

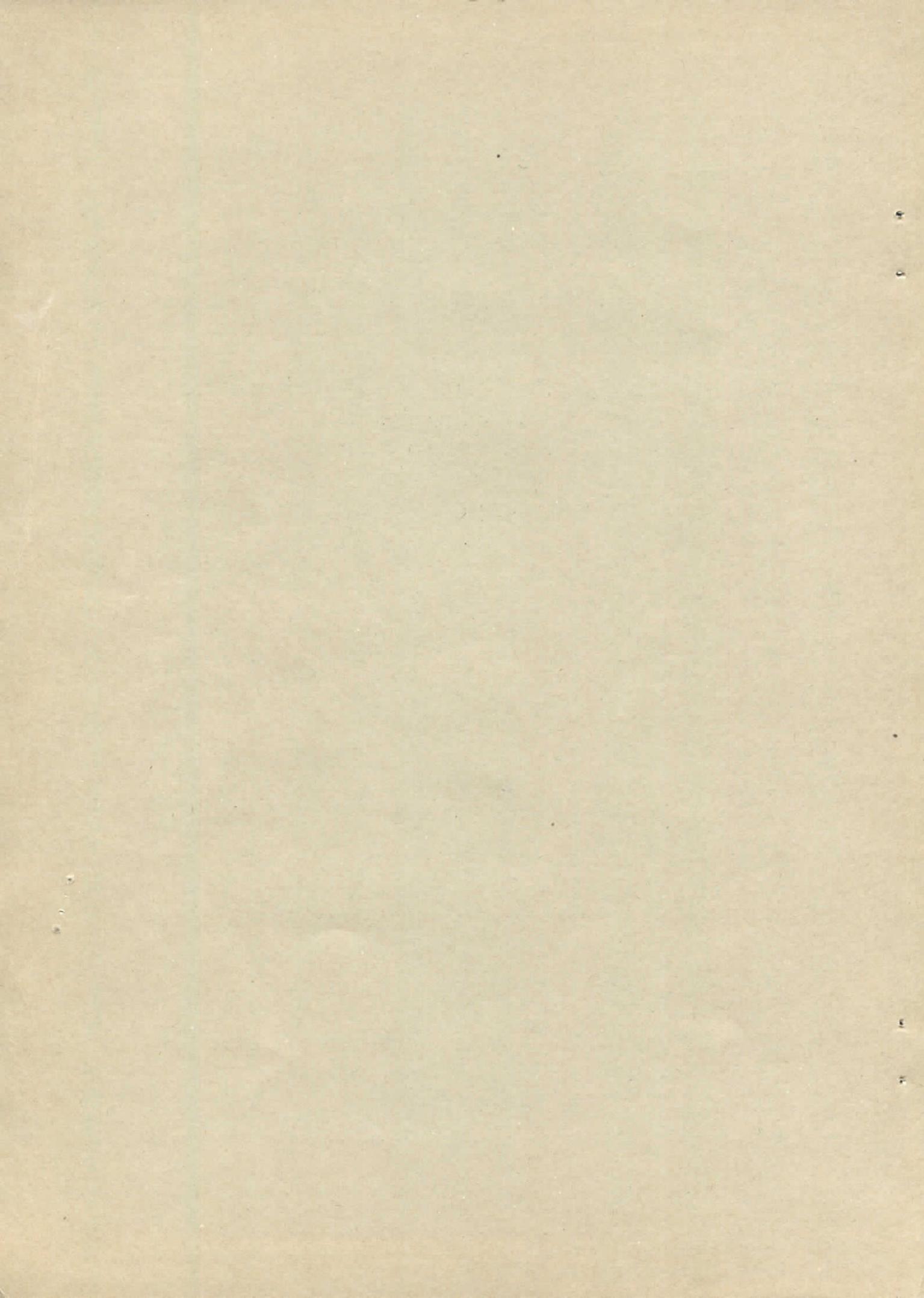
Interner Bericht
DESY F23-71/1
Januar 1971

10. FEB. 1971

Elektron-Proton-Koinzidenzmessungen
bei $q^2 = -0,35$ und $-1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ zur
Bestimmung des Wirkungsquerschnitts
der π^0 - und der π^+ -Elektroproduktion
im Bereich der ersten Nukleonresonanz $\Delta(1236)$

von

Jens Moritz



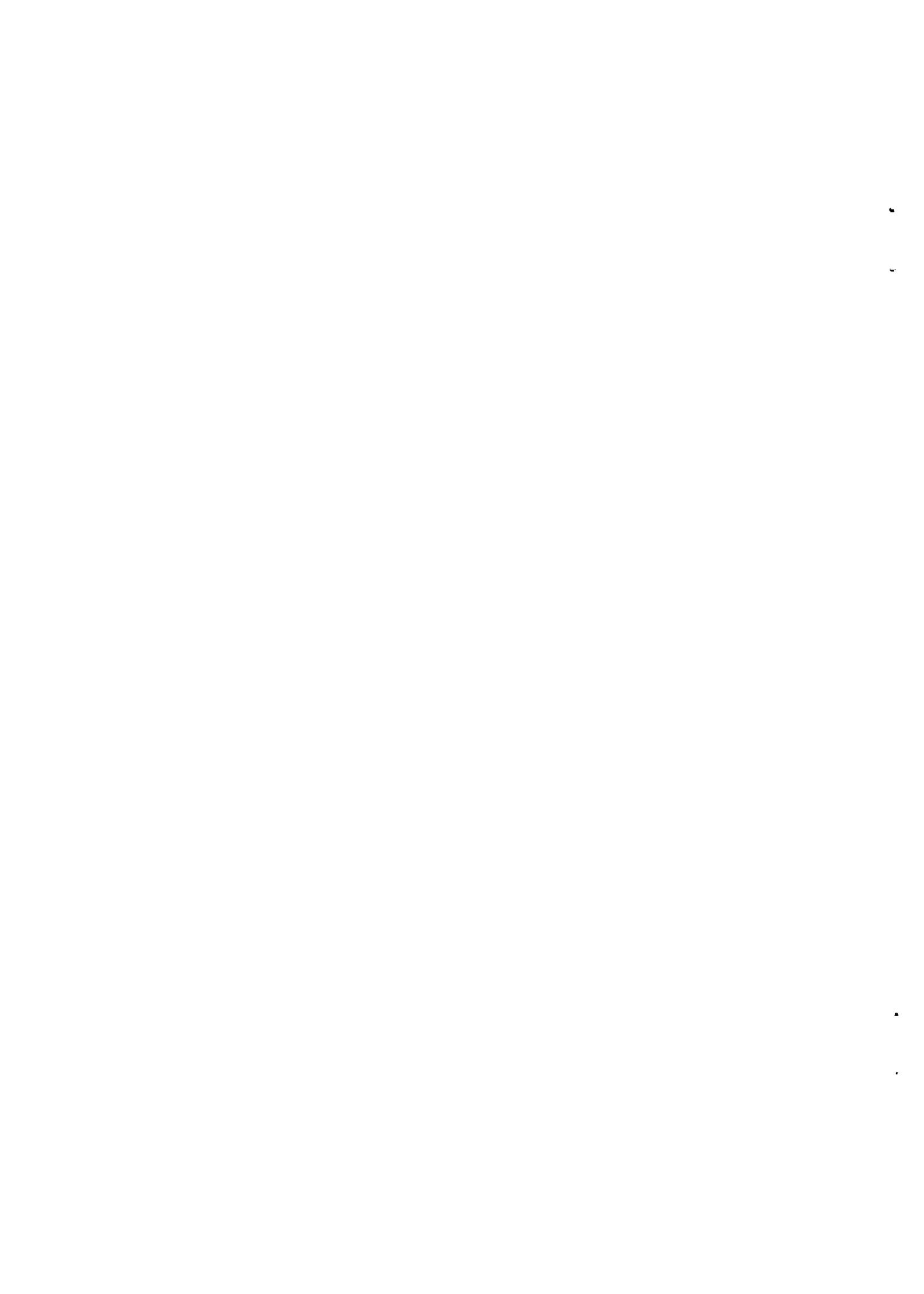
Interner Bericht
DESY F23-71/1
Januar 1971

Elektron-Proton-Koinzidenzmessungen
bei $q^2 = -0,35$ und $-1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ zur
Bestimmung des Wirkungsquerschnitts
der π^0 - und der π^+ -Elektroproduktion
im Bereich der ersten Nukleonresonanz $\Lambda(1236)$

von

Jens Moritz

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments einer Gruppe des Instituts für experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. An dem Experiment waren beteiligt die Herren J. Bleckwenn, S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener.



Einleitung

Hauptteil

	Seite
A Theoretische Grundlagen der Elektroproduktion.	
1. Kinematische Größen.	6
2. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung.	8
3. Modelle zur Dynamik der Elektroproduktion.	15
B Durchführung der Messungen.	
1. Meßanordnung, Meßverfahren.	19
2. Wahl der kinematischen Parameter.	29
3. Auswertung der aufgenommenen Daten und Umformung in Wirkungsquerschnitte.	30
4. Korrekturen und Fehlerabschätzungen.	40
C Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse.	42
1. Die Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Proton-Streuung.	43
2. Die Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektron-Proton-Streuung.	44
Bestimmung von Übergangsformfaktoren.	
Winkelabhängige Beiträge.	
<u>Zusammenfassung</u>	55
Anhang 1-3	57
Tabellen	63
Figuren mit Unterschriften	68
Literaturverzeichnis	109

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen berichtet, die von einer Gruppe des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe im Rahmen mehrerer Elektronen-Streuexperimente am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg durchgeführt wurden. Ziel der hier beschriebenen Untersuchungen war es, durch Koinzidenzmessungen detaillierte Informationen über die Struktur und den Anregungsmechanismus der ersten Nukleonresonanz bei der Elektroproduktion zu gewinnen.

Im Impulsspektrum hochenergetischer Elektronen, die bei gegebener Primärenergie an Wasserstoff gestreut und unter festem Winkel nachgewiesen wurden, beobachtet man neben dem ausgeprägten Maximum der elastischen Streuung am Proton weitere Maxima, die auf die Anregung von Resonanzzuständen des Protons hindeuten. Ein Beispiel zeigt die Figur 13 am Schluß dieser Arbeit. Das Studium dieser Strukturen im Wirkungsquerschnitt führt zu Aussagen über die elektromagnetischen Eigenschaften des Protons und seiner Anregungszustände.

Die Ergebnisse der elastischen Elektron-Proton-Streuung werden mit der Rosenbluth-Formel beschrieben, die den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Primärenergie der Elektronen und dem Streuwinkel angibt. Ihre Ableitung beruht auf der vereinfachenden Annahme, daß zwischen dem Elektron und dem Proton nur ein Photon ausgetauscht wird, welches Energie und Impuls auf das Proton überträgt. In dieser Formel treten als Parameter zwei Formfaktoren $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$ auf, deren Abhängigkeit von q^2 , dem Quadrat des an das Nukleon übertragenen Vierer-Impulses, untersucht wird und zu Aussagen über den Grundzustand des Protons führt. Im Grenzfall q^2 gegen Null geben sie die elektrische Ladung und das magnetische Moment des Nukleons wieder.

Die weiteren Maxima im Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung beruhen auf der Anregung von Resonanzzuständen des Nukleons bei der inelastischen Streuung, wie sie auch bei der Pion-Nukleon-Streuung und der Photoproduktion beobachtet werden. Sie zerfallen unter Aussendung von Pionen nach sehr kurzer Zeit (etwa 10^{-23} Sekunden) in den Grundzustand. Die Gewinnung physikalischer Aussagen über die Resonanzen wird dadurch erschwert, daß sie als Maxima im Wirkungsquerschnitt über einem inelastischen Kontinuum, dem nicht-resonanten Untergrund, auftreten.

Für die theoretische Beschreibung der Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Pion-Nukleon-Resonanz $\Delta(1236)$ mit den Quantenzahlen Isospin=3/2, Gesamt-Drehimpuls=3/2, Parität +, gibt es verschiedene Modelle, die zwar die experimentellen Daten in groben Zügen übereinstimmend wiedergeben, aber im Detail voneinander abweichende Vorhersagen machen. Genaue Messungen der Wirkungsquerschnitte bei der inelastischen Elektron-Proton-Streuung und daraus gewonnene Aussagen über die Struktur der Resonanzen und über die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von q^2 sind daher wichtig.

Nach den ersten Messungen zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung von Panofsky und Mitarbeitern^{1),2)} wurden vor allem im Bereich der ersten Nukleonresonanz umfangreiche Untersuchungen durchgeführt, die hauptsächlich über den Nachweis des gestreuten Elektrons zu Aussagen über das auslaufende Pion-Nukleon-System kamen ("Missing Mass"). Bei diesen Messungen wird allerdings über die Winkel des auslaufenden hadronischen Systems integriert, so daß keine Information über die Dynamik der beiden Prozesse $e+p \rightarrow e+p+\pi^0$ und $e+p \rightarrow e+n+\pi^+$ gewonnen wird. Erst Koinzidenzmessungen, bei denen auch das Nukleon oder Pion nachgewiesen wird, führen hier zu genaueren Aussagen über die π^0 - und die π^+ -Produktion und ermöglichen detaillierte Vergleiche mit verschiedenen Modellen.

Die ersten Koinzidenzmessungen zur π^0 -Produktion von Perez-y-Jorba et al.³⁾ und zur π^+ -Produktion von Akerlof et al.⁴⁾ wurden vor etwa sechs Jahren gemacht. Die bisher veröffentlichten Koinzidenzmessungen³⁾⁻¹²⁾ wurden in Cornell, Harvard, Tokio, Orsay und am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg durchgeführt. In Cornell⁸⁾ wurde der Pion-Formfaktor bestimmt und in Harvard¹⁰⁾ wurden einzelne Beiträge zum Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt für Impulsüberträge q^2 bis $-0,4$ $(\text{GeV}/c)^2$ genauer studiert.

Solche Messungen werden dadurch erschwert, daß der erfaßte Raumwinkel für die auslaufenden Hadronen im allgemeinen relativ klein ist und damit die Koinzidenz-Zählrate herabgesetzt wird. Ausserdem nehmen besonders bei grösseren Werten des Vierer-Impulsübertrages wegen der Abhängigkeit der Nukleon-Formfaktoren von q^2 die Wirkungsquerschnitte und damit die Zählraten stark ab.

In den hier beschriebenen Messungen wurden an flüssigem Wasserstoff gestreute Elektronen und koinzidente Protonen nachgewiesen und ihre Winkelverteilung bestimmt. Bei zwei Werten des Vierer-Impulsübertrages, und zwar für $q^2(1236) = -0,35$ und $q^2(1236) = -1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$, wurden Wirkungsquerschnitte für die elastische und die inelastische Streuung bestimmt. Die Messungen bei dem höheren Wert des Impulsübertrages sind die ersten veröffentlichten Koinzidenzmessungen dieser Art. Erstmals wurde bei der Auswertung der in Koinzidenz bestimmten inelastischen Wirkungsquerschnitte für den Prozeßkanal $p\pi^0$ eine Trennung in Resonanzbeitrag und nichtresonanten Untergrund erreicht.

Die Messungen wurden am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ausgeführt. Der Impuls der gestreuten Elektronen wurde in einem Magnet-Spektrometer bestimmt, das die Erfassung eines weiten Impulsbereichs zuließ. Dies ermöglichte die

gleichzeitige Messung der Absolut-Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Proton-Streuung und für Elektroproduktion von Pionen bis in den Bereich der zweiten Nukleonresonanz.

Koinzidente Protonen wurden innerhalb eines großen Raumwinkelbereichs gemessen. Ihr Nachweis führte zur Absolutbestimmung des Wirkungsquerschnitts für Elektroproduktion von neutralen Pionen $e+p \rightarrow e+p+\pi^0$ im Bereich der ersten Nukleonresonanz.

Außerdem konnten über die Ortsverteilungen der Protonen winkelabhängige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Bei einer Messung der Winkelverteilung im Schwerpunktsystem treten - bedingt durch Interferenzeffekte - neben dem dominierenden magnetischen Dipol auch schwache Beimischungen anderer Amplituden deutlich in Erscheinung.

Schließlich führte eine Subtraktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Elektroproduktion von neutralen Pionen vom Gesamtwirkungsquerschnitt zu Aussagen über die Elektronproduktion von positiven Pionen $e+p \rightarrow e+n+\pi^+$.

Die Arbeit ist in drei grössere Abschnitte unterteilt. Im Abschnitt A werden die theoretischen Grundlagen der inelastischen Elektron-Proton-Streuung besprochen und verschiedene bei der Auswertung benutzte Schreibweisen für den Wirkungsquerschnitt angegeben. Im Abschnitt B werden die Meßanordnung und Einzelheiten der Auswertung beschrieben und im Abschnitt C die Ergebnisse dargestellt und interpretiert.

A Theoretische Grundlagen der Elektroproduktion.

1. Kinematische Größen.

Zur vollständigen kinematischen Beschreibung eines Elektron-Proton-Streuprozesses, bei dem ein Pion erzeugt wird, genügen fünf kinematische Größen (Figur 1a). Die vom Standpunkt des Experimentators bequemsten sind die Primärenergie des Elektrons E , die Energie des gestreuten Elektrons E' und der Winkel ϑ_e , unter dem das gestreute Elektron nachgewiesen wird und zwei Winkel, die den Zerfall des Pion-Nukleon-Systems kennzeichnen. Diese beiden Winkel sind der Polarwinkel θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem der auslaufenden Hadronen, relativ zur Richtung des Impulsübertrags \vec{q} an das Pion-Nukleon-System, und der Azimutwinkel $\phi_\pi^* = \phi_\pi$ zwischen der Richtung des auslaufenden Pions und der Streuebene, definiert durch die Richtung des einlaufenden und des gestreuten Elektrons. Der Stern steht hier und im folgenden immer für Größen im Schwerpunktsystem der auslaufenden Hadronen.

Zur phänomenologischen Analyse von Wirkungsquerschnitten und zum Vergleich mit theoretischen Aussagen sind neben den Parametern E , E' und ϑ_e die im folgenden beschriebenen Größen besonders gut geeignet:

- 1.) Das lorentz-invariante Quadrat des Vierer-Impulsübertrages an das Pion-Nukleon-System,

$$q^2 = -4E \cdot E' \sin^2(\vartheta_e/2) .$$

Die Elektronen-Masse wird hier und im folgenden vernachlässigt und $\hbar=c=1$ gesetzt. q^2 ist negativ in der hier benutzten Metrik $a \cdot b = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$.

2.) Die invariante Masse W des erzeugten Pion-Nukleon-Systems,

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2M(E - E')$$

M ist hier die Protonenmasse.

3.) Der Parameter ϵ , der den transversalen und den longitudinalen Polarisationsgrad der virtuellen Photonen beschreibt,

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2\left(\frac{|\vec{q}|^2}{-q^2}\right) \tan^2(\vartheta_e/2)}$$

Dieser Parameter kann bei festem W und q^2 (bei Änderung von E) mit dem Winkel ϑ_e variiert werden.

In Analogie zur Photoproduktion wird oft die äquivalente Photonenenergie K benutzt,

$$K = (W^2 - M^2) / 2M.$$

Dies ist die Energie eines reellen Photons, das bei Photoproduktion zur invarianten Masse W führen würde.

Einige weitere kinematische Größen sind im Anhang 1 tabellarisch aufgeführt.

2. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung.

Die inelastische Elektron-Proton-Streuung wird wie die elastische als ein Prozeß behandelt, bei dem zwischen dem Elektron und dem Proton nur ein Photon ausgetauscht wird (Figur 1b). Die Zulässigkeit dieser Annahme des Ein-Photon-Austausches wird für die elastische Elektron-Proton-Streuung durch Experimente bestätigt¹³⁾⁻¹⁸⁾. Im Bereich der Elektroproduktion sind bisher zwei Experimente^{19),20)} zur Prüfung der Annahme des Ein-Photon-Austausches veröffentlicht worden. In dem Experiment von Chen et al.¹⁹⁾ wurde kein Hinweis auf eine Abweichung gefunden. In dem Experiment der Berkeley-SLAC-Kollaboration²⁰⁾ wurden Elektronen und Positronen an einem polarisierten Protonentarget gestreut. Die Autoren fanden bei Umkehrung der Polarisationsrichtung eine schwache Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Nukleonresonanz. Ob dies als Hinweis auf eine Abweichung vom Ein-Photon-Austausch gedeutet werden kann, ist wegen experimenteller Unsicherheiten und Unklarheiten in der Interpretation²¹⁾ bisher noch offen.

Die Herleitung des Wirkungsquerschnitts für die inelastische Elektron-Proton-Streuung²²⁾²³⁾ soll im folgenden kurz skizziert werden. Ausgehend von der lorentz-invarianten Form für den Wirkungsquerschnitt kommt man nach einigen Umformungen zu dem folgenden Ausdruck

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*} = \frac{1}{32(2\pi)^5} \cdot \frac{E'}{E} \cdot \frac{|\vec{p}_\pi^*|}{W \cdot M} \cdot \sum \bar{\sum} |M_{fi}|^2 .$$

Hier soll über die Spins im Anfangszustand gemittelt und die Spins im Endzustand summiert werden, da keine Polarisations-effekte beobachtet werden. Die invariante Amplitude M_{fi} für den Übergang vom Anfangszustand i in den Endzustand f enthält die Dynamik des Prozesses. Sie ist definiert als

$$M_{fi} = \epsilon_{\mu} \cdot \frac{e}{-q^2} \cdot J^{\mu}$$

mit

$$\epsilon_{\mu} = \bar{u}(p_3) \gamma_{\mu} u(p_1)$$

$\bar{u}(p_3)$ und $u(p_1)$ Diracspinoren des Elektrons und

$$J^{\mu} = \langle p_4, p_5 | j_{\mu} | p_2 \rangle$$

Strom-Matrixelement für den Übergang von Nukleon zum (πN)-System. Bei der Durchführung der Spinsummation werden zwei Tensoren zweiter Stufe $L_{\mu\nu}$ und $T_{\mu\nu}$ definiert, die den leptonischen und den hadronischen Vertex beschreiben,

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2\sigma+1} \cdot \sum_{\text{Spin}} |M_{fi}|^2 = \frac{1}{2} \cdot L^{\mu\nu} \cdot \frac{e^2}{q^4} \cdot \frac{1}{2\sigma+1} \cdot T_{\mu\nu}$$

$\sigma = \text{Targetspin} = 1/2,$

$$L^{\mu\nu} = \sum_S \epsilon^{\mu} \epsilon^{\nu*} = 4(p_1^{\mu} p_3^{\nu} + p_1^{\nu} p_3^{\mu} - g^{\mu\nu} \cdot \frac{-q^2}{2})$$

(*hier komplexe Konjugation),

$$T_{\mu\nu} = \sum_{S_1, S_2} \langle p_4, p_5 | j_{\mu} | p_2 \rangle \langle p_2 | j_{\nu} | p_4, p_5 \rangle$$

Die Berechnung der Invariante $L^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$ wird in einem speziellen Koordinatensystem, dem Breit-System, vorgenommen. In diesem System ($q_0=0, \vec{q}$ parallel \vec{p}_2) wird keine Energie, sondern nur Impuls übertragen und es verschwindet wegen Stromerhaltung ein Teil der Summanden von vornherein. Danach werden die $T_{\mu\nu}^B$ (im Breitsystem) durch eine Lorentz-Transformation längs der \vec{q} -Achse auf das (πN)-Schwerpunkts-System bezogen. Als Endresultat erhält man eine Winkelverteilung im (πN)-Schwerpunkt-System von der folgenden Form,

$$F(\theta_{\pi}^*, \phi_{\pi}) = (T_{11} + T_{22}) + 2\epsilon a^2 T_{33} + \epsilon(T_{11} - T_{22}) \cdot \cos 2\phi_{\pi} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cdot a(T_{13} + T_{31}) \cdot \cos \phi_{\pi} \quad (\text{A2.1})$$

$$a^2 = \frac{-q^2}{q_0^2}$$

Die Komponenten des Tensors $T_{\mu\nu}$ beschreiben den hadronischen Teil des Prozesses, und zwar für die Komponenten des Hadronenstroms senkrecht zu \vec{q} in der Reaktionsebene (T_{11}) und senkrecht dazu (T_{22}) und in der Richtung von \vec{q} (T_{33}). T_{13} und T_{31} sind Interferenzglieder zwischen Strömen mit longitudinalen und transversalen Komponenten.

Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*} = \Gamma_t \cdot \eta \cdot \frac{1}{4} \cdot F(\theta_\pi^*, \phi_\pi) = \Gamma_t \cdot \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} \quad (\text{A2.2})$$

$$\eta = \frac{1}{16(2\pi)^2} \cdot \frac{|\vec{p}_\pi^*|^2}{M K W}$$

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \cdot \frac{E'}{E} \cdot \frac{K}{-q^2} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$$

Γ_t stellt eine kinematische Größe dar, die die Zahl der virtuellen Quanten pro Energieintervall und Raumwinkel beschreibt. Den Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*} &= \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} (W, q^2, \epsilon, \theta_\pi^*, \phi_\pi) \\ &= \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon \cdot \frac{d\sigma_1}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon \cdot \frac{d\sigma_D}{d\Omega_\pi^*} \cos 2\phi_\pi \\ &\quad + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cdot \frac{d\sigma_I}{d\Omega_\pi^*} \cdot \cos \phi_\pi \end{aligned} \quad (\text{A2.3})$$

interpretiert man als den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion mit virtuellen Quanten ($\gamma_V + N \rightarrow N\pi$).

In diesem Wirkungsquerschnitt, der von den fünf Variablen W, q^2, ϵ und den Winkeln Θ_π^* und ϕ_π abhängt, kann man vier verschiedene Anteile unterscheiden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{\eta}{4} \cdot (T_{11} + T_{22}) \\ \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{\eta}{4} \cdot 2a^2 \cdot T_{33} \\ \frac{d\sigma_p}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{\eta}{4} \cdot (T_{11} - T_{22}) \\ \frac{d\sigma_\perp}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{\eta}{4} \cdot a \cdot (T_{13} + T_{31}) \end{aligned} \quad (A2.4)$$

Von den 4 Anteilen ist $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi^*}$ der Wirkungsquerschnitt für Photo-
produktion mit unpolarisierten transversalen virtuellen Photonen. Für q^2 gegen Null geht er in den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion mit reellen Gamma-Quanten über.

Der zweite Anteil $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi^*}$ ist der Wirkungsquerschnitt für Photo-
produktion mit longitudinalen virtuellen Photonen. Dieser Beitrag tritt speziell in der Elektroproduktion auf und geht gegen Null für q^2 gegen Null.

Der dritte Anteil $\frac{d\sigma_p}{d\Omega_\pi^*}$ gibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion mit polarisierten transversalen virtuellen Photonen an. Für q^2 gegen Null geht er in den entsprechenden Photoproduktionsquerschnitt mit reellen linear polarisierten Gamma-Quanten über⁽²⁴⁾⁻²⁸⁾.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_I}{d\Omega_\pi^*}$ tritt wieder speziell in der Elektroproduktion auf und beschreibt die Interferenz der Photoproduktion mit linear polarisierten transversalen und longitudinalen virtuellen Quanten.

Wie man aus dem vorangegangenen Abschnitt sieht, besteht zwischen Photoproduktion und Elektroproduktion in der Näherung des Ein-Photon-Austausches der wesentliche Unterschied, daß bei der letzteren die virtuellen Photonen ($q^2 \neq 0$) neben den transversalen auch longitudinale Komponenten besitzen. Diese führen zu Beiträgen im Wirkungsquerschnitt, die in der Photoproduktion nicht auftreten und sich bei grösseren Werten von $-q^2$ deutlich bemerkbar machen können, so daß gerade dort detaillierte Messungen der Elektroproduktion sehr wünschenswert sind.

Wird nur das gestreute Elektron nachgewiesen, so verschwinden bei der Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über den Azimutwinkel ϕ_π die Beiträge von $\frac{d\sigma_D}{d\Omega_\pi^*}$ und $\frac{d\sigma_I}{d\Omega_\pi^*}$. Man kann in diesem Fall den Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben²⁹⁾:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e d\Omega_\pi^*} = \Gamma_t \cdot \int \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} d\Omega_\pi^* = \Gamma_t (\sigma_t + \epsilon \cdot \sigma_1) \quad (A2.10)$$

$$\sigma_t = \frac{\eta}{4} \int (T_{11} + T_{22}) d\Omega_\pi^*$$

$$\sigma_1 = 2a^2 \frac{\eta}{4} \int T_{33} d\Omega_\pi^*$$

Die Trennung von σ_t und σ_1 bei festen Werten von W und q^2 ³⁰⁾³¹⁾ gelingt durch die Variation des Polarisationsparameters ϵ .

Der Tensor $T_{\mu\nu}$ enthält das Strommatrixelement

$$J = \langle p_4, p_5 | j | p_2 \rangle ,$$

das den Übergang vom Nukleon zum (πN) -System beschreibt. Es ist nun für das Studium der Anregung einer Resonanz üblich, eine Zerlegung nach Multipolamplituden vorzunehmen, d.h. den Übergangstrom j nach Legendrepoly-nomen und ihren Ableitungen zu entwickeln, wobei die Multipolamplituden als Entwicklungskoeffizienten auftreten. In der Elementarteilchenphysik ist für die magnetischen, elektrischen und longitudinalen Multipole die Notation $M_{\ell+}$, $E_{\ell+}$, $L_{\ell+}$ üblich, die auf den Bahn- Drehimpuls ℓ des Pions und den Gesamtdrehimpuls $J=\ell\pm 1/2$ hinweist.

Bei der Erzeugung der Resonanz mit den Quantenzahlen $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ bestimmen den Wirkungsquerschnitt die Matrixelemente des magnetischen Dipolübergangs M_{1+} , des elektrischen Quadrupol-Übergangs E_{1+} und des longitudinalen Quadrupolübergangs L_{1+} . In der theoretischen Behandlung dieser Matrixelemente treten als wesentliche elektrodynamische Größen die Übergangs-Formfaktoren $G_M^*(q^2)$, $G_E^*(q^2)$ und $G_C^*(q^2)$ auf⁷⁾, mit denen der Gesamtwirkungsquerschnitt zur Erzeugung der Resonanz wie folgt geschrieben werden kann³²⁾:

$$\frac{d^2\sigma}{\Gamma_t d\Omega_e dE'} = \frac{\pi\alpha q^2}{2KWM} \left\{ G_M^{*2}(q^2) + G_E^{*2}(q^2) + \right. \quad (A2.6)$$

$$\left. + 2\varepsilon \frac{(-q^2)}{q^2} G_C^{*2}(q^2) \right\} \frac{\Gamma(W)}{(W-W_r)^2 + \Gamma^2(W)/4}$$

Hier ist die mit der invarianten Masse W veränderliche Breite $\Gamma(W)$ nach Streuphasen-Analysen bei der Pion-Nukleon-Streuung durch die folgende Formel gegeben³³⁾:

$$\Gamma(W) = \frac{0.128 (0.85 |\vec{p}_\pi^*| / m_\pi)^3}{1 + (0.85 |\vec{p}_\pi^*| / m_\pi)^2} \quad \text{in GeV} \quad (A2.7)$$

Diese Form des Wirkungsquerschnitts wurde von Bartel et al.³⁴⁾ zur Bestimmung des Übergangsformfaktors $G_M^*(q^2)$ herangezogen und wird auch in dieser Arbeit zur Anpassung und Auswertung der gemessenen Gesamt- und Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte benutzt.

Eine systematische Behandlung der Multipolanalyse findet man z.B. bei Dennery³⁵⁾. Dort wird eine Entwicklung von sechs linear unabhängigen Amplitudenfunktionen angegeben, durch die man die Tensorkomponenten $T_{\mu\nu}$ ausdrücken kann. Wenn man in diesen Formeln (Ie im Anhang I bei Dennery³⁵⁾) wie in der Photoproduktion nur die Anregung durch s- und p-Wellen berücksichtigt und die einzelnen Beiträge noch nach ihrer Winkelabhängigkeit zusammenfaßt, so erhält man die folgende Darstellung für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{\Gamma_t \cdot d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*} = \frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = n \left\{ \begin{aligned} &A_t + \varepsilon \cdot A_1 \\ &+ (B_t + \varepsilon \cdot B_1) \cdot \cos \theta_\pi^* \\ &+ (C_t + \varepsilon \cdot C_1) \cdot \cos^2 \theta_\pi^* \\ &+ \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)} \cdot (D + E \cos \theta_\pi^*) \cdot \sin \theta_\pi^* \cdot \cos \phi_\pi \\ &+ \varepsilon \cdot F \cdot \sin^2 \theta_\pi^* \cdot \cos 2\phi_\pi \end{aligned} \right\} \quad (A2.8)$$

$$A_t = +\frac{5}{2} |M_{1+}|^2 + \text{Re} \left\{ +M_{1+} M_{1-}^* - 3M_{1+} E_{1+}^* + 3E_{1+} M_{1-}^* \right\} + \frac{9}{2} |E_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + |E_{0+}|^2$$

$$B_t = \text{Re} \left\{ +2M_{1+} E_{0+}^* + 6E_{1+} E_{0+}^* - 2E_{0+} M_{1-}^* \right\}$$

$$C_t = -\frac{3}{2} |M_{1+}|^2 + \text{Re} \left\{ -3M_{1+} M_{1-}^* + 9M_{1+} E_{1+}^* - 9E_{1+} M_{1-}^* \right\} + \frac{9}{2} |E_{1+}|^2$$

$$A_1 = a^2 \cdot \text{Re} \left\{ +4 |L_{1+}|^2 + |L_{0+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4L_{1+} L_{1-}^* \right\}$$

$$B_1 = a^2 \cdot \text{Re} \left\{ +8L_{1+} L_{0+}^* + 2L_{0+} L_{1-}^* \right\}$$

$$C_1 = a^2 \cdot \text{Re} \left\{ +12 |L_{1+}|^2 + 12L_{1+} L_{1-}^* \right\}$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{2}} a \cdot \text{Re} \left\{ -M_{1+} L_{0+}^* + 3E_{1+} L_{0+}^* + M_{1-} L_{0+}^* - 2E_{0+} L_{1+}^* + E_{0+} L_{1-}^* \right\}$$

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} a \cdot \text{Re} \left\{ -6M_{1+} L_{1+}^* + 6E_{1+} L_{1+}^* + 6E_{1+} L_{1-}^* + 6M_{1-} L_{1+}^* \right\}$$

$$F = -\frac{3}{2} |M_{1+}|^2 + \text{Re} \left\{ -3M_{1+} M_{1-}^* - 3M_{1+} E_{1+}^* + 3E_{1+} M_{1-}^* \right\} + \frac{9}{2} |E_{1+}|^2$$

Sie wird in dieser Arbeit bei der Auswertung der gemessenen winkelabhängigen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt für den Zerfallskanal $p\pi^0$ benutzt.

3. Modelle zur Dynamik der Elektroproduktion

Zur Beschreibung der Dynamik im Prozeß $e+p \rightarrow e+N+\pi$ gibt es mehrere Modelle, die sich hauptsächlich im Lösungsverfahren unterscheiden und die bisher veröffentlichten experimentellen Ergebnisse zum Teil richtig wiedergeben. Ein möglicher Ausgangspunkt für die Betrachtung der ersten Nukleonresonanz ist die Vorstellung, daß sie ein gebundener Zustand aus einem Nukleon und einem Pion ist. Man kommt so zu Zusammenhängen zwischen den Formfaktoren dieser Hadronen und den Übergangs-Formfaktoren der Resonanz. Vorhersagen darüber werden in jedem Modell gemacht und können relativ leicht an den experimentellen Ergebnissen geprüft werden.

Ausführliche Rechnungen für die erste Resonanz fußen auf den grundlegenden dispersionstheoretischen Arbeiten zur Photoproduktion von Chew, Goldberger, Low und Nambu³⁶⁾ und der Erweiterung auf die Elektroproduktion von Fubini, Nambu und Wataghin³⁷⁾. In diesen ersten Arbeiten werden Dispersionsrelationen für die Multipolamplituden angegeben und zunächst im statischen Grenzfall, d.h. für unendlich schwere Nukleonen, ausgewertet. Dabei wird angenommen, daß die Dispersionsintegrale ausschließlich durch die erste Resonanz bestimmt werden. Rückstoßeffekte werden dann in erster Ordnung durch eine Entwicklung nach $1/M$ berücksichtigt.

Die späteren Veröffentlichungen von Zagury³⁸⁾, Gutbrod und Simon und Gutbrod³⁹⁾, Adler⁴⁰⁾ und von Gehlen⁴¹⁾ sind voll relativistische Erweiterungen dieser Arbeiten.

Das dispersionstheoretische Modell von Gutbrod und Simon³⁹⁾, dessen numerische Voraussagen in dieser Arbeit verwendet werden, berücksichtigt zur Anregung der ersten Resonanz die magnetische Dipolamplitude M_{1+} und die elektrische Quadrupolamplitude E_{1+} . Die Behandlung des longitudinalen Multipoles L_{1+} wird in einer späteren Arbeit von Gutbrod³⁹⁾ durchgeführt.

Die Rechnung geht von einer Mandelstam-Darstellung für die invarianten Amplituden aus und kommt durch Partialwellen-Projektion zu Amplitudenfunktionen $h(W, q^2)$. Diese unterscheiden sich von den Multipolamplituden nur durch Faktoren, welche kinematische Singularitäten unterdrücken. Ihr Analytizitätsbereich ist die entlang der reellen Achse aufgeschnittene komplexe W -Ebene. Die $h(W, q^2)$ sind durch folgende Integralgleichungen gegeben:

$$h(W, q^2) = h_1(W, q^2) + \frac{1}{\pi} \int_{M+m_\pi} \frac{\text{Im } h(W', q^2)}{W' - W - i\epsilon} dW' \quad (\text{A3.1})$$

$h_1(W, q^2)$ ist gleich dem Cauchyschen Integral von $h(W, q^2)$ über den linken Schnitt L :

$$h_1(W, q^2) = \frac{1}{\pi} \int_L \frac{\Delta h_1(W', q^2)}{W' - W} dW' \quad (\text{A3.2})$$

Die Lösung der Integralgleichung (A3.1) für h wird als Quotient angesetzt:

$$h(W, q^2) = \frac{N(W, q^2)}{D(W)} \quad (\text{A3.3})$$

wobei N und D analytische Funktionen sind und durch geeignete Wahl von D das Watsontheorem⁴²⁾ erfüllt wird, welches eine Verbindung zwischen den Streuphasen der elastischen Pion-Nukleon-Streuung und der Elektroproduktion herstellt

und bis zur Schwelle für 2-Pion-Produktion gültig sein sollte.

Zur Bestimmung der Funktionen $h(W, q^2)$ werden u.a. die Beiträge der Bornschen Näherung benutzt, die durch Partialwellen-Projektion der in Figur 2a gezeigten Graphen für den Nukleon- und den Pionaustausch gegeben sind.

Als weitere Beiträge zu $h(W, q^2)$ werden "Box"-Diagramme vom Typ der Figur 2b berücksichtigt, von denen gezeigt wird, daß ihr Beitrag zur Lösung (A3.3) wesentlich ist.

In diesem Modell fällt der Übergangs-Formfaktor $G_M^*(q^2)$ mit wachsenden $-q^2$ stärker ab als der Nukleon-Formfaktor und ist durch folgende Parametrisierung gegeben:

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0) \left\{ \frac{G_M^V(q^2)}{G_M^V(0)} \cdot \frac{0.85}{1+(-q^2)/2.72} + F_\pi(q^2) \frac{0.15}{1+(-q^2)/0.97} \right\} \sqrt{\frac{E_2^*(q^2)+M}{E_2^*(0)+M}} \quad (A3.4)$$

In einem von Herrn Gutbrod zur Verfügung gestellten und bei der Auswertung benutzten Programm zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten nach diesem Modell wird angenommen,

a) daß die Nukleon-Formfaktoren dem Dipolgesetz

$$G_{En}(q^2) = 1 / \left(1 + \frac{-q^2}{0.71}\right)^2 \quad q^2 \text{ in } (\text{GeV}/c)^2$$

und dem Scaling-Gesetz

$$G_{Ed}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{u_p} = \frac{G_{Mn}(q^2)}{u_n}$$

genügen und G_{En} gleich Null ist,

- b) daß der Formfaktor des Pions gleich dem Nukleon-Formfaktor ist
- c) und daß die Nukleon-Formfaktoren auch dann benutzt werden können, wenn die Hadronen, die am Vertex angreifen, nicht auf der Massenschale liegen.

In dem Programm wird zur Anregung der Resonanz nur die Amplitude M_{1+} berücksichtigt und der von der s-Welle stammende nichtresonante Untergrund wird durch Bornsterme angenähert. Die Vorhersagen werden im Abschnitt C mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit verglichen.

B Durchführung der Messungen.

1. Meßanordnung, Meßverfahren.

Die Wirkungsquerschnitte wurden am Deutschen Elektronen-Synchrotron in einem Experiment bestimmt, dessen Aufstellung in der Experimentierhalle schematisch in Figur 3 gezeigt ist.

Im Synchrotron umlaufende Elektronen wurden am Ende des Beschleunigungszyklus bei einer Endenergie von einigen GeV aus dem Ringrohr extrahiert und durch ein System von Ablenk- und Quadrupol-Magneten auf ein zylindrisches Target⁴³⁾ von 15 bzw. 30 mm Durchmesser fokussiert, das mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist.

Die Ausdehnung des Elektronenstrahls am Fokus wurde mit Silberphosphat-Gläsern bestimmt⁴⁴⁾. Die volle Halbwertsbreite war typisch unter 1,5 mm in der Vertikalen (1/100 Intensität bei 4 mm voller Breite) und etwa 3 mm in der Horizontalen (1/100 Intensität bei 9 mm voller Breite).

Die Intensität der am Target nicht gestreuten Elektronen wird in einem Sekundär-Emissions-Monitor und einem total absorbierenden Faradaykäfig bestimmt. Die im Sekundär-Emissions-Monitor und im Faradaykäfig gemessene Ladung wird in zwei Integratoren und schließlich in zwei elektronischen Zählern registriert. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde die im Faradaykäfig gemessene Gesamtladung benutzt.

Am Target gestreute Elektronen und koinzidente Protonen werden in Detektoren nachgewiesen, die auf zwei unabhängig um das Target schwenkbaren Laffetten aufgebaut sind. Einzelheiten der Detektor-Anordnung zeigt Figur 4 und einen Ausschnitt daraus Figur 5. Eine schematische Darstellung der benutzten Szintillationszähler zeigt Figur 6.

Gestreute Elektronen, die durch eine Blende (Kollimator) mit einer Öffnung von $1,41$ Grad in der Vertikalen und $1,57$ Grad in der Horizontalen gelangen ($0,68$ msterad), werden nach vertikaler Ablenkung in dem homogenen Feld eines Ablenkmagneten in drei Szintillationszählern (Nr. 50, 51, 52 in den Figuren 5 und 6), einem Gas-Cerenkovzähler (Nr. 58, 59) und einem Schauerzähler (Nr. 60) nachgewiesen. Die Teilchen-Trajektorie hinter dem Ablenkmagneten wird durch ein System von vier Drahtfunkenkammern bestimmt⁴⁵⁾⁴⁶⁾. Diese haben keine direkte Sicht zum Target, damit sie trotz der relativ langen sensitiven Zeit von etwa 400 ns möglichst frei von unerwünschtem Untergrund sind. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit einer einzelnen Funkenkammer von etwa 96 bis über 99 Prozent erreicht ein System von vier Kammern eine gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit von 99 Prozent, selbst wenn man zur Ausscheidung und Unterdrückung von Zusatzfunken fordert, daß in mindestens drei Kammern das Teilchen nachgewiesen wurde. Wenn diese Forderung erfüllt ist, d.h. die Trajektorie eines Elektrons bestimmt wurde, kann der Streuwinkel und bei gegebenem Targetort der Streuimpuls und die Reaktionsebene errechnet werden.

Die Genauigkeit dieser Impuls- und Winkelbestimmung wird durch mehrere Beiträge beeinflusst:

- 1) Energieunschärfe des Primärstrahls,
- 2) endliche Ausdehnung des Primärstrahls in vertikaler und horizontaler Richtung,
- 3) endliche Ausdehnung (Länge) des Targets,
- 4) Orts-Auflösungsvermögen der Funkenkammern,
- 5) Kleinwinkel-Streuung der Elektronen,
- 6) Genauigkeit der Rechenprogramme zur Geraden-Erkennung und zur Impuls- und Winkelberechnung und, damit verbunden,
- 7) inhomogene Randfelder des Ablenkmagneten, die u.a. zu einer Kantenfokussierung führen.

Eine Abschätzung der fünf erstgenannten Beiträge führt auf ein theoretisches Impuls-Auflösungsvermögen des Elektronenspektrometers von $\pm 0,5-0,6$ Prozent. Dieser Wert wird in den Messungen etwa erreicht, wie später gezeigt wird.

Der Bereich konstanter Impuls-Akzeptanz ist bei diesem Spektrometer durch die vertikale Ausdehnung der Blenden- und Magnetöffnung, der Triggerzähler und der Funkenkammern gegeben und beträgt ± 20 Prozent. Diese große Impuls-Akzeptanz ermöglicht die gleichzeitige Messung der elastischen Elektron-Proton-Streuung und der Elektroproduktion bis in den Bereich der zweiten Nukleonresonanz.

Die Detektor-Anordnung für koinzidente, geladene Rückstoßteilchen ist auf einer zweiten, unabhängig um das Target schwenkbaren Laffette aufgebaut und besteht aus drei Zählerebenen (Figur 6). Die erste und zweite Ebene wird von je zwölf horizontalen und zwölf vertikalen Szintillationszählern gebildet (Nr. 1...12, 13...24). Diese dienen zur Einteilung des erfaßten Raumwinkelbereichs von 30 Grad mal 30 Grad (260 msterad) in 144 Elemente, welche durch die Koinzidenz je eines horizontalen und eines vertikalen Szintillationszählers definiert sind. Durch diesen Aufbau wird beim Nachweis koinzidenter Protonen eine Orts-Auflösung von $2,5^\circ$ mal $2,5^\circ$ erreicht. Hinter diesen zwei je 10 mm dicken Szintillator-ebenen sind vier 50 mm dicke Szintillationszähler kleeblattartig aufgestellt, die mittels angeschlossener Digital-Analog-Wandler eine Impulshöhen-Analyse und damit die Trennung der Protonen von den minimal ionisierenden Teilchen ermöglichen. Typische Eigenschaften der Meßanordnung sind in der Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1 Meßanordnung

(Figuren 5 und 6)

Strahlabmessungen am Target	horizontal (FWHM)	3	mm
Strahlabmessungen am Target	vertikal (FWHM)	1	mm
Targetdurchmesser		15 BZW. 30	mm

Elektronenspektrometer

Schwenkbereich		12-90	Grad
Winkelakzeptanz horizontal		1.57	Grad
Winkelakzeptanz vertikal		1.41	Grad
Raumwinkel		0.68	msterad
4 Funkenkammern hinter einem homogenen Ablenkmagneten			
3 Szintillationszähler Nr. 50, 51, 52			
1 Gas-Cerenkovzähler Nr. 58, 59			
1 Schauerzähler Nr. 60			
Impulsaufhebungsvermögen gemessen		+0.6	Prozent
Impulsakzeptanz gemessen		+ 20	Prozent

Protonendetektor

Schwenkbereich		40-90	Grad
Winkelakzeptanz horizontal		30	Grad
Winkelakzeptanz vertikal		30	Grad
Raumwinkel		260	msterad
12 horizontale Szintillationszähler nr. 1-12			
12 vertikale Szintillationszähler nr. 13-24			
Länge mal Breite 432 mm mal 36 mm			
Dicke 10 mm			
2 mal 2 'dE/dx'-Zähler Nr. 25, 26, 27, 28			
Länge mal Breite 216 mm mal 216 mm			
Dicke 50 mm			

Totzeit-Zähler

2 Szintillationszähler Nr. 62, 63 in Koinzidenz

Szintillatormaterial Nuclear Enterprise NE 102A
Schnelle Elektronik von Chronetics

Das Funkenkammer-System ist so ausgelegt, daß mit der Wiederholfrequenz des Beschleunigers, d.h. alle 20 ms, ein Streueignis sicher aufgenommen werden kann. Wollte man diese Aufnahmerate erhöhen, so müßte das System innerhalb der Zeit von bis zu einer Millisekunde, in der die Elektronen aus dem Ringrohr ejiziert werden und auf das Target treffen, mehr als ein Streueignis akzeptieren können. Das würde aber den Betrieb der Funkenkammern wesentlich erschweren und nur bei großen Wirkungsquerschnitten zu einer nennenswerten Verkürzung der Meßzeit führen.

Wegen der genannten Eigenschaft des Funkenkammer-Systems wird in jedem Beschleunigerimpuls höchstens ein Streueignis aufgenommen. Zwei getrennt von den Laffetten aufgestellte, in Koinzidenz geschaltete Szintillationszähler (Nr. 62,63) werden dazu benutzt, die Totzeit des Elektronen-Spektrometers genau zu messen. Die Koinzidenzen werden parallel in zwei elektronischen Zählern registriert, von denen der eine während der Ejektion des Strahls nur so lange geöffnet bleibt, bis durch die Triggerzähler ein Teilchen nachgewiesen und Hochspannung an die Funkenkammern gelegt wurde. Das Verhältnis der beiden Zählraten in den elektronischen Zählern ist dann ein sicheres Maß für die Totzeit des Systems.

Ein Streueignis wird durch Koinzidenz der Signale von 3 Szintillationszählern (Nr. 51,52,53) und einem Schauerzähler (Nr. 60) definiert. In diesen vier Zählern sind keine Schwellen zur Teilchen-Diskriminierung gesetzt, so daß die Entscheidung, ob ein Elektron nachgewiesen wurde, erst zu einem späteren Zeitpunkt getroffen wird. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen bei dieser Anordnung wurde gemessen und war kleiner als 0,1 Prozent. Durch die Koinzidenz wird eine Funkenstrecke gezündet und ein Hochspannungsimpuls an die Drahtfunkenkammern gelegt, der zur Auslösung der Funken und damit zum Spurnachweis führt.

Der Hochspannungsimpuls gibt ein Interruptsignal an eine direkt angeschlossene Rechenanlage CDC 1700⁴⁷⁾ und diese beginnt nun, die ein Ereignis bestimmenden Daten in den Kernspeicher zu übernehmen (Figur 7a). Dazu gehören die Koordinaten aller Funken in den 4 Kammern, Angaben über das "Ansprechen" von Diskriminatoren und Koinzidenzen, die Ergebnisse der Analog-Digital-Wandlung und alle Zählerstände, z.B. Uhrzeit, Intensität des Primärstrahls, Angaben der Totzeitähler. Die Übernahme der Daten geschieht über verschiedene, dem Datenfluß angepaßte Geräte und dauert im Mittel etwa 6 ms. Die Art und Zahl der zu übernehmenden Daten kann den verwaltenden Programmen während der Messung über die Schreibmaschine mitgeteilt werden. Dies ermöglicht eine optimale Steuerung der gesamten Messung.

Im folgenden wird die Organisation der Programme zur Verwaltung und Auswertung kurz beschrieben (Figur 7b).

In der Rechenanlage werden die ein Streuereignis bestimmenden Daten in einen Pufferbereich mit einem Fassungsvermögen für fünf Streuereignisse abgespeichert und nach dessen Füllung automatisch durch ein verwaltendes Programm auf einen Plattenspeicher mit Fassungsvermögen für etwa 10.000 Ereignisse übertragen. Je nach dem momentanen Adress-Status des Plattenspeichers dauert die Übertragung zwischen 10 und 100 ms. Neue Daten werden während dieser Übertragungsdauer in einem zweiten Pufferbereich abgespeichert.

Sobald die Daten eines Streuereignisses im Kernspeicher verfügbar sind, wird versucht, aus den angegebenen Funkenkoordinaten eine eindeutige Teilchenspur im dreidimensionalen Raum zu rekonstruieren. Dazu wird gefordert, daß mindestens drei Punkte in den 4 Kammern gefunden werden, die von einer räumlichen, mathematischen Geraden um nicht mehr als eine vorgegebene Toleranzbreite abweichen. Diese Rekonstruktion dauert etwa 3,5 ms. Die gefundenen Punkte können dann als Eingabe für ein weiteres Rechenprogramm dienen. Seine Aufgabe ist die Ermittlung des Krümmungsradius der Teilchenspur bei der vertikalen Ablenkung im homogenen Magnetfeld und die Ermittlung des Streuwinkels und der Reaktionsebene. Der Ausgangsort im Target in der Vertikalen wird als bekannt vorausgesetzt. Das Verfahren zur Berechnung des Krümmungsradius wird im Anhang 2 beschrieben. Da diese notwendigen Rechnungen von der Art der physikalischen Fragestellung unabhängig sind, können die Ergebnisse sofort in den Datenblock eines Streuereignisses eingetragen werden.

Wenn der Plattenspeicher mit Meßdaten gefüllt ist, wird sein Inhalt mit einem Meßprotokoll auf ein Magnetband übertragen. Das Protokoll enthält Datum, Uhrzeit, Primärenergie, Streuwinkel, die Winkelstellung der beiden Laffetten, den Wert des

eingestellten Magnetstrom im Ablenkmagneten, Targetart und -Durchmesser und die Art und Zahl der von der Rechenanlage aufgenommenen Nachweisgeräte, also der Analog-Digital-Wandler, der Koinzidenzen, der Funkenkammern und der Zähler.

Die Aufnahme und die Speicherung der Meßdaten durch die Rechenanlage hat die höchste Priorität, d.h. sie wird bei mehreren anfallenden Aufgaben immer zuerst erledigt. Alle nachgeordneten Programme sind so geschrieben, daß tatsächlich kein Streuereignis unerkannt verloren geht. Die exakt erfaßte "Totzeit" der Rechenanlage kann bis zu 10 Prozent erreichen, wenn bei sehr hoher Zählrate auch eins der zusätzlich wählbaren Auswertprogramme den Plattenspeicher oft benutzt. Bei geringer Zählrate ist die "Totzeit" exakt gleich Null.

Ein Teil der Datenannahme (Funkenangaben und Zählerstände) kann wegen der Benutzung eines "gepufferten Datenkanals" mit direktem Kernspeicherzugriff parallel zu anderen Aufgaben ausgeführt werden. Von den mindestens 20 ms Rechenzeit, entsprechend der Wiederholfrequenz des Beschleunigers, die zur Verarbeitung eines Streuereignisses zur Verfügung stehen, werden etwa 3 ms aktive Rechenzeit für Aufnahme und Abspeicherung benötigt. Die Übertragung eines gefüllten Pufferbereiches zum Plattenspeicher nimmt keine nennenswerte Rechenzeit in Anspruch, da sie über einen anderen, getrennten Datenkanal mit direktem Kernspeicherzugriff abläuft.

Die Programme zur Erkennung der Teilchenspur und Errechnung des Krümmungsradius haben eine niedrigere Priorität als die Datenaufnahme. Sie werden gegebenenfalls bei der Datenaufnahme unterbrochen und später dort, wo sie unterbrochen wurden, wieder fortgeführt. Für einen typischen Elektronen-Streuprozess werden nur etwa 13 ms Rechenzeit benötigt.

Durch die skizzierten Programme und Aufgaben ist die Rechenanlage bei maximaler Aufnahmezeit zu etwa 80 Prozent ausgelastet, so daß noch genügend Zeit zur Erfüllung weitergehender Aufgaben übrigbleibt. Sie dient also nicht nur zur Aufnahme und Speicherung aller Daten, die dann später nach verschiedenen physikalischen Gesichtspunkten bearbeitet und sortiert werden können, sondern auch zur sofortigen physikalischen Auswertung und zur ständigen Überwachung jeder Messung. Voraussetzung dazu ist ein Verwaltungs- und Programmsystem, das nach einem Prioritätssystem während der Messung über alle wichtigen Einzelheiten der Meßanordnung Buch führt, selbständige Auswertungen vornehmen und dem Experimentator auf Fragen Auskunft erteilen kann.

Die Erfüllung solcher Aufgaben wird an dieser Anlage von Programmen wahrgenommen, die auf dem Plattenspeicher zur Verfügung stehen und jederzeit über Schalter oder die Konsol-Schreibmaschine zur Ausführung in den Kernspeicher gerufen werden können. Sie bearbeiten die vom Plattenspeicher abrufbaren Experimentdaten und zeigen Ergebnisse auf einem Bildschirm oder drucken sie auch auf der Schreibmaschine aus. Zwischenergebnisse können auf dem Plattenspeicher archiviert und aufsummiert werden. Zwei solche Programme können immer gleichzeitig nebeneinander und zusammen mit der Datenaufnahme arbeiten, ohne sich gegenseitig oder die Datenaufnahme zu stören. Sie können jederzeit von anderen Programmen abgelöst und später fortgesetzt werden (Multiprogramming).

Solche Programme stellen einzelne Streuereignisse optisch dar (Figur 8 zeigt einige Beispiele), bilden ausgewählte Impulsspektren und Impulshöhenspektren, zeigen Ortsverteilungen in zweidimensionaler und isometrischer Darstellung und geben über alle Eigenschaften des Funkenkammer-Systems ausführlich Auskunft. Sie selbst können vom Experimentator während der Ausführung aktiv beeinflußt werden. Weitere Einzelheiten über den Anschluß der Rechenanlage sind in einer anderen Arbeit⁴⁷⁾ beschrieben.

Nach Abschluß einer ganzen Messung stehen alle Daten auf Magnetband und können später nach verschiedenen Gesichtspunkten endgültig ausgewertet werden. Dazu werden bei einem ersten Kopiergang in einzelnen Ereignissen etwa noch fehlende Angaben über Krümmungsradius der Teilchenspur im Magnetfeld, Streuwinkel und Reaktionsebene errechnet und nachgetragen, das ebenfalls aufgenommene Meßprotokoll nach Versäumnissen untersucht und gegebenenfalls korrigiert und die Lesbarkeit aller Datenblöcke geprüft. Für die Gesamtauswertung auf einem Hochleistungsrechner werden dann weitere Magnetbänder hergestellt, die in stark komprimierter und verschlüsselter Form nur noch die wichtigsten Daten der tatsächlich auswertbaren Streueignisse tragen.

2. Wahl der kinematischen Parameter.

Der Wirkungsquerschnitt für Elektroproduktion von Pionen im Bereich der ersten Resonanz wurde bei zwei Werten des Viererimpulsübertrags bestimmt. Die Messungen wurden bei zwei verschiedenen Primärenergien der Elektronen und bei zwei Streuwinkeln durchgeführt, die in der Tabelle 2 zusammen mit den Werten für den Vierer-Impulsübertrag aufgeführt sind.

Tabelle 2

Kinematische Parameter der Messungen.

Primärenergie E	Streuwinkel ϑ_e	Vierer-Impulsübertrag q^2 [GeV/c] ²	
		elastisch	$\Lambda(1236)$
2,7 GeV	14°	-0,400	-0,35
3,2 GeV	21°	-1,105	-1,0

Bei beiden Messungen wurden die Einstellungen so gewählt, daß das Impulsspektrum der gestreuten Elektronen sowohl die elastische Elektron-Protonstreuung als auch die erste Nukleonresonanz zeigte, und daß in Koinzidenz die Rückstoßprotonen der elastischen Streuung und die Protonen aus dem Zerfall der Resonanz nachgewiesen wurden. Diese Einstellung führte zur genauen Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für koinzidente Protonen und damit zu Aussagen über den Absolutwirkungsquerschnitt der π^0 -Elektroproduktion.

3. Auswertung der aufgenommenen Daten und Umformung in Wirkungsquerschnitte.

Zur endgültigen Auswertung und zur Bildung von Wirkungsquerschnitten wurden nur solche Streueignisse herangezogen, die eine eindeutige Teilchenspur im System der 4 Drahtfunkenkammern zeigten, und die durch das homogene Magnetfeld hindurch in das Target zurückverfolgt werden konnten. Hier wirkt sich als wesentliche Eigenschaft der Meßanordnung aus, daß ohne Differenzierung alle Ereignisse aufgenommen wurden, die überhaupt eine Koinzidenz in den Szintillationszählern und dem Schauerzähler des Elektronen-Detektors ausgelöst hatten. Dies ermöglicht eine nachträgliche kritische Analyse und Trennung der "schlechten" Ereignisse von den "guten", also den Elektronen-Streuprozessen.

Durch den Aufbau des Elektronen-Spektrometers mit dem Funkenkammer-System werden drei Klassen von Ereignissen auf natürliche Weise vorgegeben:

1. Ereignisse mit eindeutiger Teilchenspur, die durch Magnet und Blendenöffnung in das Target zurückverfolgt werden konnten. Dies sind also am Target gestreute Elektronen.
2. Ereignisse mit eindeutiger, aber nicht durch Magnet und Blendenöffnung in das Target zurückführender Teilchenspur.
3. Ereignisse, zu denen keine eindeutige Gerade im Funkenkammer-System gefunden werden konnte. Solche Ereignisse treten bei schlechter Nachweiswahrscheinlichkeit oder einer starken Überbelegung mit Funken auf, oder dann, wenn die Koinzidenzbedingung durch ein schräg eingefallenes Teilchen erfüllt worden war.

Zu diesen drei Klassen wurden nachträglich aus der jedem Ereignis zugeordneten Impulshöhe im Schauerzähler die drei zugehörigen gemessenen Impulshöhenspektren gebildet. Diese sind in Figur 9 dargestellt. In dieser Figur markieren die

Ringe das Impulshöhenspektrum der auswertbaren Streuereignisse, d.h. Klasse 1, und die Quadrate das von Teilchen der Klasse 2 gebildete Spektrum. Die vollen Kreise geben das von unauswertbaren Ereignissen der Klasse 3 gebildete Spektrum wieder.

Das Spektrum der in die Klasse 1 fallenden Streuereignisse zeigt ein klares Schauermaximum und kann als Hinweis auf die richtige Interpretation der Klasse 1 gewertet werden.

Ein Vergleich der drei Spektren, insbesondere der Klassen 2 und 3, zeigt, daß das Spektrum der Klasse 3 einen schwachen Buckel an der Stelle aufweist, wo das Schauermaximum der Klasse 1 liegt. Dieser Anteil von echten Elektronen-Streuereignissen in der Klasse 3 wurde zu etwa 1 Prozent der Klasse 1 abgeschätzt. Dieser Wert wurde bei einer individuellen Durchsicht von Einzelereignissen bestätigt. Dies wird in dem Abschnitt über Korrekturen und Fehlerabschätzungen näher erläutert.

Bei der Untersuchung des Cerenkovzähler-Spektrums mit Hilfe des Funkenkammersystems wurde ein konstruktionsbedingter schmaler örtlicher Bereich geringerer Nachweiswahrscheinlichkeit gefunden. Daher wurde auf die Auswertung der Angaben des Cerenkovzählers verzichtet. Für die Endauswertung und die Bildung der Wirkungsquerschnitte wurden nur Ereignisse der Klasse 1 herangezogen.

Eine Auftragung der Anzahl der gestreuten Elektronen über dem durch den Krümmungsradius festgelegten Impuls bzw. über der Energie (Figur 10) zeigt das Maximum der elastischen Elektron-Proton-Streuung und daneben die gleichzeitig in einer Messung erfaßten Maxima der beiden Resonanzen A(1236) und N(1520). Dies Spektrum wurde nur auf die gesondert gemessene Leertarget-Zählrate korrigiert.

Die vertikale Koordinate der Elektronenflugbahn in der Blendenöffnung, die bei der Rückverfolgung der Elektronenflugbahn aus den Funkenkammern in das Target zusammen mit dem Krümmungsradius im homogenen Magnetfeld errechnet wird, dient zur Bestimmung der Reaktionsebene in jedem einzelnen Streuprozess. Eine Auftragung der Anzahl der Elektronenereignisse über der vertikalen Koordinate in der Blendenöffnung (Figur 11) zeigt ein flaches Dach und scharfe Begrenzungen der Fläche durch die Unter- und Oberkante der Blendenöffnung.

Eine analoge Auftragung der Streuereignisse über der errechneten Horizontalkomponente der Elektronenflugbahn beim Durchgang durch die Blendenöffnung (Figur 12) zeigt erwartungsgemäß ein völlig anderes Bild. Als Abszisse ist hier die Abweichung in mrad von der Sollwinkeleinstellung der Elektronen-Laffette gewählt. Diese Darstellung zeigt die Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit zunehmendem Streuwinkel, im wesentlichen also den Verlauf des Mott-Wirkungsquerschnitts. Der Abfall an den Begrenzungen der Blendenöffnung ist wesentlich verwaschener als in der vertikalen Darstellung, weil die Fokussierung des primären Elektronenstrahls in der Horizontalen schlechter war und weil die Targetlänge zu einer Variation des Streuwinkels beiträgt.

Alle Streuprozesse, deren Streuwinkel von der Sollwinkel-Stellung der Elektronen-Laffette abwich und deren Reaktionsebene nicht horizontal lag, konnten auf Grund der Kenntnis dieser Abweichungen für jeden einzelnen Streuprozess auf die Sollage zurückgerechnet werden. Dabei mußte auch die Kantenfokussierung am Anfang und Ende des homogenen Magnetfeldes berücksichtigt werden. Eine entsprechende Energiekorrektur der gestreuten Elektronen vor der Bildung des Energiespektrums bewirkt erwartungsgemäß ein sehr viel schmaleres und höheres Maximum der elastischen Elektron-Proton-Streuung. (Figur 13 im Vergleich zu Figur 10). Dieses Maximum zeigt eine volle Halbwertsbreite von 30 MeV, was etwa dem theoretisch erwarteten Impulsaufklärungsvermögen des Elektronenspektrometers von $\pm 0,6$ Prozent entspricht. Figur 14 zeigt das korrigierte Energiespektrum für die zweite Energie- und Winkeleinstellung.

Das Energiespektrum der gestreuten Elektronen allein läßt ohne weitere Korrekturen noch keine genauen Rückschlüsse auf die einzelnen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu, da es durch Strahlungseffekte beeinflusst ist. Eine gute experimentelle Trennung des elastischen "Strahlungsschwanzes" von den inelastischen Streuprozessen gelingt, wenn man bei der Bildung des Elektronen-Energiespektrums nur solche Streueignisse berücksichtigt, zu denen ein koinzidentes Rückstoßproton unter dem für elastische Elektron-Proton-Streuung berechneten Rückstoßwinkel nachgewiesen wurde. Dazu zeigt die Figur 15 eine örtliche Belegung des Protonen-Detektors für den Fall, daß die koinzidenten gestreuten Elektronen eine Energie hatten, die der elastischen Elektron-Proton-Streuung entspricht. Man erhält dann das Maximum der elastischen Elektron-Proton-Streuung zusammen mit dem sogenannten "Strahlungsschwanz", der von elastischen Streuprozessen gebildet wird, bei denen Energie durch Bremsstrahlung verloren ging (Figur 16 und 17). Ein Vergleich

mit Rechnungen von Mo und Tsai⁴⁸⁾ über den Verlauf des Strahlungsschwanzes bei elastischer Elektron-Proton-Streuung (Figur 16 und 17, durchgezogene Kurve) zeigt sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Aus diesen Messungen wurde der Wirkungsquerschnitt für die elastische Elektron-Proton-Streuung bestimmt. Die Ergebnisse und alle dabei berücksichtigten Korrekturen und Fehlerabschätzungen werden weiter unten beschrieben.

Der durch Elektron-Proton-Koinzidenz experimentell bestimmte "Strahlungsschwanz" der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die gute Übereinstimmung mit den Rechnungen von Mo und Tsai⁴⁸⁾ ermöglicht eine Subtraktion dieser Streueignisse von dem Energiespektrum der gestreuten Elektronen, so daß dieses danach den experimentellen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuprozesse wiedergibt (Figur 18). An diesem Wirkungsquerschnitt sind nach Entfaltung mit dem Impuls-Auflösungsvermögen der Meßanordnung wiederum Strahlungskorrekturen anzubringen, deren Behandlung sich von denen bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung insofern unterscheidet, als hier aus einem betrachteten Energieintervall nicht nur Ereignisse durch Energieabstrahlung verloren gehen, sondern auch Ereignisse aus höher gelegenen Energieintervallen hineinfallen können. Diese Strahlungskorrekturen setzen bei genauer Betrachtung die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte über weite Bereiche von E und E' voraus, so daß man immer auf Näherungen zurückgreifen muß, deren Einfluß in bestimmten Fällen zu großen Fehlern führen kann. Eine sehr ausführliche Abhandlung über die Berechnung von Strahlungskorrekturen wird von Mo und Tsai⁴⁸⁾ gegeben.

In diesem Experiment wurden die Wirkungsquerschnitte nur mit jeweils einer Einstellung der Parameter E , E' und \mathcal{V}_e gemessen, so daß eine iterative Lösung der Strahlungskorrekturen im

inelastischen Kontinuum aufgrund von experimentell gemessenen Spektren nicht in Frage kam. Daher wurde ein anderer Weg eingeschlagen. Es wurden dispersionstheoretische Vorhersagen der Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Nukleonresonanz nach Gutbrod und Simon³⁹⁾ zugrunde gelegt, von denen bekannt ist, daß sie über weite Bereiche recht gut mit Messungen übereinstimmen³⁴⁾. Mit Hilfe dieser Vorhersagen wurden die Strahlungskorrekturen im inelastischen Kontinuum nach Mo und Tsai errechnet und die prozentuale Änderung gegenüber dem unkorrigierten Wirkungsquerschnitt festgestellt*. Diese Korrekturen wurden an den Messungen zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung angebracht und führten so zu Wirkungsquerschnitten als Funktion von q^2 und W , die frei von Strahlungseinflüssen sind (Figur 19 und 20). Die Wirkungsquerschnitte und die vorher angebrachten Strahlungskorrekturen sind in den Tabellen 6 und 7 aufgeführt. Die Ergebnisse werden im Abschnitt C beschrieben und ausführlich diskutiert.

* Dieses Programm wurde von Herrn Bleckwenn ausgearbeitet.

Die Auswertung der Koinzidenzmessungen, bei denen ein geladenes Teilchen zusammen mit dem Elektron nachgewiesen wurde, geschah in mehreren Schritten. Zunächst wurde jedes Streuereignis so korrigiert, als ob der Streuwinkel und die Reaktionsebene genau durch die Mitte der Blendenöffnung auf dem Elektronen-Detektor gegeben wäre. Diese Korrektur wurde durch die Kenntnis der Ortskoordinaten des Elektrons in der Blendenöffnung ermöglicht (siehe dazu die schon besprochenen Figuren 11 und 12). Durch diese Korrekturen auf den (scheinbaren) Öffnungswinkel Null erreicht man sowohl eine verbesserte Energie-Auflösung für die gestreuten Elektronen, als auch eine bessere Orts-Auflösung für koinzidente Protonen. Vor allem wird die Bestimmung winkelabhängiger Beiträge zum Wirkungsquerschnitt wesentlich zuverlässiger, weil einer gegebenen invarianten Masse eine einzige Richtung von \vec{q} zugeordnet wird. Dies wird im Anhang 3 näher erläutert.

Zur Demonstration zeigt die Figur 21 eine der Figur 15 vergleichbare Auftragung von koinzidenten Protonen, die der elastischen Streuung zuzuordnen sind, nach der obengenannten Korrektur. Man erkennt darin eine gegenüber der Figur 15 bessere örtliche Häufung der Protonen.

Als eindeutige Bedingung für den Nachweis eines koinzidenten geladenen Teilchens wurde bei der Auswertung gefordert, daß genau ein horizontaler Zähler (aus den Nrn. 1...12) und genau ein vertikaler Zähler (aus den Nrn. 13...24) koinzident mit dem Triggersignal für Elektronen einen Impuls abgegeben hatte. Diese Bedingung wurde in gleicher Weise auf die elastische und die inelastische Elektron-Proton-Streuung angewandt. Ein Vergleich der Zählraten im Maximum der elastischen Elektron-Proton-Streuung, die ohne und mit Koinzidenzbedingung registriert wurden, ergab dann die Nachweiswahrscheinlichkeit für koinzidente Protonen.

Nach den oben beschriebenen Korrekturen erhält man für die endgültige Berechnung der Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte und ihrer winkelabhängigen Beiträge Ortsbelegungen der Protonen, die eine erwartete charakteristische Abhängigkeit von der invarianten Masse W zeigen. Dies ist für den Fall des höheren Vierer-Impuls-Übertrages $q^2 = -1,0(\text{GeV}/c)^2$ besonders anschaulich (Figur 22). Man erkennt deutlich eine mit wachsender invarianter Masse W zunehmende Erweiterung des Zerfallskegels der Protonen. Daß die Zerfallsprotonen hier alle innerhalb eines Kegels um die Richtung von \vec{q} gebündelt auftreten, liegt an einer günstigen Transformation des Proton-Impulsvektors aus dem Schwerpunkts- in das Laborsystem bei hohem Vierer-Impulsübertrag. Diese Tatsache führt dazu, daß aus Nachweisbereichen außerhalb des Zerfallskegels der Protonen eine numerische Abschätzung über den Nachweis von positiven Pionen gewonnen wurde. Diese können bei hohem Impulsübertrag nur sehr schwer von den Protonen getrennt werden. Zur Abtrennung wurde eine gleichmäßige Verteilung der positiven Pionen über alle erfaßten Raumwinkelelemente angenommen und ihre außerhalb des Zerfallskegels der Protonen gemessene Zählrate in allen Raumwinkelelementen gleichmäßig subtrahiert.

Mit dem Nachweis der Protonen aus dem Prozeß $e+p \rightarrow e+p+\pi^0$ ist der Wirkungsquerschnitt für π^0 -Elektroproduktion bestimmt. Auch hier wurden Strahlungskorrekturen nach dem oben beschriebenen Verfahren angebracht. Danach wurde durch Subtraktion vom Gesamtwirkungsquerschnitt auch der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e+p \rightarrow e+n+\pi^+$ bestimmt (Figur 23).

Bei der Messung zum Vierer-Impulsübertrag $q^2 = -0,35 (\text{GeV}/c)^2$ fallen nicht alle Zerfallsprotonen im Bereich der ersten Nukleonresonanz auf den Protonen-Detektor. Daher kann man erst nach Bestimmung der winkelabhängigen Beiträge auf den Wirkungsquerschnitt für π^0 -Elektroproduktion schließen (Figur 24).

Die Separierung der winkelabhängigen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt (Gleichung A2.8 auf Seite 14) gelingt bis ins einzelne nur bei einem experimentellen Aufbau, der die Richtung koinzidenter Protonen oder Pionen für Schwerpunktswinkel θ_{π}^* von 0 bis 180 Grad und ϕ_{π} von 0 bis mindestens 180 Grad auflöst. Diese bisher noch in keinem Experiment gut erfüllte Forderung wird auch in der hier benutzten Meßanordnung nicht erreicht, da die Eindeutigkeit im Polarwinkel θ_{π}^* fehlt.

Bei dem Nachweis koinzidenter Protonen kann in der hier benutzten Meßanordnung nicht zwischen solchen unterschieden werden, die im Schwerpunktssystem der auslaufenden Hadronen nach vorwärts ($\theta_{\pi}^* \geq 90^\circ$) und nach rückwärts ($\theta_{\pi}^* \leq 90^\circ$) emittiert werden, weil Protonen für alle Polarwinkel nach vorne auf den ebenen Detektor auftreffen. Eine Trennung der verschiedenen Protonen durch Impulshöhen-Analyse ist bei den relativ großen Vierer-Impulsüberträgen von $q^2 = -0,35$ und $-1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ und kinetischen Energien der Protonen über 100 MeV nicht mehr möglich.

Es ist also mit dieser Meßanordnung bei hohen Vierer-Impulsüberträgen nicht möglich, einen Beitrag mit einer $\cos\theta^*$ -Abhängigkeit nachzuweisen. Hier heben sich die Beiträge zu Vorwärts- und Rückwärtswinkeln gerade auf.

Jedoch wird ein Anteil mit $\cos^2\theta^*$ nachgewiesen, wenn ein möglichst großer Teil des Zerfallskegels der Protonen erfaßt wird. Hier addieren sich die Beiträge zu Vorwärts- und Rückwärtswinkeln. Ebenso werden die Beiträge mit der Winkelabhängigkeit $\sin\theta^*\cos\phi$ und $\sin^2\theta^*\cos^2\phi$ gut nachgewiesen, wenn die erfaßten Winkelbereiche groß sind.

Tatsächlich wurden für $q^2 = -0,35$ $(\text{GeV}/c)^2$ die Schwerpunktswinkel $10^\circ \leq \theta_{\pi}^* \leq 90^\circ$, $170^\circ \geq \theta_{\pi}^* \geq 90^\circ$ und $-80^\circ \leq \phi_{\pi} \leq 80^\circ$ gleichzeitig erfaßt. Für $q^2 = -1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ wurden $0^\circ \leq \theta_{\pi}^* \leq 90^\circ$, $180^\circ \geq \theta_{\pi}^* \geq 90^\circ$ und $0^\circ \leq \phi_{\pi} \leq 360^\circ$ gleichzeitig erfaßt.

Zur numerischen Bestimmung der winkelabhängigen Beiträge wurden für Bereiche der invarianten Masse von etwa 20 MeV Breite die gemessenen ortsabhängigen Zählraten in den fein unterteilten Quadraten auf dem Protonen-Detektor mit theoretischen winkelabhängigen Wirkungsquerschnitten verglichen. Diese waren durch ein Rechenprogramm in Zählraten auf dem Protonen-Detektor transformiert worden.* Es wurde also die beste Anpassung im gesamten Winkelbereich gesucht. Bei dieser Anpassung wurden die Amplituden der theoretischen Winkelfunktionen variiert, bis die Summe der Fehlerquadrate ein Minimum wurde.

Die an diesem Punkt der Auswertung nötigen Strahlungskorrekturen für die differentiellen Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte hätten zu geringfügigen Verschiebungen in den Ortsverteilungen geführt.

Wegen der Kompliziertheit solcher Rechnungen und in Ermangelung der dazu nötigen genauen Vorhersagen von mehrfach differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde in einer sehr groben Näherung der Versuch gemacht, benachbarte Massenbereiche im Wirkungsquerschnitt bei der Anpassung in geeigneter Weise hinzuzuziehen. Dieser Versuch führte tatsächlich zu Änderungen in der besten Anpassung. Jedoch waren die so ermittelten winkelabhängigen Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nur unwesentlich und innerhalb der Fehlergrenzen geändert. Daher wurde dieses Verfahren nicht weiter verfolgt.

Mit den gefundenen besten Werten wurde für die Gesamtheit aller Quadrate auf dem Protonen-Detektor, die in dem betrachteten Massenbereich eine theoretisch erwartete Zählrate ≥ 5 aufwiesen, ein χ^2 -Test angeschlossen. Die Ergebnisse dieser Anpassung werden im Abschnitt C diskutiert.

*Dieses Umrechnungsprogramm zur Bestimmung der Zählraten wurde von Herrn Bleckwenn geschrieben.

4. Korrekturen und Fehlerabschätzungen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit jeder einzelnen Drahtfunkenkammer wurde während der Messungen regelmäßig kontrolliert und war innerhalb enger Toleranzen von $\pm 0,5$ Prozent konstant. Die Kombination der Nachweiswahrscheinlichkeiten der vier Kammern ergab einen Wert von $(99 \pm 0,1)$ Prozent als Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für Geraden, die durch mindestens drei Punkte definiert wurden.

Eine genaue Durchsicht der Funkenkoordinaten von etwa 150 typischen Ereignissen, die von dem Geraden-Erkennungsprogramm verworfen worden waren, ließ auch unter diesen noch Elektronenereignisse erkennen, die nur wegen ungünstig liegender Zusatzfunken als nicht auswertbar verworfen worden waren. Der Bruchteil solcher Ereignisse betrug $(1 \pm 0,1)$ Prozent der Gesamtzahl an ausgewerteten Elektronenereignissen. Diese Zahl stimmt mit der oben besprochenen Abschätzung aus der Figur 9 überein.

Da die Wirkungsquerschnitte über den endlichen Streuwinkelbereich des Elektronen-Spektrometers variieren, wurde eine Korrektur von -4 Prozent angebracht, damit die angegebenen Wirkungsquerschnitte sich auf den eingestellten Sollwinkel bezogen. Hier wurde angenommen, daß die inelastischen Wirkungsquerschnitte in erster Näherung die gleiche Abhängigkeit vom Streuwinkel haben wie die elastischen.

Es wurden Messungen bei leerer Targetzelle gemacht und die bei gefüllter Zelle gemessenen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitte darauf korrigiert. Dadurch erhöhte sich der statistische Fehler im Impulsspektrum der gestreuten Elektronen auf etwa das $\frac{1}{2}$ -fache. Die Koinzidenz-Zählrate bei leerer Targetzelle war vernachlässigbar klein.

Die absolute Energie- oder Massen-Normierung aller gemessenen Wirkungsquerschnitte ist eindeutig auf etwa $\pm 2,5$ MeV festgelegt,

da die gleichzeitig gemessene elastische Streuung einen Eichpunkt liefert, der zur ständigen Kontrolle verwendet wurde. Seine Lage schwankte im Lauf von Stunden innerhalb eines engen Bereichs von etwa $\pm 2,5$ MeV, das entspricht etwa $\pm 0,1$ Prozent.

Die Fehler in der Berechnung des elastischen Strahlungsschwanzes wurden zu 5 Prozent und die Fehler in der Berechnung der Strahlungskorrekturen im inelastischen Kontinuum zu 15 Prozent angenommen.

Neben den oben genannten Korrekturen waren bei der endgültigen Angabe von Wirkungsquerschnitten noch die systematischen Fehler zu berücksichtigen, die in der Tabelle 3 abgeschätzt sind.

Tabelle 3

Mögliche Quellen für systematische Fehler

Target-Durchmesser	1 % Fehler
Target-Dichte	2 % Fehler
Bestimmung der Primärintensität	1 % Fehler
Energieunschärfe des Primärstrahls	1 % Fehler
Kenntnis des exakten Raumwinkels	1 % Fehler
Fehler in der Vermessung und Winkelablesung	Vernachlässigbar
Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit und Totzeit der Triggerzähler	Vernachlässigbar

Die oben besprochenen χ^2 -Tests bei der Bestimmung der winkelabhängigen Beiträge zum Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt wurden mit den reinen Zählraten ohne Berücksichtigung der systematischen Fehlerquellen durchgeführt.

Die in den Zeichnungen angegebenen Fehlerbalken sind rein statistischer Natur. Die Fehlerangaben in den Tabellen Nr. 4-9 sind eine quadratische Summe der statistischen und der systematischen Fehler.

C Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse.

Der folgende Abschnitt, in dem die gemessenen Wirkungsquerschnitte dargestellt und diskutiert werden, beginnt mit der elastischen Elektron-Proton-Streuung. Danach werden die durch den Nachweis des gestreuten Elektrons allein und die in Koinzidenz bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Nukleonresonanz besprochen. Alle Wirkungsquerschnitte sind mit den statistischen und den quadratisch dazu addierten systematischen Fehlern in den Tabellen 4-9 aufgeführt.

1. Die Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Proton-Streuung.

Die bei $q^2 = -0,4$ und $-1,1$ $(\text{GeV}/c)^2$ gemessenen Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Proton-Streuung sind in der 1. Spalte der Tabelle 4 aufgeführt. Daneben sind in der 2. Spalte die Werte eingetragen, die man bei Gültigkeit des Dipol- und des Scaling-Gesetzes für die Formfaktoren nach der Rosenbluth-Formel erwarten würde. Die deutlichen Abweichungen der letzteren Werte von den gemessenen Wirkungsquerschnitten lassen sich durch systematische Abweichung vom Dipolgesetz erklären. Diese wurden von C. Berger et al.⁴⁹⁾ genauer untersucht und parametrisiert. Danach ergibt eine phänomenologische Anpassung an alle zwischen $q^2 = -0,08$ und $-2,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ gemessenen Wirkungsquerschnitte Vorhersagen, die in der 3. Spalte der Tabelle 4 eingetragen sind. Sie stimmen mit den in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Tabelle 4

Elastische Elektron-Proton-Streuung.
Wirkungsquerschnitte.

E MeV	\mathcal{J}_e	q^2 $(\text{GeV}/c)^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [ub/sr]		
			gemessen	Rosenbluth, Dipolfit, Scaling law	Vorhersage Berger et al.
2700	14°	-0,400	0,7805 $\pm 0,0234$	0,8361	0,795
3200	21°	-1,105	0,02365 $\pm 0,00069$	0,02307	0,02353

2. Die Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektron-Proton-Streuung.

Die durch den Nachweis der gestreuten Elektronen allein gemessenen Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz sind für $q^2 = -0,35$ und $-1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ in den Figuren 25 und 26 gezeigt. Dies sind also Wirkungsquerschnitte für die Summe der beiden Zerfallskanäle $p\pi^0$ und $n\pi^+$. Die durch Elektron-Proton-Koinzidenz gemessenen Wirkungsquerschnitte für den Zerfallskanal $p\pi^0$ allein sind in den Figuren 27 und 28 gezeigt. Die Fehlerbalken an den Meßpunkten beinhalten die rein statistischen Fehler.

In den Figuren 27 und 28 sind außerdem die Wirkungsquerschnitte für den Zerfallskanal $n\pi^+$ eingezeichnet. Diese wurden durch Subtraktion gewonnen und sind deswegen mit größeren Fehlern behaftet. Alle gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen 6 und 7 aufgeführt.

Die Maxima der gemessenen Wirkungsquerschnitte liegen erwartungsgemäß niedriger als die Resonanzenergie 1236 MeV, nämlich für die Gesamtwirkungsquerschnitte (Fig. 25,26) bei invarianten Massen W von 1220 und 1225 MeV und für den Zerfallskanal $p\pi^0$ (Fig. 27,28) bei 1225 und 1227 MeV. Die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Maxima ist ± 5 MeV.

Man erkennt an den Figuren, daß die Wirkungsquerschnitte wegen der Abhängigkeit von den Nukleon-Formfaktoren mit wachsendem $-q^2$ abnehmen und daß nahe an der Schwelle für Ein-Pion-Produktion die Gesamtwirkungsquerschnitte schneller ansteigen als die für den Zerfallskanal $p\pi^0$ allein. Die gestrichelten Kurven durch die Meßpunkte unterstreichen diesen Sachverhalt. Sie sind das Ergebnis einer numerischen Anpassung, die zur Bestimmung des magnetischen Übergangs-Formfaktors $G_V^*(q^2)$ führte und in den folgenden Absätzen beschrieben wird.

Eine genauere phänomenologische Untersuchung der Form der Wirkungsquerschnitte als Funktion der invarianten Masse W muß mehrere Beiträge berücksichtigen.* Nimmt man an, daß auch bei der Elektroproduktion zur Anregung der ersten Nukleon-Resonanz überwiegend die Amplitude M_{1+} beiträgt, wie es in der Photoproduktion der Fall ist, und von der Theorie³⁷⁾ nahegelegt wird, dann läßt sich bei Vernachlässigung der Amplituden E_{1+} und L_{1+} die Gleichung (A2.6) auf Seite 13 folgendermaßen schreiben,

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{\pi \alpha q^2}{2KWM} \cdot \frac{\Gamma(W)}{(W-W_r)^2 + \Gamma^2(W)/4} G_M^{*2}(q^2)$$

wobei als freier Parameter der magnetische Übergangs-Formfaktor $G_M^*(q^2)$ auftritt. Hinweise auf das Auftreten der Amplituden E_{1+} und L_{1+} im Resonanzquerschnitt gewinnt man erst bei der Messung von Winkelverteilungen, weil dann durch Interferenz auch schwache Beimischungen deutlich erkennbar werden können.

Zusammen mit diesem Resonanz-Wirkungsquerschnitt wird ein nicht-resonanter Untergrund gemessen, der nahe an der Schwelle für Ein-Pion-Produktion durch die s-Welle im $n\pi^+$ -Kanal bedingt ist. Dies läßt sich mit dem Kroll-Ruderman-Theorem⁵⁰⁾ erklären, welches besagt, daß die Photoproduktions-Amplitude an der Schwelle bis auf Korrekturen von der Größenordnung $O(m_\pi/M)$ durch die Summe der Bornsterme gegeben ist. Bei der Berechnung der Diagramme nach den Feynman-Regeln findet man⁵¹⁾ nur für die π^+ -Produktion einen Beitrag, der von der s-Welle stammt und an der Schwelle W_s der Wurzel $\sqrt{W-W_s}$ proportional ist.

Das im folgenden beschriebene Verfahren wurde von Bartel et al.³⁴⁾ zur Bestimmung des Übergangs-Formfaktors $G_M^(q^2)$ bei Wirkungsquerschnitten angewandt, die ohne Koinzidenz gemessen waren.

Rein phänomenologisch kann man nun versuchen, diesen nicht-resonanten Untergrund durch ein Polynom in $(W-W_S)$ anzunähern, wobei das Schwellenverhalten durch einen geeigneten Wurzelfaktor gewährleistet wird. Der Ansatz lautet dann:

$$\sigma_{\text{nres}} = \sqrt{W-W_S} \left\{ \sum_{n=0}^N A_n(q^2) (W-W_S)^n \right\} .$$

Ein dritter Beitrag zum Wirkungsquerschnitt kann durch den Ausläufer der zweiten Nukleonresonanz verursacht werden, die bei der invarianten Masse $W=1520$ MeV gefunden wird. Diese zweite Resonanz ist experimentell in der Elektroproduktion noch nicht so intensiv studiert worden wie die erste, insbesondere ist nicht geklärt, ob sie von mehreren resonanten Anteilen gebildet wird⁵²⁾. Für den Zweck dieser Anpassung wurde eine einfache Breit-Wigner-Formel angesetzt, die ihr Maximum bei $W=1520$ MeV und eine Breite von 120 MeV hat:

$$\sigma_{1520} = \frac{B(q^2) \cdot \Gamma(1520)}{(W-1520)^2 + \Gamma^2(1520)/4}$$

Der Absolutwert dieses Beitrages wurde bei $W=1520$ MeV dem dort gemessenen Wirkungsquerschnitt entnommen. Für $q^2 = -0,35$ $(\text{GeV}/c)^2$ war der Beitrag gegenüber der ersten Resonanz sehr klein und wurde zu Null gesetzt.

Die Summe der drei genannten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{res}} + \sigma_{\text{nres}} + \sigma_{1520}$ im Bereich der ersten Nukleonresonanz enthält als wesentliche freie Parameter den magnetischen Übergangsformfaktor $G_M^*(q^2)$ und die Entwicklungskoeffizienten $A_n(q^2)$. Das Ergebnis einer möglichst einfachen numerischen Anpassung mit $N \leq 1$ ist die gestrichelte Linie in den Figuren 25-28. Die Summe der nicht zur ersten Nukleon-Resonanz gehörenden Beiträge $\sigma_{\text{nres}} + \sigma_{1520}$ ist ebenfalls gestrichelt in die Figuren eingezeichnet worden. Die Anpassungsparameter und die Ergebnisse sind in der Tabelle 5 aufgeführt.

Zu den Ergebnissen ist zunächst zu bemerken, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte im ganzen Bereich der invarianten Massen mit wenigen Parametern gut wiedergegeben werden und daß bei einfachen Annahmen über das Polynomverhalten die Form des nichtresonanten Untergrundes in den Figuren 25,26 sich in charakteristischer Weise von der Form in den Figuren 27,28 für den Zerfallskanal $p\pi^0$ unterscheidet. Besonders das starke Ansteigen des nichtresonanten Untergrundes direkt an der Schwelle für Ein-Pion-Produktion fällt in den Figuren 25,26 auf. Dies ist dem Zerfallskanal $n\pi^+$ zuzuschreiben, wie man auch den eingezeichneten Quadraten in den Figuren 27,28 entnehmen kann.

Das schon bei Bartel et al.³⁴⁾ für die Summe der beiden Zerfallskanäle gefundene Anwachsen des nichtresonanten Untergrundes relativ zur Resonanz mit wachsendem $-q^2$ wird hier bestätigt, wie man der Tabelle 5 entnimmt.

Es kann also der Schluß gezogen werden, daß schon der Versuch einer einfachen phänomenologischen Parametrisierung des nichtresonanten Untergrunds zu klaren und unterschiedlichen Ergebnissen für die beiden Zerfallskanäle führt. Jedoch hat der nichtresonante Untergrund wahrscheinlich eine kompliziertere Struktur, die durch eine einfache Kurvenform nur grob und unvollständig wiedergegeben wird⁵²⁾.

Ein wichtiges quantitatives Ergebnis der numerischen Anpassung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte ist das Verhältnis 3:2 von σ_{res} für die Summe der beiden Zerfallskanäle und für den Zerfallskanal $p\pi^0$ allein. Dieses Verzweigungsverhältnis von 2:1 des Resonanzzustandes in die beiden Zerfallskanäle $p\pi^0$ und $n\pi^+$ wird als eine direkte Folge der Isospinzuordnung $I=\frac{3}{2}$, $I_z=\frac{1}{2}$ erwartet. Damit wird die hier benutzte Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts bestätigt. Die Ergebnisse der Bestimmung des magnetischen Übergangs-Formfaktors $G_M^*(q^2)$ der Resonanz sowohl aus der Summe der Wirkungs-

querschnitte für beide Zerfallskanäle als auch aus den Koinzidenz-Wirkungsquerschnitten sind in die Tabelle 5 eingetragen. Für $q^2 = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ weichen die beiden Werte um 4 Prozent voneinander ab und bei $q^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$ stimmen sie überein.

Die angegebenen Fehler von 7 bis 10 Prozent in $G_M^*(q^2)$ wurden aus unterschiedlichen Parametersätzen bei den rechnerischen Anpassungen ermittelt und beinhalten eine Änderung des Untergrundes um etwa ± 30 Prozent. Die systematischen Fehler sind in den Angaben enthalten.

In der aus der Arbeit von Bartel et al.³⁴⁾ übernommenen Abbildung 3 (hier Figur 29) werden die Ergebnisse mehrerer Messungen von $G_M^*(q^2)$ und die Abweichungen vom Dipolgesetz angegeben. Die hier gemessenen Übergangs-Formfaktoren wurden zusätzlich in den unteren Teil B der Figur 29 eingezeichnet.

Man erkennt im oberen Teil A der Figur 29 den starken Abfall des magnetischen Übergangs-Formfaktors $G_M^*(q^2)$ mit wachsendem $-q^2$ und aus dem unteren Teil B der Figur die Tatsache, daß $G_M^*(q^2)$ mit wachsendem $-q^2$ schneller gegen Null strebt als der Nukleon-Formfaktor. Ein ähnliches Verhalten von $G_M^*(q^2)$ wurde auch in der Arbeit von Mistretta et al.¹⁰⁾ bei Messungen bis $q^2 = -0,4 \text{ (GeV/c)}^2$ gefunden. Allerdings lassen jene Messungen bei niedrigeren Werten von $-q^2$ noch keinen eindeutigen Schluß auf eine Abweichung vom Dipolverhalten zu.

Die durchgezogene Linie gibt hier die Vorhersage nach dem Modell von Gutbrod und Simon³⁹⁾ wieder. Der Wert $G_M^*(0) = 3,0$ ist aus der Arbeit von Ash et al.⁷⁾ entnommen worden, die zur Bestimmung dieses Wertes Photoproduktionswerte von Fischer et al.⁵³⁾ verwendeten.

Die endliche "zusätzliche" Steigung $\frac{d}{dq^2} \left\{ \frac{G_M^*(q^2)}{G_M^*(0)G_E(q^2)} \right\}_{q^2 \rightarrow 0}$ für q^2 gegen Null kann als Ausdruck der grösseren räumlichen Ausdehnung des (π N)-Systems gegenüber dem Nukleon interpretiert werden.

In den Figuren 30 bis 33 sind noch einmal die gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Vorhersagen von Gutbrod und Simon³⁹⁾ gezeigt. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von q^2 wird hier richtig wiedergegeben.

Im einzelnen erkennt man bei allgemein guter Übereinstimmung der Vorhersage mit den Meßergebnissen deutliche Unterschiede im Bereich zwischen der Schwelle und dem Maximum. Ähnliche Abweichungen wurden auch von Bartel et al.³⁴⁾ gefunden. Sie deuten eventuell darauf hin, daß der nicht-resonante Untergrund eine komplizierte Struktur hat und durch die Bornsche Näherung und s-Wellen-Beiträge allein nicht richtig beschrieben wird.

Winkelabhängige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung.

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung wird - wenn nur s- und p-Wellen berücksichtigt werden - durch die Gleichung (A2,8) im Abschnitt A auf Seite 14 wiedergegeben. Der Wirkungsquerschnitt enthält fünf Anteile mit unterschiedlicher Winkelabhängigkeit, und zwar neben dem konstanten Glied einen $\cos\theta^*$ -abhängigen und einen $\cos^2\theta^*$ -abhängigen und zwei vom Azimutwinkel abhängige Anteile $\sin\theta^*\cos\phi$ und $\sin^2\theta^*\cos 2\phi$. Durch die Bestimmung der darin auftretenden Faktoren A bis F werden Aussagen über die beitragenden Multipolamplituden gewonnen.

Eine Trennung der longitudinalen Beiträge A_1 , B_1 und C_1 gelingt nur bei Variation des Polarisationsparameters ϵ , d.h. durch Messungen bei verschiedenen Elektronen-Streuwinkeln. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde der Streuwinkel jedoch nicht variiert.

Von den Faktoren A bis F in Gleichung (A2,8) fallen die Größen B und E fort, da Beiträge mit einer $\cos\theta^*$ -Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden. Dann bleiben die folgenden meßbaren Größen,

$$A = (A_t + \epsilon \cdot A_1) = +\frac{5}{2}|M_{1+}|^2 + \text{Re}\{ +M_{1+}M_{1-}^* - 3M_{1+}E_{1+}^* + 3E_{1+}M_{1-}^* \} + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + |E_{0+}|^2 + \epsilon \cdot \{ a^2 \cdot \text{Re}(+4|L_{1+}|^2 + |L_{0+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4L_{1+}L_{1-}^*) \} \quad (C2.1)$$

$$C = (C_t + \epsilon \cdot C_1) = -\frac{3}{2}|M_{1+}|^2 + \text{Re}\{ -3M_{1+}M_{1-}^* + 9M_{1+}E_{1+}^* - 9E_{1+}M_{1-}^* \} + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2 + \epsilon \cdot \{ a^2 \cdot \text{Re}(+12|L_{1+}|^2 + 12L_{1+}L_{1-}^*) \}$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{2}} a \cdot \text{Re}\{ -M_{1+}L_{0+}^* + 3E_{1+}L_{0+}^* + M_{1-}L_{0+}^* - 2E_{0+}L_{1+}^* + E_{0+}L_{1-}^* \}$$

$$F = -\frac{3}{2}|M_{1+}|^2 + \text{Re}\{ -3M_{1+}M_{1-}^* - 3M_{1+}E_{1+}^* + 3E_{1+}M_{1-}^* \} + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2$$

Unter der in erster Näherung richtigen Voraussetzung, daß im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz nur die magnetische Dipolamplitude M_{1+} den Wirkungsquerschnitt bestimmt, folgt die Forderung, daß sich die Faktoren

$$A:C:F \text{ wie } -\frac{5}{7}:1:1$$

verhalten sollten. Jede Abweichung von dieser Formel im Verhalten der Wirkungsquerschnitte muß als Hinweis auf die Existenz weiterer Amplituden, z.B. E_{1+} , gewertet werden. Neben anderen Multipolen tritt dieser elektrische Quadrupol in der Photoproduktion im Maximum der 1. Nukleon-Resonanz mit etwa 5 Prozent der Stärke des magnetischen Dipols auf, wie man der ausführlichen Arbeit von Behrends, Donnachie und Weaver⁵⁴⁾ entnimmt. Eine neuere Analyse von Nölle, Pfeil und Schwela⁵⁶⁾ gibt eine Nullstelle bei $K \approx 360$ MeV an.

Die Größe der Amplitude E_{1+} , d.h. das Verhältnis E_{1+}/M_{1+} , bestimmt man experimentell am genauesten aus Messungen mit polarisierten Photonen, wie es z.B. in einer Arbeit von Schmidt und Wunder⁵⁵⁾ diskutiert wurde. Dort wird ausführlich gezeigt, daß das Verhältnis der Faktoren F/C in Gleichung (C2.1) besonders empfindlich auf eine Beimischung der Amplitude E_{1+} ist, denn das störende Interferenzglied $M_{1+} M_{1-}^*$ tritt in F und C in gleicher Weise, der gesuchte Interferenzterm $M_{1+} E_{1+}^*$ aber mit unterschiedlichem Vorzeichen und günstig verstärkt auf.

Detaillierte Messungen zum dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz bei q^2 -Werten bis $-0,4$ $(\text{GeV}/c)^2$ wurden von Mistretta et al.¹⁰⁾ veröffentlicht.

In ihrer Meßanordnung wurden koinzidente Protonen für Schwerpunktwinkel $120^\circ \leq \theta_\pi^* \leq 170^\circ$ und $30^\circ \leq \phi_\pi \leq 170^\circ$ in einem Detektor von 12×12 Szintillationszählern erfaßt. Durch einen Reinigungsmagneten mit großer Öffnung zur Ablenkung niederenergetischer geladener Teilchen wurden auch die Protonen impuls-

abhängig abgelenkt und zwar um 3 bis 9 cm am Ort des Protonen-Detektors, der eine Gesamtgröße von etwa 60 cm mal 60 cm hatte. Dadurch wurde die Analyse der Koinzidenzereignisse kompliziert.

Die Autoren benutzen die Faktoren A, C, E und F aus Gleichung (A2.8) zur phänomenologischen Anpassung an die Meßwerte. Allerdings ist nicht klar ersichtlich, wie in dem erfaßten Winkelbereich das eventuelle Auftreten eines $\cos\theta^*$ -abhängigen Beitrags B zugunsten eines $\cos^2\theta^*$ -abhängigen Beitrags C ausgeschlossen werden kann. Die Entscheidung wurde aufgrund des Summanden $-\frac{3}{2}|M_{1+}|^2$ in C getroffen. In der Veröffentlichung der DESY/College de France-Kollaboration¹¹⁾ von Meßergebnissen bei $q^2 = -0,58 \text{ (GeV/c)}^2$ wird ein $\cos\theta^*$ -abhängiger Beitrag bei der Resonanzenergie und $\phi_\pi = 90$ Grad tatsächlich gefunden.

Mistretta et al. finden neben dem dominierenden magnetischen Dipol M_{1+} deutliche Hinweise für das Auftreten des elektrischen Quadrupols E_{1+} . Aus dem Auftreten eines Beitrags mit der Winkelabhängigkeit $\cos\phi_\pi$ wird auf eine Interferenz mit longitudinalen Multipolen geschlossen. Allerdings ist nicht völlig klar, welcher Multipol $L_{0\pm}$ den Hauptbeitrag liefert.

Aus der Arbeit von Bartel et al.³¹⁾ geht hervor, daß der longitudinale Beitrag σ_1/σ_t in Gleichung (A2.5) im Abschnitt A auf Seite 12 bei der Resonanzenergie für q^2 zwischen 0 und $-0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ ein Maximum von 0,2 bis 0,3 hat und zu grösseren Werten von $-q^2$ wieder abnimmt, beispielsweise bei $q^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$ gleich Null ist.

Die phänomenologische Anpassung an die in dieser Arbeit gewonnenen Meßergebnisse führte zur Bestimmung der Faktoren A, C, D und F in Gleichung (C2.1), deren Werte für die betrachteten Massenbereiche in den Tabellen 8 und 9 aufgeführt sind.

Ein wichtiges Ergebnis der Anpassung ist, daß kein deutlicher Hinweis auf einen $\cos\phi_\pi$ -abhängigen Beitrag (D in Gleichung (C2.1)) gefunden wurde. Diese Aussage ist nicht im Widerspruch zu Mistretta et al., da sie ihren $\cos\phi_\pi$ -abhängigen Beitrag dem Faktor E zuordneten, der den Interferenzterm $M_{1+}L_{1+}^*$ enthält. Unser Ergebnis stützt die Annahme jener Autoren, daß die Interferenz $M_{1+}L_{0+}^*$ in D sich weniger stark bemerkbar macht als die Interferenz $M_{1+}L_{1+}^*$ in E.

Weiter kann sofort überschlägig aus den Tabellen abgelesen werden, daß das bei Vernachlässigung aller Amplituden außer M_{1+} erwartete Verhältnis A:C:F = -5/3:1:1 im ganzen Massenbereich nicht erfüllt ist.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist das deutliche Hervortreten des negativen $\cos^2\theta_\pi^*$ -Beitrags bei $q^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$, aber seine relative Kleinheit bei $q^2 = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ entgegen den Ergebnissen von Mistretta et al.¹⁰⁾ und der DESY/College de France-Kollaboration¹¹⁾. Für diese unerwartete Kleinheit wurden Erklärungen im Aufbau der Zähler oder in einer stark ortsabhängigen Zählrate der zufälligen Koinzidenzen gesucht, welche die winkelabhängigen Beiträge verfälschen würden. Jedoch wurde kein Hinweis auf irgendwelche Fehlerquellen gefunden, außer der Tatsache, daß die winkelabhängigen Beiträge aus experimentellen Daten bestimmt wurden, die nicht den ganzen Zerfallskegel der koinzidenten Protonen erfaßten. Dadurch wird die sichere Bestimmung der winkelabhängigen Beiträge schwieriger. Als weitere mögliche Erklärung bleibt die Vermutung, daß eventuell bei $q^2 = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ die Interferenz mehrerer verschiedener Multipolamplituden den Wirkungsquerschnitt so stark beeinflusst, daß der negative $\cos^2\theta_\pi^*$ -abhängige Beitrag klein, aber ein $\cos\theta_\pi^*$ -abhängiger Beitrag stark wird.

Der Beitrag mit der Winkelabhängigkeit $\sin^2\theta^*\cos 2\phi$ tritt in den Messungen bei beiden Vierer-Impulsüberträgen schwächer auf, als es dem Verhältnis $F/A = -3/5$ entspricht.

Zu den Messungen bei $q^2 = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ kann zusammenfassend gesagt werden, daß die Ergebnisse dieser Arbeit nicht mit einfachen Annahmen über M_{1+} , E_{1+} und L_{1+} erklärt werden können.

Für $q^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$ sind die Ergebnisse sehr viel klarer. Wieder wurde keine deutliche $\cos\phi$ -Abhängigkeit gefunden, die auf ein starkes Auftreten von longitudinalen Multipolen hinweisen würde, jedoch starke Abhängigkeiten von den Winkel-funktionen $-\cos^2\theta^*$ und $-\sin^2\theta^*\cos 2\phi$.

Die experimentell ermittelten Werte für das Verhältnis F/C unterscheiden sich charakteristisch vom Wert 1. Sie sind in der Figur 34 als Punkte mit durchgezogenen Fehlerbalken eingetragen. Gleichzeitig sind experimentelle Ergebnisse von Drickey und Mozley²⁶⁾ (Kreuze) und Barbiellini et al.²⁵⁾ (Kreise) eingezeichnet. Man erkennt die klare Abweichung vom Verhältnis 1:1 sowohl in der Photoproduktion als auch bei den hier gemessenen Werten für die Elektroproduktion. Setzt man nun stark vereinfachend voraus, daß man in den Faktoren A, C und F nur Glieder zu berücksichtigen braucht, in denen auch die Amplitude M_{1+} auftritt, so hat man drei Bestimmungsgleichungen, aus denen man das Verhältnis E_{1+}/M_{1+} errechnen kann. Man kommt dabei auf Werte von

$$E_{1+}/M_{1+} = -0,027 \text{ bis } -0,069$$

im Maximum der ersten Nukleonresonanz bei $q^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$. In dieser Größenordnung liegen auch die Photoproduktionswerte.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird über Koinzidenzmessungen zur Elektron-Proton-Streuung berichtet. Monoenergetische Elektronen wurden an flüssigem Wasserstoff gestreut und in einem um das Target schwenkbaren Magnet-Spektrometer mit Drahtfunkenkammern nachgewiesen. Der Bereich konstanter Impulsakzeptanz war so groß, daß Wirkungsquerschnitte für die elastische und für die inelastische Elektron-Proton-Streuung im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz gleichzeitig bestimmt werden konnten. Protonen wurden in Koinzidenz nachgewiesen und ihre Winkelverteilung wurde in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Elektronen bestimmt. Eine direkt angeschlossene Rechenanlage diente zur Datenaufnahme und zur dauernden Überwachung der Messungen.

Bei zwei Werten des Vierer-Impulsübertrags wurden totale Wirkungsquerschnitte bestimmt, und zwar im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz für die Summe der beiden Zerfallskanäle $p\pi^0$ und $n\pi^+$ gemeinsam und für den Zerfallskanal $p\pi^0$ allein. Das wegen des Isospins $\frac{3}{2}$ für den Resonanzzustand erwartete Verzweigungsverhältnis von 2:1 in die Kanäle $p\pi^0$ und $n\pi^+$ wurde bestätigt. Unter der Voraussetzung, daß nur der magnetische Dipol M_{1+} zur Anregung der Resonanz führt, ergab eine numerische Anpassung an die Wirkungsquerschnitte Werte für den magnetischen Übergangs-Formfaktor $G_M^*(q^2)$, die mit wachsendem $-q^2$ stärker gegen Null streben als der Nukleon-Formfaktor.

Die für große Winkelbereiche im Schwerpunktssystem der auslaufenden Hadronen gemessene Winkelverteilung koinzidenter Protonen wurde mit theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitten verglichen. Hier werden schwache Beimischungen anderer Amplituden als M_{1+} erkennbar. Die Anpassung ergab deutliche Ab-

hängigkeiten vom Polarwinkel Θ_{π}^* und vom Azimutwinkel ϕ_{π} . Bei $\sigma^2 = 0,35 \text{ (GeV/c)}^2$ sind die Ergebnisse nicht im Einklang mit der einfachen Annahme, daß nur die Multipolamplituden M_{1+} und E_{1+} zur Anregung der Resonanz beitragen. Bei $\sigma^2 = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$ ergibt eine Anpassung unter der Voraussetzung, daß nur Glieder beitragen, in denen die Amplitude M_{1+} auftritt, ein Verhältnis

$$E_{1+}/M_{1+} = -0,027 \text{ bis } -0,69$$

im Maximum der ersten Nukleonresonanz. Im gleichen Bereich liegen auch die in der Photoproduktion, d.h. für $\sigma^2=0$, gemessenen Werte für die Beimischung des elektrischen Quadrupols E_{1+} .

ANHANG 1

Kinematische Formeln.

Metrik:

$$a \cdot b = a_o b_o - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$q^2 = -4E \cdot E' \sin^2(\vartheta_e/2)$$

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2M(E-E')$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2\left(\frac{|\vec{q}|^2}{-q^2}\right) \tan^2(\vartheta_e/2)}$$

$$K = (W^2 - M^2)/2M$$

$$|\vec{q}|^2 = \frac{1}{4M^2} \{W^2 + M^2 + (-q^2)\}^2 - W^2$$

$$|\vec{q}^*|^2 = \frac{M^2}{W^2} |\vec{q}|^2$$

$$q_o^* = \frac{1}{2W} \{W^2 - M^2 - (-q^2)\}$$

$$|\vec{p}_\pi^*|^2 = \frac{1}{4W^2} \{W^2 - (M-u)^2\} \{W^2 - (M+u)^2\}$$

$$E_2^*(q^2) = \frac{1}{2W} \{W^2 + M^2 + (-q^2)\}$$

ANHANG 2

Grundzüge des Rechenprogramms zur Bestimmung des Elektronimpulses

Der Impuls der gestreuten Elektronen ist dem Krümmungsradius der Teilchenbahn im Feld des homogenen Ablenkmagneten proportional. Dieser Radius ist durch die Koordinaten der Teilchenbahn im Funkenkammer-System hinter dem Ablenkmagneten eindeutig festgelegt, wenn zusätzlich vorausgesetzt wird, daß das nachgewiesene Teilchen aus dem Target kam. Der Ausgangspunkt der Trajektorie im Target liegt innerhalb eines durch das Strahlprofil gegebenen vertikalen Bereiches von etwa 1-1.5 mm Breite. Da hierüber aber keine Information im einzelnen Streuprozess vorhanden ist, wird das Target in der Vertikalen als punktförmig angenommen.

Das Feld des homogenen Magneten wird durch eine magnetische Länge L angenähert, da der Feldverlauf über das ganze Magnetvolumen in guter Näherung durch eine einzige Trapezkurve gegeben ist⁵⁷⁾. Die Rechnung mit einer magnetischen Länge gibt, wie man sich leicht überzeugen kann, die Krümmung der Teilchenbahn am Austritt aus dem Magneten richtig wieder, führt allerdings zu einer Parallelverschiebung der Trajektorie, die bei dem benutzten Magnettyp und einem Sollradius von 4 m etwa 3 mm beträgt. Diese Verschiebung wurde bei der Endauswertung berücksichtigt.

Ein Programm zur Bestimmung des Krümmungsradius muß die Trajektorie aus dem Funkenkammer-System bis an den Austritt aus dem Magneten linear zurückverfolgen und von dort aus entweder analytisch oder geometrisch die Bahn im Magneten so bestimmen, daß ihre Tangente am Eintritt in den Magneten durch das als punktförmig angenommene Target läuft. An dieses Programm muß bei der Benutzung "on line" die Forderung gestellt werden, daß das Ergebnis nach kurzer Zeit vorliegt, damit ein Spektrum annähernd gleichlaufend mit der Ereignisrate gebildet werden

kann. Die analytische Formulierung der Aufgabe führt jedoch auf eine Gleichung 4. Grades, deren exakte Lösung verhältnismäßig viel Kernspeicher und lange Rechenzeiten erfordert.

Demgegenüber wird in diesem Abschnitt anhand der Figur 35 ein Verfahren beschrieben, das durch einfache geometrische Überlegungen zu einer angenäherten Lösung führt und bei Iteration sehr gute Konvergenz zeigt. Es ergibt die exakte Lösung für den Grenzfall, daß der Ausgangsort der Teilchen, das Target, im Unendlichen liegt, man also ein Bündel von parallel einfallenden Teilchenbahnen hat, das durch die parallelen Randstrahlen in der Blendenöffnung begrenzt wird (s. Figur 35, oberer Teil).

Durch die Gerade im Funkenkammer-System sind als Eingangswerte der Punkt A und der Winkel α gegeben. Man muß zunächst fordern, daß die gesuchte Kreisbahn im Magnetfeld stetig im Punkt A an die gegebene Gerade (A, α) anschließt. Man sucht nach dem Punkt B auf der dem Target zugewandten Begrenzung der magnetischen Länge L, in dem diese Kreisbahn eine Tangente hat, die durch das Target läuft. Eine einfache Bedingung dafür ist die Gleichheit der Strecken \overline{MA} und \overline{MB} . Aus der Figur 35 (obere Zeichnung) kann abgelesen werden, daß mit dem Faktor

$$F = \overline{MC} / \overline{DC} \quad (0 \leq F \leq 1.0)$$

die Längen der gesuchten Strecken \overline{MA} und \overline{MB} durch folgende Gleichungen gegeben sind,

$$\overline{MA} = \overline{AC} + F \cdot (\overline{AD} - \overline{AC}) \quad (*)$$

$$\overline{MB} = \overline{EC} - F \cdot (\overline{EC} - \overline{FD}) \quad (*)$$

Die auf den rechten Seiten der Gleichungen genannten Strecken sind für jede Kombination (A, α) durch einfache Rechnungen gegeben, aber nicht das Verhältnis $F = \overline{MC} / \overline{DC}$, das anschaulich die zunächst unbekannte vertikale Koordinate beim Durchtritt durch die Blendenöffnung angibt. Diese Koordinate ist Null beim Durchtritt an der unteren Kante und 1.0 beim Durchtritt

an der oberen Kante der Blendenöffnung. Die geforderte Gleichheit der Strecken \overline{MA} und \overline{MB} führt aus den Gleichungen (*) auf eine einfache Bestimmungsgleichung für F,

$$F = (\overline{EC} - \overline{AC}) / ((\overline{EC} - \overline{AC}) + (\overline{AD} - \overline{FD})) .$$

Nur wenn F zwischen 0 und 1 liegt, hat das Problem eine Lösung, d. h. Werte innerhalb dieses Bereiches bedeuten, daß das Teilchen durch die Blendenöffnung aus dem Target kam. Damit sind die Strecken \overline{MA} und \overline{MB} bekannt. Der Schnittpunkt der Senkrechten im Punkt A und dem Punkt B gibt den Mittelpunkt des gesuchten Kreises und damit den Krümmungsradius.

Der oben skizzierte exakte Lösungsweg für den Grenzfall paralleler Teilchenbahnen kann als erste Näherung auch dann verwendet werden, wenn die Teilchen divergent durch die Blendenöffnung treten. Im unteren Teil der Figur 35 ist zur Demonstration als Beispiel ein großer Öffnungswinkel von 5° angenommen worden. Zusätzlich wurden die Punkte D, E, C an andere geometrische Orte verlegt. Die Überlegungen laufen in diesem Fall genau wie oben. Man hat jedoch den Vorteil gewonnen, daß die Strecke \overline{MA} (oder \overline{MB}) direkt der gesuchte Krümmungsradius ist.

Die prozentuale Abweichung der gefundenen Lösung von dem exakten Wert, d. h. der Fehler, ist offensichtlich abhängig vom Öffnungswinkel, unter dem die Elektronen durch die Blendenöffnung treten. Der Fehler geht auf jeden Fall gegen Null für F gegen Null oder F gegen 1 und ist am größten in der Nähe $F = 0.5$. Im gezeichneten Beispiel des unteren Teils der Figur 35 ist der Fehler 4 %.

Als Ausgangswerte für die erste Iteration bieten sich anstelle der in der ersten Rechnung benutzten festen Punkte E und F jetzt die Punkte E und M an. Man erhält dann einen Korrekturfaktor F' nahe 1.0, mit dem F zu multiplizieren ist. So wirkt sich die obengenannte Tatsache sofort günstig aus, daß für F' gegen 1 der Fehler der Rechnung gegen Null geht.

Aus der Differenz des ersten errechneten Wertes zu dem durch Iteration gewonnenen exakten Wert erhält man den prozentualen Fehler der ersten Lösung in Abhängigkeit vom Faktor F . Diese in Proberechnungen ermittelte funktionale Abhängigkeit kann man durch eine Parabel annähern, die durch die Punkte $F = 0$ und $F = 1$ geht. Bei Anwendung dieses Korrekturgliedes führt schon die einmalige Errechnung des Krümmungsradius zu einer Genauigkeit der ersten Lösung von ± 0.3 Promille.

Die Programmierung des Problems nach diesem Lösungsverfahren besteht bis auf die rekursive Berechnung einer Wurzel aus einer Folge von linearen Rechenschritten ohne trigonometrische Funktionen. Das Verfahren führt mit geringem Kernspeicheraufwand in 9 msec zum Ergebnis.

ANHANG 3

Korrekturen an einzelnen Streuereignissen

Die Korrekturen auf den (scheinbaren) Öffnungswinkel Null an einzelnen Streuereignissen ergeben - abgesehen vom Impuls-Auflösungsvermögen - ein scharfes Energiespektrum der gestreuten Elektronen, wie es schon weiter oben an der Figur 13 gezeigt wurde. Durch diese Korrektur werden Bereiche gleicher invarianter Masse, die vor der Korrektur bei unterschiedlichen Streuenergien lagen, genau zur Deckung gebracht. Bei dem Herausgreifen von Bereichen im Wirkungsquerschnitt zum Studium der Ortsverteilungen koinzidenter Protonen werden also solche mit gleicher invarianter Masse erfaßt. Korrigiert man parallel dazu auch die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} , d.h. den Nachweisort koinzidenter Protonen, so ist einer bestimmten invarianten Masse auch eine einzige Richtung \vec{q} zugeordnet. Durch diese eindeutige Zuordnung wird also eine durch die endliche Öffnung des Elektronen-Spektrometers gegebene Überlagerung verschiedener differentieller Wirkungsquerschnitte weitgehend aufgehoben.

Ohne die Korrektur wird mit dem relativ groben Originalraster von 12×12 Elementen die Winkelverteilung koinzidenter Protonen in mehreren nahe beieinander liegenden "Momentaufnahmen" registriert. Diese "Momentaufnahmen" werden mit der Korrektur erfaßt und gegeneinander verschoben, so daß eine mathematisch nutzbare Verfeinerung des 12×12 - Rasters erreicht wird (Fundamentalsatz der Differential- und Integral-Rechnung). Auf diese Weise kommt man zu einer tatsächlichen Verbesserung der Ortsauflösung sowohl in bezug auf die vertikale als auch die horizontale Koordinate.

Tabelle 5

auslaufendes Hadronensystem	q^2 (GeV/c) ²	$G_M^*(q^2)$	Beitrag zum Wirkungsquerschnitt		
			σ_{res}	σ_{nres}	σ_{1520}
N π ($p\pi^0 + n\pi^+$)	- 0,35	1,324 $\pm 3,5\%$	W = 1100, 50% 1220, 90% 1300, 72%	nur $A_0 \neq 0$ 50% 10% 28%	B = 0
$p\pi^0$	- 0,35	1,274 $\pm 4\%$	W = 1100, 90% 1220, 93% 1300, 75%	nur $A_1 \neq 0$ 10% 7% 25%	B = 0
N π ($p\pi^0 + n\pi^+$)	-1,0	0,4307 $\pm 3,5\%$	W = 1100, 40% 1220, 84% 1300, 63%	nur $A_0 \neq 0$ 60% 15% 32%	0% 1% 5%
$p\pi^0$	-1,0	0,4307 $\pm 5\%$	W = 1100, 90% 1220, 92% 1300, 64%	nur $A_1 \neq 0$ 10% 6% 28%	0% 2% 8%

Tabelle 6

Elektroproduktion von Pionen.

Wirkungsquerschnitte.

$$E = 2700 \text{ MeV}, \mathcal{J}_e = 14^0, q^2(1236) = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$\epsilon(1236) = 0,95$$

E'	K	W	Strahlungs- korrek- tur	$\frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'} \text{ [}\mu\text{b]}$					
				e + p		e + p		e + p	
MeV	MeV	MeV		$\rightarrow e + \{ \begin{matrix} p+\pi^0 \\ n+\pi^+ \end{matrix} \}$	$\rightarrow e + p + \pi^0$	$\rightarrow e + p + \pi^0$	$\rightarrow e + n + \pi^+$		
2330	171	1096	1,35	25,9	± 10				
2320	182	1105	1,33	46,9	10	9,5	± 10	37,4	± 14
2310	193	1114	1,32	70,9	10	23,7	10	47,2	14
2300	203	1123	1,31	76,1	10	33,2	10	42,9	14
2290	214	1132	1,30	107,2	11	42,7	10	64,5	15
2280	225	1141	1,26	123,0	11	52,2	10	70,8	15
2270	236	1150	1,27	159,9	11	73,6	10	86,3	15
2260	247	1159	1,27	208,8	12	97,2	10	111,6	16
2250	258	1168	1,27	252,8	13	111,4	10	141,4	16
2240	269	1177	1,27	313,1	14	142,2	11	170,9	17
2230	280	1185	1,27	353,8	14	187,4	11	166,4	17
2220	291	1194	1,23	396,9	15	209,8	12	187,1	19
2210	301	1202	1,23	452,9	16	249,0	13	203,9	20
2200	313	1211	1,23	469,7	17	249,0	13	220,7	21
2190	323	1219	1,22	487,4	18	278,5	13	208,9	22
2180	334	1227	1,21	478,8	17	276,1	13	202,7	21
2170	345	1236	1,19	431,4	16	250,0	13	181,4	20
2160	356	1244	1,13	395,0	15	243,0	13	152,0	19
2150	367	1252	1,12	369,1	14	231,2	13	137,9	19
2140	377	1260	1,11	327,5	14	207,5	12	120,0	18
2130	388	1268	1,10	289,2	14	183,8	12	105,4	18
2120	399	1276	1,08	266,7	13	154,1	11	112,6	17
2110	410	1284	1,07	218,8	12	138,5	11	80,3	16
2100	421	1292	1,06	192,0	12	128,0	± 11	64,0	± 16
2090	432	1300	1,02	199,7	12				
2080	442	1307	1,01	182,4	12				
2070	453	1315	1,01	171,9	11				
2060	463	1323	1,00	159,4	11				
2050	475	1331	1,00	153,7	11				
2040	487	1339	1,00	146,0	11				
2030	497	1346	0,97	139,3	10				
2020	508	1354	0,97	132,6	10				
2010	518	1361	0,97	132,1	10				
2000	530	1369	0,97	134,5	± 10				

Tabelle 7

Elektroproduktion von Pionen.

Wirkungsquerschnitte.

$E = 3200 \text{ MeV}$, $\chi_e = 21^\circ$, $q^2(1236) = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$

$\epsilon(1236) = 0,89$

E'	K	W	Strahlungs-korrektur	$\frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'} [\mu\text{b}]$						
				e + p → e + { $\begin{matrix} p+\pi^0 \\ n+\pi^+ \end{matrix}$		e + p → e + p + π^0		e + p → e + n + π^+		
MeV	MeV	MeV								
2470	171	1096	1.41	15,2	±3	1,5	±5	13,7	±6	
2460	183	1106	1.39	16,3	3	5,4	5	10,9	6	
2450	195	1116	1,35	22,2	3	13,0	5	9,2	6	
2440	208	1127	1,35	32,7	3	15,3	5	17,4	6	
2430	220	1137	1,32	45,5	3	19,1	5	26,4	6	
2420	232	1147	1,33	49,0	3	27,5	5	21,5	6	
2410	246	1157	1,30	60,1	4	29,8	5	30,3	6	
2400	257	1167	1,31	67,7	4	35,2	5	32,5	6	
2390	269	1177	1,28	79,4	4	42,9	5	36,5	6	
2380	281	1186	1,30	100,4	4	53,9	6	46,5	7	
2370	293	1196	1,27	114,4	4	63,9	6	50,5	7	
2360	306	1206	1,28	136,5	5	80,7	6	55,8	8	
2350	318	1215	1,24	140,0	5	81,5	6	58,5	8	
2340	331	1225	1,24	144,7	5	86,4	7	58,3	9	
2330	343	1234	1,19	133,0	5	90,2	7	42,8	9	
2320	355	1243	1,19	123,7	5	70,0	7	53,7	9	
2310	367	1252	1,17	114,4	4	76,5	6	37,9	7	
2300	380	1262	1,13	101,5	4	57,0	6	44,5	7	
2290	392	1271	1,11	94,5	4	57,0	6	37,5	7	
2280	404	1280	1,07	82,9	3	47,4	5	35,5	6	
2270	417	1289	1,07	74,7	3	44,7	5	30,0	6	
2260	429	1298	1,03	72,3	3	44,7	5	27,6	6	
2250	440	1306	1,03	66,5	3	37,1	5	29,4	6	
2240	453	1315	1,03	66,5	3	39,3	5	27,2	6	
2230	465	1324	1,01	57,2	3	36,0	5	21,2	6	
2220	478	1333	1,01	57,2	3	38,2	5	19,0	6	
2210	490	1341	0,99	53,7	3	30,6	5	23,1	6	
2200	502	1350	1,00	58,3	±3	45,9	±5	12,4	±6	

Tabelle 8

Elektroproduktion von Pionen.

Zerfallskanal $\pi\pi^0$.

$E = 2700 \text{ MeV}$, $\mathcal{J}_e = 14^\circ$, $q^2(1236) = -0,35 \text{ (GeV/c)}^2$

$\epsilon(1236) = 0,05$

E'	K	W	winkelabhängige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in [$\mu\text{b/sr}$]					Freiheitsgrade	$\frac{\chi^2}{\text{Fg}}$
			n A +10%	-nC +30%	nD	-nF +30%			
MeV	MeV	MeV							
2330	171	1096							
2320	182	1105							
2310	193	1114							
2300	203	1123							
2290	214	1132	3,5	0,2		0,2	0		
2280	225	1141							
2270	236	1150	5,8	0+0,5		0,7	11	1,01	
2260	247	1159							
2250	258	1168	9,8	3,0		0,6	157	0,91	
2240	269	1177							
2230	280	1185	15,5	1,9		2,9	409	1,05	
2220	291	1194							
2210	301	1202	21,8	5,9		4,8	440	1,12	
2200	313	1211							
2190	323	1219	23,3	3,5		6,6	448	0,99	
2180	334	1227							
2170	345	1236	21,6	5,2		8,2	447	1,03	
2160	356	1244							
2150	367	1252	18,8	1,1		7,1	444	1,04	
2140	377	1260							
2130	388	1268	14,7	0+0,5		4,6	117	1,00	
2120	399	1276							
2110	410	1284	11,0	0+0,5		4,2	0		
2100	421	1292							
2090	432	1300							
2080	442	1307							
2070	453	1315							
2060	463	1323							
2050	475	1331							
2040	487	1339							
2030	497	1346							
2020	508	1354							
2010	518	1361							
2000	530	1369							

Tabelle 9

Elektroproduktion von Pionen.

Zerfallskanal $p\pi^0$.

$E = 3200 \text{ MeV}$, $\mathcal{J}_e = 21^0$, $q^2(1236) = -1,0 \text{ (GeV/c)}^2$

$\epsilon(1236) = 0,89$

E'	K	W	winkelabhängige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in [$\mu\text{b/sr}$]				Freiheitsgrade	$\frac{\chi^2}{Fg}$
			nA +10%	-nC +20%	nD	-nF +20%		
2470	171	1096						
2460	183	1106						
2450	195	1116						
2440	208	1127						
2430	220	1137						
2420	232	1147						
2410	246	1157						
2400	257	1167						
2390	269	1177	4,0	1,8	-0.1 A < D < 0.1 A	0,7	72	0,73
2380	281	1186				1,9	113	1,04
2370	293	1196	6,3	3,6		3,1	167	1,05
2360	306	1206				3,9	153	0,84
2350	318	1215	8,4	5,8		2,2	126	0,93
2340	331	1225				2,1	46	1,41
2330	343	1234	8,9	5,1		0,7	0	
2320	355	1243						
2310	367	1252	7,3	3,7				
2300	380	1262						
2290	392	1271	5,2	1,9				
2280	404	1280						
2270	417	1289	4,0	1,3				
2260	429	1298						
2250	440	1306						
2240	453	1315						
2230	465	1324						
2220	478	1333						
2210	490	1341						
2200	502	1350						

Figuren mit Unterschriften.

- Figur 1 A : Darstellung der kinetmatischen Größen E , E' , \mathcal{J}_e , O_π^* und ϕ_π , die zur Beschreibung der Elektroproduktion benutzt werden.
- Figur 1 B : Feynman-Diagramm für den Ein-Photon-Austausch bei der Elektroproduktion von Pionen.
- Figur 2 A : Bornsterme für den Nukleon- und den Pionenaustausch bei der Elektroproduktion von Pionen.
Das Photon ist virtuell ($q^2 \neq 0$).
- Figur 2 B : Box-Diagramme zur Elektroproduktion von Pionen.
Das Photon ist virtuell ($q^2 \neq 0$).
- Figur 3 : Grundriß der Experimentierhalle I am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg. Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit der Experimentanordnung "F 23" bestimmt.
- Figur 4 : Schemazeichnung der Experimentanordnung zur Elektron-Nukleon-Streuung.
- Figur 5 : Vertikalschnitt des Elektronen-Spektrometers.
Gestreute Elektronen werden nach unten abgelenkt.
- Figur 6 : Schemazeichnung der zum Nachweis von gestreuten Elektronen und Rückstoßprotonen benutzten Zähler 50, 51, 52, 58, 59, 60 bzw. 1...24, 25...28 und der Totzeitähler 62, 63.
- Figur 7 A : Aufbau der Rechenanlage CDC 1700 mit den Zusatzgeräten.
- Figur 7 B : Organisationsschema und Aufgaben der Rechenanlage.

- Figur 8 : Optische Darstellung einzelner Streuereignisse durch die Rechananlage. Die Aufsicht und die Seitenansicht der 4 Drahtfunkenkammern sind in eine Ebene projiziert und durch eine gepunktete Linie getrennt. Die Zahlen geben die Ereignisnummer, die Klassifizierung und den Prozentsatz aller Ereignisse in der jeweiligen Klasse. Die Klasse 3 (im Text Klasse 1) zeigt auswertbare Elektronen-Ereignisse.
- Figur 9 : Impulshöhenspektren von 3 verschiedenen Klassen von Streuereignissen im Schauerzähler. Die Ringe o markieren das Spektrum der auswertbaren Elektronen-Streuereignisse (Klasse 1, siehe Text) und die Quadrate \square das Spektrum von identifizierten Teilchen, die nicht vom Target kamen (Klasse 2). Die vollen Kreise \bullet geben das Spektrum von Ereignissen wieder, die schon vom Geraden-Erkennungsprogramm verworfen wurden (Klasse 3).
- Figur 10 : Unkorrigiertes Impuls- bzw. Energiespektrum von gestreuten Elektronen. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse über der Energie nach der Streuung. Die gemessene Leertarget-Zählrate wurde subtrahiert. Hier und in allen folgenden Spektren sind die Fehlerbalken ein Maß für den statistischen Fehler allein.
- Figur 11 : Auftragung der Elektronen-Streuereignisse über der errechneten Abweichung von der horizontalen Reaktionsebene in mrad. Die positive Richtung bedeutet Durchgang der Elektronen oberhalb der Mittelebene der Blendenöffnung.
- Figur 12 : Auftragung der Elektronen-Streuereignisse über der errechneten Abweichung vom mittleren Laffettenwinkel in mrad. Die positive Richtung bedeutet einen größeren Streuwinkel.

- Figur 13 : Auf den Öffnungswinkel Null korrigiertes Energiespektrum von gestreuten Elektronen. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse über der Energie nach der Streuung. Primärenergie $E = 3200$ MeV, Streuwinkel $\mathcal{J}_e = 21^\circ$.
- Figur 14 : Auf den Öffnungswinkel Null korrigiertes Energiespektrum von gestreuten Elektronen. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse über der Energie nach der Streuung. Primärenergie $E = 2700$ MeV, Streuwinkel $\mathcal{J}_e = 14^\circ$.
- Figur 15 : Ausschnitt aus dem Protonen-Detektor. Eine Auftragung der Ortsverteilung von Protonen, die koinzident zu elastisch gestreuten Elektronen nachgewiesen wurden. Die Zahlen geben die Zählrate in einem Raumwinkelelement, d. h. $1/144$ des gesamten erfaßten Raumwinkelbereichs, wieder.
- Figur 16 : Energiespektrum von gestreuten Elektronen, zu denen koinzidente Protonen in Raumwinkelelementen nachgewiesen wurden, die der elastischen Elektron-Proton-Streuung zuzuordnen sind. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse über der Energie nach der Streuung. Die durchgezogene Linie gibt das Ergebnis von Rechnungen nach Mo und Tsai wieder. Primärenergie $E = 3200$ MeV, Streuwinkel $\mathcal{J}_e = 21^\circ$.
- Figur 17 : Energiespektrum von gestreuten Elektronen, zu denen koinzidente Protonen in Raumwinkelelementen nachgewiesen wurden, die der elastischen Elektron-Proton-Streuung zuzuordnen sind. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse über der Energie nach der Streuung. Die durchgezogene Linie gibt das Ergebnis von Rechnungen nach Mo und Tsai wieder. Primärenergie $E = 2700$ MeV, Streuwinkel $\mathcal{J}_e = 14^\circ$.

Figur 18 : Energiespektrum von inelastisch gestreuten Elektronen nach Subtraktion des elastischen Strahlungsschwanzes. Aufgetragen ist die Zählrate über der Energie nach der Streuung bzw. über der invarianten Masse W .

Primärenergie $E = 3200$ MeV, Streuwinkel $\vartheta_e = 21^\circ$.

Figur 19 und 20 : Wirkungsquerschnitte für Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz, aufgetragen über der Energie der gestreuten Elektronen bzw. über der invarianten Masse W .

Figur 21 : Ausschnitt aus dem Protonen-Detektor.

Wie Figur 15. Jedoch wurde hier jedes Streuereignis auf horizontale Reaktionsebene und mittleren Laffettenwinkel für das Elektron zurückgerechnet und dadurch im Gegensatz zu Figur 15 eine bessere Ortsauflösung erreicht.

Figur 22 : Auftragung der Protonen aus dem Zerfall der Resonanz über dem Ort ihres Nachweises im Protonen-Detektor. Der gesamte erfaßte Raumwinkelbereich wurde für diese Darstellung rechnerisch in 18×18 Elemente geteilt. Der Öffnungswinkel des Zerfallskegels ist eine Funktion der invarianten Masse W . Die gleichzeitig nachgewiesenen koinzidenten Protonen aus dem Strahlungsschwanz der elastischen Elektron-Proton-Streuung wurden ausgeblendet.

Figur 23 und 24 : Wirkungsquerschnitte für Elektroproduktion von π^0 (Kreise mit den Fehlerbalken) und π^+ (Quadrate).

Die Quadrate sind das Ergebnis der Subtraktion der π^0 -Wirkungsquerschnitte von den ohne Koinzidenz gemessenen Gesamtwirkungsquerschnitten.

Figur 25 und 26 : Wie Figuren 19 und 20. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer im Text beschriebenen phänomenologischen Anpassung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte.

Figur 27 und 28 : Wie Figuren 23 und 24. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer im Text beschriebenen phänomenologischen Anpassung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte.

Figur 29 : Aus der Arbeit von Bartel et al.³⁴⁾ entnommene Messungen zum Verlauf des magnetischen Übergangs-Formfaktors $G_M^*(q^2)$ der ersten Nukleon-Resonanz. Die durchgezogene Kurve ist die Vorhersage nach dem Modell von Gutbrod und Simon³⁹⁾. Die eigenen Daten sind als Quadrate \square in den unteren Teil der Figur eingezeichnet.

Figur 30 bis 33 : Wie Figuren 25 bis 28. Die durchgezogene Linie gibt die Vorhersage nach dem Modell von Gutbrod und Simon³⁹⁾.

Figur 34 : Auftragung der gemessenen Werte des Verhältnisses F/C . Die vollen Punkte geben die in dieser Arbeit bestimmten Werte für $q^2 = -1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ und die Kreuze (Cit.26) und offenen Kreise (Cit.25) geben Photoproduktions-Werte wieder.

Figur 35 : Schema für den Strahlengang durch den homogenen Ablenkmagneten zur Berechnung des Krümmungsradius der gestreuten Elektronen (Anhang 2).

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen mehrerer Experimente zur Elektronenstreuung am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg. Die Experimente wurden ausgeführt von einer Physikergruppe aus dem Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe unter der Förderung von Prof. Dr. H. Schopper. Die Mitarbeiter waren S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, K. H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener und J. Bleckwenn (Hamburg). Allen Genannten und den beim Entwurf und Aufbau vieler Geräte unentbehrlichen Helfern P. Adler und H. Sindt danke ich für ihre Hilfe.

Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft gefördert.

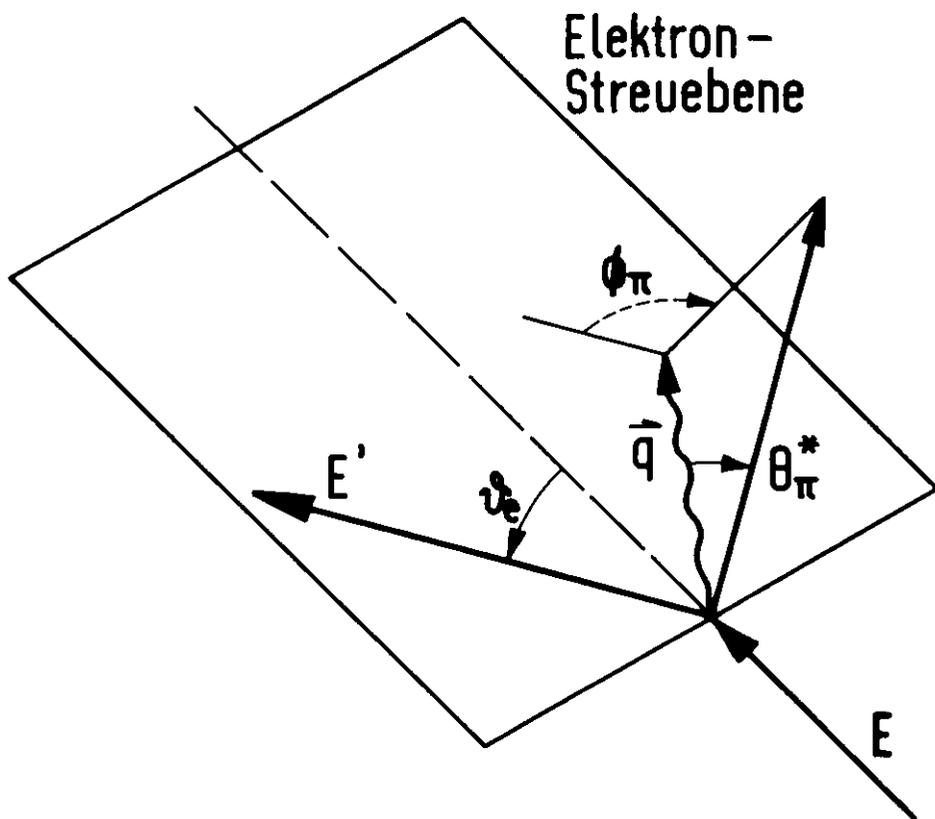


Fig. 1a

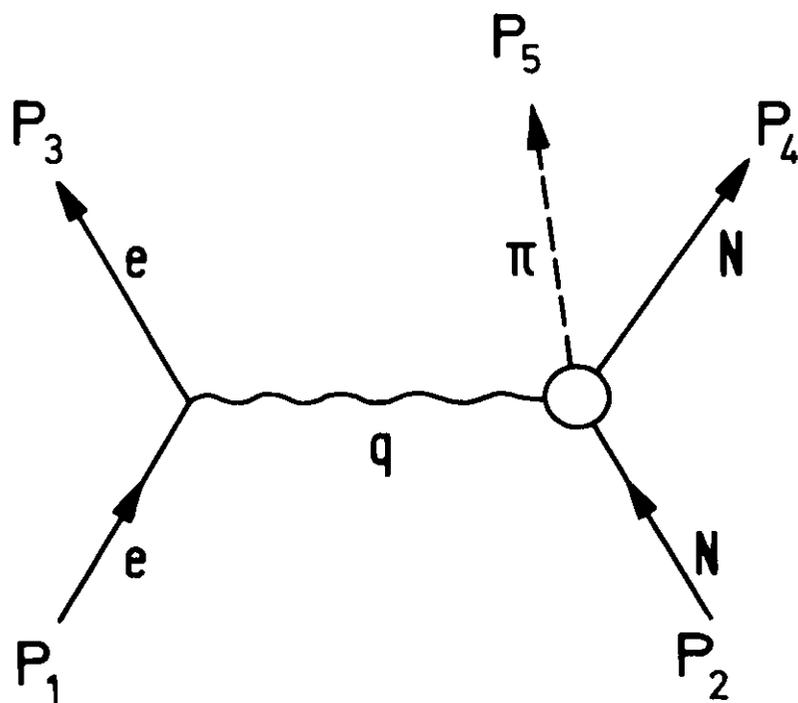


Fig. 1b

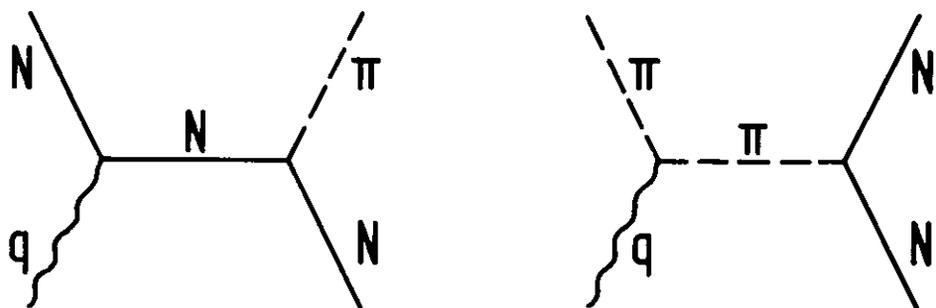


Fig. 2a

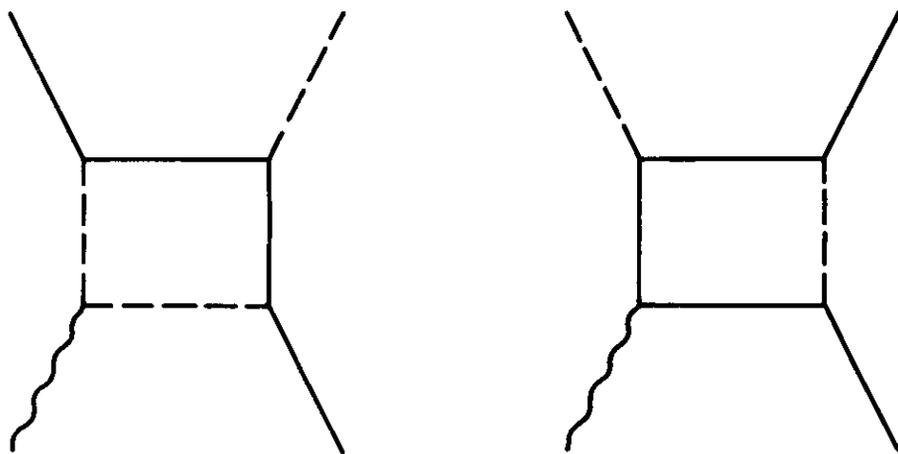


Fig. 2b

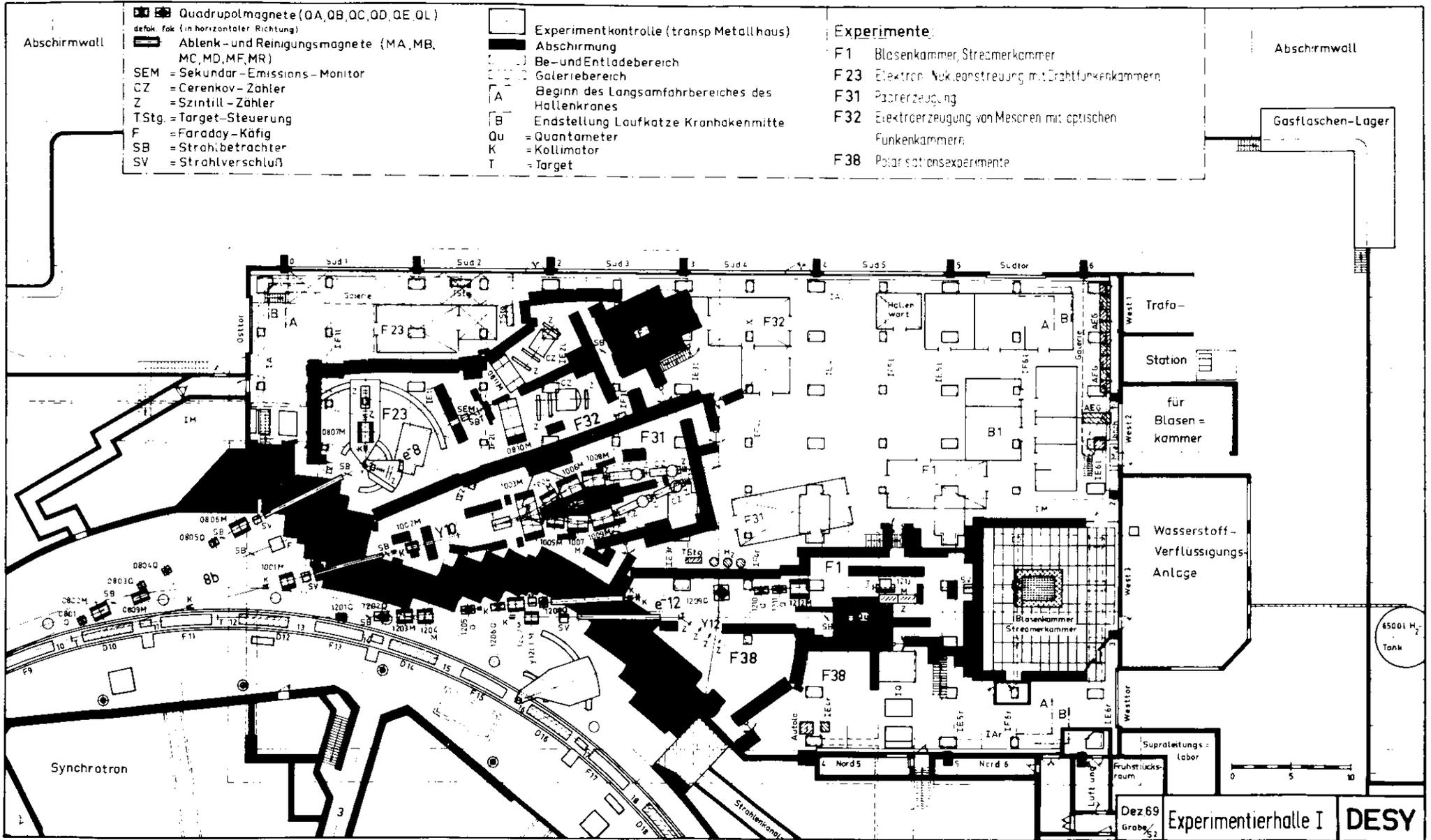


Fig. 3

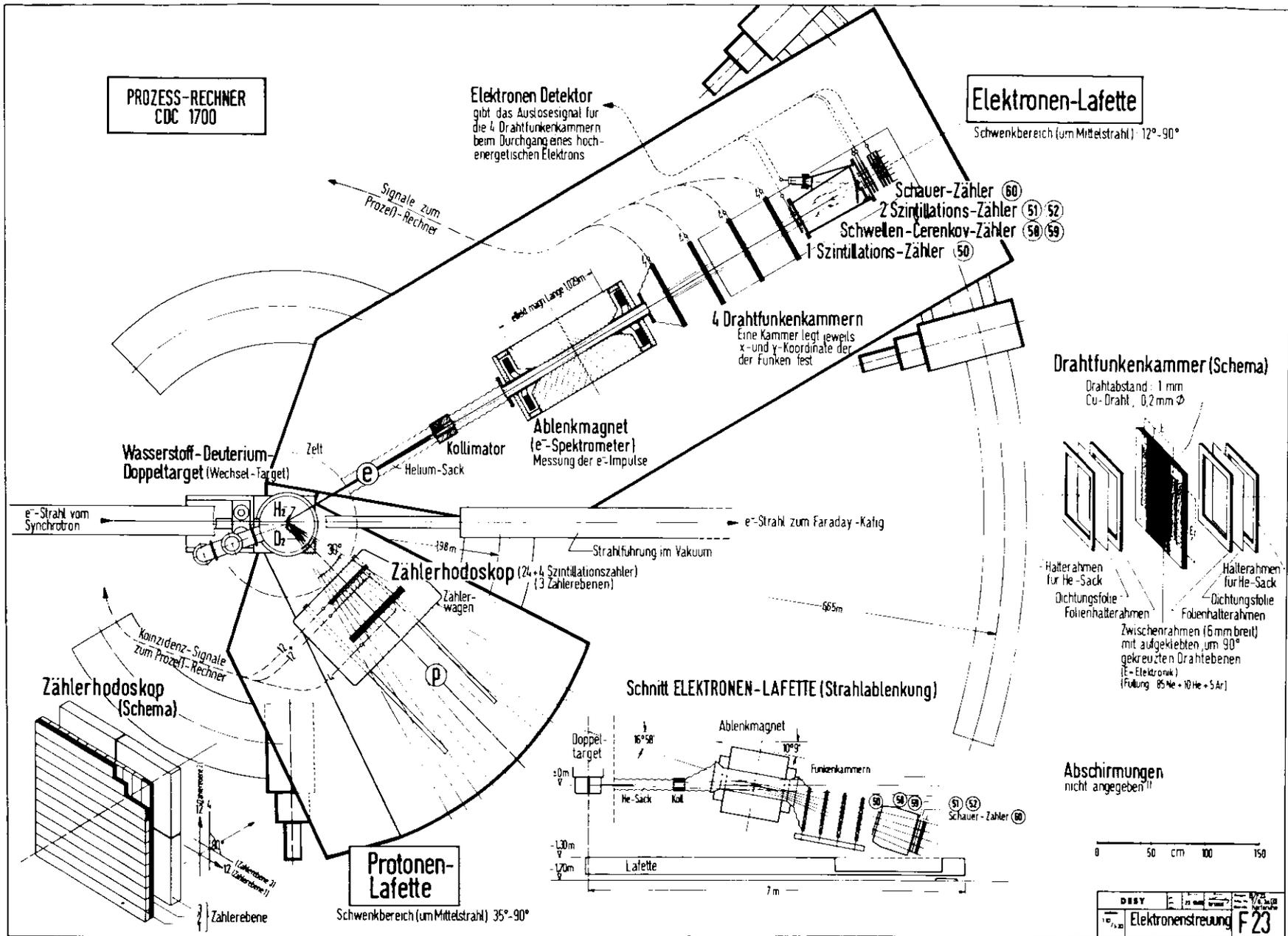


Fig. 4

Schnitt ELEKTRONEN-LAFETTE (Strahlablenkung)

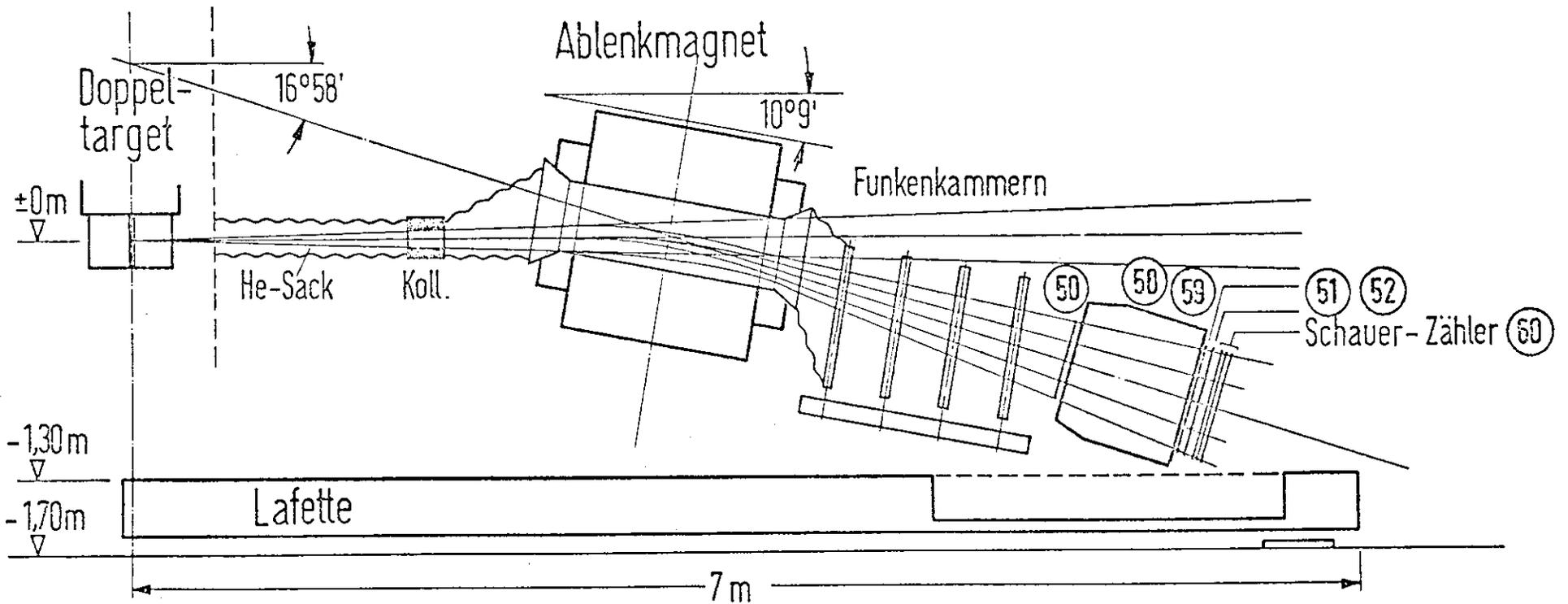
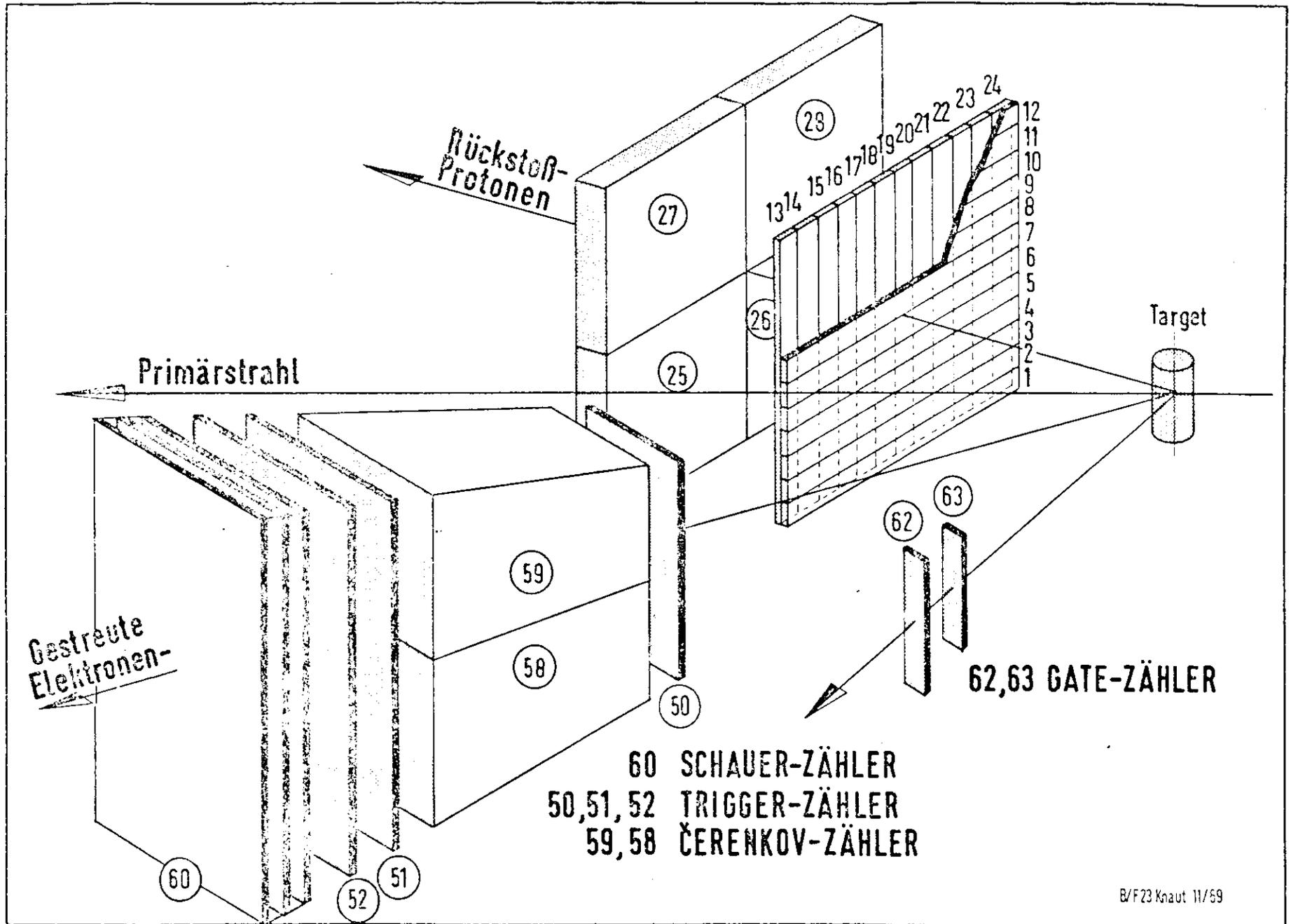


Fig. 5



B/F23 Knaut 11/59

Fig. 6

AUFBAU DER RECHENANLAGE CDC 1700

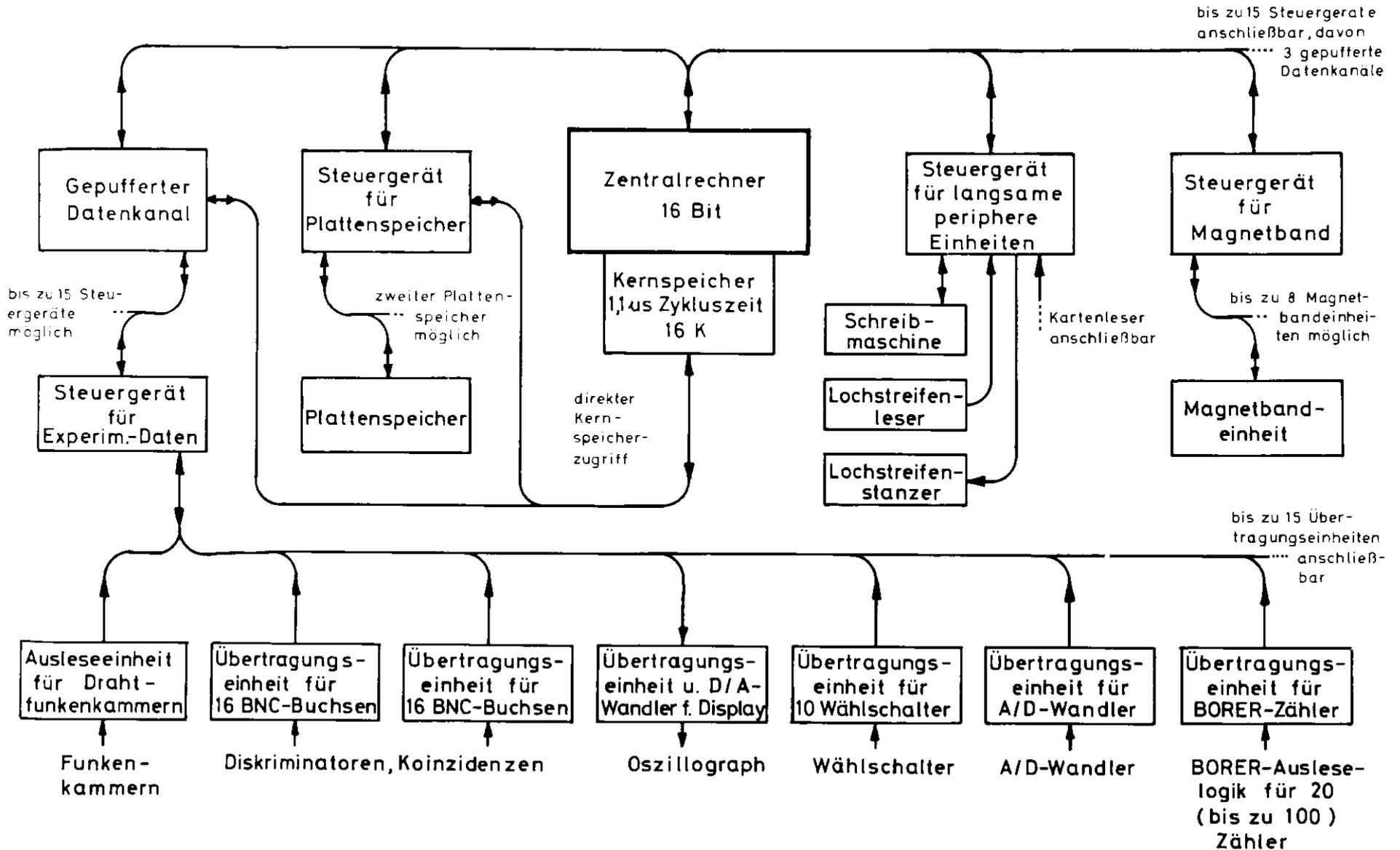


Fig. 7a

Zentralrechner CDC 1700

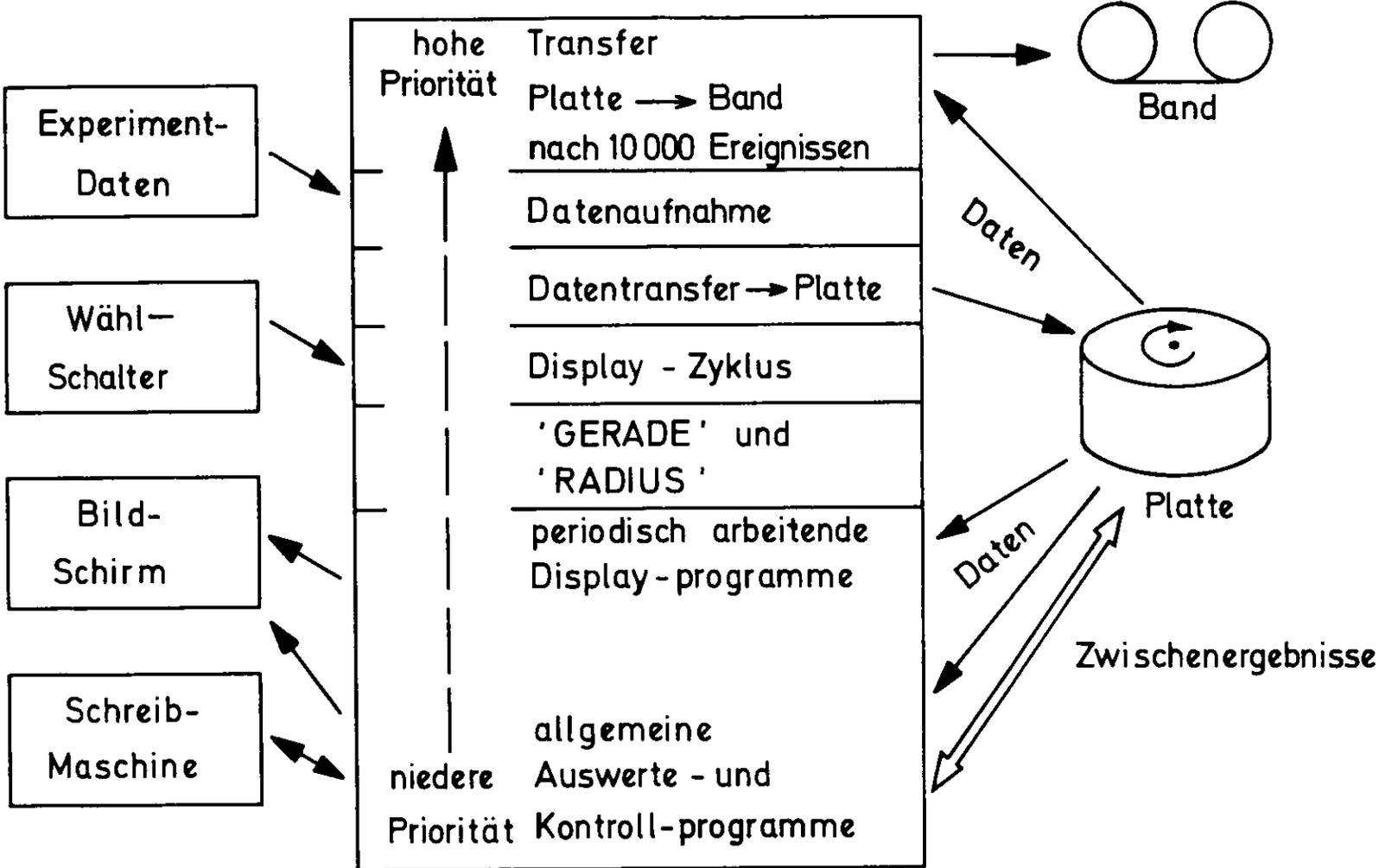


Fig. 7b

2776 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2777 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2778 1 4

..
:	:	:	:

.	.	.	.
..

2779 3 94

..
.	.	.	:

.	.	.	.
..

2780 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2781 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2782 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2783 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2784 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2785 3 94

..
.	.	.	:

.	.	.	:
..

2786 3 94

..
.	.	.	.

.	.	.	.
..

2787 3 94

..
.	.	.	:

.	.	.	:
..

Fig. 8

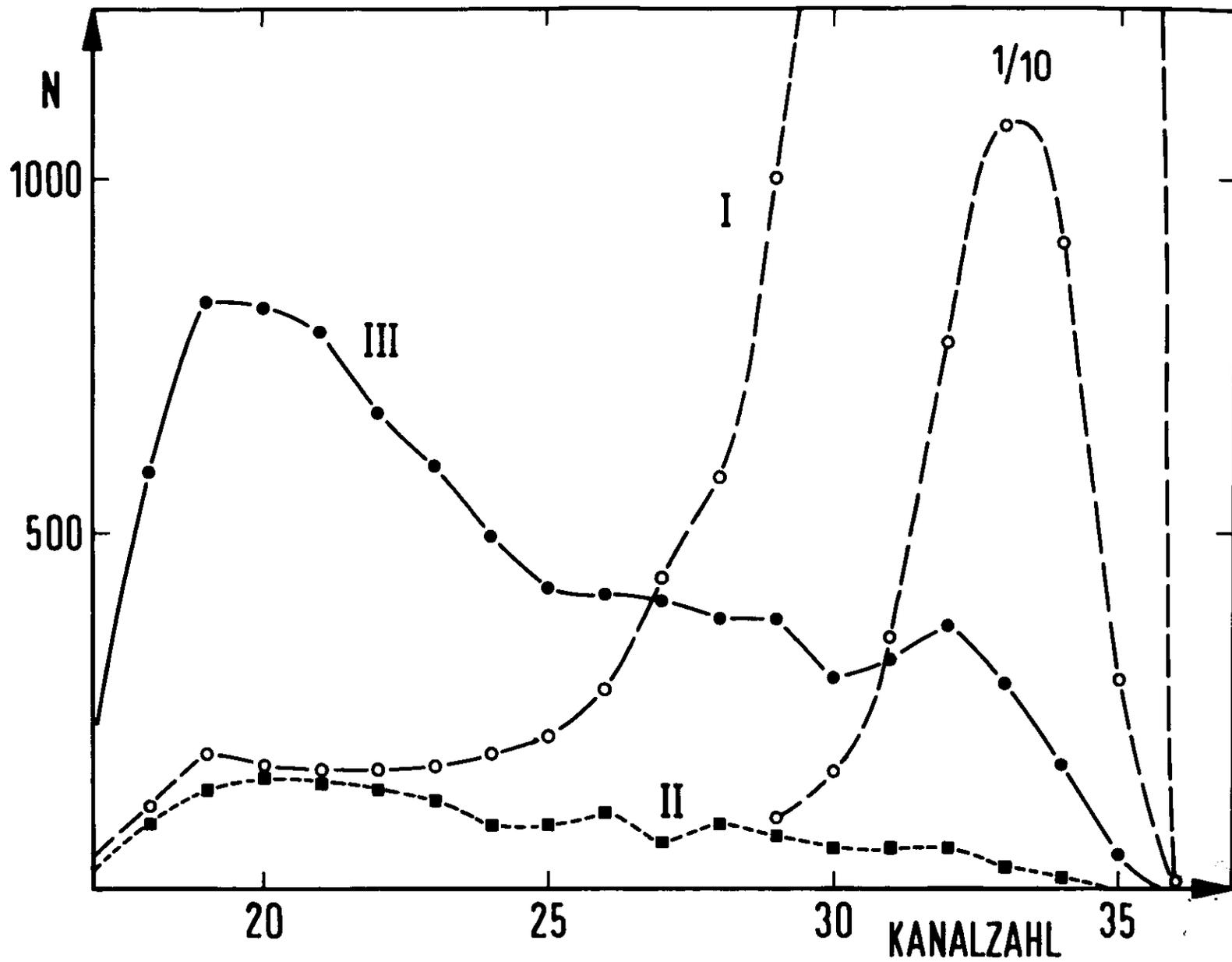


Fig. 9

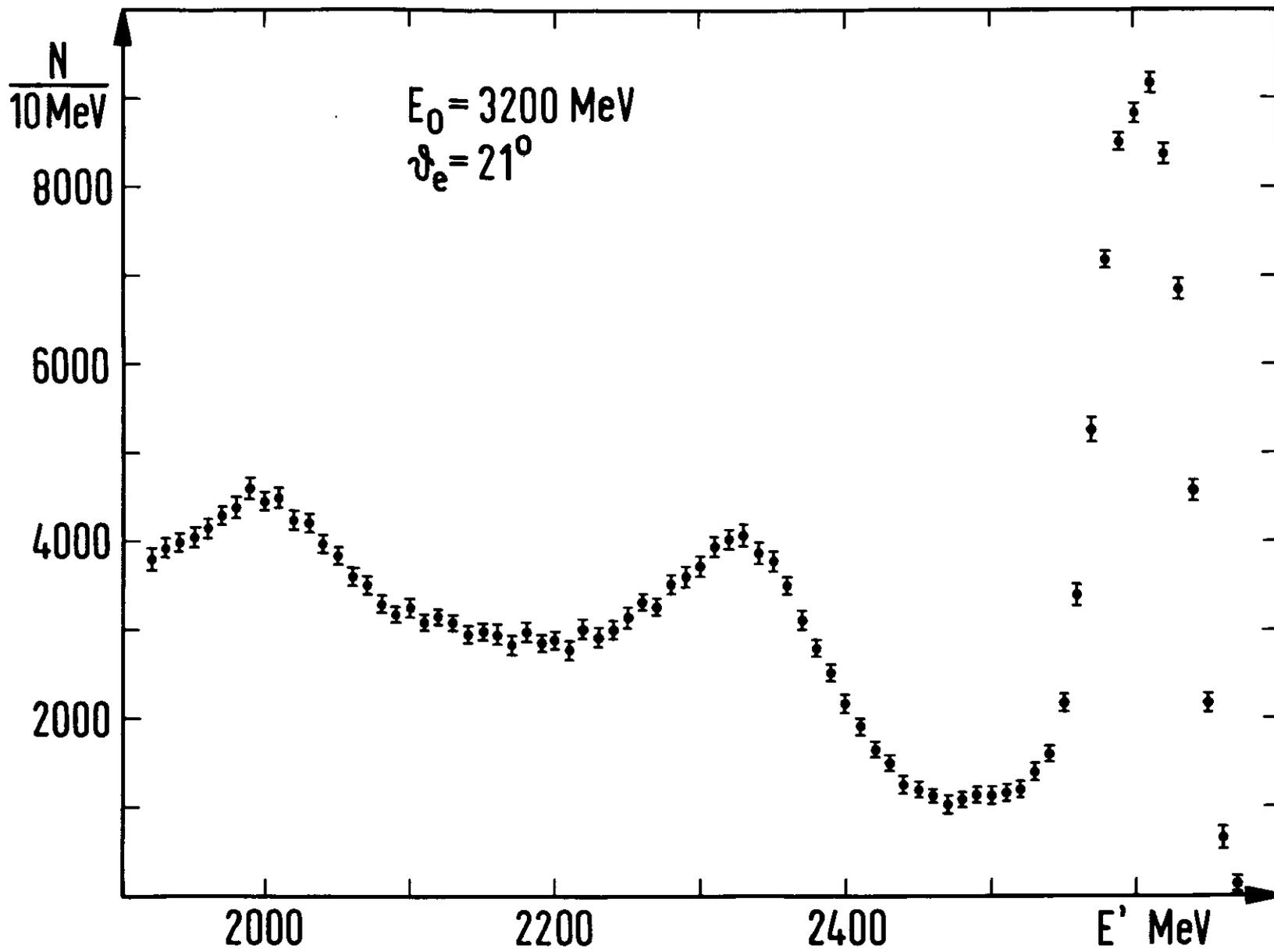
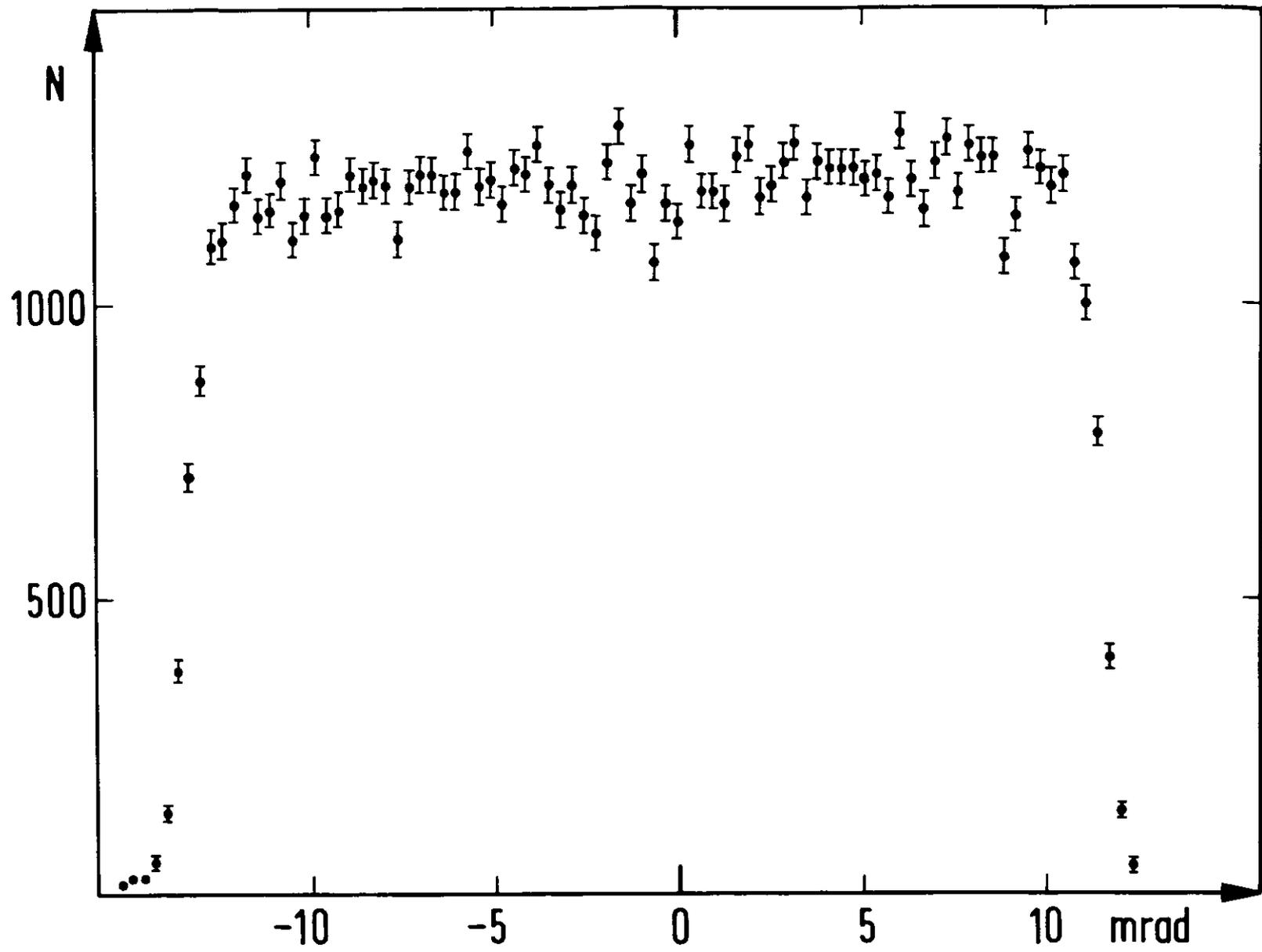


Fig. 10



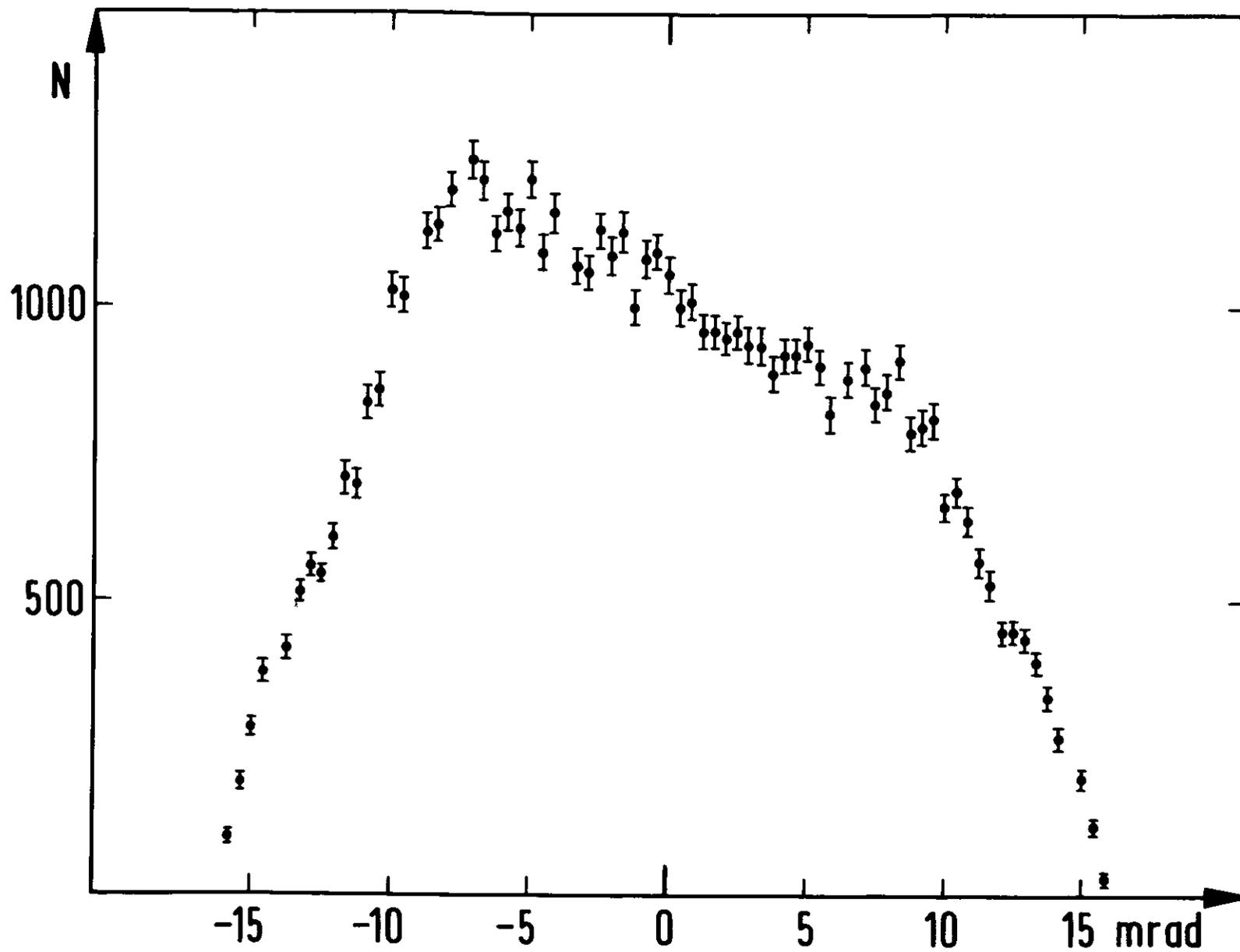


Fig. 12

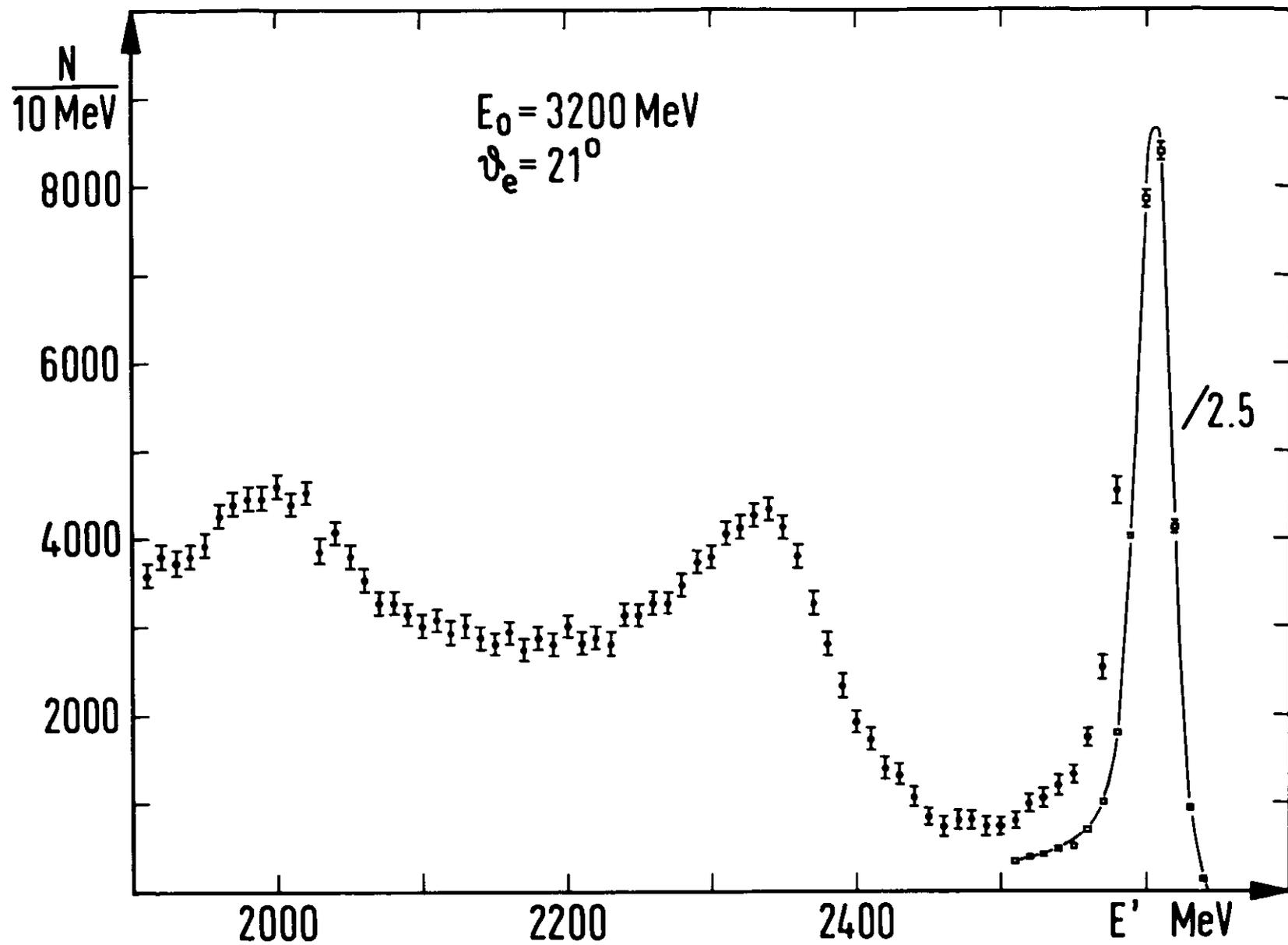


Fig. 13

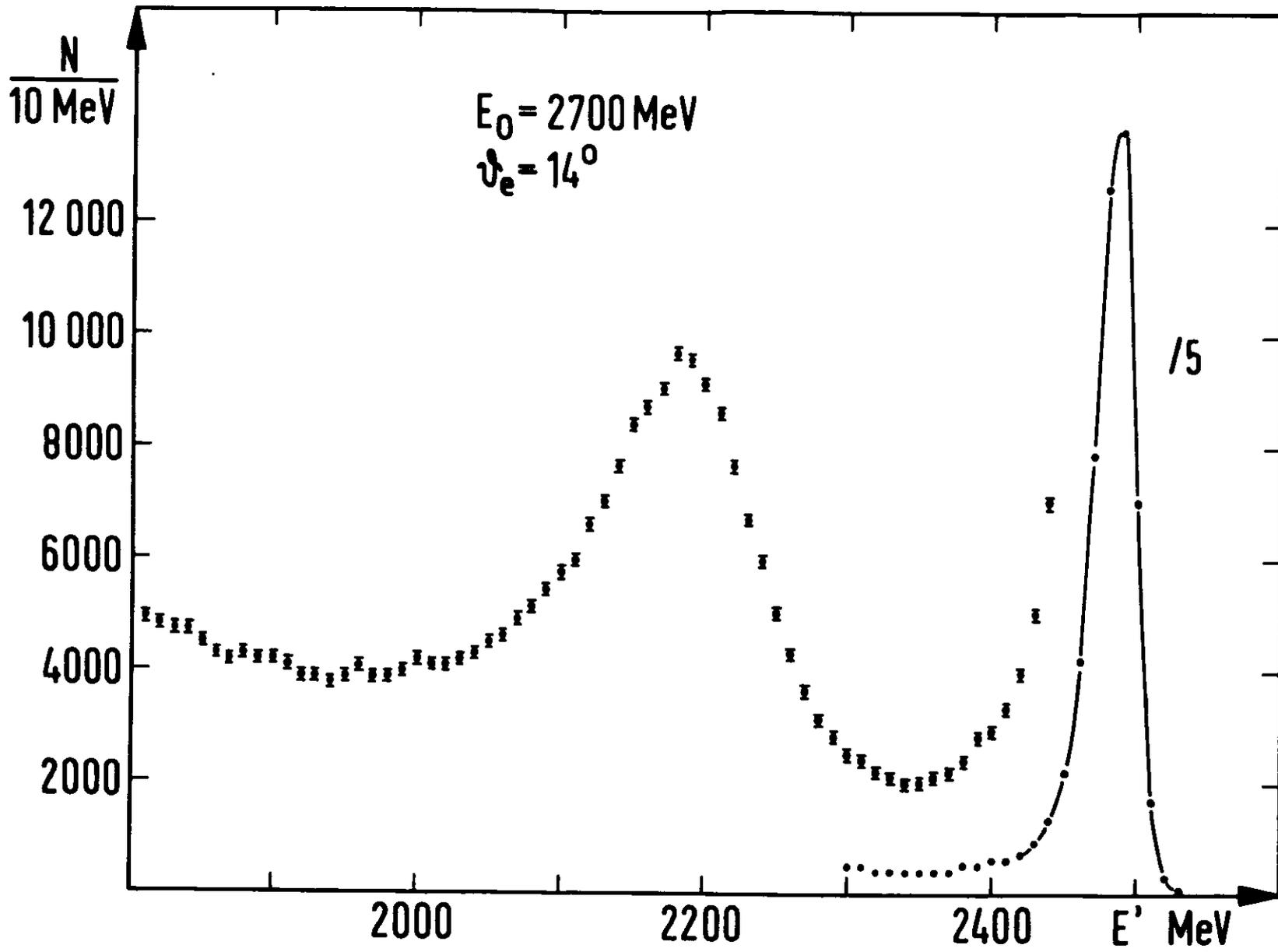


Fig. 14

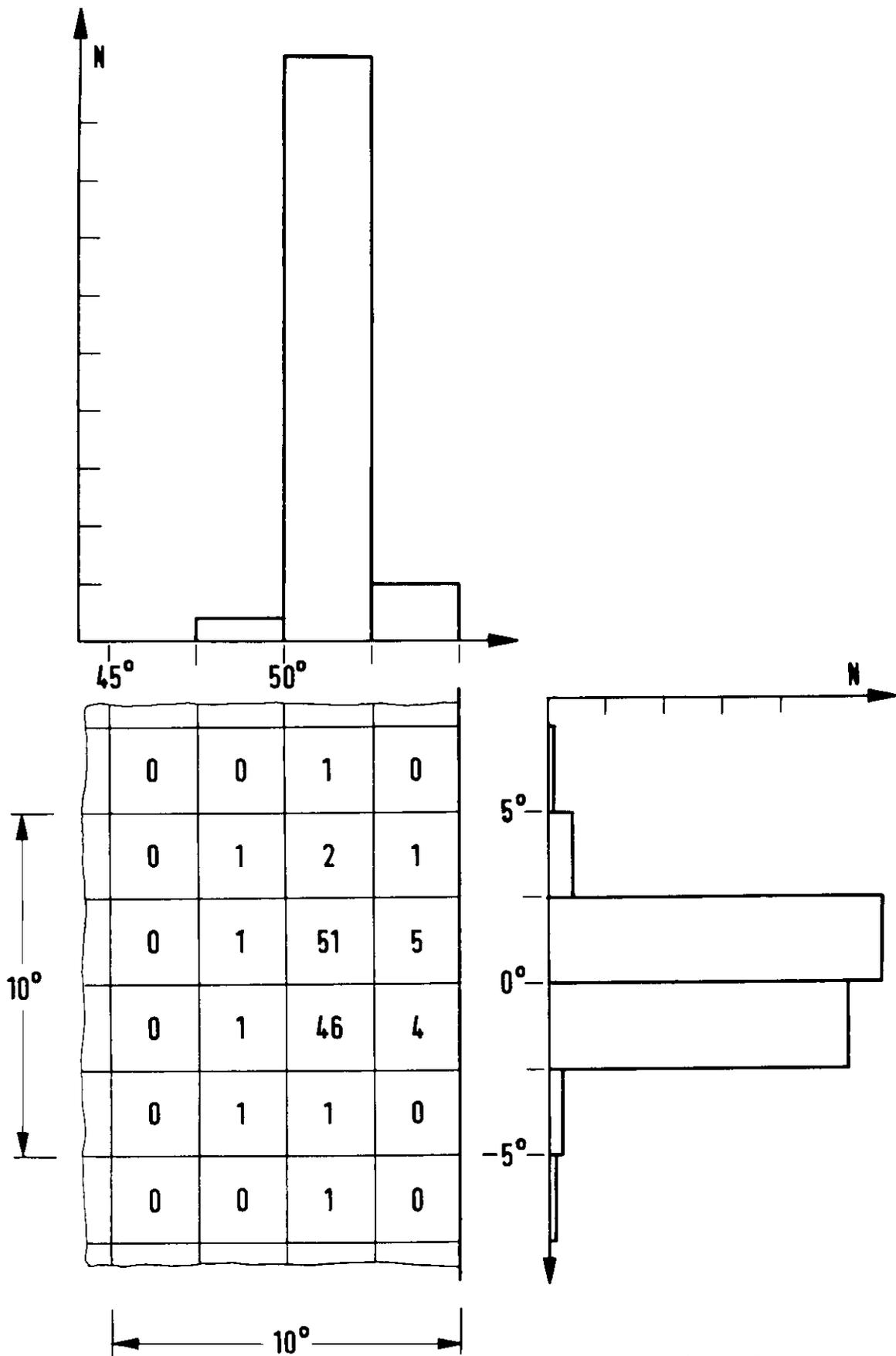


Fig. 15

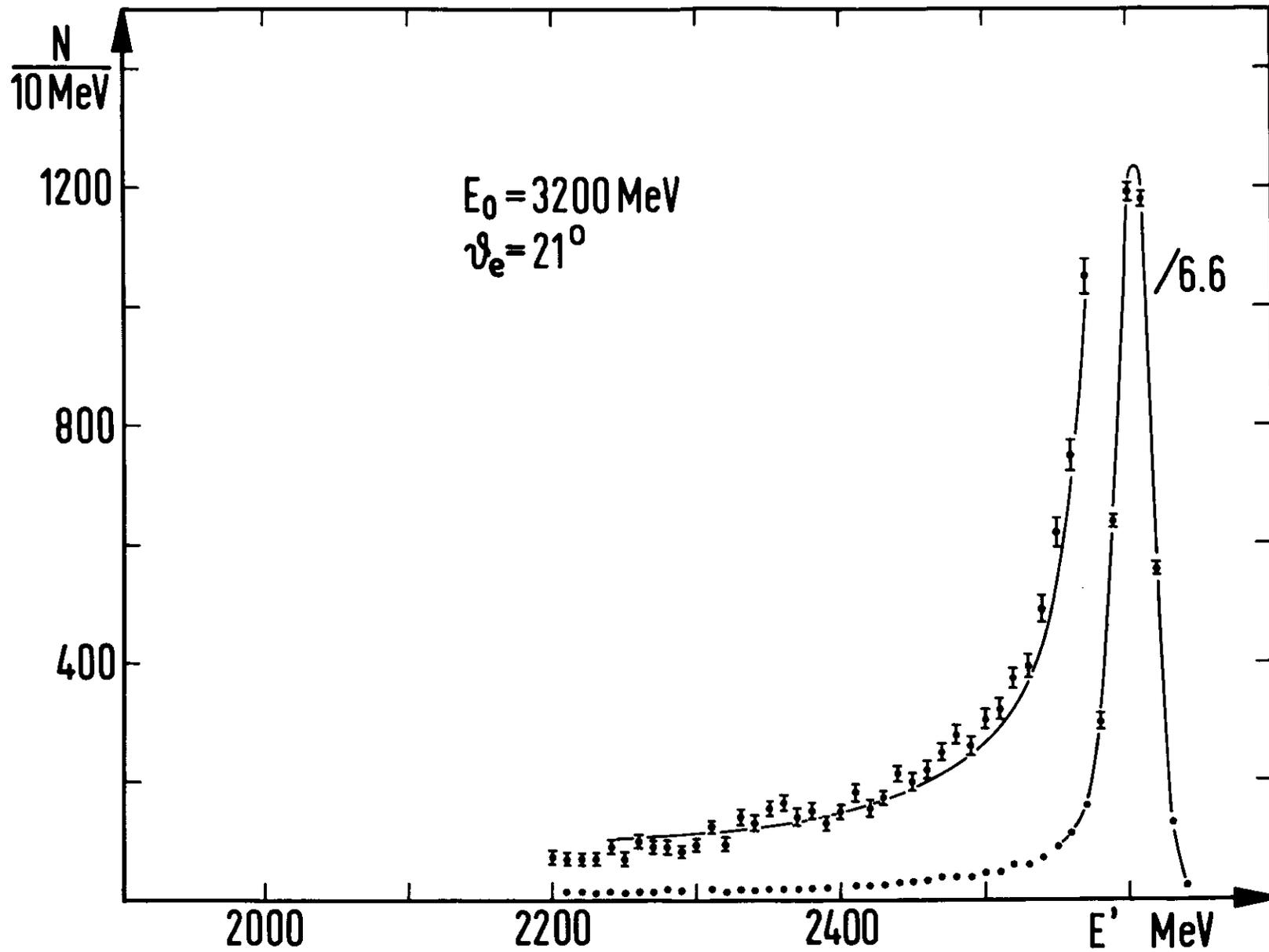


Fig. 16

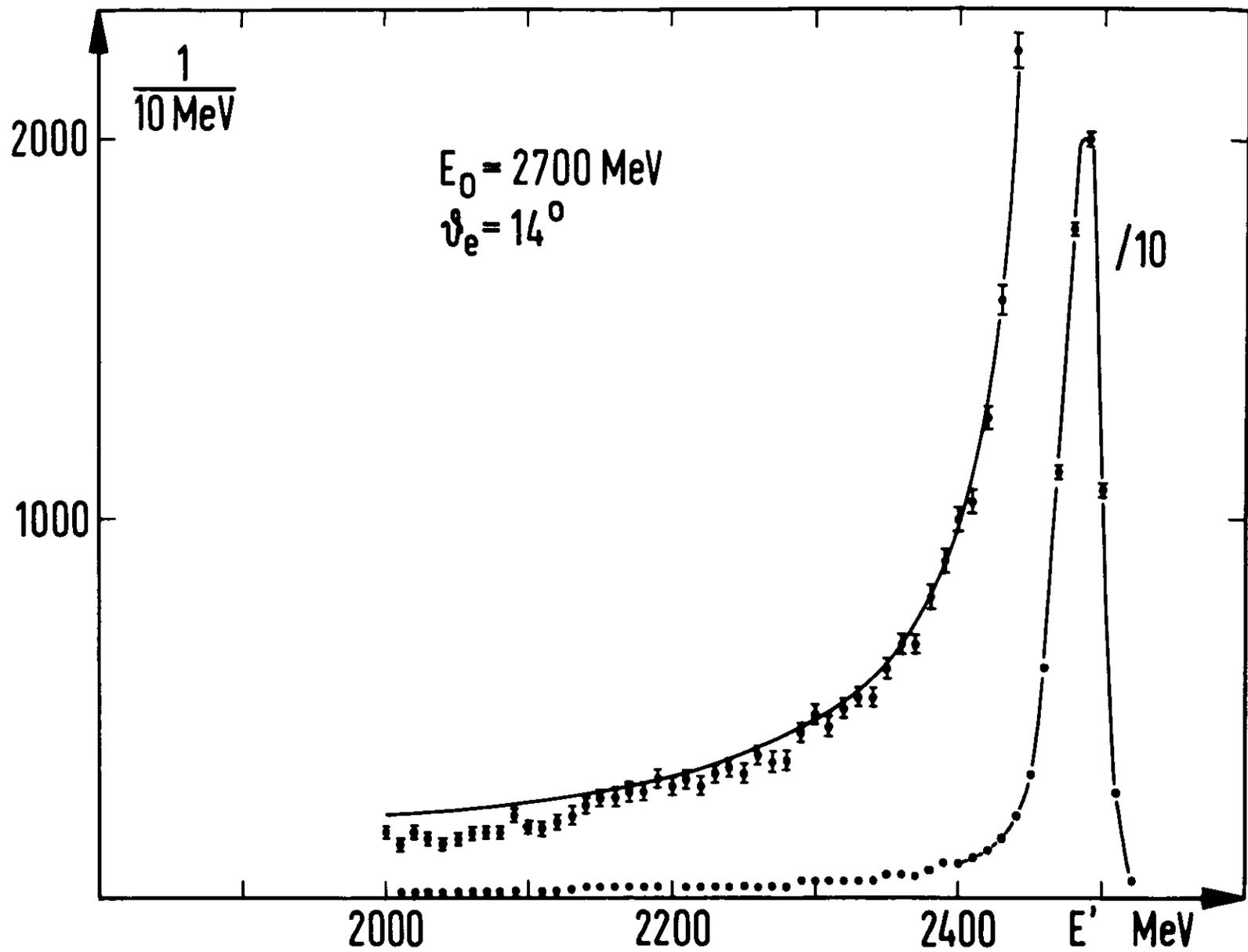


Fig. 17

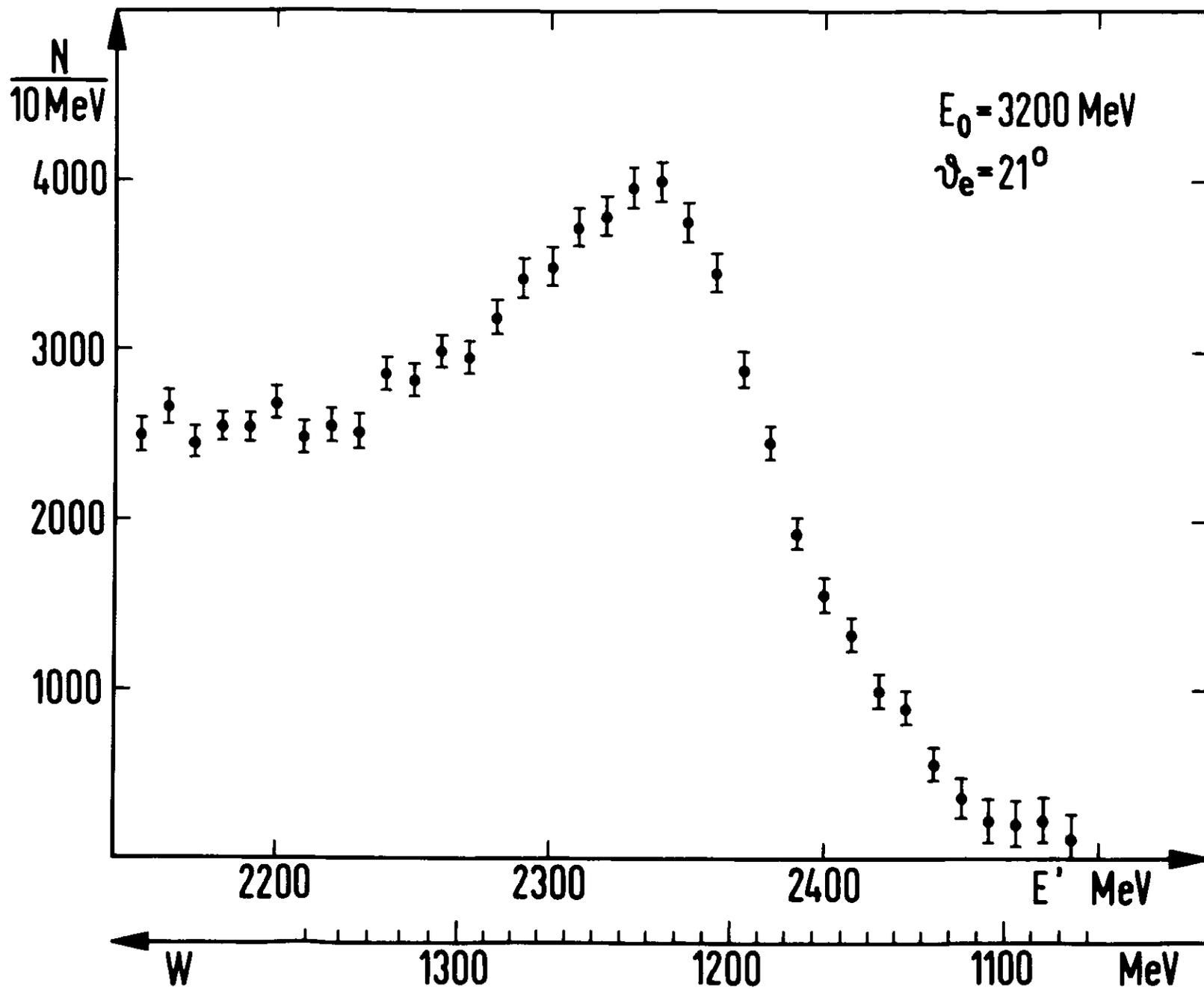


Fig. 18

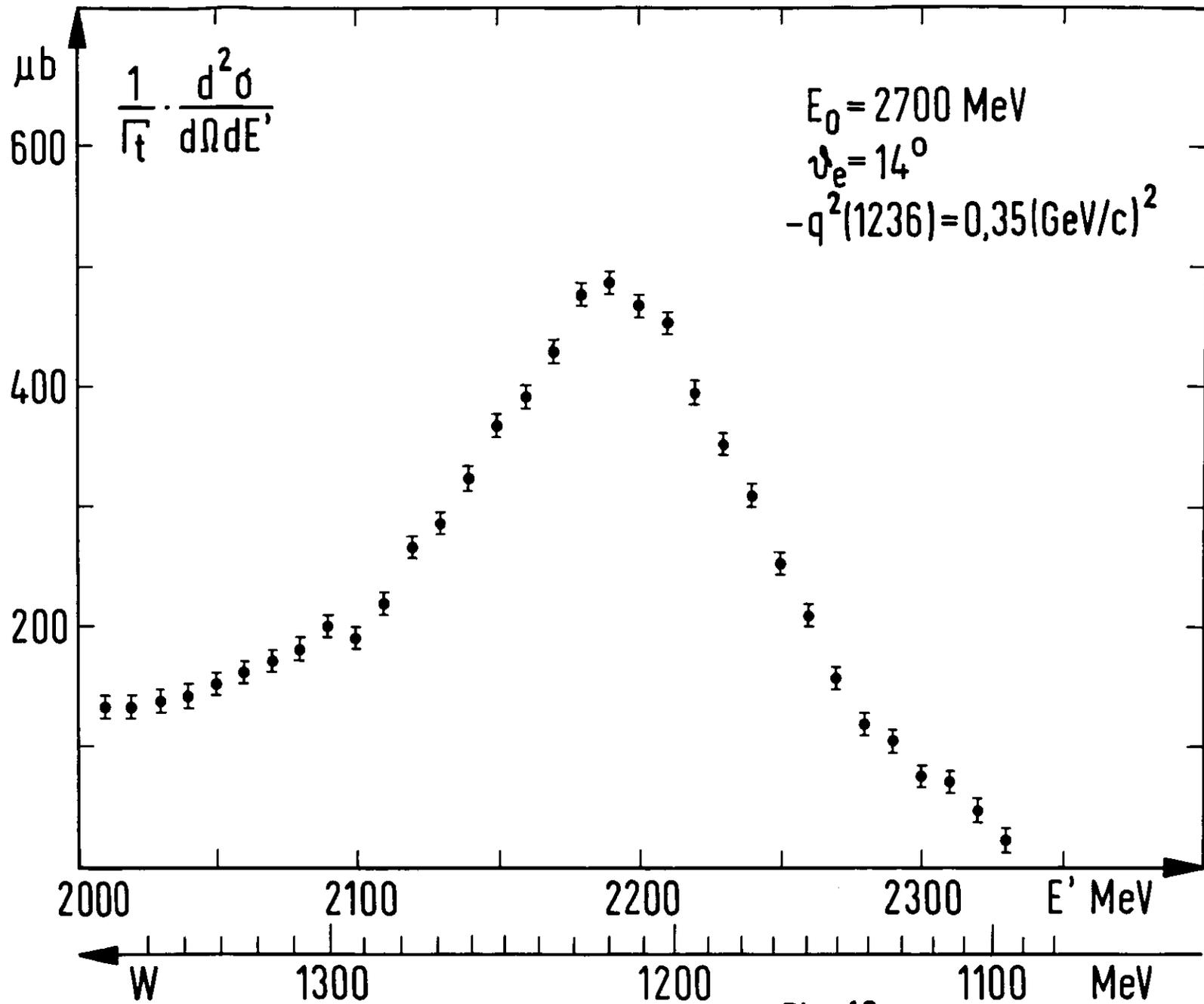


Fig. 19

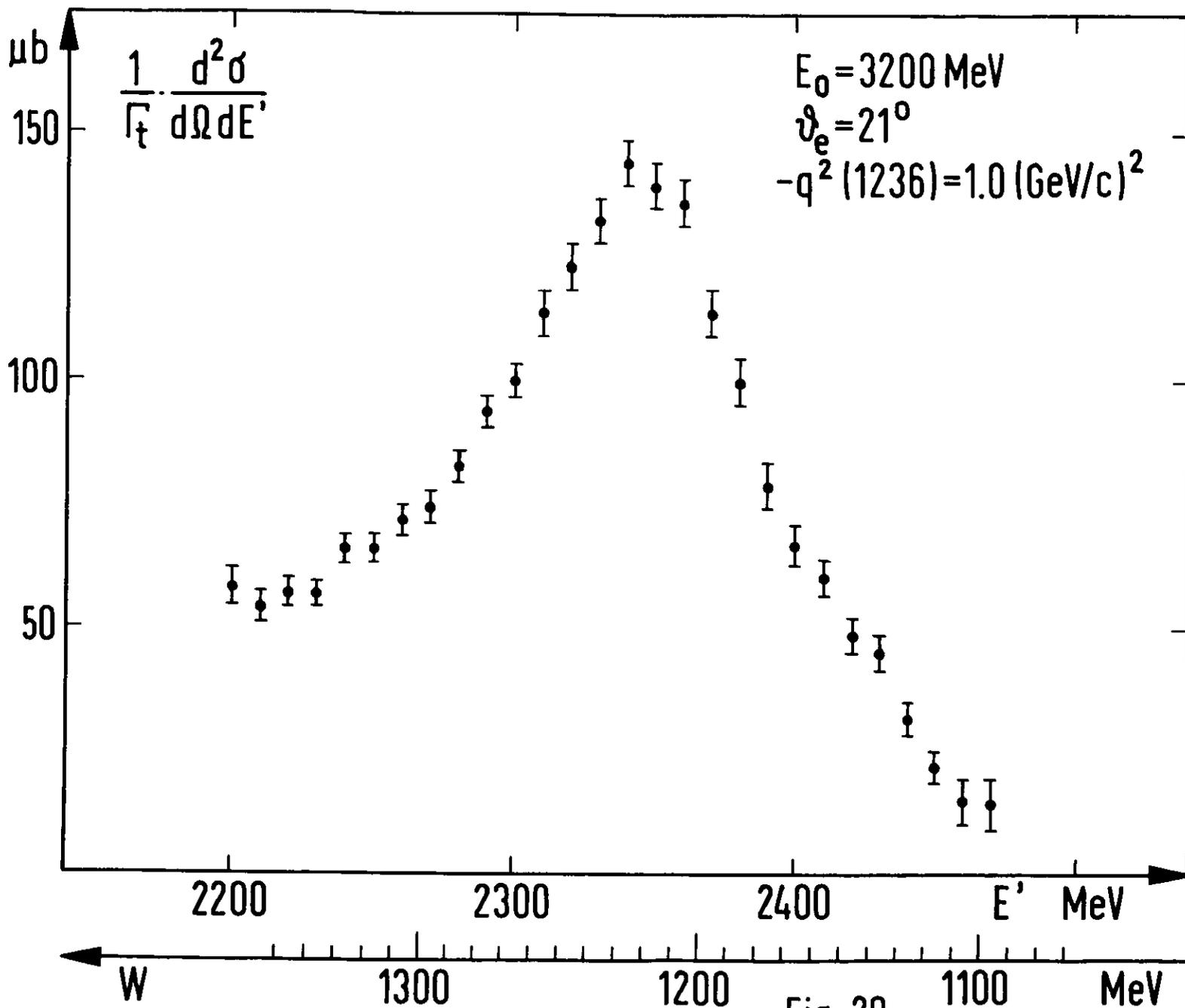


Fig. 20

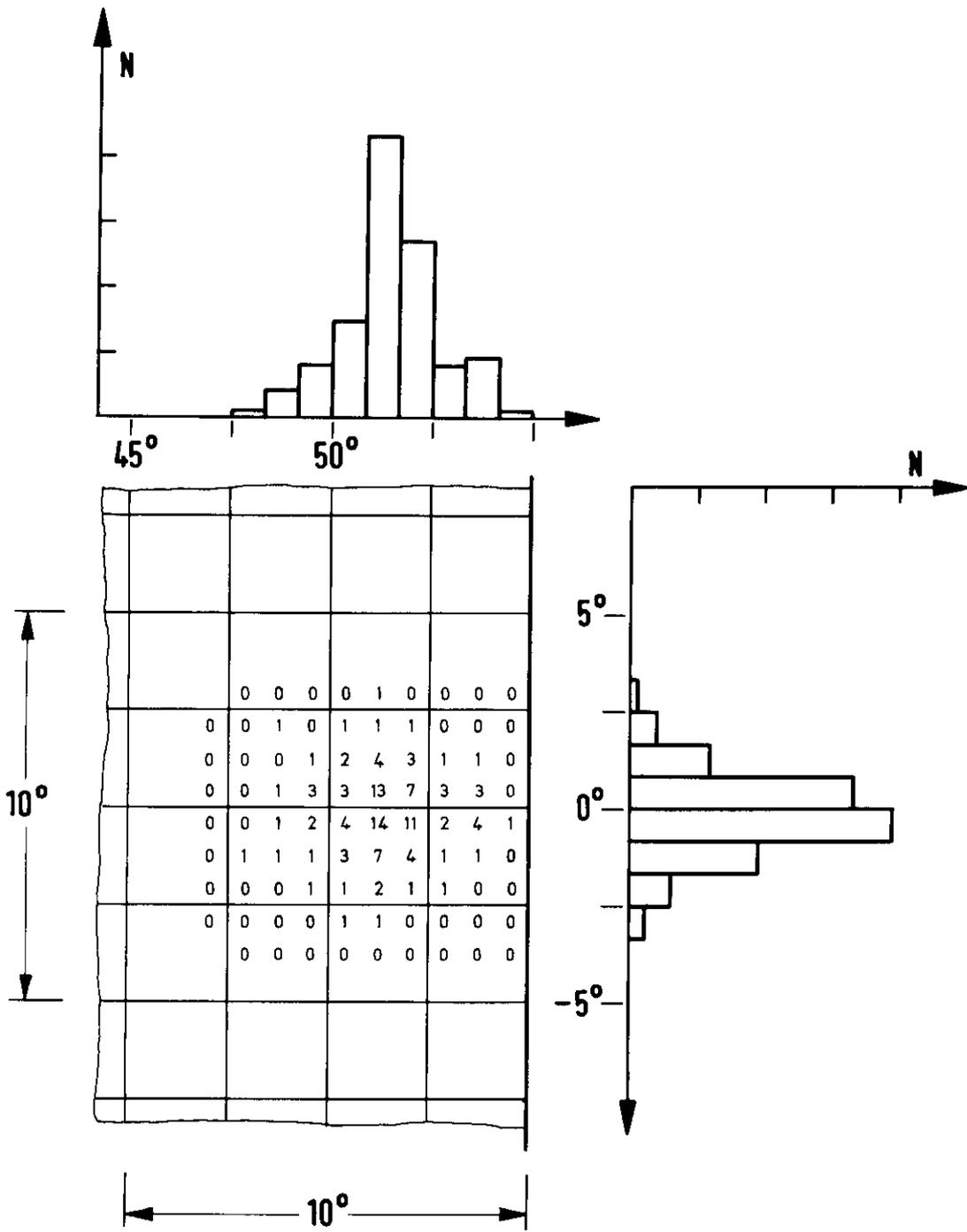
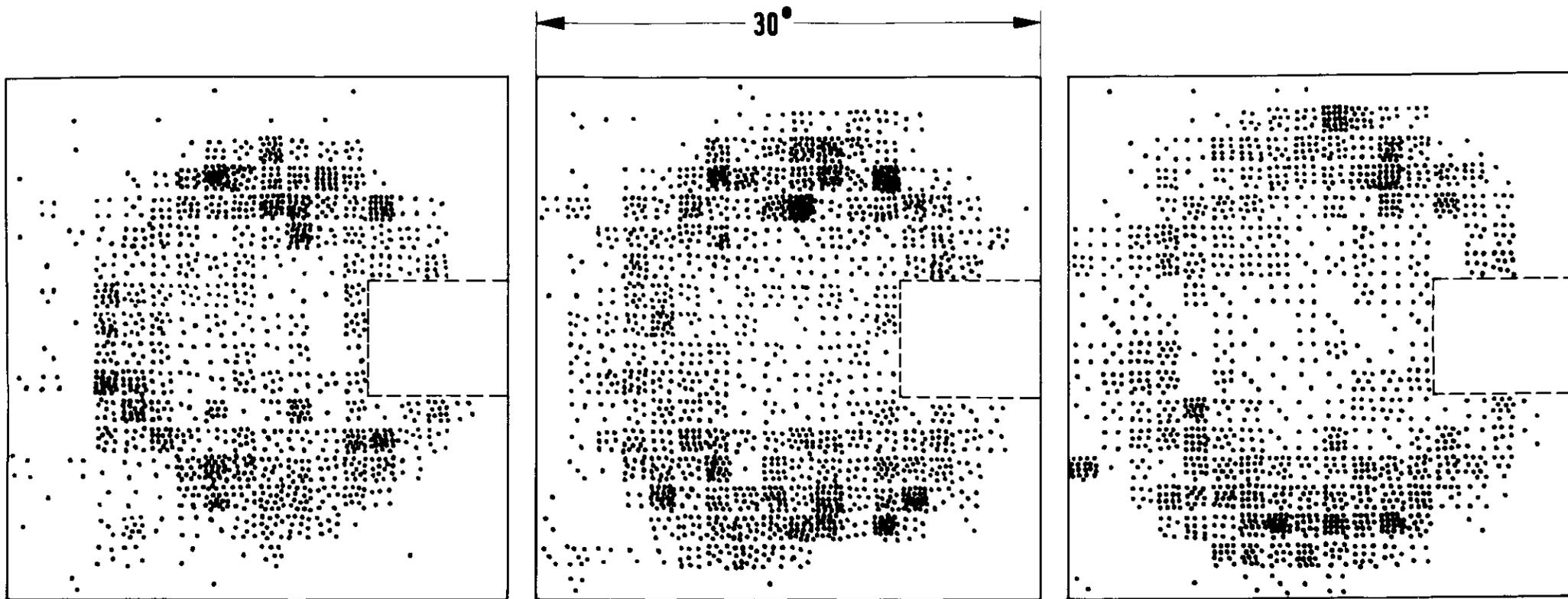


Fig. 21



$W=1186-1205 \text{ MeV}$

$W=1205-1224 \text{ MeV}$

$W=1224-1243 \text{ MeV}$

$E_0=3200 \text{ MeV}$ $\vartheta_e=21^\circ$ $-q^2(1236)=1.0 (\text{GeV}/c)^2$

Fig. 22

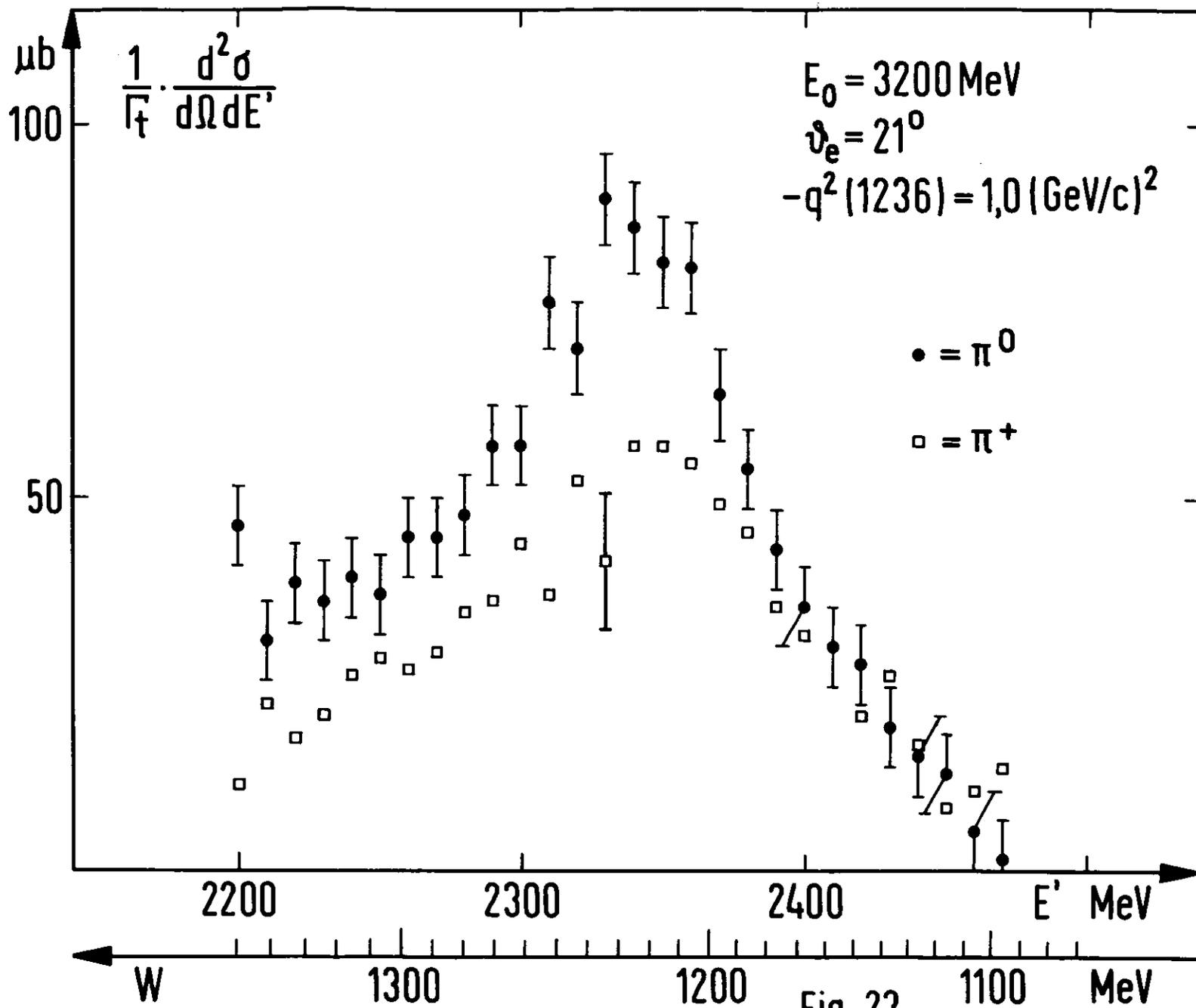


Fig. 23

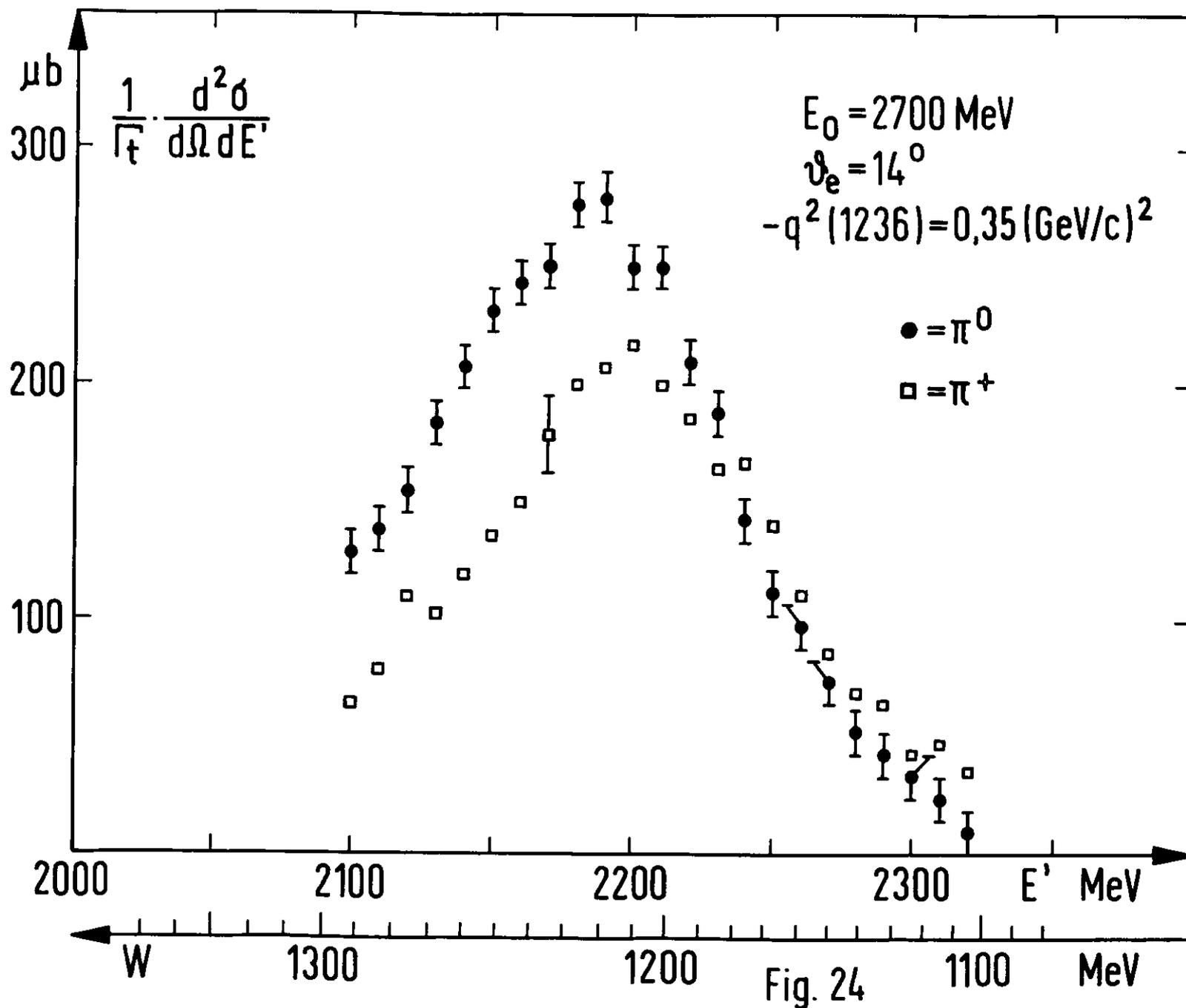


Fig. 24

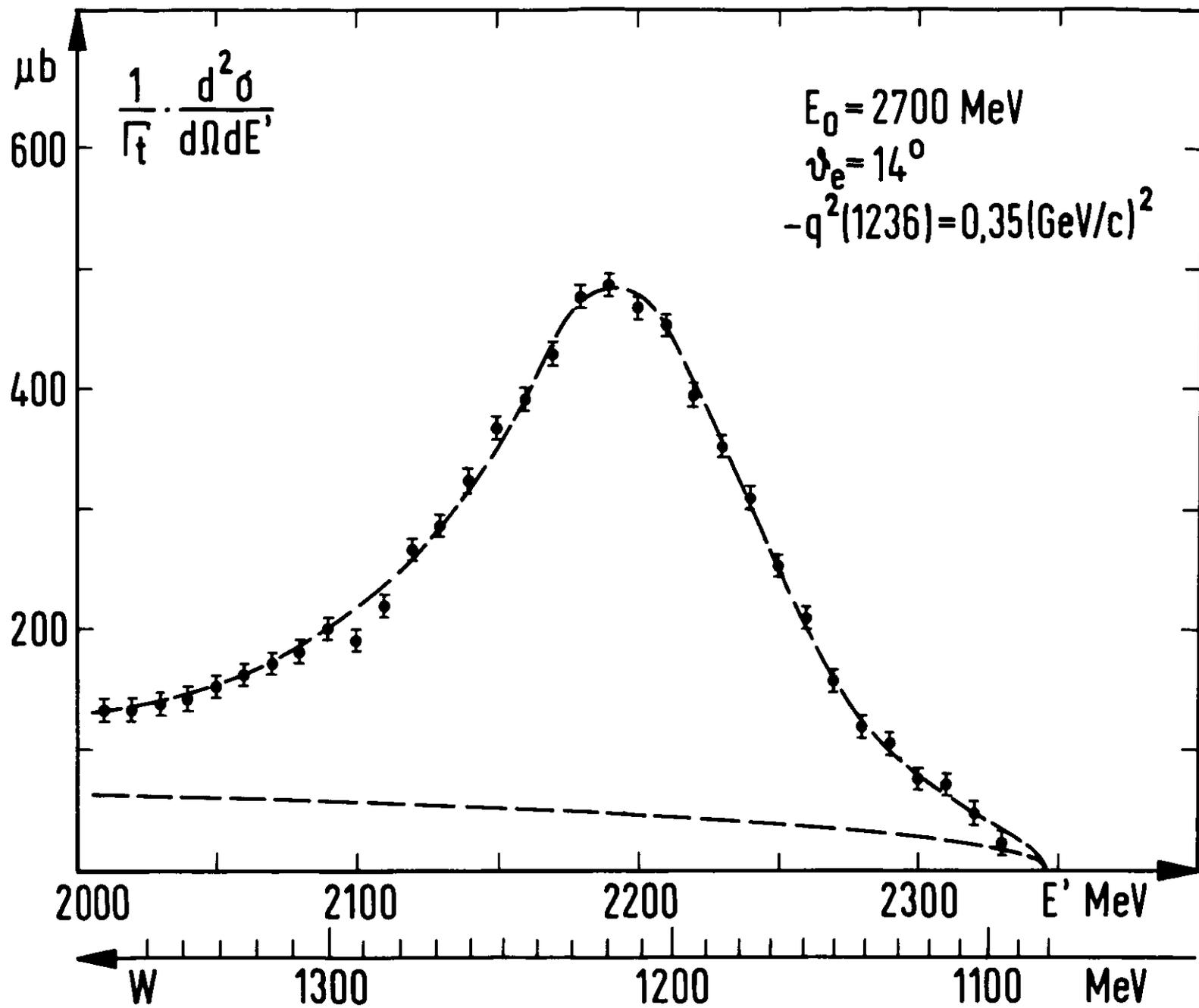


Fig. 25

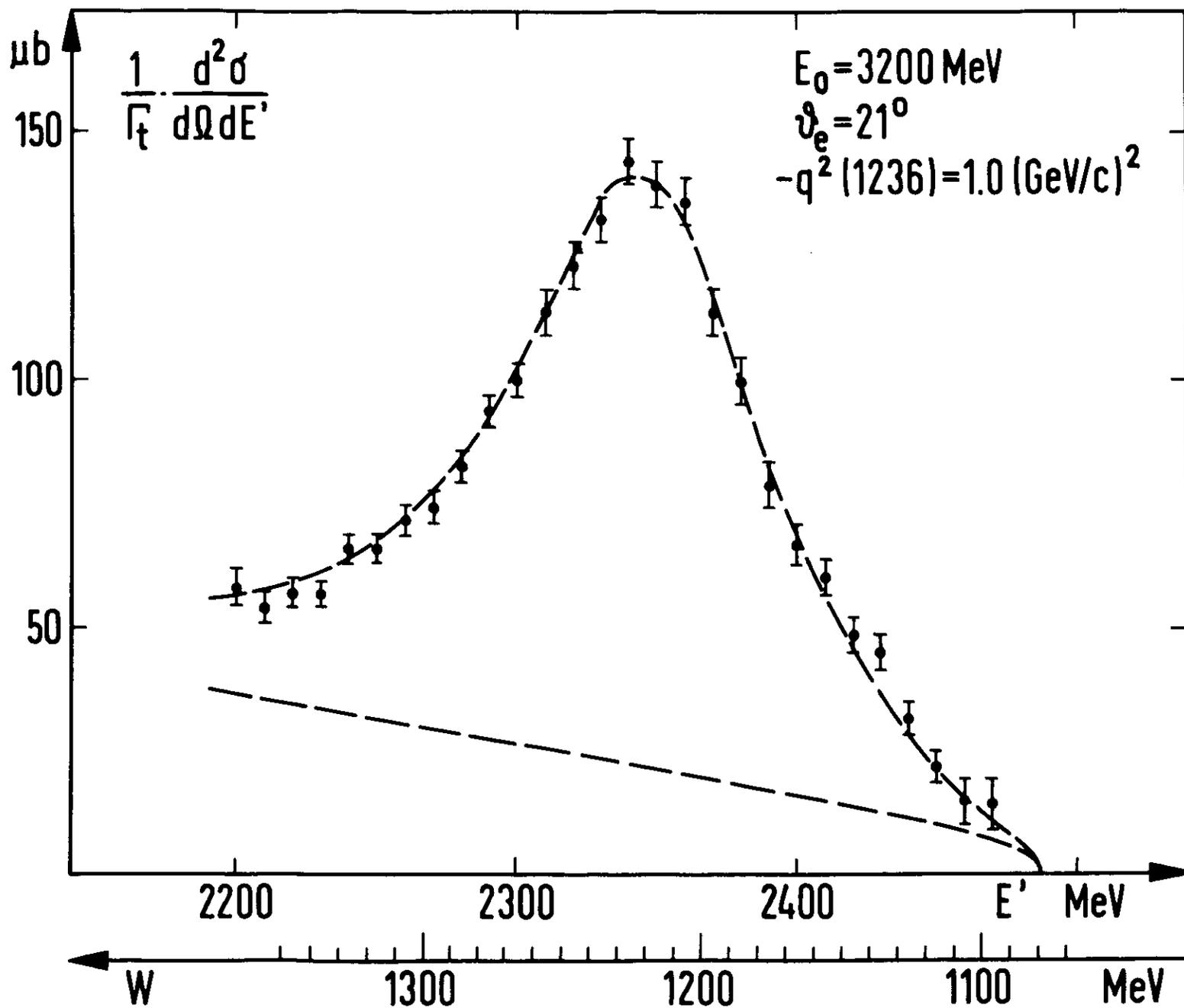


Fig. 26

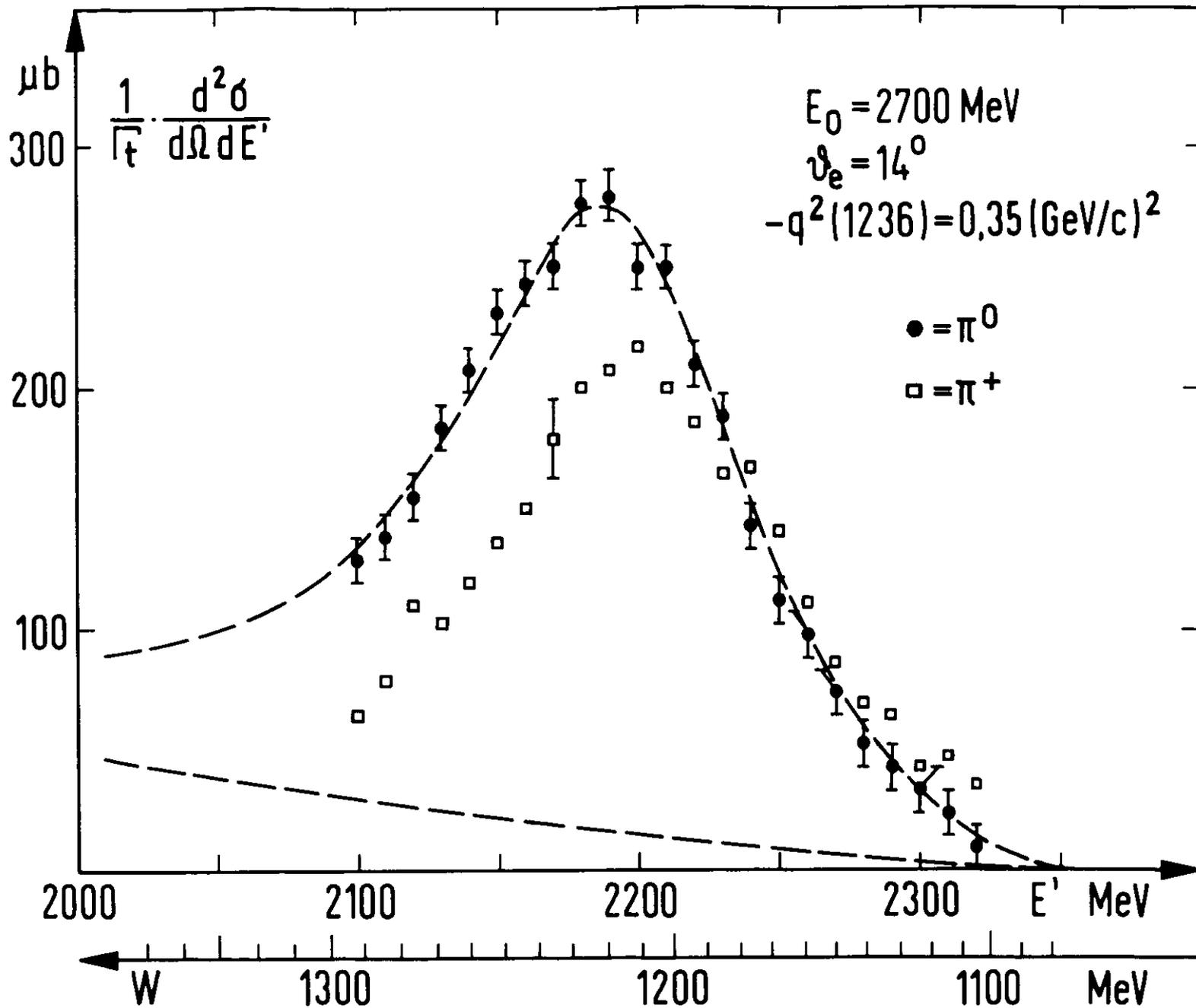


Fig. 27

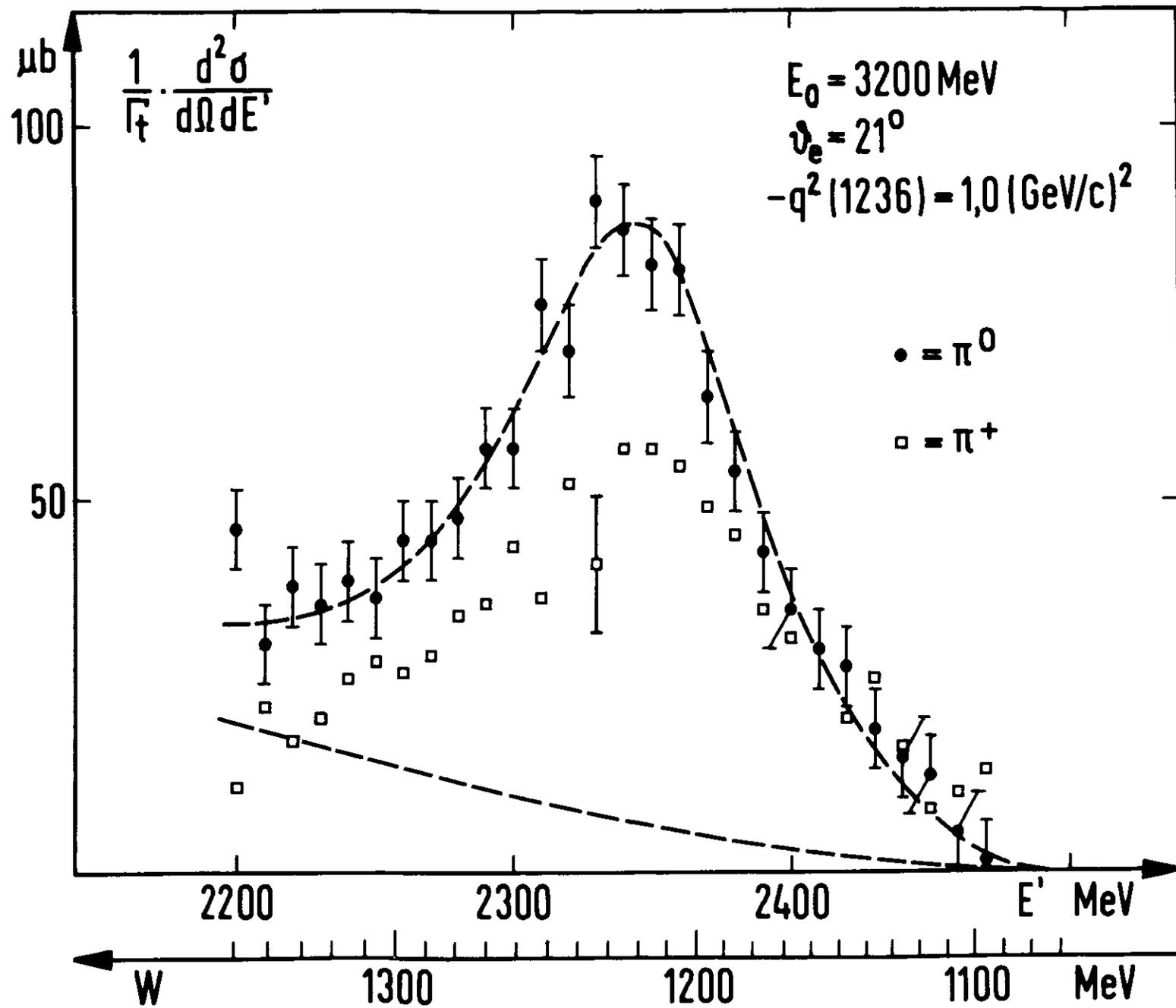


Fig. 28

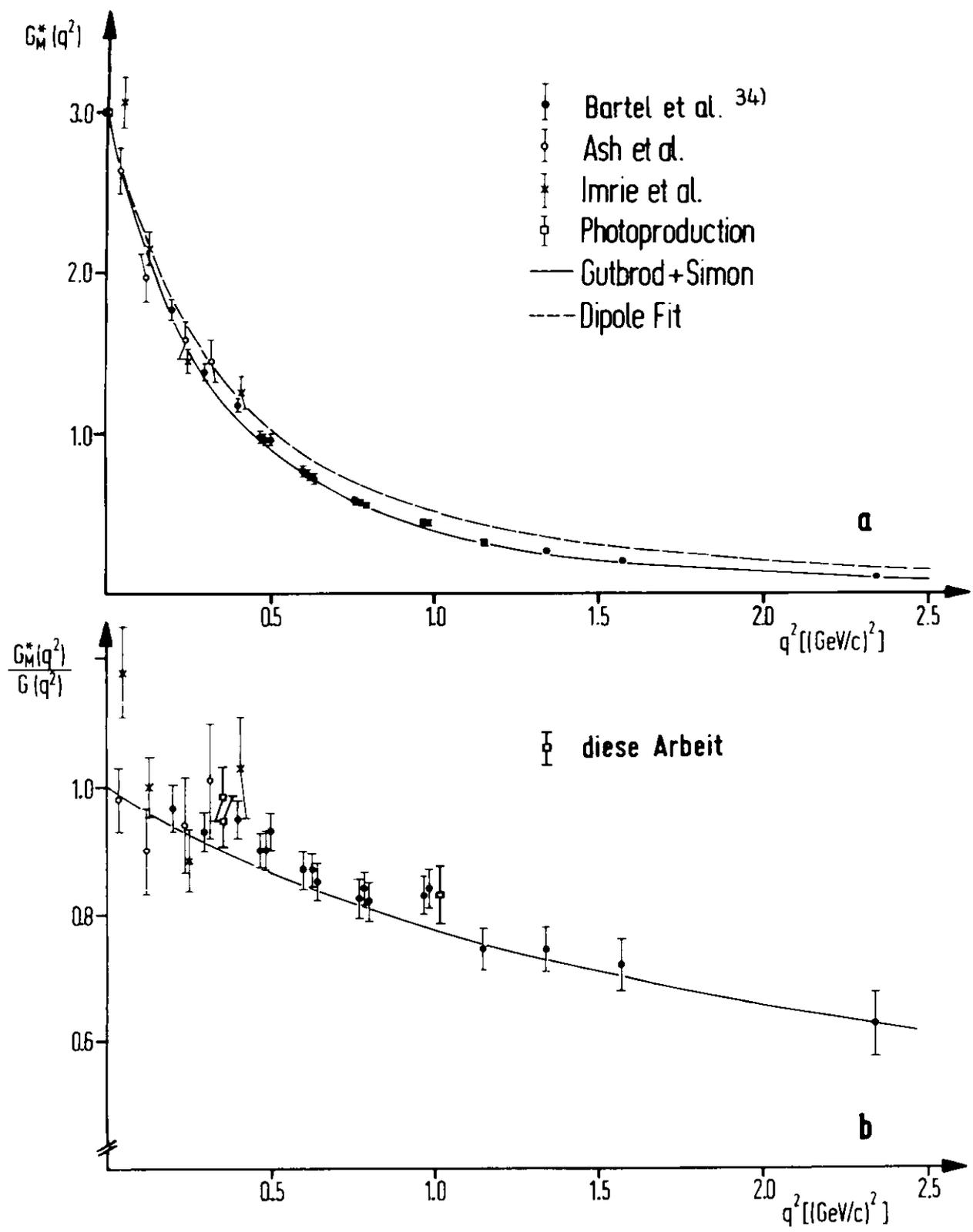


Fig. 29

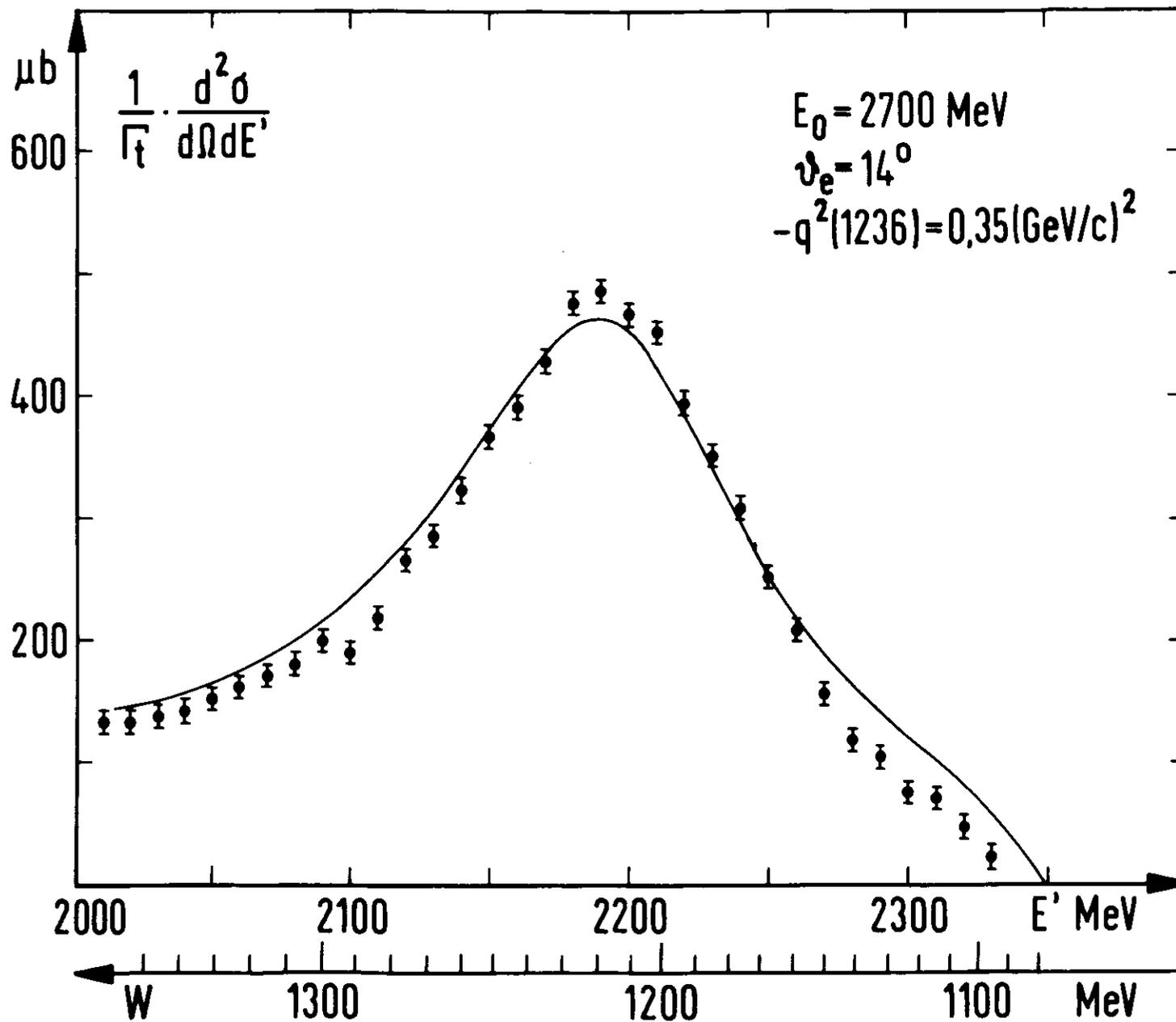


Fig. 30

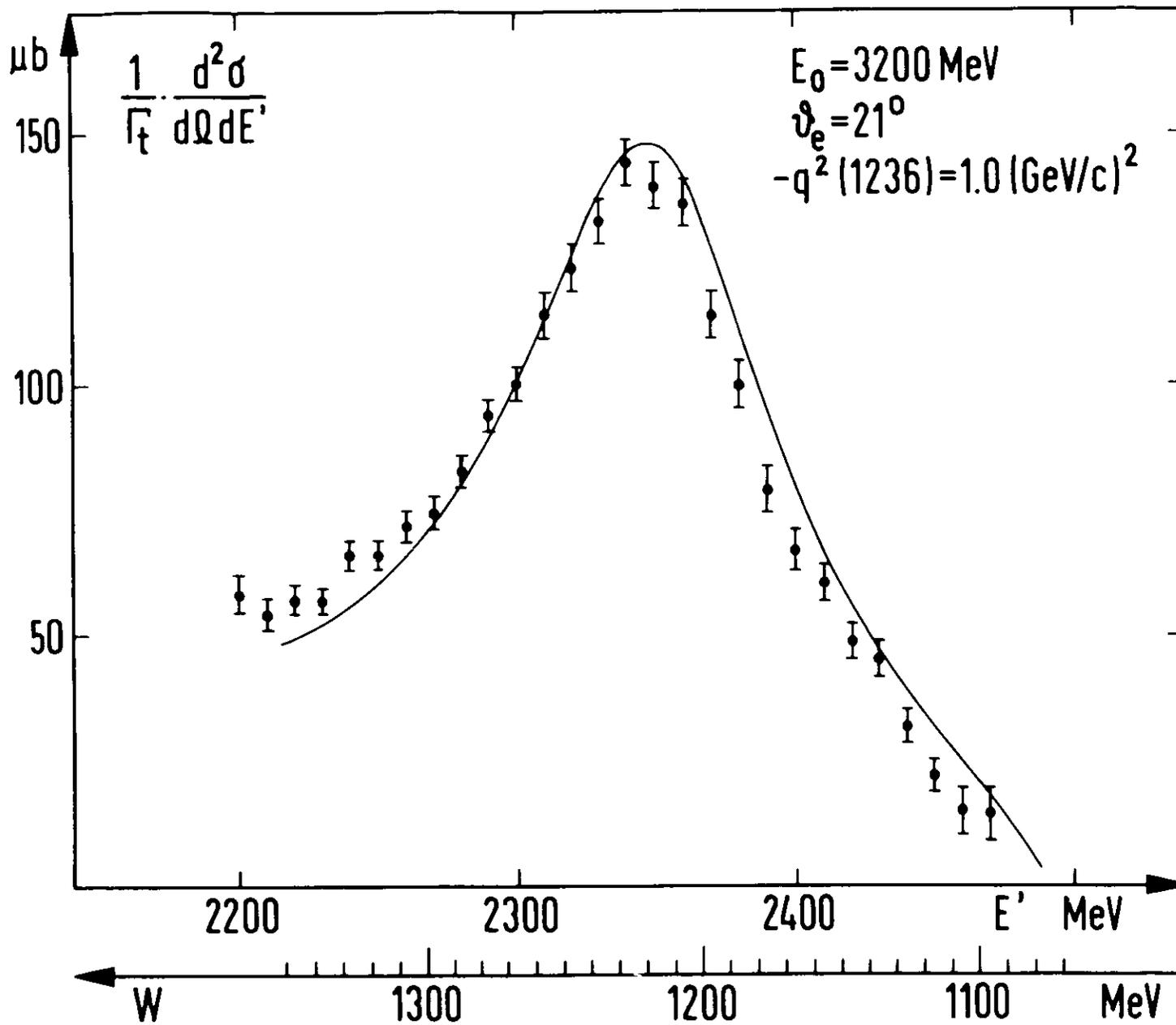


Fig. 31

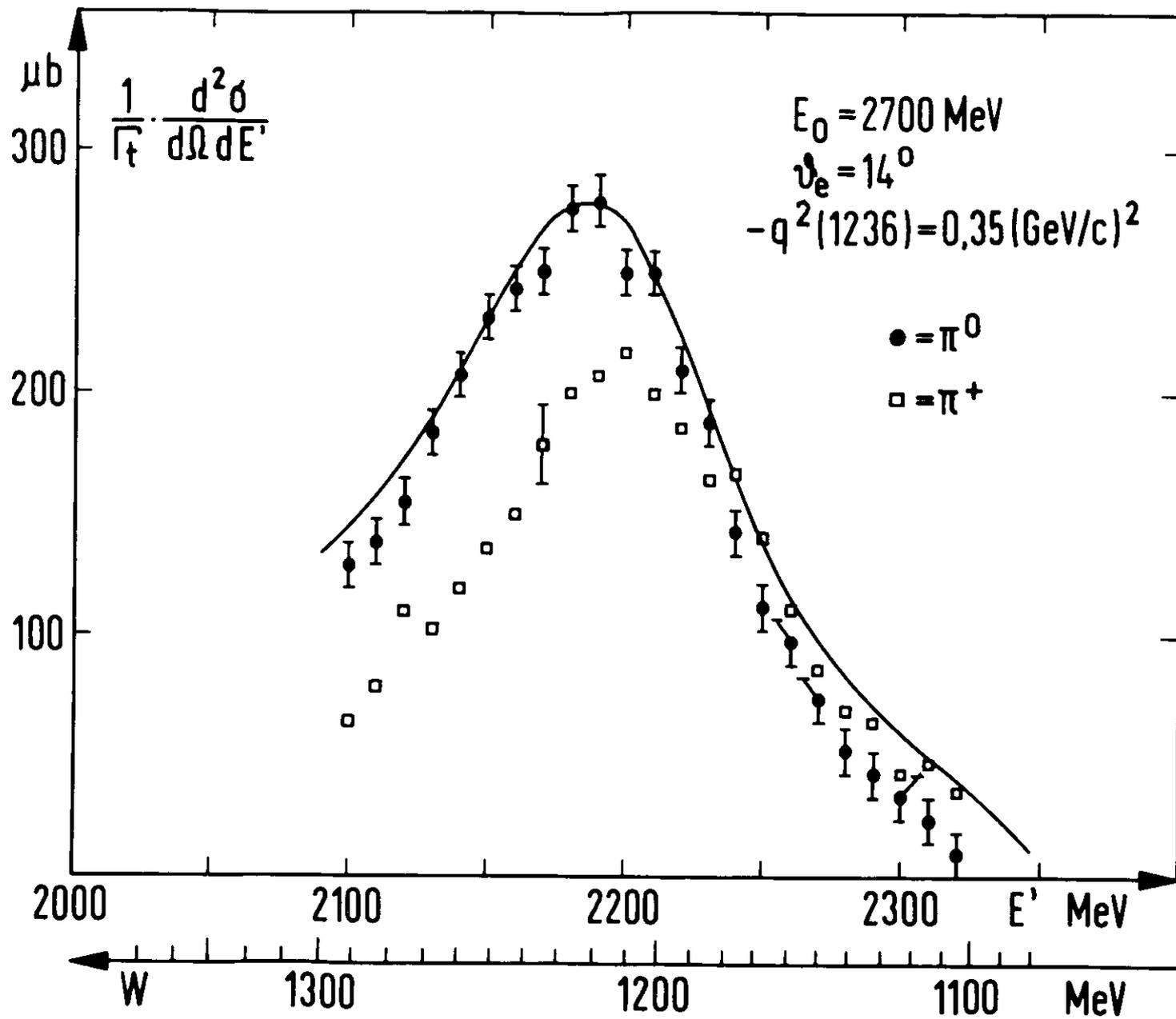


Fig. 32

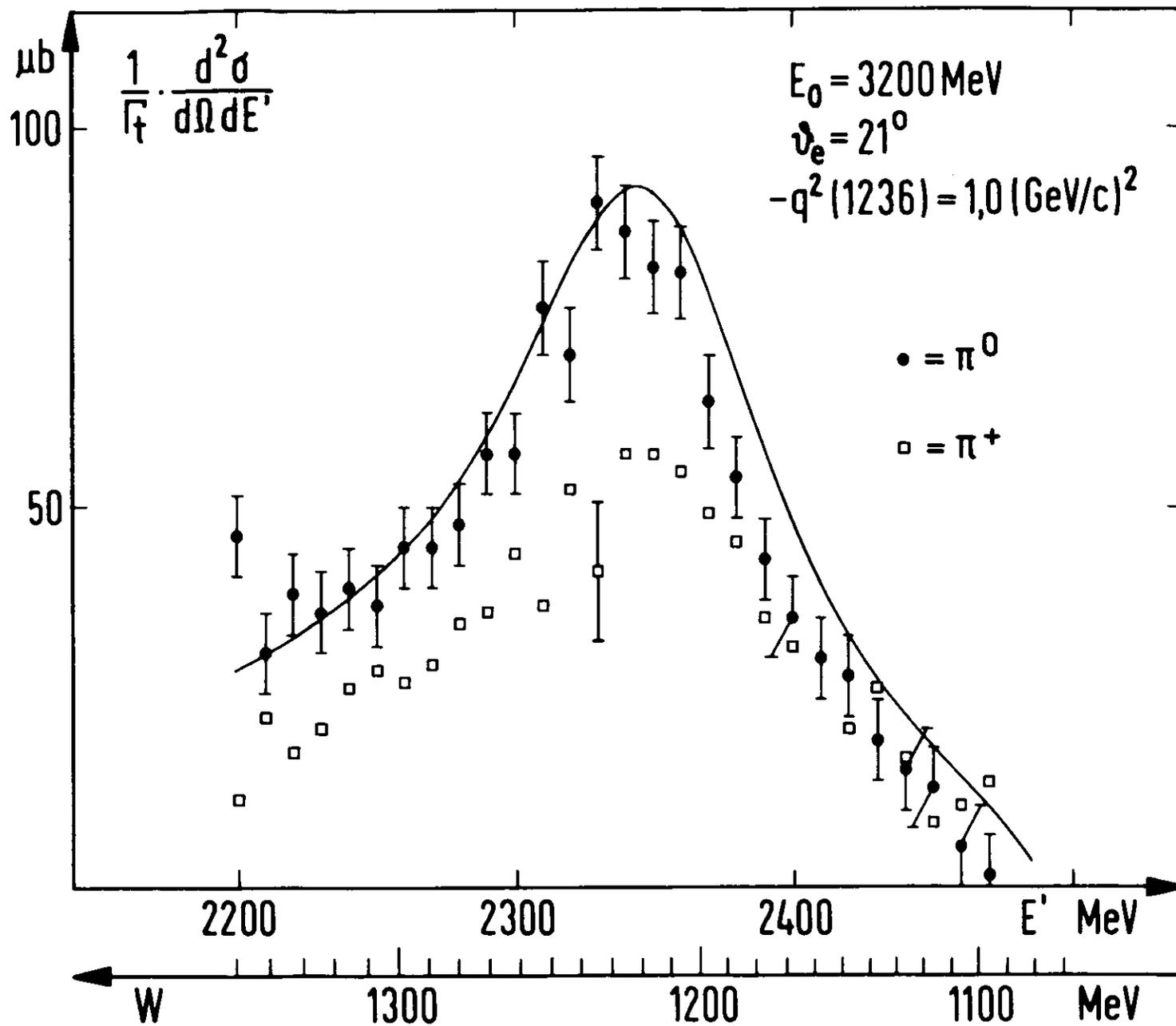


Fig. 33

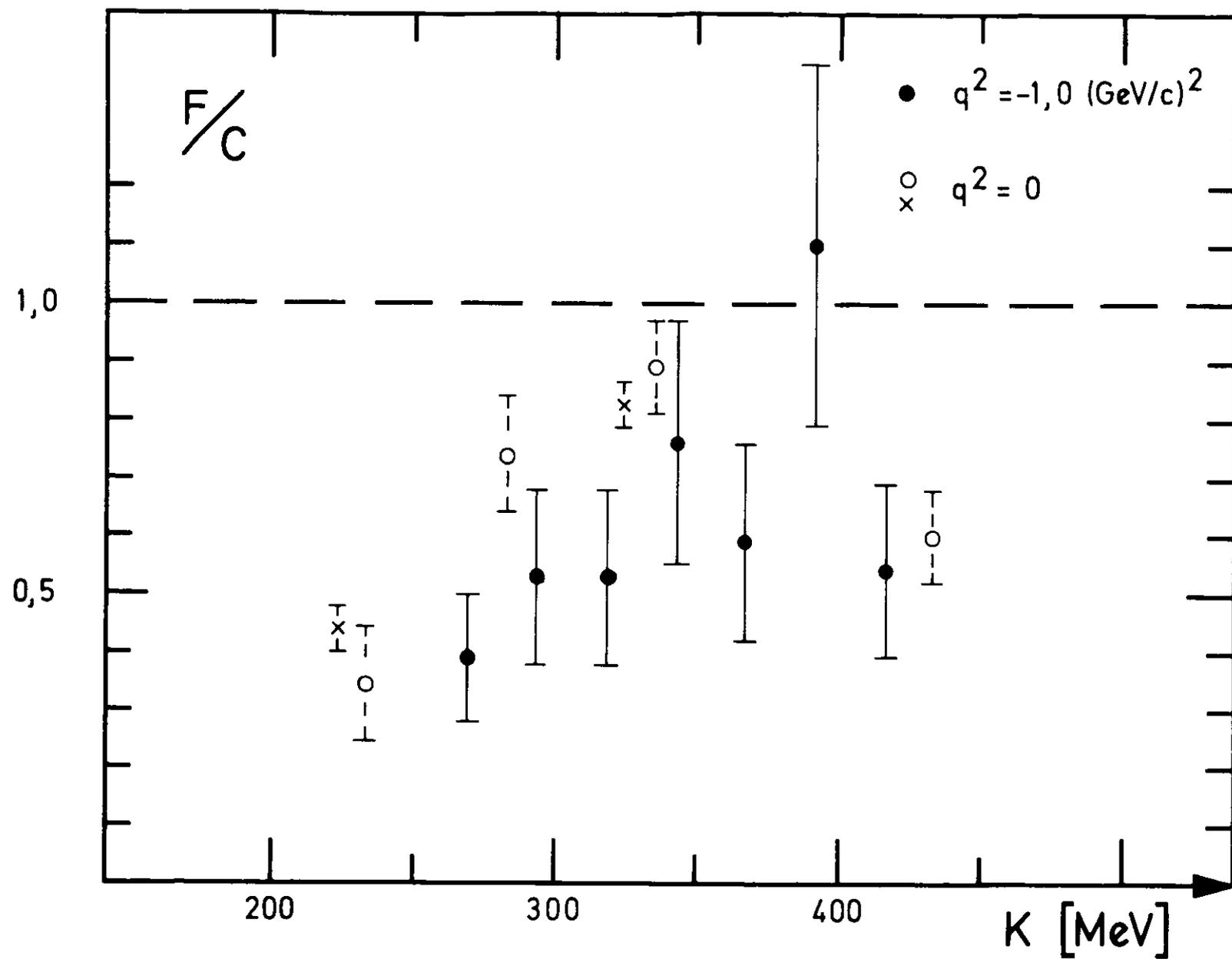


Fig. 34

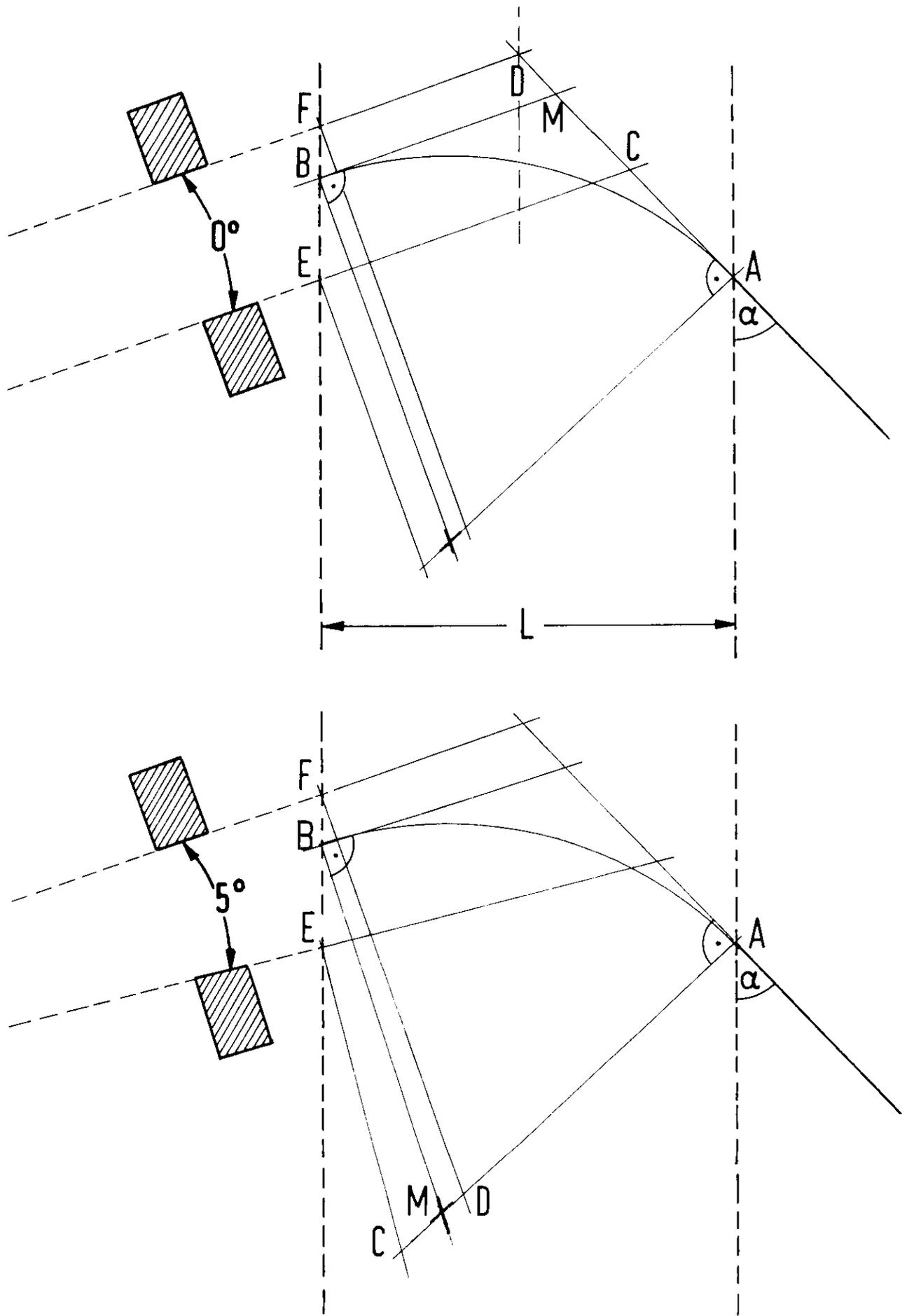


Fig. 35

Literaturverzeichnis

R 1

W.K.H. Panofsky, W.M. Woodward, G.B. Yodh,
Phys. Rev. 102, 1392 (1956)

R 2

W.K.H. Panofsky, E. Allton,
Phys. Rev. 110, 1155 (1958)

R 3

J.P. Perez-y-Jorba, P. Bounin, J. Chollet,
Phys. Letters 11, 350 (1964)

R 4

C.W. Akerlof, W.W. Ash, K. Berkelman, M. Tigner,
Phys. Rev. Letters 14, 1036 (1965)

R 5

C.W. Akerlof, W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Liechtenstein,
Phys. Rev. Letters 16, 147 (1966)

R 6

R. Kikuchi, K. Baba, S. Kaneko, K. Huke, Y. Kobayashi,
T. Yamakawa,
Nuovo Cimento 43, 1178 (1966)

R 7

W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Liechtenstein, A. Ramanauskas,
R.H. Sieman,
Phys. Letters 24B, 165 (1967)

R 8

C.W. Akerlof, W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Liechtenstein,
A. Ramanauskas, R.H. Sieman,
Phys. Rev. 163, 1482 (1967)

R 9

F.W. Brasse, J. Engler, E. Ganssauge, M. Schweizer,
Nuovo Cimento 55A, 679 (1968)

R 10

C. Mistretta, J.A. Appel, R.J. Budnitz, L. Carroll, J. Chen,
J.R. Dunning, M. Goitein, K. Hanson, D.C. Imrie, R. Wilson,
Phys. Rev. 184, 1487 (1969)

C. Mistretta et al.,
Phys. Rev. Letters 20, 1070 (1968)

D. Imrie, C. Mistretta, R. Wilson,
Phys. Rev. Letters 20, 1074 (1968)

C. Mistretta et al.,
Phys. Rev. Letters 20, 1523 (1968)

R 11
DESY/College de France-Kollaboration C. Aubret et al.,
Contribution Nr.43 to the Conference
Proceedings 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High
Energies, Liverpool, Daresbury 1969

und W. Albrecht et al.,
DESY 70/36 August 1970

R 12
K. Baba, N. Kajiura, S. Kaneko, K. Huke, R. Kikuchi,
Y. Kobayashi, T. Yamakawa,
Nuovo Cimento 59A, 53 (1969)

R 13
J.G. Rutherglen,
Übersichtsvortrag
Proceedings 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High
Energies, Liverpool, Daresbury 1969

R 14
Th. Powell et al.,
Phys. Rev. Letters 24, 753 (1970)

R 15
J. Mar, B.C. Barish, J. Pine, D.H. Coward, H. Destaebler,
J. Litt, A. Minten, R.E. Taylor, M. Breidenbach,
Phys. Rev. Letters 21, 482 (1968)

R 16
H.J. Behrend, F.W. Brasse, J. Engler, H. Hultschig, S. Galster,
G. Hartwig, H. Schopper, E. Ganssaugue,
Nuovo Cimento 48, 140 (1967)

R 17
T. Janssens, R. Hofstadter, E.B. Hughes, M.R. Yearian,
Phys. Rev. 142, 922 (1966)

R 18
H.C. Kirkman et al.,
Daresbury Nuclear Physics Laboratory
Preprint DNPL/P38 (1970)

R 19
J.R. Chen et al.,
Phys. Rev. Letters 21, 1279 (1968)

R 20

S. Rock et al. Berkeley-SLAC-Collaboration
Phys. Rev. Letters 24, 748 (1970)

R 21

R.N. Cahn, Y.S. Tsai,
SLAC-Pub-722 (April 1970)

R 22

H.F. Jones,
Nuovo Cimento 40A, 1018 (1965)

R 23

E. Ganssauge,
Interner Bericht DESY F21/3 (Mai 1968)

R 24

D.J. Drickey, R.F. Mozley,
Phys. Rev. Letters 8, 291 (1962)

R 25

G. Barbiellini, G. Bologna, J. DeWire, G. Diambrini,
G.P. Murtas, G. Sette,
Proc. Sienna Conf., p.516 (1963)
Proceedings of the Sienna International
Conference on Elementary Particles and High
Energy Physics 1963.
Edited by G. Bernardini and G.P. Puppi
und
Int. Report LNF 64/60 Frascati (1964)

R 26

D.J. Drickey, R.F. Mozley,
Phys. Rev. 136, B543 (1964)

R 27

M. Grilli, P. Spillantini, F. Soso, M. Nigro, E. Schiavuta,
V. Valente,
Nuovo Cimento 54A, 877 (1969)

R 28

G. Barbiellini, G. Bologna, G. Capon, J. DeWire, G. Dezorzi,
G. Diambrini, F.L. Fabbri, G.P. Murtas, G. Sette,
Frascati Preprint LNF-69/3

R 29

L.N. Hand,
Phys. Rev. 129, 1834 (1963)

R 30

H.L. Lynch, J.V. Allaby, D.M. Ritson,
Phys. Rev. 164, 1635 (1967)

R 31

W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy,
U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, G. Weber,
Phys. Letters 27B, 660 (1968)

R 32

A.J. Dufner, Y.S. Tsai,
Phys. Rev. 168, 1801 (1968)

R 33

R.H. Dalitz, D.G. Sutherland,
Phys. Rev. 146, 1180 (1966)

R 34

W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy,
U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, G. Weber,
Phys. Letters 28B, 148 (1968)

W. Bartel,

Dissertation Hamburg
Interner Bericht DESY F22-69/3 (Mai 1969)

R 35

S. Denner,
Phys. Rev. 124, 2000 (1961)

R 36

G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu,
Phys. Rev. 106, 1345 (1957)

R 37

S. Fubini, Y. Nambu, V. Wataghin,
Phys. Rev. 111, 329 (1958)

R 38

N. Zagury,
Phys. Rev. 145, 1112 (1966)
Phys. Rev. 150, 1406 (1966)

R 39

F. Gutbrod, D. Simon,
Nuovo Cimento 51A, 602 (1967)

F. Gutbrod,

DESY 69/22
und DESY 69/33

R 40

S.L. Adler,

Ann. Phys. (N.Y.) 50, 189 (1968)

R 41

G. v. Gehlen,

Nucl. Physics B9, 17 (1969)

Nucl. Physics B20, 102 (1970)

R 42

K. Watson,

Phys. Rev. 95, 228 (1954)

R 43

G. Kessler,

DESY-Bericht Nr. 67/44 (Nov. 1967)

R 44

V. Eckardt,

DESY-Bericht Nr. 67/12 (April 1967)

R 45

W. Schmidt-Parzefall,

Doktorarbeit (Karlsruhe 1968)

Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 769

R 46

S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt,
W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, D. Wegener,

Nuclear Instr. and Meth. 76, 337 (1969)

R 47

S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt,
W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn,

Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 963

R 48

L.W. Mo, Y.S. Tsai,

Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)

R 49

Ch. Berger, V. Burkert, G. Knop, B. Langenbeck, K. Rith,
Abstract Nr.28

Proceedings 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High
Energies, Liverpool, Daresbury 1969

Ch. Berger, E. Gersing, G. Knop, B. Langenbeck, K. Rith,
F. Schumacher,

Phys. Letters 28B, 276 (1968)

R 50

N.M. Kroll, M.A. Ruderman,
Phys. Rev. 93, 233 (1954)

R 51

siehe z.B. P. Stichel,
Fortschritte der Physik 13, 73 (1965)

R 52

A.B. Clegg,
Übersichtsvortrag.
Proceedings 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High
Energies, Liverpool, Daresbury 1969

R 53

G. Fischer, H. Fischer, H.J. Kaempgen, G. Knop, P. Schultz,
H. Wessels,
13. Int. Conf. on High Energy Physics,
Berkeley 1966

R 54

F.A. Behrends, A. Donnachie, D.L. Weaver,
Nuclear Physics B4, 54 (1967)

R 55

W. Schmidt, H. Wunder,
Phys. Letters 20, 541 (1966)

R 56

P. Nölle, W. Pfeil, D. Schwela,
Universität Bonn PI 2-79, August 1970

R 57

DESY-Handbuch, Magnettyp "MB"