

Interner Bericht  
DESY F32-71/2  
Juli 1971

Elektroproduktion von  $\pi^+\Delta^0(1236)$  an Wasserstoff

von

Gerd Hofmann

DESY-Bibliothek  
6. SEP. 1971



Elektroproduktion von  $\pi^+ \Delta^0(1236)$

an Wasserstoff

von

Gerd Hofmann

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments der Gruppe F32 beim DESY.

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Theoretische Beschreibung der Elektroproduktion	2
2.1 Kinematische Variable	2
2.2 Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung	4
2.3 Modelle zur Dynamik der Elektroproduktion	10
2.4 Folgerungen für die Wahl des Meßbereiches	12
3. Der Experimentelle Aufbau und Durchführung	13
3.1 Prinzip der Meßanordnung	13
3.2 Das Elektronenspektrometer	14
3.3 Das Pionenspektrometer	16
3.4 Die Funkenkammern	17
3.5 Das optische System	18
3.6 Die Elektronik	19
3.7 Die experimentelle Durchführung	21
4. Die Auswertung der Daten	23
4.1 Der Flying-Spot-Digitizer	23
4.2 Die Spurenerkennung	24
4.2.1 Transformation in das Eichrahmensystem	25
4.2.2 Rekonstruktion der Spuren	27
4.2.3 Test der Spurenerkennung	32
4.3 Die Berechnung der Impulse	34
4.4 Die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte	35
4.5 Korrekturen und Fehler	44

	<u>Seite</u>
5. Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse	47
5.1 Das Rückstoßmassenspektrum	47
5.2 Der Untergrund	49
5.3 Die Reaktion $ep \rightarrow e\pi^+\Delta^0$	50
6. Zusammenfassung	57
Verzeichnis der Tabellen	59
Verzeichnis der Figuren	61
Literaturverzeichnis	66

## 1. Einleitung

Zur Untersuchung der physikalischen Eigenschaften von Elementarteilchen werden Streuexperimente durchgeführt. Beim Stoß hochenergetischer Elektronen mit Nukleonen können Mesonen erzeugt werden. Die Kenntnisse bezüglich der Art der Kopplung des elektromagnetischen Feldes der Elektronen an das Feld der starken Wechselwirkung der Hadronen sind noch gering. Deshalb wurde in einigen Experimenten am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) die Elektroproduktion von  $\pi^+$ -Mesonen in einem möglichst großen kinematischen Bereich untersucht. Dabei wurden die an Wasserstoff inelastisch gestreuten Elektronen und die erzeugten  $\pi^+$ -Mesonen in je einem Spektrometer in Koinzidenz nachgewiesen. ( Ref. 2 C. Driver et al.)

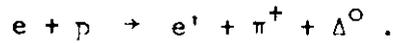
Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Nukleon wird durch den Austausch eines oder mehrerer virtueller Gammaquanten beschrieben.

Bei Experimenten, in denen die ein- und auslaufenden Elektronen nicht polarisiert sind, ist mit der Virtualität eine Polarisation der Photonen derart verbunden, daß der Polarisationsvektor nicht senkrecht auf dem Impulsvektor steht. Daher werden Photonen mit transversaler als auch mit longitudinaler Polarisation erzeugt.

Einarmmessungen, bei denen nur das inelastisch gestreute Elektron nachgewiesen wurde<sup>1</sup>, zeigen, daß der Beitrag der longitudinal polarisierten Photonen zum Gesamtwirkungsquerschnitt näherungsweise 20 % beträgt.

Koinzidenzmessungen können aus der Menge der in Einarmmessungen angeregten Reaktionen einzelne herausgreifen. Derartige Experimente zeigen<sup>2</sup>, daß im Falle der  $\pi^+$ -Produktion die longitudinal polarisierten Photonen bei kleinem Impulsübertrag sehr stark zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Ziel der vorliegenden Messung ist die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte und der Beiträge der verschiedenen Polarisationszustände des Photons bei einer bisher noch nicht untersuchten Reaktion



In dieser Arbeit werden in Abschnitt II zunächst die notwendigen kinematischen Variablen definiert und eine Formel zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Elektroproduktion diskutiert. Im dritten Kapitel werden kurz der Aufbau der Apparatur und die Durchführung des Experiments beschrieben. Anschließend wird der Ablauf der Auswertung besprochen. Im fünften Kapitel werden die ermittelten Meßergebnisse dargestellt und diskutiert.

## 2. Theoretische Beschreibung der Elektroproduktion

### 2.1 Kinematische Variable

Die Kinematik der Reaktion wird in Fig. 1 dargestellt. Bekannt sind die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons  $e$  und der Targetprotonen  $p$ . Die Viererimpulse des gestreuten Elektrons  $e'$  und des erzeugten Pions  $\pi^+$  werden gemessen. So kann man die Masse  $m$  der nicht beobachteten  $\Delta$ -Resonanz berechnen:

$$m^2 = (e + p - e' - \pi^+)^2$$

Die Ereignisse hängen von 6 Meßgrößen ab. Man mißt also einen sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^6\sigma}{d\phi_{ee'} d\theta_{ee'} d|P_{e'}| d\phi_{e\pi^+} d\theta_{e\pi^+} d|P_{\pi^+}|}$$

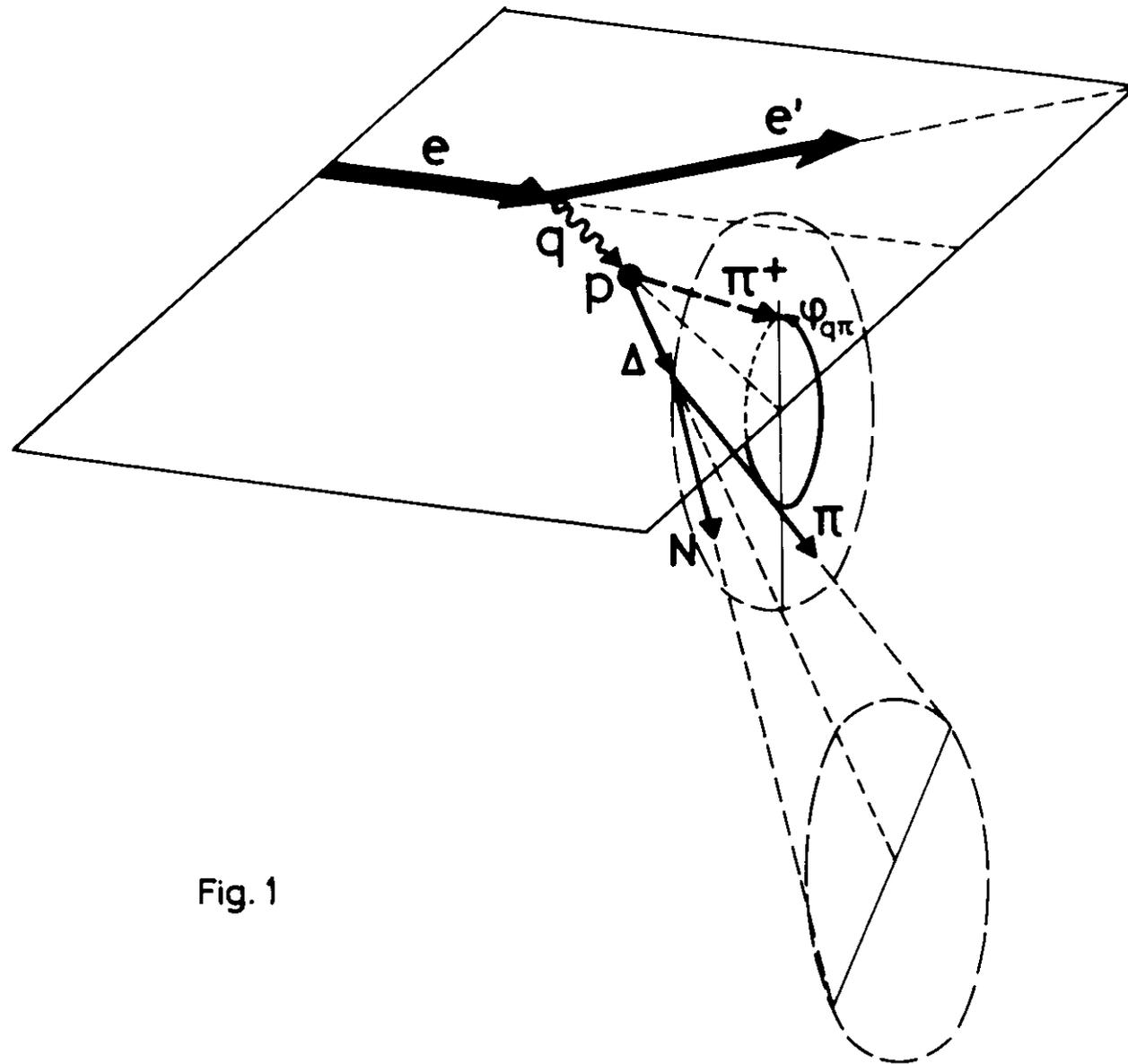


Fig. 1

wobei  $\theta$  und  $\phi$  Polar- bzw. Azimut-Winkel im rechtshändigen Laborsystem sind, dessen Ursprung im Target liegt. Die z-Achse liegt parallel zum einfallenden Elektronenstrahl, und die y-Achse zeigt senkrecht nach oben.

Da weder die Polarisation der einlaufenden noch die der auslaufenden Teilchen gemessen wird, kann ohne weitere Annahmen über  $\phi_{ee}$  integriert werden.

Die Messung des auslaufenden Elektrons definiert eindeutig den Viererimpuls des virtuellen Gammaquants

$$q = e - e'$$

und damit die Energie  $W$  des Gamma-Nukleon-Systems

$$S = W^2 = (q + n)^2.$$

In Verbindung mit der Messung des Viererimpulses  $\pi^+$  liegt auch der Impulsübertrag  $t$  fest, der auf die  $\Lambda$ -Resonanz übertragen wird:

$$t = (\Delta - p)^2 = (\pi^+ - q)^2 = \mu^2 + q^2 - 2 \pi^+ q_0 + 2 |\vec{\pi}^+| |\vec{q}| \cos \theta_{q\pi}$$

mit  $\mu$  = Masse des Pions

$\theta_{q\pi}$  = Polarwinkel zwischen  $q$ - und  $\pi^+$ -Richtung

(Die hier benutzte Metrik wird definiert durch

$$a = (a_0, \vec{a}); \quad a \cdot b = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}.)$$

Der Betrag von  $t$  hat einen minimalen Wert für  $\cos \theta_{q\pi} = 1$ , d. h. dann, wenn das Pion in der Richtung des Gammaquants erzeugt wird. Man kann eine Variable  $t'$  definieren durch

$$t' = t - t_{\min} = 2 |\vec{\pi}^+| |\vec{q}| (\cos \theta_{q\pi} - 1) \quad ,$$

und die Messungen lassen sich in die Form eines fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts bringen, der hauptsächlich von Invarianten gegenüber Lorentz-

transformationen abhängt:

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 ds dt' d\phi_{q\pi} dm}$$

Der Winkel  $\phi_{q\pi}$  ist der Winkel zwischen der Streuebene, die von  $\vec{e}$  und  $\vec{e}'$  aufgespannt wird, und der Erzeugungsebene, die von  $\vec{\pi}^+$  und  $\vec{\Delta}$  aufgespannt wird (Fig. 1).

Diese Form des Wirkungsquerschnitts findet eine einfache theoretische Beschreibung. Die Wahl der Invarianten  $t'$  anstatt der sonst üblichen Angabe des Wirkungsquerschnitts als Funktion von  $t$  hat kinematische Gründe.  $t_{\min}$  ist eine Funktion der Rückstoßmasse:  $t_{\min} \sim m$ . Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt$  für kleine Werte von  $t$  können daher nur kleine Rückstoßmassen  $m$  beitragen und nicht mehr die gesamte  $\Delta^0$ -Resonanz. Zu einem festen Wert  $t'$  können jedoch alle Massen beitragen, eben mit einem  $t$ -Wert, der um  $t'$  über der kinematischen Schwelle  $t_{\min}$  liegt. Um Normierungsschwierigkeit zu vermeiden, wird der Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $t'$  angegeben. Die Frage, welche der beiden Angaben physikalisch sinnvoller ist, steht noch zur Diskussion<sup>18</sup>. Im übrigen ist die Transformation  $t \rightarrow t'$  trivial, da die Jakobi-Determinante der Transformation den Wert 1 hat.

## 2.2 Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion wird im allgemeinen unter der Annahme berechnet, daß nur ein Photon ausgetauscht wird (Fig. 2).

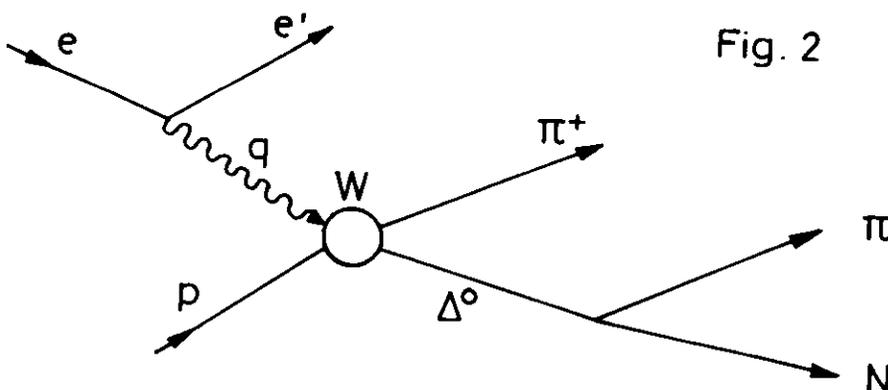


Fig. 2

Die Gültigkeit dieser Näherung wurde für elastische Elektron-Proton-Streuung experimentell bestätigt<sup>3</sup>. Bei Koinzidenzexperimenten wurde bisher kein Widerspruch gefunden<sup>4</sup>. So kann der elektromagnetische Vertex des Streuprozesses einfach berechnet werden<sup>5</sup>, und für den Wirkungsquerschnitt der Erzeugung eines  $\pi^+$  mit einem Teilchen der Masse  $m$  erhält man:

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 ds dt' d\phi_{q\pi} dm} = \Gamma_t(q^2, s) \cdot \frac{d^3\sigma(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, m)}{dt' d\phi_{q\pi} dm} \cdot 2\pi \quad (1)$$

Die Formel zerfällt in zwei Faktoren. Der erste Faktor  $\Gamma_t(q, s)$  beschreibt die Erzeugung virtueller polarisierter Photonen am elektromagnetischen Vertex:

$$\Gamma_t(q^2, s) = \frac{\alpha}{4 (2\pi)^2} \frac{1}{e_o^2 m_p^2 |q^2|} \frac{(s - m_p^2)}{(1 - \epsilon)}$$

mit  $m_p$  = Masse des Protons ,

$\alpha$  = Feinstrukturkonstante =  $\frac{1}{137}$  und

$$\epsilon = \left( 1 + 2 \frac{q^2}{|q^2|} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \frac{ee'}{2} \right)^{-1}, \quad (2)$$

dem transversalen Polarisationsgrad des virtuellen Photons.

Bei totaler Polarisation,  $\epsilon = 1$ , schwingt der elektrische Feldvektor des Photons in der Streuebene ( $\vec{ee}'$ ). Der zweite Faktor

$$\frac{d^3\sigma(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, m)}{dt' d\phi_{q\pi} dm} \quad (3)$$

ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion der drei Teilchen  $\pi^+$  und  $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n$  durch virtuelle Gammaquanten.

Dieser Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion soll näher untersucht werden.

Allgemein gilt für die Erzeugung eines 3-Teilchen-Endzustandes:

$$d\sigma = \frac{1}{F} \sum |M_{fi}|^2 \cdot dR_3 = |M(q^2, s, t', \phi_{q\pi, m})|^2 \cdot dR_3 \quad (4)$$

mit  $F =$  invarianter Flußfaktor

$\sum |M_{fi}|^2 =$  Quadratsumme des invarianten Matrixelements über die Spinzustände der einlaufenden und auslaufenden Teilchen

$dR_3 =$  invarianter 3-Teilchen-Phasenraumfaktor

Die Berechnung des  $dR_3$  im Gesamtsystem ( $\vec{q} + \vec{p} = 0$ )  $S = W^2$  ergibt:

$$\begin{aligned} dR_3(W) &= \frac{d^3\pi^+}{2\pi_0^+} \frac{d^3\pi}{2\pi_0} \frac{d^3N}{2N_0} \delta^3(\vec{\pi}^+ + \vec{\pi} + \vec{N}) \delta(\pi_0^+ + \pi_0 + N_0 - W) \\ &= \frac{d^3\pi^+}{2\pi_0^+} \frac{d^3\pi}{2\pi_0} \frac{d^3N}{2N_0} \delta^3((\vec{\pi} + \vec{N}) - (-\vec{\pi}^+)) \delta((\pi_0 + N_0) - (W - \pi_0^+)) \end{aligned}$$

$$dR_3 = \frac{d^3\pi^+}{2\pi_0^+} dR_2, \quad (5)$$

wobei  $dR_2$  der Zweiteilchen-Phasenraum des  $\pi N$ -Paares in einem System mit Gesamtimpuls  $(-\vec{\pi}^+)$  und Gesamtenergie  $(W - \pi_0^+)$  ist.

Im s-System gilt:

$$W = \sqrt{m^2 + \vec{\pi}^{+2}} + \pi_0^+$$

also

$$m^2 = W^2 - 2W \sqrt{|\vec{\pi}^+|^2 + \mu^2} + \mu^2$$

$$\frac{d^3\pi^+}{2\pi_0^+} = \frac{|\vec{\pi}^+|^2}{2\pi_0^+} d|\pi^+| d\Omega_{\pi^+} = \frac{|\vec{\pi}^+|}{2W} dm^2 d\Omega_{\pi^+} \quad (6)$$

(4), (5) und (6) ergeben

$$d\sigma = |M(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, m)|^2 \frac{|\vec{\pi}^{++}|}{2W} d\Omega_{\pi^+} dR_2(m) dm^2,$$

wobei der invariante Phasenraum  $dR_2$  im System der Masse  $m$  berechnet wird. Die Massenabhängigkeit des Matrixelementes läßt sich für die Erzeugung der  $\Delta^0$ -Resonanz separieren<sup>6</sup>. Durch Einführung eines Propagators und der Zerfallsvertexamplitude  $V$  der  $\Delta$ -Resonanz folgt:

$$d\sigma = |M'(q^2, s, t', \phi_{q\pi})|^2 \frac{|\vec{\pi}^{++}|}{2W} d\Omega_{\pi^+} \left| \frac{m_R V}{(m_R^2 - m^2) - i m_R \Gamma(m)} \right|^2 dR_2(m) dm^2$$

mit  $m_R$  = Masse der Resonanz und

$$\Gamma(m) = c \cdot \int |V|^2 dR_2; \quad c = \text{const.};$$

der massenabhängigen Breite der Resonanz, die aus der Vertexamplitude bzw. aus den Phasenanalysen der  $\pi N$ -Streuung berechnet werden kann.

Der Zerfall der  $\Delta$ -Resonanz wird nicht beobachtet. Um (3) zu berechnen, muß obige Gleichung über  $dR_2$  integriert werden:

$$d\sigma = |M'|^2 \frac{|\vec{\pi}^{++}|}{2W} d\Omega_{\pi^+} \frac{m_R^2}{c} \frac{\Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2(m)} dm^2$$

Mit  $d\Omega_{\pi^+} = d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi}$  folgt

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi} dm} = \frac{|\vec{\pi}^{++}|}{W} \frac{m_R^2}{c} |M'|^2 m \frac{\Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2(m)} \quad (7)$$

Die Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wird durch eine Breit-Wigner-Kurve beschrieben.

Gleichung (7) läßt sich mit  $t' = 2 |\vec{\pi}^{++}| |\vec{q}| (\cos\theta_{q\pi} - 1)$  umschreiben in:

$$\frac{d^3\sigma(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, m)}{dt' d\phi_{q\pi} dm} = |\overline{M}'|^2 \frac{m_R^2}{c} \frac{1}{|\vec{q}| W} m \frac{\Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2(m)}$$

Die Massenabhängigkeit wird durch eine Funktion

$$BW(m) = c_1 m \frac{\Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2(m)}$$

gegeben mit einem konstanten Faktor  $c_1$ , der das Integral über die Resonanz normiert:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} BW(m) dm = 1$$

Zieht man die massenunabhängigen Faktoren  $\frac{m_R^2}{c c_1} \frac{1}{|\vec{q}| W}$  in das Matrixelement

$$|\overline{M}|^2 = |\overline{M}'|^2 \frac{m_R^2}{c c_1} \frac{1}{|\vec{q}| W}$$

so gilt

$$\frac{d^3\sigma(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, m)}{dt' d\phi_{q\pi} dm} = |\overline{M}|^2 \cdot BW(m) \quad (8)$$

Um  $d^3\sigma/d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi} dm$  zu erhalten, wird der massenabhängige Faktor  $|\overline{\pi}^{++}|$  (Gleichung (7)) nicht mit in das Matrixelement  $\overline{M}$  genommen und zu  $BW(m)$  geschlagen. Integriert man (8) über alle der  $\Delta$ -Resonanz zugänglichen Massen, so erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Pions und der  $\Delta$ -Resonanz mit virtuellen Photonen, dessen  $\phi_{q\pi}$ -Abhängigkeit durch Rechnungen unter Annahme eines Einphoton-Austausches explizit gegeben ist<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned}
 2\tilde{\pi} \cdot \frac{d^2\sigma(q^2, s, t', \phi_{q\pi}, \Delta)}{dt' d\phi_{q\pi}} &= |\overline{M}(q^2, s, t', \phi_{q\pi})|^2 & (9) \\
 &= \sigma_u(q^2, s, t') + \epsilon \sigma_L(q^2, s, t') + \epsilon \sigma_T(q^2, s, t') \cos 2\phi_{q\pi} \\
 &\quad + \sqrt{2 \epsilon(\epsilon + 1)} \sigma_I(q^2, s, t') \cos \phi_{q\pi}
 \end{aligned}$$

$\sigma_u$  und  $\sigma_T$  sind die Anteile des Wirkungsquerschnitts, die durch transversal polarisierte Photonen auftreten.  $\sigma_L$  ist der Anteil, der durch longitudinal polarisierte Photonen hervorgerufen wird.  $\sigma_I$  beschreibt die Interferenz zwischen transversal und longitudinal polarisierten Photonen.

Diese Formel ist eine Erweiterung des Wirkungsquerschnitts mit reellen Gammaquanten für Photonen im raumartigen Bereich ( $q^2 < 0$ ). Für  $\theta_{ee'} \rightarrow 0$  wird  $q^2$  sehr klein ( $q_{\min}^2 = 2 m_e^2$ ), und man kommt der Photoproduktion mit reellen Gammas ( $q^2 = 0$ ) sehr nahe. Für  $q^2 \rightarrow 0$  geht der longitudinale Polarisationsgrad der Gammaquanten gegen Null<sup>7</sup>. In Gleichung (9) verschwinden also die Terme  $\sigma_L$  und  $\sigma_I$ . Für  $\theta_{ee'} \rightarrow 0$  gilt aber auch nach Gleichung (2)  $\epsilon \rightarrow 1$ . Damit nimmt (9) im Grenzfall der Photoproduktion mit reellen polarisierten Photonen folgende Form an:

$$2\tilde{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt' d\phi_{q\pi}} = \sigma_u + \sigma_T \cos 2\phi_{q\pi}$$

Bei Experimenten zur Photoproduktion ist eine andere Notation üblich:

Man mißt  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$ , die Wirkungsquerschnitte mit der Erzeugungsebene parallel ( $\phi_{q\pi} = 0^\circ$ ) und senkrecht ( $\phi_{q\pi} = 90^\circ$ ) zur Polarisationsrichtung<sup>8</sup>. Durch Vergleich der Ausdrücke  $\sigma_u$ ,  $\sigma_T$ ,  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$ , die jeweils Komponenten des hadronischen Stromtensors  $T_{\mu\nu}$  enthalten, folgt:

$$\sigma_u = \frac{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}{2} \quad \sigma_T = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{2}$$

Daher wird durch Gleichung (9) im Grenzfall  $\theta_{ee'} \rightarrow 0$  wie auch bei der Photo-  
produktion für  $\phi_{q\pi} = 0^\circ$   $\sigma_{\parallel}$  und für  $\phi_{q\pi} = 90^\circ$   $\sigma_{\perp}$  bestimmt.  $\sigma_u$  hat dann  
die Bedeutung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für unpolarisierte reelle  
Photonen<sup>9</sup>. Der Wirkungsquerschnitt (1) läßt sich mit (8) und (9) in allgemeiner  
Form schreiben als:

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 ds dt' d\phi_{q\pi} dm} = \Gamma_t(q^2, s) \left\{ \sigma_u + \epsilon \sigma_L + \epsilon \sigma_T \cos 2\phi_{q\pi} \right. \\ \left. + \sqrt{2 \epsilon(\epsilon + 1)} \sigma_I \cos \phi_{q\pi} \right\} \frac{c_1 m \Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma(m)^2} \quad (10)$$

$\sigma_u$ ,  $\sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  können von  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  abhängen. Die  $\phi_{q\pi}$ -Abhängig-  
keit ist bereits durch obigen Ausdruck vollkommen separiert. Bezüglich der  $m$ -  
Abhängigkeit ist man der Meinung, daß sie durch den Breit-Wigner-Term faktori-  
siert ist. Zumindest hat man die Hoffnung, daß die Massenvariation von  $\sigma_u$  etc.  
klein ist gegen die des Breit-Wigner-Terms.

### 2.3 Modelle zur Dynamik der Elektroproduktion

Die Kopplung der virtuellen Gammaquanten an die Hadronen wird im wesentlichen  
in zwei Modellen behandelt.

Das periphere Modell betrachtet als Ursache der Reaktionen die weitreichenden  
Kräfte, die in einem einfachen Fall durch den Austausch eines Pions allein  
(One-Particle-Exchange: OPE) hervorgerufen werden. Dieses Modell hat bei der  
Beschreibung der Photo- und Elektroproduktion von  $\pi^+$ -Mesonen mit einem durch  
Dispersionsrelationen bei festem  $t$  modifizierten Ein-Pion-Austausch bei kleinen  
Impulsüberträgen gute Ergebnisse gezeigt<sup>10-13</sup>. Zur Beschreibung der  $(\Delta^0 \pi^+)$ -  
Produktion muß der Pion austausch mit weiteren Graphen eichinvariant erweitert  
werden. Eine solche Erweiterung zeigt Fig. 2a: Neben dem OPE-Term trägt der

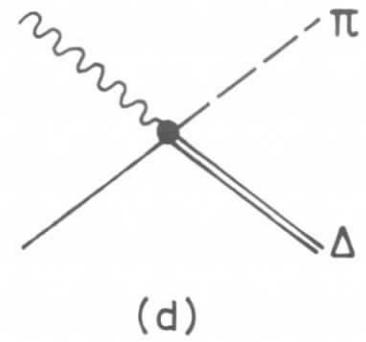
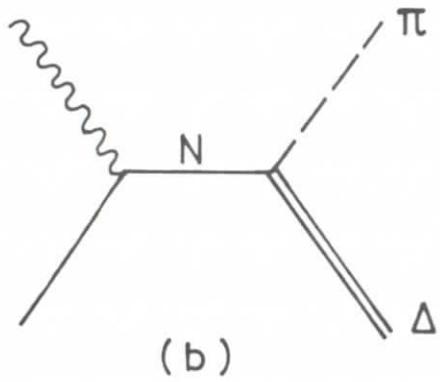
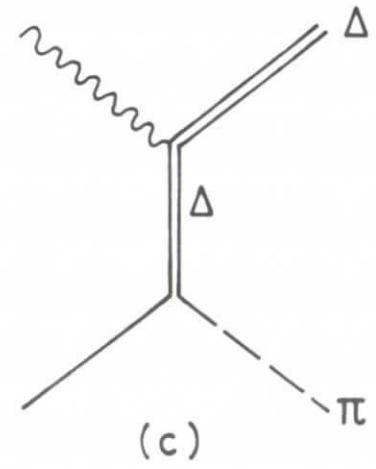
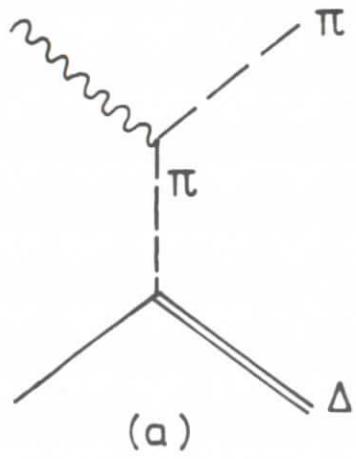


Fig. 2a

Nukleonenaustausch (b) und der  $\Delta$ -Transfer (c) bei sowie die ohne Austausch von Bahndrehimpuls ablaufende punktförmige Wechselwirkung, dargestellt durch den Kontaktgraphen<sup>14</sup>. Rechnungen zu der ähnlichen Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  zeigen unter Berücksichtigung von Absorptionseffekten gute Übereinstimmung mit dem Experiment<sup>15</sup>. Der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow \Delta^0 \pi^+$  ist klein. Jedoch zeigt die Analyse auch dieser Daten Übereinstimmung mit dem Born-Term-Modell<sup>16</sup>: Für Gammaenergien  $E_\gamma > 1,4$  GeV ( $W > 1,9$  GeV) ist der Wirkungsquerschnitt offenbar in einfacher Weise mit zwei Termen, dem Pion-Austausch und dem Kontaktgraphen, berechenbar.

Man kann daher erwarten, daß auch die Elektroproduktion richtig beschrieben wird, und kommt dann zu weiteren Aussagen:

Dieses Modell enthält einen freien Parameter, den Pionformfaktor  $F_\pi(q^2)$ , der mit der Ladungsverteilung des Pions über eine Fouriertransformation gekoppelt ist. Die Elektroproduktion kann also über die Bestimmung des Formfaktors Aussagen zur elektromagnetischen Struktur des Pions liefern.

Das zweite Modell ist das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM). Die allgemeine Feldtheorie erlaubt, den elektromagnetischen Strom der Hadronen einer Überlagerung von Vektormesonfeldern gleichzusetzen<sup>17</sup>. So findet man eine Beziehung, die die Matrixelemente der Photoproduktion mit den Matrixelementen der Reaktionen mit transversalen Vektormesonen koppelt. Daher kann man mit den Ergebnissen der ( $\pi N$ )-Experimente die Photo- bzw. Elektroproduktionsquerschnitte ableiten, solange man sich von dem physikalischen Bereich  $q^2 = m_\rho^2$ , in dem die Matrixelemente gemessen wurden, nicht zu weit entfernt, also bei kleinen Werten von  $|q^2|$ . Rechnungen im Rahmen dieses Modells, wieder angewandt auf die Reaktion  $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$ , zeigen eine brauchbare Übereinstimmung mit den experimentellen Daten<sup>18</sup>. Zur Photoproduktion der  $\Delta$ -Resonanz liegen auch Rechnungen vor<sup>19</sup>.

Die Elektroproduktion ( $\pi^+\Delta^0$ ) kann mit den Daten der Reaktion  $\pi^-p \rightarrow \rho^0\Delta^0$  und unter Voraussetzung der Crossing-Symmetry auch über das VDM berechnet werden. Vorhersagen hierzu sind in Vorbereitung<sup>20</sup> und erbringen im Zusammenhang mit der vorliegenden Untersuchung einen weiteren Test des Vektormeson-Dominanz-Modells und damit eine Aussage über die Konstanz der Matrixelemente bezüglich  $q^2$ .

#### 2.4 Folgerungen für die Wahl des Meßbereiches

Prinzipiell ist es wünschenswert, eine Reaktion bezüglich aller Parameter vollständig experimentell zu erfassen. Hierzu sind Blaskammern gut geeignet, da sie den vollen Raumwinkel erfassen. Jedoch ist die Auswertung der Bilder schwierig und die erreichbare Statistik gering. Zählerexperimente erzielen hohe Zählraten, sind im Raumwinkel jedoch stark beschränkt. Man muß daher hier die Allgemeinheit der Messung beschränken. Ziel der vorliegenden Untersuchung sollte sein:

- 1) Erfassung eines möglichst großen Bereichs der Rückstoßmasse  $m$ , um die  $\Delta$ -Resonanz über die ganze Breite zu registrieren und vom Untergrund abtrennen zu können.
- 2) Messung oberhalb des Resonanzbereichs ( $W \geq 2 \text{ GeV}/c^2$ ), um resonanz-unabhängige Winkelverteilungen zu messen.
- 3) Messung auch bei kleinen Werten von  $|q^2|$ , um mit den Photoproduktionswerten vergleichen zu können.
- 4) Messung bei kleinen Werten von  $|t|$ , um die Modelle, die bisher nur bei kleinen  $t$ -Werten Gültigkeit haben, testen zu können.
- 5) In diesen Bereichen Messung der vollen  $\phi_{q\pi}$ -Verteilung, um in (10)  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  trennen zu können.

Zu diesem Zweck wurde ein Spektrometer mit großem Raumwinkel aufgebaut. Um eine gute Ortsauflösung zu bekommen, wurden optische Funkenkammern verwendet. Die Menge der anfallenden Bilder und deren Auswertung erforderten allerdings Methoden, wie sie ähnlich bei Blaskammerexperimenten praktiziert werden.

### 3. Der experimentelle Aufbau und die Durchführung des Experiments

#### 3.1 Prinzip der Meßanordnung

Im folgenden werden die wichtigsten Merkmale der Apparatur gebracht. Eine genaue Beschreibung findet man in einer anderen Arbeit<sup>21</sup>.

Das Experiment wurde am externen Elektronenstrahl des Synchrotrons in einer großen Experimentierhalle durchgeführt. Die Strahlführung und den Aufbau in der Halle zeigt Fig. 3. Der externe Elektronenstrahl durchläuft zwei Kollimatoren, wird auf ein Wasserstofftarget<sup>22</sup> von 3 cm Länge fokussiert und 12 m hinter dem Target in einem Faraday-Käfig zur Intensitätsmessung vernichtet (Fig. 4). Die gestreuten Elektronen und die erzeugten Pionen werden in zwei nahezu gleichen Spektrometerarmen nachgewiesen. Die Magnete dieser Spektrometer erzeugen am Ort des Primärstrahls ein starkes Feld. Um zu verhindern, daß langsame Elektronen hier abgelenkt werden und das Elektronenspektrometer mit Untergrundteilchen überfluten, muß das Feld abgeschirmt werden. Hierzu wurde aus weichem Eisen ein dickwandiges Eisenrohr mit 100 mm Innendurchmesser konstruiert, durch welches der Primärstrahl praktisch feldfrei ( $B \leq 20$  G) geführt wurde. Restliche Untergrundstrahlung aus diesem Rohr wurde in einer Bleiabschirmung und weiter strahlabwärts in Betonblöcken absorbiert.

Die Ortsbestimmung in den beiden Spektrometerarmen wird über je zwei optische Funkenkammern durchgeführt, die gemeinsam über ein Spiegelsystem von einer Kamera photographiert werden (Fig. 5). Jedes Bild enthält in digitaler Anzeige, den 'Klavieren', die elektronische Information des Ereignisses:

F 32 Elektronenstreuexperiment

- Q Quadrupolmagnete
- M Ablenk- und Reinigungsmagnete
- FC Faraday Cup
- SB Strahlbetrachter
- SV Strahlverschluß
- T Target

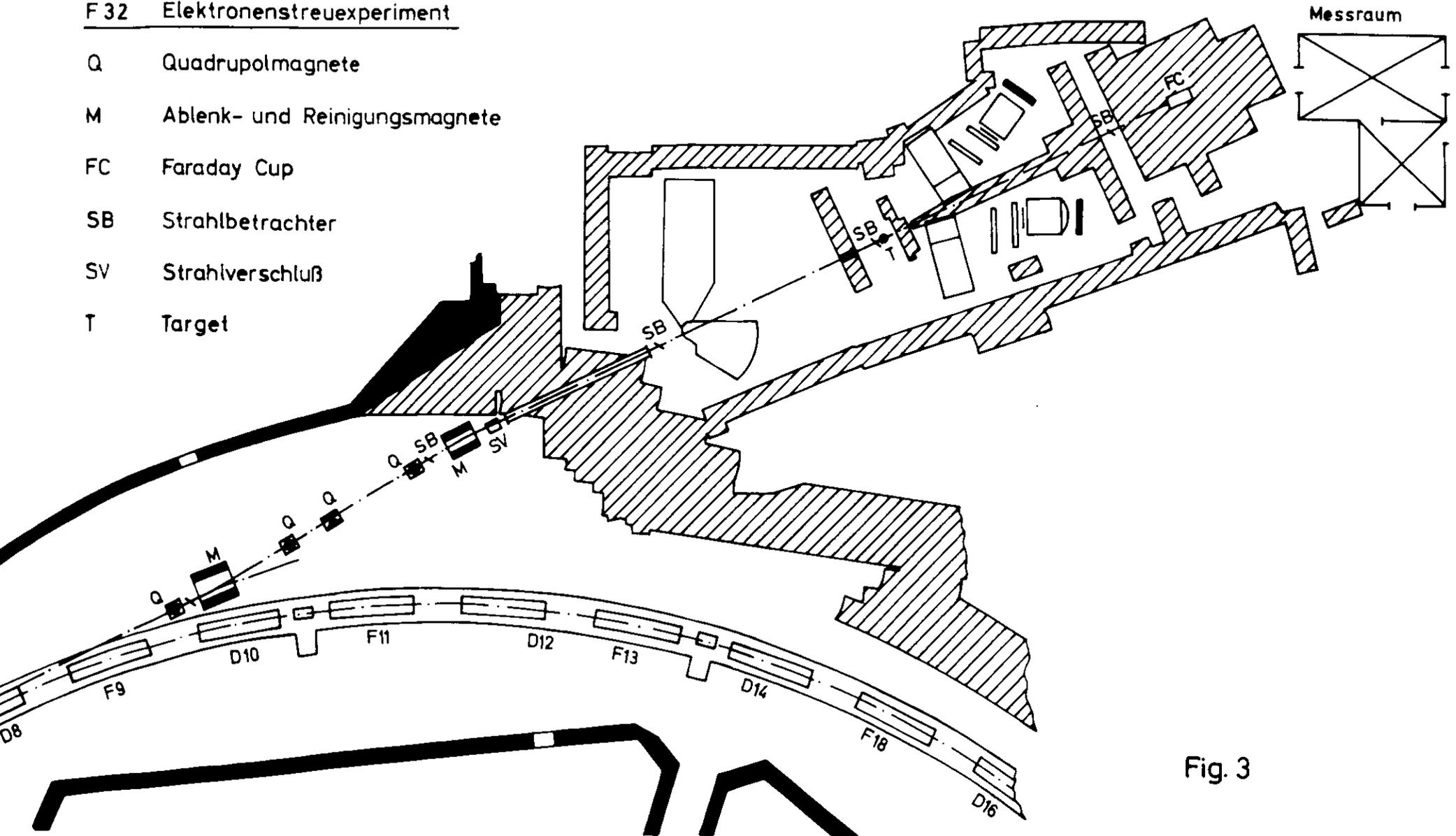
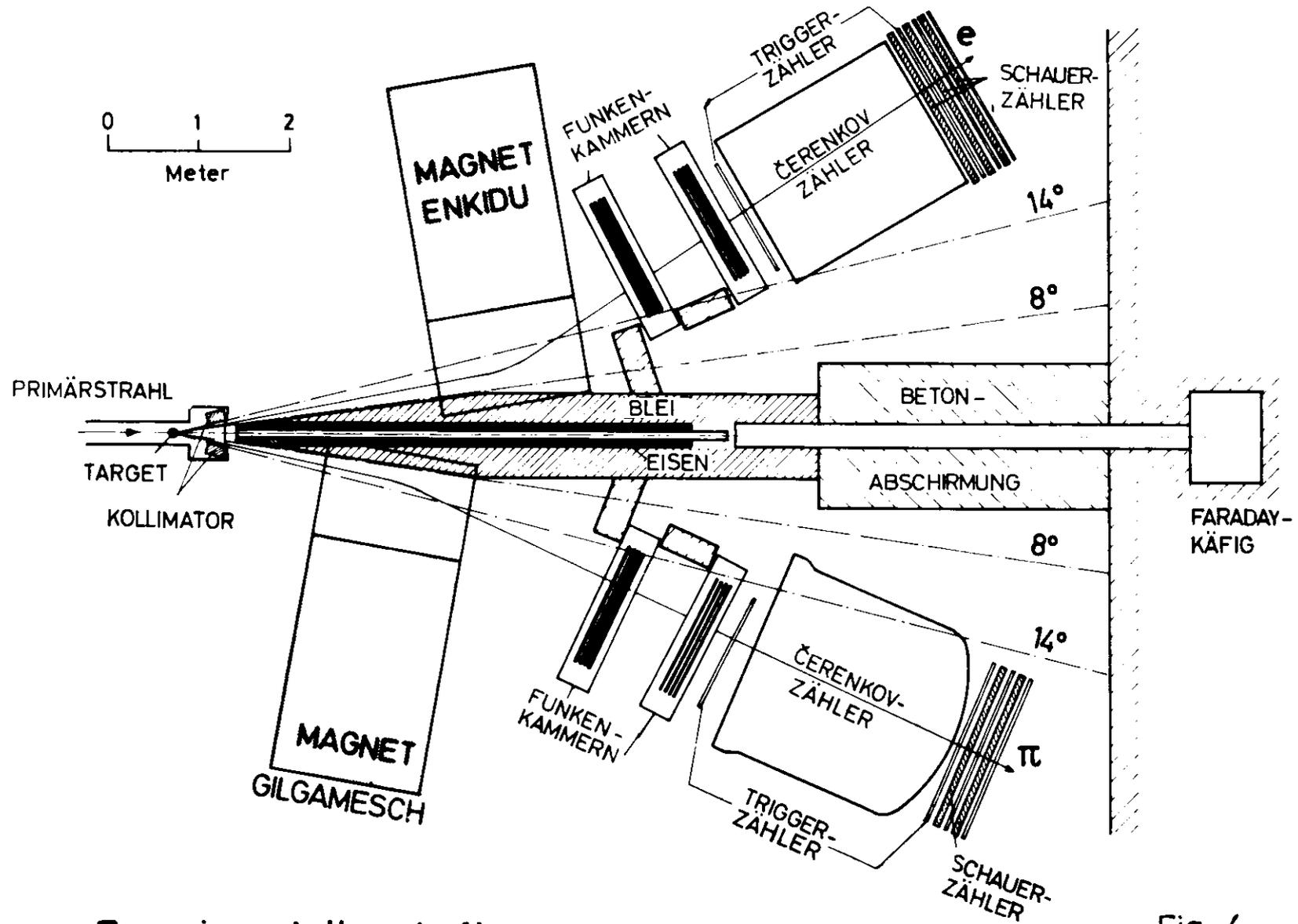


Fig. 3



Experimenteller Aufbau

Fig. 4

- a) Den Zeitpunkt bezüglich der Maximalenergie des Synchrotrons zur Energiekorrektur des Primärstrahls.
- b) Eine fortlaufende Bildnummer.
- c) Die Nummern der Trigger-, Cerenkov- und Schauerzählerelemente, die angesprochen haben.

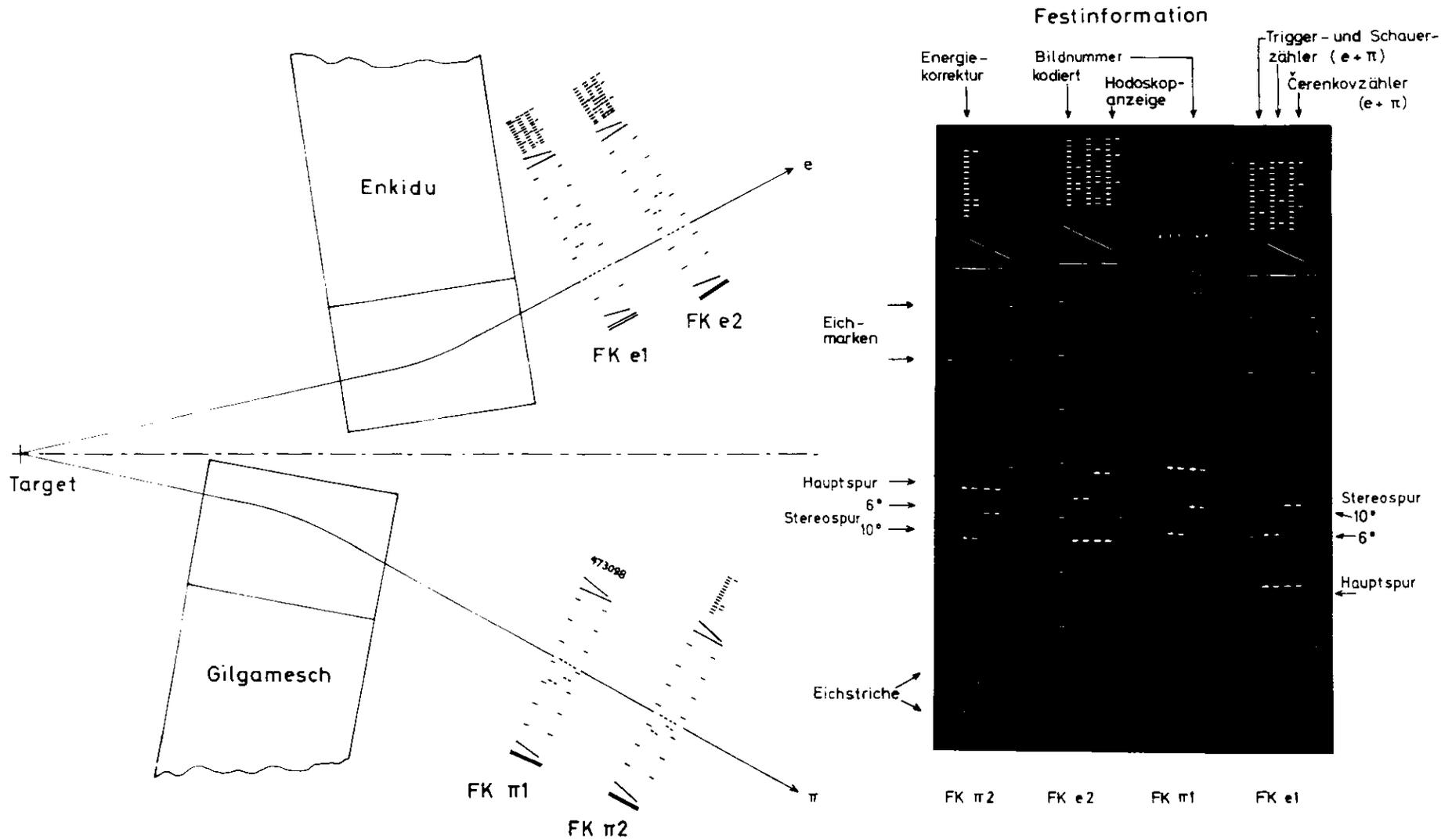
Damit enthalten die Bilder praktisch die gesamte für die Auswertung benötigte Information.

Zur Überwachung der Magnetströme, der Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler und der Zählratenverhältnisse wurde ein Kleinrechner (CII 90-10) installiert. Er hat eine direkte Verbindung zu den im DESY-Rechenzentrum arbeitenden Großcomputern (IBM 360/75 und 65) und kann so laufend Testrechnungen durchführen, deren Ergebnisse am Experiment über Bildschirm abrufbar sind. Die Datenaufnahme gliedert sich in Abschnitte, die jeweils durch die Belichtung eines Films gegeben sind. Die Information eines solchen Laufs, insbesondere die am Faraday-Käfig gemessene Ladungsmenge und die Daten der elektronischen Zähler, wurde ausgelesen, protokolliert und auf Magnetband geschrieben.

### 3.2 Das Elektronenspektrometer

Eine Kombination aus Ablenkmagnet und zwei optischen Funkenkammern dient zur Bestimmung der Impulse. Wegen des starken Untergrundes konnte zwischen Target und Magnet kein Nachweisgerät aufgestellt werden. Der Wechselwirkungspunkt, definiert durch die Strahlausdehnung im Target, ist Zwangsbedingung für die Messung des Ablenkwinkels.

Um eine möglichst umfassende  $\phi_{q\pi}$ -Verteilung messen zu können, wurden C-Magnete mit einer nutzbaren Höhe von 60 cm bei einer magnetischen Länge von 15 kGm eingesetzt.



Jede Spur wird direkt (Hauptspur) und reflektiert von 2 verschieden geneigten Spiegeln am Boden der Funkenkammer (Stereospuren) fotografiert. Eine Stereospur wird zur räumlichen Rekonstruktion benötigt, die zweite Stereospur dient zur Separation mehrerer Spuren in dieser Funkenkammer.

Fig. 5

Der Aufbau des Eisenrohrs und der Bleiabschirmung begrenzt den minimalen Erzeugungswinkel  $\theta_{ee}$  auf  $8^\circ$ , Schwermetallkollimatoren in der Targetkammer den maximalen Winkel auf  $14^\circ$ . Die großflächigen Funkenkammern stehen außerhalb der  $14^\circ$ -Linie. Gammaquanten aus dem Target können daher in den Kammer direkt keine zusätzlichen Funken erzeugen. Zwischen Target und der ersten Funkenkammer befindet sich ein Heliumsack, um die Vielfachstreuung der Elektronen herabzusetzen und damit die Impulsauflösung zu verbessern.

Hinter den Funkenkammern steht ein vierfach unterteilter Triggerzähler und zur Teilchenidentifikation ein Cerenkov- und ein Schauerzähler.

Der Cerenkov-Zähler arbeitet mit einer Gasfüllung (Frigen R12) bei Normaldruck. Er diskriminiert als Schwellenzähler Elektronen von Pionen und schwereren Teilchen. Das Cerenkov-Licht der Teilchen wird von Spiegeln reflektiert und auf 6 Photomultiplier fokussiert. Die  $1,5 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$  große Spiegelfläche setzt sich aus 324 justierbaren Hohlspiegeln zusammen. Je 54 Spiegel lenken das Cerenkovlicht auf einen Photomultiplier. Das Streufeld des Magneten beeinträchtigt die Wirkung der Sekundärelektronenvervielfacher. Obwohl der Zähler durch große Eisenplatten abgeschirmt wurde, resultiert aus dem durch die Eintrittsöffnung greifenden Restfeld eine Ortsabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit, die korrigiert wird. Insgesamt wurde eine Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler für Elektronen von  $97,4 \pm 0,5 \%$ , für Pionen von  $2,3 \%$  gemessen.

Der Schauerzähler besteht aus zwei viergeteilten Szintillationszählerebenen, vor denen jeweils 4 Strahlungslängen Blei für die Schauerbildung sorgen. Die Schwellendiskriminatoren für die Ausgangssignale wurden so eingestellt, daß der Zähler für Elektronen  $99,5 \pm 0,1 \%$ , für Pionen  $13,5 \pm 1,5 \%$  Ansprechwahrscheinlichkeit hat.

Die vordere Ebene des Zählers wird als Triggerzähler verwendet. Durch Koinzidenz der beiden Triggerzählerebenen werden so zur Verminderung des Untergrundes Teilchen selektiert, die aus der Richtung des Targets kommen.

Das Verhältnis  $R = N_{e^-}/N_{\pi^-}$  der Elektronen zu den Pionen beträgt je nach Einschussenergie  $R = 0,3 \dots 1,0$ .

Durch Koinzidenz zwischen Cerenkovzähler und Schauerzähler kann jedoch die Kontamination der Zählrate im Elektronenspektrometer auf  $< 0,5 \%$  gesenkt werden. Die Größe des Schauerzählers begrenzt die Akzeptanz des Spektrometers auf  $17 \text{ msterad}$ . Die Impulse der Elektronen liegen zwischen  $1,2 \text{ GeV}$  und  $3,5 \text{ GeV}$ .

### 3.3 Das Pionenspektrometer

Der prinzipielle Aufbau gleicht dem des Elektronenspektrometers.

Der Cerenkov-Zähler diskriminiert Positronen und Pionen von Kaonen und schweren Teilchen. Er arbeitet bei einem Druck von  $2,3 \text{ atü}$  mit Frigen R12. Das Gehäuse ist aus  $10 \text{ mm}$  starkem Kesselblech gefertigt und schirmt das Streufeld des Magneten ab, so daß keine Ortsabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit auftritt. Doch vermindert sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers als Funktion des Impulses der Pionen infolge abnehmenden Cerenkovwinkels und erreicht bei  $P_{\pi} = 1,7 \text{ GeV}$  etwa  $97 \%$ . Die Impulsabhängigkeit wird korrigiert. Für die experimentelle Impulsverteilung ergibt sich eine integrale Ansprechwahrscheinlichkeit bei Impulsen  $P \geq 1,7 \text{ GeV}$  für Pionen von  $99,5 \%$ .

Die zweite Triggerzählerebene wurde vom Schauerzähler getrennt. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Schauerzählers betragen für Elektronen  $99,6 \pm 0,1 \%$ , für Pionen  $16,5 \pm 1,5 \%$ .

Der Positronenfluß beträgt  $< 0,5 \%$  und wurde vernachlässigt.

Das Verhältnis  $R = N_{\pi^+} / (N_{p^+} + N_{K^+})$  des Pionenflusses zum Kaonen+Protonen-Fluß beträgt  $R = 3$ .

Protonen und Kaonen können durch Reaktionen im Fenster mit einer Wahrscheinlichkeit von  $4 \%$  ein Pion vortäuschen.

### 3.4 Die Funkenkammern

Die Koordinaten der Teilchenbahnen werden nach der Ablenkung im Magneten in zwei Funkenkammern gemessen, die einen Abstand von etwa  $1 \text{ m}$  haben. Die empfindliche Fläche jeder Kammer beträgt  $1010 \cdot 980 \text{ mm}^2$ . In jeder Kammer durchqueren die Teilchen vier Funkenstrecken von  $30 \text{ mm}$  Länge, die von 8 auf Isolierrahmen geklebte Aluminiumfolien von je  $20 \mu\text{m}$  Dicke begrenzt werden. Die Folienpakete stehen in mit Mylarfolie abgedichteten Kammern und werden im Durchfluß mit einem Neon/Helium-Gemisch ( $25 \%$  Ne,  $75 \%$  He) betrieben.

Unterhalb der Folienpakete befinden sich unter je zwei Funkenstrecken Spiegel, die gegen die Horizontale eine Neigung von  $6^\circ$  bzw.  $10^\circ$  haben (Fig. 6). Die Bilder der Funken, die diese Stereospiegel liefern, dienen zur Rekonstruktion der Spuren im Laborsystem. Prinzipiell ist eine Stereoansicht hinreichend für die Rekonstruktion. Die zweite dient zur Trennung der Spuren beim Auftreten von Untergrund.

Ein statisches Feld von  $1,2 \text{ kV}$  säubert das Gasvolumen von Ionenpaaren alter Spuren und begrenzt die Gedächtniszeit der Kammer auf  $1 \mu\text{s}$ . Der Mastertrigger zündet mit  $0,5 \mu\text{s}$  Verzögerung über eine Funkenstrecke einen Marxgenerator (Fig. 7). Die durch den Hochspannungsimpuls gebildeten Funken folgen den Teilchenspuren bis zu einer Neigung von  $30^\circ$  zur Foliennormalen.

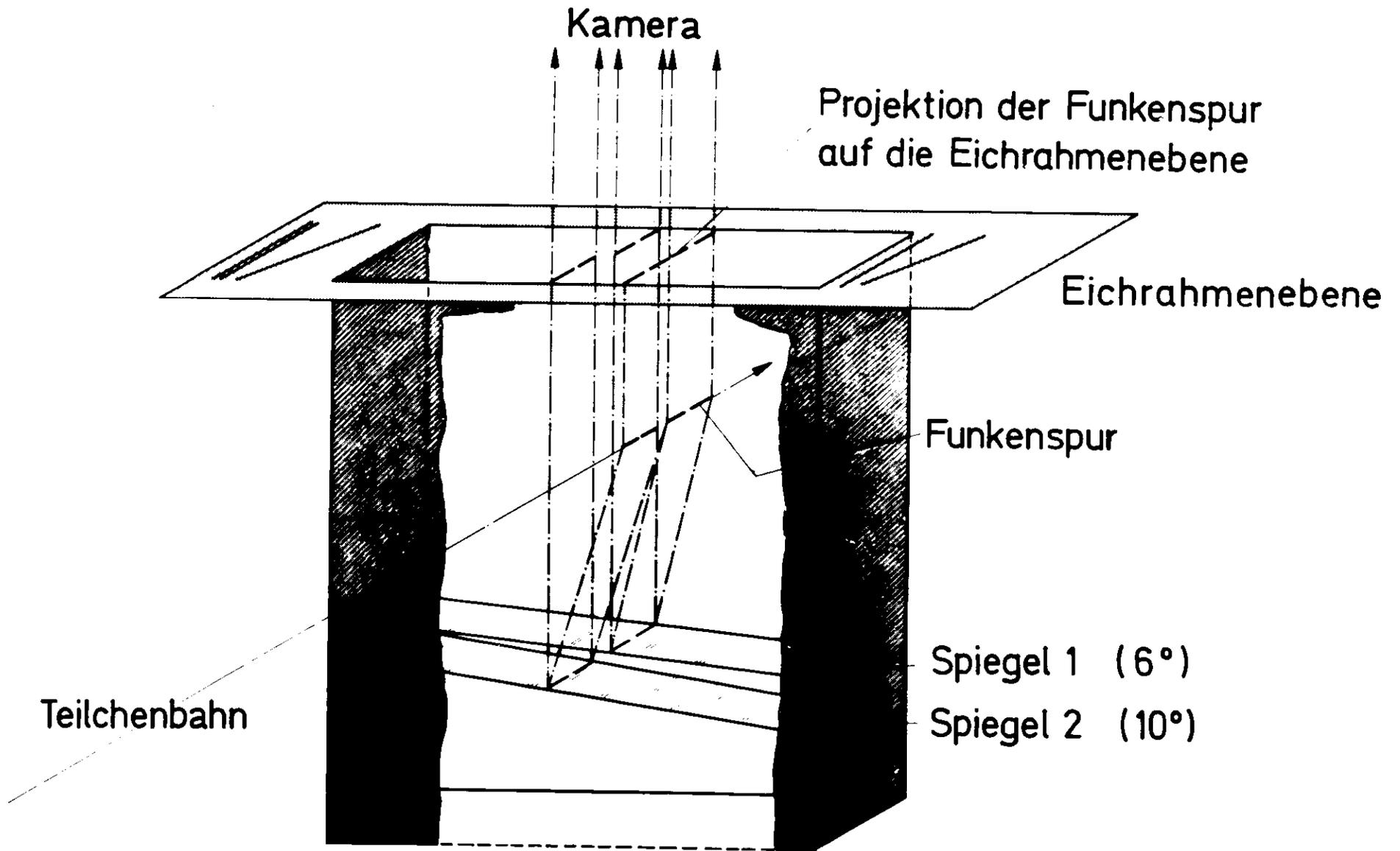
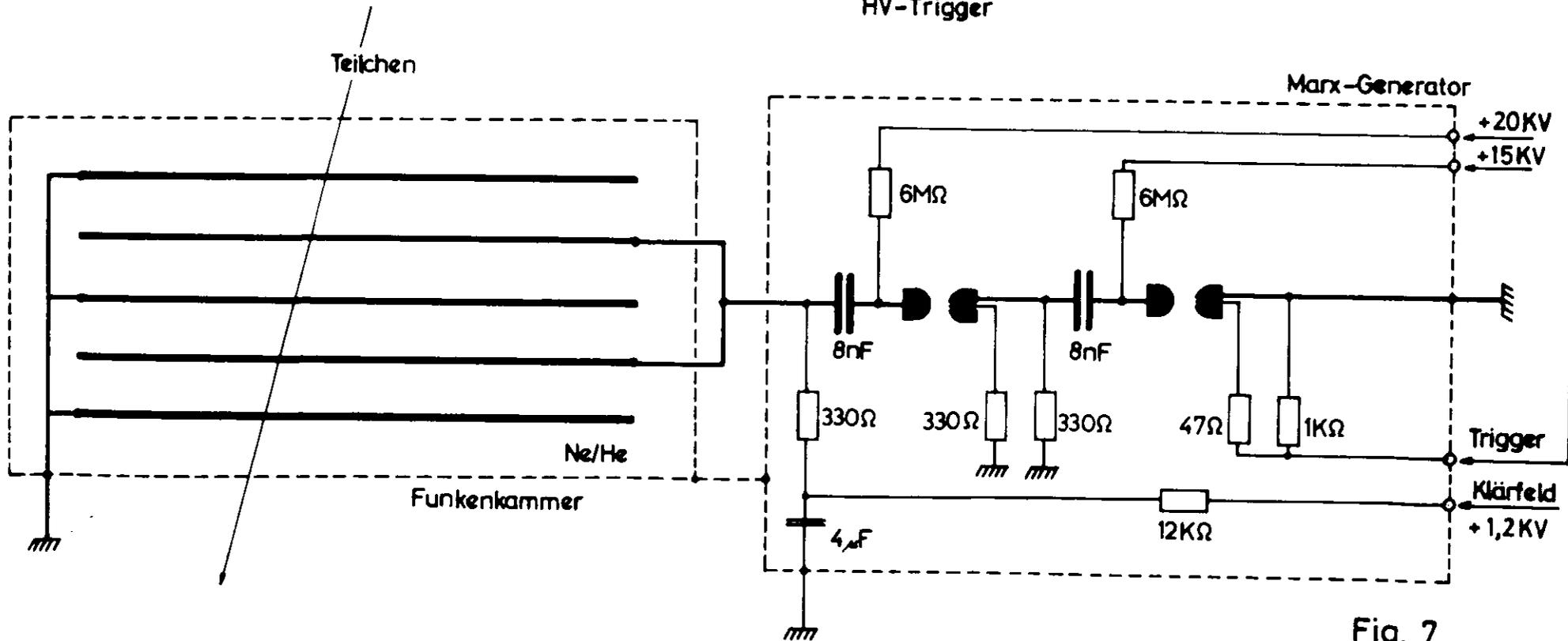
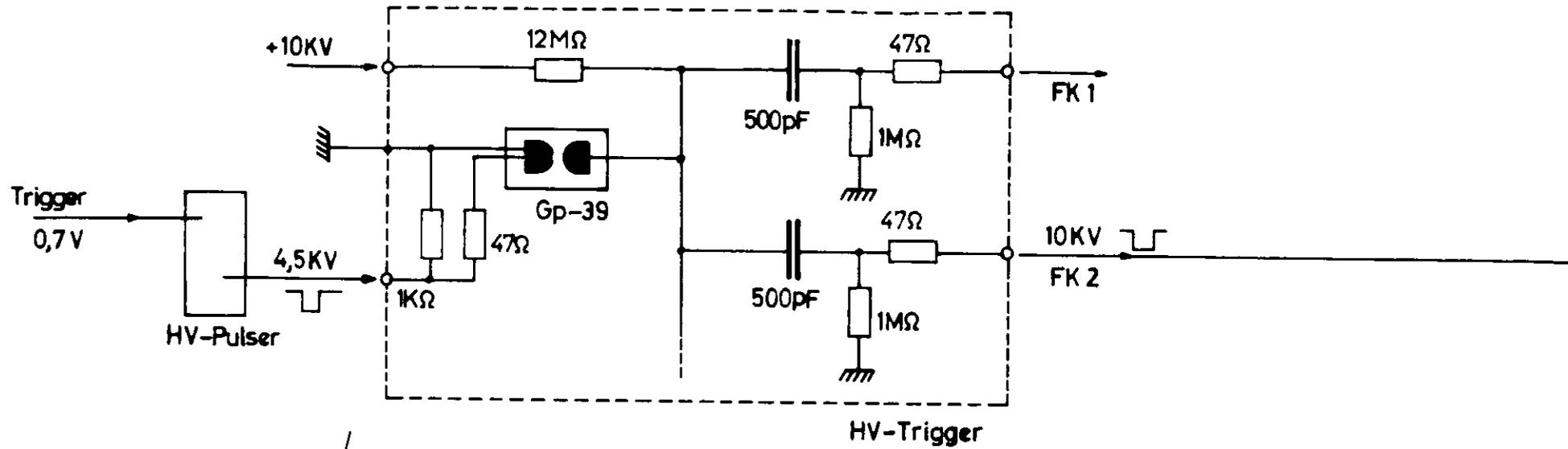


Fig. 6

Funkenkammertriggersystem



Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern beträgt unter diesen Bedingungen 98 %.

Die Sicht auf die Funkenkammern wird durch einen von den Kammern unabhängigen im Experimentiergebiet montierten Eichrahmen begrenzt. Auf dem Eichrahmen befinden sich 2 Vermessungsspitzen, die die Bestimmung der Lage der Rahmen im Laborkoordinatensystem auf  $\pm 0,1$  mm erlauben. Bezüglich dieser Vermessungsspitzen wurden mit einer Genauigkeit von  $0,1$  mm in zwei Reihen je 7 reflektierende Marken (SCOTCH-Folie) angebracht (Fig. 5). Relativ zu diesen Marken können die x-Funkenkoordinaten im System der Kammer bestimmt werden. Der Doppelstrich auf jedem der vier Eichrahmen bildet den Startpunkt für den Flying-Spot-Digitizer (FSD). Der folgende Schrägstrich und die Kombination Strich/Schrägstrich am Ende des Rahmens dienen zur Bestimmung der z-Koordinate im Kammersystem. Im Blickfeld der Kamera auf den Eichrahmen wird die fortlaufende Bildnummer in Ziffern (NIXI-Röhren) und in digitaler Form (relaisgesteuerte Abdeckung von reflektierenden Marken) mit 24 Bits dargestellt. Die Information der Zähler (Triggerzähler  $4 + 4 + 4 + 4 = 16$  Bits, Schauerzähler  $4 + 4 = 8$  Bits, Cerenkovzähler  $6 + 6 = 12$  Bits, Energieinformation 5 Bits) wird in 'Klavieren' zu je 12 Bits dargestellt und durch ein Paritätsbit überprüft. Die Relais werden über Interface-Gates angesteuert. Ihre Reaktionszeit beträgt 100 ms.

### 3.5 Das optische System

Jede Funkenkammer wird über ein System von 4 Spiegeln abgebildet, so daß eine Kamera die vier Kammern gemeinsam photographieren kann. Ein solches Bild mit je einer Spur in den beiden Spektrometerarmen zeigt Fig. 5. Der Lichtweg zur Kamera<sup>†</sup> beträgt 18 m. Die Kamera ist auf einen Schlitten montiert, der durch

<sup>†</sup>MULTIDATA MODEL 207 von Flight Research, ohne Verschluss für 35 mm perforierten Film. Maximale Aufnahmezeit 15/s. Objektiv: Symmar 5,6/300 mm von SCHNEIDER bei Blende 11.

feste Anschläge in die Position der Kamera einen Gaslaser oder einen Theodoliten bringen kann. Laser und Theodolit dienen zur Justierung der Spiegel und Vermessung der optischen Parameter.

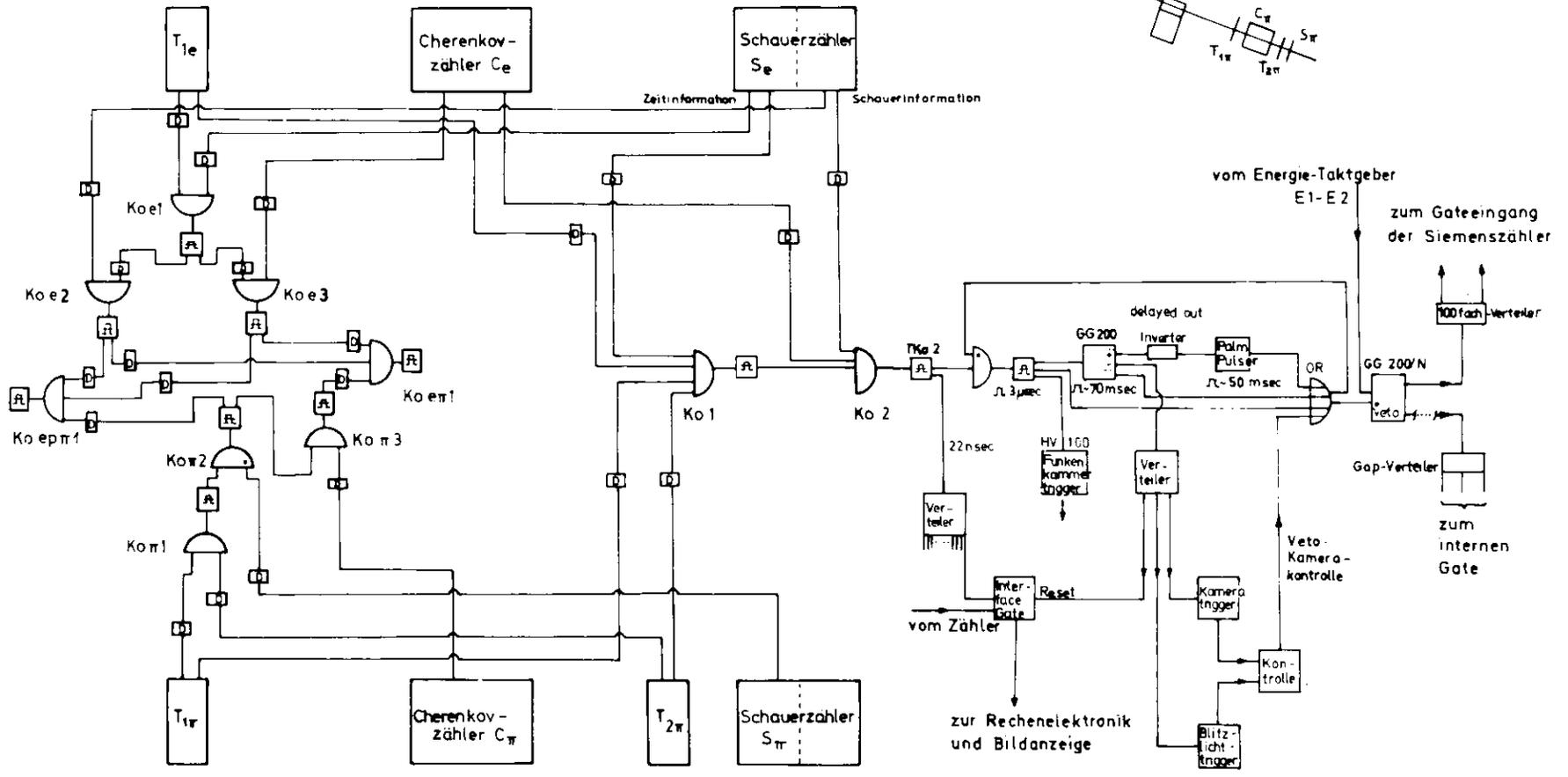
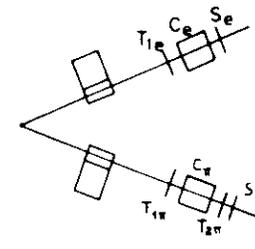
Durch den Gebrauch von vier zum Teil großflächigen Spiegeln ist die Abbildungsfunktion nicht linear. Daher wurde mit einer Winkellibelle (LEITZ, Genauigkeit 12") und dem Laser der Einfallswinkel der Hauptstrahlen auf dem Eichrahmen in Abhängigkeit von der x-Koordinate gemessen. Hauptstrahlen sind als Lichtstrahlen definiert, die durch den Kamerahauptpunkt (Schnittpunkt der objektzugewandten Hauptebene mit der optischen Achse des Linsen-Kamera-Systems) gehen. Dicht über der Kamera ist ein Blitzlicht montiert. Nach Durchbruch der Funken und Setzen der Klaviere wird der Blitz getriggert, so daß auf jedem Bild die reflektierenden Marken des Eichrahmens und die Information der Klaviere erscheint. Anschließend wird der Film transportiert und die Triggerelektronik für die Aufnahme des nächsten Ereignisses freigegeben.

Der Film (ADOX Track Chamber Film SCF Super Typ A in 120 m Rollen = 3000 Bildern im Format 24 mm x 36 mm) wird in einer Durchlauf-Umkehrentwicklungsmaschine (ARRIBLOC 400) entwickelt. Die Entwicklung wird mit möglichst steiler Gradation durchgeführt, um dem FSD durch ein kontrastreiches Bild die Möglichkeit zu geben, Funken und Festinformation vom Untergrund zu trennen. Die Grundschwärzung der Bilder wurde zur Vermeidung von zusätzlichen Digitalisierungen möglichst hoch gehalten. Das Photo in Fig. 5 vermittelt einen Eindruck von der Qualität der Entwicklung.

### 3.6 Die Elektronik

Ein Blockschaltbild der Elektronik zeigt Fig. 8. Der schnelle Koinzidenzkreis liefert den Haupttrigger HT: Ein Elektron im Elektronarm, definiert durch

# Blockschaltbild der schnellen Elektronik



Jedem Trigger nach einer Koinzidenz ist ein Siemenszähler zugeordnet

Fig. 8

$T_{e1} + T_{e2} + C_e + S_e$ , und ein positives Teilchen im Pionenspektroskop, definiert durch  $T_{\pi1} + T_{\pi2}$ :

$$HT = T_{e1} + T_{e2} + C_e + S_e + T_{\pi1} + T_{\pi2}$$

Der Haupttrigger startet die Datenaufnahmeelektronik: Die Zähler werden gestoppt, ein Hochspannungsimpuls an die Funkenkammern gelegt, die Klaviere gesetzt, der Blitz gezündet, die Kamera getriggert. Hat die Kamera den Film in Aufnahmeposition gerückt, werden die Zähler und Koinzidenzeinheiten wieder freigegeben, und der nächste Zyklus läuft ab.

Die Koinzidenzauflösungszeit beträgt 20 ns. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen ist  $< 1 \%$ .

Zwei Szintillationszähler mit Sicht zum Target wurden aufgestellt. Die Koinzidenzählrate wird in zwei Zählern gemessen, von denen der eine mit der übrigen Aufnahmeelektronik gestoppt wird. Das Verhältnis der beiden Zähleraten gibt ein Maß für die Totzeit der Apparatur.

Ein Kontrollkoinzidenzkreis gibt Überblick über Zählraten in den beiden Spektrometerarmen und dient zur Überwachung der Apparatur.

Der Kleinrechner fragt in regelmäßigen Abständen die Zählraten ab. Läuft eine Rate aus der statistischen Toleranz, etwa durch Ausfall eines Zählers, wird die Elektronik gestoppt. Jeder Szintillationszähler ist mit einer rechnergetriggerten Blitzlampe ausgestattet. Der Rechner fragt über ein ADC die Impulshöhen ab und kontrolliert so die Konstanz der Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler.

### 3.7 Die experimentelle Durchführung

Um einen möglichst großen kinematischen Bereich zu überdecken, wurden Daten bei drei Primärenergien (4,0, 4,9 und 5,4 GeV) aufgenommen. Bei einer Intensität von  $10^{11}$  Elektronen/s und einer Totzeit der Apparatur von 0,5 s/Ereignis betrug die Aufnahmezeit 1 Bild/s. Insgesamt wurden 300000 Bilder belichtet, von denen 150000 zur Auswertung herangezogen wurden. Diese enthalten 100000 Ereignisse mit einem Elektron und einem positiven Teilchen, bei dem der Cerenkovzähler angesprochen hat. In der später definierten Akzeptanz der Apparatur liegen davon 72000 Ereignisse.

Um die Apparatur zu testen, wurden für Primärenergien zwischen 1,5 GeV und 2,5 GeV Ereignisse zur elastischen Elektron-Proton-Streuung aufgenommen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen mit den veröffentlichten Ergebnissen<sup>23</sup> innerhalb von 5 % überein.

Die Meßgenauigkeit der kinematischen Größen ist im wesentlichen beschränkt durch:

- 1) Ungenauigkeit der Primärenergie (2 ‰) und Targetgröße  
(1 x 1 x 30 mm<sup>3</sup>)
- 2) Vielfachstreuung im Target und an den Folien der Heliumsäcke  
und der Funkenkammern.
- 3) Magnetfeldvermessung (0,5 ‰).
- 4) Fehler in der Bestimmung der Spurkoordinaten ( $\pm 0,9$  mm) in den  
Funkenkammern.

Die mittlere Ungenauigkeit der Meßgrößen beträgt in diesem Experiment:

Rückstoßmasse $m$ bei $1,236 \text{ GeV}/c^2$	$25 \text{ MeV}/c^2$
$\Delta P_e / P_e$	$0,75 \%$
$\Delta P_\pi / P_\pi$	$1,0 \%$
$\Delta q^2$	$0,01 \text{ GeV}/c^2$
$\Delta W$	$0,01 \text{ GeV}/c^2$
$\Delta \theta_{q\pi}$ im S-System	$0,45^\circ$
$\Delta \theta_{ee'}$	$0,1^\circ$
$\Delta \phi_{ee'}$	$0,36^\circ$
$\Delta \phi_{e\pi}$	$0,1^\circ$
$\Delta \phi_{q\pi}$ für $\theta_{q\pi} > 10^\circ$	$2,0^\circ$

# Schematische Darstellung der Digitalisierung und Rekonstruktion der Bilder

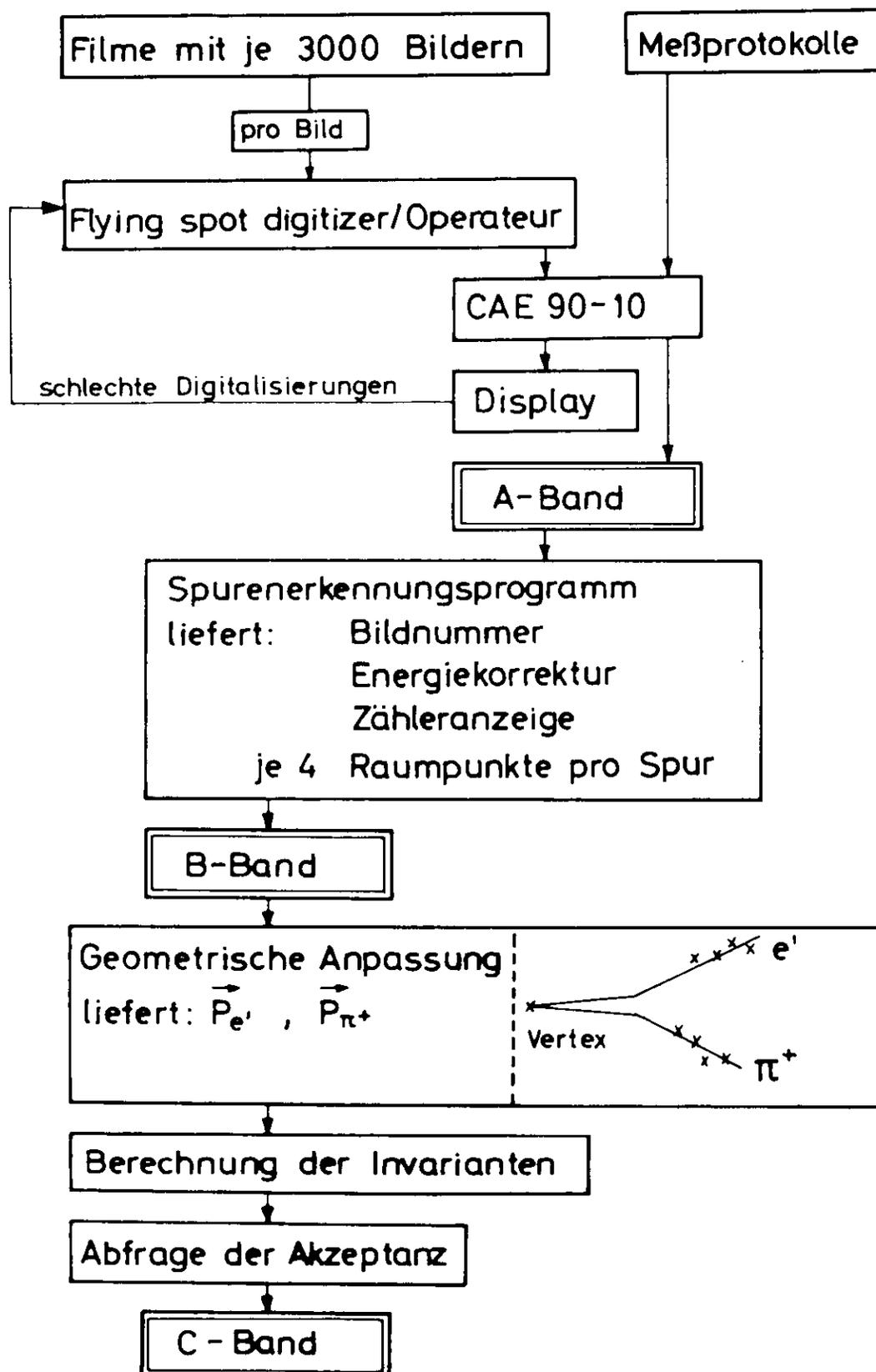


Fig. 9

# Blockdiagramm zum Pattern - Recognition - Programm

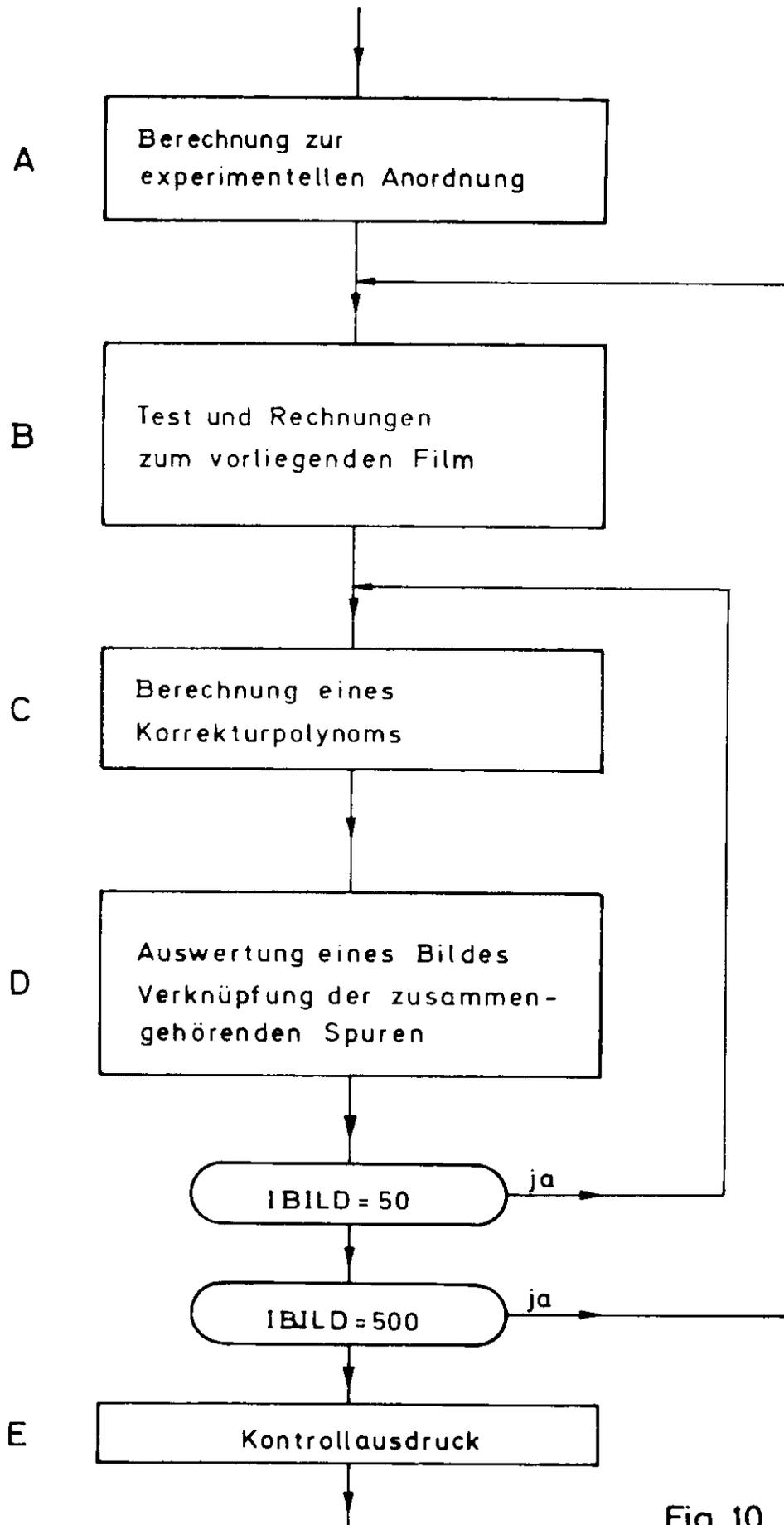


Fig. 10

#### 4. Die Auswertung der Daten

##### 4.1 Der Flying-Spot-Digitizer

Den Fluß der Daten veranschaulicht Fig. 9. Jeder Film enthält 3000 Bilder, deren Information digitalisiert und auf ein Magnetband (A-Band) geschrieben wird. Die A-Bänder werden im DESY-Rechenzentrum weiter verarbeitet. Ein Spurenerkennungsprogramm rekonstruiert die Teilchenbahnen im Laborsystem und entschlüsselt die binäre Information. Das Ergebnis wird auf Magnetbändern, den B-Bändern, zwischengespeichert. Ein weiteres Programm berechnet nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Impulse der Teilchen in den beiden Spektrometerarmen und daraus die kinematischen Variablen  $q^2$ ,  $s$ ,  $t$ ,  $\phi_{q\pi}$  etc. Um nicht aus dem Target kommenden Untergrund oder am Magnetjoch gestreute Teilchen auszuschließen, wird abgefragt, ob das Ereignis in einen vorgegebenen Akzeptanzbereich fällt. Das Ergebnis der Rechnungen wird auf C-Bänder geschrieben, die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte herangezogen werden.

Die Bilder werden mit einem am DESY entwickelten FLYING-SPOT-DIGITIZER (FSD)<sup>24</sup>, der vom Kleinrechner gesteuert wird, ausgewertet: Der Lichtpunkt einer Kathodenstrahlröhre tastet das Bild und parallel dazu ein Strichgitter ab. Die auf dem Umkehrfilm hellen Markierungen lassen das Licht auf einen Photomultiplier fallen, der während des Durchgangs des Lichtpunkts ein Signal gibt. Der Mitte des oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegenden Signalteils wird die Nummer des an diesem Ort überschrittenen Gitterstriches zugeordnet und auf Band geschrieben. Das Ergebnis ist eine Folge von etwa 3000 Zahlen. Die Genauigkeit der Ortsauflösung auf dem Film ist durch den Gitterabstand auf  $\pm 10 \mu\text{m}$  (Laborsystem 0,6 mm) begrenzt. Die statistischen Schwankungen betragen  $\pm 1$  Digitalisierung. Der Meßvorgang eines Bildes dauert 5 s. Das Ergebnis wird auf einem Bildschirm dargestellt und über eine Direktverbindung im Rechenzentrum überprüft. Werden die

geforderten Toleranzen nicht eingehalten, wird das Bild erneut vermessen. Das System arbeitet einwandfrei und der Operateur hat in der Regel lediglich alle 4 Stunden einen neuen Film einzulegen und das Magnetband zu wechseln.

#### 4.2 Die Spurenerkennung

Die automatische Auswertung von Bildern gehört zum Problemkreis der 'Pattern Recognition'. Die Auswertung von Blaskammerbildern nimmt bisher noch viel Zeit in Anspruch, da auf Grund der komplizierten Struktur die Bilder einzeln gesichtet werden müssen. Fig. 5 zeigt, daß die Schwierigkeiten in diesem Experiment weitaus geringer sind und sich eine automatische Auswertung anbietet, denn

- a) die äußere Einteilung des Bildes schränkt die Suchbereiche ein,
- b) alle zu erkennenden Muster sind linear,
- c) der Untergrund ist gering.

Daher konnte ein Programmsystem entwickelt werden, welches die Interpretation der Bilder vollautomatisch übernimmt. Fig. 10 zeigt hierzu ein Blockdiagramm. In Block A wird die Information, die der Operateur des FSD auf Band geschrieben hat, gelesen. Meßwerte, die den experimentellen Aufbau beschreiben, werden bereitgestellt und umgerechnet. Anschließend wird die Einteilung des Bildes über Häufigkeitsverteilungen ermittelt und so die Trennung von Eichmarken, Klavieren und Funkenstrecken erreicht. Im Block C wird der funktionelle Zusammenhang zwischen Digitalisierungen und Koordinaten berechnet. Bild für Bild wird im Block D die Festinformation entschlüsselt, die Funkenbilder werden gefittet und zu Teilchenbahnen verknüpft. Die Auswertung eines Bildes beansprucht auf der IBM 360/75 etwa 0,5 s.

#### 4.2.1 Transformation in das Eichrahmensystem

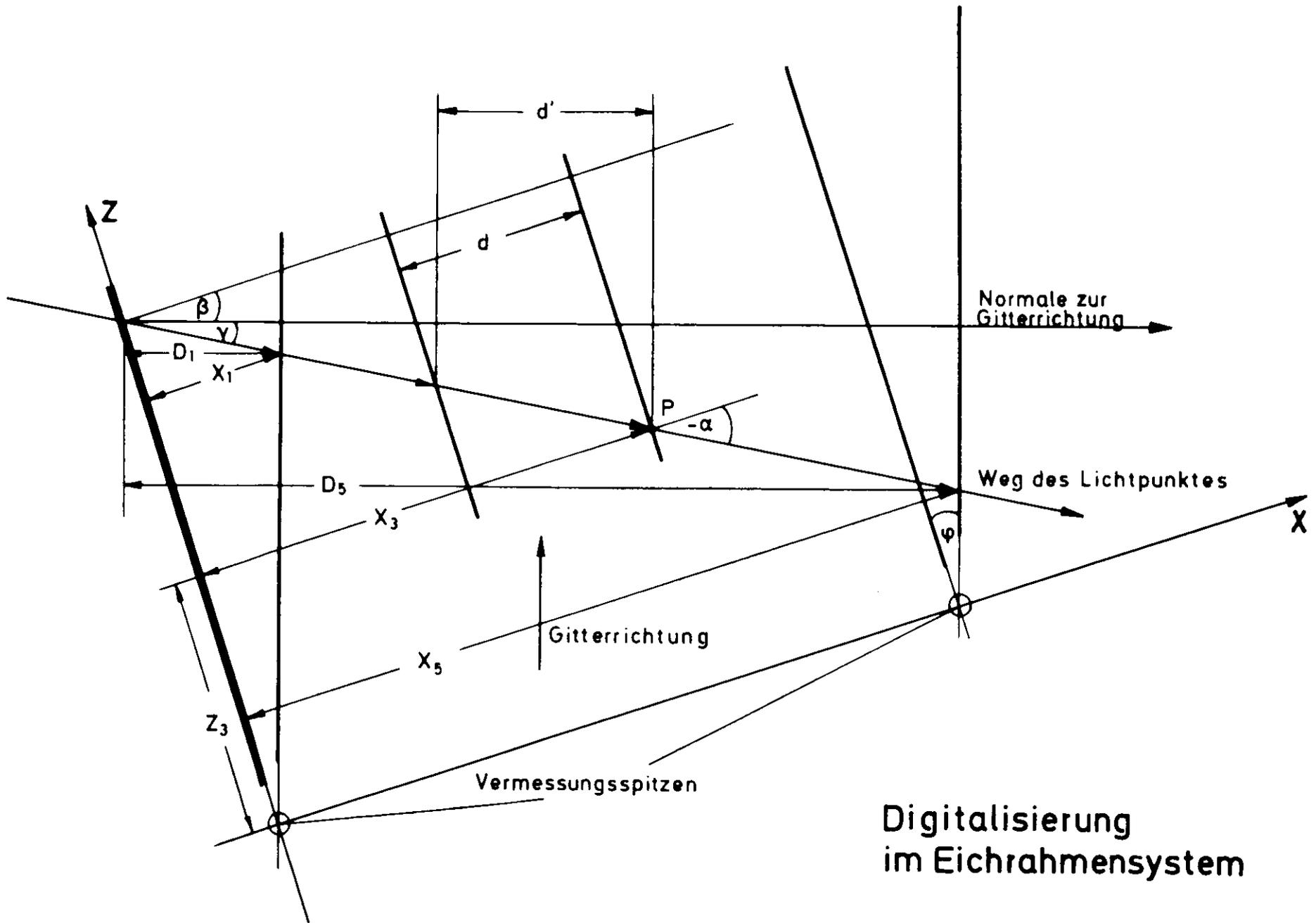
Die digitale Darstellung der Bilder über den bisher beschriebenen Weg ist nicht konstant. Folgende Einflüsse variieren das Ergebnis:

- a) Der Filmträger wird durch den Entwicklungsprozeß verformt und ändert sich während der Lagerung.
- b) Der FSD wird von Film zu Film neu eingestellt, da jeder Film unter anderen Bedingungen entwickelt wird.
- c) Der FSD wird während des Durchlaufs eines Films neu eingestellt, weil der Filmtransport versagt hat oder sich die Bedingungen während der Entwicklung geändert haben.

Darum wurden jeweils nach 500 Bildern die Werte für die Aufteilung des Bildes neu ermittelt.

Die absolute Normierung der Digitalisierungen wird mittels der Eichmarken durchgeführt, die jede Kammer umgeben in Form von Doppelstrich, Schrägstrich, 7 kurzen Strichen am oberen und unteren Rand der Kammer, Strich und Schrägstrich (Fig. 5). Fig. 11 zeigt die schematische Darstellung eines Eichrahmens und die Definition des Eichrahmenkoordinatensystems, in dem zunächst für jede Kammer die Lage der Spuren berechnet wird.

Die Bilder werden in einer mechanischen Führung des FSD in Abtastposition gebracht. Innerhalb der Toleranzen dieser Führung kann das Bild verschiedene Positionen einnehmen. Das Koordinatensystem kann also um einen Winkel  $\beta$  gegen die Gitternormale des FSD geneigt sein. Weiterhin bereitet die Komposition des Bildes über 10 Spiegel große Schwierigkeiten, so daß die Funkenkammern auf dem Bild nicht parallel zueinander liegen. Der Winkel  $\beta$  ist daher von Kammer zu Kammer verschieden.



Digitalisierung  
 im Eichrahmensystem

Fig. 11

Der Lichtstrahl der Kathodenstrahlröhre wird auch nicht der Gitternormalen folgen, sondern mit ihr einen Winkel  $\gamma$  bilden. Diese Einflüsse müssen korrigiert werden.

Am Beispiel der Fig. 11 soll der Digitalisierungsvorgang erläutert werden: Der Lichtstrahl läuft von oben links in das Bild ein. Ein Zählwerk registriert die Anzahl der überschrittenen Gitterstriche. Am Doppelstrich wird der Zähler auf Null gesetzt. Überquert der Lichtpunkt den Schrägstrich, so wurden auf dem Wege dorthin  $D_1$  Gitterstriche überfahren. Dem Schrägstrich wird also der digitale Meßwert  $D_1$  zugeordnet. Der Lichtpunkt läuft weiter und erzeugt die Meßwerte  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $D_4$  und  $D_5$ . Der Lichtpunkt springt zurück und durchläuft wieder mit einer kleinen Versetzung das Bild parallel zum alten Weg.

Der Abstand der eingezeichneten Eichmarken wird gemessen als

$$(1) \quad d' = D_3 - D_2 .$$

Der tatsächliche Abstand  $d$  beträgt jedoch

$$d = \cos\beta(1 - \operatorname{tg}\beta \operatorname{tg}\gamma) \cdot d' .$$

Der Abstand  $d_E$  der Marken auf dem Eichrahmen ist bekannt, und für den Abbildungsmaßstab  $A$  folgt

$$A = \frac{d_E}{d} .$$

Für die Berechnung des Eichmarkenabstands in mm aus den digitalen Meßwerten folgt also

$$(2) \quad d_E = A \cdot \cos\beta(1 - \operatorname{tg}\beta \operatorname{tg}\gamma) \cdot d' .$$

Der Winkel  $\beta$  kann wegen der Filmdeformation vom Weg des Lichtpunktes abhängen, also von der Koordinate  $D_1$  des Schrägstriches. Setzt man in (1)  $D_3 = D$  und  $D_2 = 0$ , läßt sich (2) schreiben als

$$(3) \quad d_E = F(D_1, D) \cdot D ,$$

wobei  $d_E$  der Abstand in mm der Eichmarke mit der Digitalisierung  $D$  vom Doppelstrich ist.  $d_E$  ist aber gerade die  $x$ -Koordinate des Punktes im Eichrahmensystem

$$(4) \quad x = F(D_1, D) \cdot D \quad ,$$

und aus der eigentlichen Bedeutung von (3) läßt sich durch Interpolation die Abbildungsfunktion  $F$  bestimmen:

$$(5) \quad F(D_1, D) = \frac{\text{Abstand der Eichmarke vom Doppelstrich}}{\text{Meßwert } D \text{ (beim Überfahren des Schrägstriches mit } D_1)}$$

Der  $x$ -Wert des Punktes  $P$  in Fig. 11 berechnet sich daher als

$$x_3 = F(D_1, D_3) \cdot D_3 \quad .$$

Der  $z$ -Wert wird berechnet nach

$$(6) \quad z_3 = \text{ctg}\phi(x_1 + \text{tg}\phi \text{ tga}(x_3 - x_1)) \quad .$$

Das Produkt  $\text{tg}\phi \text{ tga}$  wird als Mittelwert über alle Lichtpunktwege für jede Kammer berechnet nach

$$\text{tg}\phi \text{ tga} = \frac{x_5 - x_4 - x_1}{x_5 - x_1} \quad .$$

Mit (4) und (6) ist daher die Lage eines Punktes im Eichrahmensystem mit  $x$ - und  $z$ -Koordinate berechenbar. Die Erfahrung zeigt, daß die Deformation des Filmtägers nur langsam als Funktion der Filmlänge variiert. Daher kann man sich darauf beschränken, das Korrekturpolynom nach (5) jeweils über die gemittelte Information von 50 Bildern zu berechnen und damit die nächsten 50 Bilder zu korrigieren.

#### 4.2.2 Rekonstruktion der Spuren

Nachdem die Festinformation der Eichrahmen und der Klaviere verarbeitet ist, reduziert sich die Spurenerkennung auf die Bearbeitung der variablen Information der Funken.

In Fig. 12 wird das Prinzip des Problems dargestellt. Die Kammer gliedert sich in zwei Abschnitte (Hälfte I und II), die von einem  $6^\circ$ -Spiegel (I) und einem  $10^\circ$ -Spiegel (II) unterlegt sind. Jede Hälfte hat zwei Funkenstrecken (1 und 2 bzw. 3 und 4), die von den Rahmen der Aluminiumfolien unterbrochen werden und zur Vermeidung von Reflexionen auf den Folien teilweise abgedeckt sind. Zwei Teilchenbahnen (a und b) sind eingezeichnet. In der Hälfte I erzeugt Teilchen a zwei Funkendurchbrüche. Die Direktansicht (1) ist in Strecke 1 viermal, in Strecke 2 fünfmal digitalisiert worden. Diese Zahlen sind Mittelwerte, und zur Veranschaulichung sind in Fig. 12 die Digitalisierungen durch Punkte in der x-z-Ebene dargestellt. Ihr z-Abstand beträgt im Mittel 6 mm. Das Spiegelbild (Stereoansicht) des Funkens, in Hälfte I Spur 2, in Hälfte II Spur 4, ist entsprechend der y-Koordinate des Teilchendurchganges in x-Richtung versetzt.

In Hälfte II hat Funkenstrecke 3 versagt, und lediglich Strecke 4 ergibt eine Direktansicht (Spur 1). Daher gibt es zu Teilchen a in II auch nur eine Funkenstrecke mit Stereobild (4).

Teilchen b löst alle Funkenstrecken aus (in I Spur 2 mit Stereoansicht 3, in II Spur 2 mit Stereoansicht 3). Jedoch fällt in I die Stereospur von a mit der Direktansicht von b im Rahmen der Auflösung zusammen.

Zur Rekonstruktion wird jede Hälfte getrennt behandelt. Zunächst müssen die Spuren (1, 2, 3 in I und 1, 2, 3, 4 in II) überhaupt erkannt werden. Hierzu dient ein Spurensuchprogramm, das auf einer beim CERN entwickelten Methode beruht<sup>25</sup>: Ausgehend von zwei Digitalisierungen mit unterschiedlichen z-Werten wird in einem Kanal fester Breite, der diese Digitalisierungen enthält, nach weiteren Digitalisierungen gesucht. Diese werden bei Erfolg zu einer Spur gehörig erklärt und von der weiteren Konkurrenz ausgeschlossen.

# Rekonstruktion der Spuren in der Eichrahmenebene

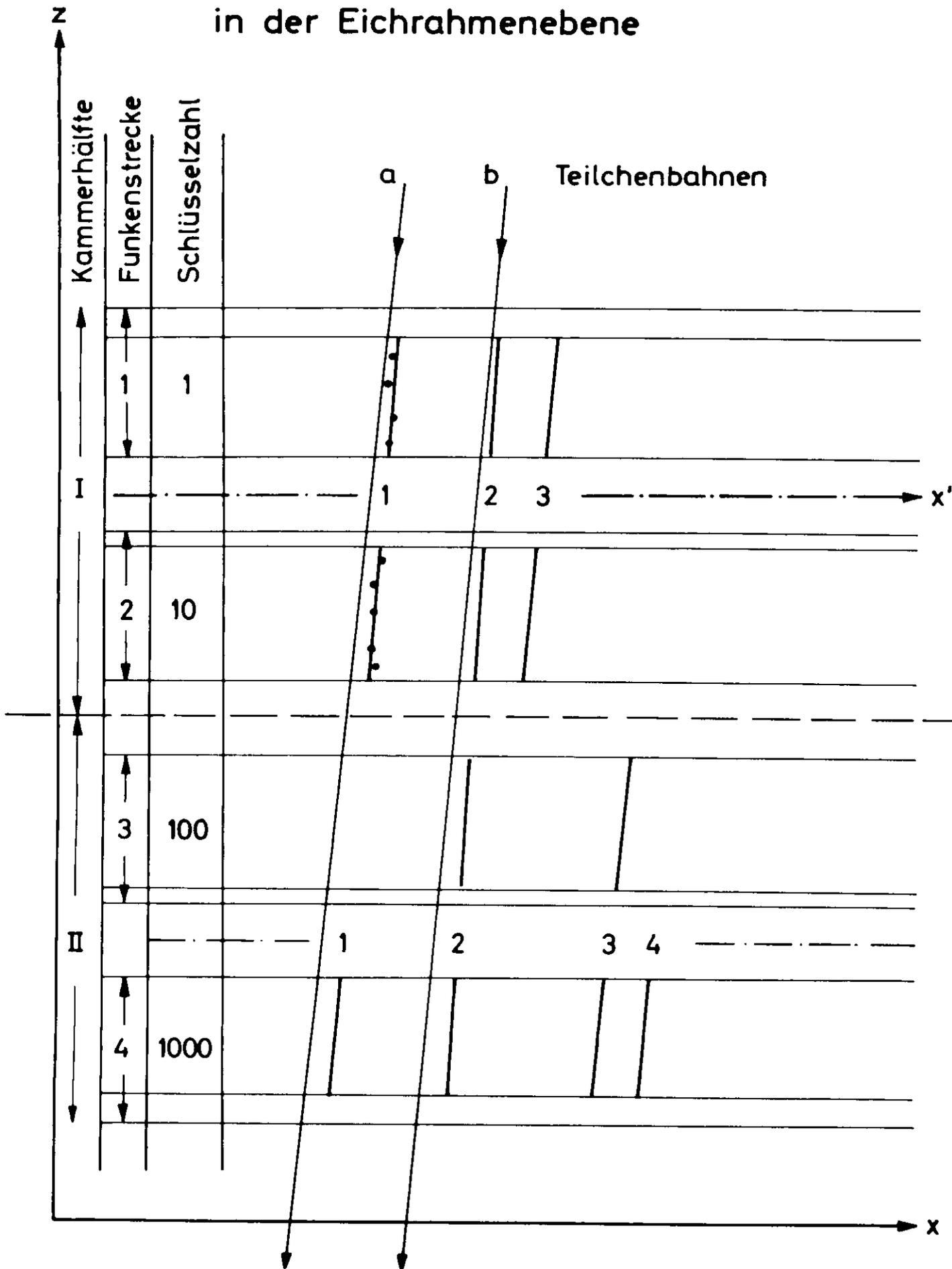


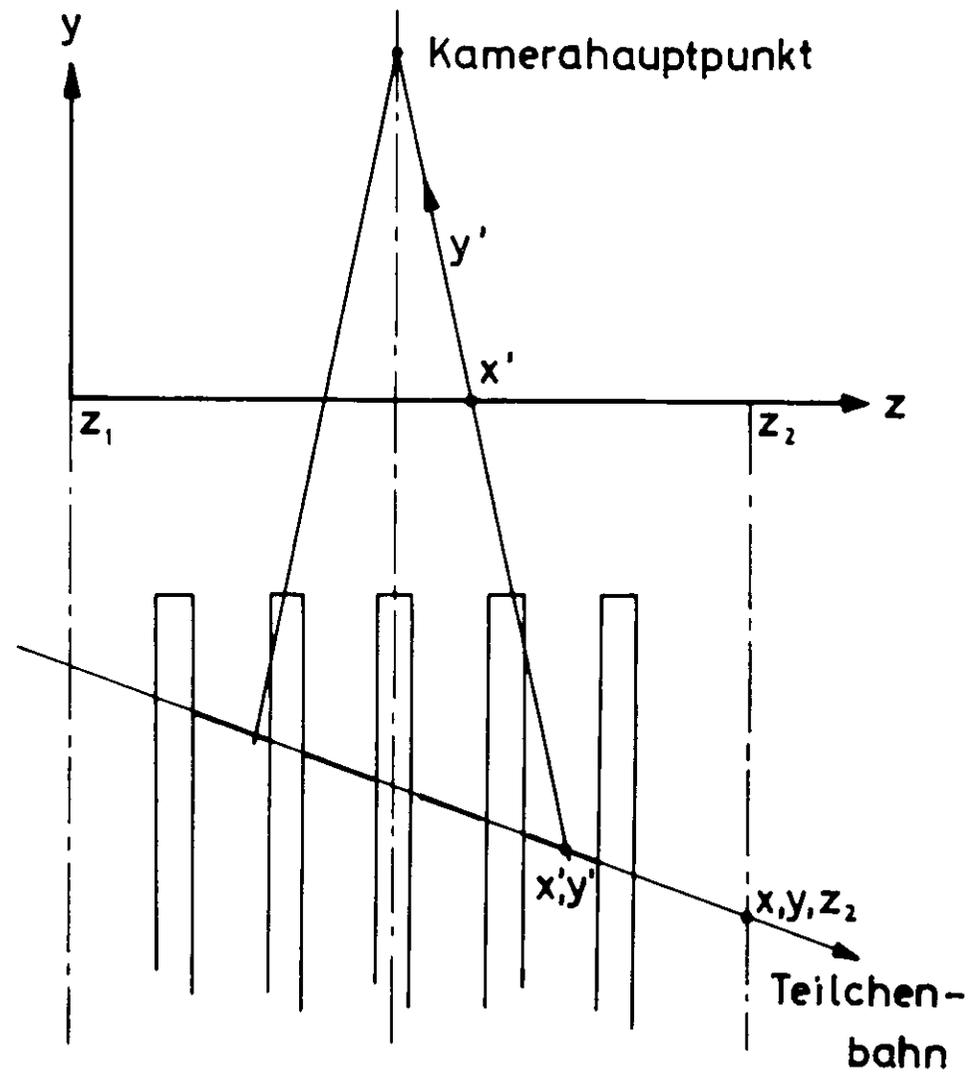
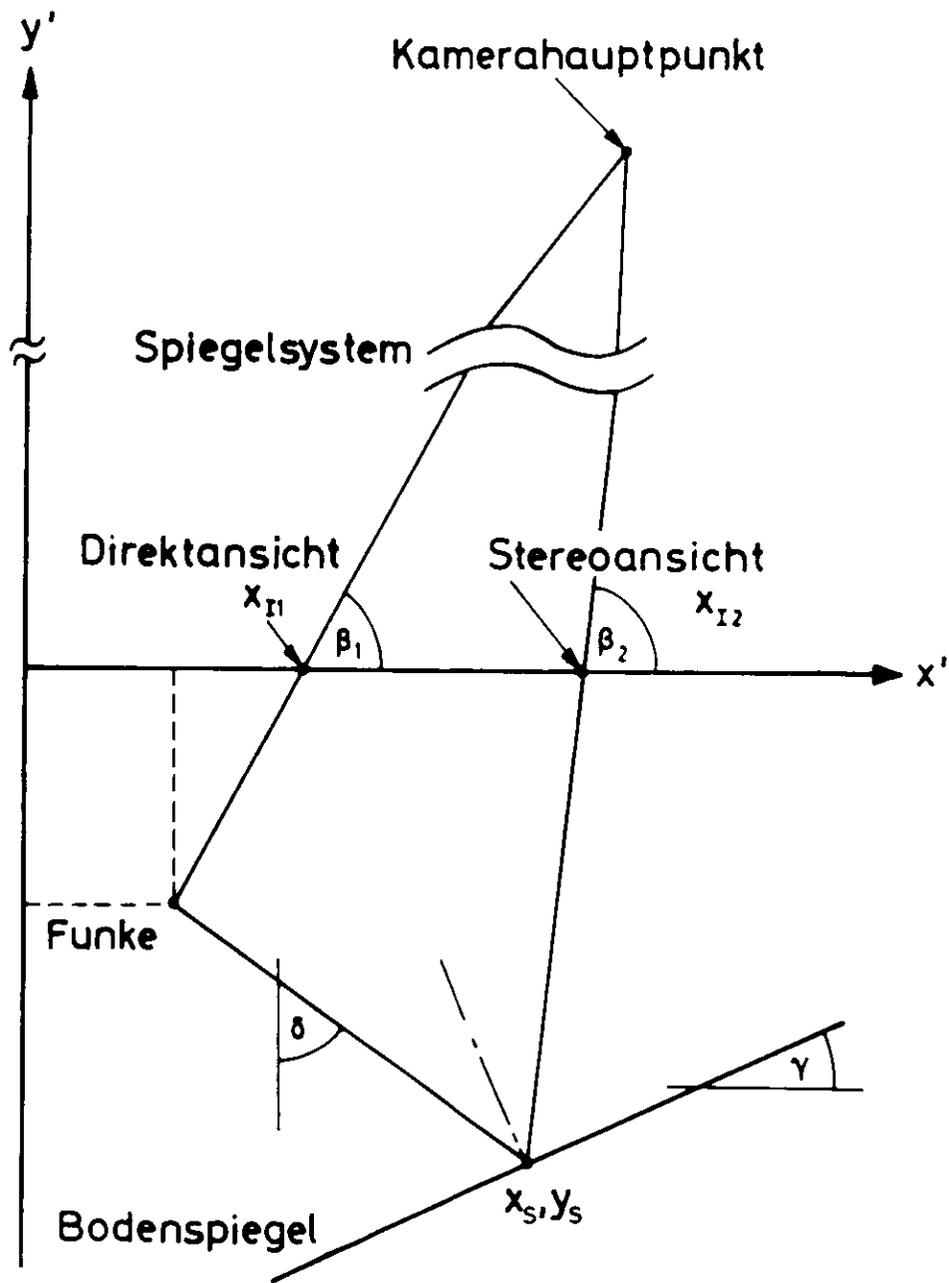
Fig. 12

Der Suchvorgang nach geeigneten Digitalisierungspaaren, die den Suchkanal festlegen, wurde für den vorliegenden Fall optimiert.

Die Spurenerkennung erreicht so bei den vorliegenden Bildern einen hohen Wirkungsgrad (> 99 %). Die ermittelten Spuren werden nach einer Geradengleichung  $z = A \cdot x + B$  gefittet und mit einer Schlüsselzahl versehen: Jede angesprochene Funkenstrecke setzt die ihr entsprechende Zehnerstelle in einer vierstelligen Zahl. Die drei Spuren in I erhalten also die Schlüsselzahlen  $S = 11$ , die in II die Zahlen  $S = 1000, 1100, 1100, 1000$ . Jede Spur ist somit durch drei Werte gekennzeichnet: Die Steigung  $A$ , den Achsenabschnitt  $B$  und die Schlüsselzahl  $S$ .

Im nächsten Schritt wird verglichen, welche Spuren der oberen Hälfte mit einer Toleranz  $\epsilon_A$  in der Steigung und einer Toleranz  $\epsilon_B$  im Schnittpunkt der Spuren mit der Trennlinie der Kammerhälfte I und II übereinstimmen mit Spuren der unteren Hälfte. In Fig. 12 passen vermutlich die Paare (1,1) und (2,2). Diese Paare werden versuchsweise als Direktansicht eines Funkens interpretiert, und ein Geradenfit ermittelt aus der Information des Paares Steigung und Achsenabschnitt der Direktansicht. Anschließend werden hierzu Stereospuren gesucht. Da Übereinstimmung in den Schlüsselzahlen gefordert wird, ist in I die erste mögliche Stereoansicht zu (1,1) Spur 2 und in II Spur 4. Aus diesem Quadrupel von Spuren wird versucht, die räumliche Darstellung zu gewinnen. Fig. 13 zeigt einen Schnitt der Anordnung, der die Trennlinie  $x'$  (siehe Fig. 12) zwischen Funkenstrecke 1 und 2 und dem Kammerhauptpunkt enthält.

Aus  $x_{I1}$  und  $x_{I2}$ , den Schnittpunkten der Spuren 1 und 2 mit der  $x'$ -Achse der Hälfte I und den gemessenen Werten  $\beta(x)$  erhält man mit der Spiegelgleichung  $y' = \operatorname{tg} \gamma \cdot x' - a$  die Koordinaten  $x'$  und  $y'$  des Funkens im  $x'y'$ -System der Fig. 13 nach folgenden Gleichungen:



Rekonstruktion der Teilchenbahnen im Eichrahmensystem

$$x_S = (a - x_{I2} \cdot \operatorname{tg}\gamma)/(1 + \operatorname{ctg}\beta_1 \operatorname{ctg}\beta_2)$$

$$y_S = - \operatorname{ctg}\beta_2 \cdot x_S + x_{I2}$$

$$\operatorname{tg}\delta = (\operatorname{tg}\gamma + \operatorname{ctg}\beta_2(1 - \operatorname{tg}^2\gamma)/2)/((1 - \operatorname{tg}^2\gamma)/2 - \operatorname{tg}\gamma \operatorname{ctg}\beta_2)$$

$$x' = (y_S - x_{I1} - \operatorname{tg}\delta \cdot x_S)/(- \operatorname{ctg}\beta_1 - \operatorname{tg}\delta)$$

$$y' = - \operatorname{ctg}\beta_1 \cdot x' + x_{I1}$$

Anschließend werden  $x'$  und  $y'$  mit der Stereoansicht der Hälfte II, also aus  $x_{I1}$  und  $x_{II2}$ , berechnet. Liegen die so berechneten Paare von  $x'$ - und  $y'$ -Werten innerhalb einer Toleranz ( $\epsilon_x, \epsilon_y$ ), so wird das Verfahren in der Kammerhälfte II entsprechend durchgeführt. Werden alle Kriterien erfüllt, gelten die vier Spuren in I und II als zu einer Teilchenbahn gehörig. Die Teilchenbahn ist durch 2 Punkte im Raum definiert. Die Werte werden auf zwei feste z-Ebenen  $z_1$  und  $z_2$  extrapoliert und dann durch eine Transformation des Koordinatensystems in Laborsystemkoordinaten bereitgestellt. Dieses Verfahren wird der Reihe nach auf alle weiteren Stereospuren angewandt, so daß schließlich alle Kombinationen getestet sind. Das Verfahren fährt fort mit der nächsten möglichen Direktansicht (2,2).

Insgesamt wird von der Seite der Pattern-Recognition her ein Ereignis = 2 Teilchenbahnen durch folgende Kriterien definiert:

- 1) In jeder der acht Kammerhälften sind 1 Spur und deren Spiegelbild vorhanden.
- 2) Die Schlüsselzahlen der Spuren in einer Hälfte stimmen überein.

- 3) In der Hälfte I existiert eine Spur, die mit einer Spur der Hälfte II in Steigung und Achsenabschnitt innerhalb der Toleranzen  $\epsilon_A$  und  $\epsilon_B$  übereinstimmt.
- 4) Es existieren hierzu Stereoansichten, die in der Hälfte I x- und y-Werte liefern, deren Differenzen kleiner  $\epsilon_x$  bzw.  $\epsilon_y$  sind und
- 5) die in der Hälfte II x- und y-Werte liefern, deren Differenzen kleiner als  $\epsilon_x$  bzw.  $\epsilon_y$  sind.

Die Erfüllung des Punktes 1 hängt im wesentlichen von der Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern ab, die des Punktes 2 von der Helligkeit der Funken bzw. deren Spiegelbildern und der Güte der Filmentwicklung. Die Toleranzen der Punkte 3 - 5 wurden so gewählt, daß 99 % aller Teilchenbahnen erkannt werden können. Der tatsächliche Wirkungsgrad ist geringer wegen des Einflusses der Kriterien 1 und 2 und durch Fehlerkennung der Teilspuren. Eine Fehlerkennung ist in der Regel auf den Einfluß von Untergrundteilchen zurückzuführen (gekreuzte Spuren), deren Häufigkeit proportional zur Intensität des Primärstrahls und zur Gedächtniszeit der Funkenkammern ist.

In diesem Experiment treten bei einem Fluß im Primärstrahl von  $1,5 \times 10^6$  Elektronen/ $\mu$ s und einer Gedächtniszeit der Kammern von 1  $\mu$ s in 20 % aller Bilder Untergrundspuren auf. Für Bilder, zu denen in jeder Kammer mindestens eine Spur gefunden wurde, werden die Spuren eines Spektrometerarms auf Zusammengehörigkeit überprüft und im Fall, daß mehrere Spuren auftreten, nach ihrer Zusammengehörigkeit geordnet.

Der Wirkungsgrad dieser Programme liegt bei 65 %. Die Verluste haben folgende Ursachen:

Fehlende Bilder oder nicht dekodierbare Records auf dem A-Band (auch durch Entwicklungsfehler)	5 %
Ausfall irgendeiner Funkenkammerhälfte	17 %
Verluste der Pattern-Recognition	5 %
Verluste beim Verknüpfen der Spuren	8 %

Eine eingehende Untersuchung der verworfenen Bilder ergab, daß keine kinematische Konfiguration und kein fester Ortsbereich bevorzugt wird. Die Gründe des Ausscheidens eines Bildes sind rein statistischer Natur.

#### 4.2.3 Test der Spurenerkennung

Jede Spur wird über zwei nahezu unabhängige Messungen bestimmt:

- a) Rekonstruktion über den  $6^\circ$  Bodenspiegel
- b) Rekonstruktion über den  $10^\circ$  Bodenspiegel

So wird auf der  $x'$ -Achse der Fig. 12  $x'$  und  $y'$  mit Hilfe der oberen Stereospur aus den Meßwerten direkt bestimmt und ein zweites Mal aus der Extrapolation der Meßwerte der Stereospur der unteren Hälfte. Die Differenz der so berechneten  $x$ - und  $y$ -Werte zeigt Fig. 14. Diese Darstellung enthält Werte von allen Funkenkammern und damit auch die systematischen Fehler, die bei der Vermessung der Bodenspiegel und der Einfallswinkel  $\beta$  aufgetreten sind. Die endgültigen auf die  $z$ -Ebenen  $z_1$  und  $z_2$  (Fig. 13) extrapolierten  $x$ - und  $y$ -Werte der Teilchenbahnen entstehen aus dem Mittelwert der Messungen a und b. Ungenauigkeiten in der Bahnbestimmung entstehen zusätzlich durch Vielfachstreuung an der Luft zwischen den Kammern und an den Folien. Vergleicht man die Steigung der Spuren in zwei Kammern eines Spektrometerarms, so ergeben sich folgende Varianzen:

$$\sigma_x = 6 \text{ mrad}$$

$$\sigma_y = 35 \text{ mrad}$$

# Genauigkeit der x- und y-Koordinatenbestimmung

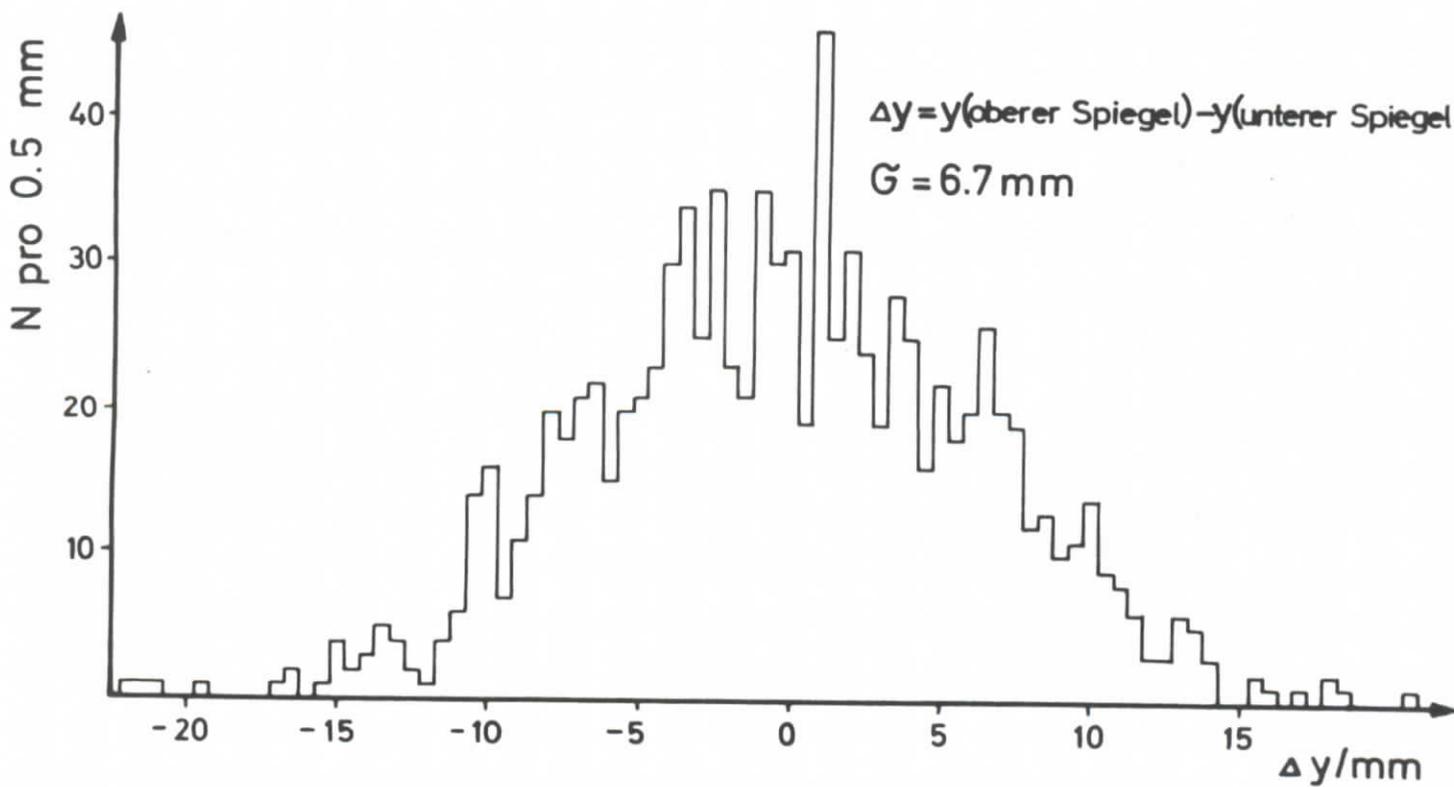
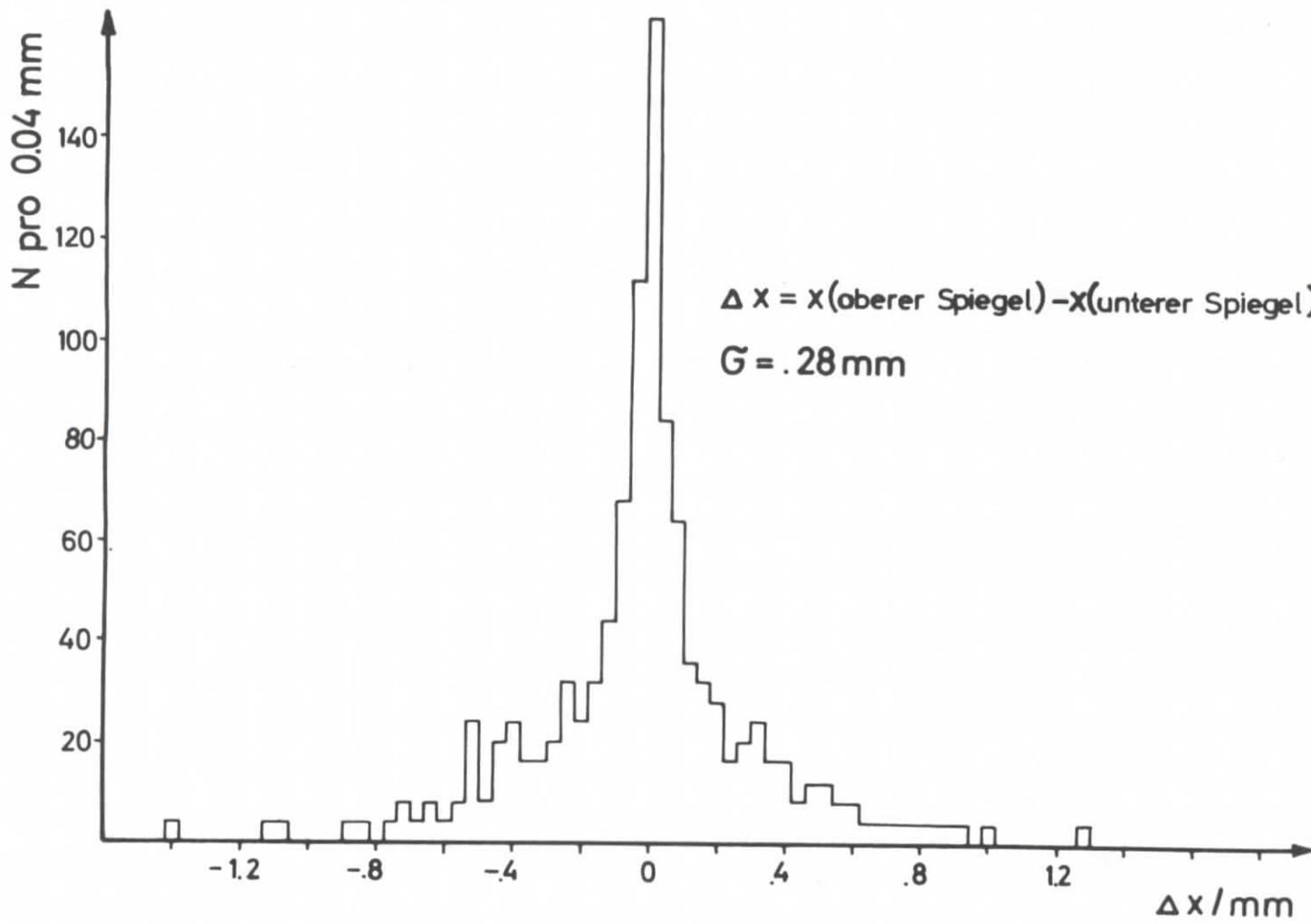


Fig. 14

Daraus folgt für die Genauigkeit der Angabe der Koordinaten in einer Funkenkammer bei  $z = 0$  und  $z = 300$  mm:

$\sigma_x$	=	0,9 mm
$\sigma_y$	=	5,0 mm

Der angegebene Meßfehler hat folgende Ursachen:

- 1) Der Durchbruch des Funkens folgt nicht exakt der Teilchenbahn<sup>26</sup> ( $\sigma_x \sim 0,2$  mm).
- 2) Grundsätzliche Fehler durch den Digitalisierungsvorgang im FSD ( $\sigma_x \sim 0,4$  mm).
- 3) Fehler der  $\beta(x)$ -Messung.
- 4) Fehlerhafte Bestimmung der Lage der Bodenspiegel.
- 5) Vielfachstreuung.

Für weitere Tests zur Zuverlässigkeit der Koordinatenberechnung stehen zwei Vorrichtungen zur Verfügung:

- a) 4 leiterartig angeordnete reflektierende Marken über dem Eichrahmen.
- b) 4 Glühdrähte in waagerechter Anordnung unter dem Eichrahmen.

Die Marken und Drähte liegen parallel zur z-Richtung. Mit Hilfe der Anordnung a) können über ein Fitprogramm die Meßgrößen kontrolliert werden. Innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen für die Ortsauflösung wird Übereinstimmung von Messung und Fit gefunden.

Die Lage der Glühdrähte wurde genau vermessen. Als selbstleuchtende gerade Strecken simulieren sie Funken. Die Berechnung des Ortes der Glühdrähte über dem Auswertemechanismus reproduziert den absoluten Ort im Eichrahmensystem. Jede Kammer liefert daher in sich konsistente Messungen der Teilchenbahnen.

Für jeden Spektrometerarm kann die Vermessung der beteiligten Eichrahmen zueinander über durchgehende Teilchenbahnen getestet werden: Die Verlängerung des Funkens in der einen Kammer soll den Funken der anderen Kammer treffen. Diese Übereinstimmung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit gegeben.

Die Tests ergeben somit, daß die systematischen Fehler der Koordinatenbestimmung beherrscht werden.

#### 4.3 Die Berechnung der Impulse

Die Impulse der nachgewiesenen geladenen Teilchen werden durch Ablenkung der Teilchen in einen Magneten bestimmt. Wegen der Ausdehnung und Inhomogenität des Feldes wurde der Feldvektor in einem Volumen von  $15 \text{ m}^3$  mit Hall-Sonden auf 0,2 % genau vermessen.

Der Vertex des Ereignisses liegt im Target, wobei die Strahlausdehnung den Ort in x- und y-Richtung begrenzt. Nach der Ablenkung wird jede Teilchenbahn durch vier weitere Raumpunkte definiert. Ein Ereignis ist also durch 9 Raumpunkte = 27 Koordinaten bestimmt. An diese Punkte werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate Trajektorien angepaßt. Wegen der Inhomogenität des Feldes wird das Feldvolumen in Quader eingeteilt, deren Feldstärke zur weiteren Interpolation durch die 8 Meßwerte an den Ecken charakterisiert ist. Der Verlauf jeder Trajektorie wird durch Iteration der Teilchenbahn durch 40 Quader bestimmt. Die umfangreichen Rechnungen hierzu werden in einer anderen Arbeit beschrieben<sup>27</sup>. Der Fehler der Impulsbestimmung, der sich aus dem Iterationsfehler und den Meßfehlern einschließlich Targetausdehnung zusammensetzt, beträgt im Mittel 0,75 % im Elektronenspektrometer und 1 % im Pionenspektrometer.

Die Akzeptanz der Apparatur wird anschließend mit Hilfe der drei Komponenten der Impulse definiert: In der weiteren Auswertung werden nur Ereignisse ver-

wendet, deren Impulsvektoren innerhalb fest eingegebener Grenzen liegen, die einen Ausschnitt der eigentlichen Apparatur darstellen.

Die zur Auswertung notwendigen Monte-Carlo-Rechnungen werden innerhalb der gleichen Grenzen ausgeführt<sup>27</sup>, so daß die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benutzten Formeln experimentelle Ereignisse und Monte-Carlo-Ereignisse aus identischen Bereichen enthalten.

#### 4.4 Die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte

Das Spektrometer weist Ereignisse in einem großen kinematischen Bereich nach, der von  $q^2$ ,  $s$ ,  $t' = t - t_{\min}$ ,  $\phi_{q\pi}$  und  $m$ , der Rückstoßmasse des unbeobachteten Systems, abhängt. Dieser Bereich wird in kleine Zellen eingeteilt

$$\Delta V = \Delta q^2 \Delta s \Delta t' \Delta \phi_{q\pi} \Delta m = \Delta V' \Delta m ,$$

für die jeweils der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma(V)}{dV'dm}$  berechnet wird.

Die Zahl der experimentellen Ereignisse pro Zelle  $N_{\text{ex}}(\Delta V)$  ist mit dem Wirkungsquerschnitt über folgende Relation verknüpft:

$$(1) \quad N_{\text{ex}}(\Delta V) = N_e \cdot N_T \int_{\Delta V} \frac{d\sigma(V)}{dV'dm} a(V) dV = N_e \cdot N_T \frac{d\sigma(V_j)}{dV'dm} \int_{\Delta V} a(V) dV$$

$N_e$  = Gesamtzahl der Primärelektronen

$N_T$  = Protonen pro  $\text{cm}^2$  Targetfläche

$V_i$  = Punkt ( $q_i^2$ ,  $s_i$ ,  $t'_i$ ,  $\phi_{q\pi_i}$ ,  $m_i$ ) in der Zelle  $V$ , der nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung existiert und (1) erfüllt.

$a(V)$  = Akzeptanz der Apparatur, integriert über den Azimutwinkel  $\phi_{ee'}$  des gestreuten Elektrons.

$a(V_1) = 1$  für Punkte  $V_j$ , in denen die Apparatur Teilchen akzeptiert

$a(V_1) = 0$  sonst

Der Wirkungsquerschnitt soll bezüglich aller Variablen angegeben werden. Um etwa die Massenabhängigkeit zu berechnen, muß man in allen Zellen für laufendes  $\Delta m$  die Variablen  $q^2$ ,  $s$ ,  $t'$  und  $\phi_{q\pi}$  konstant halten. Der Schwerpunkt der experimentellen Daten variiert jedoch und führt in (1) zu einem zellenabhängigen  $V_i$ . Daher wird der Wirkungsquerschnitt innerhalb der kleinen Zelle  $V$  zum festen Punkt  $V_r$  interpoliert:

$$(2) \quad \frac{\frac{d\sigma(V_r)}{dV' dm}}{\frac{d\sigma(V_i)}{dV' dm}} = \frac{F(V_r)}{F(V_i)}$$

Die neu eingeführte Funktion  $F(V)$  soll die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts möglichst gut beschreiben und wird iterativ bestimmt. Die Akzeptanz der Apparatur  $\int_{\Delta V} a(V) dV$  erhält man über eine Monte-Carlo-Rechnung. Analog zu (1) gilt:

$$(3) \quad N_{MC}(\Delta V) = S_{MC} \int_{\Delta V} F(V) a(V) dV = S_{MC} F(V_i) \int_{\Delta V} a(V) dV$$

mit  $S_{MC}$  = konstante Dichte der in der Monte-Carlo-Rechnung erzeugten Ereignisse

$N_{MC}(\Delta V)$  = Zahl der in der Zelle  $\Delta V$  akzeptierten und mit  $F$  gewichteten Würfelereignisse.

Aus (1), (2) und (3) erhält man den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt an der Stelle  $V_r$ :

$$(4) \quad \frac{d\sigma(V_r)}{dV' dm} = N_{ex}(\Delta V) \frac{S_{MC} \cdot F(V_r)}{N_{MC}(\Delta V) N_E N_T}$$

Um die  $q^2$ -,  $s$ -,  $t'$ - und  $\phi_{q\pi}$ -Abhängigkeit der  $(\pi^+ \Delta^0)$ -Erzeugung anzugeben, wird über die  $\Delta$ -Masse integriert. Hierzu wird o.B.d.A. angenommen, daß der Wirkungsquerschnitt faktorisiert ist mit einem von der  $\Delta$ -Masse  $m$  unabhängigen Faktor:

$$\frac{d\sigma(V)}{dV'dm} = \frac{d\sigma_a(V')}{dV'} \cdot \frac{d\sigma_b(V',m)}{dm}$$

Analog zu (1) gilt:

$$\begin{aligned} N_{\text{ex}}(\Delta V) &= N_e N_T \int_{\Delta V'} \int_{\Delta m} \frac{d\sigma_a(V')}{dV'} \frac{d\sigma_b(V',m)}{dm} a(V) dV' dm \\ (1a) \quad &= N_e N_T \frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'} \int_{\Delta V'} \int_{\Delta m} \frac{d\sigma_b(V',m)}{dm} a(V) dm dV' \end{aligned}$$

Gegeben seien Näherungsfunktionen  $F(V')$  und  $f(V',m)$ , die den Verlauf der Funktionen  $\frac{d\sigma_a(V')}{dV'}$  und  $\frac{d\sigma_b(V',m)}{dm}$  in  $V$  möglichst gut beschreiben, so daß gilt:

$$f(V',m) = \alpha \frac{d\sigma_b(V',m)}{dm} ; \quad \alpha = \text{const.}$$

Dann folgt analog zu (3):

$$\begin{aligned} N_{\text{MC}}(\Delta V) &= S_{\text{MC}} F(V'_i) \int_{\Delta V'} \int_{\Delta m} f(V',m) a(V) dV' dm \\ (3a) \quad &= S_{\text{MC}} F(V'_i) \alpha \int_{\Delta V'} \int_{\Delta m} \frac{d\sigma_b(V',m)}{dm} a(V) dV' dm \end{aligned}$$

Mit (1a) und (3a) kann das Akzeptanzintegral eliminiert werden. Um den über den Massenbereich  $\Delta m$  integrierten Wirkungsquerschnitt an der Stelle  $V' = V_r$  zu erhalten, bildet man:

$$\frac{d\sigma(V'_r, \Delta m)}{dV'} = \int_{\Delta m} \frac{d\sigma(V'_r, m)}{dV' dm} dm = \int_{\Delta m} \frac{d\sigma_a(V'_r)}{dV'} \frac{d\sigma_b(V'_r, m)}{dm} dm$$

Da gilt

$$(2a) \quad \frac{\frac{d\sigma_a(V'_r)}{dV'}}{\frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'}} \frac{\frac{d\sigma_b(V'_r, m)}{dm}}{\frac{d\sigma_b(V'_i, m)}{dm}} = \frac{F(V'_r) f(V'_r, m)}{F(V'_i) f(V'_i, m)} ,$$

Massenverteilungen für das auslaufende Hadronensystem  $m$   
bei der Reaktion:  $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + m$

$N$  = Zahl der Ereignisse pro  $20 \text{ MeV}/c^2$

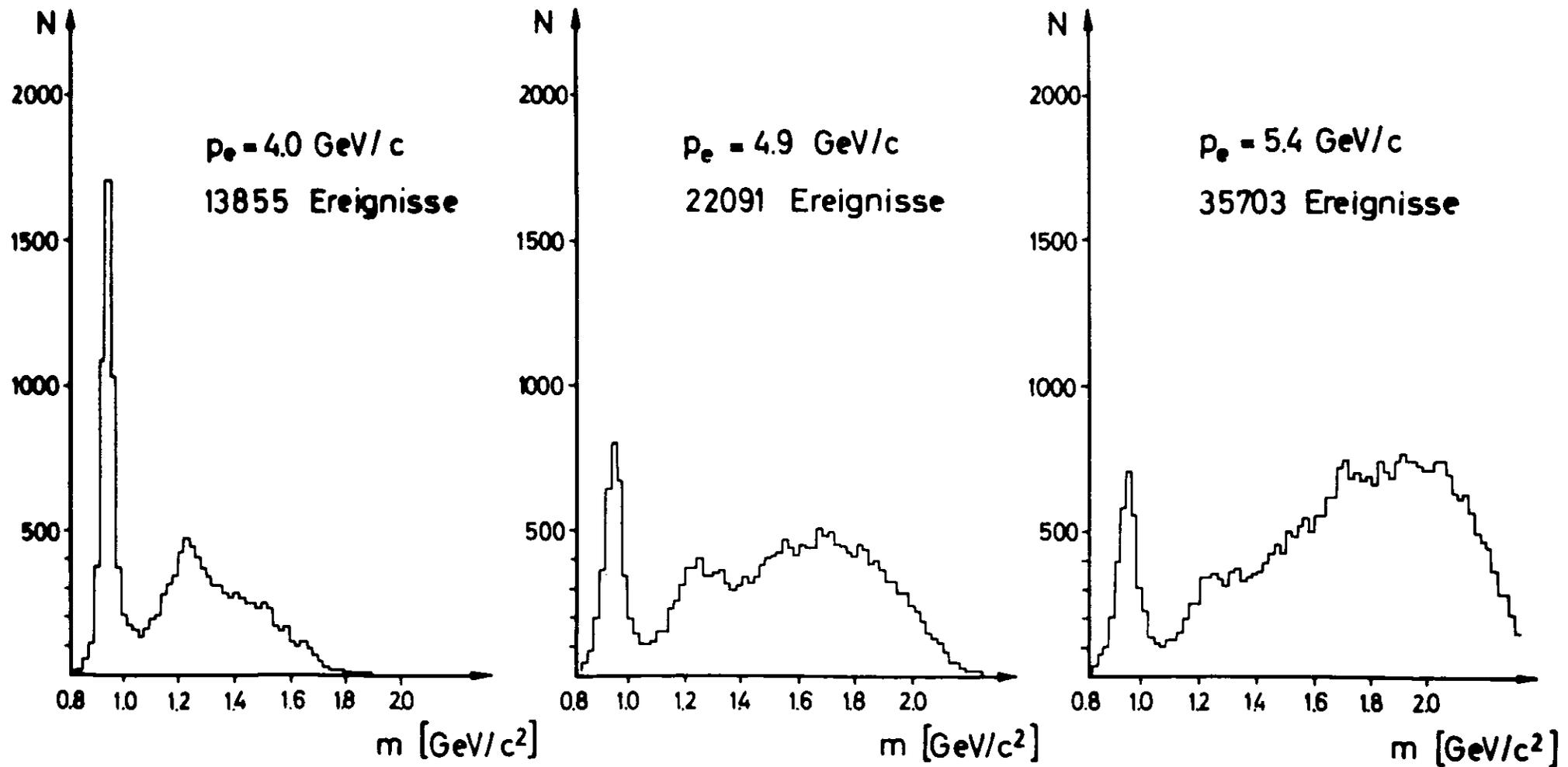


Fig. 15

folgt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(V'_r, \Delta m)}{dV'} &= \int_{\Delta m} \frac{F(V'_r) f(V'_{r,m})}{F(V'_i) f(V'_{i,m})} \frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'} \frac{d\sigma_b(V'_{i,m})}{dm} dm \\ &= \frac{F(V'_r)}{F(V'_i)} \frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'} \int_{\Delta m} \frac{d\sigma_b(V'_{i,m})}{dm} \frac{f(V'_{r,m})}{f(V'_{i,m})} dm \\ &= \frac{F(V'_r)}{F(V'_i)} \frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'} \frac{1}{\alpha} \int_{\Delta m} f(V'_{r,m}) dm \quad . \end{aligned}$$

Berechnet man nach (1a) und (3a)  $\frac{d\sigma_a(V'_i)}{dV'}$  und setzt ein, so folgt:

$$(4a) \quad \boxed{\frac{d\sigma(V'_r, \Delta m)}{dV'} = \frac{N_{ex}(\Delta V) S_{MC} \cdot F(V'_r)}{N_e N_T N_{MC}(\Delta V)} \int_{\Delta m} f(V'_{r,m}) dm}$$

Mit dieser Beziehung werden die  $q^2$ -,  $s$ -,  $t'$ - und  $\phi_{q\pi}$ -Abhängigkeiten der Ereignisse im Rückstoßmassenbereich  $\Delta m$  berechnet.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte geht man von der Annahme aus,  $F(V)$  bzw.  $F(V') f(V',m)$  seien konstant. Das Ergebnis dieser Rechnung wird als bessere Näherung für die Interpolationsfunktion  $F(V)$  bzw.  $F(V') f(V',m)$  angegeben. Ein Test mit analytischen Daten ergab, daß eine iterative Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach (4) und (4a) Konvergenz innerhalb 3 % ergibt (siehe auch Ref.27).

Fig. 15 zeigt die gemessenen Spektren der Rückstoßmasse, aus denen mit Gleichung (4) der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet wird.

Die Spektren beginnen in der Gegend der Nukleonmasse mit Ereignissen aus der Reaktion<sup>2</sup>  $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$ . Die Schwelle für die Erzeugung eines zusätzlichen Pions liegt bei  $m_\rho = m_N + m_\pi = 1,077$  GeV. Innerhalb der experimentellen Auflösung von 20 MeV ist diese Schwelle klar zu erkennen.

Über einem Untergrund, der aus Akzeptanzgründen vermutlich stark aus der  $\rho^0$ -Produktion stammt, erhebt sich die Struktur der  $\Delta$ -Resonanz mit einer Resonanzmasse von  $m_R = 1,236 \text{ GeV}/c^2$ .

Im wesentlichen stellen sich zwei Probleme:

a) Berechnung des Anteils der  $\Delta$ -Resonanz an der gesamten Ereignisrate.

b) Berechnung einer analytischen Darstellung der Massenspektren.

Diese Funktion soll als Näherung für  $f(V',m)$  in Gleichung (4a) eingeführt werden und dient der iterativen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte.

Zu diesem Zweck wurde ein Fitprogramm geschrieben, das die nach (4) berechneten Massenspektren nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate anpaßt. Die anzupassende Funktion setzt sich aus drei Anteilen zusammen, die folgendermaßen beschrieben werden können:

#### 1) Die Resonanz

Die Massenabhängigkeit der  $\Delta$ -Resonanz wird durch einen Ausdruck

$$BW(m) = m \frac{\Gamma(m)}{(m_R^2 - m^2)^2 + m_R^2 \Gamma^2(m)}$$

gegeben (vergleiche Kapitel 2.2, Gleichung 8). Man kann annehmen, daß der Einfluß des Isospins auf Form und Lage der Resonanz gering ist und die aus  $\pi N$ -Streudaten gewonnene Breite  $\Gamma(m)$  der  $\Delta^{++}$ -Resonanz auch die  $\Delta^0$ -Resonanz beschreibt. Für die Berechnung von  $\Gamma(m)$  sind verschiedene Anpassungen an die  $\pi N$ -Streudaten veröffentlicht worden. Die Unterschiede liegen hauptsächlich im Bereiche hoher Massen. Im Bereich der Resonanzmasse ergeben die verschiedenen Darstellungen praktisch identische Werte für  $\Gamma(m)$ . Die hier benutzte Darstellung ist<sup>28</sup>:

$$\Gamma(m) = \Gamma(m_R) \left\{ \frac{q}{q_R} \right\}^3 \left\{ \frac{a\mu^2 + q_R^2}{a\mu^2 + q^2} \right\} \left\{ \frac{m_R}{m} \right\}$$

mit  $m_R = 1,236 \text{ GeV}/c^2$

$\Gamma(m_R) = 0,12 \text{ GeV}/c^2$

$a = 2,2 \text{ c}^2$

$q, q_R =$  Impuls des  $\pi^+$  im S-System bei Rückstoßmassen  $m, m_R$ .

Für  $m \geq 1,8 \text{ GeV}/c^2$  wird  $\Gamma(m) = 0$  gesetzt, da hier die Streuphase durch  $180^\circ$  geht und damit die Resonanz endet.

Eine direkte Berechnung von  $\Gamma(m)$  aus veröffentlichten Phasenanalysen<sup>29</sup> läßt die Massenverteilung der Resonanz schneller als bei der oben gewählten Darstellung für große Massen verschwinden.

## 2) Der Untergrund

Oberhalb der Schwelle  $m_S = 1,077 \text{ GeV}/c^2$  können alle Reaktionen beitragen, die ein positives Pion im Ausgangskanal haben. Aus Akzeptanzgründen liefert die  $\rho^0$ -Produktion den Hauptbeitrag. Für diese Reaktion liegen Photoproduktionsdaten vor. Die Vorhersage des Verhaltens bei der Elektroproduktion ist recht unsicher, da ein möglicher zusätzlicher longitudinaler Beitrag die Zerfallswinkelverteilungen stark verändern kann. Die Berechnung des Untergrundes ist also noch nicht möglich. Es wird angenommen, daß der Untergrund einen monotonen Verlauf hat und durch ein Polynom beschrieben werden kann. Interferenzen mit dem Untergrund können daher nicht berücksichtigt werden.

Unter der Annahme, daß an der Schwelle  $m_S$  S-Wellen-Produktion überwiegt, gilt das statistische Modell. Der in diesem Modell den Wirkungsquerschnitt bestimmende Phasenraumfaktor<sup>30</sup> hat für 2 unbeobachtete Teilchen an der Schwelle eine Tangente mit unendlich großer Steigung.

Die Funktion  $f = \sqrt{m - m_s}$  hat bei  $m = m_s$  eine vertikale Tangente, und das den Untergrund beschreibende Polynom kann an der Schwelle durch diesen Wurzelfaktor bestimmt werden. Massenspektren für kleine  $t'$ -Intervalle zeigen eine zusätzliche resonanzartige Struktur bei  $m = 1,5 \text{ GeV}/c^2$ , die vermutlich der Resonanz bei  $1,520 \text{ GeV}/c^2$  zugerechnet werden kann und durch eine Breit-Wigner-Kurve mit einer Resonanz-Energie von  $m_R = 1,520 \text{ GeV}/c^2$  und einer festen Breite  $\Gamma = 0,15 \text{ GeV}/c^2$  beschrieben wird.

- 3) Untergrund bei kleinen Massen: Der Bereich niedriger Massen,  $m_R < 1,1 \text{ GeV}/c^2$ , wird durch die experimentell und durch Strahlungsprozesse verbreiterte Rückstoßmasse des Neutrons  $m_n = 0,938 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt. Die Strahlungskorrektur geht bei scharfer Rückstoßmasse  $\sim \frac{1}{m - m_n}$ . Diese Funktion diente zur Anpassung der Daten bei kleinen Rückstoßmassen. Die Abweichungen dieser Funktion von der wahren Verteilung hat keinen Einfluß auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, da der Beitrag im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz nur wenige Prozent ausmacht und klein ist gegen die Unsicherheit in der Bestimmung des Polynoms.

Der Untergrund wird insgesamt durch folgende Funktion angepaßt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u(q^2, s, t')}{dm} = & \sqrt{m - m_s} \left\{ \sum_{i=1}^N (P_i(q^2, s, t') (m - m_s)^{i-1}) \right\} \\ & + P_{N+1}(q^2, s, t') \frac{0,15}{(m - 1,52)^2 + 0,055} \\ & + P_{N+2}(q^2, s, t') \frac{1}{(m - m_n)} \end{aligned}$$

mit  $P_i$  : durch Fit anzupassende Parameter

Mit diesen Annahmen werden gute Anpassungen an die Massenspektren (z. B.

$\chi^2 = 55$  bei 50 Freiheitsgraden) für  $1,0 \text{ GeV}/c^2 \leq m \leq 1,8 \text{ GeV}/c^2$  bereits mit

$N = 1$  erreicht. Die Hinzunahme höherer Terme bringt Änderungen im Wirkungsquerschnitt für die  $\Delta^0 \pi^+$ -Produktion von maximal  $\pm 20\%$ . Die Lage der Schwelle und der Resonanzmasse sowie die Breite der Resonanz an dieser Stelle werden auch zur Anpassung freigegeben. Die Resultate zeigen, daß der Ansatz zu vernünftigen Werten führt. Die Lage der Resonanz wird bei  $m_R = (1,236 \pm 0,008) \text{ GeV}/c^2$  gefunden. Die Breite der Resonanz  $\Gamma(m_R)$  liegt bei  $\Gamma(m_R) = (0,120 \pm 0,030) \text{ GeV}/c^2$ .

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts können zwei Methoden verwendet werden.

a) Bestimmung des Wirkungsquerschnitts mit Hilfe der  $\Delta^0$ -Anteile

Die experimentellen Ereignisse  $N_{\text{ex}}(\Delta V)$ , die in Gleichung (4a) zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts in der Zelle  $\Delta V = \Delta V' \Delta m$  herangezogen werden, enthalten  $N_{\Delta}(\Delta V)$ -Ereignisse, die über die untersuchte Reaktion ( $\Delta^0 \pi^+$ ) ablaufen und  $N_u(\Delta V)$ -Ereignisse, die aus anderen Reaktionen stammen:

$$N_{\text{ex}}(\Delta V) = N_{\Delta}(\Delta V) + N_u(\Delta V)$$

Eingesetzt in (4a) folgt für jede Zelle  $\Delta V$  im Punkt  $V'_r$ :

$$(5) \quad \frac{d\sigma(V'_r, \Delta m)}{dV'} = \frac{d\sigma_{\Delta}(V'_r, \Delta m)}{dV'} + \frac{d\sigma_u(V'_r, \Delta m)}{dV'} = \frac{1}{P(V)} \frac{d\sigma_{\Delta}(V'_r, \Delta m)}{dV'}$$

Werden nun alle Ereignisse, die in  $\Delta V'$  liegen, gegen die Rückstoßmasse  $m$  aufgetragen und mit der Akzeptanz gefaltet, kann man mit den beschriebenen Annahmen den Verlauf der Resonanz und des Untergrundes als Funktion der Masse bestimmen und damit auch im Intervall  $\Delta m$  den Anteil  $P(V)$  der Resonanz am Gesamtquerschnitt.

Das Intervall  $\Delta m$  wurde so gewählt, daß etwa  $60\%$  der gesamten Resonanz erfaßt werden:  $1,14 \text{ GeV}/c^2 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$ . Um den gesamten Wirkungsquerschnitt zu

erhalten, werden die außerhalb des Bereichs  $\Delta m$  liegenden Anteile mit dem Faktor  $F$  berücksichtigt:

$$F(\Delta m) = \frac{1,8}{m_s} \int BW(m) dm / \int_{\Delta m} BW(m) dm$$

Für den Wirkungsquerschnitt der  $(\Delta^0 \pi^+)$ -Produktion an der Stelle  $V'_r$  gilt also:

$$(6) \quad \frac{d\sigma_{\Delta}(V'_r)}{dV'} = \frac{d\sigma(V'_r, \Delta m)}{dV'} \cdot P(V) \cdot F(\Delta m)$$

Wird die Resonanz mit der Breite  $\Gamma(m)$  berechnet, die sich direkt aus den Phasenanalysen<sup>29</sup> ergibt, verringert sich der Betrag von  $F$  um 12 %.

b) Bestimmung des Wirkungsquerschnitts durch Subtraktion des Untergrundes:

Nach Gleichung (4a) wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Invarianten  $q^2$ ,  $s_0$ ,  $t'$  und von  $\phi_{q\pi}$  in zwei benachbarten Massenbereichen  $\Delta m$  bestimmt:

$\Delta m_I$  enthält die  $\Delta^0$ -Resonanz und Untergrund ( $1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$ )

$\Delta m_{II}$  enthält vorwiegend Untergrund ( $m > 1,34 \text{ GeV}/c^2$ )

Berechnet man den Wirkungsquerschnitt in verschiedenen Bereichen  $\Delta m_{II}$ , so hofft man, daß seine Abhängigkeit als Funktion von  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  praktisch nicht variiert und damit der Verlauf des Wirkungsquerschnitts nicht von der Wahl des Bereichs  $\Delta m_{II}$  abhängt. Daraus wird gefolgert, daß der Untergrund im Bereich  $\Delta m_I$  wiederum das gleiche Verhalten bezüglich  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  zeigt. Um etwa die  $s$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die  $\Delta$ -Reaktion abzutrennen, geht man wie folgt vor:

Für  $V'_{rs} = q_r s t'_r \phi_{q,r}$ , wobei  $q_r$ ,  $t'_r$ ,  $\phi_{q,r}$  festgehalten werden, soll für alle Schwerpunktsenergien  $s$  nach (5) gelten:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma(V'_{rs}, \Delta m_I)}{dV'} &= \frac{d\sigma_{\Delta}(V'_{rs}, \Delta m_I)}{dV'} + \frac{d\sigma_u(V'_{rs}, \Delta m_I)}{dV'} \\
 (7) \qquad &= \frac{d\sigma_{\Delta}(V'_{rs}, \Delta m_I)}{dV'} + NF(q_r^2, t'_r, \phi_{q\bar{q}r}, \Delta m_I, \Delta m_{II}) \frac{d\sigma(V'_{rs}, \Delta m_{II})}{dV'}
 \end{aligned}$$

Den Faktor NF erhält man durch Integration dieser Gleichung über alle erfaßten s in  $\Delta s$ :

$$NF = \left\{ 1 - \frac{\int d\sigma_{\Delta}(\Delta m_I) ds}{\int d\sigma(\Delta m_I) ds} \right\} \frac{\int d\sigma(\Delta m_I) ds}{\int d\sigma(\Delta m_{II}) ds}$$

Der Quotient

$$P(V) = \frac{\int_{\Delta s} d\sigma_{\Delta}(\Delta m_I) ds}{\int_{\Delta s} d\sigma(\Delta m_I) ds}$$

muß dabei wie unter Punkt a) aus der Massenabhängigkeit für die entsprechende Zelle  $\Delta V$  bestimmt werden.

Aus (7) erhält man bei analogem Vorgehen in  $q^2$  und  $t'$  den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{\Delta}(V'_r, \Delta m_I)}{dV'} \quad ,$$

aus dem sich nach (6) der differentielle Wirkungsquerschnitt der  $(\Delta^0 \pi^+)$ -Produktion bestimmen läßt.

#### 4.5 Korrekturen und Fehler

An den Wirkungsquerschnitten sind einige systematische Korrekturen anzubringen, die vom speziellen experimentellen Aufbau herrühren. Zunächst haben die Triggerzähler eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $0,994 \pm 0,003$ . Da bei einer Koinzidenz vier Zähler ansprechen müssen, folgt ein Korrekturfaktor von  $0,976 \pm 0,006$ . Eine

Triggerzählerebene enthielt einen feinen Spalt, der mit dem Faktor  $0,996 \pm 0,001$  kompensiert wird.

Die ortsabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers im Elektronenspektrometer kann integral mit einem Faktor  $0,974 \pm 0,005$  korrigiert werden.

Der Cerenkovzähler im Pionenspektrometer hat eine impulsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit von  $0,98 \pm 0,01$ . Weiterhin gehen im Mittel 3 % der Pionen durch den Prozeß  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  verloren, die durch den Faktor  $0,97 \pm 0,01$  kompensiert werden. Durch Wechselwirkung mit der Materie gehen weitere Pionen durch elastische Streuung, Ladungsaustauschreaktionen und inelastische Prozesse verloren ( $0,956 \pm 0,011$ ). Protonen und Kaonen täuschen durch Anstoßelektronen Pionen vor ( $1,03 \pm 0,01$ ).

Die Rate der zufälligen Koinzidenzen und der Leertargeteffekt sind sehr klein ( $< 0,01$ ). Durch die Auswertung wird ein Teil der Daten verworfen (vergleiche Kapitel 4.2.2). Die Korrekturfaktoren werden durch exakte Buchführung der Ereignisse zuverlässig bestimmt. Sie betragen für die drei Primärenergien:

4,0 GeV:	$0,639 \pm 0,005$
4,9 GeV:	$0,646 \pm 0,005$
5,4 GeV:	$0,582 \pm 0,005$

Strahlungskorrekturen müssen in doppelter Hinsicht berücksichtigt werden. Zunächst ist dem gesamten Rückstoßmassenspektrum ein Untergrund unterlegt, dessen Ereignisse der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+n$  entsprechen, durch Abstrahlen eines Gammaquants jedoch bei höheren Rückstoßmassen erscheinen. Abschätzungen haben ergeben, daß diese Ereignisse nur einen geringen Teil des Rückstoßmassenspektrums ausmachen und im  $\Delta^0$ -Resonanzgebiet maximal 10 % betragen. Dieser Beitrag kann von der Form des Untergrunds der Mehrfach- $\pi$ -Produktion nicht getrennt werden und ist daher mit in der Polynomdarstellung enthalten. Explizit berechnet wird der Anteil der  $\Delta^0$ -Ereignisse, der durch Strahlungsverluste aus dem Resonanzgebiet

$1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$  verschwunden ist. Die Rechnungen hierzu wurden nach den Angaben von de Calan und Fuchs<sup>31</sup> durchgeführt. Wegen des großen Massenintervalls von 200 MeV sind die Korrekturen gering. Sie betragen in verschiedenen Meßintervallen zwischen 7 % und 10 % vom gemessenen Wirkungsquerschnitt und sind praktisch unabhängig von  $\phi_{q\pi}$ . Daher können die Strahlungskorrekturen nachträglich an  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  angebracht werden.

Die aufgeführten Korrekturen werden in den angegebenen Wirkungsquerschnitten bereits berücksichtigt.

Die tabellierten Werte können einen systematischen Fehler enthalten, der folgende Einflüsse enthält:

Effektive Protonenzahl	0,3 %
Zahl der Primärelektronen	1,0 %
Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler	0,6 %
Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektroncerenkovzählers	0,5 %
Ansprechwahrscheinlichkeit des Pioncerenkovzählers	0,5 %
Pionzerfall	1,0 %
Wechselwirkung der Pionen mit Materie	1,1 %
Kontamination mit anderen Teilchen	1,0 %
Ausbeutefaktor	0,5 %
Ungenauigkeit des Verfahrens zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts	3,0 %
Strahlungskorrekturen	3,0 %
<hr/>	<hr/>
Gesamtfehler	5,0 %

In den Abbildungen wird nur der statistische Fehler angegeben.

Die Wirkungsquerschnitte der  $(\Delta^0 \pi^+)$ -Produktion enthalten eine zusätzliche Unsicherheit von maximal  $\pm 20$  %, die durch die Subtraktion des Untergrundes entsteht (Unsicherheit des Faktors P). Der Vergleich der gewählten massenabhän-

gigen Breite mit anderen angegebenen Werten ergibt eine weitere mögliche systematische Verschiebung bis zu 12 % (unsicherheit des Faktors  $F$ ). Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird hiervon jedoch nicht beeinflusst.

## 5. Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse

### 5.1 Das Rückstoßmassenspektrum

In Fig. 15 sind die gemessenen Rückstoßmassenspektren bei Primärenergien von 4,0 GeV, 4,9 GeV und 5,4 GeV dargestellt. Die untere Grenze der Akzeptanz liegt unterhalb der Schwelle für die Pionproduktion. Die großen Rückstoßmassen können je nach Einschußenergie bis zu  $m = 1,7, 2,2$  und  $2,4 \text{ GeV}/c^2$  registriert werden. Neben den gut abgetrennten Ereignissen bei  $m = 0,94 \text{ GeV}/c^2$  der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+n$  sieht man über einem Kontinuum der Mehrfach-Pion-Erzeugung bei  $1,23 \text{ GeV}/c^2$  eine Resonanz, die dem Prozeß  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$  zugeordnet werden muß. In diesem Bereich ist auch eine Reflexion der Ereignisse aus  $ep \rightarrow e'K^+\Lambda^0$  oder  $ep \rightarrow e'K^+\Sigma^0$  möglich. Der in der Apparatur auftretende Anteil dieser Reaktionen ist jedoch klein gegen die Zählraten im Bereich der Resonanz<sup>21</sup>. Berücksichtigt man weiterhin die geringe Ansprechwahrscheinlichkeit der Kaonen im Cerenkovzähler von 4 %, folgt, daß die Reflexion der  $K^+$ -Mesonen in den Rückstoßspektren der Fig. 15 weniger als 1 % der Zählrate betragen. Um die Form der  $\Delta$ -Resonanz mit der aus anderen Messungen bekannter Massenabhängigkeit vergleichen zu können, müssen die Massenspektren mit der Akzeptanz gewichtet werden.

Bei festen Werten von  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  sind in den Figuren 16a, 17a und 18a für die drei Primärenergien die experimentellen Zählraten  $E$  dargestellt. Die Akzeptanz der Apparatur wird für diese Parameterwahl bei hohen Rückstoßmassen geringer. Die Kurve  $W$  in diesen Figuren zeigt die mit der Akzeptanzfunktion gewichteten experimentellen Ereignisse.

Diese Verteilung  $W$  wird nun nach dem in Kapitel 4 beschriebenen Verfahren in Anteile für die  $\Delta^0$ -Resonanz (Kurve  $\Delta$ ) und für den Untergrund (Kurven  $P$  und  $S$ ) getrennt. Die Figuren 16b, 17b und 18b zeigen das Ergebnis einer Anpassung (Kurve  $F$ ) für die drei Primärenergien. Die Ordnung des Polynoms ist jeweils  $N = 2$ . Das  $\chi^2$  der Anpassung beträgt z.B.  $\chi^2 = 72$  für 65 Freiheitsgrade und hat für alle Fits vergleichbare Werte.

Im weiteren Verlauf der Auswertung werden die Ereignisse im Resonanzbereich mit Rückstoßmassen  $1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$  herangezogen. Von diesen Ereignissen werden nur solche verwendet, die bezüglich der drei Primärenergien möglichst in gleichen  $s$ -Bereichen liegen, um so  $q^2$ -Verteilungen bei konstantem  $s$  zu erzielen. Zur Trennung von  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  müssen außerdem alle Winkel  $\phi_{q\pi}$  beitragen, um die Fehler der Anpassung nicht unvernünftig hoch werden zu lassen. Die so ausgewählten Bereiche liegen in den folgenden Intervallen:

$$\begin{aligned} - 0,8 &\leq q^2 \leq - 0,2 \quad (\text{GeV}/c)^2 \\ 4,4 &\leq s \leq 6,25 \text{ GeV}^2 \\ - 0,2 &\leq t \leq - 0,03 \quad (\text{GeV}/c)^2 \\ - 0,1 &\leq t' \leq 0 \quad (\text{GeV}/c)^2 \\ 0^\circ &\leq \theta_{q\pi} \leq 20^\circ \\ 0^\circ &\leq \phi_{q\pi} \leq 360^\circ \end{aligned}$$

mit  $0,65 \leq \epsilon \leq 0,85$

Die Anteile der  $\Delta^0$ -Resonanz in diesem Gebiet betragen 42 %, 33 % und 27 % für die drei Primärenergien von 4,0, 4,9 und 5,4 GeV bei einem Fehler von  $\pm 7$  %.

# Massenspektrum bei $e_0=4.0$ GeV 2714 Ereignisse

E: Experimentelle Verteilung    W: E mit Akzeptanz bewichtet

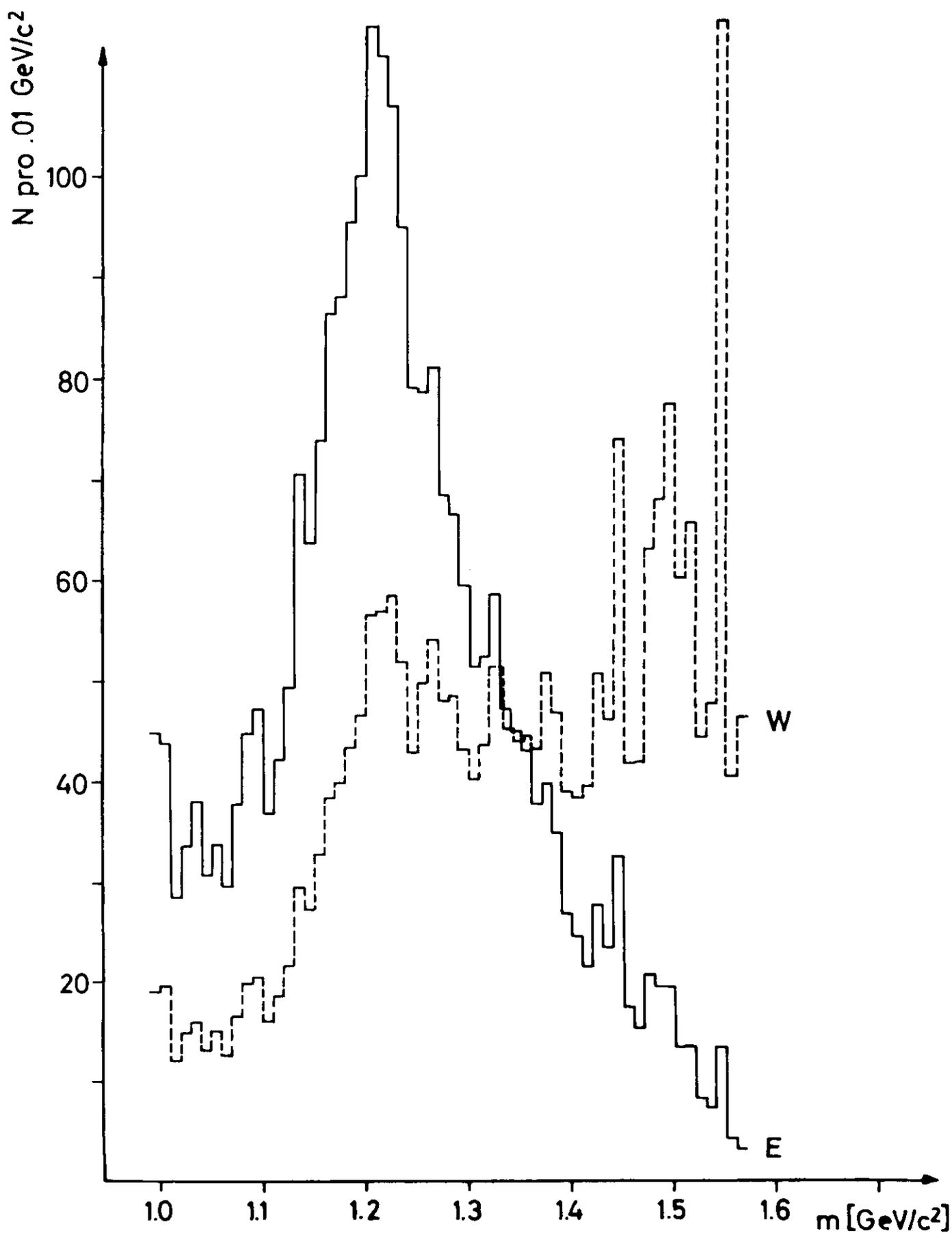


Fig. 16a

# Anpassung an die bewichtete Massenverteilung W

2714 Ereignisse bei  $e_0 = 4.0$  GeV

$q^2 = -0.30$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>

$s = 5.1$  GeV<sup>2</sup>

$t - t_{\min} = -0.05$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>

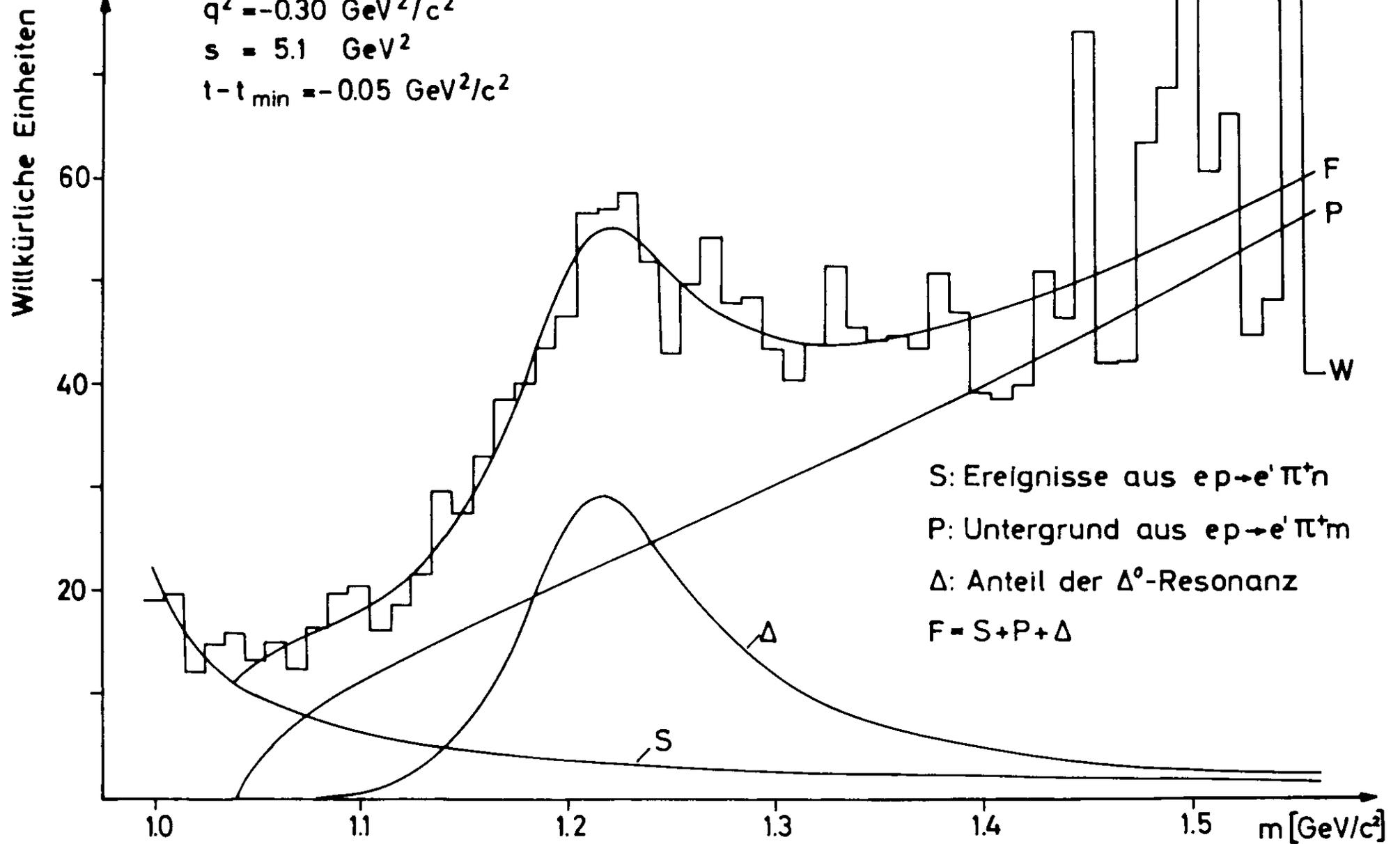


Fig. 16b

# Massenspektrum bei $e_0 = 4.9$ GeV

E: Experimentelle Verteilung    W: E mit Akzeptanz bewichtet  
3643 Ereignisse

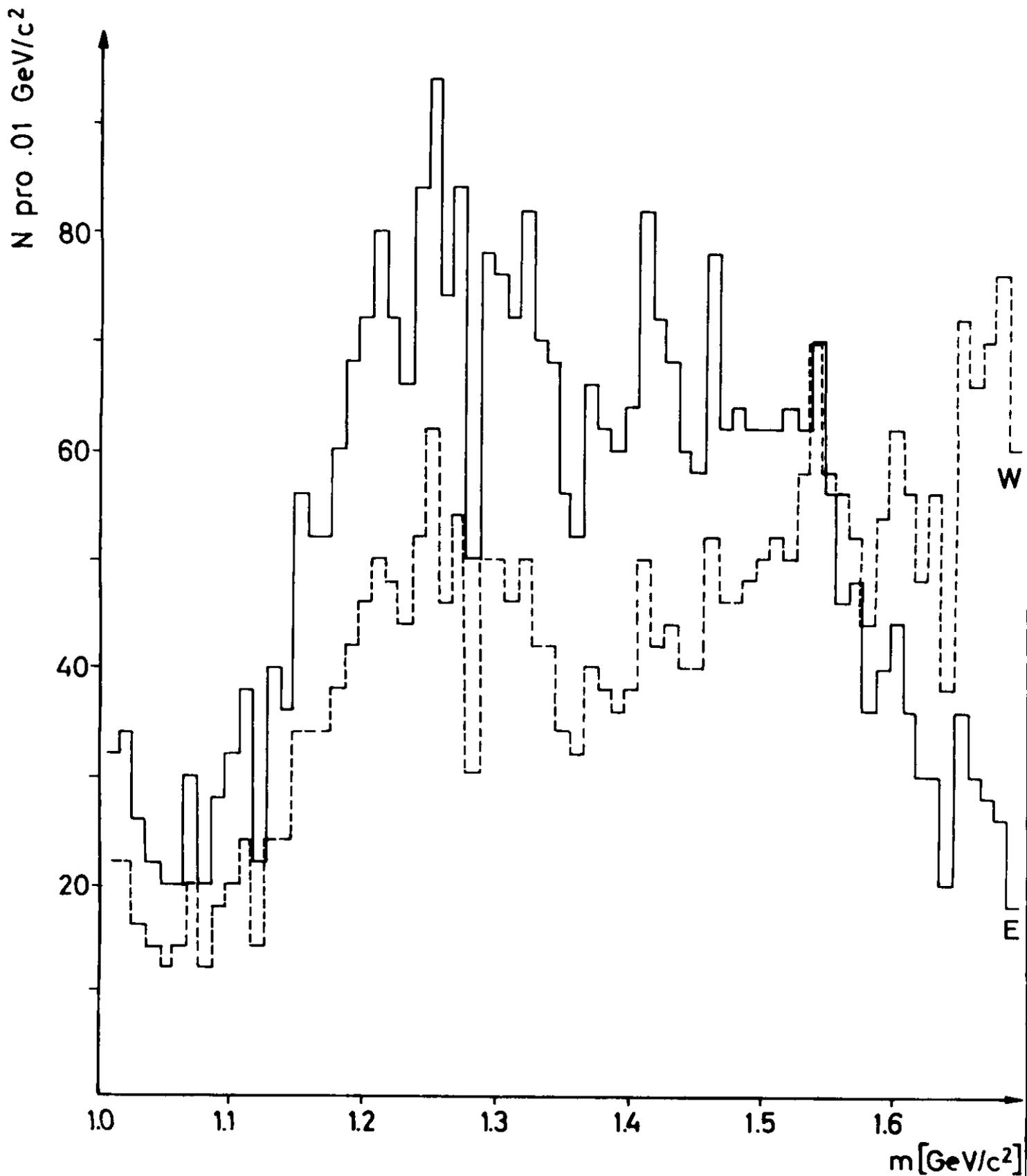


Fig. 17a

# Anpassung an die bewichtete Massenverteilung W

3643 Ereignisse bei  $e_0=4.9$  GeV

$q^2 = -0.50$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>

$s = 5.5$  GeV<sup>2</sup>

$t - t_{\min} = -0.05$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>

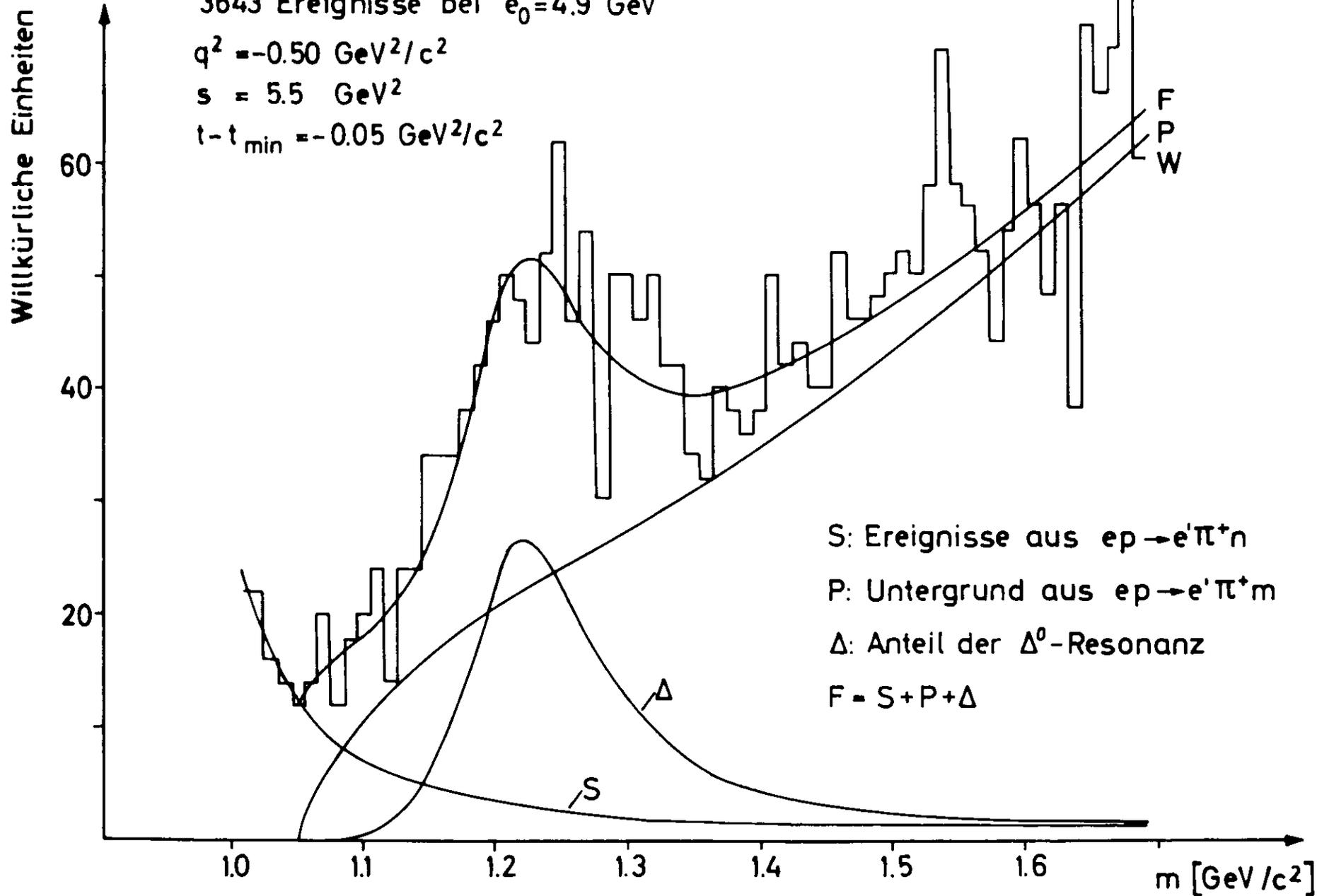


Fig. 17b

# Massenspektrum bei $e_0 = 5.4$ GeV

E: Experimentelle Verteilung W: E mit Akzeptanz bewichtet  
3771 Ereignisse

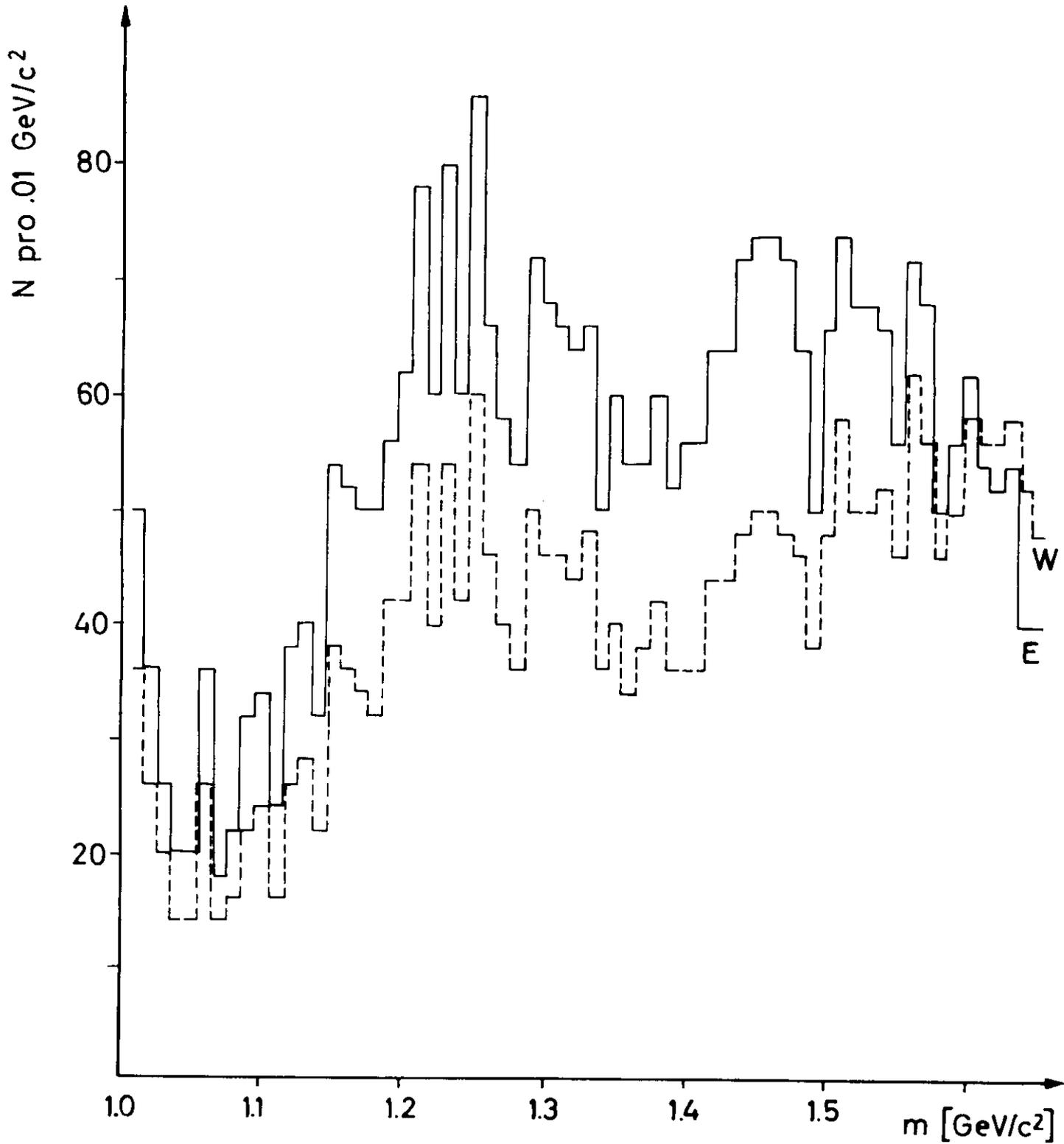


Fig. 18a

# Anpassung an die bewichtete Massenverteilung W

3771 Ereignisse bei  $e_0 = 54 \text{ GeV}$

$q^2 = -0.67 \text{ GeV}^2/c^2$

$s = 5.5 \text{ GeV}^2$

$t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$

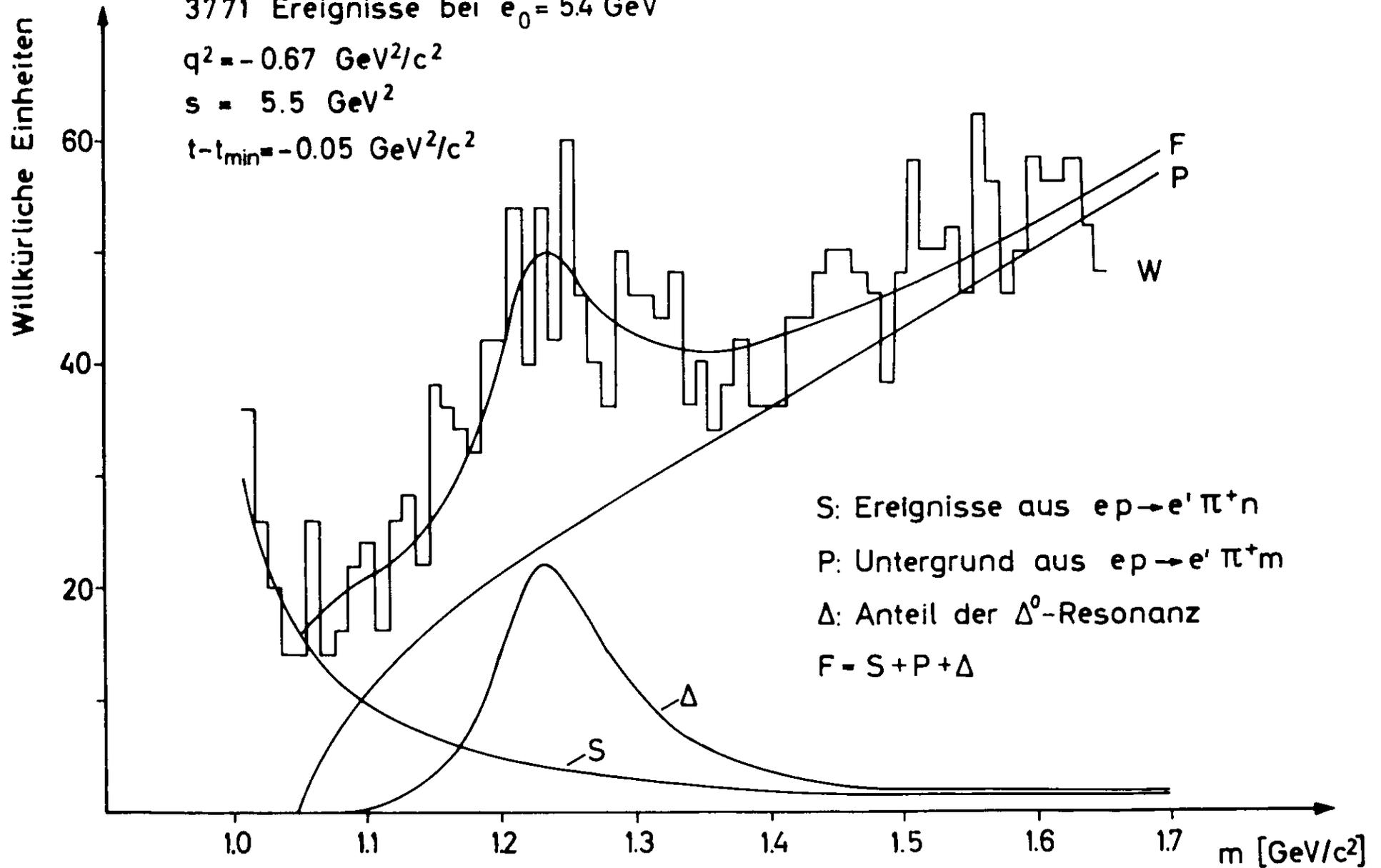


Fig. 18b

## 5.2 Der Untergrund

Der Untergrund wurde im Massenbereich  $1,34 \leq m \leq 1,7 \text{ GeV}/c^2$  untersucht, da hier die  $\Delta^0$ -Reaktion nur mit wenigen Prozenten beiträgt. In jedem Teilintervall dieser Massenbereiche zeigt der Wirkungsquerschnitt eine innerhalb der Fehler der Statistik identische Abhängigkeit von den Invarianten  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  in den in Kapitel 5.1 aufgeführten Bereichen. Dieses Ergebnis führt zu dem Schluß, daß das Verhalten des Untergrunds unabhängig von der Masse  $m$  ist und im Resonanzbereich ähnliche Eigenschaften haben muß.

Die Abtrennung des  $\Delta$ -Anteils innerhalb einer Datenmenge konstanter Primärenergie ergab für verschiedene Intervalle  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  innerhalb von 7 % konstante Werte des Verhältnisses  $P(V)$  der  $\Delta$ -Reaktion zur Gesamtreaktion. Das bedeutet, daß innerhalb dieser Grenzen das Verhalten der  $\Delta$ -Resonanz dem des Untergrundes ähnlich ist. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit den Meßresultaten.

In den Figuren 19a, b und c wird der Vergleich der Wirkungsquerschnitte im Massenintervall  $1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$  und  $1,34 \leq m \leq 1,54 \text{ GeV}/c^2$  für die Abhängigkeiten in  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  gezeigt. Die Kurven des höheren Massenbereiches wurden aus Übersichtsgründen bezüglich eines Punktes auf die Kurven des Resonanzbereiches normiert. Wegen der Konstanz des Verhältnisses  $P(V)$  konnte der Anteil der  $\Delta^0$ -Reaktion in größeren Intervallen bestimmt werden. Dadurch erhöht sich die Statistik und damit die Sicherheit der Trennung. So werden auf Grund des ähnlichen Verhaltens der Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Massenintervallen (Fig. 19) die im vorigen Kapitel beschriebenen Verfahren zur Abtrennung des dynamischen Verhaltens der  $\Delta^0$ -Resonanz praktisch identisch.

Vergleicht man den Beitrag  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$  des Untergrundes für feste Werte von  $q^2$ ,  $s$ ,  $t'$  und  $m$  bei verschiedenen Primärenergien, so ergeben sich Werte, die bis zu einem Faktor 1,5 differieren. In der Tat ist die Aufspaltung des Wirkungsquerschnitts in einen konstanten und zwei  $\phi$ -abhängige Terme gemäß Gleichung 10

# Vergleich der Wirkungsquerschnitte: s-Abhängigkeit in verschiedenen Massenbereichen

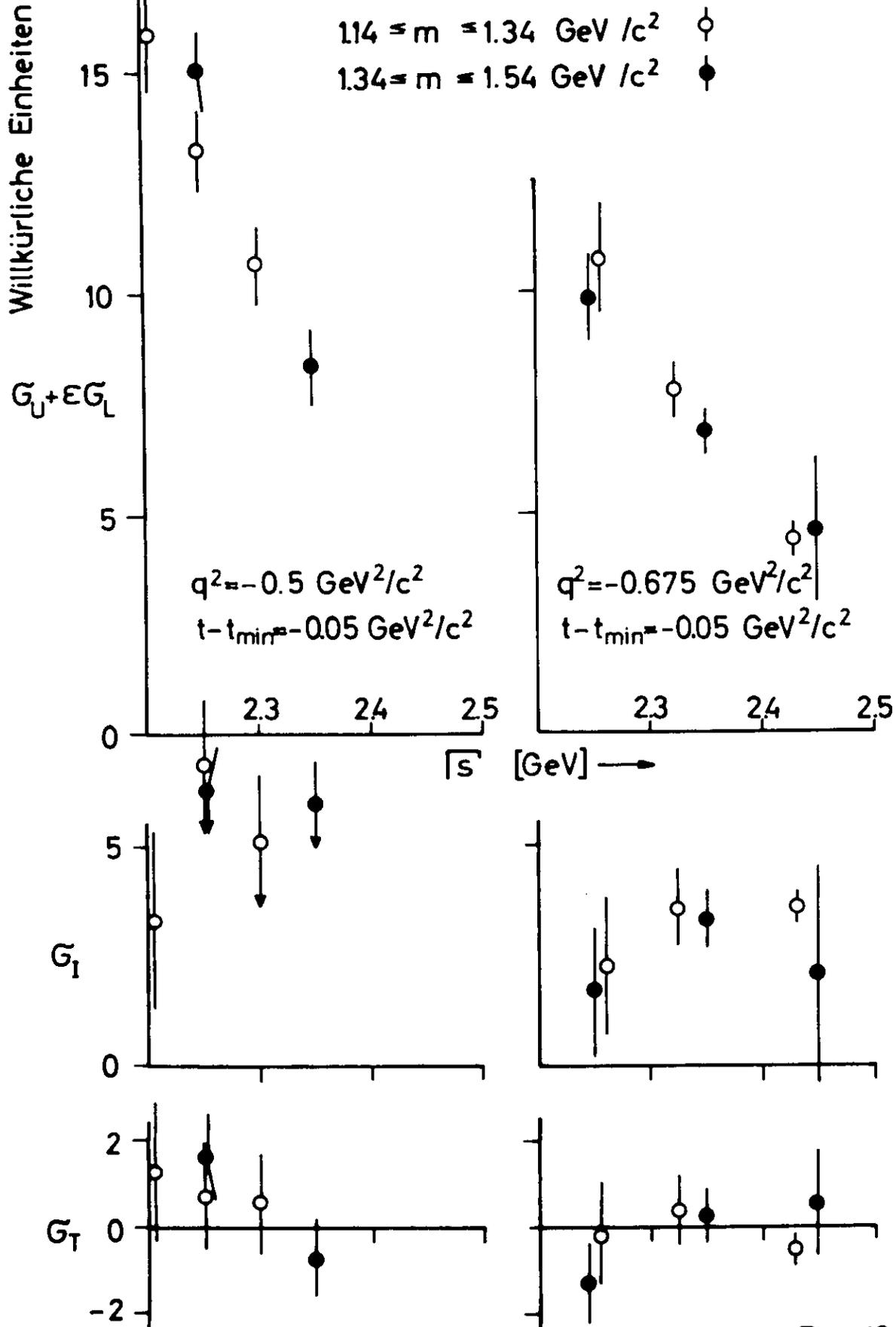


Fig. 19a

Vergleich der Wirkungsquerschnitte:  
 ( $t-t_{\min}$ ) Abhängigkeit  
 in verschiedenen Massenbereichen

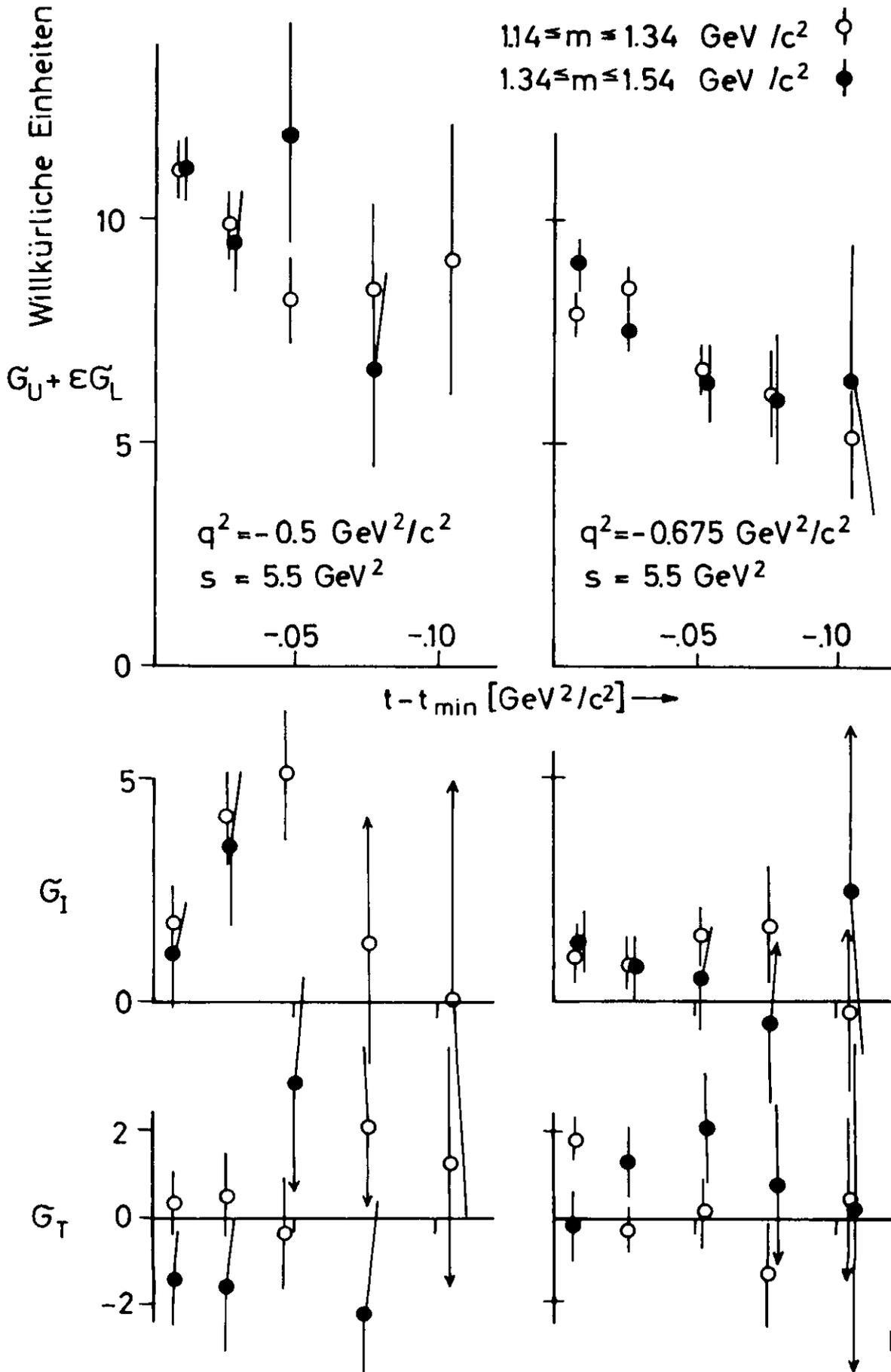


Fig. 19 b

# Vergleich der Wirkungsquerschnitte: $q^2$ -Abhängigkeit in verschiedenen Massenbereichen

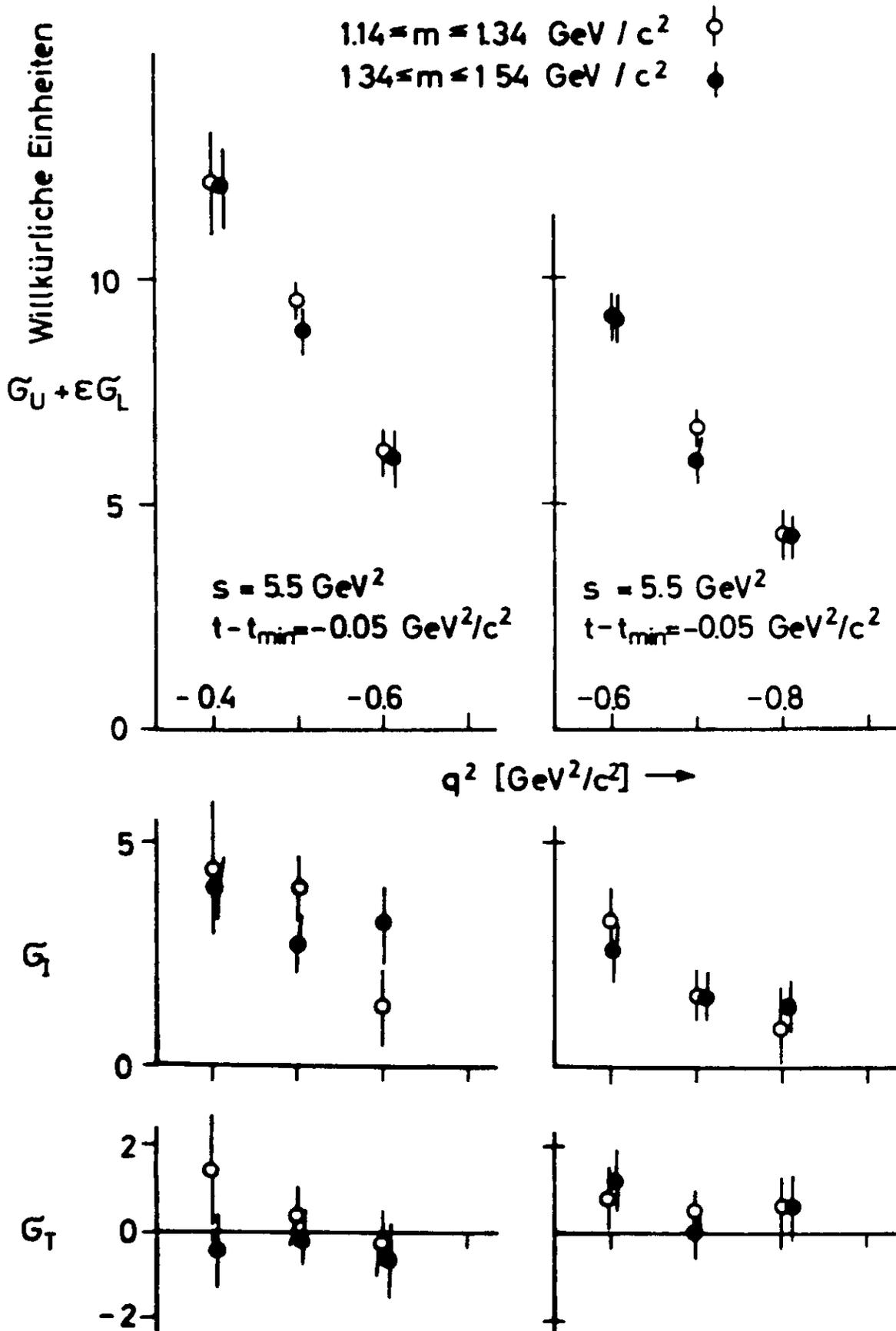


Fig. 19c

in Kapitel 2.2 nur gültig für die Reaktionen, bei denen das nachgewiesene positive Pion neben einem zweiten Teilchen oder einer Resonanz erzeugt wird. Diese Eigenschaft haben aber die Pionen des Untergrunds in aller Regel nicht. So wird z. B. beim Prozeß  $ep \rightarrow epp$  das  $\pi^+$  aus dem Kaskadenzerfall einer erzeugten Resonanz registriert. Andererseits sind die gemessenen Daten im genannten Bereich mit einer solchen Aufspaltung des Wirkungsquerschnitts verträglich, da das  $\chi^2$  bei einer Anpassung nach Gleichung 10 innerhalb einer Standardabweichung vom erwarteten Wert liegt. Die Unterschiede können also auch nicht von vernachlässigten höheren Gliedern in  $\cos n\phi$  herrühren. Eine zumindest teilweise Erklärung der Sprünge bringt die Änderung des Polarisationsgrades  $\varepsilon$  mit der Primärenergie, denn mit wachsendem  $\varepsilon$  erhöht sich der Beitrag der möglichen longitudinalen Komponenten des Wirkungsquerschnitts, und daher können sich auch die Zerfallswinkelverteilungen der erzeugten Resonanzen verändern.

Der Wirkungsquerschnitt der  $(\pi^+\Delta^0)$ -Erzeugung wird durch Gleichung 10 beschrieben, und die Komponenten  $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  müssen unabhängig von der Primärenergie sein.

Das unstetige Verhalten des Untergrundes spiegelt sich in den Faktoren  $P$  wider, und daher zeigen die mit Gleichung 6 aus Kapitel 4 berechneten Wirkungsquerschnitte der  $\Delta^0$ -Erzeugung über verschiedene Primärenergien wie gefordert ein stetiges Verhalten.

### 5.3 Die Reaktion $ep \rightarrow e\pi^+\Delta^0$

Die nach Gleichung 10 in Kapitel 2.2 und Gleichung 6 in Kapitel 4.4 ermittelten Funktionen  $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  hängen von  $q^2$ ,  $s$ ,  $t'$  bzw.  $\theta_{q\pi}$ , dem Polarwinkel des erzeugten  $\pi^+$ -Mesons im Schwerpunktssystem  $S$  ab. Die Ergebnisse werden im folgenden dargestellt und diskutiert.

### Die s-Abhängigkeit

Die s-Abhängigkeit wird in Tabelle 1 und Fig. 20 für einen festen  $t'$ -Wert und drei  $q^2$ -Werte angegeben. Die Tabelle enthält zu jedem Punkt den Polarisationsgrad  $\epsilon$  und den gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitt im Massenbereich  $1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2$ . Die Größe von  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  für die  $(\pi^+\Delta^0)$ -Reaktion erhält man daraus durch Multiplikation mit den Faktoren P und F. Der Verlust durch Strahlungskorrekturen wird in der letzten Spalte angegeben. Fig. 20 zeigt, daß der von  $\phi_{q\pi}$  unabhängige Term  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$  den Wirkungsquerschnitt beherrscht. Die s-Abhängigkeit wird etwas steiler als die mit eingezeichnete s-Abhängigkeit  $1/(s-m_p^2)^2$  der Photoproduktion gefunden. Dieses Ergebnis zeigt auch die Analyse der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+n$ .

$\sigma_I$  ist klein im Vergleich zu  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ , und  $\sigma_T$  ist verträglich mit Null. Die Aussage bezüglich  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  ist jedoch etwas problematisch. Fig. 19 zeigt die Ähnlichkeit der  $\phi$ -Verteilung in verschiedenen Rückstoßmassenbereichen. Daher ist die Angabe der  $\phi$ -Verteilung für die  $\pi^+\Delta^0$ -Reaktion schwierig, und die angegebenen Werte können von der Untergrundverteilung stark beeinflußt sein.

### Die $t'$ -Abhängigkeit

Die  $t'$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wird für feste Werte von s bei zwei  $q^2$ -Werten in Tabelle 2 und Fig. 21 dargestellt. Wie auch in Fig. 20 dominiert der Term  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ . Sein Abfall mit  $t'$  ist nicht sehr stark. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+\Delta^0$  ( $q^2 = 0$ ) eingezeichnet. Diese Werte wurden von  $W = 5,56$  auf  $W = 2,35$  mit der für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^-\Delta^{++}$  recht gut geltenden Abhängigkeit  $1/(s-m_p^2)^2$  umgerechnet.

Tabelle 1 s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$

$e_0$	$\epsilon$	$-q^2$	$ t-t_{\min} $	$\sqrt{s}$	$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler		$\sigma_T$ stat. Fehler		$\pi^+\Delta^0$ Anteil	Massen-schnitt-korrekt.	$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler		$\sigma_T$ stat. Fehler		Strahlungs-korr.
					$\pi^+\Delta^0 + \text{Untergrund}$								einschließlich Strahlungskorrektur						
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		P	F	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		%
4,0	0,78	0,3	0,05	2,13	24,2	1,6	9,5	3,8	-1,4	3,3	0,42	1,39	15,1	1,0	5,9	2,3	-0,9	2,1	7,2
	0,72	0,3	0,05	2,19	23,5	2,5	0,8	6,2	3,3	3,6			14,7	1,6	0,5	3,9	2,0	2,3	7,1
4,9	0,80	0,5	0,05	2,20	15,8	1,3	3,6	3,2	1,3	2,4	0,33	1,39	8,0	0,7	1,8	1,7	0,7	1,2	9,5
	0,78	0,5	0,05	2,25	13,6	0,9	6,9	2,1	0,7	1,8			6,8	0,4	3,5	1,1	0,35	1,1	9,3
	0,75	0,5	0,05	2,30	10,7	0,8	5,1	2,0	0,7	1,7			5,4	0,4	2,5	1,1	0,35	0,8	9,2
5,4	0,80	0,67	0,05	2,25	10,7	1,0	2,2	2,4	-0,3	1,7	0,27	1,39	4,4	0,4	0,9	1,1	-0,12	0,6	10,7
	0,77	0,67	0,05	2,32	7,8	0,5	3,6	1,2	0,4	1,1			3,2	0,2	1,5	0,5	0,17	0,5	10,5
	0,72	0,67	0,05	2,43	4,3	0,2	3,6	0,3	-0,5	0,3			1,8	0,1	1,5	0,2	-0,21	0,2	10,1

Tabelle 2  $t-t_{\min}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

$e_0$	$\epsilon$	$-q^2$	$ t-t_{\min} $	$\sqrt{s}$	$\pi^+\Delta^0$ + Untergrund			$\pi^+\Delta^0$ Anteil	Massen-schnitt-korrekt.		$\pi^+\Delta^0$ einschließlich Strahlungskorrektur			Strahlungs-korr.					
					$\sigma_{u+\epsilon\sigma_L}$ stat. Fehler	$\sigma_I$ stat. Fehler	$\sigma_T$ stat. Fehler		P	F	$\sigma_{u+\epsilon\sigma_L}$ stat. Fehler	$\sigma_I$ stat. Fehler	$\sigma_T$ stat. Fehler						
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	%						
4,0	0,72	0,3	0,009	2,2	22,7	1,5	4,2	2,3	-0,4	1,7	0,42	1,39	14,3	1,0	2,7	2,3	-0,25	1,7	7,4
	0,72	0,3	0,031	2,2	27,2	3,8	-7,5	6,2	6,7	3,3			16,9	2,4	-4,7	5,9	4,3	3,0	7,2
	0,72	0,3	0,060	2,2	19,8	5,6	-1,0	8,9	3,3	4,7			12,4	3,5	-0,6	8,6	2,0	4,5	7,0
4,9	0,72	0,5	0,007	2,35	11,1	0,6	1,7	0,8	0,3	0,8	0,33	1,39	5,6	0,3	0,9	0,6	0,15	0,6	9,4
	0,72	0,5	0,025	2,35	9,9	0,7	4,3	1,1	0,5	0,9			4,9	0,3	2,2	0,8	0,25	0,6	9,2
	0,72	0,5	0,047	2,35	8,3	0,9	5,1	1,5	-0,3	1,2			4,1	0,4	2,5	1,2	-0,15	1,1	9,0
	0,72	0,5	0,072	2,35	9,9	1,8	-2,6	2,9	4,0	1,8			4,9	0,9	-1,3	2,1	2,0	1,4	8,8
	0,72	0,5	0,102	2,35	9,2	3,0	0,0	4,7	1,6	2,7			4,6	1,5	0	3,6	0,78	2,0	8,6
5,4	0,76	0,67	0,007	2,35	7,9	0,4	1,0	0,6	1,9	0,6	0,27	1,39	3,31	0,17	0,4	0,3	0,8	0,3	10,8
	0,76	0,67	0,027	2,35	8,4	0,4	0,9	0,6	-0,3	0,6			3,51	0,17	0,3	0,3	-0,1	0,3	10,6
	0,76	0,67	0,052	2,35	6,6	0,5	1,5	0,8	0,2	0,8			2,8	0,2	0,6	0,5	0,1	0,5	10,4
	0,76	0,67	0,077	2,35	6,1	0,9	1,7	1,4	-1,2	1,2			2,5	0,41	0,61	0,9	-0,5	0,9	10,2
	0,76	0,67	0,102	2,35	5,1	1,5	-0,3	1,9	0,5	2,1			2,1	0,6	-0,1	1,2	0,2	1,4	10,0

# s-Abhängigkeit

## der Wirkungsquerschnitte

$$t-t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$$

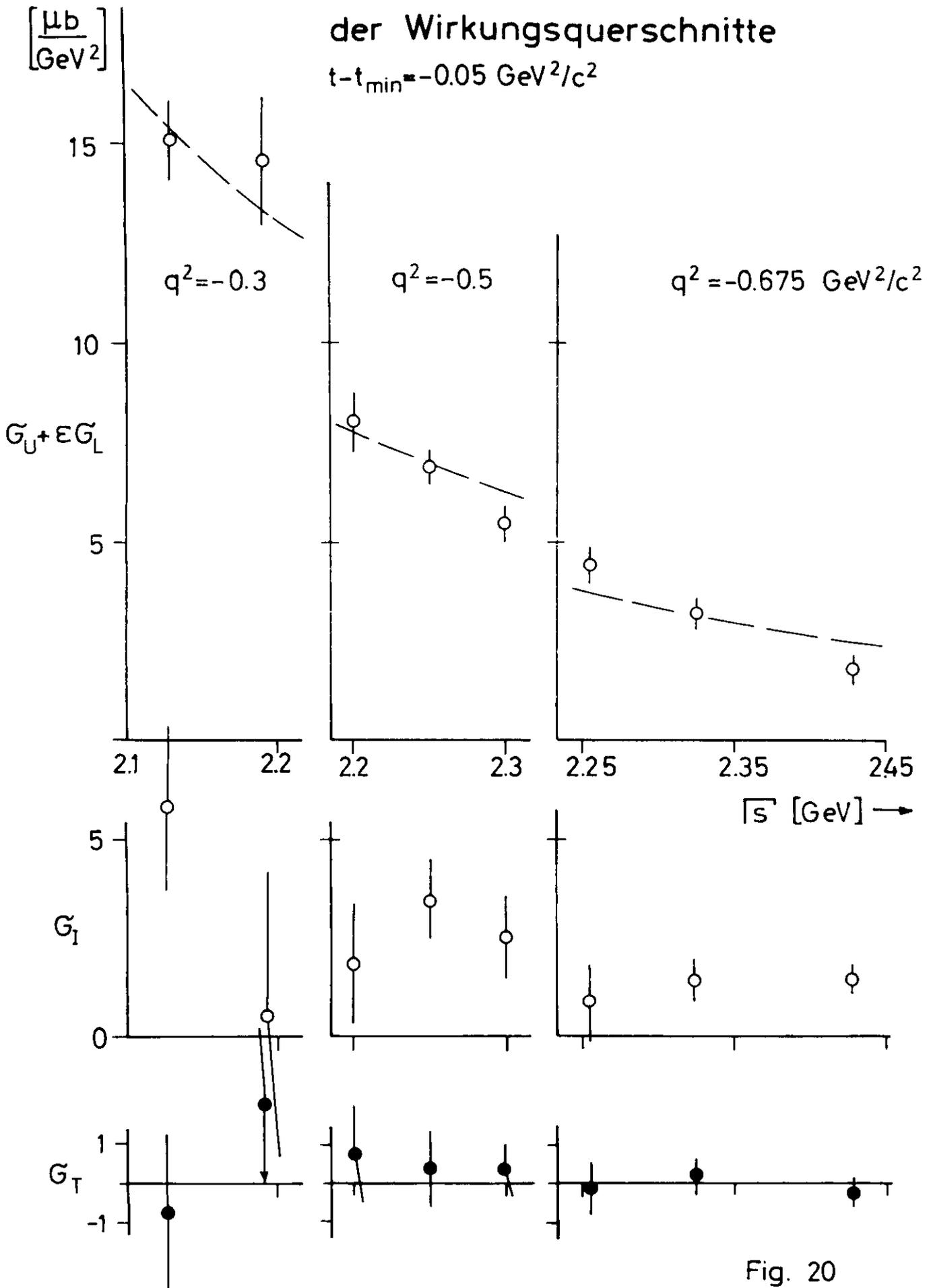


Fig. 20

( $t-t_{\min}$ ) Abhängigkeit  
 der Wirkungsquerschnitte

$s = 5.5 \text{ GeV}^2$

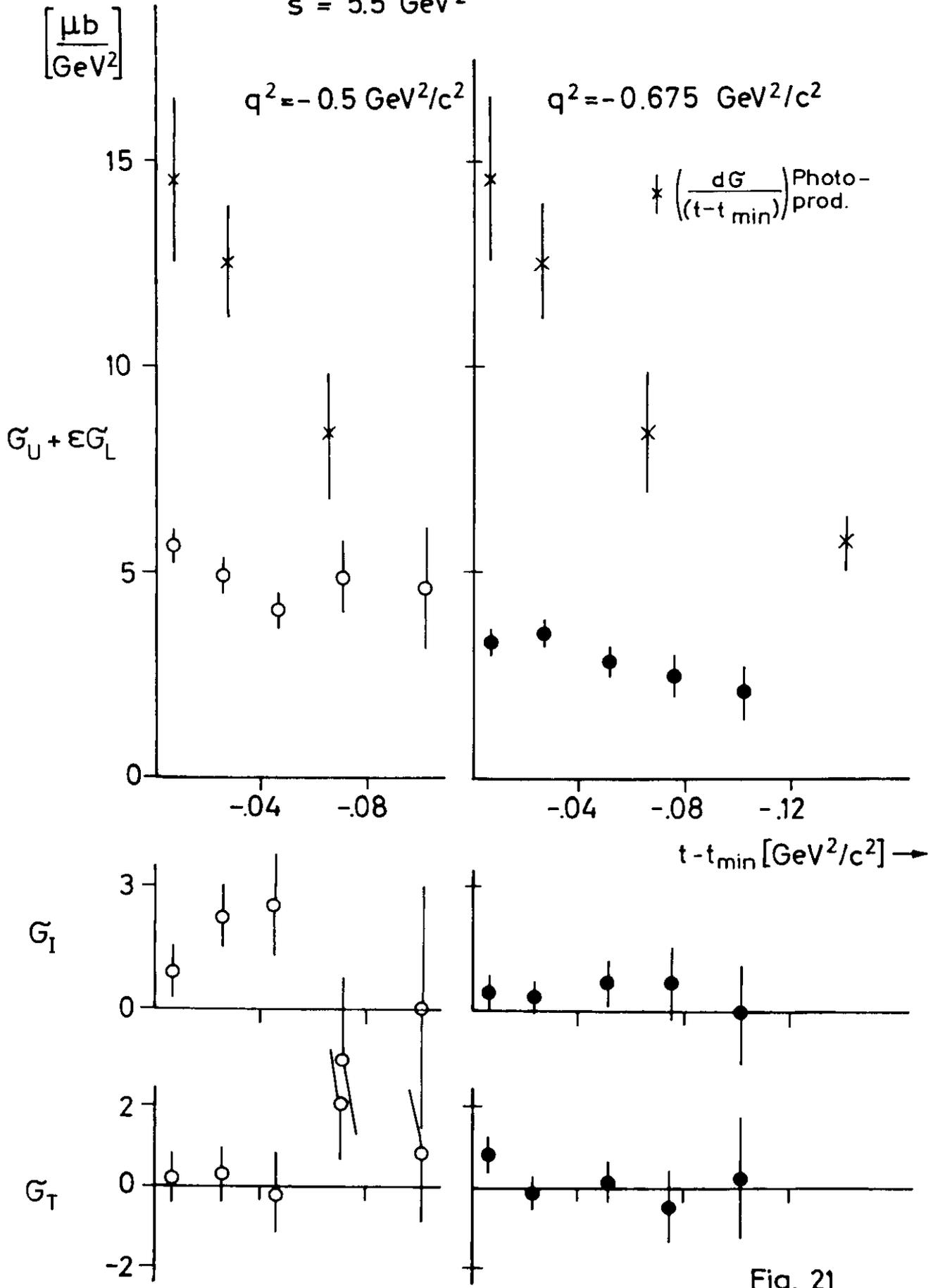


Fig. 21

### Die $\theta_{q\pi}$ -Abhängigkeit

Die Abhängigkeit vom Winkel bezüglich der Gammarichtung des erzeugten Pions im Schwerpunktsystem S,  $d\sigma/d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi}$ , wird für feste Werte von s bei zwei  $q^2$ -Werten in Tabelle 3 und Fig. 22 angegeben.

Es zeigt sich, daß der dominierende Term  $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$  ein flaches Verhalten aufweist.

Mit Hilfe dieser Verteilung kann der Auswertemechanismus weitgehend unabhängig von den bisherigen Rechnungen getestet werden. Zur Bestimmung der Akzeptanz werden Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, in denen die Dichte  $S_{MC}$  (vergleiche Kapitel 4.4 Gleichung 3) nicht isotrop bezüglich  $t'$ , sondern isotrop bezüglich  $\cos\theta_{q\pi}$  gehalten wird. Die so berechnete Abhängigkeit von  $\cos\theta_{q\pi}$  kann mit der Abhängigkeit von  $t'$  gemäß der folgenden Gleichung verglichen werden:

$$\frac{d\sigma}{dt' d\phi_{q\pi}} = \frac{d(\cos\theta_{q\pi})}{dt'} \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi}} = \frac{1}{2 q \pi} \frac{d\sigma}{d(\cos\theta_{q\pi}) d\phi_{q\pi}}$$

mit  $\vec{q}, \vec{\pi}$  = Impuls des Photons und des erzeugten Pions im S-System.

Die Umrechnung liefert im Rahmen der Fehler Übereinstimmung mit den in Tabelle 2 enthaltenen Werten.

### Die $q^2$ -Abhängigkeit

Die  $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bringt bei Elektroproduktionsexperimenten die wesentlichsten Aussagen. Tabelle 4 und Fig. 23 zeigen die Querschnitte als Funktion von  $q^2$  für  $s = 5,5 \text{ GeV}^2$  und  $t' = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ . In Fig. 23 wurden die Ergebnisse für die kleinen  $q^2$ -Werte bei  $q^2 = -0,25$  und  $-0,35 \text{ GeV}^2/c^2$ , die bei  $W = 2,2 \text{ GeV}$  gemessen wurden, gemäß der experimentell gefundenen s-Abhängigkeit für  $W = 2,35 \text{ GeV}$  umgerechnet. Für  $q^2 = 0$  ist der Photoproduktionswirkungsquerschnitt eingezeichnet<sup>32</sup>. Ausgehend von diesem Punkt sind Kurven einge-

Tabelle 3  $\theta_{q\pi}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

$e_0$	$\epsilon$	$-q^2$	$\theta_{q\pi}$	$\sqrt{s}$	$\sigma_{u+\epsilon\sigma_L}$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler		$\sigma_T$ stat. Fehler		$\pi^+\Delta^0$ Anteil	Massen-schnitt-korrekt.	$\sigma_{u+\epsilon\sigma_L}$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler		$\sigma_T$ stat. Fehler		Strahlungs-
					$\pi^+\Delta^0 + \text{Untergrund}$								einschließlich Strahlungskorrektur						
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	°	GeV	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	P	F	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	%
4,0	0,72	0,3	2,5	2,2	31,7	2,7	1,0	2,6	-2,1	4,9	0,42	1,39	19,9	1,7	0,6	2,4	-1,6	4,6	7,6
	0,72	0,3	7,5	2,2	31,6	3,4	0,4	3,6	-0,6	4,7			19,8	2,3	0,3	3,4	-0,4	4,5	7,4
	0,72	0,3	12,0	2,2	30,1	5,0	-3,2	5,2	7,0	6,2			18,9	3,1	-2,0	4,8	4,4	5,8	7,2
	0,72	0,3	16,0	2,2	21,9	6,0	2,8	6,2	2,9	7,6			13,6	3,8	1,8	5,8	1,8	7,2	7,0
4,9	0,72	0,5	2,5	2,35	19,5	1,5	-0,4	1,8	6,6	3,8	0,33	1,39	9,8	0,8	-0,2	1,4	3,3	2,8	9,5
	0,72	0,5	7,5	2,35	16,3	0,9	5,4	1,0	-2,8	2,3			8,2	0,5	2,7	0,8	-1,4	1,7	9,3
	0,72	0,5	12,0	2,35	16,7	1,7	2,3	2,2	2,0	3,6			8,4	0,9	1,2	1,6	1,0	2,7	9,0
	0,72	0,5	16,0	2,35	12,6	2,0	2,0	2,4	1,3	4,1			6,3	1,0	1,0	1,8	3,6	3,0	8,8
	0,72	0,5	21,5	2,35	16,4	4,9	-3,6	5,7	4,9	8,7			8,1	2,4	-1,8	4,2	2,4	6,4	8,5
5,4	0,76	0,67	2,5	2,35	14,2	1,1	2,5	1,3	-0,6	3,2	0,27	1,39	5,9	0,5	1,0	0,7	-0,2	1,9	11,0
	0,76	0,67	7,5	2,35	15,4	0,8	0,9	1,0	1,0	2,2			6,3	0,3	0,4	0,6	0,4	1,4	10,7
	0,76	0,67	12,0	2,35	13,5	1,0	3,1	1,2	-0,6	2,6			5,6	0,4	1,3	0,8	-0,2	1,6	10,2
	0,76	0,67	16,0	2,35	11,1	1,6	4,3	1,8	-3,1	4,4			4,6	0,7	1,8	1,1	-1,3	2,7	10,0

Tabelle 4  $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $s$  und  $t-t_{\min}$

$e_0$	$\epsilon$	$-q^2$	$ t-t_{\min} $	$\sqrt{s}$	$\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler		$\sigma_T$ stat. Fehler		$\pi^+ \Delta^0$ Anteil	Massen-schnitt-korrekt.	$\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ stat. Fehler		$\sigma_I$ stat. Fehler $\pi^+ \Delta^0$		$\sigma_T$ stat. Fehler		Strahlungs-korr.
GeV		$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	GeV	$\pi^+ \Delta^0 + \text{Untergrund}$				einschließlich Strahlungskorrektur										%
					$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		P	F	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$		
4,0	0,73	0,25	0,05	2,2	20,1	2,0	7,8	3,2	0,7	1,9	0,42	1,39	12,6	1,3	4,9	3,0	0,4	1,8	6,8
	0,70	0,35	0,05	2,2	19,1	1,2	5,6	1,9	-0,2	1,6			12,0	0,8	3,5	1,8	-0,13	1,5	7,2
4,9	0,77	0,4	0,05	2,35	12,1	1,1	4,4	1,8	1,4	1,2	0,33	1,39	6,1	0,5	2,2	1,4	0,7	1,1	8,6
	0,75	0,5	0,05	2,35	9,5	0,4	4,0	0,7	0,4	0,6			4,8	0,2	2,0	0,5	0,2	0,5	9,0
	0,74	0,6	0,05	2,35	6,1	0,5	1,3	0,8	-0,2	0,7			3,1	0,2	0,7	0,6	0,1	0,5	9,3
5,4	0,77	0,6	0,05	2,35	9,1	0,5	3,2	0,8	1,2	0,7	0,27	1,39	3,8	0,2	1,3	0,5	0,5	0,5	10,2
	0,76	0,7	0,05	2,35	6,7	0,3	1,6	0,5	-0,5	0,5			2,8	0,1	0,7	0,3	-0,2	0,3	10,5
	0,74	0,8	0,05	2,35	4,2	0,5	0,9	0,8	0,0	0,6			1,8	0,2	0,4	0,5	0,0	0,3	10,7

# $\theta$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

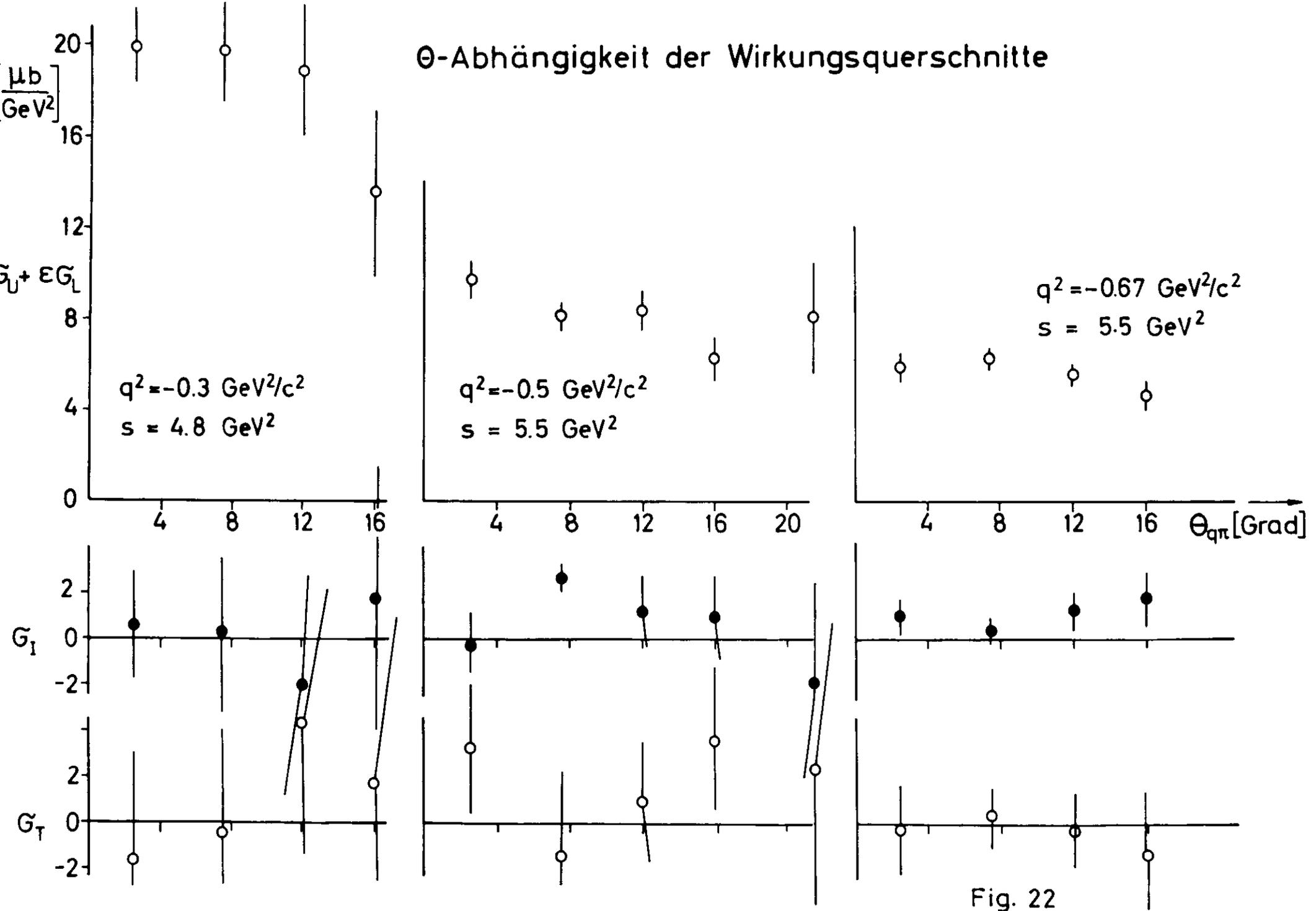


Fig. 22

# $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$s = 5.5 \text{ GeV}^2$

$t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$

$\left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$

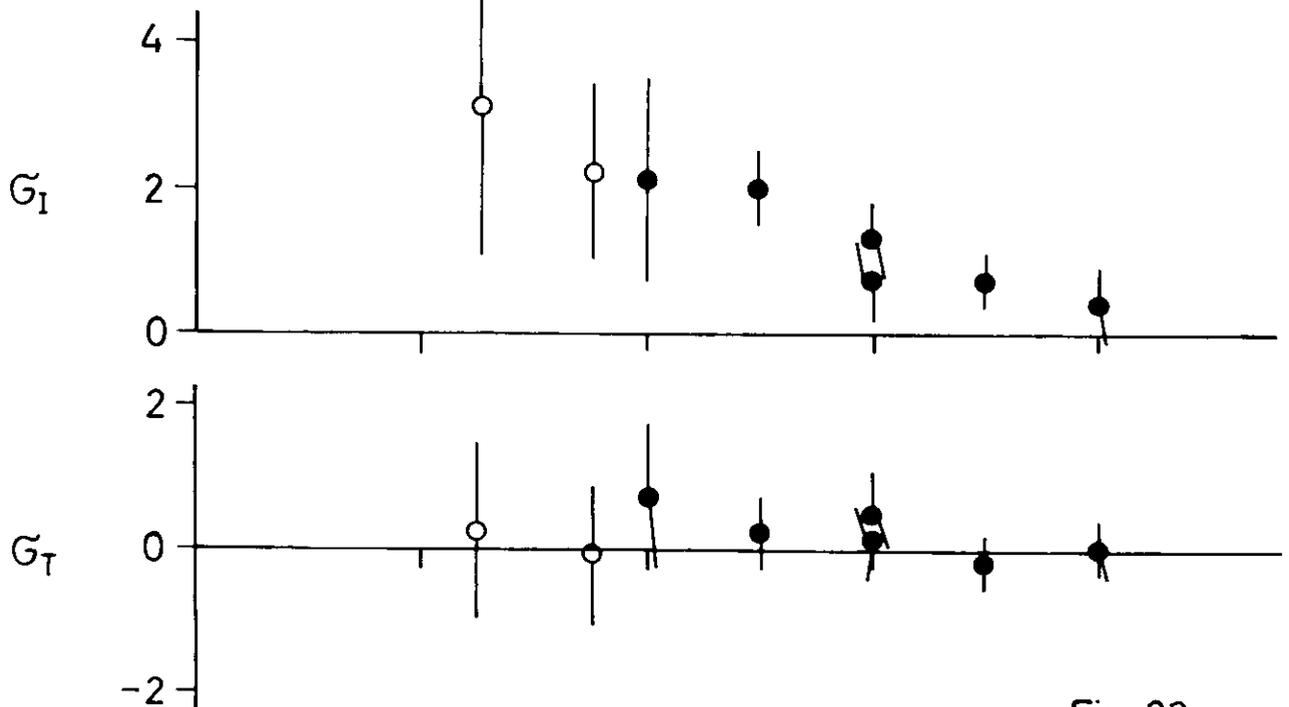
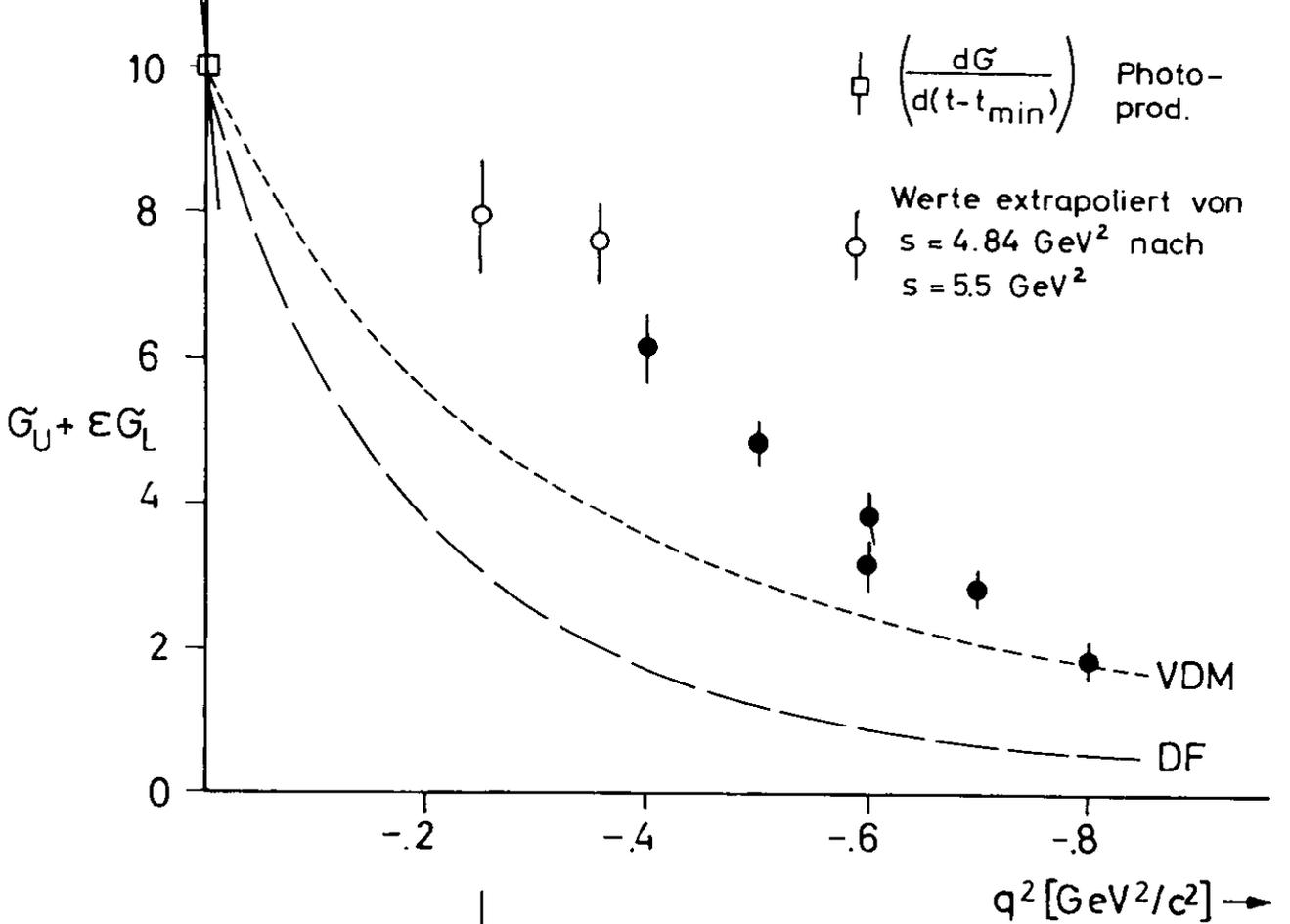


Fig. 23

zeichnet, die den Wirkungsquerschnitt gemäß eines Verhaltens nach dem Dipolfit

$(1 - \frac{q^2}{0,71} (\text{GeV}/c)^{-2})^{-4}$  oder nach dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell<sup>33</sup> (VDM)

$\frac{1}{(q^2 - m_\rho^2)^2}$  beschreiben.

Wieder dominiert der Term  $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ . Unter der Annahme, daß  $\sigma_u$  das einfache

VDM-Verhalten aufweist, erreicht das Verhältnis  $\sigma_L/\sigma_u$  ein Maximum von 0,8 bei

$q^2 \sim -0,4 (\text{GeV}/c)^2$  und nähert sich dem Wert 0 bei  $q^2 = -0,8 (\text{GeV}/c)^2$ .

### Vergleich mit der Photoproduktion

Der gemessene Wirkungsquerschnitt  $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$  fällt mit wachsendem  $|q^2|$  stetig ab und ist für kleine Werte von  $|q^2|$  mit dem Photoproduktionswirkungsquerschnitt<sup>32</sup> verträglich (Fig. 23). Die Ergebnisse der Ref. 32 wurden mit der gleichen Massenabhängigkeit berechnet, die auch hier benutzt wird (Kapitel 4.4).

Zwischen diesen Experimenten treten also keine modellabhängigen Differenzen im Wirkungsquerschnitt auf. Wegen Übereinstimmung der Ergebnisse für  $q^2 \rightarrow 0$  kann man annehmen, daß die Abtrennung der  $\Delta$ -Resonanz vom Untergrund für  $q^2 < 0$  mit ähnlicher Genauigkeit erhalten wird.

Der transversale Anteil des Wirkungsquerschnitts ist für alle Werte von  $q^2$  mit Null verträglich. Daher gilt wegen  $\tilde{\sigma}_T = \frac{\sigma_{||} - \sigma_{\perp}}{2}$ ;  $\sigma_{||} = \sigma_{\perp}$ . Für  $q^2 \rightarrow 0$  sollte daher die Reaktion isotrop verlaufen. Daraus ergeben sich folgende Konsequenzen: Rechnungen zur Photoproduktion nach dem minimal erweiterten eichinvarianten Born-Term-Modell mit Absorption<sup>36</sup> beschreiben die Reaktion im hier untersuchten Energiebereich bei einer Gammaenergie  $E_\gamma = 2,5 \text{ GeV}$  hauptsächlich durch den Ein-Pion-Austausch (OPE) und nur zu einem geringen Teil durch den Kontakt-Graphen.

Aus der azimuthalen Asymmetrie  $P_\sigma$  der Pionerzeugung für  $q^2 \rightarrow 0$

$$P_\sigma = - \frac{\sigma_{||} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{||} + \sigma_{\perp}} = - \frac{\sigma_T}{\sigma_u} = - \frac{\sigma_T}{\frac{d\sigma}{dt}}$$

kann man  $\sigma_T (q^2 = 0)$  berechnen:

$$\sigma_T (q^2 = 0) = - P_\sigma \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{q^2=0}$$

(Der Beitrag  $\sigma_T$  zum Wirkungsquerschnitt hat nach Gleichung 10, Kapitel 2.2, die Dimension barn/GeV<sup>2</sup>).

Der Kontakt-Graph liefert eine geringe Asymmetrie  $P_\sigma$  von etwa 3 %, wohingegen der OPE-Term Asymmetrien in der Größenordnung von 50 % hervorruft. Der Kontakt-Graph kann also die Isotropie der Pionerzeugung  $\sigma_T = 0$  erklären.

Da in diesem Modell jedoch folgt

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{OPE}} \gg \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{Kontakt}},$$

ist die Übereinstimmung der Rechnung mit unseren Ergebnissen nicht sehr gut.

Auch die in der Photoproduktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$ <sup>34</sup> und  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  gemessenen Asymmetrien lassen bei  $E_\gamma = 2,8$  GeV für kleine Werte von  $|t|$  ein mit 0 verträgliches  $P_\sigma$  erwarten<sup>35</sup> und werden im Absorptionsmodell nur näherungsweise beschrieben.

Allerdings ist in diesem Experiment die Bestimmung von  $\sigma_T$  wegen des Untergrundes problematisch. Möglicherweise jedoch wird in diesem Modell die Bedeutung des Kontakt-Graphen unterschätzt.

#### Vergleich mit dem Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)

Bisher wurden noch keine expliziten Rechnungen zur Reaktion  $ep \rightarrow e' \pi^+ \Delta^0$  veröffentlicht. Das mag daran liegen, daß die vorliegende Messung die erste ihrer Art ist.

Rechnungen im Rahmen des VDM sind jedoch in Vorbereitung<sup>20</sup>. In diesem Modell existiert die einfache Beziehung zwischen den T-Matrixelementen von durch Vektormesonen induzierten Prozessen  $VN \rightarrow \pi\Delta$  und Elektroproduktionsreaktionen

$\gamma_{\text{virt}} N \rightarrow \pi\Delta$  <sup>37</sup>:

$$T_{\mu}(\gamma_{\text{virt}} N \rightarrow \pi\Delta) = \int_{V'} \frac{e}{2 \gamma_{V'}} \frac{m_{V'}^2}{(q^2 - m_{V'}^2)} T_{\mu}(V' N \rightarrow \pi\Delta) \Big|_{q^2 < 0}$$

Für  $q^2 = 0$  und Vernachlässigung des nur schwachen Beitrags der  $\phi$ -Mesonen läßt sich eine Verbindung zur Photoproduktion finden, und es gilt für  $q^2 < 0$ :

$$\sigma_u(q^2, s, t) = \frac{m_{\rho}^4}{(q^2 - m_{\rho}^2)^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \pi\Delta)$$

mit  $m_{\rho}$  = Masse des  $\rho$ -Mesons.

Um den longitudinalen Anteil  $\sigma_L$  zu erhalten, muß zunächst auf  $\pi N$ -Streudaten zurückgegriffen werden. Unter der Voraussetzung, daß beim Übergang vom s-Kanal  $VN \rightarrow \pi\Delta$  zum u-Kanal  $\pi N \rightarrow V\Delta$  sich die longitudinalen und transversalen

Amplituden höchstens um einen gemeinsamen Faktor ändern, folgt

$$\sigma_L = \frac{q^2}{m_{\rho}^2} \frac{m_{\rho}^4}{(q^2 - m_{\rho}^2)^2} \left[ \frac{\rho_{0\rho}^{00}}{2\rho_{0\rho}^{11}} \left( \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \pi^+\Delta) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \pi^-\Delta) \right) + (\rho\omega)\text{-Interferenzterm} \right]$$

Die Summe der  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitte enthält bereits die Beiträge der  $\rho$ - und  $\omega$ -Vektormesonen. Der Fehler, der durch die Annahme  $\omega_{\rho}^{ik} = \rho_{\rho}^{ik}$  entsteht, beträgt vermutlich 10 %. Der Anteil des  $(\rho\omega)$ -Interferenzterms kann 20% betragen und wurde nicht berücksichtigt.

$\rho_{\rho}^{0,ik}$  sind die Dichtematrixelemente der Reaktion  $\pi^- p \rightarrow \rho_{\rho}^0 \Delta^0$  <sup>18</sup>. Vernachlässigt man (I = 2)-Austausch (siehe jedoch<sup>32</sup>), so gilt:

$$\rho_{\rho}^{0,ik}(\pi^- p \rightarrow \rho_{\rho}^0 \Delta^0) = \rho_{\rho}^{0,ik}(\pi^+ p \rightarrow \rho_{\rho}^0 \Delta^{++}),$$

so daß die Verwendung der Meßdaten aus der Reaktion  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  möglich wird.

Für den Interferenzterm  $\sigma_I$  folgt:

$$\sigma_I(q^2, s, t) = \sqrt{\frac{q^2}{m_\rho^2}} \frac{m_\rho^4}{(q^2 - m_\rho^2)^2} \frac{\rho_{\rho 10}^{\rho 0 \rho 10}}{2^{\rho 0 \rho 11}} \left( \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \pi^+ \Delta) + \frac{d\sigma}{dt} (\pi N \rightarrow \pi^- \Delta) \right)$$

Der Term  $\sigma_T$  muß auch mit Hilfe der Matrixelemente berechnet werden, da Polarisationsmessungen nur mit geringer Statistik zur Verfügung stehen:

$$\sigma_T(q^2, s, t) = \frac{m_\rho^4}{(q^2 - m_\rho^2)^2} \frac{\rho_{\rho 1-1}^{\rho 0 \rho 1-1}}{\rho_{\rho 00}^{\rho 0 \rho 00}} \left( \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \pi^+ \Delta) + \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow \pi^- \Delta) \right)$$

Unter Verwendung der Daten von <sup>32</sup> und <sup>38</sup> wurden vorläufige Rechnungen ausgeführt.

Diese Formeln können bezüglich konstantem  $t'$  oder auch konstantem  $t$  mit diesen Ergebnissen verglichen werden.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte bei konstantem  $t'$  führt zu starken Diskrepanzen. Das Ergebnis  $\sigma(q^2)$  bei vergleichbaren  $t$ -Werten  $t(q^2)$  wird in Fig. 24 mit unseren Daten verglichen. Das Verhalten von  $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$  wird gut reproduziert. Für die angegebenen Werte gilt näherungsweise  $\sigma_u \sim \sigma_L$ . Der Interferenzterm wird ebenfalls gut beschrieben. Für  $\sigma_T$  treten ähnliche Diskrepanzen wie im Born-Term-Modell für  $q^2 = 0$  auf. Die Isotropie  $\sigma_T = 0$  ist unverträglich mit dem VDM. Doch reicht, wie schon ausgeführt, möglicherweise die Meßgenauigkeit nicht aus,  $\sigma_T$  verlässlich zu trennen.

Im elektrischen Born-Term-Modell tragen hauptsächlich der OPE und der Kontakt-Graph zur Anregung von  $\sigma_L$  bei. Für den Fall, daß der OPE-Term stärker, als  $\sigma_T = 0$  vermuten läßt, beiträgt, ist die gegenüber der bei  $e p \rightarrow e' \pi^+ n$  gemessene geringe Anregung von  $\sigma_L$  verständlich. Wegen der größeren Beträge von  $t_{\min}$  tragen nur große  $t$ -Werte bei, die wegen ihres Abstandes zum Pion-Pol nur eine geringe Anregung liefern.

# Vergleich mit dem VDM

$s = 5.5 \text{ GeV}^2$   
 $t - t_{\min} = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$

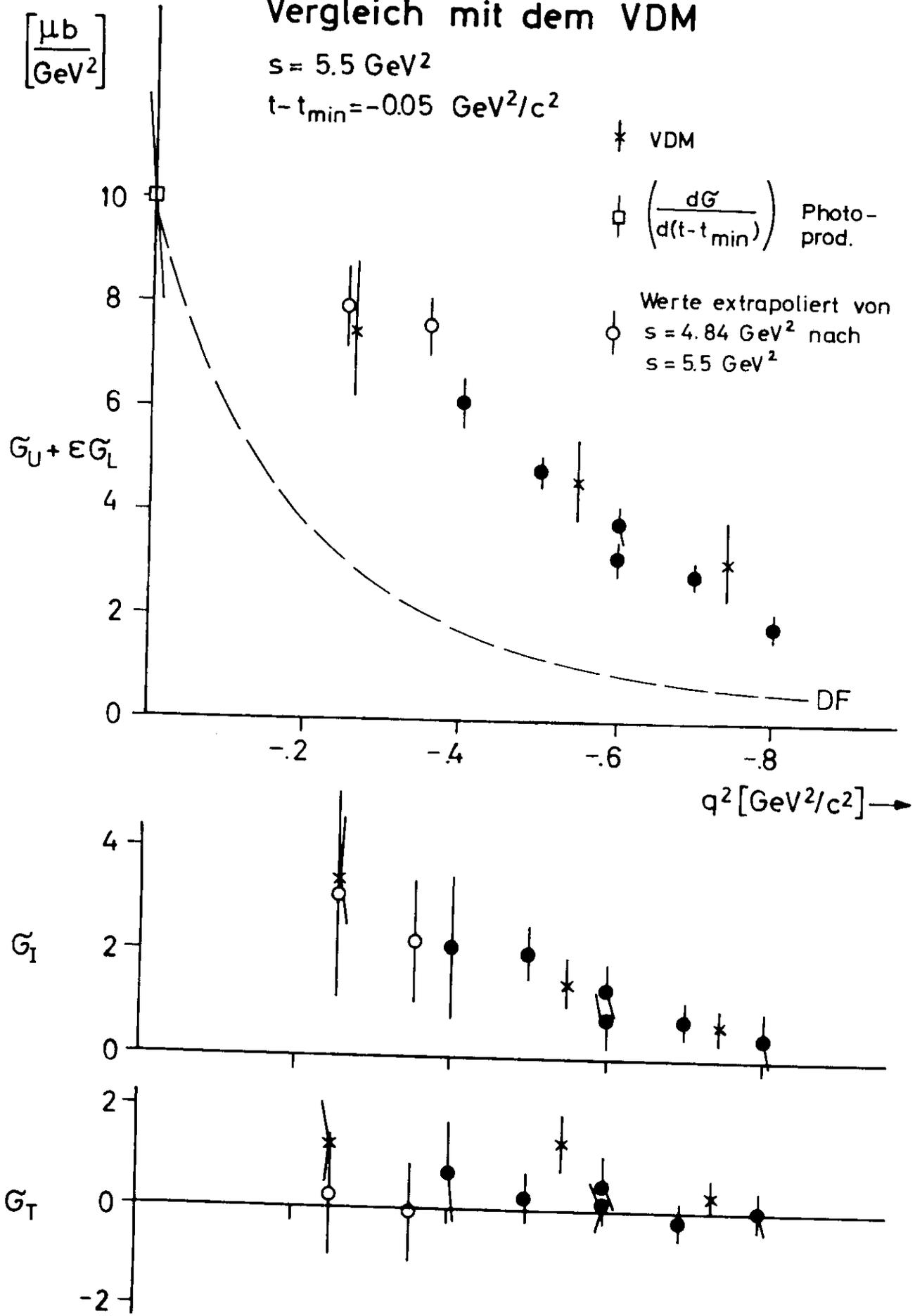


Fig. 24

## 6. Zusammenfassung

In einem Koinzidenzexperiment wurde die Elektroproduktion von  $\pi^+$ -Mesonen an Wasserstoff mit einem Funkenkammerspektrometer großer Akzeptanz untersucht. Dabei wurden das gestreute Elektron und das erzeugte Meson koinzident nachgewiesen. Die Auswertung der Bilder der optischen Funkenkammern erfolgte unter Einsatz eines Flying-Spot-Digitizers bis zur Erstellung endgültiger Datenbänder mit Hilfe eines Programmsystems. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde für Schwerpunktsenergien  $s = 5 \text{ GeV}^2$  oberhalb der Nukleonresonanzen in einem Massenbereich des virtuellen Gammaquants von  $q^2 = -0,2 (\text{GeV}/c)^2$  bis  $q^2 = -0,8 (\text{GeV}/c)^2$  bei kleinen Impulsüberträgen  $t' = t - t_{\min}$  gemessen. Die Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$  wurde von gleichzeitig beobachteten anderen Ausgangskanälen mit einem Fehler von  $\pm 7\%$  abgetrennt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion konnte bei einem Polarisationsgrad der virtuellen Photonen von  $\epsilon = 0,75$  über die Azimutalabhängigkeit  $\phi_{q\pi}$  der Pionerzeugung in drei Anteile  $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  getrennt werden, deren Abhängigkeit von  $q^2$ ,  $s$  und  $t'$  bzw.  $\theta_{q\pi}$  untersucht wurde.  $\sigma_u$  ist der Anteil der unpolarisierten,  $\sigma_L$  der der longitudinal polarisierten und  $\sigma_T$  der Anteil der transversal polarisierten Photonen am gesamten differentiellen Wirkungsquerschnitt.  $\sigma_I$  trägt der Interferenz zwischen transversal und longitudinal polarisierten Photonen Rechnung. Der Term  $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$  beherrscht die Reaktion. Bezüglich  $s$  zeigt sich ein steileres Verhalten, als in der Photoproduktion für  $\sigma_u (q^2 = 0)$  gefunden wird. Die Abhängigkeit von  $t'$  und  $\theta_{q\pi}$  ist flach. Das  $q^2$ -Verhalten ist für konstante Werte  $t'$  ausgehend vom Photoproduktionsquerschnitt  $\sigma_u (q^2 = 0)$  monoton fallend. Die Berechnung von  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  kann wegen der Untergrundeinflüsse mit größeren Fehlern behaftet sein. Der Wert von  $\sigma_T$  ist jedoch verträglich mit Null. Im Grenzfall der Photoproduktion ( $q^2 \rightarrow 0$ ) wird dieses Ergebnis im Rahmen des eichinvariant erweiterten OPE-Modells nicht reproduziert, da hier ein dominierender OPE-Beitrag größere Polarisierungen bedingt.  $\sigma_T = 0$  kann nur durch einen starken Beitrag des Kontaktterms erklärt werden.

Das Vektor-Meson-Dominanz-Modell kann die Terme  $\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$  und  $\sigma_I$  beschreiben unter Verwendung der Photoproduktionsdaten und der  $\pi N$ -Streudaten. Der longitudinale Anteil  $\sigma_L$  hat in diesem Modell einen mit  $\sigma_u$  vergleichbaren Betrag.  $\sigma_L$  fällt daher geringer aus als in der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+n$ . Dieser Effekt kann im elektrischen Born-Term-Modell durch die in diesem Experiment auftretenden hohen Werte von  $t_{\min}$  erklärt werden, die den Beitrag des OPE-Terms unterdrücken.

Verzeichnis der Tabellen

1) s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $t-t_{\min}$

<u>Werte der Parameter</u>	<u>Meßbereich</u>
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

2)  $t-t_{\min}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

<u>Werte der Parameter</u>	<u>Meßbereich</u>
$s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

3)  $\theta_{q\pi}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

Werte der Parameter	Meßbereich
$s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

4)  $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $s$  und  $t-t_{\min}$

Werte der Parameter	Meßbereich
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
bzw. $s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$

Verzeichnis der Figuren

- Fig. 1 Kinematik der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$
- Fig. 2 Feynman-Graph der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$
- Fig. 3 Strahlführung und Grundriß des Experiments.  
Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit dem Aufbau der Forschungsgruppe "F32" durchgeführt.
- Fig. 4 Schema der Experimentieranordnung
- Fig. 5 Prinzip der Bildkomposition
- Fig. 6 Der optische Aufbau der Funkenkammern
- Fig. 7 Schaltbild der Funkenkammertriggerung
- Fig. 8 Blockschaltbild der Elektronik
- Fig. 9 Datenfluß und Organisation der Auswertung
- Fig.10 Blockdiagramm des "Pattern-Recognition"-Programms
- Fig.11 Die Berechnung der Koordinaten im Eichrahmensystem aus der digitalen Information des Flying-Spot-Digitizers.
- Fig.12 Rekonstruktion der Funkenbilder in der Eichrahmenebene
- Fig.13 Rekonstruktion der Teilchenbahnen im Eichrahmensystem
- Fig.14 Diagramm zur Genauigkeit der Teilchenbahnbestimmung
- Fig.15 Rückstoßmassenspektren  $m = \sqrt{(e + p - e' - \pi^+)^2}$  bei drei Primärenergien

Fig.16a Die Wichtung der experimentellen Ereignisse aus dem Intervall

$$\begin{aligned} - 0,4 &\leq q^2 \leq - 0,2 \text{ GeV}^2/c^2 \\ 2,1 &\leq W \leq 2,4 \text{ GeV} \\ - 0,1 &\leq t' \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2 \end{aligned}$$

für  $e_0 = 4,0 \text{ GeV}/c^2$  mit der Akzeptanz der Apparatur

Fig.16b Anpassung der gewichteten Ereignisse (vergl. Fig.16a) zur Bestimmung des prozentualen Anteils der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$

Fig.17a Die Wichtung der experimentellen Ereignisse aus dem Intervall

$$\begin{aligned} - 0,65 &\leq q^2 \leq - 0,35 \text{ GeV}^2/c^2 \\ 2,2 &\leq W \leq 2,5 \text{ GeV} \\ - 0,1 &\leq t' \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2 \end{aligned}$$

für  $e_0 = 4,9 \text{ GeV}/c^2$  mit der Akzeptanz der Apparatur

Fig.17b Anpassung der gewichteten Ereignisse (vergl. Fig.17a) zur Bestimmung des prozentualen Anteils der Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$

Fig.18a Die Wichtung der experimentellen Ereignisse aus dem Intervall

$$\begin{aligned} - 0,85 &\leq q^2 \leq - 0,5 \text{ GeV}^2/c^2 \\ 2,2 &\leq W \leq 2,5 \text{ GeV} \\ - 0,1 &\leq t' \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2 \end{aligned}$$

für  $e_0 = 5,4 \text{ GeV}/c^2$  mit der Akzeptanz der Apparatur

Fig.18b Anpassung der gewichteten Ereignisse (vergl. Fig.18a)  
zur Bestimmung des prozentualen Anteils der Reaktion  
 $ep \rightarrow e'\pi^+\Delta^0$

Fig.19 Vergleich der Wirkungsquerschnitte in benachbarten Massen-  
bereichen

$$1,14 \leq m \leq 1,34 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{und}$$

$$1,34 \leq m \leq 1,54 \text{ GeV}/c^2$$

19a s-Abhängigkeit

Werte der Parameter	Meßbereich
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

19b  $t^\perp$ -Abhängigkeit

Werte der Parameter	Meßbereich
$s_0 = 5,5 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

19c  $q^2$ -Abhängigkeit

Werte der Parameter	Meßbereich
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $s_0 = 5,5 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$

Fig.20 s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $t'$

Werte der Parameter	Meßbereich
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ ,	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$ ,	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ ,	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
bzw. $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion gemäß  $(s - m_p^2)^{-2}$  ist gestrichelt eingezeichnet.

Fig.21  $t'$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

Werte der Parameter	Meßbereich
$s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$ ,	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$ ,	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$ ,	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ ,	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$ ,	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

Fig.22  $\theta_{q\pi}$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \varepsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $q^2$  und  $s$

Werte der Parameter	Meßbereich
$s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,40 \leq q^2 \leq -0,20 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,65 \leq q^2 \leq -0,35 \text{ GeV}^2/c^2$
$s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$
und $q^2 = -0,67 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,80 \leq q^2 \leq -0,55 \text{ GeV}^2/c^2$

Fig.23  $q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ ,  $\sigma_I$  und  $\sigma_T$  für feste Werte von  $s$  und  $t'$

Werte der Parameter	Meßbereich
$t-t_{\min} = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$	$-0,10 \leq t-t_{\min} \leq 0 \text{ GeV}^2/c^2$
und $s_0 = 4,85 \text{ GeV}^2$	$4,4 \leq s_0 \leq 5,3 \text{ GeV}^2$
bzw. $s_0 = 5,52 \text{ GeV}^2$	$4,85 \leq s_0 \leq 6,25 \text{ GeV}^2$

Fig.24 Vergleich der  $q^2$ -Abhängigkeit mit dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell

Literatur

- 1) A.A. Cone, K.W. Chen, J.R. Dunning, G.Hartwig, N.F. Ramsey,  
J.K. Walker, R. Wilson;  
Phys. Rev. 156, 1490 (1967)
- H.L. Lynch, J.W. Allaby and D.M. Ritson;  
HEPL-494 B (1967)
- F.W. Brasse, J. Engler, E. Ganßauge, M. Schweizer;  
Nuovo Cim. X, 55A, 679 (1968)
- W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Flauger, K. Frank, J. Gayler,  
H. Hultschig, J. May, E. Ganßauge;  
Phys. Lett. 28B, 225 (1968)
- W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-Berkhout,  
W. Schmidt, V. Walther, G. Weber;  
Phys. Letters 28B, 148 (1968)
- W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Flauger, K.H. Frank,  
J. Gayler, H. Hultschig, J. May, E. Ganßauge;  
Nuclear Phys. B13, 1 (1969)
- E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L.W. Mo,  
R.E. Taylor, M. Breidenbach, J.I. Friedman, G.C. Hartmann, H.W. Kendall;  
Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)
- M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, E.D. Bloom, D.H. Coward,  
H. DeStaebler, J. Drees, L.W. Mo, R.E. Taylor;  
Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969)

- 2) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, D. Schmidt,  
G. Specht, J. Rathje, Phys. Lett. 35 B, 77 (1971),  
Phys. Lett. 35 B, 81 (1971)  
P.S. Kummer et al., Daresbury Preprint DNPL/P 67  
C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)
- 3) J.G. Rutherglen, Übersichtsvortrag, Proceedings 4th International  
Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies,  
Liverpool, Daresbury 1969
- 4) J.R. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 21, 1279 (1968)
- 5) S.M. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964)  
H.F. Jones, Nuovo Cim. 40, 1018 (1965)  
N. Dombey, Rev. Mod. Phys. 41, 236 (1969)
- 6) J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34, 1644 (1964)
- 7) E. Ganßauge, Interner Bericht DESY F21/3, Mai 1968
- 8) C. Geweniger et al., Phys. Lett. 29B, 41 (1969)
- 9) K. Lübelmeyer, Übersichtsvortrag, Proceedings 4th International  
Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies,  
Liverpool, Daresbury 1969

- 10) F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2590 (1970)
- 11) C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 991 (1971)
- 12) R.C.E. Devenish et al., Lancaster, NINA preprint (April 1971)
- 13) W. Schmidt, DESY 71/22 (1971)
- 14) P. Stichel, M. Scholz, Nuovo Cim. 34, 1381 (1964)
- 15) ABBHMM-Collaboration, Phys. Lett. 27B, 474 (1968)  
Cambridge Bubble Chamber Group, Phys. Rev. 163, 1510 (1967)  
D. Lüke et al., Nuovo Cim. 58A, 234 (1968)  
D. Lüke, P. Söding, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 59 (1971)  
R. Diebold, Proceedings of the Boulder Conference on High Energy Physics, 1970
- 16) D. Lüke, Dissertation, Hamburg 1971
- 17) M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962)
- 18) F.A. Berends, R. Gastmans, Harvard Preprint (1971)  
H. Fraas, D. Schildknecht, Phys. Lett. 35B, 72 (1971)
- 19) A.M. Boyarski et al., contribution to the Liverpool Conference 1969/  
SLAC-PUB-514 (1968)
- 20) A. Bartl, D. Schildknecht, private Mitteilung
- 21) J. Rathje, Dissertation, Hamburg 1971

- 22) G. Kessler, DESY B2-68/1 (1968)
- 23) G. Weber, Proceedings of the Electron Photon Symposium Stanford (1967)
- 24) U. Becker, K.H. Höhne, J. Weber, DESY 66/25 (1966)  
K.Höhne, Dissertation, Hamburg 1967
- 25) U. Dahlmann, Interner Bericht DESY R1 - 68/1, April 1968
- 26) B. Elsner, Naturwissenschaften 9, 193 (1968)
- 27) P. Karow, Dissertation, Hamburg 1971
- 28) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 22, 148 (1969)
- 29) Particle Data Group, UCRL-20030, Februar 1970
- 30) O. Skjeggstad, Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists,  
Herceg-Novi
- 31) C. de Calan, G. Fuchs, Nuovo Cim. 38, 1594 (1965)  
und Nuovo Cim. 41, 286 (1966)
- 32) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 25, 695 (1970)
- 33) J.J. Sakurai, Proceedings of the Electron Photon Symposium,  
Liverpool 1969
- 34) C.C. Morehouse et al., Phys. Rev. Lett. 25, 835 (1970)
- 35) H.H. Bingham et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1223 (1970)
- 36) D. Lüke, Private Mitteilung
- 37) H. Joos, Schladming Lectures 1967, siehe auch Ref. 33

38) Aachen-Berlin-Cern - Collaboration, Nucl. Phys. B 22, 1, (1970)

CERN/D.Ph. II / Phys 70-46 (1970) Preprint

D.G. Brown, Thesis 1968, UCRL - 18254

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der Gruppe F 32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. P. Stähelin und für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit Herrn Professor Dr. E. Lohrmann.

Allen Mitarbeitern der Gruppe F 32 möchte ich für die Mithilfe und Arbeit an dem Experiment danken.

Den Herren Dr. K. Heinloth und Dr. D. Schmidt sowie den Herren D. Lücke und Dr. W. Schmidt ( Karlsruhe ) danke ich für ihre Mühe bei der Diskussion experimenteller und theoretischer Fragen.

Herrn Dr. A. Bartl und Herrn Dr. D. Schildknecht danke ich für die Rechnungen zum Vektordominanz-Modell, welche sie mir vor der Veröffentlichung zur Verfügung gestellt haben.

Ferner möchte ich der Synchrotron-Betriebsgruppe für die Unterstützung der Messungen am externen Elektronenstrahl und der DESY-Rechenanlage für die Bereitstellung der langen Rechenzeiten danken.

