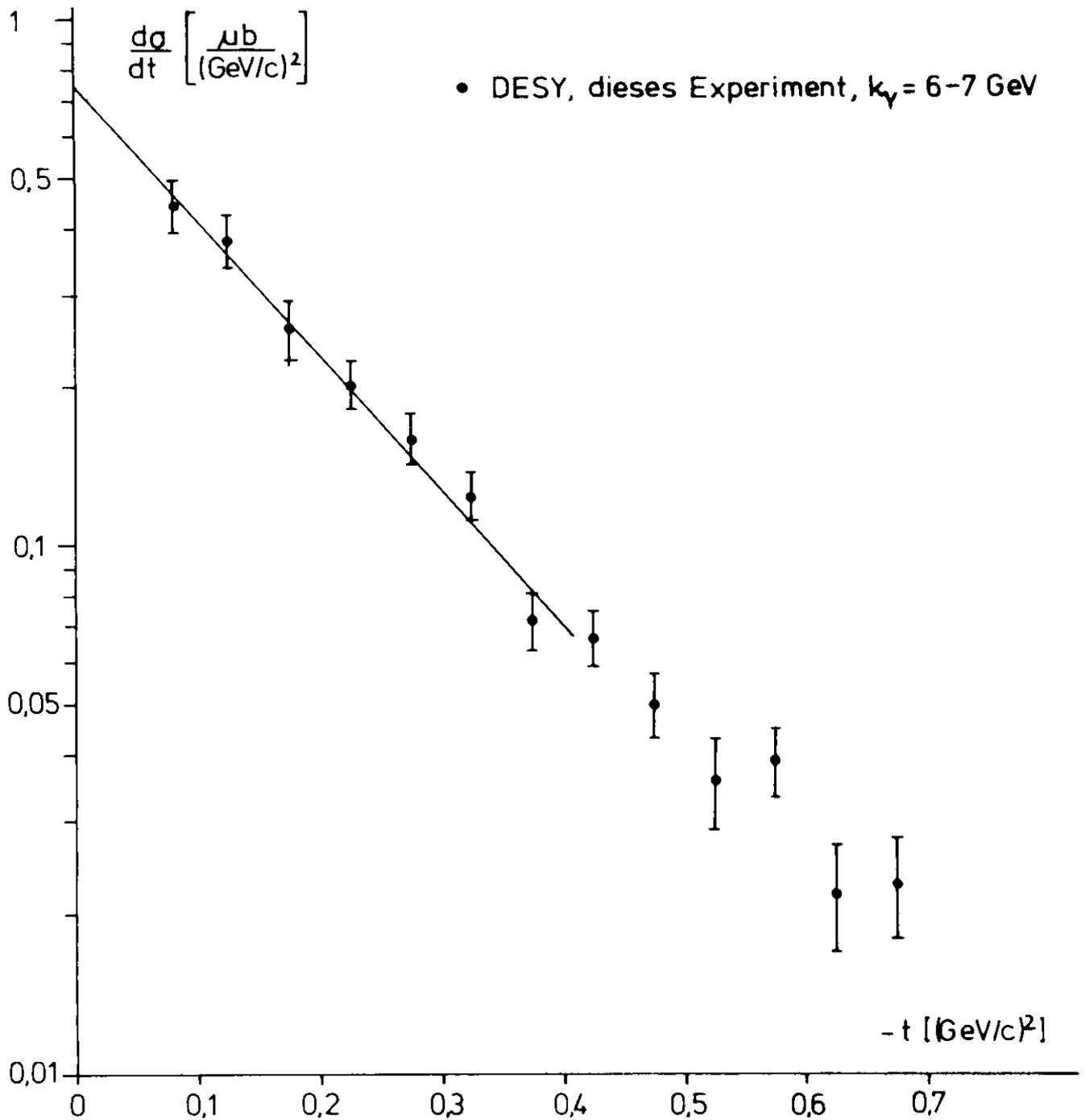
E (GeV) -t ( $(\text{GeV}/c)^2$ )	4,0 - 5,0	5,0 - 6,0	6,0 - 7,0
0,062 - 0,10	0,504 ± 0,053	0,478 ± 0,034	0,444 ± 0,036
0,10 - 0,15	0,444 ± 0,041	0,398 ± 0,027	0,380 ± 0,030
0,15 - 0,20	0,292 ± 0,026	0,296 ± 0,014	0,258 ± 0,025
0,20 - 0,25	0,278 ± 0,023	0,218 ± 0,011	0,202 ± 0,014
0,25 - 0,30	0,145 ± 0,023	0,157 ± 0,009	0,160 ± 0,011
0,30 - 0,35	0,110 ± 0,019	0,126 ± 0,009	0,124 ± 0,009
0,35 - 0,40	0,101 ± 0,021	0,105 ± 0,008	0,072 ± 0,007
0,40 - 0,45	0,048 ± 0,015	0,061 ± 0,007	0,067 ± 0,006
0,45 - 0,50	0,041 ± 0,018	0,054 ± 0,006	0,050 ± 0,006
0,50 - 0,55		0,049 ± 0,006	0,036 ± 0,006
0,55 - 0,60		0,023 ± 0,009	0,039 ± 0,005
0,60 - 0,65		0,026 ± 0,014	0,022 ± 0,005
0,65 - 0,70			0,023 ± 0,005



**Abb. 18** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Comptonstreuung mit gesamttem Fehler, Diffraktionsfit an die Daten dieses Experiments



**Abb. 19** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Comptonstreuung mit **gesamtem Fehler**, **Diffraktionsfit** an die **Daten dieses Experiments**



**Abb. 20** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Comptonstreuung mit gesamtem Fehler, Diffraktionsfit an die Daten dieses Experiments

Bei DESY wurden die hier beschriebenen Messungen zu kleineren Energien ausgedehnt (BUS, KOTT). Es wurde - von geringfügigen Änderungen abgesehen - dieselbe Apparatur verwendet. Die Daten überlappen im Energiebereich von 4,0 - 6,2 GeV. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte (siehe Abb. 18, 19) zeigt gute Übereinstimmung beider Experimente fast im gesamten kinematischen Bereich. Bei den größten in diesem Experiment gemessenen  $|t|$ -Werten ist die Konsistenz nur schwach.

Ein anderes Koinzidenzexperiment wurde bei SLAC ausgeführt (AND). Die Apparatur war im Prinzip der DESY-Apparatur ähnlich, jedoch waren die Akzeptanzen sehr klein ( $\Delta t = 0,007 - 0,09 \text{ (GeV/c)}^2$ ,  $\Delta k/k \approx 10 \%$ ), so daß mit einem Aufbau kinematisch im wesentlichen ein Punkt erfaßt wurde. Ein Vergleich der SLAC-Messungen bei 5,5 GeV (siehe Abb. 19) mit den Daten dieses Experiments zwischen 5 und 6 GeV ergibt gute Übereinstimmung.

Da die DESY-Daten aus beiden Experimenten im allgemeinen gut übereinstimmen und darüber hinaus fast mit der gleichen Apparatur gemacht wurden, somit sehr ähnliche systematische Fehler haben, wurden sie im überlappenden kinematischen Bereich zusammengefaßt. Diese Daten findet man in Tabelle 5 mit statistischen Fehlern. In ihrer Gesamtheit sind die zusammengefaßten Daten in BUS veröffentlicht (siehe dazu auch die Fußnote auf Seite 1). Der systematische Fehler für diese Daten beträgt 7 - 8 %. In der weiteren Diskussion werden teilweise nur die zusammengefaßten Daten betrachtet.

## 8. Phänomenologische Beschreibung der Daten

### 8.1. Diffraktionsstreuung

Das Diffraktionsmodell beschreibt elastische Streuungen, die auf Grund absorptiver Prozesse wellenmechanisch zu fordern sind, unter anderem also die Comptonstreuung. Insbesondere erwartet man eine Vorhersage der  $t$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Theoretisch kann man sie z.B. aus einer Partialwellenzerlegung der Streuamplitude in Verbindung mit Annahmen über die Intensität der einzelnen Partialwellen erhalten (POL):

Tabelle 5

Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  ( $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ) für Comptonstreuung, zusammengefaßte Daten aus diesem Experiment und dem zweiten DESY-Compton-Experiment (KOTT) im überlappenden kinematischen Bereich mit statistischen Fehlern. Diese Daten sind Ergebnisse einer endgültigen Auswertung. Für den gesamten kinematischen Bereich sind sie in BUS angegeben.

E (GeV) \ -t ( $(\text{GeV}/c)^2$ )	4,0 - 5,2	5,0 - 6,2
0,062 - 0,10	0,504 ± 0,053	0,478 ± 0,034
0,10 - 0,15	0,444 ± 0,041	0,398 ± 0,027
0,15 - 0,20	0,331 ± 0,015	0,296 ± 0,014
0,20 - 0,25	0,265 ± 0,012	0,218 ± 0,011
0,25 - 0,30	0,166 ± 0,012	0,160 ± 0,007
0,30 - 0,35	0,115 ± 0,008	0,122 ± 0,006
0,35 - 0,40	0,105 ± 0,007	0,104 ± 0,005
0,40 - 0,45	0,086 ± 0,007	0,064 ± 0,005
0,45 - 0,50	0,067 ± 0,004	0,054 ± 0,004
0,50 - 0,55	0,052 ± 0,003	0,049 ± 0,004
0,55 - 0,60	0,042 ± 0,003	0,042 ± 0,005
0,60 - 0,65	0,041 ± 0,003	0,032 ± 0,003
0,65 - 0,70	0,034 ± 0,003	0,026 ± 0,003
0,70 - 0,75	0,028 ± 0,004	0,029 ± 0,003
0,75 - 0,80	0,025 ± 0,004	0,024 ± 0,003
0,80 - 0,85		0,023 ± 0,003

$$f(q, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \frac{\eta_{\ell} e^{2i \delta_{\ell}(\eta)} - 1}{2i\eta} P_{\ell}(\cos\theta), \quad (8.1)$$

$\delta_{\ell}$  reell,  $0 \leq \eta_{\ell} \leq 1$

$\eta$  = CMS-Impuls

$\theta$  = CMS-Streuwinkel.

Bei hohen Energien spielen viele  $\ell$  eine Rolle, so daß (8.1) durch ein Integral approximiert werden kann. Verwendet man außerdem die Eikonalnäherung

$$P_{\ell}(\cos\theta) \approx J_0(\ell\theta) \quad (8.2)$$

für kleine  $\theta$  und große  $\ell$ , so gilt für die Streuamplitude

$$A(s, t) = \frac{W}{2} f(\eta, \theta) = 2 \eta^2 \int_0^{\infty} b \, db \, a(b, s) J_0(b\sqrt{-t}),$$

$b = \ell/\eta$  (= Stoßparameter)

$W = \sqrt{s}$  (= CMS-Energie).

Dabei ist die Kleinwinkelnäherung

$$t \approx - (q\theta)^2 \quad (8.3)$$

verwendet worden.  $a(b, s)$  sollte die energieunabhängige Struktur des Targetteilchens beschreiben und bei reiner Diffraktionsstreuung imaginär sein:

$$a(b, s) = i \alpha(b) \quad (8.4)$$

$\alpha$  reell

Macht man die spezielle Annahme, daß die verschiedenen Stoßparameter entsprechend einer Normalverteilung

$$\alpha(b) = \alpha_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{b^2}{R^2}\right) \quad (8.5)$$

zur Amplitude beitragen, so erhält man

$$A = i\eta^2 R^2 \alpha_0 \exp(R^2 \cdot t/8)$$

und für den differentiellen Streuquerschnitt

$$d\sigma/dt = |f(q, \theta)|^2 = \text{const}(s) \exp(R^2 \cdot t/4). \quad (8.6)$$

Dieses Ergebnis ist bekannt. Es schien aber angemessen, noch einmal zu unterstreichen, wie es zustande kommt: nämlich unter einer sehr speziellen Annahme für die Struktur des Targets (8.5) und unter Einschränkung auf die Nähe der Vorwärtsrichtung (8.2), (8.3). Für  $R = 1 \text{ f}$  und  $-t = 0,4 \text{ (GeV/c)}^2$  stellt (8.3) ungefähr eine 3 %-Näherung für den Wirkungsquerschnitt (8.6) dar. Dieser Wert von  $-t$  wird als obere Grenze für die Anpassung der Daten an das Diffraktionsmodell gewählt, weil der Fehler noch klein gegen die experimentellen Fehler ist, zu größeren  $|t|$  aber schnell ansteigt. Für die Ausgleichsrechnung sind zu den statistischen solche systematischen Fehler quadratisch addiert worden, die keine reinen Normierungsfehler sind (5,5 %, an der Bremskante 6,5 %). Zum resultierenden Fehler im Vorwärts-Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt|_{t=0}$  wurden nachträglich die reinen Normierungsfehler quadratisch addiert.

Die Fits an die Daten dieses Experiments sind in Abb. 18 - 20 dargestellt, die Parameter in Tabelle 6 angegeben. Man sieht, daß der Verlauf der Daten von einem einfachen Diffraktionsmodell gut beschrieben wird. Die Energieunabhängigkeit der Protonstruktur wird zwar innerhalb der Fehler bestätigt, jedoch ist der Energiebereich zu klein, um daraus prinzipielle Schlüsse zu ziehen.

### 8.2. Regge-Pol-Modell

Moffat und Snell haben ein Regge-Pol-Modell angegeben, das unter anderem auf Comptonstreuung anwendbar ist (MOF). Sie gehen aus von der Vorwärtsstreuamplitude  $\epsilon^\mu \epsilon^\nu T_{\mu\nu}(\sigma^2, k)$  eines virtuellen Photons mit dem Massenquadrat  $q^2$ , der Energie  $k$  und der Polarisation  $\epsilon^\mu$  und geben eine lineare Gleichung zwischen dem Tensor  $T_{\mu\nu}$  und zwei Amplituden  $T_1(k, q^2)$ ,  $T_2(k, q^2)$  an, die zur tiefinelastischen Elektronenstreuung in Beziehung stehen. Es wird angenommen, daß der Einfluß anderer Amplituden - insgesamt sind für die Comptonstreuung sechs verschiedene maßgebend - nahe der Vorwärtsrichtung vernachlässigt werden kann. Der Spin des Nukleons wird ebenfalls vernachlässigt. Durch analytische Fortsetzung einer Sommerfeld-Watson-Darstellung des  $t$ -Kanal-Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow N\bar{N}$  erhält man eine Amplitude  $T_1(k, q^2, t)$ , die auf der Massenschale ( $q^2 = 0$ ) in eine Comptonstreuamplitude übergeht.  $T_2$  muß für  $q^2 = 0$  verschwinden, wenn man kinematische Singularitäten vermeiden will.

Tabelle 6

Parameter der Diffraktions-Fits  $d\sigma/dt = A \exp(Bt) = A \exp(R^2 t/4)$

E (GeV)	A ( $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ )	B ( $(\text{GeV}/c)^{-2}$ )	R (f)	$\chi^2$	Zahl der Freiheitsgrade
4,0 - 5,0	$0,88 \pm 0,12$	$6,0 \pm 0,6$	$0,97 \pm 0,05$	6,1	5
5,0 - 6,0	$0,76 \pm 0,08$	$5,5 \pm 0,4$	$0,92 \pm 0,03$	1,8	5
6,0 - 7,0	$0,76 \pm 0,08$	$5,9 \pm 0,4$	$0,96 \pm 0,03$	4,1	5

Die Comptonstreuung hängt dann nur noch von einer Amplitude

$$T_1(k, q^2=0, t) = -\pi \sum_i \beta_i \left( \frac{2m_p k}{m_0^2} \right)^{\alpha_i(t)} \xi_i(t) \frac{\Gamma(\alpha_i(0))}{(2m_p)^{\alpha_i(0)}} \quad (8.7)$$

ab, in der über die drei ausgetauschten Trajektorien P, P' und A<sub>2</sub> zu summieren ist, d.h. über alle Trajektorien mit Isospin = 0,1 und Ladungskonjugation = +1. β<sub>i</sub> sind die Regge-Residuen der drei Trajektorien, m<sub>0</sub> ein freier Massenparameter, m<sub>p</sub> die Protonmasse, ξ<sub>i</sub> der Signaturfaktor

$$\xi_i = \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\Gamma(\alpha_i(t)) \sin\pi\alpha_i(t)}$$

und α<sub>i</sub>(t) die Regge-Trajektorien

$$\left. \begin{aligned} \alpha_P(t) &= 1 + b_P \cdot t \\ \alpha_{P'}(t) &= 1/2 + b_{P'} \cdot t \\ \alpha_{A_2}(t) &= 1/2 + b_{A_2} \cdot t \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

mit den Steigungen b<sub>P</sub> = 0,7 GeV<sup>-2</sup> und b<sub>P'</sub> = b<sub>A<sub>2</sub></sub> = 1 GeV<sup>-2</sup>. Da die Beiträge für P' und A<sub>2</sub> für Comptonstreudaten am Proton<sup>2</sup> allein nicht trennbar sind, hat das Modell drei freie Parameter: β<sub>P</sub>, β<sub>P'</sub>, β<sub>A<sub>2</sub></sub>, m<sub>0</sub>.

Die von Moffat und Snell angegebene Formel für den Compton-Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich in der Energieabhängigkeit von den Angaben anderer Autoren (DAM). Die Herleitung des von (MOF) angegebenen kinematischen Faktors konnte nicht verifiziert werden (KRA). Statt der von (MOF) angegebenen Gleichung (4.16) wird daher die Beziehung

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha^2}{4m_p^2 k^2} |T_1|^2 \quad (8.8)$$

für den Wirkungsquerschnitt verwendet. Der Beitrag des Pomeranschuk-Pols in Vorwärtsrichtung ist hier energieunabhängig wie auch in der oben zitierten Arbeit (DAM).

Neben der Anpassung mit den Trajektorien (A) und der Amplitude (8.7) (im folgenden als Fit A bezeichnet) wurde nach Empfehlung von G. Kramer das Verhalten des Pomeranschuk-Pols modifiziert:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_p(t) &= 1 \\ \alpha_{p_1}(t) &= \alpha_{A_2}(t) = 1/2 + b_{p_1, A_2} \cdot t \end{aligned} \right\} \quad (B)$$

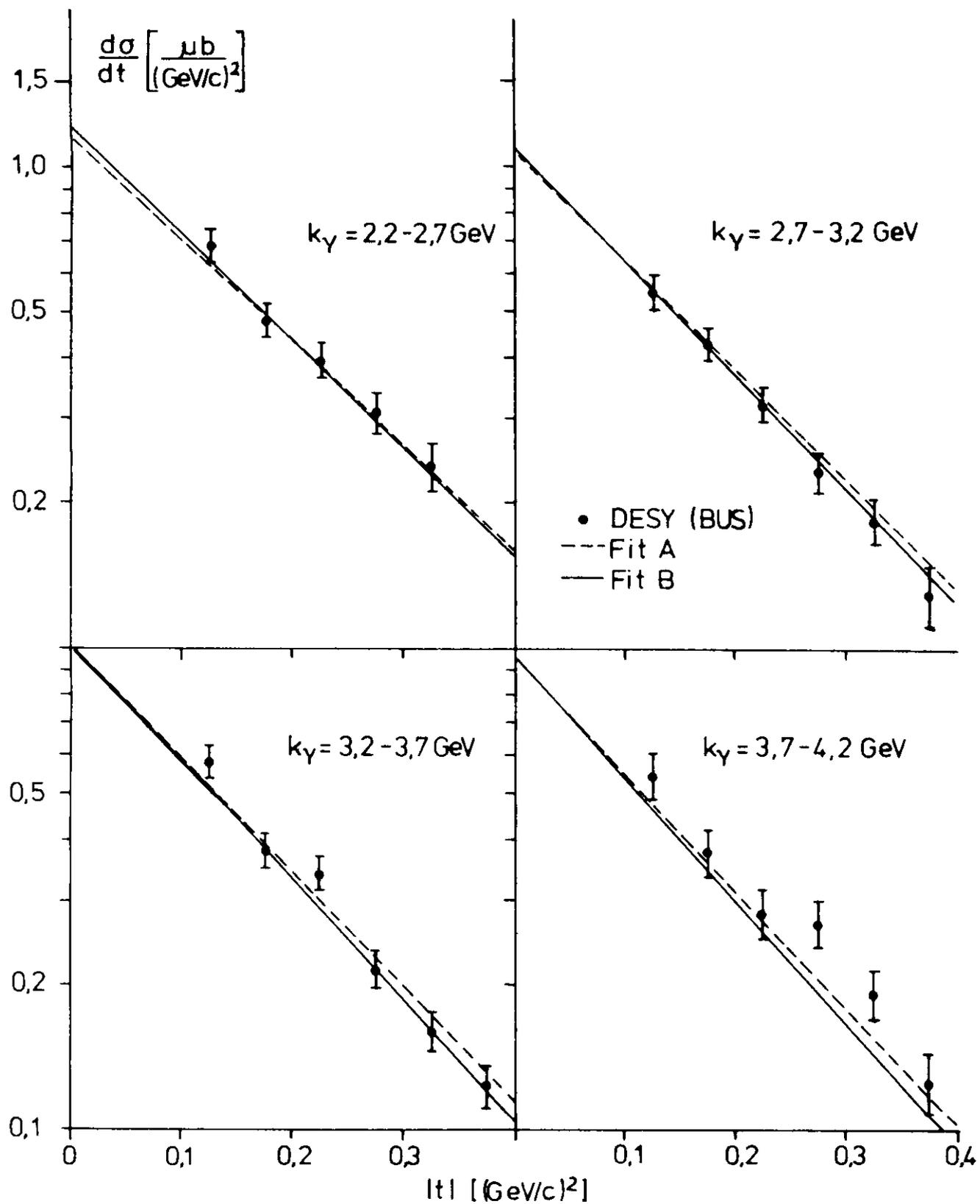
und ein t-abhängiges Pomeranschuk-Residuum der Form

$$\bar{\beta}_p = \beta_p \cdot \exp(A \cdot t) \quad (8.9)$$

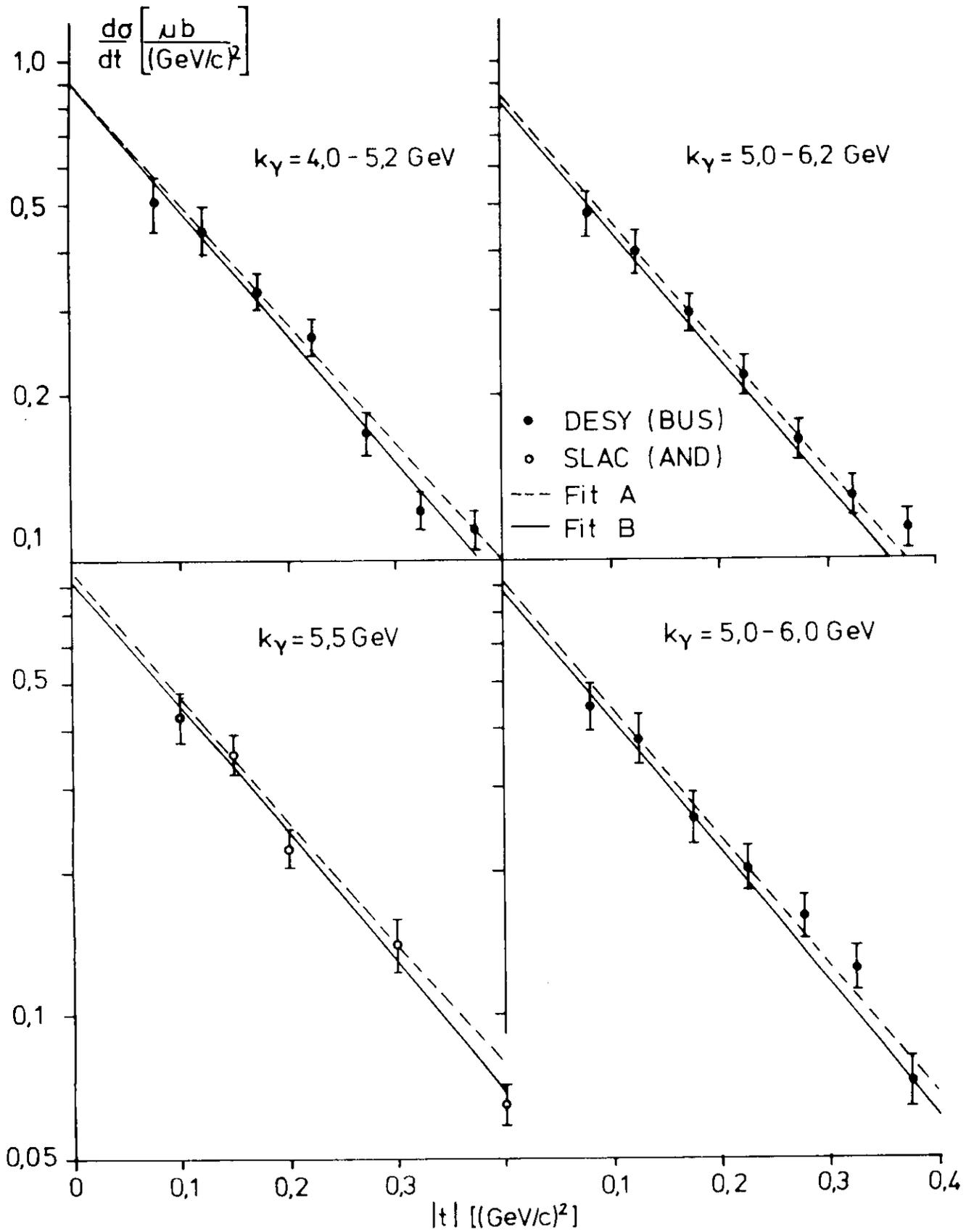
eingeführt. Motivierung dafür ist die Tatsache, daß die Breite des Vorwärtsmaximums bei elastischen Streuungen mit wachsender Energie weit schwächer abnimmt (Shrinkage) als aus Regge-Pol-Voraussagen für P-Austausch zu erwarten wäre. Ein Beispiel dafür ist die  $\bar{p}p$ -Streuung, die zwischen 10 und 1000 GeV/c Laborimpuls nur noch sehr schwaches Shrinkage zeigt (AMA). Die Trajektorien (B) mit (8.9) werden im Fit B verwendet (Parameter  $\beta_p, A, \beta_{p_1}, \beta_{A_2}, m_0$ ).

Zur Anpassung der Parameter wurden alle bisher veröffentlichten Daten zur Comptonstreuung am Proton bei hohen Energien ( $k > 2$  GeV) und kleinen Impulsüberträgen ( $|t| \leq 0,4$  (GeV/c)<sup>2</sup>) verwendet (AND, BOY, BUS). Die Daten aus diesem Experiment und dem zweiten DESY-Compton-Experiment (KOTT) wurden im überlappenden kinematischen Bereich zusammengefaßt, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben. Die systematischen Fehler sind für alle Daten mitverwendet worden. In Tabelle 7 sind die aus den Fits A und B resultierenden Werte für die Parameter angegeben. Beide Fits ergeben eine gute Anpassung, die Fehler der Parameter sind im Fit B wesentlich größer als im Fit A.

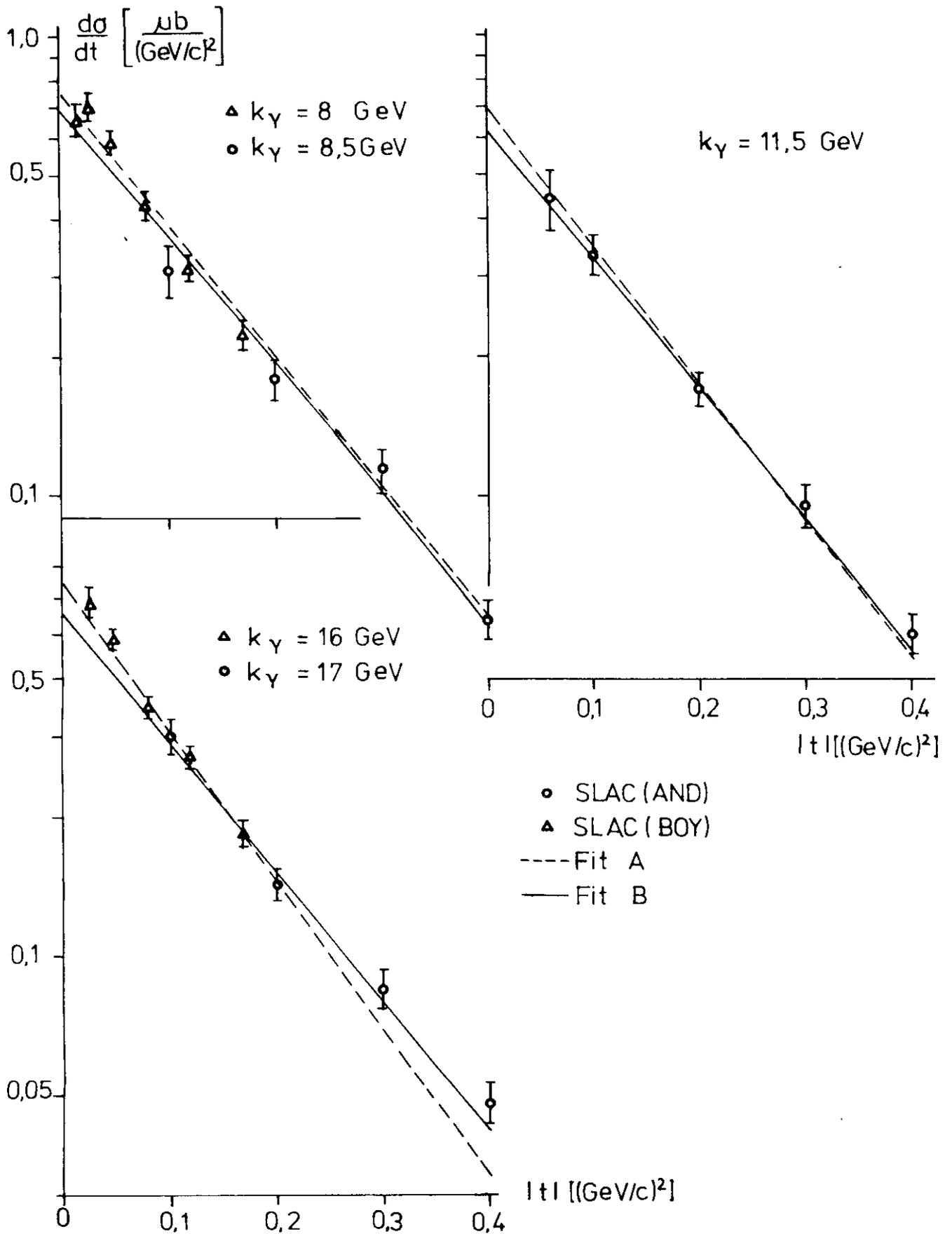
Die Abb. 21 - 23 zeigen die Daten zusammen mit den Fits A und B. Die nicht eingezeichneten Fehler für die angepaßten Wirkungsquerschnitte sind typisch 15 % (A) bzw. 50 % (B). Fit B hat also eine schwächere Aussagekraft. Die Anpassungen an die Daten sind i. allg. gut. Bei kleinen Energien unterscheiden sich die beiden Fits kaum. Bei hohen Energien folgt Fit A eher dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für kleine  $|t|$ , während Fit B sich eher den Daten bei größeren  $|t|$  anpaßt, was auch die großen Fehler erklärt, denn die Daten bei kleinen  $|t|$  sind genauer als die bei großen.



**Abb. 21** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Compton-  
streuung mit Regge-Pol-Fits



**Abb. 22** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Compton-  
 streuung mit Regge-Pol-Fits



**Abb. 23** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für Comptonstreuung mit Regge-Pol-Fits

Ergebnisse für das Verhältnis von Real- und Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude  $\text{Re } T_1 / \text{Im } T_1$  werden im Kapitel 9 behandelt.

### 8.3. Vektor-Dominanz-Modell

Im Vektor-Dominanz-Modell, ausgehend von der Strom-Feld-Identität

$$j_\mu(x) = - \sum_V \frac{m_V^2}{2\gamma_V} V_\mu(x) \quad (8.10)$$

zwischen dem hadronischen elektromagnetischen Strom  $j_\mu(x)$  und den Feldern der Vektormesonen  $V_\mu(x)$ , werden Analogievorstellungen zwischen dem Photon und den Vektormesonen entwickelt (SUR, GEL). Insbesondere wird ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Compton-Wirkungsquerschnitt und dem Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt der Vektormesonen vorhergesagt:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow p\gamma)}{dt} = \left[ \sum_V \left( \frac{\alpha\pi}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma^{\text{tr}}(\gamma p \rightarrow pV)}{dt} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (8.11)$$

$\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante,  $\gamma_V$  die Photon-Vektormeson-Kopplungskonstante,  $d\sigma^{\text{tr}}/dt$  ist der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt für Vektormesonen mit der transversalen Polarisation des Photons. Da die Vektormesonen massive Teilchen sind, ist die letzte Forderung nicht lorentzinvariant und bedarf der Interpretation in einem speziellen System. Sowohl theoretische (SAK) wie experimentelle Argumente (BALR, WLF) geben offenbar dem Helizitätssystem den Vorzug. Darin ist die Flugrichtung des Vektormesons im Schwerpunktsystem die Quantisierungsachse für dessen Zerfallswinkel-Verteilung. Der in (8.11) beitragende Anteil  $d\sigma^{\text{tr}}/dt$  entspricht dann s-Kanal-Helizitätserhaltenden Reaktionen mit - in hochenergetischer Näherung - natürlichem Paritätsaustausch ( $P = (-1)^J$ ) im t-Kanal (SCH).

#### 8.3.1. Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte für $\rho$ , $\omega$ , $\phi$

Die Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte der drei heute bekannten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  sind in verschiedenen Experimenten gemessen worden, jedoch sind die Ergebnisse für den wichtigsten Beitrag in Gleichung (8.11) - den

Tabelle 7

Parameter der Regge-Pol-Fits

Fit	P-Residuum $\beta_P$	P'-A <sub>2</sub> -Residuum $\beta_{P'} + \beta_{A_2}$	Dekrement A ((GeV/c) <sup>-2</sup> )	Massenparameter $m_0$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\chi^2$	Zahl der Freiheitsgrade
A	0,60 ± 0,04	0,82 ± 0,05	-	0,63 ± 0,02	76,2	70
B	1,63 ± 0,40	1,83 ± 0,14	2,70 ± 0,17	1,12 ± 0,14	72,0	69

des  $\rho$ -Mesons - teilweise widersprechend (NAR, WLF). Eines der Experimente mit den geringsten systematischen Unsicherheiten ist offenbar das von J. Ballam et al. (BALR) durchgeführte. Dieses Experiment ist noch aus anderen Gründen für den Vergleich besonders geeignet:

1) Es handelt sich um ein Blasenkammer-Experiment mit linear polarisiertem und monochromatischem  $\gamma$ -Strahl. Man erhält eine direkte Messung des Wirkungsquerschnitts für natürlichen Paritätsaustausch  $d\sigma^N/dt$  ( $\gamma p \rightarrow \rho^0$ ).

2) Aus diesem Experiment resultieren auch Daten für  $d\sigma^N/dt$  ( $\gamma p \rightarrow \rho\omega$ ) (BALO, POD). Diese sind wichtig, da die Paritätsasymmetrie

$$P_{\sigma} = \frac{\sigma^N - \sigma^U}{\sigma^N + \sigma^U}$$

für die  $\omega$ -Produktion - im Gegensatz zum  $\rho$  - erheblich von 1 abweicht.

3)  $\rho$ - und  $\omega$ -Produktions-Daten liegen für die gleiche Laborenergie von 4,7 GeV vor, die in den Bereich dieses Experiments fällt.

Für die  $\phi$ -Photonproduktion werden die DESY-Blasenkammer-Messungen (ABBHM) im Energiebereich von 2,5 bis 5,8 GeV zu Grunde gelegt.  $d\sigma^N/dt$  ist bisher nur ungenau gemessen worden, jedoch gibt es ein vorläufiges Ergebnis für die Asymmetrie

$$\Sigma = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}$$

aus einer SLAC-Messung mit linear polarisierten Photonen.  $\Sigma$  ist eng mit  $P_{\sigma}$ -korreliert. Der Wert  $\Sigma = 1,05 \pm 0,12$  bei 8 GeV (WOF) läßt nur einen sehr kleinen Anteil unnatürlichen Paritätsaustausches zu. Einen widersprechenden Wert von  $\Sigma = 0,53 \pm 0,15$  geben McClellan et al. an (MAC). Die systematischen Fehler in diesem Experiment scheinen aber nicht endgültig geklärt zu sein (WOF). Für die Rechnung wird  $P_{\sigma} = 1$  angenommen und damit die rechte Seite von (8.11) nach oben abgeschätzt, was mit anderen Annahmen, die später gemacht werden, in der Richtung konsistent ist.

### 8.3.2. Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten

Es gibt im wesentlichen drei Möglichkeiten, die Kopplungskonstanten  $\gamma_V^2/4\pi$  ( $V = \rho, \omega, \phi$ ) zu bestimmen:

- 1) aus Speicherring-Experimenten  $e^+e^- \rightarrow V$
- 2) aus leptonischen Zerfällen bei Produktionsexperimenten
- 3) aus Photoproduktionsexperimenten an komplexen Kernen

Während für 3) Modellvorstellungen eine wesentliche Rolle spielen, macht man in 1) und 2) eher eine direkte Messung. Die Kopplungskonstanten ergeben sich aus dem Verzweigungsverhältnis  $B = (V \rightarrow e^+e^-)/(V \rightarrow \text{alle Zerfälle})$  und der Breite der Resonanz  $\Gamma_{\text{tot}}$  (TING) zu:

$$\frac{\gamma_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \frac{m_V}{B \cdot \Gamma_{\text{tot}}}$$

Die Messungen am Orsay-Speicherring ACO, die hier verwendet werden sollen, liefern Werte für alle Kopplungskonstanten (PEP):

$$\begin{aligned} \gamma_\rho^2/4\pi &= (1,99 \pm 0,11)/4 \\ \gamma_\omega^2/4\pi &= (14,9 \pm 2,8)/4 \\ \gamma_\phi^2/4\pi &= (11,5 \pm 0,9)/4 \end{aligned}$$

### 8.3.3. Vergleich von Compton-Wirkungscuerschnitt und Vektor-Dominanz-Voraussage

Die drei Amplituden

$$S_V = \left( \frac{\alpha\pi}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma^{\text{tr}}(\gamma p \rightarrow pV)}{dt} \right)^{1/2} \quad (8.12)$$

auf der rechten Seite von (8.11) verhalten sich bei  $-t = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$  etwa wie

$$S_\rho : S_\omega : S_\phi = 14 : 2 : 1$$

Man betrachtet bei der Addition also im wesentlichen eine korrigierte  $\rho$ -Amplitude. Der aus der  $\rho$ -Erzeugung stammende Anteil dieser Amplitude wird

direkt aus den Meßdaten für  $\frac{d\sigma^N}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega)$  berechnet, die übrigen Anteile erhält man aus den Diffraktionsparametrisierungen

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{Bt}$$

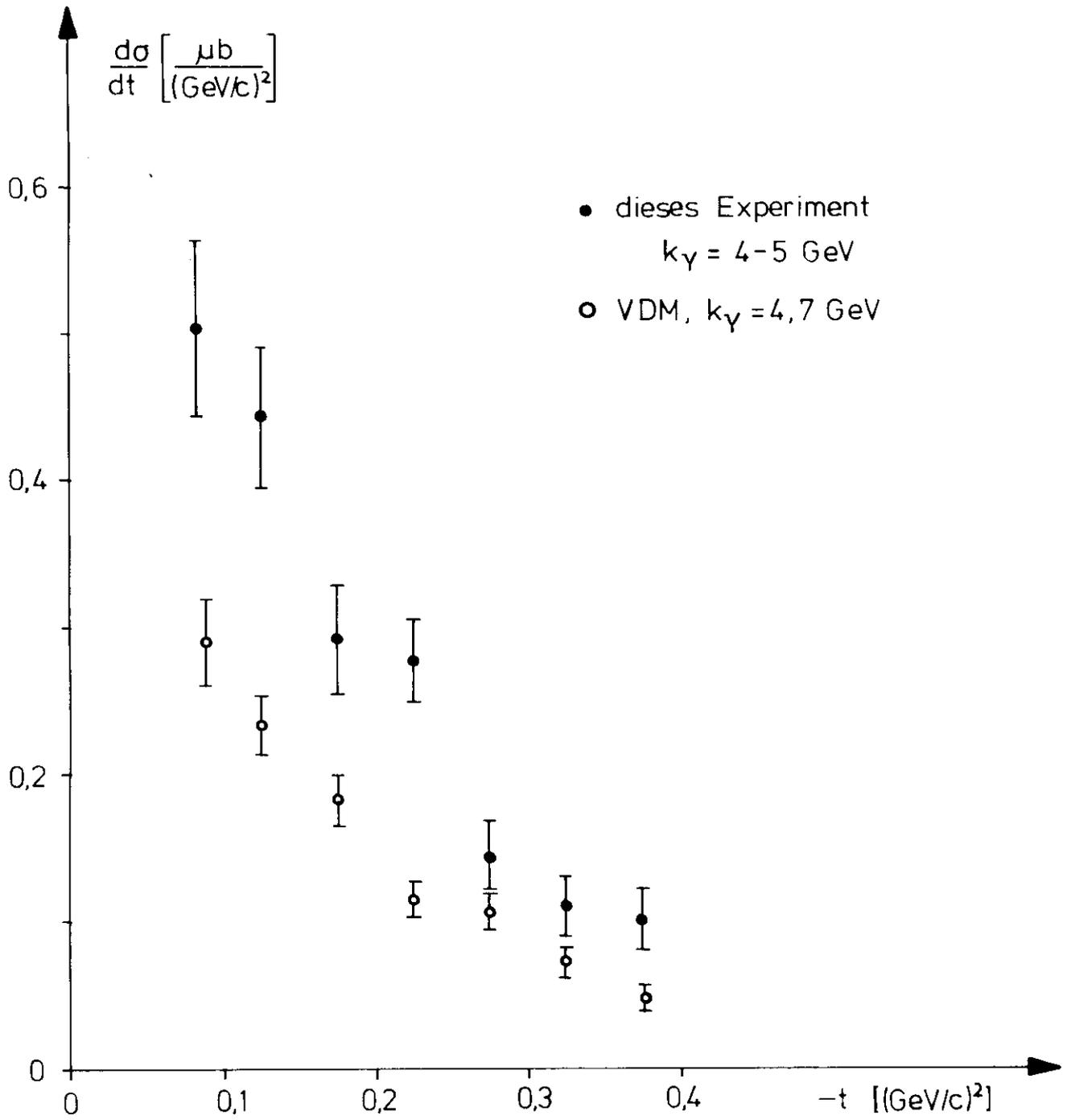
für  $d\sigma^N/dt(\gamma p \rightarrow p\omega)$  und  $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow p\phi)$ , die in den entsprechenden Arbeiten angegeben sind. Von den verschiedenen modellabhängigen Resultaten für den  $\rho$ -Wirkungsquerschnitt, die in (BALR) berechnet werden, sind jeweils die maximalen Werte genommen worden. Damit erhält man auf der rechten Seite von (8.11) eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt. Die direkte Addition der drei Terme (8.12) ohne Rücksicht auf mögliche Phasen oder Vorzeichen impliziert ebenfalls eine obere Grenze.

Abb. 24 zeigt die Daten dieses Experiments im Energieintervall von 4 - 5 GeV zusammen mit der VDM-Vorhersage (ca. 4,7 GeV). Man stellt eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und Modell fest. Obwohl die Voraussage eine obere Grenze repräsentieren sollte, liegt sie etwa um 40 % tiefer als die Daten aus diesem Experiment. Wählt man für die  $\gamma$ - $\rho$ -Kopplungskonstante einen neueren Orsay-Wert (LEF) von  $(2,56 \pm 0,22)/4$ , so erhöht sich die Diskrepanz auf etwa 50 %.

#### 8.3.4. Mögliche Ursachen für die Diskrepanzen

Zwei wesentliche Annahmen, die als mögliche Ursachen für die in Abb. 24 gezeigten Diskrepanzen gelten können, sind in (8.11) enthalten:

- 1) Die Kopplungskonstanten sind möglicherweise massenabhängig. Bei Photo-produktionsexperimenten ist  $m_\gamma = 0$ , dagegen hat man in Speicherringexperimenten  $m_\gamma = m_V$ .
- 2) Die Existenz weiterer Vektormesonen ist bisher nicht ausgeschlossen. In verschiedenen Experimenten ist nach ihnen gesucht worden. Photoproduktionsexperimente waren bisher wenig erfolgreich (ALV, BUL, SIL). Insbesondere wurde keine überzeugende Evidenz für eine höhere Resonanz im  $\pi\pi$ -Kanal mit einer Masse von 1000 - 2000 MeV gefunden. Benvenuti et al. (BEN) liefern zwar experimentelle Evidenz für ein Vektormeson der Masse  $m = 1970$  MeV aus  $(p\bar{p} \rightarrow K_s^0 K_1^0)$ -Ereignissen, geben aber gleichzeitig Argumente für eine mögliche Unterdrückung in Photoproduktionsexperimenten.



**Abb. 24** Vergleich von differentielltem Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$   
 für Comptonstreuung und VDM-Voraussage

### 9. Compton-Vorwärtsstreuung und totaler Wirkungsquerschnitt für Photonen

Durch das optische Theorem sind der Imaginärteil der Compton-Vorwärtsstreuamplitude und der totale hadronische Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt miteinander verknüpft:

$$\text{Im } f_1(k) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(k) \quad (9.1)$$

$f_1$  ist die Nukleonspin-gemittelte Vorwärtsstreuamplitude, sie entspricht paralleler Polarisation von ein- und auslaufendem Photon. Daneben gibt es einen Spin-flip-Term  $f_2$ , so daß der Compton-Vorwärtsquerschnitt insgesamt die Form

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\pi}{k^2} (|f_1(k)|^2 + |f_2(k)|^2)$$

hat und bei Berücksichtigung von (9.1) als

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(k)}{16\pi} + \frac{\pi}{k^2} |\text{Re } f_1(k)|^2 + \frac{\pi}{k^2} |f_2(k)|^2 \quad (9.2)$$

geschrieben werden kann.

Messungen für  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  sind an verschiedenen Labors gemacht worden, und es liegen Daten vor, die von der Schwelle für  $\pi$ -Produktion bis etwa 20 GeV Laborenergie reichen (Referenzen siehe in (DAM)).

Bei analytischer Beschreibung dieser Daten und Extrapolation zu beliebig großen Energien auf Grund eines Regge-Pol-Modells ist es möglich, mit Hilfe einer Dispersionsrelation (GEM)  $\text{Re } f_1(k)$  aus  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  zu berechnen:

$$\text{Re } f_1(k) = f_1(0) + \frac{k^2}{\pi} \int_{k_0}^{\infty} \frac{d k'^2}{k'^2 - k^2} \frac{\text{Im } f_1(k')}{k'^2}$$

mit der  $\pi$ -Produktionsschwelle  $k_0$ .

Solche Rechnungen sind unter anderem von Damashek und Gilman (DAM) gemacht worden, so daß in Gl. (9.2) die ersten zwei Terme auf der rechten Seite bekannt sind und zusammen eine untere Grenze für den Compton-Vorwärtsquerschnitt darstellen ( $f_1$ -Beitrag). Der so berechnete  $f_1$ -Beitrag ist in Abb. 25 zusammen

mit den Compton-Vorwärtsquerschnitten dargestellt, die durch Diffraktionsfits der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{Bt}$$

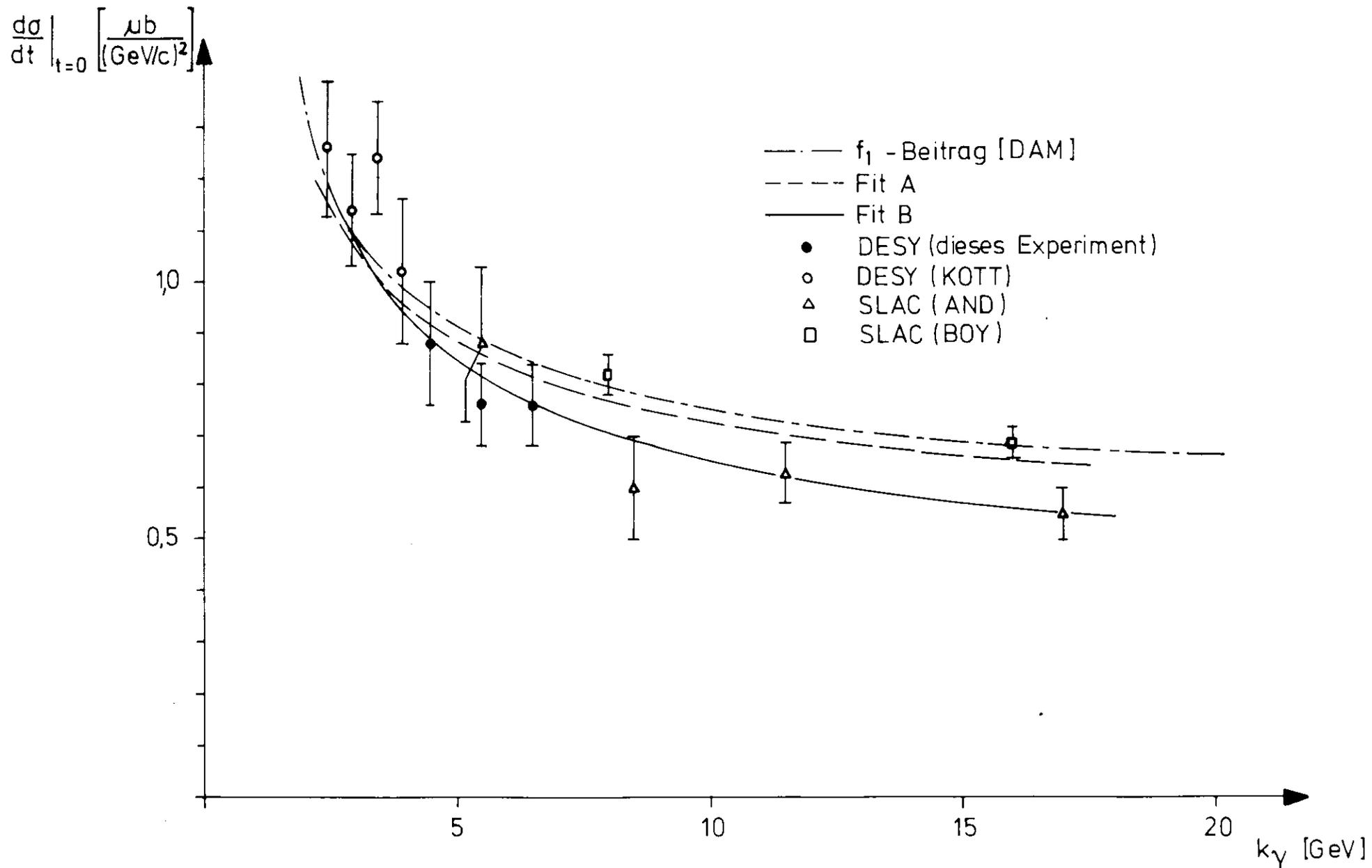
oder

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{Bt} + Ct^2$$

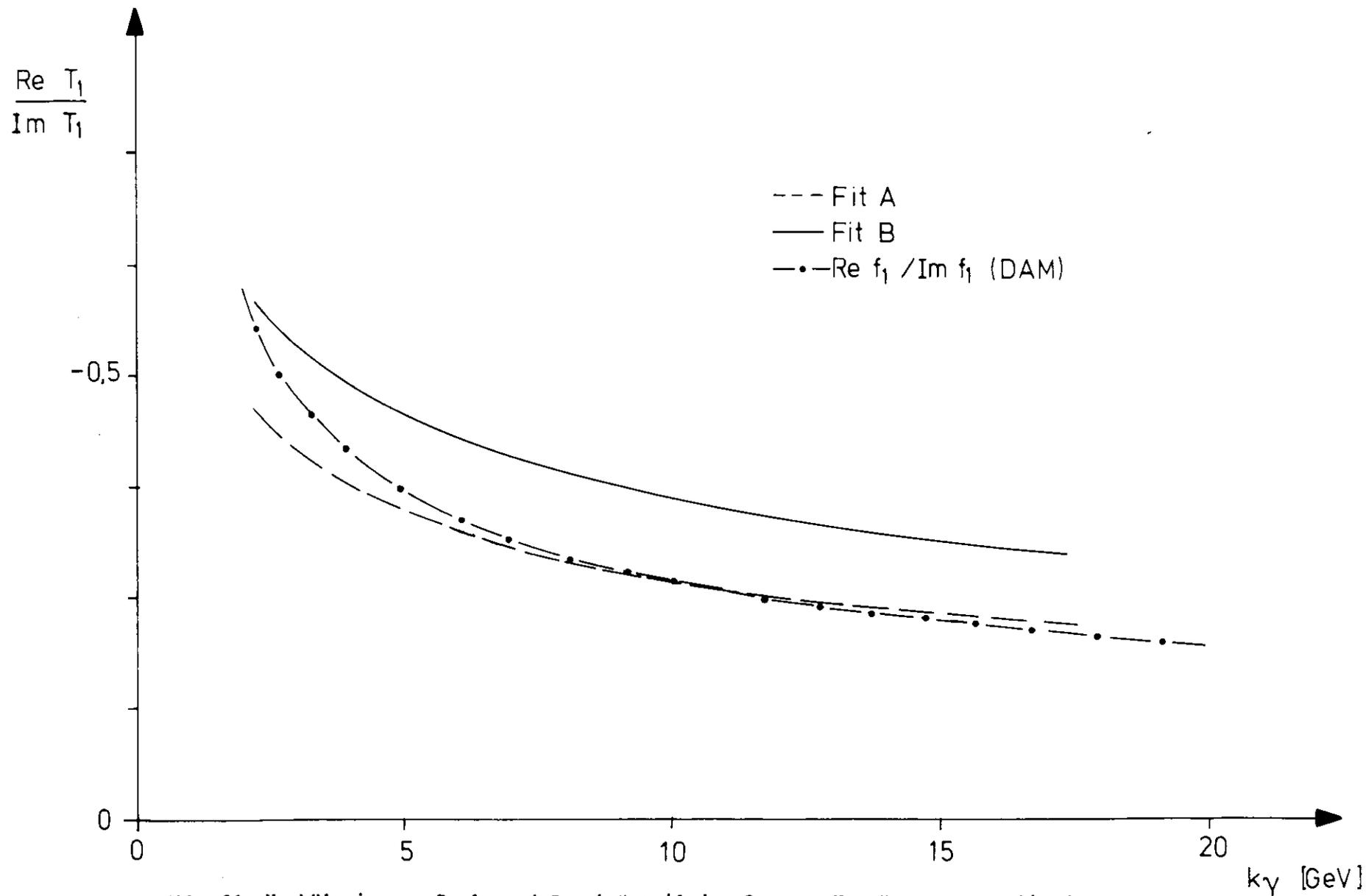
ermittelt wurden. Ein Vergleich der SLAC-Daten bei größeren  $|t|$  (AND) mit denen nahe der Vorwärtsrichtung (BOY) zeigt deutlich, daß diese Extrapolation nach  $t = 0$  nicht unproblematisch ist. Die Daten aus (AND) liefern bei vergleichbaren Energien Vorwärtsquerschnitte, die um 20 - 30 % unter denen aus (BOY) liegen, obwohl die Daten aus beiden Experimenten bei vergleichbaren  $|t|$  von etwa  $0,1 \text{ (GeV/c)}^2$  gut konsistent sind, wie in (BOY) gezeigt wird. Eine ähnliche Unsicherheit wie in (AND) kann aus diesem Grunde für die Vorwärtsquerschnitte dieses Experiments und des zweiten DESY-Experiments (KOTT) nicht ausgeschlossen werden. Unter diesem Gesichtspunkt ist der  $f_1$ -Beitrag entsprechend den ersten beiden Termen auf der rechten Seite von (9.2) mit einer unteren Grenze für den Compton-Vorwärtsquerschnitt für alle Experimente konsistent.

Einen Compton-Vorwärtsquerschnitt liefert auch der im letzten Kapitel besprochene Regge-Pol-Fit an alle SLAC- und DESY-Daten. Sein Verlauf ist für die dort definierten Fits A und B ebenfalls in Abb. 25 dargestellt. Während der Fit A mit dem  $f_1$ -Beitrag gut konsistent ist, folgt Fit B eher den von großen  $|t|$  extrapolierten Werten für  $d\sigma/dt|_{t=0}$ , nicht aber denen aus (BOY). Angesichts der großen Fehler von Fit B (50 %) muß man aber auch diesen als konsistent mit dem  $f_1$ -Beitrag bezeichnen.

Die Ausführungen zeigen, daß die Messungen des totalen hadronischen Photo-produktionsquerschnitts und des Vorwärtsquerschnitts für Comptonstreuung die aus dem optischen Theorem gewonnene Beziehung (9.2) erfüllen. Darüber hinaus kann man sagen, daß der  $f_2$ -Beitrag zu (9.2) bei hohen Energien klein ist. Aus diesem Grunde ist es offenbar zulässig, das die Streuphase bestimmende Verhältnis  $\text{Re } f_1 / \text{Im } f_1$  aus der Dispersionsrelation mit dem Verhältnis  $\text{Re } T_1 / \text{Im } T_1$  aus dem Regge-Pol-Fit zu vergleichen. In Abb. 26 sind beide Verhältnisse in Abhängigkeit von der Laborenergie  $k$  angegeben. Man sieht, daß der Fit A bei großen



**Abb. 25** Compton-Vorwärtsquerschnitt nach Regge-Pol- und Diffraktions-Fits,  
 Vergleich mit dem  $f_1$ -Beitrag aus Dispersionsrelationen



**Abb. 26** Verhältnis von Real- und Imaginärteil der Compton-Vorwärtsstreuamplitude aus Regge-Pol-Fits, Vergleich mit dem entsprechenden  $f_1$ -Verhältnis aus Dispersionsrelationen

Energien in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen aus (DAM) ist. Bei kleineren Energien hat man eine kleine Diskrepanz.

Beide Fits liefern für den Wirkungsquerschnitt Anpassungen, die sich von exponentiellem Verhalten der Form

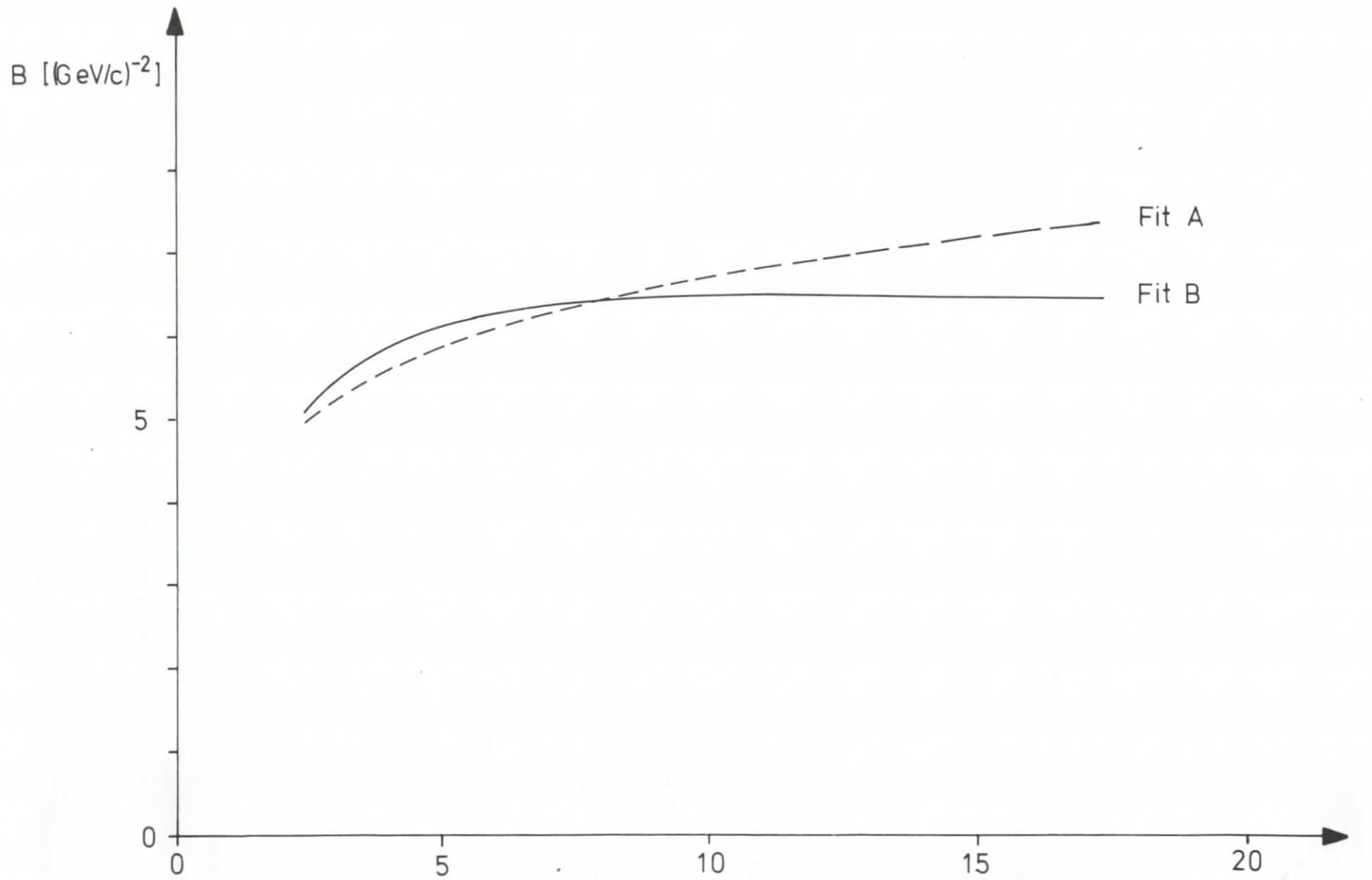
$$\frac{d\sigma}{dt} = A(k) e^{Bt} \quad (9.3)$$

nur unwesentlich unterscheiden. Daher ist eine Aussage über das schon in Abschnitt 8.2. angesprochene Shrinkage möglich, wenn man das in (9.3) auftretende Dekrement B in der Form

$$B = \frac{\Delta \log \frac{d\sigma}{dt}}{\Delta t} \quad (9.4)$$

definiert. Um B nach (9.4) zu berechnen, wurde ein Intervall der Breite  $\Delta t = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$  symmetrisch um  $t = -0,2 \text{ (GeV/c)}^2$  gewählt. Die Ergebnisse für beide Fits sind in Abb. 27 dargestellt. Im Fit B wird das Shrinkage für große Energien, bei denen das Verhalten fast vollständig vom Pomeranschuk-Pol bestimmt wird, künstlich unterbunden (siehe Abschnitt 8.2.). Im Fit A steigt das Dekrement B zwischen 2,5 und 17 GeV um etwa 50 % an. Unterhalb von 10 GeV stimmen die Fits A und B gut überein.

Das in Abschnitt 8.1. angegebene Diffraktionsmodell muß unter diesen Gesichtspunkten als zu einfach angesehen werden: Die Compton-Streuamplitude ist nicht rein imaginär, eine energieunabhängige Protonstruktur wird nicht festgestellt.



**Abb. 27** Logarithmisches Dekrement  $B$  des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt$  aus Regge-Pol-Fits

$k_\gamma$  [GeV]

### Zusammenfassung

Die elastische Streuung hochenergetischer Photonen an Protonen wurde unter kleinen Winkeln gemessen. Dazu wurde ein Flüssig-Wasserstoff-Target mit Bremsstrahlung beschossen und das gestreute Photon und das Rückstoßproton in Koinzidenz nachgewiesen, das Proton mit Funkenkammern, das Photon mit zwei Zählerhodoskopen. Die Energie des Protons wurde mit dE/dx-Zählern und einem Funkenkammer-Absorber-Teleskop gemessen. Ein Bleiglas-Čerenkov-Zähler gestattete eine grobe Messung der  $\gamma$ -Energie und die Unterdrückung niederenergetischen Untergrundes. Gemessene Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  für  $\gamma$ -Energien zwischen 4 und 7 GeV und quadratische Viererimpulsüberträge  $t$  zwischen  $-0,06$  und  $-0,07$   $(\text{GeV}/c)^2$  werden angegeben. Sie stimmen mit denen anderer Experimente gut überein.

Die Meßergebnisse lassen sich theoretisch wie folgt beschreiben:

- 1) Der Wirkungsquerschnitt kann für Werte von  $|t| \leq 0,4$   $(\text{GeV}/c)^2$  im Rahmen eines Diffraktionsmodells als  $d\sigma/dt \approx \exp(Bt)$  beschrieben werden. Man erhält einen mittleren Wert von  $B = (5,8 \pm 0,5)$   $(\text{GeV}/c)^{-2}$ .
- 2) Auf Grund des Vektor-Dominanz-Modells (VDM) läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung aus der Photoerzeugung von Vektormesonen berechnen. Die VDM-Vorhersage zeigt eine deutliche Diskrepanz gegenüber den Ergebnissen dieses Experiments und ist zur quantitativen Beschreibung des Wirkungsquerschnitts ungeeignet.
- 3) Ein Regge-Pol-Fit an alle bisher veröffentlichten Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung bei hohen Energien (2 - 17 GeV) liefert eine gute Beschreibung dieser Daten bis etwa  $|t| = 0,4$   $(\text{GeV}/c)^2$ . Die Breite des Diffraktionsmaximums nimmt zwischen 2 und 17 GeV um etwa 30 % ab (Shrinkage). Die Compton-Streumplitude erweist sich als nicht rein imaginär, sondern hat einen energieabhängigen Realteil von 20 - 50 % des Imaginärteils. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Dispersionsrelationen.
- 4) Ein Vergleich des Vorwärtswirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt|_{t=0}$  mit entsprechenden Vorhersagen aus den Messungen von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  (Optisches Theorem, Dispersionsrelationen) zeigt konsistente Ergebnisse.

## Referenzen:

- ABBHHM H.G. Hilpert et al., Phys. Lett. 27 B, 474 (1968)
- ALV H. Alvensleben et al., Phys. Rev. Lett. 26, 273 (1971)
- AMA U. Amaldi et al., CERN-Preprint (1971) und  
Phys. Lett. (wird veröffentlicht)
- AND R.L. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1218 (1970)
- BAD G.D. Badhwar et al., Nucl. Instr. 57, 116 (1967)
- BALO J. Ballam et al., Phys. Rev. Lett. 24, 1364 (1970)
- BALR J. Ballam et al., SLAC-Pub-941 (1971) und  
H. Bingham et al., Phys. Rev. Lett. 24, 955 (1970)
- BEN A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 27, 283 (1971)
- BET H.A. Bethe u. J. Ashkin, Exp. Nucl. Phys., Hrg. E. Segré,  
Band I (Wiley, New York, 1952)
- BOY A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1600 (1971)
- BRA D.W. Braben, Proceedings on the 4<sup>th</sup> International Symposium on  
Electron and Photon Interactions at High Energies,  
Liverpool, Sept. 14<sup>th</sup> - 20<sup>th</sup>, 1969
- BRAE W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 33 B, 236 (1970)
- BRAP M. Braunschweig et al., Nucl. Phys. B 20, 191 (1970) und  
DESY-Bericht 70/1 (1970)
- BUL F. Bulos et al., Phys. Rev. Lett. 26, 149 (1971)
- BUS G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 37 B, 211 (1971) und  
DESY-Bericht 71/51 (1971)
- BUN G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 33 B, 241 (1970) und  
DESY-Bericht 70/46 (1970)
- DAM M. Damashek und F.J. Gilman, Phys. Rev. D 1, 1319 (1970)
- FID M. Fidecaro et al., Nuovo Cimento 23, 800 (1962)
- FRA G. Franke, Diplomarbeit, Hamburg (1968) und  
DESY-Interner Bericht F 33 - 68/2 (1968)
- GEL M. Gell-Mann und F. Zachariasen, Phys. Rev. 124, 953 (1961)
- GEM M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, W. Thirring, Phys. Rev. 95, 1612 (1954)

KES G. Kessler, DESY-Bericht 67/44 (1967)  
 KNA T.M. Knasel und J.K. Walker, Phys. Lett. 27 B, 103 (1968)  
 T.M. Knasel, DESY-Bericht 69/8 (1969)  
 KOTT R. Kotthaus, Dissertation, Hamburg (1972)  
 KRA G. Kramer, Persönliche Mitteilung  
 LAD A. Ladage und H. Pingel, DESY-Bericht 65/12 (1965)  
 LAW J.L. Lawson, Phys. Rev. 75, 433 (1949)  
 LEF J. Lefrancois, Beitrag zur Cornell-Konferenz (1971)  
 LOE G. Löffler, Dissertation, Hamburg (1970) und  
 DESY-Interner-Bericht F 33 - 70/3 (1970)  
 LUT H. Luther, Diplomarbeit, Hamburg (1970)  
 MAC G. McClellan et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1597 (1971)  
 MAL E. Malamud, Phys. Rev. 115, 687 (1959)  
 MAR K.P. Marten, Diplomarbeit, Hamburg  
 MEA D.F. Measday und C. Richard-Serre, CERN-Bericht 69 - 17 (1969)  
 MOF J.W. Moffat und V.G. Snell, Phys. Rev. D 3, 2849 (1971)  
 MOL G. Molière, Z. Naturforsch. 2 a, 133 (1947) und 3 a, 78 (1948)  
 MRS D.F. Measday und C. Richard-Serre, Nucl. Instr. 76, 45 (1969)  
 NAR B. Naroska, Dissertation, Hamburg (1970)  
 PER J. Perez v Jorba, Beitrag zur Liverpool-Konferenz (BRA)  
 POD W.J. Podolsky, Dissertation, UCPL-20128 (1971)  
 PRE J. Prentki und J. Steinberger, Proceedings of the 14<sup>th</sup> International  
 Conference of High-Energy-Physics, Wien (1968)  
 ROL H. Rollnick, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria-Laach (1969)  
 SAK J.J. Sakurai, Beitrag zur Liverpool-Konferenz (BRA)  
 SCH K. Schilling, P. Sevboth und G. Wolf, Nucl. Phys. B 15, 397 (1970)  
 SCHZ H.D. Schulz, Dissertation, Hamburg (1966)

SIL A. Silverman, Beitrag zur Liverpool-Konferenz (BRA)

SOL H. Moore, FORTRAN IV-Programm "SOLVE"

STE R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 117, 485 (1960)

SUR J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11, 1 (1960)

TIMM U. Timm und K.P. Marten, DESY-Interner Bericht F 33 - 71/1 (1971)

TING S.C.C. Ting, Beitrag zur Wien-Konferenz (PRE)

VOG G. Vogel, Diplomarbeit, Hamburg (1969) und  
DESY-Interner Bericht F 33 - 69/2 (1969)

VOL U. Völkel, Persönliche Mitteilung

WIR J.W. DeWire et al., Phys. Rev. 82, 447 (1951)

WLF G. Wolf, DESY-Bericht 70/64 (1970)

WOF G. Wolf, Beitrag zur Cornell-Konferenz (1971) und  
DESY-Bericht 71/50 (1971)

WOLF G. Wolf, DESY-Bericht 70/45 (1970)

### Danksagung

Ich danke Herrn Prof. E. Lohrmann, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit anzufertigen. Sie entstand im Rahmen eines Experiments der Gruppen F33 und F35 am Deutschen Elektronensynchrotron.

Allen Mitgliedern der DESY-Compton-Kollaboration danke ich für die gute Zusammenarbeit. Den Herren Drs. L. Criegee, R. Kotthaus, G. Poelz und U. Timm gilt mein besonderer Dank für ihre Unterstützung in zahlreichen physikalischen Fragen.

Herrn Prof. G. Kramer bin ich für wertvolle Diskussionen einiger theoretischer Aspekte der Arbeit zu Dank verpflichtet.

Für die bereitwillige und sorgfältige Hilfe bei allen technischen Fragen danke ich Frau G. Andersson, Frau E. Hell, Frau W. Kuffner, Herrn A. Marxen und meiner Frau.