(A)

Interner Bericht
DESY F22-69/3
Mai 1969

Elektroproduktion von π - Mesonen im Bereich der Resonanz $\Delta(1.236)$

von

Wulfrin Bartel

Elektroproduktion von π - Mesonen
im Bereich der Resonanz $\Delta(1.236)$

von

Wulfrin Bartel

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes der Gruppe F22 beim DESY.

Inhaltsverzeichnis

Seite

Einleitung

Hochenergetische Elektronen sind nicht nur dazu geeignet, die Struktur von Kernen zu untersuchen, sondern dienen auch zur Bestimmung der elektromagnetischen Eigenschaften von Nukleonen und Nukleonresonanzen. In einem Experiment am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) wurde die Elektroproduktion von π-Mesonen in der Nähe der ersten Resonanz $\Delta(1.236)$ untersucht. Dabei wurden die am Wasserstoff inelastisch gestreuten Elektronen in einem magnetischen Spektrometer nachgewiesen. Ziel dieser Messungen war es, festzustellen, inwieweit longitudinale Photonen zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen und den magnetischen Übergangsformfaktor vom Proton zur Resonanz zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst eine allgemeine Formel zur Berechnung inelastischer Wirkungsquerschnitte angegeben, und es werden diejenigen Größen definiert, die experimentell zugänglich sind. Im zweiten Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Apparatur und die Messungen gegeben, während im dritten Abschnitt die Strahlungskorrekturen besprochen werden, die wesentlich in die Bestimmung inelastischer Wirkungsquerschnitte eingehen. Aus den korrigierten Daten kann man durch Kombination mit Messungen anderer Gruppen die longitudinalen Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt ermitteln und durch eine Analyse der Gestalt der Spektren Aussagen über den magnetischen Übergangsformfaktor $G_M^*(q^2)$ gewinnen. In einem Experiment, in welchem lediglich die gestreuten Elektronen nachgewiesen werden, kann man nicht entscheiden, ob der beobachtete longitudinale Wirkungsquerschnitt resonant ist oder nicht. Deshalb werden im fünften Kapitel nur die Formfaktoren $G_M^*(q^2)$ mit den Vorhersagen verschiedener Theorien verglichen.

I. *Relativistische Beschreibung der inelastischen Streuung von Elektronen an Protonen*

Unter inelastischen Reaktionen werden im folgenden nur solche verstanden, bei denen durch das einfallende Elektron keine Leptonen erzeugt werden. Auch bleiben zunächst Prozesse unberücksichtigt, bei denen reelle Gammaquanten auftreten, oder bei denen die Elektronen virtuelle Photonen emittieren und wieder absorbieren. Wir untersuchen im folgenden den inelastischen Streuquerschnitt zunächst ohne den hadronischen Endzustand festzulegen und dann unter der Annahme, daß eine Resonanz gebildet wird.

I.1 *Elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton*

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion wird mit Hilfe der invarianten Übergangsamplitude T_{fi} berechnet. Sind nur unpolarisierte Teilchen beteiligt, so muß über die Spins im Anfangszustand gemittelt und über die Endspins summiert werden, symbolisiert durch $\overline{T}_{fi}$ [1].

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{1}{N^2} \cdot \int |\overline{T}_{fi}|^2 \, \delta(P_f - P_i) \frac{\rho_f}{J_{ein}} \, d\tau \qquad (I.1)$$

Die Integration in (I.1) erstreckt sich über den Phasenraum der Endzustände, dessen Zustandsdichte mit ρ_f bezeichnet wird. J_{ein} stellt den Strom der einlaufenden Teilchen dar, und N berücksichtigt die invariante Normierung der Wellenfunktionen.

Die physikalisch relevante Größe in (I.1) ist die invariante Übergangsamplitude $\overline{T}_{fi}$ für die Elektroproduktion von π-Mesonen. Da die elektromagnetische Kopplungskonstante α

klein ist, kann man erwarten, daß eine Entwicklung der T-Matrix nach dieser Größe schon in niedrigster Ordnung eine brauchbare Näherung darstellt, zumal diese Approximation bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung die experimentellen Ergebnisse sehr gut beschreibt. In der Sprache der Feynmangraphen bedeutet das, daß Elektron und Proton nur ein Photon austauschen.

Die Kinematik des Erzeugungsprozesses ist in der Abbildung 1a dargestellt und in 1b noch einmal als Feynmandiagramm in der Einphotonnäherung wiedergegeben. Für die eingezeichneten Viererverktoren gilt die im Anhang A definierte Metrik, und wir vereinbaren, daß Größen im Ruhesystem der auslaufenden Hadronen mit einem * versehen werden oder auch durch die Indizes c.m. gekennzeichnet werden, während im Laborsystem nichtindizierte Größen benutzt werden. Im folgenden werden auch kinematische Größen benutzt, die man nicht unmittelbar der Abbildung 1 entnehmen kann. Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes bezeichnen wir im allgemeinen mit W und mit M^*, wenn eine Resonanz gebildet wird. Ein anderer häufig benutzter Parameter ist die äquivalente Photonenenergie

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} . \qquad (I.2)$$

Das ist die Energie, welche ein reelles Photon haben muß, um aus einem Proton einen Zustand der Masse W zu erzeugen.

Nach den Feynmanregeln berechnet man T_{fi} aus dem Graphen 1b zu:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \bar{u}(p_3)\,\gamma_\mu\, u(p_1)\, \frac{e^2}{-q^2}\, J^\mu = j_\mu \frac{e^2}{-q^2} J^\mu \\ &= e^2 A_\mu(q)\, J^\mu(q) \end{aligned} \qquad (I.3)$$

mit $$A_\mu(q) = \frac{1}{-q^2}\, j_\mu(q) .$$

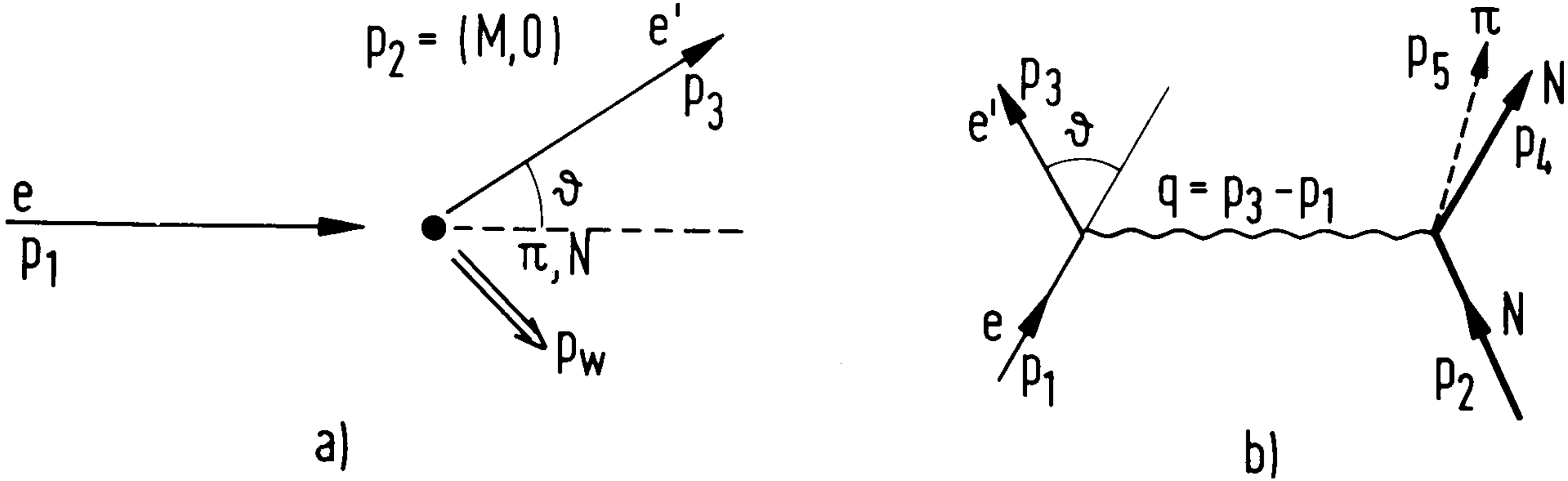


Abb.1 Kinematik zur Elektroproduktion von π-Mesonen

Die Größen $\overline{u}(p_3)$ und $u(p_1)$ sind Diracspinoren und werden ebenso wie die Matrizen γ_μ im Anhang A erklärt, während J_μ den Hadronenstrom kennzeichnet. Physikalisch kann man diesen Strom als Übergangsstrom interpretieren, der vom Grundzustand (Proton) zu einem beliebigen angeregten Zustand führt. $A_\mu(q)$ dagegen identifizieren wir mit dem Viererpotential des virtuellen elektromagnetischen Feldes in der Impulsdarstellung, welches vom Elektron erzeugt wird.

Der Wirkungsquerschnitt ist entsprechend der Gleichung (I.1) proportional zum Quadrat der Übergangsamplitude, wobei noch über Spins zu summieren ist. Anhand der Beziehung

$$|\overline{T}_{fi}|^2 = \frac{1}{2m^2} L_{\mu\nu} \frac{e^4}{q^4} \frac{1}{2} T^{\mu\nu} \qquad (I.4)$$

definieren wir die beiden Tensoren zweiter Stufe $L_{\mu\nu}$ und $T^{\mu\nu}$, welche den leptonischen bzw. hadronischen Vertex beschreiben und durch Produktbildung aus den Strömen j_μ bzw. J_μ konstruiert werden. Aufgrund der Regeln über die Spurbildung von γ-Matrizen kann man $L_{\mu\nu}$ berechnen [1].

$$L_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} j_\mu j_\nu^* = p_{1\mu} p_{3\nu} + p_{1\nu} p_{3\mu} - \frac{1}{2} (-q^2) g_{\mu\nu} \qquad (I.5)$$

(* bedeutet hier komplexe Konjugation)

Den Tensor $T_{\mu\nu}$ kann man nicht angeben, ohne die Struktur der Hadronen zu kennen.

Bemerkenswert an der Gleichung (I.4) ist, daß aufgrund der Einphotonnäherung nur das Produkt der Vertexfunktionen $L_{\mu\nu}$ und $T^{\mu\nu}$ auftritt. Das bedeutet, daß Änderungen am Elektronenvertex keinen Einfluß auf die Struktur des Vertex der stark wechselwirkenden Teilchen haben, sondern lediglich in den Parametern des virtuellen Photons ihren Niederschlag finden. Dieser Sachverhalt ist besonders wichtig und liefert die Grundlage zur Berechnung der Strahlungskorrekturen in Kapitel III.

1.1 *Eigenschaften der leptonischen und hadronischen Vertexfunktionen*

Die Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes der virtuellen Photonen untersuchen wir am besten mit Hilfe des Tensors $L_{\mu\nu}$. Aufgrund der Kontinuitätsgleichungen

$$\begin{aligned} \partial^\mu j_\mu &= 0 \\ \partial^\mu J_\mu &= 0 , \end{aligned} \qquad (I.6)$$

welchen die Ströme J_μ und j_μ genügen, sind nicht alle Komponenten der Vektoren J_μ und j_μ unabhängig. Demzufolge bestehen auch zwischen den Komponenten der Tensoren $L_{\mu\nu}$ und $T_{\mu\nu}$ lineare Beziehungen. Es ist üblich, die Zeitkomponenten (0-Komponenten) zu eliminieren und sie durch die longitudinalen Raumkomponenten (3-Komponenten) auszudrücken.

Im Ruhesystem des hadronischen Endzustandes gilt:

$$\begin{aligned} L^{o\mu}_{c.m.} &= \frac{\vec{q}^{\,*}}{q^{o*}} L^{3\mu}_{c.m.} \\ T^{o\mu}_{c.m.} &= \frac{\vec{q}^{\,*}}{q^*_o} T^{3\mu}_{c.m.} \end{aligned} \qquad (I.7)$$

Das bedeutet, daß auch das Potential A_μ drei unabhängige Komponenten besitzt, also auch eine in der 3-Richtung, wenn wir diese mit der Fortpflanzungsrichtung identifizieren (Abb.2). Für reelle Photonen (q^2=0) dagegen ist das Feld rein transversal und hat nur zwei unabhängige Komponenten.

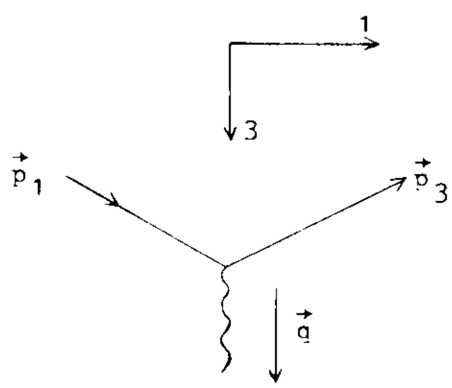


Abb. 2

Als transversalen Polarisationsgrad definieren wir die lorentzinvariante Größe

$$\varepsilon = \frac{L_{11} - L_{22}}{L_{11} + L_{22}} = \frac{A_1 A_1^* - A_2 A_2^*}{A_1 A_1^* + A_2 A_2^*}$$
$$= \frac{1}{1 + 2\, \vec{q}^{\,2}/(-q^2)\, \mathrm{tg}^2\, \theta/2} \; . \qquad (I.8)$$

(Bei reellen Photonen ist $\varepsilon=1$ gleichbedeutend mit linearer Polarisation in 1-Richtung.)

Den longitudinalen Polarisationsgrad definieren wir entsprechend als:

$$\varepsilon_\ell = \frac{L_{33}}{L_{11} + L_{22}} \; . \qquad (I.9)$$

L_{33} hängt vom Lorentzsystem ab, und im Laborsystem erhält man:

$$\varepsilon_\ell = \frac{-q^2}{q_o^2}\, \varepsilon \; . \qquad (I.9')$$

Die beiden Polarisationsparameter ε und ε_ℓ sind allein durch die Leptonenvariablen festgelegt, so daß man durch geeignete Wahl der Elektronenkinematik virtuelle Photonen beliebiger Polarisation erzeugen kann. Dabei ist zu beachten, daß der Quotient $\vec{q}^{\,2}/q^2$ nur schwach von den Parametern W und q^2 abhängt, so daß ε im wesentlichen eine Funktion des Elektronenstreuwinkels θ ist.

Eine eingehende Analyse der Kontinuitätsgleichung für den Hadronenstrom J_μ in Verbindung mit der Forderung nach Raumspiegelungsinvarianz wurde von Gourdin [2] vorgenommen und führte zu dem Ergebnis, daß $T_{\mu\nu}$ der folgenden Form genügen muß, wenn die Spins der beteiligten Hadronen nicht beobachtet werden:

$$T_{\mu\nu} = T_1(q^2,W)\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{-q^2}\right) + T_2(q^2,W)\, \frac{1}{M^2}$$
$$\times \left(p_{2\mu} - \frac{p_2 q}{-q^2}\, q_\mu\right) \left(p_{2\nu} - \frac{p_2 q}{-q^2}\, q_\nu\right) . \qquad (I.10)$$

Die beiden Funktionen T_1 und T_2 haben die Bedeutung von Formfaktoren und sind reell.

1.2 Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung

Da die auslaufenden Hadronen bisher nicht spezifiziert wurden, können wir den Wirkungsquerschnitt nicht nach der Gleichung (I.1) berechnen. Man behilft sich nach einer von Drell und Walecka [3] angewandten Methode, indem man in den Tensor $T_{\mu\nu}$ den Phasenraum der Hadronen einbzieht. Den neuen Tensor, welcher die gleiche Gestalt hat wie $T_{\mu\nu}$, bezeichnen wir mit $W_{\mu\nu}$ und entsprechend die Formfaktoren mit W_1 und W_2.

$$T_{\mu\nu} M^2 \rho_f \equiv W_{\mu\nu} = W_1(q^2,W)\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{-q^2}\right) + W_2(q^2,W)\,\frac{1}{M^2} \times \left(p_{2\mu} - \frac{p_2 q}{-q^2}\,q_\mu\right)\left(p_{2\nu} - \frac{p_2 q}{-q^2}\,q_\nu\right) \qquad \text{(I.11)}$$

Durch Kontraktion von $L_{\mu\nu}$ mit $W_{\mu\nu}$ berechnet man unter Berücksichtigung des Phasenraumes der Elektronen den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Protonen im Laborsystem zu:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = \frac{4\alpha^2}{q^4}\,\frac{E_3}{M}\,\cos^2\theta/2\,\left\{W_2(q^2,W) + 2W_1(q^2,W)\,\mathrm{tg}^2\,\theta/2\right\}. \qquad \text{(I.12)}$$

Eine weitere in der Literatur häufig benutzte Darstellung des inelastischen Streuquerschnitts geht auf Arbeiten von Panofsky und Hand zurück [4]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = \Gamma_t\,\left(\sigma_t(q^2,W) + \varepsilon\sigma_\ell(q^2,W)\right) \qquad \text{(I.13)}$$

mit $$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2}\,\frac{E_3}{E_1}\,\frac{K}{-q^2}\,\frac{1}{1-\varepsilon}\ .$$

Die physikalische Bedeutung von Γ_t ist die einer Spektralfunktion für virtuelle Photonen. Γ_t ist gleich der Anzahl transversal polarisierter virtueller Photonen, welche von einem Elektron pro Energieeinheitsintervall im Einheitsraumwinkel erzeugt werden, und $\varepsilon\Gamma_t$ die entsprechende Größe für longitudinal polarisierte Photonen. Damit kann man σ_t und σ_ℓ mit den totalen Absorptionsquerschnitten für transversale bzw. longitudinale Photonen identifizieren.

Bei einem Vergleich der beiden Gleichungen (I.12) und (I.13) liest man die folgenden Beziehungen zwischen den Formfaktoren $W_{1,2}$ und $\sigma_{\ell,t}$ ab:

$$W_1(q^2,W) = \frac{KM}{4\pi^2\alpha}\,\sigma_t(q^2,W) \quad ; \quad \sigma_t(q^2,W) = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\,W_1(q^2,W)$$

$$W_2(q^2,W) = \frac{-q^2}{\vec{q}^{\,2}}\,\frac{KM}{4\pi^2\alpha}\,\left(\sigma_t(q^2,W) + \sigma_\ell(q^2,W)\right) \; ; \qquad \text{(I.14)}$$

$$\sigma_\ell(q^2,W) = \frac{4\pi^2\alpha}{KM}\,\left(\frac{\vec{q}^{\,2}}{-q^2}\,W_2(q^2,W) - W_1(q^2,W)\right) \; .$$

In der Literatur sind jedoch auch andere Darstellungen geläufig, die sich dadurch unterscheiden, daß verschiedene kinematische Faktoren aus den Formfaktoren herausgezogen werden. Eine Zusammenstellung einiger häufig verwendeter Notationen findet man in einem Bericht von Ganßauge [5].

In einem Experiment, bei dem Elektronen an Protonen gestreut werden und lediglich die gestreuten Elektronen nachgewiesen werden, kann man σ_ℓ und σ_t bzw. W_1 und W_2 bestimmen. Die Trennung erfolgt dabei aufgrund der verschiedenen Winkelabhängigkeit der beiden Formfaktoren. Wenn man bei fester invarianter Masse W und festem Impulsübertrag $-q^2$ den Streuquerschnitt für verschiedene Werte des Polarisationsparameters ε mißt, kann man σ_ℓ und σ_t als Lösung eines linearen Gleichungssystems berechnen.

Die bisherigen Überlegungen gestatten es nicht, Vorhersagen über das Verhalten der Formfaktoren als Funktion von W und q^2 zu machen. Solche Aussagen sind stark modellabhängig und werden erst in einem späteren Kapitel erörtert.

I.2 *Grenzfälle der inelastischen Elektronenstreuung*

a) *Elastische Streuung*

Die elastische Streuung ist dadurch gekennzeichnet, daß keine Mesonen erzeugt werden. Damit liegt der Endzustand fest, und wir können aus dem Tensor $W_{\mu\nu}$ den Phasenraum des Protons im Endzustand herausziehen.

$$\frac{1}{M^2} W_{\mu\nu} = \frac{d^3\vec{p}_4}{E_4} \delta^4(p_2 - p_4 - q)\, T_{\mu\nu} \qquad (I.15)$$

Nach Ausführung des Phasenraumintegrals und der Kontraktion mit $L_{\mu\nu}$ erhält man das folgende Ergebnis:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_3} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_3}\right)_{NS} \left\{T_2(q^2,M) + 2\, T_1(q^2,M)\, tg^2\, \theta/2\right\} \qquad (I.16)$$

mit
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_3}\right)_{NS} = \frac{\alpha^2}{4E_1 \sin^4 \theta/2}\; \frac{\cos^2 \theta/2}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \theta/2} .$$

Vergleichen wir den Wirkungsquerschnitt (I.16) mit der Rosenbluthformel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_3} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_3}\right)_{NS} \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1+\tau} + 2\tau G_M^2(q^2)\, tg^2\, \theta/2 \qquad (I.17)$$

mit
$$\tau = \frac{-q^2}{4M^2} ,$$

so ergibt ein Koeffizientenvergleich die folgenden Beziehungen:

$$T_1(q^2,M) = \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau}$$
$$T_2(q^2,M) = \tau G_M^2(q^2) \quad . \tag{I.18}$$

b) Photoabsorption

Die Absorption reeller Photonen entspricht dem Grenzfall $q^2 \to 0$. Besonders geeignet für diesen Grenzübergang ist die Darstellung (I.13) des inelastischen Wirkungsquerschnitts, da σ_ℓ für reelle Photonen verschwindet. Es ist also:

$$\lim_{-q^2 \to 0} \frac{1}{\Gamma_t} \frac{d^2\sigma(q^2,W)}{d\Omega_3\, dE_3} = \sigma_t(0,W). \tag{I.19}$$

Das heißt, $\sigma_t(0,W)$ ist gleich dem totalen Photoabsorptionsquerschnitt.

I.3 Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung einer Resonanz

Besteht der hadronische Endzustand aus einer Resonanz, so wird die Berechnung von Übergangsmatrixelementen durch die Einführung von Wellenfunktionen zu definiertem Drehimpuls und fester Parität erleichtert. Im Ruhesystem der Resonanz sind die Übergangsamplituden besonders einfach zu berechnen. Sie sind proportional zu Ausdrücken der folgenden Art:

$$< \pi_R JM | J_\mu | \vec{q}^{\,*} \pi jm > \quad . \tag{I.20}$$

Dabei kennzeichnet π die Parität der Zustände (π_R = Parität der Resonanz). J und M sind Drehimpuls- bzw. magnetische

Quantenzahl der Resonanz und j, m die entsprechenden Größen für das einfallende Proton im Schwerpunktsystem. Aufgrund der Auswahlregeln für die elektromagnetische Wechselwirkung gibt es drei unabhängige Matrixelemente vom Typ (I.20), die zur Anregung einer Resonanz mit $J > \frac{1}{2}$ beitragen. Ist der Spin der Resonanz $\frac{1}{2}$, so gibt es nur zwei unabhängige Amplituden wie im Falle des Nukleons. Entsprechend der Notation von Bjorken und Walecka [6] bezeichnen wir als Formfaktoren $f_{c,\pm}(q^2)$ Ausdrücke, welche zu den linear unabhängigen Matrixelementen proportional sind.

Der Resonanzquerschnitt wird dann bei Annahme eines stabilen Endzustandes mit $J > \frac{1}{2}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_3} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4E_1^2 \sin^4 \theta/2} \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \theta/2} \tag{I.21}$$

$$\left(\frac{q^4}{\vec{q}^{*4}} f_c^2 + \left\{\frac{-q^2}{2\vec{q}^{*2}} + \frac{M^{*2}}{M^2} \operatorname{tg}^2 \theta/2\right\}\left\{f_+^2 + f_-^2\right\}\right).$$

Durch Experimente, in denen nur das gestreute Elektron beobachtet wird, kann man die Summe

$$f_t^2(q^2) = f_+^2(q^2) + f_-^2(q^2)$$

und f_c^2 bestimmen. Zu den Formfaktoren T_1 und T_2 bestehen die folgenden Beziehungen, die man aus einem Koeffizientenvergleich zwischen (I.21) und (I.16) herleitet:

$$f_t^2(q^2) = \frac{2M^2}{M^{*2}} T_1(q^2, M^*)$$

$$f_c^2(q^2) = \frac{M^2}{M^{*2}} \frac{\vec{q}^{*2}}{-q^2} \left\{\frac{\vec{q}^{*2}}{-q^2} T_2(q^2, M^*) - T_1(q^2, M^*)\right\} \tag{I.22}$$

Aufgrund dieser Relationen überzeugt man sich leicht, daß f_t^2 dem transversalen Wirkungsquerschnitt σ_t propro-tional ist, während f_c^2 zu σ_ℓ proportional ist, so daß $f_t(q^2)$ einem Formfaktor für die Absorption transversaler Photonen entspricht und $f_c(q^2)$ die entsprechende Größe für longitudinale Photonen darstellt.

Eine andere Möglichkeit, den hadronischen Vertex auszuwerten, wenn eine Resonanz erzeugt wird, besteht darin, die Diracgleichung für Teilchen mit beliebigem halbzahligem Spin zu verallgemeinern und die den Spinoren entsprechenden Wellenfunktionen, die sogenannten Rarita-Schwinger-Zustände, zu konstruieren. In diesem Falle geht man ähnlich vor, wie bei der Bestimmung der Formfaktoren des Nukleons aus den Invarianten der Diractheorie. Man konstruiert den allgemeinen Übergangsstromoperator, der mit den Erhaltungssätzen der elektromagnetischen Wechselwirkung verträglich ist und erhält auf diese Art und Weise ebenfalls drei unabhängige Formfaktoren, die von Bjorken und Walecka [6] mit $g_1(q^2)$, $g_2(q^2)$, $g_3(q^2)$ bezeichnet werden und den Koeffizienten $C_3(q^2)$, $C_4(q^2)$, $C_5(q^2)$ bei Gourdin [22] äquivalent sind. Die Verwendung dieser Größen erlaubt einen besonders anschaulichen Übergang zur elastischen Streuung.

I.4 Multipolamplituden

Wir sind bisher davon ausgegangen, daß der hadronische Endzustand aus einer Resonanz besteht. Schwächt man diese Voraussetzung dahingehend ab, daß man den Endzustand auf ein Pion und ein Nukleon beschränkt, so kann man die Übergangsamplitude in sechs Amplituden zerlegen, welche sowohl lorentzinvariant als auch eichinvariant sind. In einer Arbeit von Dennery [7] wird diese Zerlegung wie folgt geschrieben:

$$< p_4 p_5 | J_\mu A^\mu | p_2 > \; = \; < |F| > \; = \; < | \sum_{i=1}^{6} M_i F_i | > \qquad (I.23)$$

mit eichinvarianten Operatoren M_i und Koeffizienten F_i, welche Funktionen der kinematischen Größen W und q^2 sind. Diese Zerlegung ist derjenigen von Fubini, Nambu und Wataghin [8] äquivalent, unterscheidet sich aber in der Definition von M_2.

Die invariante Übergangsamplitude, d.h. die Matrixelemente des Operators F werden in der Literatur nach zwei Methoden berechnet. Einmal entwickelt man das virtuelle elektromagnetische Feld , d.h. die Zustände in (I.23), nach Multipoleigenfunktionen [9]. Die Entwicklungskoeffizienten bezeichnet man als Multipolamplituden und klassifiziert sie nach dem Bahndrehimpuls ℓ_γ und der Parität des Feldes. Bei der zweiten Methode entwickelt man den Übergangsoperator nach Kugelfunktionen und klassifiziert die Entwicklungskoeffizienten entsprechend ihrer Eigenparität und dem Bahndrehimpuls ℓ_π des Pions im Endzustand. Durch einen Index + oder - wird angedeutet, wie sich der Gesamtdrehimpuls des auslaufenden Systems aus dem des Pions und des Nukleons zusammensetzt, d.h. ob

$$J_f = J_+ = \ell_\pi + \tfrac{1}{2}$$

$$\text{oder} \qquad J_f = J_- = \ell_\pi - \tfrac{1}{2} \qquad \text{(I.24)}$$

ist. In der Elementarteilchenphysik ist die letztgenannte Einführung von Multipoloperatoren die gebräuchliche, und wir untersuchen als Beispiel die Eigenschaften des magnetischen Dipoloperators M_1^+. Er erzeugt aus einem Anfangszustand mit einem Spin $s = \frac{1}{2}$ einen Endzustand mit dem Gesamtdrehimpuls

$$J_f = J_+ = 1 + \tfrac{1}{2} = 3/2 \; . \qquad \text{(I.25)}$$

Unter der Paritätsoperation $\hat{\pi}$ verhält er sich wie

$$\hat{\pi}\, M_1^+\, \hat{\pi}^{-1} = -(-1)^1\, M_1^+ = M_1^+ \; . \qquad \text{(I.25')}$$

D.h. ein Zustand $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ wird in einen $3/2^+$-Zustand überführt.

Zur Erzeugung einer Resonanz J^π mit $J > \frac{1}{2}$ können nur drei Multipole beitragen, deren reduzierte Matrixelemente bis auf Proportionalitätsfaktoren als Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$, $G_E^*(q^2)$ und $G_c^*(q^2)$ definiert werden. Die Indizes M und E kennzeichnen dabei den magnetischen bzw. elektrischen Formfaktor der Resonanz, während $G_c^*(q^2)$ gleich dem Ladungsformfaktor ist. Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung einer stabilen Resonanz wird damit zu

$$\frac{1}{\Gamma_t}\frac{d\sigma}{d\Omega_3} = \frac{\pi^2\,\alpha\,\vec{q}^{\,2}}{KM^2}\Big\{G_M^{*2}(q^2) + G_E^{*2}(q^2) + 2\varepsilon\,\frac{-q^2}{\vec{q}^{*2}}\,G_c^{*2}(q^2)\Big\}\,\frac{1}{1+\frac{2E_1}{M}\sin^2\theta/2}\,. \tag{I.26}$$

Die Einführung der endlichen Resonanzbreite schon bei der Entwicklung nach Multipolamplituden, d.h. in den Wellenfunktionen, ist bisher noch nicht durchgeführt worden. Man kann jedoch den wesentlichen kinematischen Effekt dadurch berücksichtigen, daß man den Rückstoßfaktor

$$\frac{1}{1+\frac{2E_1}{M}\sin^2\theta/2} \tag{I.27}$$

in (I.26) durch eine Breit-Wigner-Verteilung ersetzt.

$$\frac{1}{\Gamma_t}\frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = \frac{\pi\alpha\vec{q}^{\,2}}{2WKM}\Big\{G_M^{*2}(q^2) + G_E^{*2}(q^2) + 2\varepsilon\,\frac{-q^2}{\vec{q}^{*2}}\,G_c^{*2}(q^2)\Big\}\,\frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2+\Gamma(W)^2/4} \tag{I.26'}$$

Zu dieser Ersetzung führt die folgende Überlegung:

Bei einem stabilen Teilchen im Endzustand mißt man einen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt, und der Rückstoßfaktor (I.27) stammt von einem Phasenraumintegral über die Elektronen- und Hadronenimpulse im Endzustand.

$$\int \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_3}\,\frac{d^3\vec{p}_4}{2E_4}\,\delta^{(4)}\,(p_2 - p_4 + q)$$

$$= \int |\vec{p}_3|\,dE_3\; d^4p_4\;\delta(p_4^2 - M^{*2})\;\delta^{(4)}\,(p_2 - p_4 + q)$$

$$= \int |\vec{p}_3|\,dE_3\;\delta(p_4^2 - M^{*2})$$

$$= |\vec{p}_3|\,\left|\frac{\partial E_3}{\partial p_4^2}\right| \int dp_4^2\;\delta(p_4^2 - M^{*2})$$

$$= \frac{E_3}{2M(1 + \frac{2E_1}{M}\sin^2\theta/2)}$$

Bei einem instabilen auslaufenden Hadron wird ein zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt gemessen, und die Integration über $d\vec{p}_3$ entfällt. Zum anderen stellt die δ-Funktion $\delta(p_4^2 - M^{*2})$ den Grenzfall des Propagators für ein Teilchen mit verschwindender Zerfallsbreite dar, wie man der folgenden Identität entnimmt

$$\lim_{\Gamma\to 0} \frac{1}{(p^2 - M^{*2}) - i\Gamma} = P\,\frac{1}{p^2 - M^{*2}} + i\pi\delta(p^2 - M^{*2})$$

$$= i\pi\delta(p^2 - M^{*2})\;,$$

wobei P das Cauchysche Hauptwertintegral kennzeichnet. Das heißt, wir müssen $\delta(p_4^2 - M^{*2})$ durch eine entsprechend normierte Breit-Wigner-Formel ersetzen.

Die hier eingeführten Formfaktoren G^* stimmen mit den von Ash und Mitarbeitern [10] definierten überein. Zu den Helizitätsformfaktoren $f_{c,\pm}$ bestehen die folgenden einfachen Beziehungen:

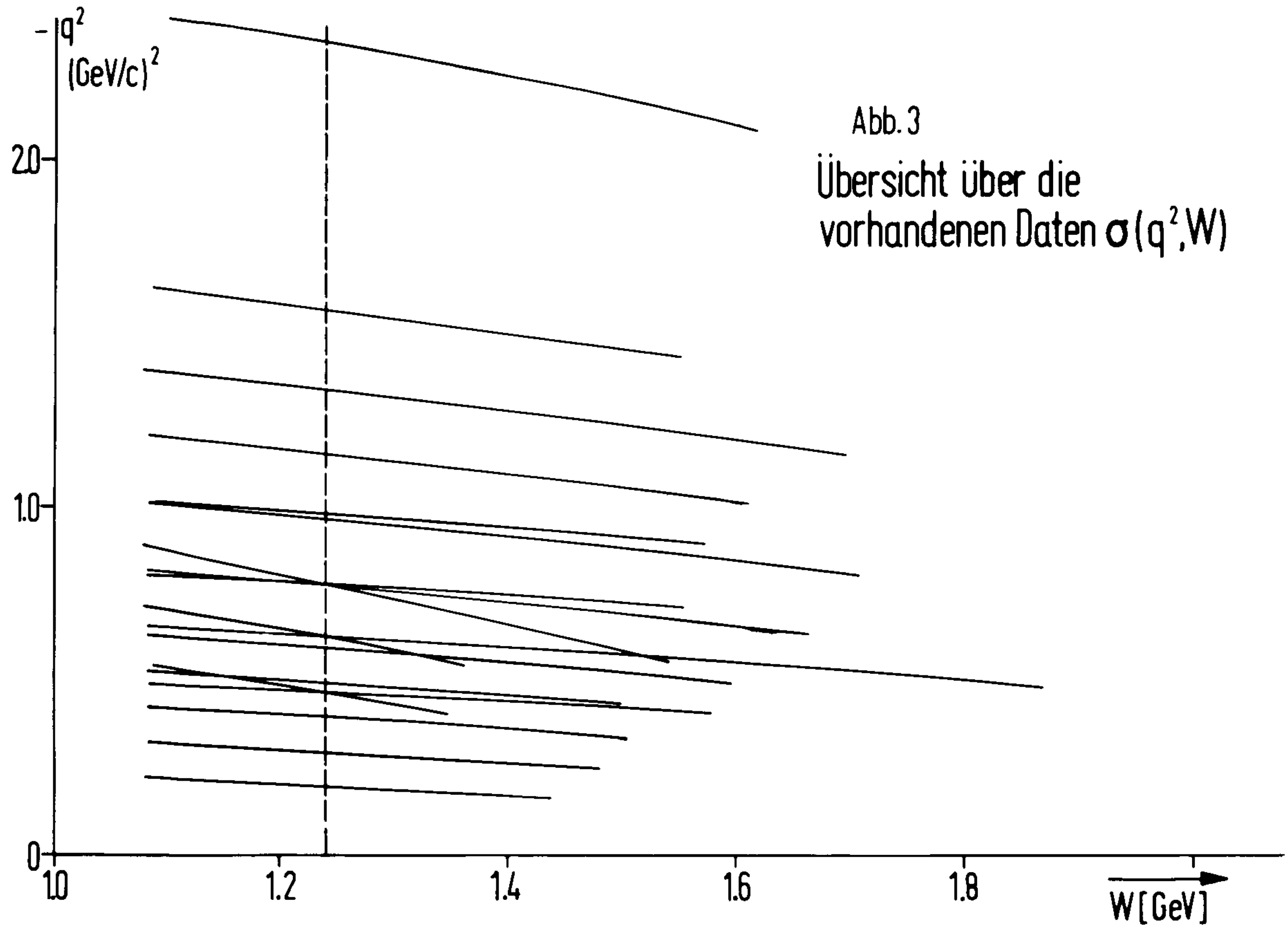
$$G_M^{*2}(q^2) + G_E^{*2}(q^2) = \frac{4M^2}{\vec{q}^{*2}}\left\{f_+^2(q^2) + f_-^2(q^2)\right\}$$

$$G_c^{*2}(q^2) = \frac{4M^2}{\vec{q}^{*2}}\,f_c^2(q^2). \qquad \text{(I.28)}$$

II. *Apparatur und Messungen*

Ziel des Experiments, welches in diesem Abschnitt beschrieben wird, war es, die Formfaktoren σ_ℓ und σ_t im Bereich der ersten Nukleonresonanz für Impulsüberträge zwischen 0.2 und 2.3 $(GeV/c)^2$ zu trennen und den Resonanzformfaktor $G_M^*(q^2)$ zu bestimmen. Da man erwartet, daß σ_ℓ in dem von uns untersuchten kinematischen Bereich klein ist, braucht man Messungen bei weit auseinanderliegenden Werten des Polarisationsparameters ϵ, um eine zuverlässige Trennung der beiden Wirkungsquerschnitte zu gewährleisten. Die von unserem Spektrometer erfaßbaren Winkel (10^o - 35^o) entsprechen ϵ-Werten zwischen 1 und 0.75. Dieses Intervall ist zu klein, um eine eindeutige Zerlegung nach σ_ℓ und σ_t zu erreichen. Wir haben deshalb unsere Impulsüberträge bei kleinen Winkeln so gewählt, daß unsere Wirkungsquerschnitte mit denen anderer Gruppen kombiniert werden konnten. Dazu wurden bei verschiedenen Einfallsenergien und Streuwinkeln mehr oder weniger vollständige Impulsspektren der gestreuten Elektronen aufgenommen. Eine Übersicht über die Messungen findet man in der Abbildung 3, der man auch entnimmt, bis zu welchen invarianten Massen des hadronischen Endzustandes die Spektren ausgedehnt wurden.

Die wesentlichen Komponenten der Apparatur ergeben sich unmittelbar aus der Aufgabenstellung. Man braucht eine Quelle hochenergetischer Elektronen, ein Wasserstofftarget, in dem die einfallenden Teilchen gestreut werden, und ein Spektrometer zum Nachweis und zur Impulsanalyse der gestreuten Elektronen. Die einzelnen Teile des Experiments werden im folgenden kurz beschrieben, wobei auf detaillierte Angaben verzichtet wurde, da an anderer Stelle ausführliche Darstellungen zu finden sind [11].



$-q^2$
$(GeV/c)^2$
2.0
1.0
0
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
W [GeV]
Abb. 3
Übersicht über die vorhandenen Daten $\sigma(q^2, W)$

II.1 Der externe Elektronenstrahl

Mit Hilfe der sogenannten Beam-bump-Technik [12] werden die Elektronen des 7.5 GeV - Synchrotrons am Ende eines Beschleunigungszyklus aus dem Beschleuniger herausgelenkt, wobei die Zeitdauer, während der Teilchen ejiziert werden (Spillzeit), etwa 500 µsec beträgt. Diese Elektronen werden in einem 40 m langen magnetischen Kanal, dessen Elemente aus Quadrupollinsen und zwei Ablenkmagneten bestehen, dispersionsfrei auf ein Wasserstofftarget fokussiert (Abb.4). Die Größe des Brennflecks beträgt an dieser Stelle ungefähr 3×3 mm^2, während die Energieunschärfe der einfallenden Elektronen 0.3 % nicht überschreiten kann. Nach einer weiteren Strecke von 30 m, auf welcher der Strahl noch einmal durch zwei Quadrupole gebündelt wird, treffen die Elektronen in einen Faraday-Käfig. An verschiedenen Stellen des Transportweges können Leuchtschirme in den Strahlengang gebracht werden (S1 ... S7), welche von Fernsehkameras betrachtet werden und so eine ständige Überwachung der Fokussierung erlauben.

Zur Ladungsmessung wurden zwei DESY-Integratoren benutzt, die an den Faraday-Käfig und einen Sekundäremissionsmonitor angeschlossen waren. Diese Doppelbestimmung diente der Überwachung der Integratoren und der Strahlfokussierung. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde lediglich die im Faraday-Käfig akkumulierte Ladung berücksichtigt. Dabei wurde angenommen, daß die Ladungsmessung mit einem Fehler von $\pm$ 1 % behaftet ist.

II.2 Das Wasserstofftarget

Das Wasserstoff target bestand aus einer Zelle aus Kapton-H-Folie, welche an der Unterseite eines Vorratsbehälters für flüssigen Wasserstoff hing (Abb.5). Zur Wärmeisolation befanden sich alle kalten Teile des Kryostaten im Hochvakuum und waren zusätzlich mit einem Stickstoffkühlmantel umgeben. Dadurch wurde der Wasserstoffverbrauch auf etwa 400 cm^3 pro Stunde herabgesetzt.

Zur Bestimmung der Untergrundzählrate wurde der Zelleninhalt in das Reservoir zurückgedrückt. Dabei bleibt die Targetzelle aber mit Wasserstoff gefüllt. Die daraus resultierende Verfälschung der Leerrate durch Streuung an den Gasmolekülen konnte in diesem Experiment vernachlässigt werden. Im allgemeinen betrug der auf diese Art und Weise bestimmte Untergrund weniger als 2 % der Zählrate mit vollem Target.

Durch Blasenbildung in der vollen Zelle kann die mittlere Wasserstoffdichte verringert werden. Deshalb wurden photographische Aufnehmen der Zelle gemacht und aus der Größe der Bläschen eine obere Grenze von 0.2 % für diesen Effekt abgeschätzt. Um auch den Einfluß des Elektronenstrahls zu ermitteln, wurden Messungen mit verschiedener Strahlintensität wiederholt, wobei die Wirkungsquerschnitte innerhalb der statistischen Fehler reproduziert werden konnten. Die Länge der Wasserstoffzelle wurde ebenfalls anhand von Photographien ermittelt, auf denen die mit flüssigem Stickstoff gefüllte Zelle zusammen mit einem Maßstab im Vakuum aufgenommen wurde. Zum Fehler im Wirkungsquerschnitt trug die Unsicherheit in der Targetlänge und -dichte mit 1.5 % bei.

II.3 Spektrometer und Zähler

Als Nachweisapparat für die gestreuten Elektronen wurde das in Abbildung 6 gezeigte Schrägfensterspektrometer [13] benutzt, mit welchem Streuwinkel zwischen 10° und 35° erfaßt werden konnten. Der Raumwinkel des Spektrometers betrug 0.4325 mster, und die Impulsauflösung variierte zwischen 0.4 und 0.6 %/cm je nach den kinematischen

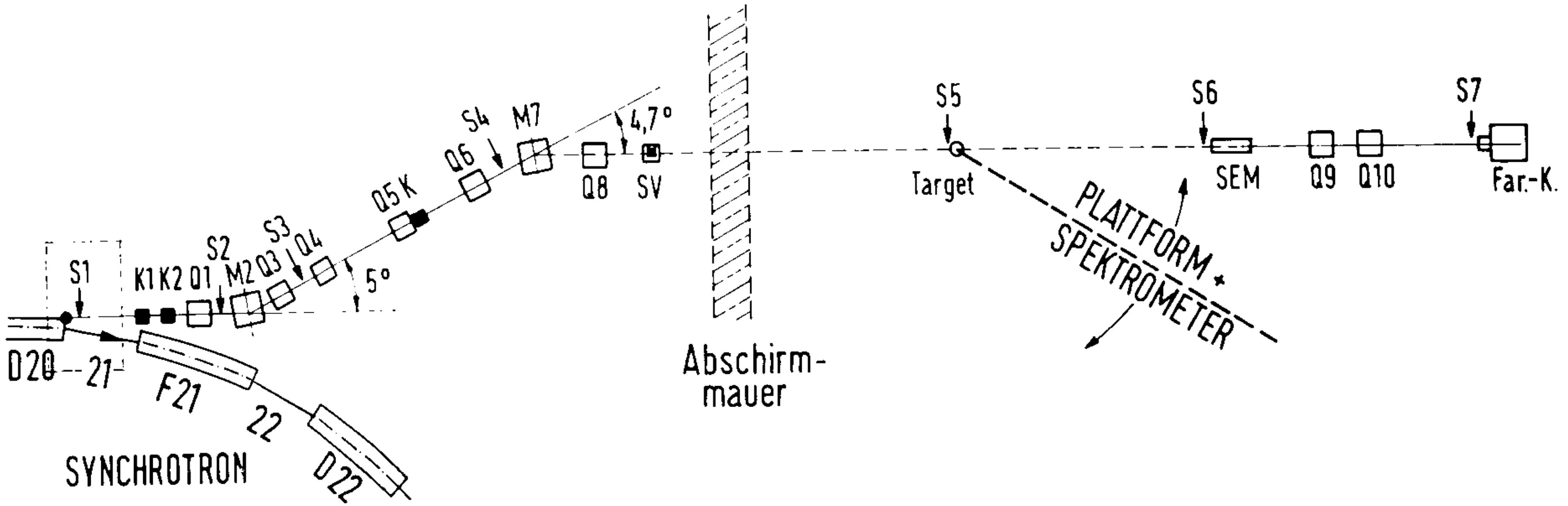
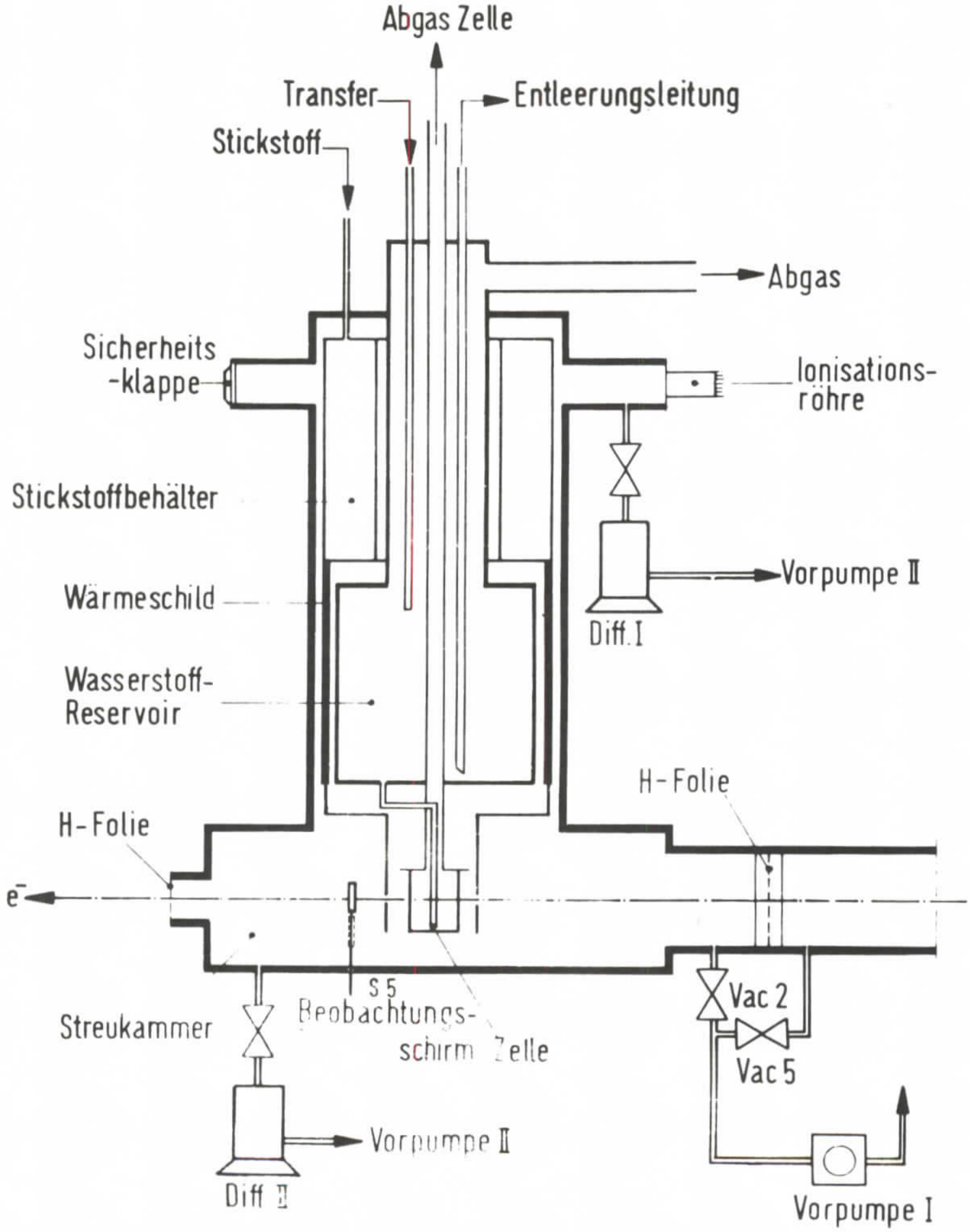


Abb.4 Schema des Strahltransportsystems

Abb. 5 Aufbau des H_2-Targets (schematisch)



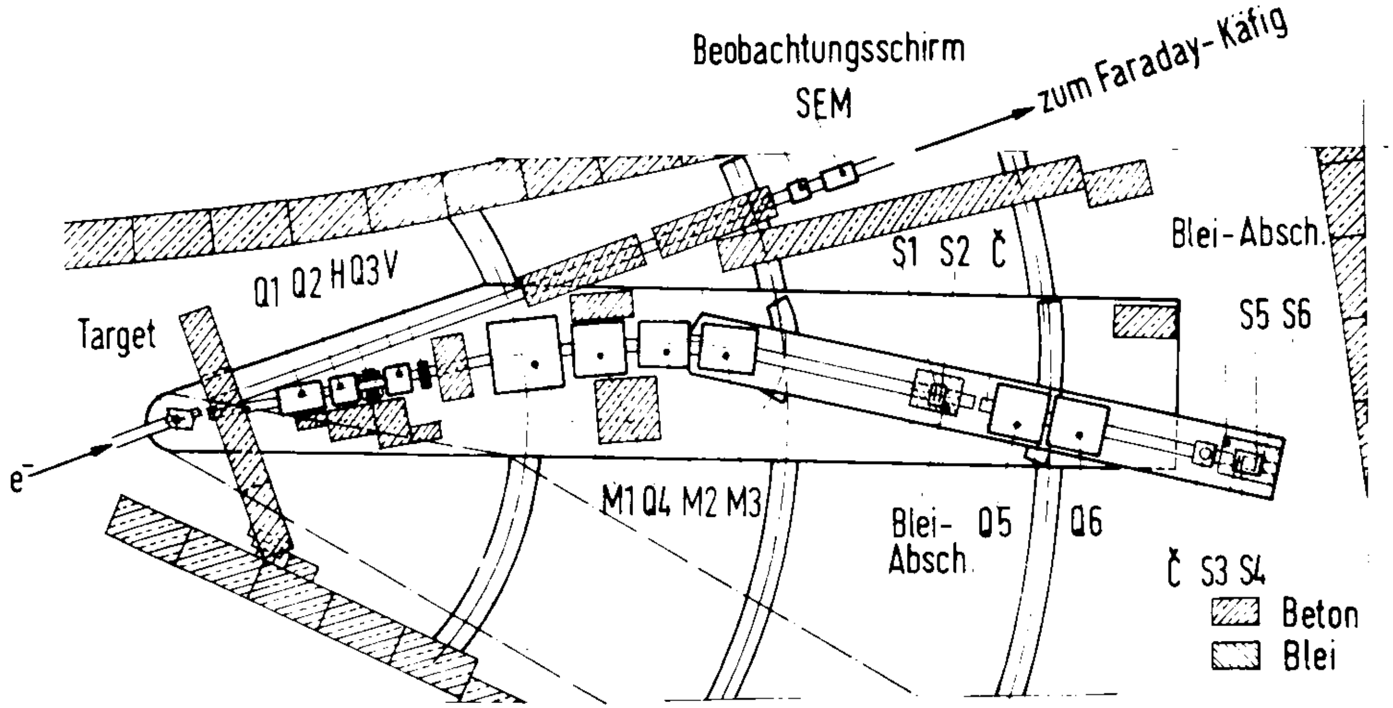


Abb. 6 Aufbau des Spektrometers

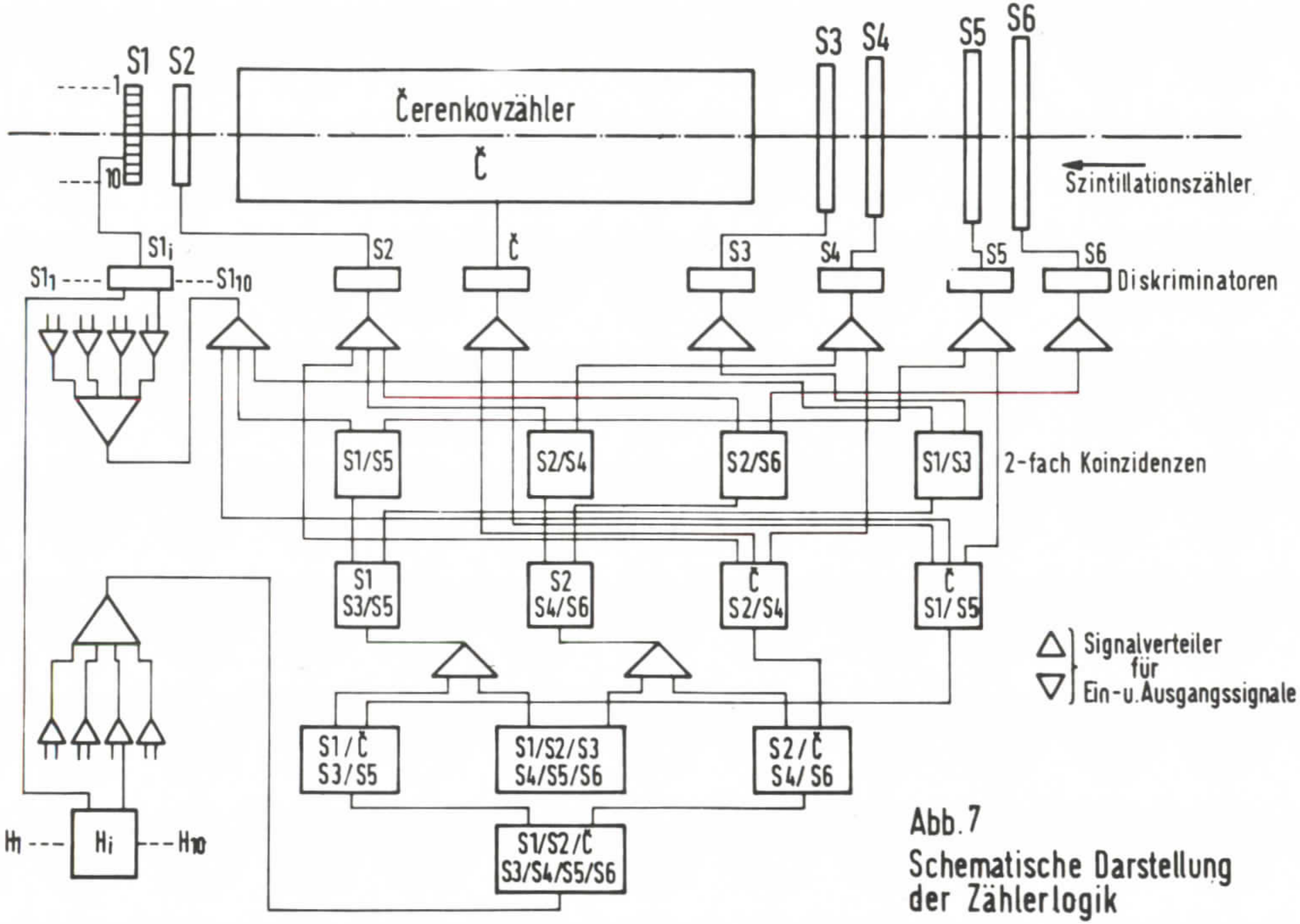


Abb. 7
Schematische Darstellung der Zählerlogik

Bedingungen. Nur für die Messungen unter 35° wurde zur Vermeidung allzu langer Zählzeiten der Raumwinkel durch Einsetzen anderer Quadrupolmagnete auf 1.52 mster vergrößert [14].

Zum Teilchennachweis dienten sechs Szintillationszähler S1 - S6. Der Zähler S1 markierte die Brennebene des Spektrometers und hatte die gleiche Ausdehnung wie S2. Er war als sechzehn-elementiges Hodoskop ausgebaut, während die anderen Zähler jeweils aus einem Szintillatorstück bestanden. Zur Teilchendiskriminierung diente ein äthylengefüllter Schwellen-Cerenkov-Zähler, der durch Änderung des Gasdruckes so eingestellt wurde, daß nur Elektronen ein Signal lieferten. Seine Ansprechwahrscheinlichkeit betrug 99.7 %. Die Koinzidenzlogik, deren Blockschaltbild in der Abbildung 7 zu sehen ist, war aus Standard Elektronikeinheiten (Chronetics) aufgebaut und gestattete die Registrierung sowohl direkter als auch verzögerter Koinzidenzen zur Bestimmung der zufälligen Ereignisrate. Elektronen, welche der Impulseinstellung des Spektrometers genügten, waren durch das Ansprechen der Koinzidenz {S1, S2, S3, S4, S5, S6, C} gekennzeichnet.

II.4 Messungen

4.1 Prüfung der Apparatur

Die Eigenschaften des Spektrometers sind in Verbindung mit Messungen zur elastischen Elektron-Proton-Streuung gründlich studiert worden. Es wurden jedoch zusätzliche Untersuchungen angestellt, um die günstigsten Triggerbedingungen zur Aufnahme inelastischer Spektren zu finden.

Den Zählergrößen entsprechend würde man erwarten, daß sowohl die beiden dreifachen Koinzidenzen {S1, S3, S5} und {S2, S4, S6} als auch die sechsfache Koinzidenz {S1, S2, S3, S4, S5, S6} abgesehen von Totzeitverlusten, welche aber vernachlässigbar klein waren, die gleiche Zählrate aufweisen sollten. Tatsächlich wurden jedoch bei recht guter Übereinstimmung zwischen {S1, S3, S5} und {S2, S4, S6} im Kanal {S1, S2, S3, S4, S5, S6} bis zu 5 % weniger Ereignisse registriert. Eine Erklärung für diesen Effekt konnte in der Existenz von Trajektorien gefunden werden, die zwar durch das Hodoskop S1 gingen, nicht aber durch den Zähler S2 und umgekehrt. Beide Arten von Teilchenbahnen sind in Abbildung 8 skizziert.

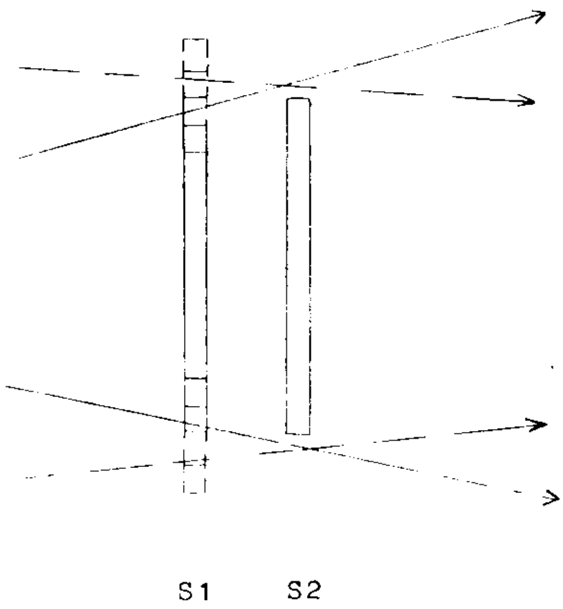


Abb. 8

Für die Richtigkeit dieser Annahme sprach, daß dieser Effekt nicht auftrat, wenn die elastisch gestreuten Elektronen die Zentralelemente trafen und es folglich fast keine Randstrahlen gab. Ferner die Beobachtung, daß die Diskrepanz etwa auf die Hälfte reduziert werden konnte, indem man das Hodoskop durch Hinzunahme von zusätzlichen Randzählern verbreiterte und so diejenigen Trajektorien erfaßte, die durch S1 gingen, nicht aber durch S2. Leider war es aus geometrischen Gründen nicht möglich, diesen Fehler dadurch zu beseitigen, daß die beiden Zähler unmittelbar aufeinander montiert wurden. Deshalb blieben die beiden äußeren Hodoskopelemente auf jeder Seite bei der Auswertung unberücksichtigt.

Mit steigender Inelastizität beobachtet man in zunehmenden Maße Teilchen, die das Spektrometer passieren, jedoch kein Signal im Cerenkovzähler geben. Ereignisse dieser Art stammen hauptsächlich von π-Mesonen, wie die Aufnahme von Druckurven zeigt. Dabei wird der Gasdruck im Zähler so lange erhöht, bis neben Elektronen auch π-Mesonen nachgewiesen werden. Man beobachtet eine scharfe Kante, deren Lage gut mit der aus der Spektrometereinstellung berechneten Energie der π-Mesonen übereinstimmt (Abb.9).

4.2 Untergrundreaktionen

Wir sind nur an Reaktionen der Art

$$e + p \rightarrow e' + N + \pi + (\text{Hadronen})$$

interessiert und müssen alle Beiträge vom inelastischen Spektrum abziehen, bei denen außer einem Elektron noch weitere nicht hadronische Teilchen im Endzustand auftreten. In der Tabelle 1 werden zwei Klassen von Reaktionen unterschieden, bei denen entweder nur ein Elektron zu beobachten ist, oder bei denen Paare von Elektronen und Positronen entstehen.

Eine Abschätzung der Wirkungsquerschnitte in der Klasse A führt zu dem Ergebnis, daß nur die Reaktionen A1 und A2, die bei den Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden, einen merklichen Beitrag zur inelastischen Streuung liefern. Die Beiträge der ladungssymmetrischen Prozesse der Gruppe B wurden experimentell durch Umpolen des Spektrometers bestimmt. Selbst bei hoher Inelastizität wurden keine Positronen beobachtet, so daß Korrekturen aus diesen Untergrundreaktionen vernachlässigt werden konnten. Die Reaktion B1 gehört zwar zu dem von uns untersuchten Typ, ist in diesem Zusammenhang jedoch so zu verstehen, daß nicht das gestreute Elektron nachgewiesen wird, sondern das zum Dalitzpaar gehörende Elektron.

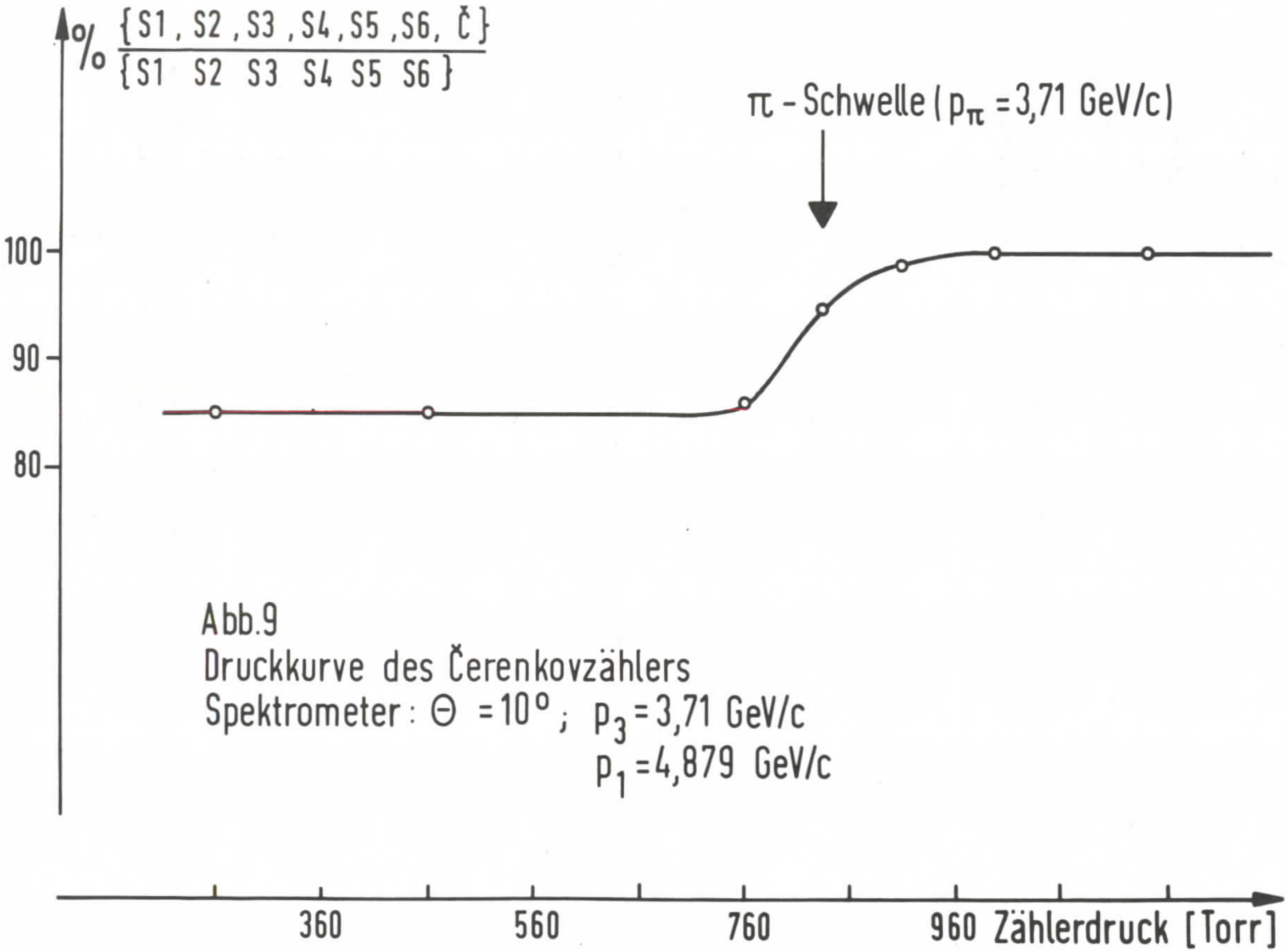


Abb.9
Druckkurve des Čerenkovzählers
Spektrometer: $\Theta = 10°$; $p_3 = 3,71$ GeV/c
$p_1 = 4,879$ GeV/c

Tabelle 1

Untergrundreaktionen

Klasse A :

1. $e + p \rightarrow e' + p + \gamma$

2. $$\begin{array}{lll} e + A \rightarrow & e' + A + \gamma & \\ & \downarrow & \\ & e' + p \rightarrow e'' + p + (\pi) & \end{array}$$

3. $$\begin{array}{llll} e + A \rightarrow e' + A + & \gamma & & \\ & \downarrow & & \\ & \gamma + p \rightarrow \pi^+ + & \pi^- + p & \\ & & \downarrow & \\ & & \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^- & \end{array}$$

4. $e + p \rightarrow e' + e^+ + e^- + p$

5. $$\begin{array}{lll} e + p \rightarrow e' + \pi^+ + & \pi^- + p & \\ & \downarrow & \\ & \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^- & \end{array}$$

Klasse B :

1. $$\begin{array}{lll} e + p \rightarrow e' + & \pi^0 + p & \\ & \downarrow & \\ & \pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- & \text{(Dalitzpaare)} \end{array}$$

2. $$\begin{array}{ll} e + A \rightarrow e' + A + & \gamma \\ & \downarrow \\ & \gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p \end{array}$$

4.3 Wirkungsquerschnittsmessungen

Bei der Aufnahme von Spektren wurden zunächst elastisch gestreute Elektronen im Spektrometer nachgewiesen und durch einen Vergleich des gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitts mit dem aus den bekannten Formfaktoren berechneten die Apparatur überprüft. Die dabei beobachteten Abweichungen überschritten in keinem Falle die zulässigen Fehlergrenzen. Dann wurde der Sollimpuls des Spektrometers schrittweise heruntergesetzt und zwar so, daß für benachbarte Einstellungen die drei Randelemente des Hodoskops der gleichen Streuenergie entsprachen. Diese Überlappungen gestatteten eine ständige Überwachung der Konsistenz der Messungen.

Die Inhalte der elektronischen Zähler wurden jeweils sowohl auf einem Fernschreiber ausgedruckt als auch auf einem Magnetband gespeichert. Der **Datentransfer** wurde mit Hilfe eines Kleinrechners PDP8 ausgeführt.

II.5 Datenreduktion

Aus der Definition eines differentiellen Wirkungsquerschnittes als die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron der Energie E_1 nach der Streuung an einem Proton in einem Energieintervall $E_3 + dE_3$ im Raumwinkel $d\Omega_3$ erscheint, ergibt sich unmittelbar die Umrechnung der gemessenen Zählraten auf Wirkungsquerschnitte. Mit einer Dichte des flüssigen Wasserstoffs von 0.0708 g/cm^3 erhält man:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = \frac{\text{Zählrate/Element}}{Ch \cdot L \cdot \Omega \cdot \Delta E_3} \frac{1}{2.6408} 10^{-35} \left(\frac{cm^2}{GeV\ sterad}\right) \qquad (II.1)$$

Ch = akkumulierte Ladung (μCoul)

L = Targetlänge (cm)

Ω = Spektrometerraumwinkel (sterad)

ΔE_3 = Breite eines Hodoskopelements (GeV)

An den Rohdaten wurden die folgenden Korrekturen angebracht:

1. Die bei leerer Zelle gemessene Untergrundrate von etwa 2 % wurde abgezogen.

2. Es wurde eine Öffnungswinkelkorrektur von etwa 3 % angebracht, mit welcher die Änderung des Wirkungsquerschnittes über die endliche Winkelakzeptanz des Spektrometers berücksichtigt wurde. Dabei wurde angenommen, daß der inelastische Wirkungsquerschnitt als Funktion des Streuwinkels θ dem elastischen proportional verläuft.

3. Wenn ein Anstoßelektron von einem Hodoskopzähler in ein benachbartes Element gestreut wird, sprechen beide gleichzeitig an. Die entsprechende Deltastrahlkorrektur betrug 3-4 %.

Ein Spektrum, welches auf die eben beschriebene Art und Weise aufgenommen wurde und korrigiert worden ist, ist in der Abbildung 10 dargestellt.

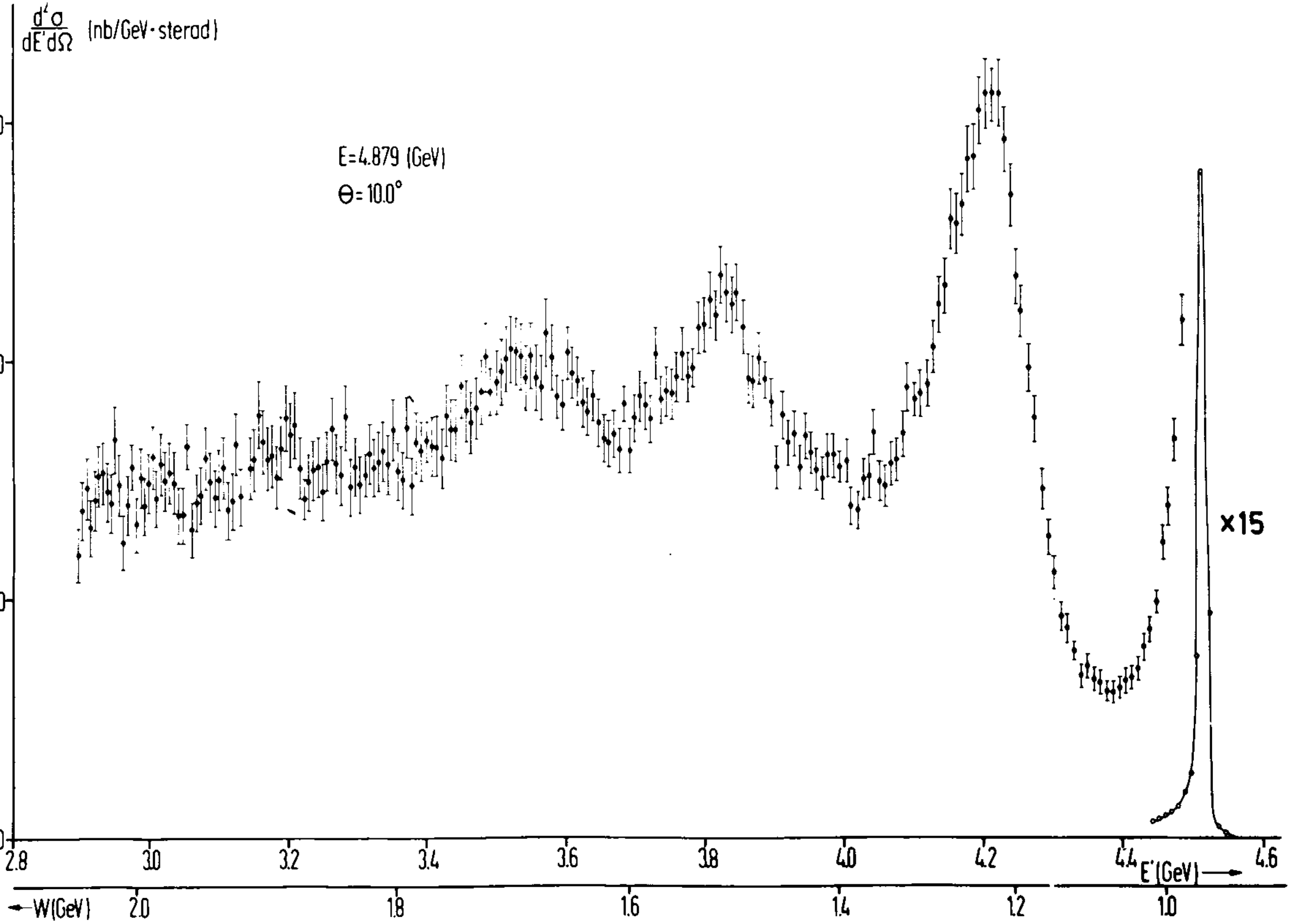

$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$ (nb/GeV·sterad)
E=4.879 (GeV)
Θ=10.0°
x15
1500
1000
500
0
2.8
3.0
3.2
3.4
3.6
3.8
4.0
4.2
4.4
4.6
E'(GeV)
W(GeV)
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0

Abb.10

III. *Strahlungskorrekturen*

Bei der Streuung von Elektronen an Kernen tritt Strahlung auf. Diesen Effekt kann man schon klassisch mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen erklären. Neben dem quantenmechanischen Analogon dazu, der Emission reeller Gammaquanten, muß man bei einer vollständigen Behandlung der Strahlungskorrekturen auch den Beitrag virtueller Photonen berücksichtigen. Dabei stellt sich heraus, daß erst die Interferenz zwischen reellen und virtuellen Photonen zu einem endlichen Ergebnis der Störungsrechnung führt, während beide Anteile einzeln divergent sind.

Da die exakte Berechnung der Strahlungskorrekturen zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung nicht möglich ist, wird im folgenden nur ein Näherungsverfahren für hohe Energien diskutiert. Außerdem bleibt die γ-Emission der Hadronen unberücksichtigt.

Wir unterscheiden zwei Arten der Bremsstrahlungsemission:

> Unter externer Bremsstrahlung verstehen wir Prozesse, bei denen das einfallende Elektron im Feld eines Kernes Strahlung emittiert und dann erst elastisch oder inelastisch am Wasserstoff gestreut wird oder schon gestreute Elektronen noch einen Strahlungsverlust erleiden, bevor sie im Spektrometer nachgewiesen werden.
>
> Die interne oder auch Weitwinkel-Bremsstrahlung dagegen wird während der elastischen oder inelastischen Reaktion im Feld des streuenden Kernes emittiert. Beide Prozesse weisen große formale Ähnlichkeiten auf und werden deshalb zusammen behandelt.

III.1 Externe Bremsstrahlung

In einem Target endlicher Ausdehnung können die Elektronen sowohl vor als auch nach dem eigentlichen Streuprozeß durch Bremsstrahlung an den Kernen der Folien oder im flüssigen Wasserstoff Energie verlieren. Verluste durch Ionisation sind dagegen bei Energien über 1 GeV vernachlässigbar klein. In einer vereinfachten Darstellung kann man annehmen, daß die einfallenden Elektronen vor der Streuung ein Bremsstrahlungstarget der Dicke

$$X_i = X_i^{H_2} + X_i^{Folie} \tag{III.1}$$

durchqueren und die gestreuten Elektronen ein Target der Dicke

$$X_f = X_f^{H_2} + X_f^{Folie} \quad . \tag{III.2}$$

Die anschauliche Bedeutung der Größe X_i und X_f entnimmt man der Abbildung 11.

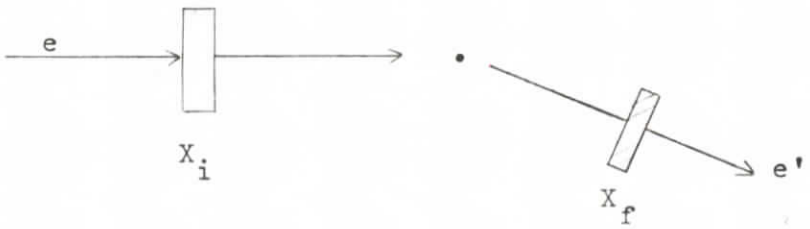


Abb. 11

Typische Werte für X_i und X_f sind:

$$X_i \approx X_f \approx 0.006 \ll 1 \quad \text{(Strahlungslängen)} \; .$$

1.1 *Spektrum der gestreuten Elektronen bei Berücksichtigung von externer Bremsstrahlung*

Wir bezeichnen mit $P(E,E',X)dE'$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron der Energie E nach dem Durchlaufen von X Strahlungslängen Materie im Energieintervall $E' + dE'$ zu finden ist. Dann kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstreuung bei Berücksichtigung externer Bremsstrahlung wie folgt berechnen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = \int_{E_1^{min}}^{E_1} dE_1' \int_{E_3}^{E_3^{max}} dE_3' \, P(E_1,E_1',X_i) \frac{d^2\sigma_o(E_1',E_3')}{dE_3' \, d\Omega_3'} P(E_3',E_3, X_f) \,. \tag{III.3}$$

In abgekürzter Schreibweise ersetzen wir diesen Ausdruck durch:

$$\sigma(E_1,E_3) = \int_{E_1^{min}}^{E_1} dE_1 \int_{E_3}^{E_3^{max}} dE_3' \, P_1 \, \sigma_o(E_1',E_3') \, P_3 . \tag{III.3'}$$

Dabei entspricht σ_o dem Wirkungsquerschnitt für den Grenzfall

$$X_i = X_f = 0$$

und damit bei Vernachlässigung anderer Strahlungseffekte dem in Kapitel I eingeführten Streuquerschnitt. Auch elastische Streuung ist hier eingeschlossen, wenn man im Integranden eine δ-Funktion

$$\delta(E_1' - E_3' - \frac{-q^2}{2M}) \tag{III.4}$$

berücksichtigt.

Die Integrationsgrenzen in (III.3) ergeben sich aus kinematischen Überlegungen und sind dadurch festgelegt, daß nach der Bremsstrahlungsemission die verbleibende Schwerpunktsenergie noch oberhalb der Pionenerzeugungsschwelle liegen muß:

$$E_1^{min} = \frac{m_\pi^2 + 2Mm_\pi + 2ME_3}{2M - 2E_3(1 - \cos\theta)}$$

$$E_3^{max} = \frac{2ME_1 - 2Mm_\pi - m_\pi^2}{2M + 2E_1(1 - \cos\theta)} \quad . \qquad (III.5)$$

Der Integrationsbereich ist in Abbildung 12 dargestellt.

1.2 *Das Bremsstrahlungsspektrum*

Für hohe Energien und dünne Streuer wird in der Literatur die folgende Form des Bremsspektrums unter Berücksichtigung von Mehrfachstreuung angegeben [15].

$$P(E,E',X) = \frac{X}{\ln 2} \frac{1}{E} \left(\ln \frac{E}{E'}\right)^{X/\ln 2 - 1} \qquad (III.6)$$

Bei Benutzung dieser Formel ist das Spektrum der emittierten Photonen näherungsweise durch

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{X}{\ln 2} \frac{1}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{E} + \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{E^2}\right) \qquad (III.7)$$

gegeben, wenn $\omega = E - E'$ gleich der Energie der Bremsquanten ist. Die Autoren Mo und Tsai [16] benutzen einen von Bethe und Ashkin [17] berechneten Wirkungsquerschnitt und ersetzen (III.6) durch eine Formel, die auch für große Energieverluste anwendbar ist.

$$P(E,E',X) = bX \frac{1}{E-E'} \left(\frac{E'}{E} + \frac{3}{4} \left(\frac{E-E'}{E}\right)^2\right) \left(\ln \frac{E}{E'}\right)^{bX} \qquad (III.8)$$

mit $b = 1.357 \approx \frac{4}{3}$ für Wasserstoff .

Für die bei uns verwendeten Targetdicken sind die Formeln (III.6) und (III.8) in unserem Energiebereich gleichwertig.

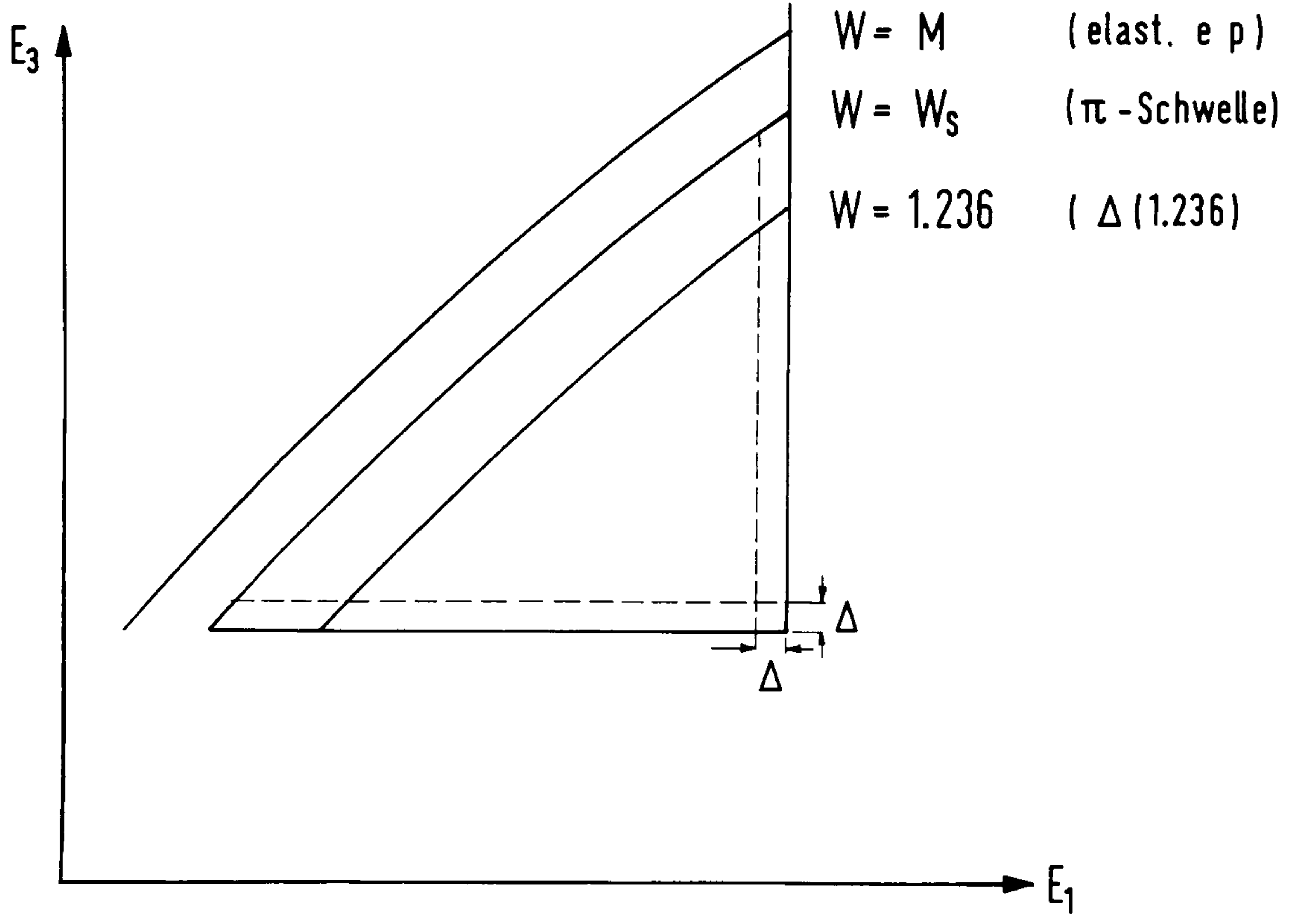


Abb.12 Integrationsbereich für inelastische Strahlungskorrekturen

1.3 Berechnung der Korrekturen für externe Bremsstrahlung

Zur Berechnung der Bremsstrahlungskorrekturen muß gemäß der Gleichung (III.3) eine Integration über die Funktion P(E,E',X) ausgeführt werden. Der Integrand wird am Rande der Integrationsintervalle wie

$$\lim_{E' \to E} \frac{1}{E-E'}$$

singulär und ist daher für eine numerische Integration ungeeignet. Man umgeht diese Schwierigkeiten dadurch, daß man vorher über einem kleinen Energiebereich Δ in der Nähe der Unstetigkeitsstellen integriert. Das Intervall Δ muß so klein gewählt werden, daß der Wirkungsquerschnitt σ_o in Δ als konstant angesehen werden kann und vor das Integral gezogen werden kann. In der Praxis ist $\Delta \approx 10$ MeV. Wir formen also (III.3') wie folgt um:

$$\sigma(E_1,E_3) = \int_{E_1^{min}}^{E_1} dE_1' \int_{E_3}^{E_3^{max}} dE_3'\, P_1\, \sigma_o(E_1',E_3')\, P_3 \qquad \text{(III.9)}$$

$$= \int_{E_1^{min}}^{E_1} dE_1' \Big(P_1 \sigma_o(E_1'\, E_3') \underbrace{\int_{E_3}^{E_3+\Delta} dE_3' P_3}_{\xi_3} + P_1 \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_3'\, \sigma_o(E_1'\, E_3')\, P_3 \Big)$$

$$= \xi_3 \sigma_o(E_1 E_3) \int_{E_1-\Delta}^{E_1} dE_1' P_1 + \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_3' \sigma_o(E_1 E_3')$$

$$P_3 \int_{E_1-\Delta}^{E_1} dE_1 P_1 + \xi_3 \int_{E_1^{min}}^{E_1-\Delta} dE_1' P_1 \sigma_o(E_1' E_3) +$$

$$+ \int_{E_1^{min}}^{E_1-\Delta} \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_1' dE_3' P_1 \sigma_o(E_1' E_3') P_3$$

Das letzte Doppelintegral ist klein gegenüber den anderen und kann vernachlässigt werden. Physikalisch bedeutet das, daß die Wahrscheinlichkeit für einen zweimaligen Energieverlust größer als Δ durch Bremsstrahlung vor und nach der Streuung klein ist. Damit erhält die Bremsstrahlungsgleichung die folgende Gestalt:

$$\sigma(E_1 E_3) = \delta_{Br}(\Delta)\,\sigma_o(E_1 E_3) + \xi_3 \int_{E_1^{min}}^{E_1-\Delta} dE_1'\, P_1 \sigma_o(E_1', E_3) + \xi_1 \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_3'\, P_3\, \sigma_o(E_1, E_3') \qquad (III.9')$$

mit

$$\xi_1 = \int_{E_1-\Delta}^{E_1} dE_1' P_1 = \left(\frac{\Delta}{E_1}\right)^{bX_i} + O\left(\frac{\Delta^2}{E_1^2}\right)$$

$$\simeq e^{-bX_i \ln E_1/\Delta}$$

$$\simeq 1 - bX_i \ln E_1/\Delta$$

$$\xi_3 = \int_{E_3}^{E_3+\Delta} dE_3' P_3 = \left(\frac{\Delta}{E_3}\right)^{bX_f} + O\left(\frac{\Delta^2}{E_3^2}\right)$$

$$\simeq e^{-bX_f \ln E_3/\Delta}$$

$$\simeq 1 - bX_f \ln E_3/\Delta$$

$$\delta_{Br}(\Delta) = \xi_1 \xi_3 = \exp\{-bX_i \ln E_1/\Delta - bX_f \ln E_3/\Delta\} .$$

In vielen Fällen kann man in (III.9') die Größen ξ_1 und ξ_3 durch 1 ersetzen, ohne an Genauigkeit einzubüßen. Die obige Gleichung ist dazu geeignet, bei bekanntem Wirkungsquerschnitt

σ_o das durch Bremsstrahlung verzerrte Spektrum zu berechnen. Umgekehrt kann man aber (III.9') auch als Integralgleichung zur Bestimmung des ungestörten Wirkungsquerschnitts σ_o aus gemessenen Spektren (σ) auffassen.

Beschränkt man sich in σ_o auf elastische Streuung, so kann man mit Hilfe der δ-Funktion (III.4) die Integration über die Energien ausführen. Läßt man noch die unmittelbare Umgebung des elastischen Maximums, das heißt den ersten Summanden in (III.9') unberücksichtigt, so erhält man:

$$\frac{d^2\sigma(E_1 E_3)}{d\Omega_3\, dE_3} = P\,(E_1, E_1', X_i)\ \eta^2\, \frac{d\sigma_R(E_1')}{d\Omega_3} + P\,(E_3', E_3, X_3)\ \frac{d\sigma_R(E_1)}{d\Omega_3} \tag{III.10}$$

mit $\eta = \dfrac{1}{1 - \dfrac{2E_3}{M} \sin^2\theta/2}$; $E_1' = \eta E_3$

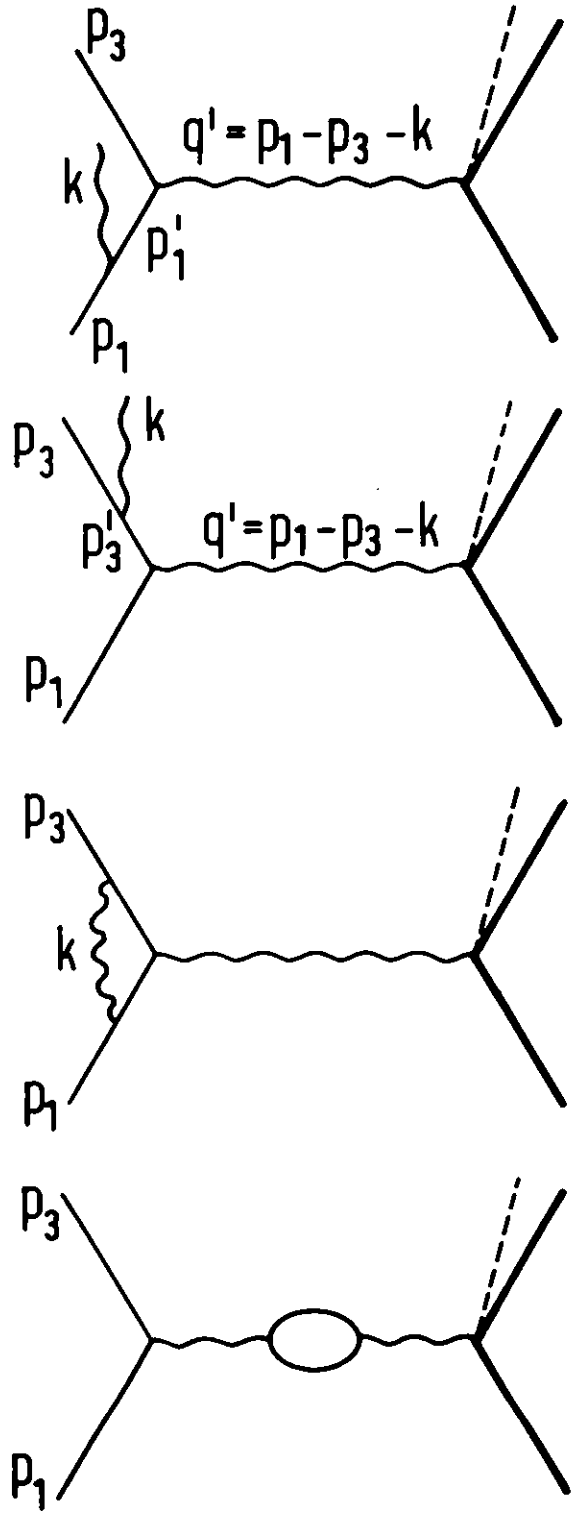
$$E_3' = \frac{E_1'}{1 + \dfrac{2E_1'}{M}\sin^2\theta/2} .$$

Die Größe σ_R bezeichnet dabei den Rosenbluthquerschnitt, den man mit guter Näherung berechnen kann, wenn man annimmt, daß der elektrische und magnetische Formfaktor des Protons zueinander proportional sind und durch die Dipolformel gegeben sind.

$$G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{\mu} = \frac{1}{(1 + (-q^2)/0.71)^2} \tag{III.11}$$

$\mu = 2.739$ (anomales Moment des Protons)

Der Wirkungsquerschnitt (III.10) beschreibt den Anteil der externen Bremsstrahlung am sogenannten elastischen Strahlungsschwanz. Darunter verstehen wir die niederenergetischen Ausläufer eines elastischen Spektrums, welche auf elastischen



a)

b)

c) Vertexkorrektur

d) Vakuumpolarisation

Abb.13 Beiträge zur Strahlungskorrektur

Streuereignissen beruhen, die Elektronen aber durch externe oder interne Bremsstrahlung zusätzlich Energie verloren haben.

III.2 Interne Bremsstrahlung

Im Kapitel I wurde der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Protonen in niedrigster Ordnung berechnet. In dem Energiebereich, in welchem das vorliegende Experiment ausgeführt wurde, kann man jedoch Strahlungseffekte, das sind Korrekturen höherer Ordnung, nicht vernachlässigen. In der Abbildung 13 sind die Feynmangraphen angegeben, welche in zweiter Ordnung zur Streuung beitragen. Dabei wurden alle diejenigen Diagramme weggelassen, bei denen die zusätzlichen Photonen mit Hadronen gekoppelt sind, weil man sie nur mit genauer Kenntniss der starken Wechselwirkung auswerten kann. Außerdem sind die Selbstenergiegraphen nicht eingezeichnet, da sie lediglich zu den Infrarotanteilen der Schwingerkorrektur beitragen und zur Massenrenormierung dienen. In dieser Näherung ändern die Strahlungskorrekturen nur den Leptonentensor $L_{\mu\nu}$ und haben keinen Einfluß auf die Gestalt von $W_{\mu\nu}$ bzw. $T_{\mu\nu}$.

2.1 Infrarotdivergenzen

Berechnet man die invarianten Amplituden zu den Selbstenergiegraphen und den Graphen a, b, c, so werden diese im Grenzfall $\omega \to 0$ unendlich groß. Sie sind infrarotdivergent. Yenni, Frautschi und Suura [18] haben gezeigt, daß sich die singulären Anteile, die von der Emission virtueller und reeller Photonen herrühren, gerade kompensieren und in Form eines Exponentialfaktors aus $L_{\mu\nu}$ herausgezogen werden können. Das wird dadurch erreicht, daß die Photonen in harte und weiche unterteilt werden, d.h. in solche, deren Energie größer oder kleiner als eine gewisse Grenzenergie Δ ist, und der Grenzübergang nur für die weichen Komponenten durchgeführt wird. Der Parameter Δ kann so gewählt werden, daß die Strahlungskorrekturen unabhängig von Δ werden. Der Leptonentensor wird also zerlegt in:

$$L_{\mu\nu} = e^{\delta_B(\Delta)} \tilde{L}'_{\mu\nu} \qquad \text{(III.12)}$$

mit $$\delta_B(\Delta) = -\frac{2\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right)\ln\frac{E_1E_3}{\Delta^2} + \frac{\alpha}{2\pi}\ln\frac{-q^2}{m^2} .$$

Der Tensor $\tilde{L}'_{\mu\nu}$ enthält keine divergenten Anteile mehr und schließt neben der Emission harter reeller Photonen noch die nicht divergenten Beiträge virtueller Photonen (Vertexkorrektur und Vakuumpolarisation) ein. Die letzten beiden Anteile sind klein, und man faßt sie mit $\delta_B(\Delta)$ zur Schwingerkorrektur $\delta_S(\Delta)$ zusammen.

$$L_{\mu\nu} = e^{\delta_B(\Delta)}\left(1 + \delta^{\text{vertex}} + \delta^{\text{Pol}}\right)\tilde{L}_{\mu\nu} \qquad \text{(III.13)}$$

$$\approx \left(1 + \delta_S(\Delta)\right)\tilde{L}_{\mu\nu}$$

mit $$\delta_S(\Delta) = \frac{\alpha}{\pi}\left\{\ln\frac{\Delta^2}{E_1E_3}\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right) - \frac{1}{2}\ln^2\frac{E_1}{E_3} + \right.$$

$$\left. + \frac{13}{6}\ln\frac{-q^2}{m^2} - \frac{28}{9}\right\}$$

Der Tensor $\tilde{L}_{\mu\nu}$ enthält jetzt nur noch Beiträge aus der Emission harter reeller Photonen, deren Energie größer ist als Δ .

2.2 *Emission harter reeller Photonen*

Die Auswertung der beiden Feynmangraphen a und b führt auf eine Spurenbildung von γ-Matrizen, da über die nicht beobachteten Elektronenspins und die Polarisation der Photonen summiert wird. Im folgenden werden die Rechnungen nur angedeutet, da insbesondere die Spurenauswertung recht umständlich ist:

$$2m^2 \tilde{L}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\text{Spins}\\ \text{Pol}}} \int d\Omega_k \; |<\bar{u}_3, k| \not{e} \frac{1}{\not{p}_1 - \not{k} - m} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}_3 + \not{k} - m} \not{e} \, |u_1>|^2 \tag{III.14}$$

Der Faktor $2m^2$ wurde herangezogen, um die Nomierung des Leptonentensors aus dem ersten Kapitel beibehalten zu können.

$$2m^2 \tilde{L}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \int d\Omega_k \; \mathrm{Sp} \, \{ \frac{\not{p}_3 + m}{2m} \left(\not{e} \frac{\not{p}_3 - \not{k} + m}{2(kp_3)} \gamma_\mu - \gamma_\mu \frac{\not{p}_1 + \not{k} + m}{2(kp_1)} \not{e} \right.$$
$$\left. \frac{\not{p}_1 + m}{2m} \left(\gamma_\nu \frac{\not{p}_3 - \not{k} + m}{2(kp_3)} \not{e} - \not{e} \frac{\not{p}_1 + \not{k} + m}{2(kp_1)} \gamma_\nu \right) \right\}$$

$$= \int d\Omega_k \; \{ - \frac{m^2}{(kp_1)^2} \left(L^o_{\mu\nu}(q'^2) - k_\mu p_3 + k_\nu p_{3\mu} + (kp_3) \, g_{\mu\nu} \right)$$
$$- \frac{m^2}{(kp_3)^2} \left(L^o_{\mu\nu}(q'^2) - k_\mu p_{3\nu} - k_\nu p_{3\mu} + (kp_3) g_{\mu\nu} - \right.$$
$$\left. - \{ (p_1 p_3) + 2m^2 \} g_{\mu\nu} + 2 p_{1\mu} p_{1\nu} \right)$$
$$+ \frac{1}{(kp_3)} \left(L^o_{\mu\nu}(q'^2) + k_\mu p_{1\nu} + k_\nu p_{1\mu} - (kp_1) g_{\mu\nu} - \{ (p_1 p_3) + \right.$$
$$\left. + 2m^2 \} \, g_{\mu\nu} + 2 p_{3\mu} p_{3\nu} \right)$$
$$- \frac{1}{(kp_1)} \left(L^o_{\mu\nu}(q'^2) - k_\mu p_{3\nu} - k_\nu p_{3\mu} + (kp_3) g_{\mu\nu} + \{ (p_1 p_3) + \right.$$
$$\left. + 2m^2 \} \, g_{\mu\nu} + 2 p_{1\mu} p_{1\nu} \right)$$

$$- \frac{1}{(kp_1)(kp_3)} \{2m^2 k_\mu k_\nu - 2(p_1p_3)L^o_{\mu\nu} + (p_1p_3)(k_\mu p_{3\nu} + k_\nu p_{3\mu} - k_\mu p_{1\nu} - k_\nu p_{1\nu})\}\}$$

(III.15)

mit $q' = p_1 - p_3 - k$

$q = p_1 - p_3$

In (III.15) bezeichnet $L^o_{\mu\nu}$ den Leptonentensor erster Ordnung aus Kapitel I.

Dieses Ergebnis wird auch in der Literatur angegeben, und man kann den Tensor $\tilde{L}_{\mu\nu}$ nach einigen Umformungen mit dem von Nguyen et al. [19] vergleichen.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts muß man den Tensor $\tilde{L}_{\mu\nu}$ mit $W_{\mu\nu}$ beziehungsweise $T_{\mu\nu}$ kontrahieren. Im Integranden in (III.15) stehen dann die Formfaktoren des Hadronenvertex, und die Integration über den Photonenraumwinkel kann nur dann ausgeführt werden, wenn die Abhängigkeit der Formfaktoren von den kinematischen Variablen bekannt ist, wie zum Beispiel bei der elastischen Streuung, wo die Dipolformel eine brauchbare Näherung darstellt. Für diesen Fall geben die Autoren Mo und Tsai das Ergebnis der Kontraktion an (Ref. 16, Gleichungen B4 und B5). Bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen im Kontinuum ist man aber nach wie vor auf Näherungen angewiesen,die im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.3 Die Peakingapproximation

Die Schwierigkeiten bei der Ausführung der Strahlungskorrekturen im Kontinuum stammen vom Auftreten von Formfaktoren unter dem Integral über den Raumwinkel der Photonen. Man kann zwar formal eine zweifache Integralgleichung für die Formfaktoren angeben (Integration über Raumwinkel und Energie der Photonen), doch ist der Kern dieser Gleichung eine stark veränderliche Funktion und die Struktur der Gleichung so ungünstig, daß eine numerische Rechnung keinen Erfolg hätte. Man muß versuchen, die Integration über $d\Omega_k$ analytisch auszuführen und zwar nur im Leptonentensor vor der Kontraktion mit der hadronischen Vertexfunktion. Dazu ist es notwendig, den Leptonentensor zu faktorisieren und Strahlungseffekte in Form eines Korrekturfaktors zu berücksichtigen.

Die in (III.15) auftretenden Nenner (kp_1) und (kp_3) werden immer dann sehr klein und liefern deshalb besonders große Beiträge zum Integral über den Raumwinkel der Photonen, wenn $(\vec{k}//\vec{p}_1)$ bzw. $(\vec{k}//\vec{p}_3)$ ist, wie die folgende Abschätzung zeigt:

$$\vec{k}//\vec{p}_1 : \qquad kp_1 = \omega E_1 \left(1 - \frac{|\vec{p}_1|}{E_1}\right) \approx 10^{-6} E_1 \omega \quad .$$

Ersetzt man deshalb die Integranden in (III.15) durch ihre Maximalwerte, so liefert die Integration:

$$\vec{k}//\vec{p}_1 : \tilde{L}^{(1)}_{\mu\nu} = \frac{4\pi}{\omega^2} \Big\{ \Big((\lambda_1 - 1) + (\lambda_1 - 1)\,\lambda_1 \,\ln \frac{2E_1}{m} - \frac{1}{2}(\lambda_1 - 2) \ln \frac{-q^2}{m^2} \Big) L^{o}_{\mu\nu}(q'^2) + \lambda_1 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{-q^2}{m^2} - \ln \frac{2E_1}{m} \right) (2p_{1\mu}p_{1\nu} - (p_1p_3)\, g_{\mu\nu}) \Big\}$$

$$\vec{k}//\vec{p}_3 : \tilde{L}^{(3)}_{\mu\nu} = \frac{4\pi}{\omega^2} \Big\{ \Big(-(\lambda_3 + 1) + (\lambda_3 + 1)\,\lambda_3 \,\ln \frac{2E_3}{m} + \frac{1}{2}(\lambda_3 + 2) \ln \frac{-q^2}{m^2} \Big) L^{o}_{\mu\nu}(q'^2) - \lambda_3 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{-q^2}{m^2} - \ln \frac{2E_3}{m} \right) (2p_{3\mu}p_{3\nu} - (p_1p_3)\, g_{\mu\nu}) \Big\} \qquad \text{(III.16)}$$

mit

$$\lambda_1 = \omega / E_1$$
$$\lambda_3 \quad \omega / E_3$$

Beide Tensoren $\tilde{L}^{(1)}_{\mu\nu}$ und $\tilde{L}^{(3)}_{\mu\nu}$ werden proportional zum ungestörten Leptonenvertex, wenn jeweils die letzte Klammer verschwindet, d.h. wenn

$$\ln \left(\frac{2E}{m}\right)^2 = \ln \frac{-q^2}{m^2} \tag{III.17}$$

angenommen werden kann. Diese Bedingung ist um so besser erfüllt, je größer der Streuwinkel und je kleiner die Energie der abgestrahlten Photonen ist. Mit dieser Näherung nimmt der Tensor der Leptonen die folgende Gestalt an:

$$\tilde{L}_{\mu\nu}(q^2) = \big(1 + \delta_S(\Delta)\big)\, L^o_{\mu\nu}(q^2) + S_1(\lambda_1)\, L^o_{\mu\nu}(q'^2) + \\ + S_3(\lambda_3)\, L^o_{\mu\nu}(q'^2) + O\left(\ln \frac{-q^2}{m^2} - \ln \frac{4E^2}{m^2}\right)_{\mu\nu} \tag{III.18}$$

mit

$$S_1(\lambda_1) = (\lambda_1 - 1) + (\lambda_1 - 1)\, \lambda_1 \ln \frac{2E_1}{m} - \frac{1}{2}\, (\lambda_1 - 2)\, \ln \frac{-q^2}{m^2}$$

$$S_3(\lambda_3) = -\,(\lambda_3 + 1) + (\lambda_3 + 1)\, \lambda_3 \ln \frac{2E_3}{m} + \frac{1}{2}(\lambda_3 + 2) \ln \frac{-q^2}{m^2} \;.$$

Berechnet man jetzt den inelastischen Streuquerschnitt durch Kontraktion von $\tilde{L}_{\mu\nu}$ mit dem Hadronentensor, so schließt die Integration über die Dichte der Endzustände ein Integral über die kinematisch zulässigen Photonenenergien ein. Aufgrund der Beziehungen

$$E_1 = E_1 - \omega \\ E_3 = E_3 + \omega \tag{III.19}$$

kann man stattdessen auch über die Energien E_1 und E_3 integrieren und erhält :

$$\sigma(E_1,E_3) = \big(1 + \delta_S(\Delta)\big)\, \sigma_o + \int_{E_1^{min}}^{E_1-\Delta} dE_1'\; S_1(\omega)\; \sigma_o(E'_1 E_3) \\ + \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_3'\; S_2(\omega)\; \sigma_o(E_1 E'_3) \tag{III.20}$$

mit

$$S_1(\omega) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{\omega}\left(\left(1-\frac{\omega}{E_1}\right)\left(\ln\frac{-q^2}{m^2}-1\right)+\frac{\omega^2}{E_1^2}\frac{1}{2}\ln\frac{-q^2}{m^2}\right)$$

$$S_2(\omega) = \frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{\omega}\left(\left(1+\frac{\omega}{E_3}\right)\left(\ln\frac{-q^2}{m^2}-1\right)+\frac{\omega^2}{E_3^2}\frac{1}{2}\ln\frac{-q^2}{m^2}\right)\frac{1}{(1+\omega/E_3)^2} .$$

Im Falle elastischer Streuung bei Vernachlässigung weicher Photonenemission vereinfacht sich (III.20) zu:

$$\sigma(E_1,E_3) = S_1(\omega)\eta^2\,\frac{d\sigma_R(E_1')}{d\Omega_3} + S_2(\omega)\,\frac{d\sigma_R(E_1)}{d\Omega_3} , \qquad \text{(III.20')}$$

wobei die Definition der auftretenden Größen die gleiche ist wie in (III.10).

Diese Darstellungen des inelastischen Wirkungsquerschnitts haben große formale Ähnlichkeit mit der Integralgleichung, die für die reelle Bremsstrahlung abgeleitet wurde, doch kann man jetzt die Funktionen $S_1(\omega)$ und $S_2(\omega)$ nicht mehr als Photonenspektren interpretieren, welche vor bzw. nach der Streuung emittiert werden, da sie auch Interferenzanteile enthalten. Dagegen führen die gleichen Überlegungen zur Bestimmung der Integrationsgrenzen E_1^{min} und E_3^{max}. Die beiden Gleichungen (III.20) und (III.20') werden in der Literatur unter dem Namen Peakingapproximation geführt und beruhen, wie aus der Herleitung hervorgeht, auf zwei Näherungsschritten, nämlich einmal auf der Annahme, daß Photonen nur in Vorwärtsrichtung emittiert werden, was für Energien über 1 GeV immer erfüllt ist ($\theta \approx m/E \approx 10^{-3}$) und zum anderen auf der Gleichheit von $\ln(-q^2/m^2)$ und $\ln(4E^2/m^2)$.

2.4 *Die Bremsstrahlungsnäherung*

Die beiden Funktionen $S_1(\omega)$ und $S_2(\omega)$ aus (III.20) nehmen eine besonders einfache Form an, wenn sie um den kleinen Betrag $\omega^2/2E_1^2$ bzw. $\omega^2/2E_3^2$ geändert werden:

$$S_1'(\omega) = \frac{\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right)\frac{1 - \frac{\omega}{E_1} + \frac{1}{2}\frac{\omega^2}{E_1^2}}{\omega}$$

$$S_2'(\omega) = \frac{\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right)\frac{1 + \frac{\omega}{E_3} + \frac{1}{2}\frac{\omega^2}{E_3^2}}{\omega\left(1 + \frac{\omega}{E_3}\right)^2} \qquad \text{(III.21)}$$

$$= -\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right)\frac{1 - \frac{\omega}{E_3'} + \frac{1}{2}\frac{\omega^2}{E_3'^2}}{\omega}$$

mit $E_3' = E_3 + \omega$.

Vergleicht man diese Funktionen mit dem Bremsstrahlungsspektrum (III.7), so kann man $S_1(\omega)$ und $S_2(\omega)$ als Bremsspektrum nach dem Durchlaufen einer Streudicke von

$$X_{äq} = \frac{\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{-q^2}{m^2} - 1\right) \qquad \text{(III.22)}$$

Strahlungslängen interpretieren. Die gesamte Strahlungskorrektur wird damit auf die Berechnung der externen Bremsstrahlung zurückgeführt, wenn man vor und hinter dem Target einen äquivalenten Streuer der Dicke $X_{äq}$ berücksichtigt und die Emission weicher Photonen mit der Schwingerkorrektur beschreibt.

III.3 Numerische Berechnung von Strahlungskorrekturen

Die Berechnung der korrigierten Wirkungsquerschnitte aus den rohen Daten geschieht in zwei Schritten. Zunächst werden die Anteile abgezogen, die von Strahlungseffekten in Verbindung mit elastischer Streuung herrühren, und dann erst werden die inelastischen Korrekturen durch Lösung einer inhomogenen Fredholmschen Integralgleichung vorgenommen.

Dabei faßt man die Korrekturen aus der externen und internen Bremsstrahlung zusammen und vernachlässigt Effekte zweiter Ordnung, d.h. gleichzeitige Emission von Strahlung beider Arten oder das Auftreten mehrerer harter Photonen.

3.1 Elastische Strahlungskorrekturen

Den Teil der internen Bremsstrahlungskorrektur, der auf elastischen Streuereignissen beruht, kann man nach der exakten Formel von Mo und Tsai berechnen. Doch zeigen Vergleiche, daß die Peakingapproximation (III.20') und die Bremsstrahlungsnäherung in unserem Energiebereich um nicht mehr als 4 % von der exakten Lösung abweichen. Wegen der größeren Einfachheit haben wir deshalb die Bremsstrahlungsnäherung verwendet. Nach Abzug des elastischen Strahlungsschwanzes waren bei allen Spektren die Wirkungsquerschnitte unterhalb der Pionschwelle innerhalb der Fehlergrenzen Null. Diese Tatsache spricht für die Verträglichkeit der berechneten Korrekturen mit dem Experiment. Bei den Rechnungen wurden die Protonformfaktoren durch die Dipolformel angenähert. Zusammen mit den theoretischen Unsicherheiten wurde willkürlich ein Fehler von 10 % für die elastische Korrektur angenommen.

3.2 Strahlungskorrekturen im Kontinuum

Zur Berechnung der Strahlungskorrekturen im Kontinuum wird die Peakingapproximationsgleichung (III.20) mit der für die externe Bremsstrahlung (III.9) zusammengefaßt, da die Integrationsgrenzen in beiden Fällen übereinstimmen und die beiden Abschneideparameter Δ den gleichen Forderungen genügen und somit als gleich angenommen werden können.

$$\sigma(E_1,E_3) = \left(1 + \delta(\Delta)\right) \delta_{Br}(\Delta)\, \sigma_o(E_1,E_3) + \int_{E_1^{min}}^{E_1-\Delta} dE_1' \left(S_1(\omega) + \xi_3 P_1\right)\sigma_o(E_1',E_3) + \int_{E_3+\Delta}^{E_3^{max}} dE_3' \left(S_2(\omega) + \xi_1 P_3\right)\sigma_o(E_1,E_3') \tag{III.23}$$

Die Gleichung (III.23) wurde iterativ gelöst, wobei der gemessene Wirkungsquerschnitt als nullte Näherung angenommen wurde. Die Konvergenz des Verfahrens wurde nach jedem Schnitt durch Anbringen der Strahlungskorrekturen und Vergleich mit den Meßwerten überprüft. Nach fünf bis sechs Iterationsschritten betrugen die Abweichungen im allgemeinen weniger als 0.3 %.

Der in der Theorie enthaltene freie Parameter Δ, der harte von weichen Photonen trennt, kann so gewählt werden, daß die Strahlungskorrekturen unabhängig von der speziellen Wahl werden. Wir benutzten

$$\Delta = 0.002\, E_3 . \tag{III.24}$$

Eine Konsistenzprüfung für die verwendeten Formeln im Bereich der harten und weichen Photonen und unsere Wahl von Δ ist durch die numerische Überprüfung der folgenden Gleichung gegeben:

$$\delta(\Delta_1) = \delta(\Delta_2) + \int_{\Delta_2}^{\Delta_1} d\omega S_1(\omega) + \int_{\Delta_2}^{\Delta_1} d\omega S_2(\omega) . \tag{III.25}$$

Dabei ist $\Delta_1 > \Delta_2$ und beide von der Größenordnung (III.24). Die berechneten Abweichungen betrugen etwa $10^{-3} - 10^{-4}$.

In dem in Abbildung 12 dargestellten Integrationsbereich entsprechen die gemessenen Spektren Parallelen zur Ordinate. Außerdem sind dort einige Linien konstanter invarianter Masse W eingezeichnet. Bei der numerischen Integration nach der Gaußschen Methode ist eine Interpolation sowohl in E_1, die entlang der Trajektorien gleicher Masse erfolgt, als auch in E_3 erforderlich. Die verwendete quadratische Interpolation wurde durch Rekonstruktion von einzelnen gemessenen Spektren überprüft.

3.3 Korrektur von Einzelspektren

Die eben beschriebene Methode zur Berechnung von Strahlungskorrekturen ist nur dann anwendbar, wenn mindestens drei Spektren bei einem Streuwinkel und verschiedenen Einfallsenergien vorliegen, um die Interpolationen ausführen zu können. Existiert jedoch nur ein Spektrum, so kann man die Interpolation umgehen, indem man annimmt, daß sich der Wirkungsquerschnitt bei konstanter invarianter Masse W wie folgt verhält:

$$\frac{1}{\Gamma_t \; G_E^2(q^2)} \, \sigma(W,q^2) \sim \begin{cases} \vec{q}^{\,1.6} & \text{für} \quad W \leq 1.32 \text{ GeV} \\ \vec{q}^{\,2.6} & \text{für} \quad 1.32 < W \leq 1.5 \text{ GeV} \\ \vec{q}^{\,3.4} & \text{für} \quad W > 1.5 \text{ GeV} \end{cases} \qquad \text{(III.26)}$$

Diese Beziehungen resultieren aus der Auswertung unserer Spektren und sind der Abbildung 16 entnommen (siehe auch Kapitel IV.2). Der Wert für W > 1.5 GeV ist in dieser Abbildung nicht enthalten; er wurde aus einer Interpolation weniger Spektren gewonnen und ist deshalb entsprechend unsicher. Korrigierte Wirkungsquerschnitte, die nach beiden Methoden berechnet wurden, unterscheiden sich bis zur zweiten Resonanz um weniger als 2 %.

3.4 Unsicherheiten bei der Strahlungskorrektur

Bei der Berechnung der internen Bremsstrahlungskorrektur im Kontinuum fehlt ein dem ξ der externen Bremsstrahlung entsprechender Faktor, der die gleichzeitige Emission von harten und weichen Photonen berücksichtigt, wie auch alle anderen Effekte zweiter Ordnung nicht in Betracht gezogen werden.

Die Autoren Mo und Tsai [16] schlagen einen anderen Weg ein und addieren in den Funktionen ξ aus (III.23) zur physikalischen Targetlänge die äquivalente Dicke $X_{äq}$. Um weniger abhängig von der Wahl des Parameters Δ zu sein, ersetzen sie ξ durch $\sqrt{\xi}$. Wir haben diesen Faktor nicht berücksichtigt, da dann die Bedingung (III.25) versetzt wird, weil jedes Integral unabhängig von Δ_2 mit einem Faktor

$$\left(\frac{\Delta_1}{E}\right)^{X_{äq}/2}$$

multipliziert wird. Außerdem soll durch diesen Faktor die Emission weicher Photonen berücksichtigt werden, während die äquivalente Strahlungslänge aus einer Näherung für harte Photonen berechnet wird.

In den Gleichungen von Mo und Tsai werden die Strahlungseffekte überbewertet und damit der korrigierte Wirkungsquerschnitt zu groß angegeben, während bei unserer Methode der Wirkungsquerschnitt σ_0 eher zu klein herauskommt.

Eine weitere Korrektur, die Mo und Tsai berücksichtigen, bezieht sich auf die Mehrfachstreuung an verschiedenen Kernen. Bei der externen Bremsstrahlung wird dieser Effekt in dem Faktor

$$\left(\ln \frac{E}{E'}\right)^{bX}$$

in (III.8) berücksichtigt. Die oben erwähnten Autoren addieren auch hier zur physikalischen Targetlänge die äquivalente $X_{äq}$. Da dieser Beitrag von der Targetdicke abhängen muß und für $X \to 0$ verschwinden muß, $X_{äq}$ jedoch endlich bleibt, haben wir diesen Faktor nur für die externe Bremsstrahlung berücksichtigt.

Eine exakte Fehlerabschätzung für die Strahlungskorrekturen kann nicht gegeben werden, da auch die Strahlungsemission der Hadronen vernachlässigt wurde. Aufgrund der Unsicherheiten bei der Interpolation, der Wahl des Abschneideparameters und der Vernachlässigung der Vielfacherzeugung von Photonen wurde etwas willkürlich ein Fehler von 10 % für die inelastische Korrektur angenommen. Zwei Spektren zusammen mit den Strahlungskorrekturen werden in den Abbildungen 14 und 15 gezeigt. Numerische Werte für die korrigierten Wirkungsquerschnitte entnimmt man den Tabellen des Anhangs C, in denen auch der Einfluß der beiden von Mo und Tsai angegebenen Faktoren abgelesen werden kann, welche die Wirkungsquerschnitte bis zu je 7 % ändern.

III.4 Zusammenfassende Übersicht über die Strahlungskorrekturen

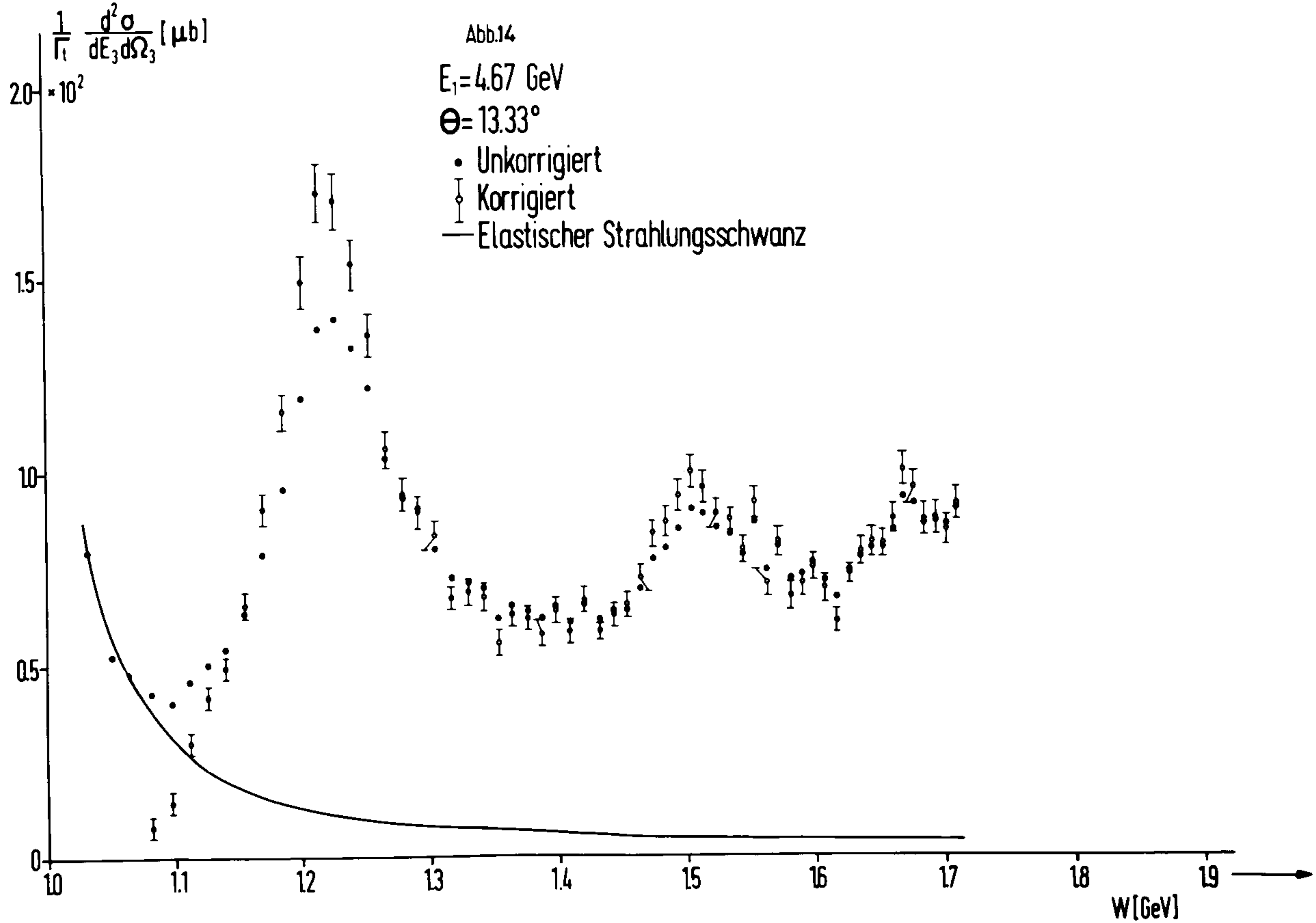
Zur Berechnung der Strahlungskorrekturen wurde zunächst zwischen externer und interner Bremsstrahlung unterschieden. Beide Prozesse führen auf Integralgleichungen zur Bestimmung des inelastischen Wirkungsquerschnittes, die zu einer einzigen Gleichung zusammengefaßt werden konnten. Bei der Aufstellung der Endformeln war eine Unterteilung der Photonen in harte und weiche notwendig. Diese willkürliche Trennung konnte so vorgenommen werden, daß das Ergebnis in einem weiten Bereich unabhängig von der speziellen Wahl des Abschneideparameters war.

Die Anwendung der exakten Formeln zur Berechnung der elastischen Strahlungskorrektur war in unserem Falle nicht nötig, da genügend genaue Näherungsverfahren existieren.

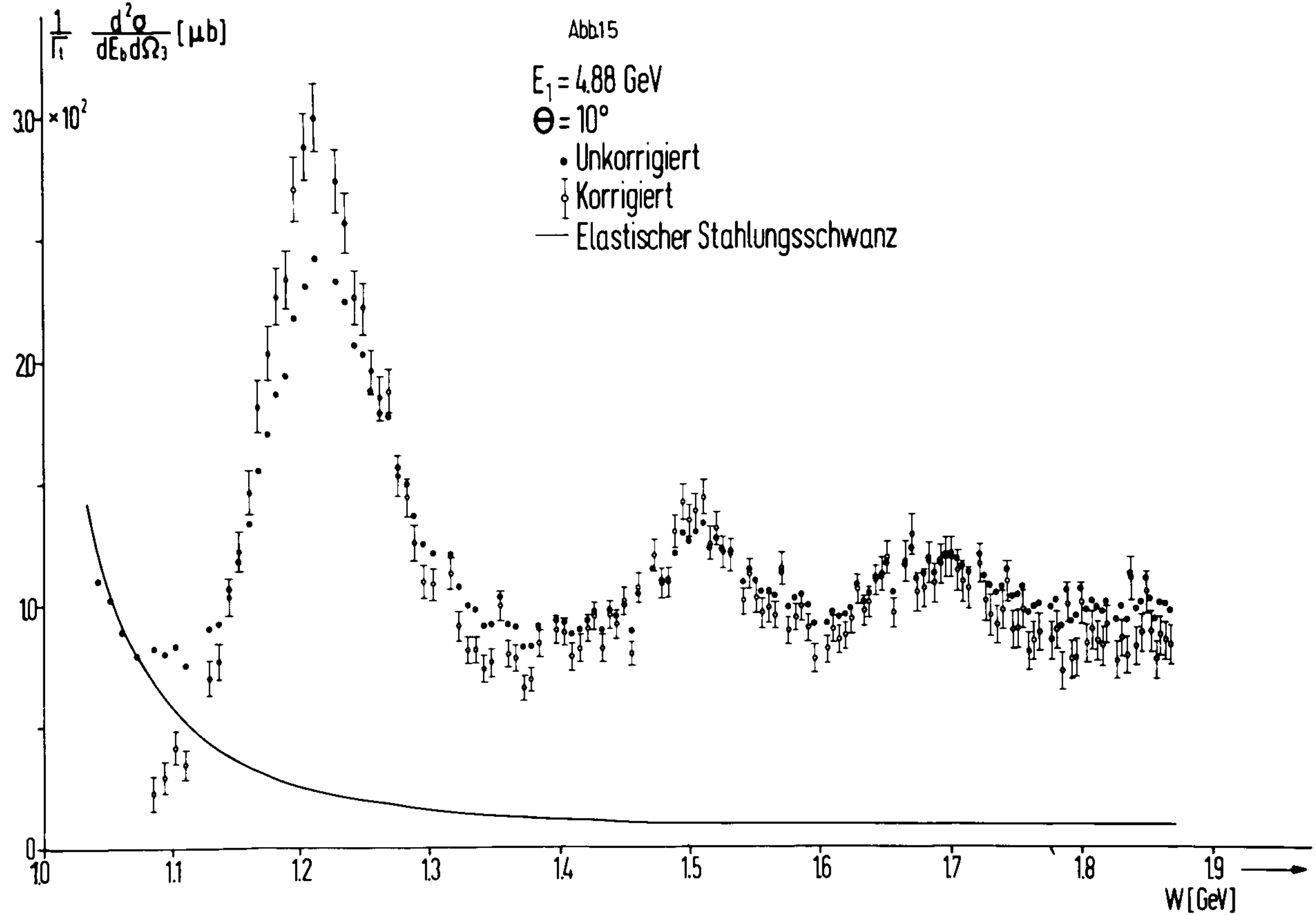
Der größte Mangel, den die Berechnung der Strahlungskorrekturen noch aufweist, ist die Vernachlässigung von Photonen, die an die Hadronen gekoppelt sind und der Mehrfachemission von Photonen auf der Leptonenseite. Zwar ist der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung von Bremsquanten der Hadronen aufgrund ihrer großen Masse klein, doch können Interferenzen mit der leptonischen Bremsstrahlung merkliche Beiträge liefern. Es existieren zwar Rechnungen von Berg und Lindner [20] im Bereich der ersten Resonanz, welche die Bremsstrahlungsemission der Hadronen einschließen und von Allton [21] numerisch ausgewertet wurden. Doch wurden dort wahrscheinlich Näherungen vorgenommen, die nur für Energien bis zu 1 GeV und Streuwinkeln über 30° zuzutreffen scheinen *). Mit größer werdender Präzision der Streuexperimente besonders bei hoher Inelastizität scheint es erforderlich, bessere Abschätzungen für die Strahlungskorrekturen zu entwickeln.

---

*) Ein von E. Allton zur Verfügung gestelltes FORTRAN-Programm konnte für unsere kinematischen Bedingungen nicht verwendet werden. Es wurden aber auch keine Anstrengungen unternommen, diese Rechnungen zu verbessern.



$\frac{1}{\Gamma_t} \frac{d^2\sigma}{dE_3 d\Omega_3}$ [μb]
$\times 10^2$
Abb.14
$E_1 = 4.67$ GeV
$\Theta = 13.33°$
Unkorrigiert
Korrigiert
Elastischer Strahlungsschwanz
2.0
1.5
1.0
0.5
0
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
W [GeV]



$\frac{1}{\Gamma_t} \frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_3}$ [μb]
Abb.15
$E_1 = 4.88$ GeV
$\Theta = 10°$
Unkorrigiert
Korrigiert
Elastischer Stahlungsschwanz
$\times 10^2$
3.0
2.0
1.0
0
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
W [GeV]

IV. Auswertung und Ergebnisse

Nach einer phänomenologischen Analyse der Spektren benutzen wir unsere Daten dazu, durch Kombination mit den Messungen anderer Gruppen σ_ℓ und σ_t in der Nähe der ersten Resonanz und bei W = 1.350 GeV zu bestimmen und den Übergangsformfaktor $G_M^*(q^2)$ zu berechnen.

IV.1 Phänomenologische Analyse der Spektren

Alle Spektren, die bei verschiedenen Impulsüberträgen aufgenommen wurden, zeigen bei festen Werten der invarianten Masse W mehr oder weniger starke Überhöhungen im Wirkungsquerschnitt. Der Abbildung 14 entnehmen wir die Lage der Maxima bei:

$$W = 1.220 \text{ GeV}$$

$$W = 1.520 \text{ GeV}$$

$$W = 1.680 \text{ GeV}$$

Bei höheren Massen sind keine Resonanzen mehr zu beobachten. Man kann diese durch Elektroproduktion erzeugten Zustände mit den aus der Pion-Nukleon-Streuung bekannten Isobaren identifizieren, und zwar mit [22]:

$$\Delta\ (1.236)$$

$$N^*(1.518),\ N^*(1.550)$$

$$N^*(1.680),\ N^*(1.688)$$

Während die Maxima bei 1.520 und 1.680 GeV durch Anregung mehrerer Isobare entstehen können, ist die Zuordnung der ersten Resonanz eindeutig. Dabei ist zu beachten, daß man der Resonanz $\Delta(1.236)$ bei Elektroproduktionsexperimenten in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Photoerzeugung von π-Mesonen eine Masse von $M^* = 1.220 \pm 0.006$ GeV zuordnen muß, während

π-N-Streuexperimente eine Masse von $M^* = 1.236 \pm 0.0006$ GeV liefern, bei welcher die resonante Streuphase durch 90^o geht. Der Elektroproduktionswirkungsquerschnitt als Funktion des Impulsübertrages zeigt keine Struktur und fällt mit wachsendem $-q^2$ ab. Er folgt im wesentlichen dem Nukleonformfaktor $G_E(q^2)$, welcher nach der Dipolformel berechnet wird. Spaltet man diese Abhängigkeit vom Wirkungsquerschnitt ab, so ist der Rest eine nur schwach veränderliche Funktion des Impulsübertrages, und wir konnten die gemessenen Daten an die Funktion

$$\frac{1}{\Gamma_t} \frac{1}{G_E^2(q^2)} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} = A(W)\vec{q}^{\,b(W)} \qquad (IV.1)$$

mit freien Parametern A und b nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angleichen. Die Verwendung von $\vec{q}$ statt q^2 als unabhängige Variable in (IV.1) empfiehlt sich aus zwei Gründen. Einmal nimmt $\vec{q}$ im Grenzfall der Photoproduktion einen endlichen Wert an. Dadurch vereinfacht sich die Angleichsfunktion. Zum anderen ist im statischen Grenzfall nur $\vec{q}$ eine sinnvolle Variable, nicht aber q^2. In der Abbildung 16 ist die Größe b als Funktion von W aufgetragen, und man liest aus der Zeichnung das folgende Verhalten des Wirkungsquerschnitts ab:

$$\frac{1}{\Gamma_t G_E^2(q^2)} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} \sim \begin{cases} \vec{q}^{\,1.6} & \text{für } W \leq 1.32 \text{ GeV} \\ \vec{q}^{\,2.6} & \text{für } 1.32 < W \leq 1.5 \text{ GeV} \end{cases} \qquad (IV.2)$$

Diese Proportionalität kann zur Interpolation von Wirkungsquerschnitten herangezogen werden und liefert auch eine befriedigende Extrapolation des Elektroproduktionsquerschnitts zur Photoproduktion im Bereich der ersten Resonanz (Abb.17).

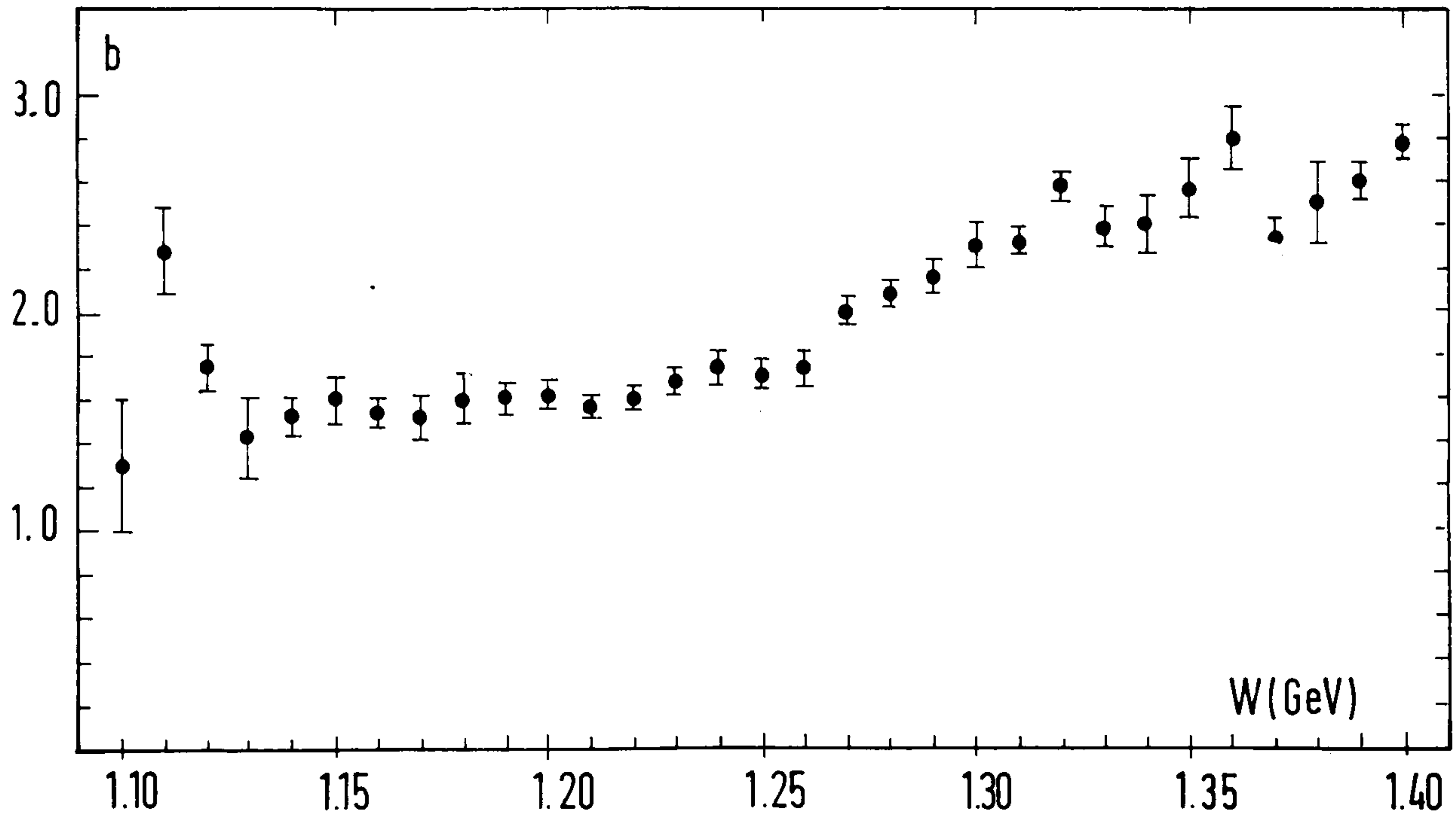
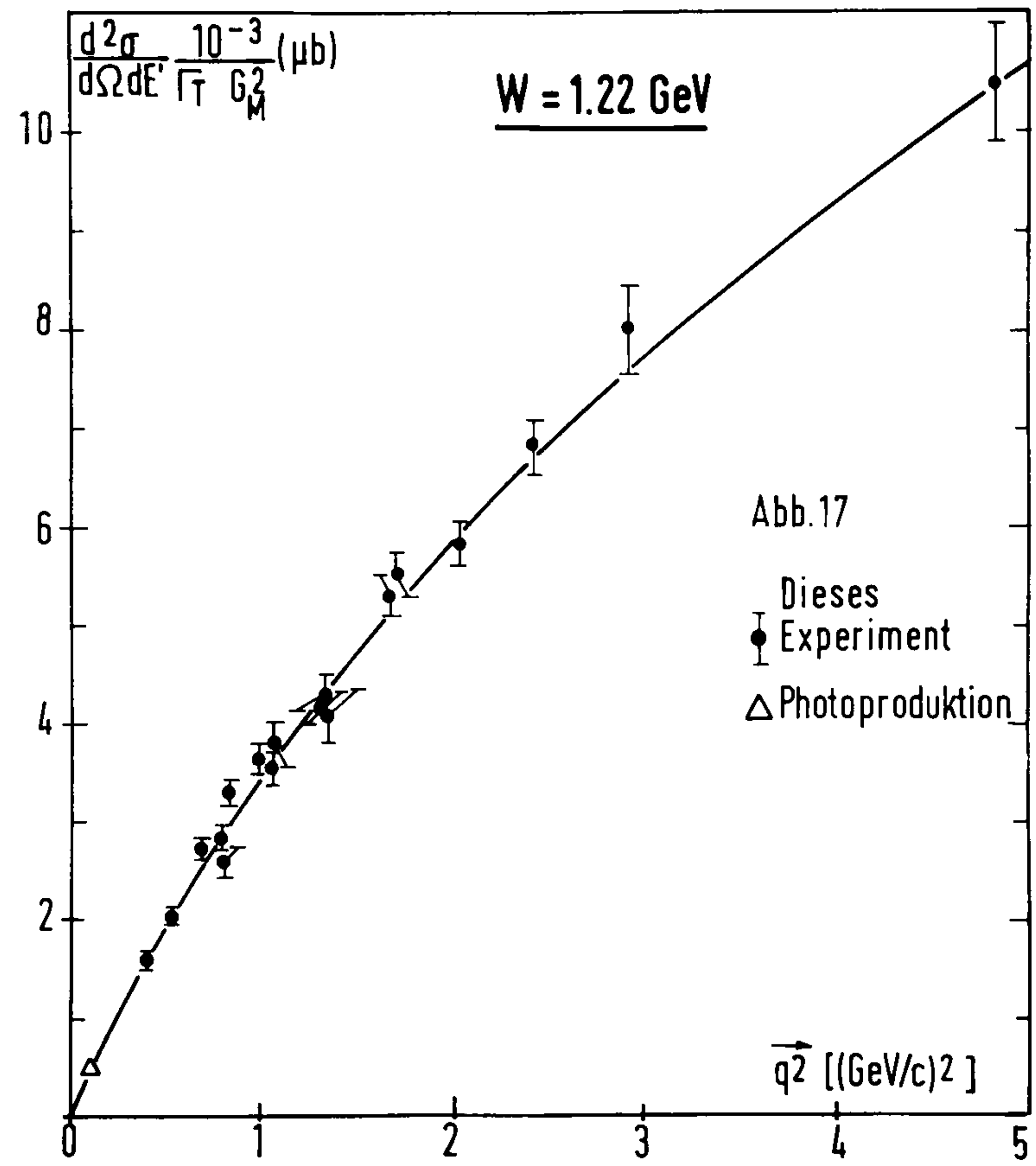


Abb.16


$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \frac{10^{-3}}{\Gamma_T \; G_M^2}$ (μb)
W = 1.22 GeV
10
8
6
4
2
0
1
2
3
4
5
$\vec{q}^{\,2}$ [(GeV/c)^2]
Dieses Experiment
Photoproduktion
Abb. 17

IV.2 Trennung von longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitten

Zur Trennung der longitidinalen und transversalen Wirkungsquerschnitte σ_ℓ und σ_t wurden Ergebnisse der Autoren Lynch et al. [24)] und Brasse et al. [25)] herangezogen. Keine Möglichkeit zur Kombination bestand mit den Messungen von Cone et al. [26)], da in diesem Falle die Impulsüberträge zu stark von den unseren abwichen. Ferner blieben die ersten inelastischen Daten von Panofsky und Allton [27)] und Ohlsen [28)] unberücksichtigt, da die dort angegebenen Wirkungsquerschnitte systematisch von allen späteren Messungen abweichen[24)]. In der Tabelle 2 zeigen wir die von uns gemessenen Wirkungsquerschnitte im Maximum der Resonanz $\Delta(1.236)$ und bei $W = 1.350$ GeV.

2.1 Kombination mit Messungen von Lynch et al.[24)]

Bei den Messungen am Linearbeschleuniger Mark III in Stanford wurden keine vollständigen inelastischen Spektren aufgenommen, die zur Trennung von Formfaktoren verwendbar sind. Vielmehr wurden für $0.1 \leq -q^2 \leq 0.6\ (\mathrm{GeV/c})^2$ Wirkungsquerschnitte bei Massen von $W = 1.230$ und 1.350 GeV in einem Winkelbereich von $36^\circ \leq \theta \leq 128^\circ$ veröffentlicht. Den Angaben der Autoren zufolge entspricht die Masse von $W = 1.230$ GeV der maximalen Zählrate im Experiment, nicht aber dem größten Wirkungsquerschnitt im strahlungskorrigierten Spektrum.
In unseren Spektren ist der Wirkungsquerschnitt bei dieser Masse bis zu 12 % niedriger als im Maximum bei 1.220 GeV und ist mit einem entsprechend größeren Fehler behaftet, der zum Teil auch von der experimentellen Unsicherheit von ± 6 MeV in der Festlegung der Massenskala herrührt. Bei $W = 1.350$ GeV verläuft der Wirkungsquerschnitt flach, und er wurde durch Mittelung über einen größeren Bereich bestimmt.

<u>Tabelle 2</u>

Gemessene Wirkungsquerschnitte

θ (Grad)	W = 1.220 GeV: $-q^2$ $\left((\text{GeV}/c)^2\right)$	W = 1.220 GeV: $\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ (μb)	W = 1.350 GeV: $-q^2$ $\left((\text{GeV}/c)^2\right)$	W = 1.350 GeV: $\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ (μb)
13.33	0.20	596 (± 4.0%)	0.18	138 (±8.0%)
13.33	0.30	520 (± 4.5%)	0.28	120 (± 8.0%)
13.33	0.40	462 (± 4.0%)	0.37	120 (±6.0%)
10.0	0.47	393 (± 4.5%)	0.45	104 (± 7.0%)
35.0	0.48	374 (± 5.5%)	-	-
13.33	0.50	395 (± 4.0%)	0.47	100 (± 6.5%)
13.33	0.60	315 (± 4.0%)	0.56	90 (± 5.5%)
10.0	0.63	296 (± 4.5%)	0.60	77 (± 6.0%)
35.0	0.63	285 (± 5.5%)	0.55	85 (± 8.0%)
13.33	0.77	227 (± 4.0%)	0.74	74 (± 5.0%)
10.0	0.78	220 (± 4.0%)	0.76	68 (± 6.0%)
35.0	0.79	220 (± 6.5%)	0.70	75 (± 6.5%)
13.33	0.97	170 (± 4.0%)	0.93	62 (± 5.0%)
10.2	0.98	166 (± 4.5%)	0.95	59 (± 5.0%)
13.33	1.15	124 (± 4.0%)	1.11	47 (± 4.5%)
13.33	1.34	98 (± 4.0%)	1.30	43 (± 4.0%)
13.33	1.57	73 (± 5.5%)	1.52	35 (± 7.0%)
17.1	2.34	30 (± 6.5%)	2.27	17 (± 10 %)

Eine weitere, wenn auch unwesentliche Interpolation unserer Daten war erforderlich, um zu den gleichen Impulsüberträgen wie Lynch et al. zu gelangen. Die Änderungen im Wirkungsquerschnitt waren im Bereich der ersten Resonanz nicht größer als 5 % mit einem Interpolationsfehler von ± 1 %. Bei 1.350 GeV betrug die Änderung der gemessenen Wirkungsquerschnitte bis zu 10 % mit einem Fehler von ± 2 %.

In den ersten Diagrammen der Abbildung 18 sind unsere Wirkungsquerschnitte (Kreuze) und die von Lynch und Mitarbeitern (Punkte) zusammen mit den nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmten Ausgleichsgeraden eingetragen. Die Steigungen dieser Geraden, die σ_ℓ festlegen, werden nur unwesentlich durch unsere Meßpunkte beeinflußt, da diese ein zu kleines Gewicht gegenüber den anderen Daten besitzen.

2.2 Kombination mit Messungen von Brasse et al. [25)]

Die experimentelle Situation ist etwas günstiger, wenn unsere Daten mit denen der DESY-Gruppe F21 verglichen werden, die aus Messungen am internen Elektronenstrahl stammen. Hier sind vollständige Spektren vorhanden, so daß die Bestimmung der longitudinalen Formfaktoren im Maximum der ersten Resonanz vorgenommen werden kann und die Unsicherheiten in der Festlegung der invarianten Masse entfallen. Auch hier mußten unsere Wirkungsquerschnitte um kleine Beträge in q^2 interpoliert werden. Die Ausgleichsgeraden sind zusammen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten in den letzten drei Diagrammen der Abbildung 18 wiedergegeben.

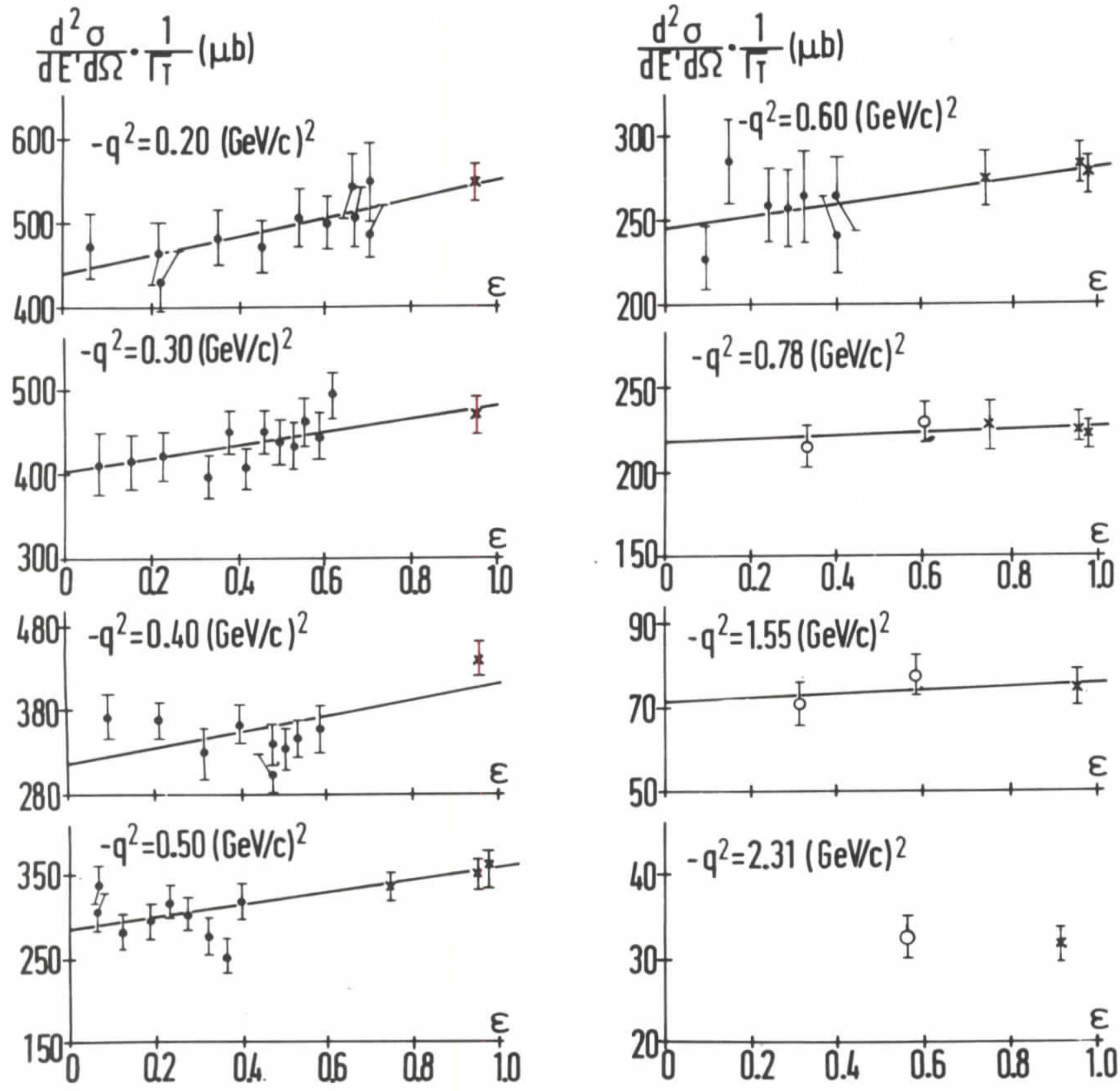
2.3 Diskussion des longitudinalen Wirkungsquerschnitts σ_ℓ

Bei der hier vorgenommenen Zerlegung des Wirkungsquerschnittes in longitudinale und transversale Anteile darf ein schwerwiegender Nachteil nicht übersehen werden. Da absolute

Tabelle 3

Wirkungsquerschnitte σ_t und σ_ℓ

	Resonanzenergie		W = 1.350 GeV	
$-q^2$ $(GeV/c)^2$	σ_t (μb)	σ_ℓ (μb)	σ_t (μb)	σ_ℓ (μb)
0.20	436 ± 23	115 ± 37	91 ± 17	43 ± 27
0.30	402 ± 18	81 ± 34	126 ± 12	- 9 ± 20
0.40	315 ± 16	97 ± 30	69 ± 11	50 ± 15
0.50	284 ± 10	72 ± 16	104 ± 15	- 8 ± 17
0.60	246 ± 12	35 ± 17	84 ± 14	- 3 ± 16
0.78	218 ± 17	9 ± 21		
1.40			36.6 ± 4.1	3.0 ± 5.
1.55	71.6 ± 7.2	5 ± 10		
2.20			22.0 ± 5.0	- 3.8 ± 7.
2.31	33.6 ± 6.7	- 2.0 ± 8.8		



$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}\cdot\frac{1}{\Gamma_T}$ (μb)
$-q^2=0.20\ (GeV/c)^2$
$-q^2=0.30\ (GeV/c)^2$
$-q^2=0.40\ (GeV/c)^2$
$-q^2=0.50\ (GeV/c)^2$
$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}\cdot\frac{1}{\Gamma_T}$ (μb)
$-q^2=0.60\ (GeV/c)^2$
$-q^2=0.78\ (GeV/c)^2$
$-q^2=1.55\ (GeV/c)^2$
$-q^2=2.31\ (GeV/c)^2$
ε
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0

Abb.18

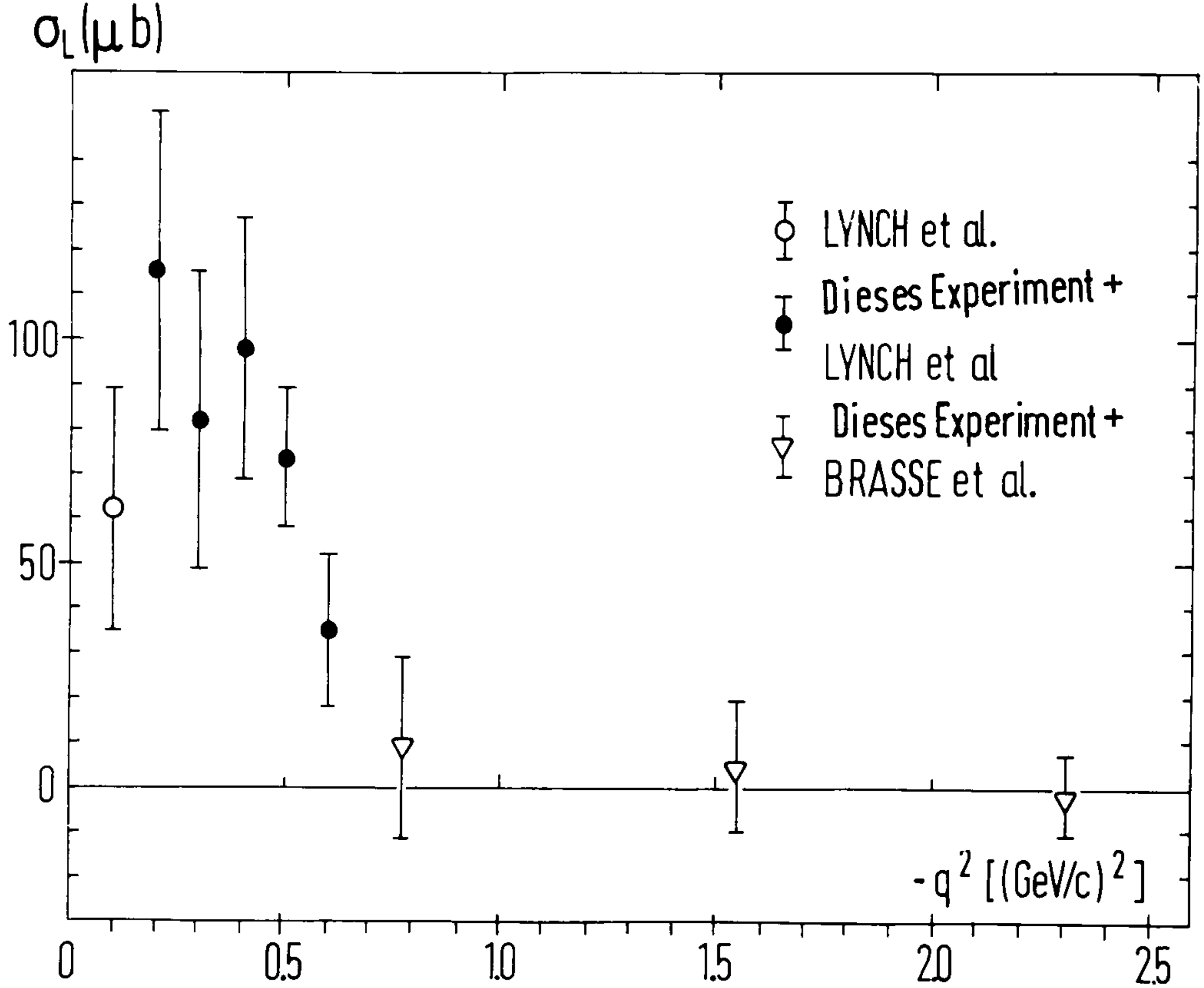

σL (μb)
100
50
0
LYNCH et al.
Dieses Experiment +
LYNCH et al
Dieses Experiment +
BRASSE et al.
- q2 [(GeV/c)2]
0
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5

Abb.19

Wirkungsquerschnitte verglichen werden, können systematisch unterschiedliche Normierungen der verschiedenen Laboratorien ein völlig falsches Bild liefern. Leider war es auch nicht möglich, mit unserer Apparatur Anschlußwerte nachzumessen, so daß eine schwer abzuschätzende Unsicherheit im Verhältnis σ_ℓ/σ_t bestehen bleibt.

Der Tabelle 3 entnimmt man, daß der Gesamtwirkungsquerschnitt im Bereich der ersten Resonanz für $-q^2 \leq 0.6$ $(GeV/c)^2$ bis zu 20 % auf Elektroproduktion durch longitudinale Photonen zurückzuführen ist, während es für größere Impulsüberträge keinen Hinweis auf longitudinale Komponenten gibt. In der Abbildung 19 ist σ_ℓ für die Resonanz $\Delta(1.236)$ noch einmal als Funktion von $-q^2$ aufgetragen, und man beobachtet ein deutliches Maximum bei $-q^2 \approx 0.2$ $(GeV/c)^2$, dessen Ursprung teilweise kinematischer Natur ist: Entsprechend den Definitionen des ersten Kapitels verschwindet σ_ℓ an der Stelle $q^2 = 0$. Ferner erwartet man, daß die longitudinalen Komponenten mit größer werdendem Impulsübertrag kleiner werden, so daß der longitudinale Wirkungsquerschnitt ein Maximum durchlaufen muß, wenn er nicht für alle Impulsüberträge identisch Null ist.

Wir haben den longitudinalen Formfaktor σ_ℓ bei $W = 1.220$ GeV aus dem Gesamtwirkungsquerschnitt bestimmt, so daß man nicht entscheiden kann, ob dieser Beitrag resonant ist oder nicht. Die Tatsache, daß bei $W = 1.350$ GeV nur transversale Komponenten gefunden wurden, ermöglicht keine Rückschlüsse auf den nichtresonanten Untergrund in der Umgebung des Isobars $\Delta(1.236)$, da bei der höheren invarianten Masse neben der Einfachpionproduktion auch andere inelastische Reaktionen eine Rolle spielen können. Einen Hinweis darauf, daß wenigstens ein Teil des nichtresonanten Wirkungsquerschnittes longitudinal ist, erhält man aus den Messungen von Betourne und Mitarbeitern [29] an der Pionschwelle. Für einen Impulsübertrag von $-q^2 = 0.087$ $(GeV/c)^2$ finden die Autoren bei $W = 1.136$ GeV ein Verhältnis von $\sigma_\ell/\sigma_t = 0.33 \pm 0.13$.

Es sprechen aber auch theoretische Gründe dafür, daß nicht der gesamte longitudinale Wirkungsquerschnitt resonant ist. Berechnet man den Elektroproduktionsquerschnitt von π-Mesonen in der Bornschen Näherung, so findet man longitudinale Beiträge, die von gleicher Größenordnung sind, wie wir sie gefunden haben.

IV.3 Nachtrag zur Bestimmung von σ_ℓ

Nach Fertigstellung dieser Arbeit wurden neue Wirkungsquerschnitte zur inelastischen Elektronenstreuung für die Masse der ersten Resonanz von Bounin [50] veröffentlicht. Dabei handelt es sich um eine Wiederholung der Messungen von Lynch und Mitarbeitern bei Impulsüberträgen von $q^2 = 0.2$, 0.3 und 0.4 $(GeV/c)^2$ mit einem geänderten experimentellen Aufbau.

Für $q^2 = 0.2$ $(GeV/c)^2$ liefern die Messungen von Bounin unphysikalische Werte für σ_ℓ, und aufgrund systematischer Fehler scheinen die Wirkungsquerschnitte bei diesem Impulsübertrag mit unseren nicht verträglich zu sein.

Verbinden wir unsere Messungen bei $q^2 = 0.3$ und 0.4 $(GeV/c)^2$ mit denen von Bounin, so ist der longitudinale Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehlergrenzen Null, obgleich auch bei $q^2 = 0.3$ $(GeV/c)^2$ systematische Abweichungen vorzuliegen scheinen, die größenordnungsmäßig drei Standardabweichungen betragen.

IV.4 Bestimmung von $G_M^*(q^2)$ für $\Delta(1.236)$

Zur Anregung des Nukleonisobars $\Delta(1.236)$ mit $J^\pi = 3/2^+$ können die Multipole M_1^+, E_1^+ und L_1^+ beitragen. Aus Photoproduktionsexperimenten ist bekannt, daß fast ausschließlich der magnetische Dipol resonant ist, und die elektrische

Quadrupolamplitude dagegen vernachlässigt werden kann. Der gleiche Sachverhalt wurde auch im Falle der Elektroproduktion in einem Koinzidenzexperiment von Imrie et al. [30] bestätigt, so daß wir

$$G_E^*(q^2) = 0 \qquad \text{(IV.3)}$$

setzen können, wenn wir mit $G_E^*(q^2)$ den elektrischen Übergangsformfaktor aus (I.26) bezeichnen.

Wir gehen von der Voraussetzung aus, daß der von uns bestimmte longitudinale Wirkungsquerschnitt nicht resonant ist und nehmen an, daß auch $G_c(q^2)$ verschwindet.

$$G_c^*(q^2) = 0 \qquad \text{(IV.4)}$$

Die Form der Resonanzkurve approximieren wir durch eine Breit-Wigner-Formel mit variabler Breite. Dabei machen wir die Annahme, daß die Zerfallsbreite $\Gamma(W)$ unabhängig vom Erzeugungsmechanismus der Resonanz ist und übernehmen die aus einer Streuphasenanalyse der Pion-Nukleon-Streuung gewonnenen Ergebnisse der Autoren Dalitz und Sutherland [30].

$$\Gamma(W) = \frac{0.128(0.85|\vec{p}_\pi^{\,*}|/m_\pi)^3}{1 + (0.85|\vec{p}_\pi^{\,*}|/m_\pi)^2} \quad (\mathrm{GeV}) \qquad \text{(IV.5)}$$

Dabei ist $\vec{p}_\pi^{\,*}$ der Impuls des Pions im Pion-Nukleon-Ruhesystem. Der resonante Elektroproduktionsquerschnitt für das Isobar $\Delta(1.236)$ wird in der obigen Approximation zu:

$$\sigma_{Res} = \frac{1}{\Gamma_t} \left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega_3 dE_3} \right|_{Res} = \frac{\pi\alpha \vec{q}^{\,2}}{2KWM} \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + \Gamma(W)^2/4} G_M^{*2}(q^2) \,. \qquad \text{(IV.6)}$$

Über das Verhalten des nichtresonanten Untergrundes kann man nur in der Nähe der Pionschwelle Aussagen machen. Nehmen wir an, daß dort die S-Wellenproduktion überwiegt, so verhält sich die Partialwellenamplitude f_o wie

$$f_o \sim q_o^{2\ell} = \text{const.} \qquad \text{(IV.7)}$$

D.h. die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes an der Schwelle $W = W_s$ ist allein durch einen Phasenraumfaktor bestimmt und damit proportional zu $\sqrt{W-W_s}$. Als Ansatz für den nichtresonanten Untergrund benutzen wir ein Polynom in $(W-W_s)$ und berücksichtigen das Schwellenverhalten in der folgenden Form:

$$\sigma_{nres} = \sqrt{W - W_s} \left\{ \sum_{i=0}^{N} A_i(q^2) \, (W-W_s)^i \right\} . \qquad (IV.8)$$

Zum Untergrund unter der ersten Resonanz tragen besonders bei höheren Impulsüberträgen die Ausläufer des Nukleonisobars $N^*(1.520)$ bei. Eine Breit-Wigner-Formel mit den experimentellen Werten für Masse und Breite [22] trägt dem Rechnung:

$$\sigma_{1.520} = B(q^2) \frac{\Gamma\,(1.520)}{(W - 1.520)^2 + \Gamma(1.520)^2/4} . \qquad (IV.9)$$

Den gemessenen Wirkungsquerschnitt kann man jetzt als Summe

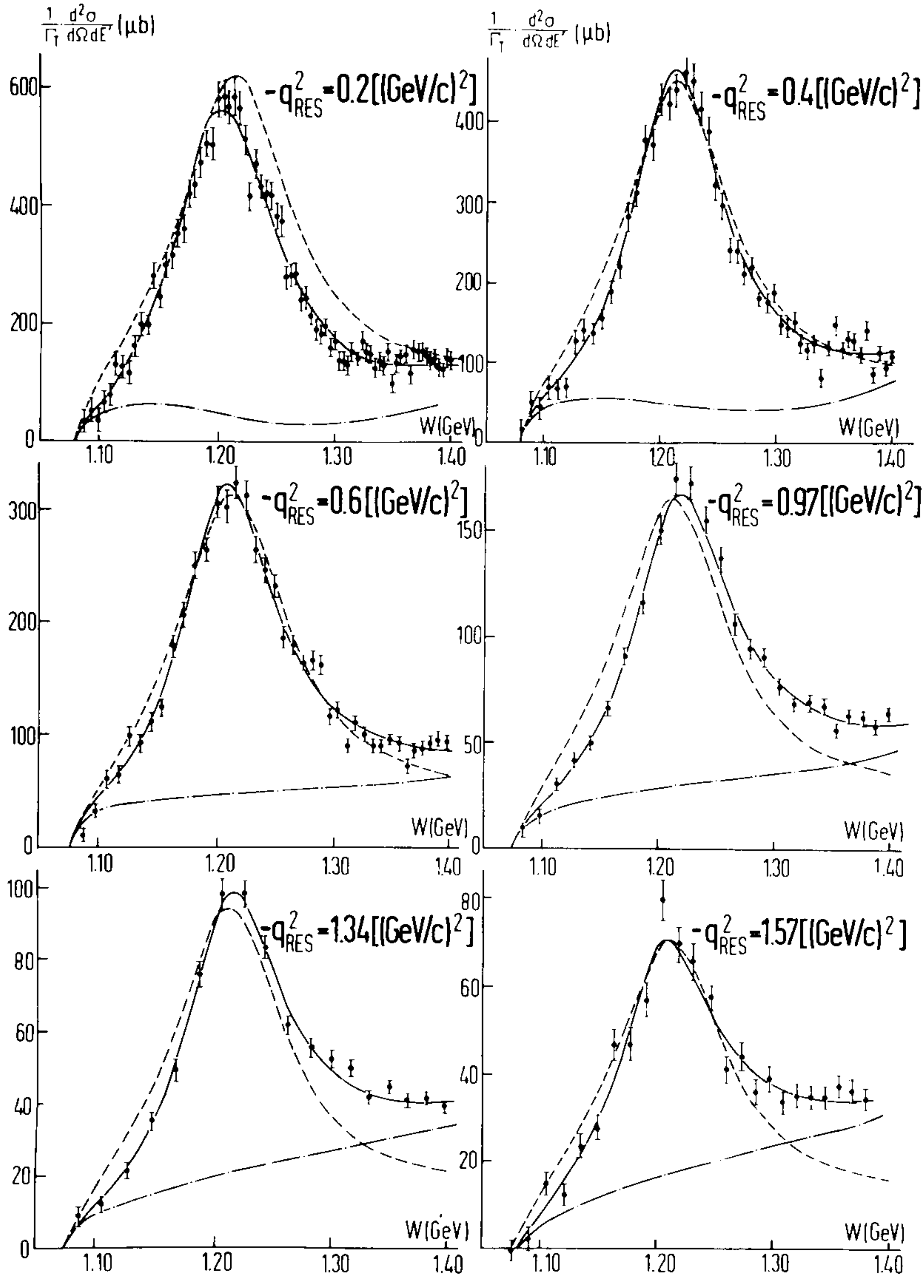
$$\sigma = \sigma_{Res} + \sigma_{1.520} \qquad (IV.10)$$

darstellen mit den freien Parametern $G_M^*(q^2)$, $A_i(q^2)$ und $B(q^2)$, die durch einen Angleich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden. Bei der numerischen Rechnung wurde auch die Lage der ersten Resonanz also M^* angeglichen, um die experimentelle Unsicherheit in der Massenbestimmung zu berücksichtigen. Bei allen Spektren konnte der Untergrund durch Polynome zweiten und dritten Grades approximiert werden, und das Hinzufügen höherer Potenzen von $(W-W_s)$ änderte wenig an der Güte des Angleichs und führte innerhalb der Fehlergrenzen zu den alten Werten von $G_M^*(q^2)$. Die rechnerisch bestimmten Spektren sind in der Abbildung 20 als ausgezogene Kurven wiedergegeben, während der gesamte Untergrund, d.h. $\sigma_{nres} + \sigma_{1.520}$ strichpunktiert dargestellt ist. Die gestrichelten Kurven wurden nach einer Theorie von Gutbrod und Simon [32] berechnet, die erst im nächsten Kapitel diskutiert wird.

Tabelle 4

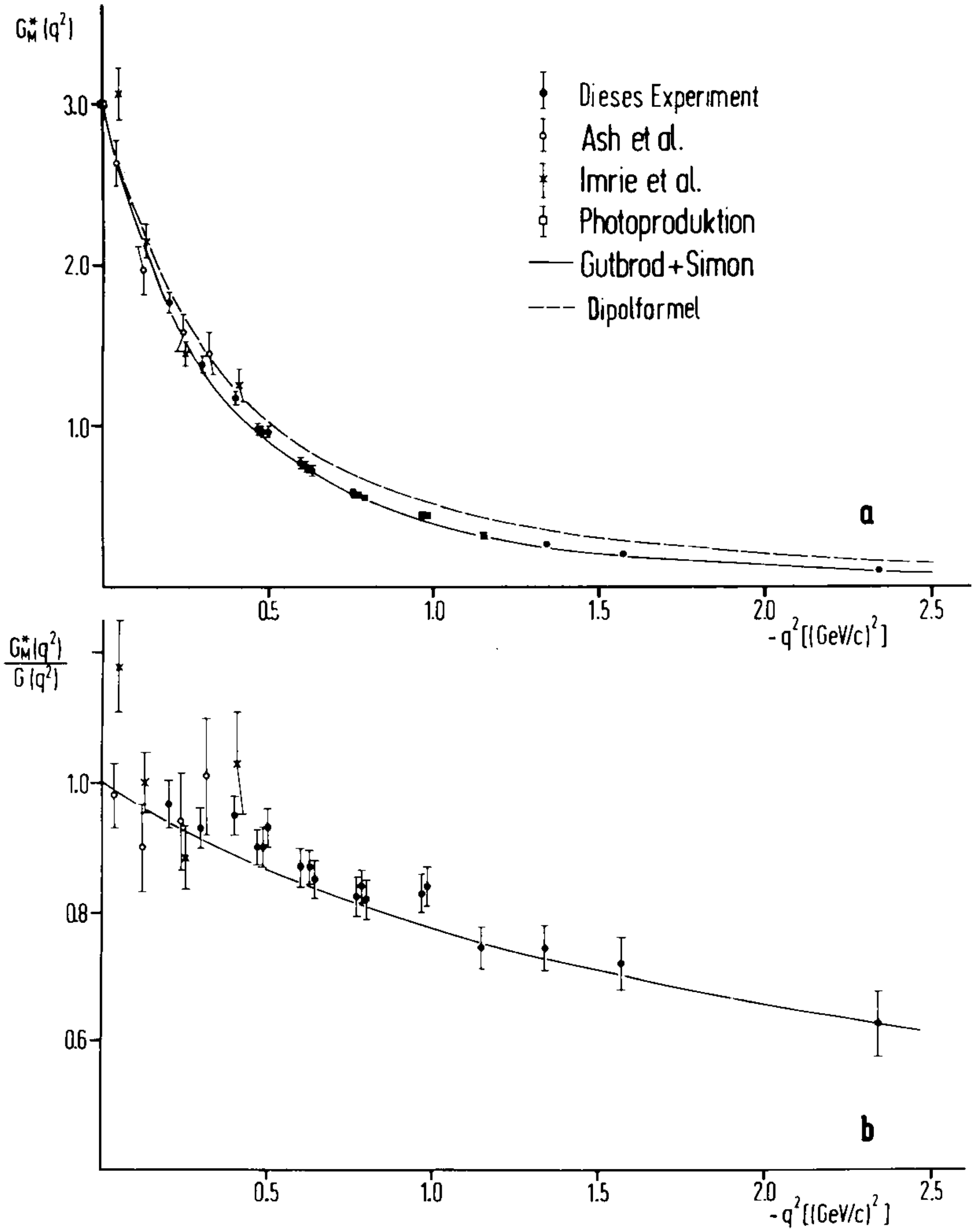
Gemessene Werte von $G_M^*(q^2)$

θ (Grad)	$-q^2$ $((GeV/c)^2)$	$G_M^*(q^2)$
13.33	0.20	1.77 (±3.5%)
13.33	0.30	1.38 (±3.5%)
13.33	0.40	1.17 (±3.0%)
10.00	0.47	0.978(±3.0%)
35.00	0.48	0.961(±3.5%)
13.33	0.50	0.964(±3.0%)
13.33	0.60	0.766(±3.5%)
10.00	0.63	0.735(±3.0%)
35.00	0.63	0.719(±3.5%)
13.33	0.77	0.570(±3.5%)
10.00	0.78	0.572(±3.0%)
35.00	0.79	0.553(±3.5%)
13.33	0.97	0.446(±3.5%)
10.20	0.98	0.446(±3.5%)
13.33	1.15	0.326(±4.5%)
13.33	1.34	0.269(±4.5%)
13.33	1.57	0.209(±5.5%)
17.10	2.34	0.102(±8.0%)



1/Γ_T · d²σ/dΩdE' (μb)
-q²_RES = 0.2 [(GeV/c)²]
-q²_RES = 0.4 [(GeV/c)²]
-q²_RES = 0.6 [(GeV/c)²]
-q²_RES = 0.97 [(GeV/c)²]
-q²_RES = 1.34 [(GeV/c)²]
-q²_RES = 1.57 [(GeV/c)²]
W (GeV)

Abb.20



$G_M^*(q^2)$
3.0
2.0
1.0
Dieses Experiment
Ash et al.
Imrie et al.
Photoproduktion
Gutbrod + Simon
Dipolformel
a
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5
$-q^2\,[(\mathrm{GeV}/c)^2]$
$\frac{G_M^*(q^2)}{G(q^2)}$
1.0
0.8
0.6
b
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5
$-q^2\,[(\mathrm{GeV}/c)^2]$

Abb. 21

Die Formfaktoren $G_M^*(q^2)$ sind relativ unempfindlich gegen die Voraussetzung, daß σ_ℓ nicht zur Resonanz beiträgt. Nimmt man an, daß der gesamte longitudinale Wirkungsquerschnitt resonant ist, so ändert sich $G_M^*(q^2)$ nur um 6 - 10 %. Diese Feststellung ist insofern von Bedeutung, als bei einigen Spektren die Ausgleichsrechnung einen Untergrund liefert, welcher kleiner ist als σ_ℓ und somit im Widerspruch zur Voraussetzung steht, daß σ_ℓ nicht resonant ist. Diese Diskrepanz ist jedoch nicht signifikant, da die Fehler im Untergrund groß sind.

Die Formfaktoren $G_M^*(q^2)$ wurden auch aus Spektren berechnet, bei denen die Strahlungskorrekturen nach verschiedenen Vorschriften angebracht wurden. Dabei traten Änderungen zwischen 2 und 4% auf.

Die aus den Spektren bestimmten Formfaktoren $G_M^*(q^2)$ sind in der Tabelle 4 zusammengefaßt und in Abbildung 21 gegen $-q^2$ aufgetragen. Die Darstellung 21a vermittelt einen Eindruck vom raschen Abfall des Formfaktors mit wachsendem Impulsübertrag und veranschaulicht die Extrapolation zur Photoproduktion. Daß der Übergangsformfaktor schneller abfällt als der Nukleonformfaktor, entnimmt man am besten der Abbildung 21b, in welcher das Verhältnis von $G_M^*(q^2)$ zum Dipolformfaktor aufgetragen ist.

IV.5 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Fassen wir die Kenntnisse über die erste Nukleonresonanz $\Delta(1.236)$ zusammen, die aus dem experimentellen Material gewonnen wurden:

1. In Übereinstimmung mit Photoproduktionsexperimenten finden wir die Lage der ersten Resonanz bei $W = 1.220 \pm 0.006$ GeV.

2. Für $-q^2 < 0.6\ (\mathrm{GeV/c})^2$ besitzt der Gesamtwirkungsquerschnitt longitudinale Anteile.

3. Wenn wir annehmen, daß die Resonanz fast ausschließlich durch einen magnetischen Dipolübergang M_1^+ angeregt wird und wir den nichtresonanten Untergrund durch ein einfaches Polynom approximieren, können wir Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$ bestimmen, die mit wachsendem Impulsübertrag schneller abfallen als der Nukleonformfaktor.

Die hier aufgeführten Ergebnisse sind in zwei Veröffentlichungen unserer Gruppe publiziert worden [34][35].

V. *Interpretation der Meßergebnisse*

Da man beim longitudinalen Wirkungsquerschnitt wegen der großen experimentellen Fehler nicht entscheiden kann, ob er zur Anregung der Resonanz beiträgt oder nicht, beschränken wir uns auf einen Vergleich der Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$ mit den Vorhersagen verschiedener Modelle. Wir unterscheiden dabei zwei Gruppen, einmal die Dispersionsmodelle, die speziell auf die Elektroproduktion der ersten Resonanz zugeschnitten sind,und zum anderen solche Modelle, die das gesamte Spektrum der Nukleonresonanzen beschreiben und auch Aussagen über die elektromagnetischen Eigenschaften der Isobare enthalten. Zunächst aber untersuchen wir Grenzwerteigenschaften des inelastischen Wirkungsquerschnittes.

V.1 *Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes*

Weitgehend modellunabhängig sind Überlegungen, die das Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes in der Grenze des verschwindenden Dreierimpulsübertrages, d.h. für $\vec{q}^{\,*} \to 0$ beschreiben. Experimentell ist dieser Wert nicht realisierbar, da der kleinste Impulsübertrag bei der Photoproduktion angenommen wird und dort

$$|\vec{q}^{\,*}| = K \quad \text{für} \quad q^2 = 0 \tag{V.1}$$

beträgt. Im Bereich der Resonanz $\Delta(1.236)$ ist $K = 0.34$ GeV, und man muß untersuchen, ob zu erwarten ist, daß Schwellentheoreme noch Gültigkeit haben.

Für kleine Impulsüberträge können Rückstoßeffekte vernachlässigt werden, so daß die Resonanz als statische Quelle für elektromagnetische Strahlung wirkt. Dann sind die Multipolamplituden wie in der Kernphysik [33] proportional zu den Besselfunktionen j_ℓ. Da die erste Resonanz fast ausschließlich durch magnetische Dipolstrahlung angeregt wird, erwartet man das folgende Schwellenverhalten:

$$
\begin{aligned}
M_1^+ &\sim j_1(|\vec{q}^*|R) \\
&\sim |\vec{q}^*|R \qquad \text{für } |\vec{q}^*|R \ll 1 \qquad\qquad (V.2) \\
\sigma &\sim \vec{q}^{*2} \qquad\quad \text{für } |\vec{q}^*|R \ll 1
\end{aligned}
$$

wobei R ein Maß für die Ausdehnung der Quelle ist. Mit

$$R \lesssim \frac{1}{2m_\pi}$$

wird für $|\vec{q}^*| \approx 0.3$ GeV/c das Argument der Besselfunktion

$$|\vec{q}^*|R \approx 1 .$$

Es ist also zweifelhaft, ob das Schwellenverhalten für physikalische Impulsüberträge noch ausgeprägt ist.

Der experimentelle Wert von

$$\sigma \sim |\vec{q}^*|^{1.6}$$

deutet schon auf eine Verletzung der Schwellentheoreme hin. Die klassische Näherung, die das Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes vorhersagt, kann man auch dazu benutzen, das Verhältnis der elektrischen zur magnetischen Multipolamplitude zu berechnen [33]:

$$E_1^+/M_1^+ \approx \frac{8m_\pi^4}{M^2K^2} \approx 4\cdot 10^{-2} \qquad (V.3)$$

Man würde also schon aufgrund dieser sehr groben Abschätzung erwarten, daß die elektrische Quadrupolamplitude klein gegenüber der magnetischen Dipolamplitude ist, wie es die Experimente auch bestätigen.

V.2 Dispersionstheoretische Modelle zur Elektroproduktion von π-Mesonen

Mit Hilfe von Dispersionsrelationen gewinnt man Aussagen über das Verhalten der Multipolamplituden bei der Elektroproduktion. Ausgangspunkt bildet dabei das Watsontheorem [9], welches besagt, daß die Phasen der Elektroproduktionspartialwellenamplituden $f^{\gamma}_{\ell\pi}$ gleich den π-N-Streuphasen sind, also

$$f^{\gamma}_{\ell\pi}\,(W,q^2) \;=\; e^{i\delta_\ell(W)}\;|f^{\gamma}_{\ell\pi}(W,q^2)| \qquad (V.4)$$

gilt. Die Amplituden $f^{\gamma}_{\ell\pi}$ sind wiederum proportional zu den Multipolamplituden, so daß auf diese Art und Weise ein Zusammenhang zwischen der Pion-Nukleon-Streuung und der Elektroproduktion von π-Mesonen hergestellt werden kann. Zum Beweis dieses Theorems wird die Tatsache ausgenutzt, daß der hadronische Endzustand bei der inelastischen Elektronenstreuung (πN) auch durch einen Prozeß der starken Wechselwirkung erzeugt werden kann und man beide Reaktionen als verschiedene Kanäle einer einzigen auffassen kann.

$$\begin{array}{ccc} \gamma + N & & \\ & \rightleftarrows & \pi + N \\ \pi + N & & \end{array}$$

Bei der Auswertung unserer Spektren wurden keine Multipolamplituden bestimmt, sondern Formfaktoren, welche aus der M_1^+-Amplitude berechnet werden können. Benutzt man die von Dennery [7] eingeführten Definitionen der Multipole, so besteht der folgende Zusammenhang:

$$M_1^+(W,q^2) \;=\; \frac{|\vec{p}_2^{\,*}(q^2)|}{|\vec{p}_2^{\,*}(0)|}\; M_1^+(W,0)\,\sqrt{\frac{E_2^*(q^2)+M}{E_2^*(0)+M}}\;\tilde{G}^*(q^2)$$

$$G_M^*(q^2) \;=\; \sqrt{\frac{E_2^*(q^2)+M}{E_2^*(0)+M}}\; M_1^+(M^*,0)\;\tilde{G}^*(q^2). \qquad (V.5)$$

Dabei sind $p_2^*(q^2) = \{E_2^*(q^2), -\vec{p}_2^*(q^2)\}$ und $p_2^*(0) = \{E_2^*(0), -\vec{p}_2^*(0)\}$ die Viererimpulse des einlaufenden Protons im Schwerpunktsystem beim Impulsübertrag q^2 bzw. 0. Der Faktor

$$\sqrt{\frac{E_2^*(q^2) + M}{E_2^*(0) + M}} \tag{V.6}$$

stammt von der invarianten Normierung der Wellenfunktionen zum Spin 3/2 und wird von einigen Autoren [32][36][37] nicht in die Definition des Formfaktors einbezogen.

2.1 *Statische Theorie*

Die ersten grundlegenden Arbeiten zur Berechnung von Photoproduktionsamplituden aus Dispersionsrelationen stammen von den Autoren Chew, Goldberger, Low und Nambu [38] (CGLN) und wurden von Fubini, Nambu und Wataghin [8] (FNW) auf die Elektroproduktion erweitert. Diese Autoren geben eindimensionale Dispersionsrelationen für die Multipolamplituden zu festem aber endlichem Impulsübertrag auf das Proton an, rechnen aber in der statischen Grenze, d.h. mit unendlich schweren Nukleonen, und berücksichtigen Rückstoßeffekte nur in erster Ordnung durch eine Entwicklung nach 1/M.

Die Rechnungen ergeben, daß die Multipolamplituden zu den Partialwellenamplituden der π-N-Streuung proportional sind und der Proportionalitätsfaktor unabhängig vom Impulsübertrag ist, wenn man den Nukleonformfaktor herausdividiert. Ferner findet man, daß zur Anregung der Resonanz Δ(1.236) fast ausschließlich der magnetische Dipolübergang beiträgt, die elektrischen und longitudinalen Multipolamplituden zwar nicht verschwinden, aber klein sind und im Rahmen dieser Theorie nicht berechnet werden können. Das Resultat wird in der Literatur oft als FNW-Formel zitiert und ist unter Vernachlässigung von 1/M-Gliedern:

$$M_{1+}(W,q^2) = M_1^+(W,0)\,\frac{|\vec{p}_2^{\,*}(q^2)|}{|\vec{p}_2^{\,*}(0)|}\,\frac{G_M^V(q^2)|}{G_M^V(0)} \tag{V.7}$$

mit $\quad G_M^V(q^2) = G_M^p(q^2) - G_M^n(q^2)$

und $\quad M_1^+(W,0) = \dfrac{|\vec{p}_2^{\,*}(0)|}{|\vec{p}_\pi^{\,*}(0)|}\,\dfrac{\mu_p - \mu_n}{2f}\,f_{1+}^{3/2}(W)$.

Dabei ist $f_{1+}^{3/2}$ gleich der P-Wellenamplitude für Pion-Nukleon-Streuung zum Isospin 3/2 und f = 0.08 die reduzierte π-N-Kopplungskonstante. μ_p und μ_n sind die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron. Der Normierungsfaktor (V.6) ist im statischen Grenzfall gleich 1.

Entsprechend der Gleichung (V.7) ist $G_M^*(q^2)$ proportional zum magnetischen isovektoriellen Formfaktor des Nukleons. Man normiert ihn zweckmäßigerweise auf den experimentellen Photoproduktionswert [39]:

$$G_M^*(0) = 3.0 \pm 0.03 \ . \tag{V.8}$$

Die Abhängigkeit des Elektroproduktionsquerschnittes vom Formfaktor $G_M^n(q^2)$ des Neutrons macht es im Prinzip möglich, diesen aus den vorhandenen Messungen zu ermitteln, doch ist die Theorie nicht gut genug, um ähnlich genaue Werte für $G_M^n(q^2)$ zu bestimmen, wie sie bei der Elektron-Deuteron-Streuung gemessen werden. Die Verhältnisse ändern sich auch nicht, wenn man unter Verwendung der Mandelstamdarstellung ein weitaus besseres Modell für die Erzeugung der $\Delta(1.236)$-Resonanz schafft.

2.2 Mandelstamdarstellung für die Multipolamplituden

Die Auswertung von Dispersionsrelationen zu endlichem Impulsübertrag auf das Proton, das heißt für feste Werte des Mandelstamparameters t, der im Anhang B definiert wird, führt zu gekoppelten Integralgleichungen für alle Multipole, die nur im statischen Grenzfall entkoppelt sind. Lösungsversuche für dieses Gleichungssystem sind erst seit kurzem bekannt [40], jedoch noch keine numerischen Ergebnisse im Bereich unserer Impulsüberträge vorhanden. Nach Auskunft des Autors [40] wird erwartet, daß die Vorhersagen für den Formfaktor $G_M^*(q^2)$ zwischen denen von Gutbrod et al. [32] und Zagury [41] liegen (siehe Abb. 23). **Man vermeidet gekoppelte Gleichungen dadurch**, daß man in der Mandelstamdarstellung für die Streuamplitude die Abhängigkeit vom Impulsübertrag t explizit angibt. Bei der Aufstellung von Dispersionsrelationen für die Multipolamplituden geht man wie folgt vor:

Zunächst werden invariante und eichinvariante Amplituden konstruiert, welche einer Mandelstamdarstellung genügen und bei geeigneter Wahl der kinematischen Parameter einen einfachen Analytizitätsbereich besitzen. Durch eine Partialwellenprojektion erhält man daraus eine Integralgleichung für Größen $h(W,q^2)$, die sich von den Multipolamplituden durch kinematische Faktoren unterscheiden. Diese Faktoren haben ihren Ursprung darin, daß durch die Projektion zusätzliche Singularitäten erzeugt werden, die kompensiert werden müssen, um das richtige Schwellenverhalten der Multipole zu gewährleisten. Der Analytizitätsbereich der Funktionen $h(W,q^2)$ ist die komplexe W-Ebene mit einem Schnitt entlang der positiven reellen Achse von $(M+m_\pi)$ bis ∞ (rechter Schnitt) und einer komplizierten Struktur für $\mathrm{Re}W < M+m_\pi$ (linker Schnitt).

Die Amplitudenfunktionen genügen der folgenden Integralgleichung:

$$h(W,q^2) = h_L(W,q^2) + \frac{1}{\pi} \int_{M+m_\pi}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}(h(W',q^2))}{W' - W - i\varepsilon}\, dW', \qquad (V.9)$$

wobei $h_L(W,q^2)$ gleich dem Cauchyschen Integral von h über den linken Schnitt ist, also

$$h_L(W,q^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\Delta h_L(W',q^2)}{W' - W}\, dW' , \qquad (V.10)$$

wenn man mit Δh_L die Diskontinuität von h auf dem linken Schnitt bezeichnet. Als Lösungsansatz der Dispersionsrelation (V.9) benutzt man

$$h(W,q^2) = N(W,q^2)/D(W) \quad , \tag{V.11}$$

wobei N auf dem rechten Schnitt und D auf dem linken Schnitt regulär ist. Die D-Funktionen **kann man** aufgrund des Watsontheorems aus dem Pion-Nukleon-Streuphasen berechnen.

Die Funktion $N(W,q^2)$ genügt der folgenden Integraldarstellung:

$$N(W,q^2) = h_L(W,q^2)\,\mathrm{Re}D(W) - \frac{P}{\pi} \int\limits_{M+m_\pi}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\,D(W')\; h_L(W',q^2)}{W' - W}\, dW' . \tag{V.12}$$

Die Schwierigkeit besteht jetzt darin, die Diskontinuität Δh_L bzw. gleichbedeutend damit h_L zu berechnen.

2.3 Das Modell von Zagury [38)]

In der Arbeit von Zagury wird die Darstellung (V.12) für die Funktion $N(W.q^2)$ umgeformt und die Singularitäten auf dem linken Schnitt durch die Partialwellenprojektion der Bornschen Näherung für den Elektroproduktionsprozeß ersetzt.

$$N_{1+}(W,q^2) = h^B_{1+}(W,q^2)\,\mathrm{Re}D(W) + \frac{P}{\pi} \int\limits_{M+m_\pi}^{\infty} \frac{h^B_{1+}(W',q^2)\; N_\pi(W')\rho_1(W')}{W' - W}\, dW' \tag{V.13}$$

ρ_1 ist eine bekannte kinematische Funktion, und $h^B_{1+}(W,q^2)$ ist zu den Bornschen Näherungen für die Multipolamplituden

M_1^+, E_1^+ bzw. L_1^+ proportional. Benutzt man als Ansatz für $N_\pi(W)$ die Polformel

$$N_\pi = \frac{\mathrm{const}}{W - M} , \qquad (V.14)$$

welche in der statischen Theorie abgeleitet wird, so divergiert das Hauptwertintegral (V.13). Diese Schwierigkeit umgeht Zagury mit Hilfe einer ähnlichen Technik, wie sie in der π-N-Streuung angewandt wird, indem er die obere Integrationsgrenze durch einen endlichen Massenwert ersetzt. Darauf ist der Name cut-off-Modell zurückzuführen, unter dem dieses Modell häufig in der Literatur zitiert wird. Die Multipole selbst werden als Quotienten zweier Integrale von dem Typ angesetzt, wie sie in der Gleichung (V.13) auftreten mit endlichen oberen Integrationsgrenzen. Dadurch wird erreicht, daß die Formfaktoren unabhängig von der speziellen Wahl des Abschneideparameters werden.

Die Bornsche Näherung für die Multipolamplituden erhält man durch eine Partialwellenprojektion der in Abbildung 22 gezeigten Graphen. Da die dort eingezeichneten Photonen virtuell sind, treten bei der Kopplung an die Hadronen Pion- bzw. Nukleonformfaktoren auf. Für den Übergangsformfaktor zur ersten Resonanz erhält man in diesem Modell:

$$\sqrt{\frac{E_2^*(q^2)+M}{E_2^*(0)+M}}\; G_M^*(q^2) = G_M(0)\;\{0.94\; G_M^V(q^2)\; C(q^2) + \qquad (V.15)$$
$$+ 0.06\; F_\pi(q^2)\; C_1(q^2)\}$$

mit $\quad C(q^2) = \dfrac{1}{1 + 0.15(-q^2)} \quad ; \quad C_1(q^2) = \dfrac{1.11 + 0.16(-q^2)}{1 + 1.51(-q^2)}$.

$F_\pi(q^2)$ bezeichnet dabei den Pionformfaktor und $G_M^V(q^2)$ den auf 1 normierten magnetischen Isovektorformfaktor des Nukleons.

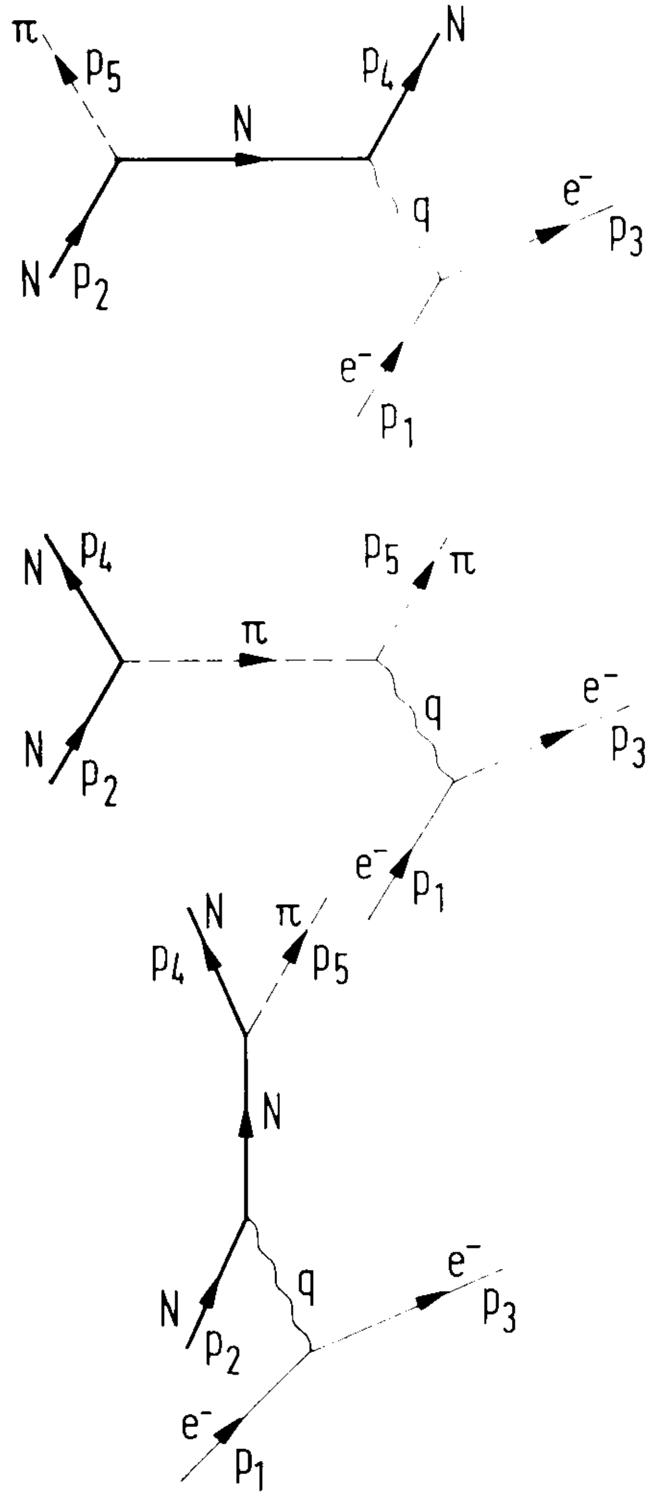


Abb. 22 Bornsche Näherung zur π-Elektroproduktion

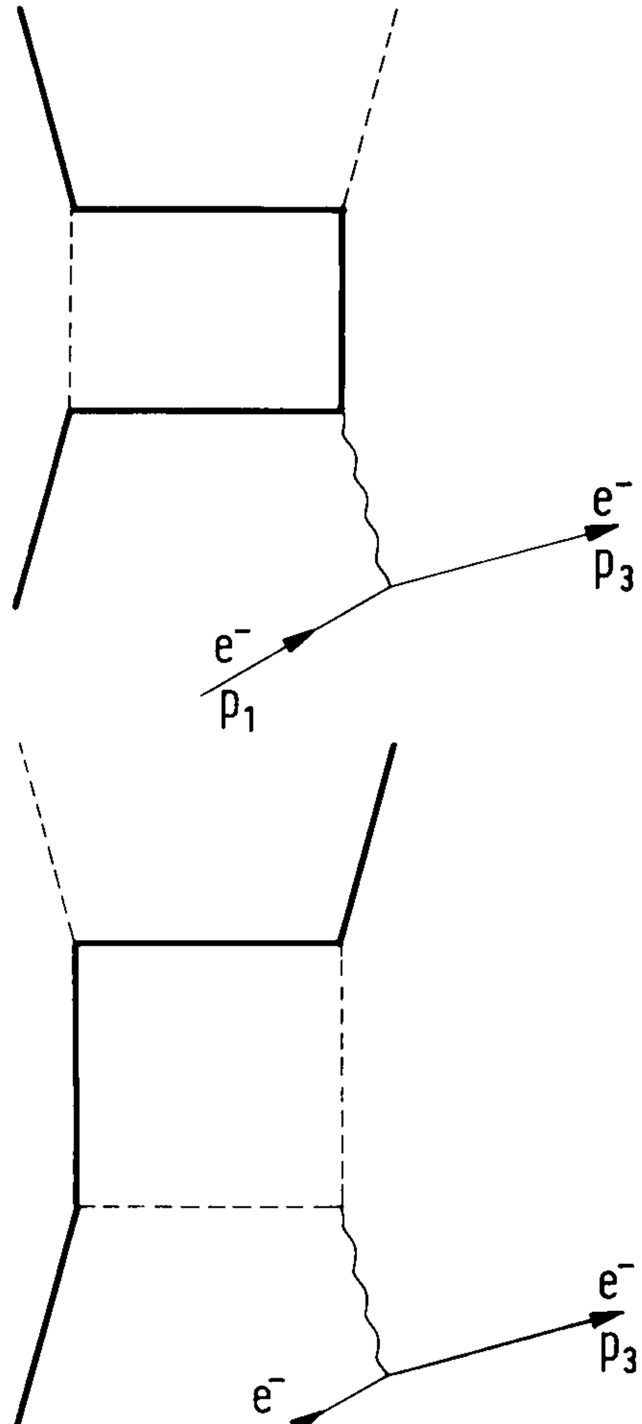
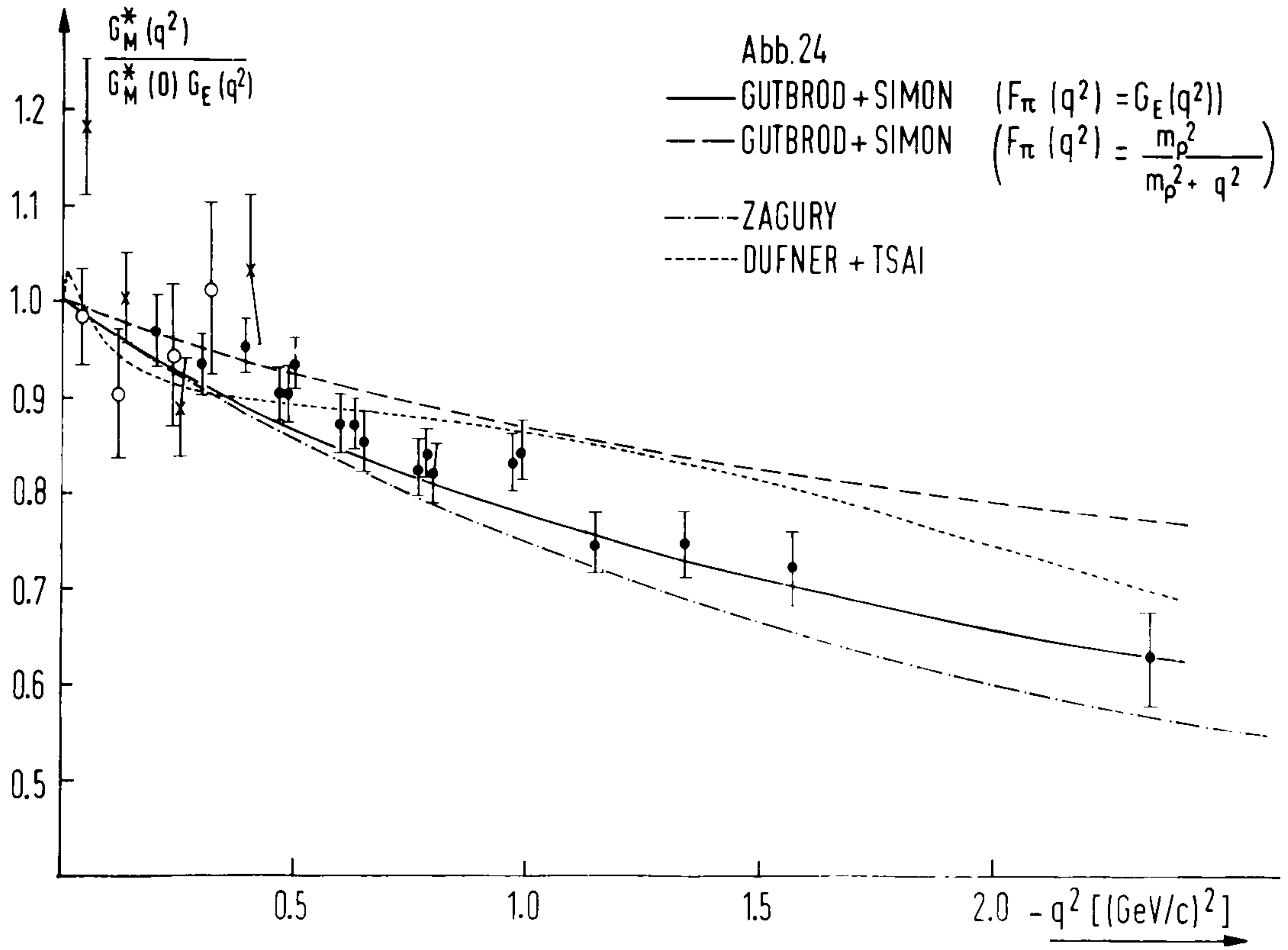


Abb.23
Boxdiagramme zur Elektroproduktion
von π-Mesonen


$\frac{G_M^*(q^2)}{G_M^*(0)\,G_E(q^2)}$
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.5
1.0
1.5
2.0
$-q^2\ [(\mathrm{GeV}/c)^2]$
Abb. 24
GUTBROD + SIMON $(F_\pi(q^2) = G_E(q^2))$
GUTBROD + SIMON $\left(F_\pi(q^2) = \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2}\right)$
ZAGURY
DUFNER + TSAI

Aufgrund der Abhängigkeit von $G_M^*(q^2)$ von $F_\pi(q^2)$ könnte man versuchen, diese Größe durch einen Angleich an die experimentellen Daten zu bestimmen. Aus zwei Gründen führt eine derartige Rechnung nicht zum Erfolg. Einmal ist der Beitrag des Pions zu G_M^* nur 6%, zum anderen sind die numerischen Parameter in der Gleichung (V.15) nicht genau genug bekannt, um eine Aussage über den Formfaktor des Pions zu machen. Die experimentellen Daten werden befriedigend wiedergegeben, wenn man den Formfaktor des Pions gleich dem des Nukleons setzt.

In der Abbildung 24 ist das Verhältnis des Formfaktors $G_M^*(q^2)$ zum Nukleonformfaktor, welcher durch die Dipolformel angenähert wurde, zusammen mit den Vorhersagen anderer Theorien aufgetragen.

2.4 Das Modell von Gutbrod und Simon [32)]

Das Modell von Gutbrod und Simon beruht auf anderen Annahmen über die Funktion $h_L(W,q^2)$. Um die Singularitäten der Multipolamplituden auf dem linken Schnitt zu berechnen, benutzen diese Autoren neben der Bornapproximation noch Näherungen zweiter Ordnung, die aus der Auswertung sogenannter Boxdiagramme gewonnen werden, wie sie in der Abbildung 23 zu sehen sind. Konvergenzschwierigkeiten treten in diesem Falle nicht auf, da die Form (V.12) der Integraldarstellung beibehalten wird. Die nicht beweisbare Voraussetzung, die diesem Modell zugrunde liegt, ist die Annahme, daß die Formfaktoren der Hadronen außerhalb der Massenschale (in den Boxdiagrammen) die gleichen sind wie für die reellen Teilchen. $G_M^*(q^2)$ wird von den Autoren wie folgt angegeben:

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0)\ \Big\{G_M^V(q^2)\ \frac{0.85}{1 + (-q^2/2.9)} + \qquad (V.16)$$

$$+ F_\pi(q^2)\ \frac{0.15}{1 + (-q^2/0.97)}\Big\}\sqrt{\frac{E_2^*(q^2) + M}{E_2^*(0) + M}} \ .$$

Auch hier kann man den Pion-Formfaktor nicht aus einem Angleich an die gemessenen Daten bestimmen. In der Abbildung 24 haben wir zwar die beiden Kurven eingetragen, die man erhält, wenn der Pion-Formfaktor einmal durch eine ρ-Polformel dargestellt wird und zum anderen gleich dem Nukleonformfaktor ist, doch darf man aus einem Vergleich mit den Messungen noch nicht schließen, daß π-Mesonen und Nukleonen gleiche Formfaktoren haben. Dazu ist das Modell noch zu grob und die experimentellen Fehler der Daten sind zu groß.

Von Herrn Dr. Gutbrod wurde uns ein FORTRAN-Programm zur Verfügung gestellt, in welchem der differentielle Wirkungsquerschnitt zur Pionproduktion berechnet wird unter den Annahmen, daß

1. die Nukleonformfaktoren durch das Dipolgesetz gegeben sind und einander proportional sind;
2. der elektrische Formfaktor des Neutrons verschwindet;
3. der Pionformfaktor gleich dem Nukleonformfaktor ist;
4. zur Anregung der Resonanz nur der magnetische Dipolübergang beiträgt;
5. der nichtresonante Untergrund durch die Bornsche Näherung beschrieben wird.

Der Vergleich dieser Rechnungen mit den experimentellen Daten ist in Abbildung 20 wiedergegeben. Bei allgemein sehr guter Übereinstimmung treten systematische Abweichungen an der Pionschwelle auf, die wahrscheinlich darauf zurückzuführen sind, daß die Bornsche Näherung den nichtresonanten Untergrund nicht hinreichend genau beschreibt. Die Abweichungen können jedoch auch von Unsicherheiten in der Berechnung der Strahlungskorrekturen herrühren.

2.5 *Die Modelle von Walecka und Zucker*[42] *und Adler*[43]

In dem Modell von Walecka und Zucker werden ebenso wie in der Arbeit von Zagury die Singularitäten des linken Schnittes in der Bornschen Näherung berechnet. Zusätzlich wird aber noch der Austausch eines ω-Mesons im t-Kanal berücksichtigt und das Verhältnis der Kopplungskonstanten

$$\beta \simeq \sqrt{10}\,\frac{g_{\omega NN}}{g_{\pi NN}} \qquad (V.17)$$

als freier Parameter behandelt. Außerdem wurden Formfaktoren nicht aus der Integraldarstellung (V.12) bestimmt, sondern aus dem folgenden Ansatz für die Multipolamplituden:

$$\frac{h(W,q^2)}{h(W,0)} = \frac{h^B(M^*,q^2)}{h(M^*,0)} \quad . \qquad (V.18)$$

Dabei entspricht $h^B(M^*,q^2)$ der Bornschen Näherung für die Amplitudenfunktion h. Der Formfaktor, den die Autoren angeben, entspricht der Summe

$$G^*(q^2) = G^*_M(q^2) + G^*_E(q^2) \qquad (V.19)$$

und ist für zwei Werte von β in Abbildung 25 eingetragen. Zwar ist die Übereinstimmung mit den Meßwerten für β = -8.2 besser als bei β = 4.0, doch werden die aus Photoproduktionsexperimenten bekannten Verhältnisse zwischen elektrischen und magnetischen Multipolamplituden falsch wiedergegeben.

Von den Beziehungen (V.18) für die resonanten Multipole geht auch Adler[43] bei der Berechnung der Übergangsformfaktoren aus. Dieses Modell, welches ebenfalls auf der Auswertung von Dispersionsrelationen beruht, unterscheidet sich jedoch von dem von Walecka und Zucker dadurch, daß Beiträge vom Pionaustausch in den resonanten Multipolamplituden vernachlässigt werden. Außerdem werden andere Ansätze zur Lösung der Integralgleichungen für die Multipole verwendet.

Da uns keine numerischen Ergebnisse zugänglich waren, konnten wir auch keinen Vergleich mit unseren Formfaktoren vornehmen. Der Autor vergleicht seine Vorhersagen jedoch mit den Messungen von Lynch und Mitarbeitern [24] und kommt zu dem Ergebnis, daß die berechneten Wirkungsquerschnitte mit wachsendem Impulsübertrag schneller abfallen als die gemessenen, so daß zu erwarten ist, daß diese Diskrepanzen für größere Werte von $-q^2$ auch größer werden.

2.6 Zusammenfassung der Dispersionsmodelle

In allen Modellen, welche Dispersionsrelationen zur Bestimmung der Elektroproduktionsamplituden für die erste Resonanz benutzen, dominiert der magnetische Dipolübergang. Der theoretisch berechnete Formfaktor der Resonanz fällt mit wachsendem Impulsübertrag schneller ab als der Nukleonformfaktor und hängt einmal über $G_M^V(q^2)$ vom Neutronenformfaktor ab zum anderen auch vom Pionformfaktor. Da diese Größen den Wirkungsquerschnitt nur wenig beeinflussen und die Theorie Näherungen enthält, kann man aufgrund der bisherigen Experimente keine quantitativen Aussagen über diese Formfaktoren machen.

V.3 Das klassische Feldmodell [44]

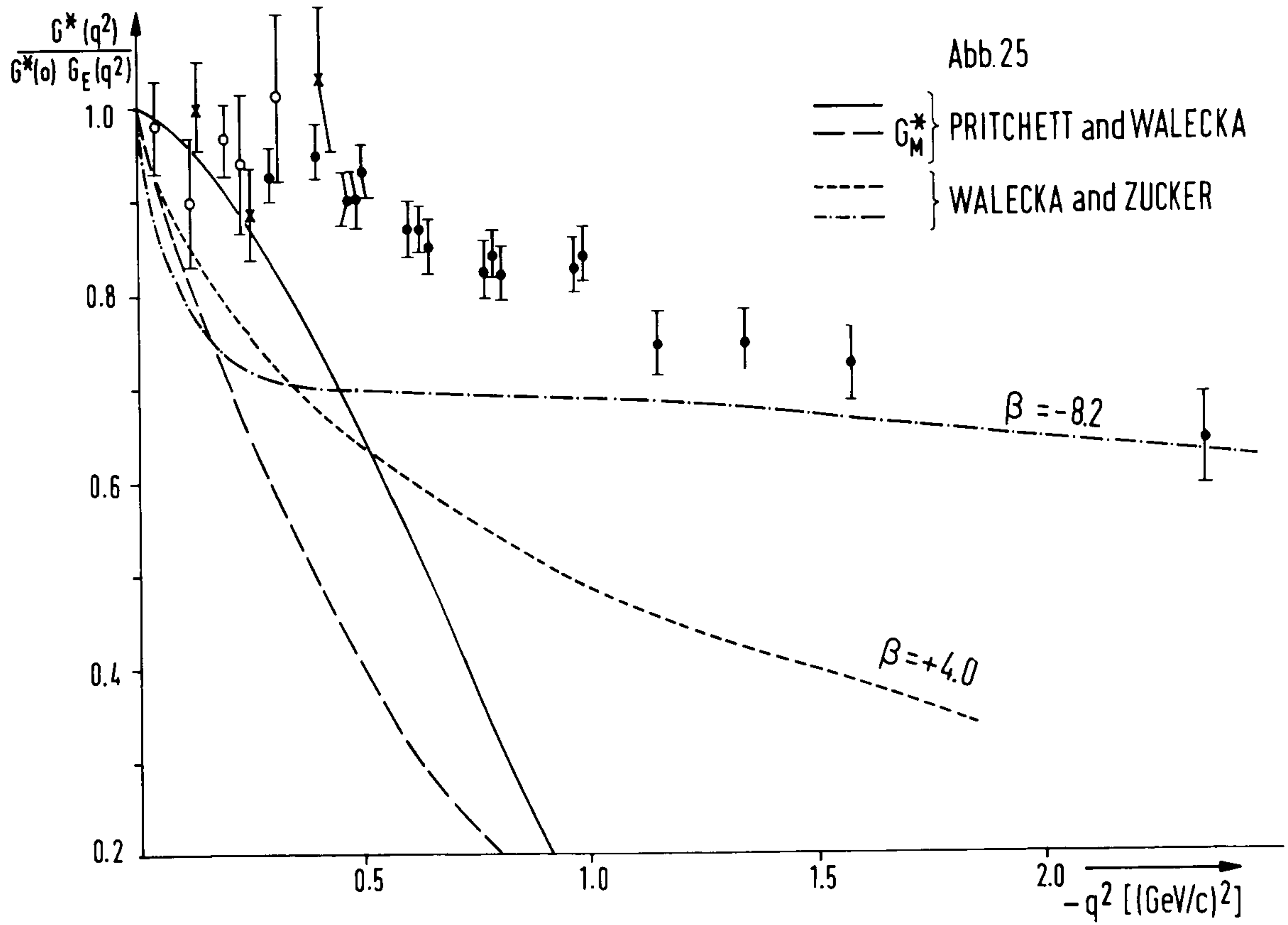
Die zweite Gruppe von Modellen ist nicht speziell darauf ausgerichtet, die elektromagnetischen Eigenschaften einer Resonanz zu berechnen, sondern es wird versucht, eine allgemeine Theorie für das Spektrum der Nukleonresonanzen zu entwickeln und dabei auch die elektromagnetischen Eigenschaften der Isobare vorherzusagen.

Ein sehr einfacher und anschaulicher Ansatz zur Beschreibung der Nukleonen wird von Pritchett und Walecka [44] gemacht. Diese Autoren nehmen an, daß Proton und Neutron aus einem räumlich ausgedehnten Kern bestehen, welcher von einer Mesonenwolke umgeben ist, die wie ein klassisches pseudoskalares Feld behandelt wird. Die physikalischen Teilchen Neutron und Proton entsprechen dem Grundzustand, d.h. dem niedrigsten Energieeigenwert dieses Systems, der durch die Lösung einer Variationsgleichung ermittelt wird. In dem Potentialtopf des Grundzustandes kann die Mesonenwolke kollektive Schwingungen ausführen, deren Quantenzahlen gleich denen der bekannten Resonanzen sind. Die freien Parameter des Modells werden durch einen Angleich an die bekannten Isobarenmassen bestimmt bis auf einen, welcher die absolute Höhe der inelastischen Elektronenspektren und die anomalen magnetischen Momente der Nukleonen festlegt.

Aus den Bewegungsgleichungen des Systems kann man einen Strom konstruieren, der einer Kontinuitätsgleichung genügt und geeignet ist, Übergangsmatrixelemente zu berechnen. Anhand einer Multipolentwicklung des Stromoperators berechnen die Autoren die transversalen und longitudinalen Formfaktoren der Resonanz $\Delta(1.236)$. Da unsere Messungen keine Angabe über den longitudinalen resonanten Wirkungsquerschnitt erlauben, entnehmen wir dem Modell nur die globale Aussage, daß longitudinale Komponenten etwa um einen Faktor 10 kleiner sind als die transversalen und damit kein Widerspruch zu unseren Messungen und unseren Annahmen bei der Auswertung besteht.

Aus den graphischen Darstellungen der Autoren für $f_t(q^2)$ wurden die Formfaktoren $G^*(q^2) = G_M(q^2) + G_E(q^2)$ berechnet und in Abbildung 25 eingetragen.

Beim Vergleich mit den experimentellen Daten ist zu bemerken, daß dieses Modell gerade für die Resonanz $\Delta(1.236)$ am ungenauesten ist, da eine klassische Behandlung des Mesonenfeldes wegen der kleinen Anzahl von Mesonen keine gute Näherung darstellt.



$\frac{G^*(q^2)}{G^*(o)\ G_E(q^2)}$
Abb. 25
G_M^* PRITCHETT and WALECKA
WALECKA and ZUCKER
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.5
1.0
1.5
2.0
$-q^2$ [$(GeV/c)^2$]
$\beta = -8.2$
$\beta = +4.0$

V.4 *Quarkmodelle*

Ausgangspunkt von Quarkmodellrechnungen ist die Annahme, daß die Nukleonen und die Nukleonisobare gebundene Zustände von drei Quarks sind. Obgleich diese fundamentalen Bausteine halbzahligen Spin besitzen, werden sie in den hier zu besprechenden Modellen durch total symmetrische Wellenfunktionen beschrieben (Parastatistik). Zur Berechnung elektromagnetischer Übergangsformfaktoren und zur Bestimmung der den Resonanzen entsprechenden Quarkzuständen ist Voraussetzung, ihre Einordnung in die Supermultipletts der Darstellungen der Symmetriegruppe SU(6) zu kennen. Von der Resonanz $\Delta(1.236)$ nimmt man an, daß sie zusammen mit Neutron und Proton zur Darstellung {56} gehört und sich von den Nukleonen nur durch die Orientierung der Quarkspins unterscheidet.

4.1 *Das symmetrische Quarkmodell von Thornber* [45)]

Der Autor geht davon aus, daß die Quarks durch ein harmonisches Oszillatorpotential gebunden sind, dessen Stärke b durch einen Angleich an die beobachteten Resonanzmassen bestimmt wird. Die Resonanz $\Delta(1.236)$ kann in diesem Modell nur durch einen magnetischen Dipolübergang angeregt werden. Dabei ist das Verschwinden der beiden anderen Multipole zum Teil auf den nicht relativistischen Charakter der Rechnungen zurückzuführen. Der Formfaktor G_M^* ist proportional zum Nukleonformfaktor und durch

$$G_M^*(q^2) \sim G_E(q^2) \sim (b\vec{q}^{\,*})^2 \, e^{-q^{*2} b^2/3} \qquad (V.20)$$

mit $\qquad b = 16.0 \ (GeV/c)^2$

gegeben.

Das Quarkmodell liefert zwar auch die absolute Größe der Formfaktoren, die systematisch zu klein herauskommen, doch haben wir $G_M^*(q^2)$ wie in den anderen Theorien auf den Photoproduktionswert normiert.

Wie man der Abbildung 26 entnimmt, fallen die Formfaktoren zu schnell mit wachsendem Impulsübertrag ab. Deshalb wurde von demselben Autor ein Ansatz durchgerechnet, bei welchem sich das Quarkpotenial wie 1/r verhält, so daß die Formfaktoren der folgenden Dipolformel genügen:

$$G_M^*(q^2) \sim G_E(q^2) \sim \frac{1}{(1 + \vec{q}^{*2}/0.71)^2} \; . \qquad (V.21)$$

Das gibt zwar den Verlauf der experimentellen Daten besser wieder, doch ist hier die absolute Normierung viel zu klein.

4.2 *Das symmetrische Quarkmodell von Fujimura et al.* [46]

Auch in diesen Modell gibt es nur eine M_1^+-Amplitude, die zur Anregung der ersten Resonanz beiträgt. Die Autoren gehen davon aus, daß die Nukleonen aus einem Kern aufgebaut sind, welcher aus drei Quarks besteht und von einer Mesonenwolke umgeben ist. Die Resonanzen entsprechen in diesem Modell Anregungen des Kernes, und die Übergangsformfaktoren setzen sich dementsprechend aus zwei Anteilen zusammen, dem Beitrag des Kernes und der Mesonenwolke.

$$G_M^*(q^2) = G_{Core}(q^2) \{a + (1-a)\, G_{Cloud}(q^2)\} \qquad (V.22)$$

Dabei ist a ein Parameter zwischen 0 und 1. Der Formfaktor G_{Cloud} wird durch eine Polformel approximiert, in welcher der Austausch der Vektormesonen ρ, ω und ϕ berücksichtigt ist:

$$G_{Cloud}(q^2) = \frac{m^2_{\rho,\omega,\phi}}{m^2_{\rho,\omega,\phi} + (-q^2)} \; . \qquad (V.23)$$

Die Theorie enthält noch einen freien Parameter $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$, den mittleren Radius des Kernes, während alle anderen durch die Resonanzmassen festgelegt sind. Aus den von den Autoren angegebenen Kurven des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden die Formfaktoren $G_M^*(q^2)$ ermittelt und für einen mittleren quadratischen Kernradius von 1 GeV^{-1} in Abbildung 26 dargestellt. Man entnimmt der Theorie, daß der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung der Resonanz bei einem Impulsübertrag zwischen $2.5 < -q^2 < 4.0\ (GeV/c)^2$ verschwinden sollte, wofür es bisher keinen experimentellen Hinweis gibt.

4.3 Relativistische Quarkfeldtheorie [47)]

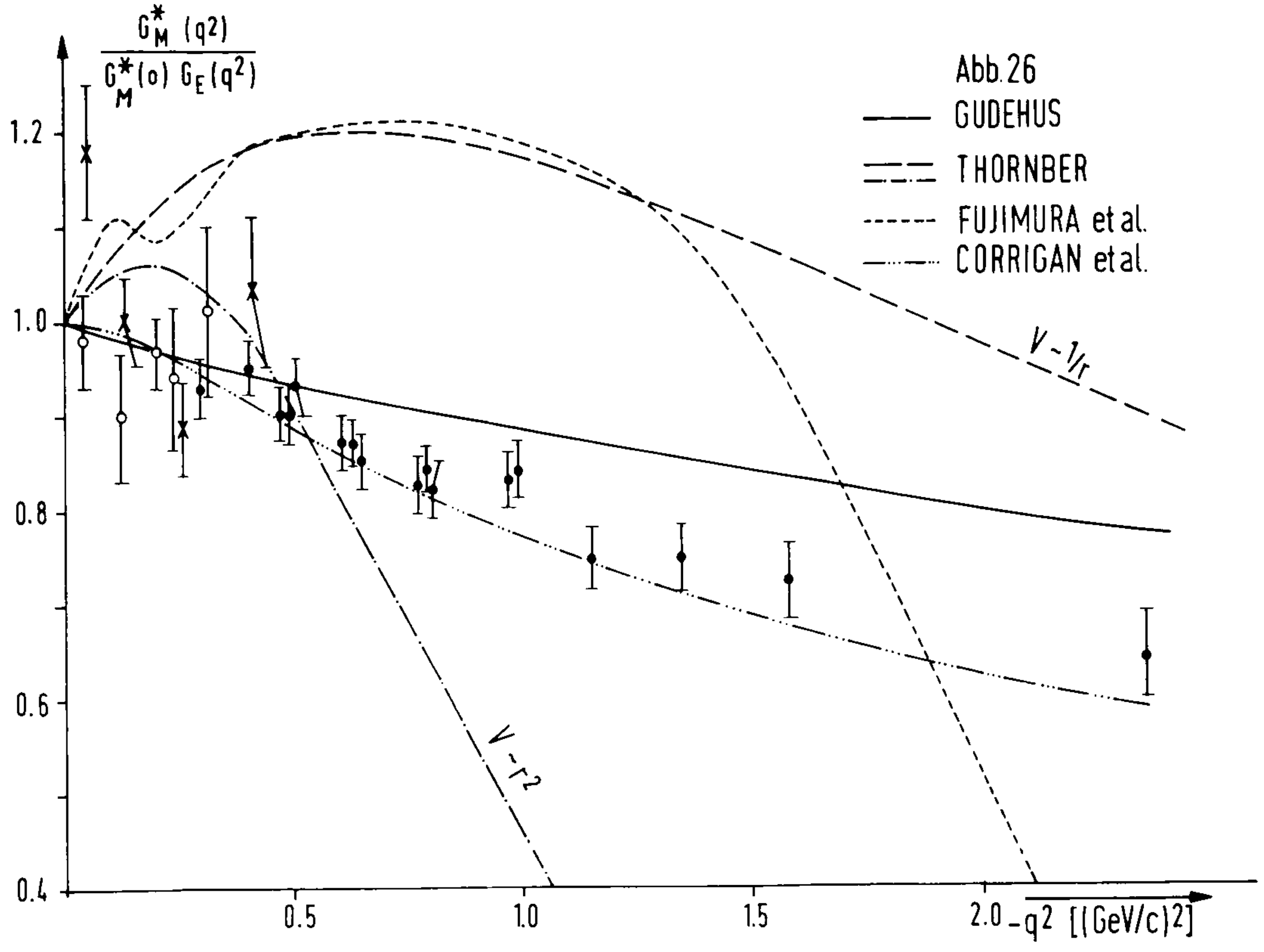
In einer Arbeit von Gudehus wird eine relativistische Quarkfeldtheorie beschrieben, der wir entnehmen, daß sich der Übergangsformfaktor wie folgt verhält:

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0) \frac{1}{1 + (-q^2/4M^2)} G_E(q^2) \sqrt{\frac{E_2^*(q^2) + M}{E_2^*(0) + M}} \quad . \qquad (V.24)$$

Diese Theorie gibt den experimentellen Verlauf recht gut wieder und läßt vermuten, daß auch die einfachen Quarkmodelle bei Berücksichtigung relativistischer Korrekturen bessere Ergebnisse liefern werden.

4.4 Unitäre Symmetrien

Man kann auch ohne die Annahme, daß zum Aufbau der Elementarteilchen Quarks beitragen, die bekannten physikalischen Teilchen nach Darstellungen spezieller Symmetriegruppe klassifizieren und erhält aufgrund von gruppentheoretischen Beziehungen Aussagen über Übergangsmatrixelemente. In einer Arbeit von Salam und Mitarbeitern [37)] gehen die Autoren von Darstellungen der Gruppe $\mathfrak{U}(12)$ aus und erhalten für den Formfaktor $G_M(q^2)$ die gleiche Formel (V.24), wie sie in der relativistischen Quarkfeldtheorie abgeleitet



$\frac{G_M^*(q^2)}{G_M^*(o)\,G_E(q^2)}$
Abb.26
GUDEHUS
THORNBER
FUJIMURA et al.
CORRIGAN et al.
V ~ 1/r
V ~ r²
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.5
1.0
1.5
2.0
$-q^2\ [(GeV/c)^2]$

wird. Dabei ist zu beachten, daß die in der oben zitierten Arbeit [37] definierten Formfaktoren sich von den hier verwendeten um einen Faktor

$$\tau = \frac{1}{1 + (-q^2/4M^2)} \qquad (V.25)$$

unterscheiden [48]. Dieser Sachverhalt wird in einigen Veröffentlichungen übersehen, in denen die Formfaktoren von Salam et al. zitiert werden [6][25][34].

Ein anderes Modell, welches auf der Anwendung der Gruppe O(4,2) beruht, wurde von Corrigan und Mitarbeitern [49] durchgerechnet. In der Abbildung 26 ist der transversale Formfaktor, d.h.

$$G^{*2} = G_M^{*2} + G_E^{*2} ,$$

eingetragen, der den experimentellen Verlauf recht gut wiedergibt.

V.5 *Zusammenfassung der Modelle*

In der zweiten Gruppe von Modellen, welche das vollständige Spektrum der Nukleonresonanzen beschreiben, liefern die nichtrelativistischen Quarkmodelle eine schlechte Anpassung an die experimentellen Formfaktoren. In einer relativistischen Quarkfeldtheorie dagegen ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Daten besser, und es ist nicht ausgeschlossen, daß durch die Berücksichtigung relativistischer Effekte eine weitgehende Verbesserung der Quarkmodelle erreicht werden kann.

Die Vorhersagen für die Übergangsformfaktoren, die man aufgrund der Klassifizierung von Elementarteilchen nach speziellen Symmetrien gewinnt, sind im Falle der Gruppen $\tilde{U}(12)$ und O(4,2) mit den experimentellen Daten vereinbar.

Zusammenfassung

In einem Experiment zur inelastischen Elektronenstreuung wurde der longitudinale Beitrag σ_ℓ zum Gesamtwirkungsquerschnitt in der Nähe der Resonanz $\Delta(1.236)$ bestimmt. Bei Impulsüberträgen $0.2 < -q^2 < 0.6\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ beobachtet man maximal 20 % longitudinale Anteile, während σ_ℓ für größere Impulsüberträge mit Null verträglich ist. Die experimentelle Situation ist aus zwei Gründen noch unbefriedigend. Einmal wird der longitudinale Wirkungsquerschnitt bei kleinen Impulsüberträgen im wesentlichen durch die Messungen einer anderen Experimentiergruppe (Lynch et al. [23]) festgelegt, und zum anderen kann man in einem Einarmexperiment, bei dem nur die gestreuten Elektronen nachgewiesen werden, nicht entscheiden, ob der beobachtete longitudinale Wirkungsquerschnitt resonant ist oder nicht. Diese Frage kann nur in einem Koinzidenzexperiment geklärt werden.

Aus einem Angleich der gemessenen Spektren an eine Funktion, in welcher die Form der Resonanz $\Delta(1.236)$ durch eine Breit-Wigner-Formel wiedergegeben würde, und der nichtresonante Untergrund durch ein Polynom approximiert wurde, konnten Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$ bestimmt werden. Diese Formfaktoren fallen als Funktion von q^2 schneller ab als der Nukleonformfaktor, in Übereinstimmung mit den meisten theoretischen Modellen. Die experimentellen Fehler in $G_M^*(q^2)$ stammen im wesentlichen von einer unzuverlässigen Bestimmung des nichtresonanten Untergrundes, und nur in einem Koinzidenzexperiment kann man diesen Fehler reduzieren.

Es gibt mehrere Modelle, nach denen die Übergangsformfaktoren berechnet werden können. Am besten werden die experimentellen Daten durch ein Modell von Gutbrod und Simon [32] beschrieben, welches auf der Auswertung von Dispersionsrelationen beruht. Aber auch andere Dispersionsmodelle und die Vorhersagen, die aus unitären Symmetrien gewonnen werden, sind mit den Messungen verträglich.

Herrn Prof.Dr.W.Jentschke danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit. Herrn Prof.Dr.P.Stähelin und Herrn Prof.Dr. E.Lohrmann danke ich für ihre wohlwellende Unterstützung und ihr stetes Interesse an den Messungen. Herrn Prof.Dr.U.Meyer-Berkhout, der in einem frühen Stadium des Experimentes an den Messungen beteiligt war, danke ich für viele Anregungen und Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt dem Leiter unserer Experimentiergruppe, Herrn Prof.Dr.G.Weber, ohne dessen ständige Unterstützung und Beratung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Bei allen Mitgliedern der Gruppe F22 möchte ich mich für die hervorragende Zusammenarbeit und die tatkräftige Hilfe bedanken. Den Herren Dr.F.W.Büßer, Dr.B.Dudelzak, W.R.Dix, Dr.R.Felst, D.Harms, Dr.H.Krehbiel, Dr.J.McElroy, Dr.R.Morrison, Dr.H.Nguyen-Ngoc, Dr.W.Schmidt und Dr.V.Walther danke ich für wertvolle Hinweise und ihre Hilfe bei den Messungen. Den Herren P.Lüthke, P.Maegli, V.Masbender und M.Schwartz danke ich für ihre Unterstützung bei den umfangreichen mechanischen und elektronischen Arbeiten.

Den Herren Dr.F.Gutbrod und Dr.R.D.Kohaupt danke ich für ihre Geduld und Mühe bei der Diskussion theoretischer Fragen. Für die ständige wohlwollende Unterstützung des Hallendienstes und der Synchrotron-Gruppe bedanke ich mich bei Dr.D.Degèle und Herrn K.U.Kumpfert. Die Auswertung der Messungen erforderte lange Rechenzeiten an der DESY-Rechenanlage, die mir von Herrn Dr.D.Lublow und Herrn Dr.H.O.Wüster bereitwillig zur Verfügung gestellt wurden. Nicht zuletzt gilt mein Dank Fräulein H.Marquard und Herrn W.Knaut für die Anfertigung der Zeichnungen.

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

1) Lehrbücher:

J.D.Bjorken, S.D.Drell — Relativistische Quantenmechanik (Mannheim 1966, BI - Taschenbuch)

H.Muirhead — The Physics of Elementary Particles (Oxford 1965, Pergamon Press)

S.Gasiorowicz — Elementary Particle Physics (New York 1966, J.Wiley & Sons)

2) M.Gourdin — Diffusion des Electrons de Haute Energie (Paris 1966) Dort weitere Literaturhinweise.

3) S.D.Drell, J.D.Walecka — Ann. of Phys. 28, 18 (1964)

4) L.N.Hand — Phys. Rev. 129, 1834 (1963) Dissertation, Stanford 1961

5) E.Ganßauge — DESY F21/3, Interner Bericht 1968

6) J.D.Bjorken, J.D.Walecka — Ann. of Phys. 38, 35 (1966)

7) P.Dennery — Phys. Rev. 124, 2000 (1961)

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

9)	M.L.Goldberger, K.M.Watson	Collision Theory (New York 1964)
10)	W.W.Ash, K.Berkelman, C.A.Lichtenstein, A.Ramanauskas, R.H.Siman	Phys. Lett. <u>24B</u> (1967) 165
11)	W.Schmidt	Dissertation, Hamburg 1969
12)	F.W.Brasse, G.Hemmie, W.Schmidt	DESY 65/18 (1965)
13)	W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-Berkhout, R.J.Morrison, H.Nguyen-Ngoc, W.Schmidt, K.G.Steffen, G.Weber	Nucl. Instr. and Meth. <u>53</u>, 293 (1967)
14)	W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-Berkhout, R.J.Morrison, W.Schmidt, V.Walther, G.Weber	Phys. Lett. <u>25B</u> (1967) 242
15)	H.A.Bethe, W.Heitler	The Quantum Theory of Radiation (London 1954)
16)	L.W.Mo, Y.S.Tsai	SLAC-Pub-380, Stanford 1968
17)	H.A.Bethe, J.Ashkin	in E.Segre, Experimental Nuclear Physics (New York 1953)
18)	D.R.Yennie, S.C.Frautschi, H.Sunra	Ann. of Phys. <u>13</u>, 379 (1961)
19)	H.Nguyen-Ngoc, J.P.Perez-y-Jorba	Phys. Rev. <u>136</u>, B1036 (1964)

20) R.A.Berg, C.N.Lindner — Phys. Rev. 112, 2072 (1958)

21) E.Allton — Private Mitteilung

22) Particle Data Group — Rev. Mod. Phys., Jan. 1969

23) J.T.Beale, S.D.Ecklund, R.L.Walker — CALT-68-108 (1966)

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

25) F.W.Brasse, J.Engler, E.Ganßauge, M.Schweitzer — DESY 67/34 (1967)

26) A.A.Cone, K.W.Chen, J.R.Dunning Jr., G.Hartwig, N.F.Ramsey, J.K.Walker, R.Wilson — Phys. Rev. 156, 1490 (1967)

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

28) G.Ohlsen — Phys. Rev. 120, 584 (1960)

29) C.Bétourné, C.Feautrier, J.P.Perez-y-Jorba, D.Treille — Nucl. Phys. B5, 355 (1968)

30) D.Imrie, C.Mistretta, R.Wilson — Phys. Rev. Lett. 20, 1074 (1968)

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

32) F.Gutbrod, D.Simon — Nuovo Cim. 51A, 602 (1967)

33) M.A.Preston — Physics of the Nucleons (Reading Mass. 1962)

34) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-Berkhout, W.Schmidt, V.Walther, G.Weber — Phys. Lett. <u>27B</u> (1968) 660

35) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-Berkhout, W.Schmidt, V.Walther, G.Weber — Phys. Lett. <u>28B</u> (1968) 148

36) A.J.Dufner, Y.S.Tsai — Phys. Rev. <u>168</u>, 1801 (1968)

37) A.Salam, R.Delburgo, J.Strathdee — Proc. Roy. Soc. <u>A284</u>, 146 (1965)

38) G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.Low, Y.Nambu — Phys. Rev. <u>106</u>, 1345 (1957)

39) G.Fischer, H.Fischer, H.J.Kämpgen, G.Knop, P.Schultz, H.Wessels — Proc. XIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 1966 (University of Calif. Press, Berkeley 1967)

40) G. v.Gehlen — Nucl. Phys. <u>B9</u> (1969) 17 und private Mitteilung

41) N.Zagury — Phys. Rev. <u>145</u>, 1112 (1966) (Phys.Rev. <u>150</u>, 1406 (1966), erratum)

42) J.D.Walecka, P.A.Zucker — Phys. Rev. <u>167</u>, 1479 (1968)

43) S.L.Adler — Preprint 1968, wird veröffentlicht in Ann. Phys.

44) P.L.Pritchett, J.D.Walecka — Phys. Rev. <u>162</u>, 1462 (1967)
Phys. Rev. <u>168</u>, 1638 (1968)

45) N.S.Thornber — SLAC-ITP-288
SLAC-ITP-294

46) K.Fujimura, T.Kobayashi, T.Kobayashi, N.Namiki — Proc. Th. Phys. 38, 210 (1967)

47) T.Gudehus — DESY-Bericht 68/11 (1968)

48) F.Gutbrod — Private Mitteilung

49) D.Corrigan, B.Hamprecht, H.Kleinert — Preprint, Freie Universität Berlin, Jan. 1969)

50) P.Bounin — Phys. Rev. 176, 1643 (1968)

Anhang A

Metrik und Einheiten

I. *Metrik*

In dieser Arbeit wird die folgende Schreibweise für kovariante Vierervektoren verwandt:

$$a_\mu = (a_o, -\vec{a}). \tag{A1}$$

Produkte von Vierervektoren werden in den folgenden Schreibweisen benutzt:

$$a \cdot b \equiv (ab) \equiv a_\mu b^\mu = a_o b_o - \vec{a} \cdot \vec{b} . \tag{A2}$$

Häufig benutzt wird der Energie-Impuls-Vektor

$$\begin{aligned} p &= p_\mu = (E, -\vec{p}) \\ p^2 &= p_\mu p^\mu = E^2 - \vec{p}^2 = M^2 . \end{aligned} \tag{A3}$$

II. *Einheiten*

In dieser Arbeit wird ein Maßsystem benutzt, in welchem

$$\hbar = c = 1 \tag{A4}$$

ist. D.h. man kann noch über eine Einheit frei verfügen und ihr die Dimension einer Energie, Länge oder Zeit geben. Wir definieren unsere Grundeinheit als 1 GeV. Wählt man die Länge von 1f = 10^{-13} cm als Einheit, so müssen die folgenden Umrechnungsfaktoren berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} 1 \quad f^{-1} &= 0.197 \quad GeV/c \\ 1 \quad f^{-2} &= 0.03893 \, (GeV/c)^2 \\ 25.69 \, f^{-2} &= 1 \quad (GeV/c)^2 . \end{aligned} \tag{A5}$$

III. *Normierungen*

Die Bewegungsgleichung für Elektronen ist die Diracgleichung:

$$(\gamma_\mu p^\mu - m)\, u(p) \;\equiv\; (\not{p} - m)\, u(p) \;=\; 0 \qquad \text{(A6)}$$

mit
$$\gamma_\mu = (\gamma_0, -\vec{\gamma})$$

Die vierreihigen Matrizen γ genügen den folgenden Antivertauschungsrelationen

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu \;=\; 2g^{\mu\nu} \qquad \text{(A7)}$$

Die Größen u(p) sind Spinoren zu positiver Energie mit der invarianten Normierung

$$u^+(p)\, u(p) \;=\; E/m \qquad \text{(A8)}$$

Die adjungierten Spinoren $\bar{u}(p)$ sind wie folgt definiert

$$\bar{u}(p) \;=\; u^+(p)\gamma_0 \qquad \text{(A9)}$$

und genügen der adjungierten Diracgleichung:

$$\bar{u}(p)\, (\not{p} - m) \;=\; 0\,. \qquad \text{(A10)}$$

Aufgrund der Gleichung (A8) wird der Normierungsfaktor N in Gleichung (I.1) für Fermionen zu:

$$N \;=\; \sqrt{\frac{E}{m}}\,.$$

Aufgrund ähnlicher Überlegungen wird der Normierungsfaktor N für Bosonen zu

$$N \;=\; \sqrt{\frac{1}{2E}}\,.$$

Anhang B

Kinematische Formeln

An dieser Stelle wird eine Zusammenstellung der am häufigsten benutzten kinematischen Beziehungen gegeben. Viele Gleichungen sind dabei als Definitionsgleichungen aufzufassen. Neben relativistisch invarianten Größen treten auch solche auf, die vom Bezugssystem abhängen. Wir unterscheiden zwei Systeme:

1. Das Laborsystem

   Größen in diesem System erhalten keine besondere Kennzeichnung.

2. Das Schwerpunktsystem oder Ruhesystem der Hadronen im Endzustand.

   Größen in diesem System werden mit einem * versehen oder an Stellen, an denen es Verwechslungen mit der komplexen Konjugation geben kann, durch den Index c.m. gekennzeichnet.

Die Elektronenmasse wird in allen Formeln als 0 angenommen, während die Nukleonenmasse mit M bezeichnet wird und Resonanzmassen mit M^*. Bei nicht definiertem hadronischen Endzustand ist dessen Masse W.

1. Vierervektoren

$$
\begin{aligned}
p_1 &= (E_1,\ 0,\ 0,\ -\vec{p}_1) \\
p_2 &= (M,\ 0,\ 0,\ 0) \\
p_i &= (E_i,\ -\vec{p}_i) \qquad (i = 3,4,5) \\
q &= (q_o,\ -\vec{q})
\end{aligned}
$$

Dabei ist die Identifizierung der Teilchen mit den Indizes 1 - 5 der Abbildung 1 entnommen.

2. Invarianten

$$q^2 = (p_1 - p_3)^2$$
$$= - 4\, E_1\, E_3 \sin^2 \theta/2$$
$$s = (q + p_2)^2 = W^2$$
$$t = (q - p_5)^2 = (p_4 - p_2)^2$$
$$u = (p_2 - p_5)^2 = (p_4 - q)^2$$

3. Kinematische Beziehungen

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

$$q_o = E_1 - E_3 = \frac{1}{M}\, q\, p_2$$
$$q_o^* = \frac{M}{W} \left(K - \frac{-q^2}{2M}\right)$$
$$\vec{q}^{\,2} = \frac{1}{4W^2} (W^2 + M^2 + (-q^2))^2 - W^2$$
$$\vec{q}^{\,*2} = \frac{M^2}{W^2}\, \vec{q}^{\,2}$$

$$E_2^*(q^2) \equiv E_2^* = \frac{1}{2W} (M^2 + W^2 + (-q^2))$$
$$E_2^*(0) = \frac{1}{2W} (M^2 - W^2)$$

In einer statischen Theorie, d.h. bei Vernachlässigung des Nukleonenrückstoßes werden die Baryonen als unendlich schwer angenommen und nur $\vec{q}$ ist eine sinnvolle kinematische Größe. Wir haben jedoch bei der Berechnung der invarianten Größe q^2 auch in diesem Fall die physikalischen Massen der Teilchen benutzt.

Anhang C

Wirkungsquerschnittstabellen

In den Tabellen sind die folgenden Größen eingetragen:

W	Invariante Masse des hadronischen Endzustandes in GeV
SIGMA 0	Gemessener Wirkungsquerschnitt $$\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma_o}{dE_3 d\Omega_3} \quad (\text{nbarn})$$
SIGMA 1	Wirkungsquerschnitt nach Anbringen der Strahlungskorrekturen entsprechend (III.23) $$\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma_1}{dE_3 d\Omega_3} \quad (\text{nbarn})$$
SIGMA 2	Strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung des Faktors $\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{X_{äq}/2}$ entsprechend einem Vorschlag von Mo und Tsai [16] $$\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma_2}{dE_3 d\Omega_3} \quad (\text{nbarn})$$
SIGMA 3	Strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der beiden Faktoren $$\left(\frac{\Delta}{E}\right)^{X_{äq}/2} \quad \text{und} \quad \left(\ln \frac{E_1}{E_3}\right)^{bX_{äq}}$$ $$\frac{1}{\Gamma_t}\,\frac{d^2\sigma_3}{dE_3 d\Omega_3} \quad (\text{nbarn})$$

DSIG (%)	Fehler von SIGMA 1 (Experimenteller Fehler und Fehler durch die Strahlungskorrektur sind berücksichtigt.)

EINFALLENDE ENERGIE=2.155 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.076	1.896E 05	-1.854E 04	-2.124E 03	-2.124E 03	130.87
1.081	1.781E 05	-1.821E 04	-1.054E 03	-1.054E 03	125.64
1.087	1.985E 05	3.287E 04	5.007E 04	5.033E 04	61.71
1.093	2.029E 05	5.212E 04	6.923E 04	7.039E 04	41.83
1.099	1.864E 05	3.532E 04	5.217E 04	5.391E 04	58.26
1.104	1.980E 05	6.547E 04	8.118E 04	8.323E 04	31.01
1.109	2.008E 05	7.996E 04	9.406E 04	9.655E 04	24.82
1.114	2.291E 05	1.319E 05	1.454E 05	1.488E 05	15.46
1.120	2.247E 05	1.272E 05	1.412E 05	1.456E 05	15.48
1.125	2.160E 05	1.158E 05	1.316E 05	1.365E 05	16.32
1.130	2.441E 05	1.653E 05	1.817E 05	1.871E 05	11.87
1.135	2.651E 05	1.999E 05	2.168E 05	2.233E 05	10.06
1.141	2.645E 05	1.972E 05	2.156E 05	2.232E 05	8.35
1.146	3.194E 05	2.840E 05	3.036E 05	3.124E 05	7.74
1.151	2.989E 05	2.463E 05	2.668E 05	2.769E 05	8.34
1.156	3.355E 05	3.030E 05	3.240E 05	3.351E 05	7.23
1.161	3.479E 05	3.187E 05	3.416E 05	3.538E 05	6.94
1.166	3.764E 05	3.579E 05	3.831E 05	3.967E 05	6.44
1.171	3.859E 05	3.645E 05	3.939E 05	4.087E 05	6.31
1.176	4.279E 05	4.248E 05	4.566E 05	4.728E 05	5.80
1.180	4.431E 05	4.408E 05	4.739E 05	4.916E 05	5.65
1.185	4.720E 05	4.790E 05	5.133E 05	5.326E 05	5.41
1.190	4.973E 05	5.098E 05	5.456E 05	5.666E 05	4.20
1.195	5.021E 05	5.094E 05	5.459E 05	5.682E 05	5.25
1.200	5.536E 05	5.849E 05	6.222E 05	6.458E 05	4.96
1.205	5.630E 05	5.888E 05	6.278E 05	6.531E 05	4.91
1.209	5.585E 05	5.716E 05	6.125E 05	6.390E 05	4.94
1.214	5.970E 05	6.276E 05	6.687E 05	6.961E 05	4.76
1.218	5.664E 05	5.693E 05	6.115E 05	6.399E 05	4.91
1.223	5.114E 05	4.789E 05	5.203E 05	5.484E 05	5.29
1.227	4.713E 05	4.210E 05	4.616E 05	4.880E 05	5.63
1.232	4.988E 05	4.756E 05	5.147E 05	5.395E 05	5.24
1.236	4.736E 05	4.374E 05	4.757E 05	5.002E 05	4.17
1.241	4.649E 05	4.253E 05	4.623E 05	4.866E 05	5.57
1.245	4.606E 05	4.230E 05	4.593E 05	4.828E 05	5.56
1.250	4.363E 05	3.876E 05	4.225E 05	4.455E 05	5.82
1.254	4.275E 05	3.775E 05	4.105E 05	4.331E 05	5.88
1.258	3.634E 05	2.812E 05	3.130E 05	3.342E 05	7.13
1.262	3.610E 05	2.866E 05	3.182E 05	3.377E 05	6.93
1.266	3.582E 05	2.885E 05	3.208E 05	3.392E 05	6.83
1.271	3.273E 05	2.435E 05	2.757E 05	2.933E 05	7.70
1.275	3.253E 05	2.473E 05	2.790E 05	2.957E 05	7.51
1.279	3.044E 05	2.186E 05	2.501E 05	2.660E 05	6.35
1.284	2.833E 05	1.936E 05	2.237E 05	2.384E 05	9.05
1.288	2.753E 05	1.861E 05	2.160E 05	2.300E 05	9.25
1.292	2.798E 05	1.993E 05	2.285E 05	2.418E 05	8.64
1.296	2.553E 05	1.638E 05	1.926E 05	2.055E 05	10.09
1.300	2.592E 05	1.758E 05	2.037E 05	2.160E 05	9.39
1.304	2.355E 05	1.399E 05	1.695E 05	1.811E 05	11.37
1.308	2.333E 05	1.405E 05	1.706E 05	1.817E 05	11.22
1.311	2.251E 05	1.325E 05	1.619E 05	1.723E 05	11.66
1.315	2.360E 05	1.545E 05	1.836E 05	1.937E 05	10.10
1.320	2.286E 05	1.439E 05	1.728E 05	1.829E 05	8.35
1.324	2.469E 05	1.757E 05	2.042E 05	2.143E 05	9.16

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.327	2.325E 05	1.544E 05	1.815E 05	1.917E 05	10.14
1.331	2.285E 05	1.495E 05	1.764E 05	1.865E 05	10.38
1.335	2.142E 05	1.280E 05	1.547E 05	1.644E 05	11.81
1.339	2.200E 05	1.402E 05	1.675E 05	1.768E 05	10.85
1.342	2.142E 05	1.336E 05	1.607E 05	1.697E 05	11.23
1.346	2.278E 05	1.559E 05	1.836E 05	1.928E 05	9.86
1.350	1.955E 05	1.030E 05	1.312E 05	1.403E 05	14.15
1.353	2.156E 05	1.370E 05	1.668E 05	1.755E 05	10.96
1.357	2.191E 05	1.466E 05	1.748E 05	1.833E 05	7.93
1.361	2.226E 05	1.523E 05	1.792E 05	1.882E 05	10.12
1.365	2.001E 05	1.163E 05	1.433E 05	1.522E 05	12.71
1.368	2.270E 05	1.614E 05	1.885E 05	1.972E 05	9.62
1.372	2.230E 05	1.566E 05	1.814E 05	1.903E 05	9.83
1.375	2.238E 05	1.563E 05	1.817E 05	1.909E 05	9.87
1.379	2.171E 05	1.456E 05	1.716E 05	1.806E 05	10.46
1.382	2.139E 05	1.409E 05	1.669E 05	1.759E 05	10.74
1.386	2.147E 05	1.433E 05	1.683E 05	1.772E 05	10.56
1.389	2.060E 05	1.298E 05	1.547E 05	1.635E 05	11.46
1.393	2.005E 05	1.251E 05	1.494E 05	1.576E 05	9.08
1.397	2.131E 05	1.455E 05	1.703E 05	1.785E 05	10.52
1.400	2.112E 05	1.387E 05	1.656E 05	1.742E 05	11.02
1.403	2.194E 05	1.508E 05	1.796E 05	1.882E 05	10.32
1.407	2.276E 05	1.630E 05	1.924E 05	2.012E 05	9.72
1.410	2.337E 05	1.725E 05	2.004E 05	2.095E 05	9.31
1.413	2.136E 05	1.377E 05	1.662E 05	1.755E 05	11.22
1.417	2.532E 05	2.009E 05	2.297E 05	2.392E 05	8.36
1.420	2.266E 05	1.539E 05	1.829E 05	1.929E 05	10.34
1.423	2.050E 05	1.229E 05	1.525E 05	1.616E 05	12.40
1.426	2.287E 05	1.621E 05	1.922E 05	2.012E 05	9.84

EINFALLENDE ENERGIE=2.606 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.082	1.618E 05	9.102E 03	1.848E 04	1.855E 04	227.98
1.089	1.654E 05	3.441E 04	4.261E 04	4.309E 04	57.67
1.096	1.620E 05	4.371E 04	5.138E 04	5.243E 04	43.09
1.102	1.699E 05	6.795E 04	7.598E 04	7.769E 04	27.05
1.109	1.547E 05	5.225E 04	6.110E 04	6.330E 04	32.73
1.116	1.587E 05	6.842E 04	7.750E 04	7.995E 04	24.38
1.123	1.717E 05	9.814E 04	1.072E 05	1.102E 05	14.37
1.130	1.822E 05	1.197E 05	1.295E 05	1.333E 05	14.14
1.136	2.007E 05	1.521E 05	1.625E 05	1.672E 05	11.44
1.142	2.084E 05	1.662E 05	1.768E 05	1.824E 05	10.45
1.149	2.544E 05	2.412E 05	2.516E 05	2.586E 05	8.04
1.155	2.617E 05	2.497E 05	2.598E 05	2.684E 05	7.73
1.161	2.667E 05	2.537E 05	2.649E 05	2.747E 05	7.52
1.167	2.951E 05	2.976E 05	3.102E 05	3.209E 05	6.80
1.173	3.241E 05	3.396E 05	3.538E 05	3.659E 05	6.29
1.180	4.045E 05	4.624E 05	4.770E 05	4.915E 05	5.50
1.186	3.769E 05	4.025E 05	4.192E 05	4.362E 05	4.55
1.192	4.147E 05	4.546E 05	4.737E 05	4.922E 05	5.43
1.198	4.214E 05	4.571E 05	4.791E 05	4.986E 05	5.37
1.204	4.384E 05	4.768E 05	5.011E 05	5.216E 05	5.24
1.210	4.760E 05	5.303E 05	5.558E 05	5.778E 05	5.02
1.215	4.723E 05	5.140E 05	5.411E 05	5.645E 05	5.02
1.221	4.696E 05	5.018E 05	5.310E 05	5.552E 05	5.03
1.227	4.659E 05	4.893E 05	5.202E 05	5.449E 05	5.05
1.232	4.064E 05	3.906E 05	4.235E 05	4.474E 05	5.55
1.238	4.056E 05	3.948E 05	4.269E 05	4.497E 05	5.48
1.244	3.906E 05	3.751E 05	4.066E 05	4.284E 05	4.22
1.250	3.936E 05	3.842E 05	4.145E 05	4.359E 05	5.56
1.255	3.631E 05	3.365E 05	3.660E 05	3.870E 05	5.94
1.261	3.363E 05	2.977E 05	3.268E 05	3.468E 05	6.35
1.266	3.076E 05	2.568E 05	2.861E 05	3.047E 05	6.93
1.271	3.099E 05	2.705E 05	2.985E 05	3.158E 05	6.59
1.276	2.902E 05	2.433E 05	2.701E 05	2.867E 05	7.02
1.282	2.802E 05	2.319E 05	2.582E 05	2.742E 05	7.18
1.287	2.660E 05	2.155E 05	2.407E 05	2.557E 05	7.48
1.292	2.334E 05	1.673E 05	1.923E 05	2.064E 05	9.00
1.298	2.225E 05	1.575E 05	1.825E 05	1.953E 05	7.04
1.303	1.990E 05	1.264E 05	1.515E 05	1.631E 05	11.15
1.308	2.078E 05	1.477E 05	1.722E 05	1.830E 05	9.58
1.313	2.300E 05	1.891E 05	2.119E 05	2.225E 05	7.83
1.318	1.921E 05	1.232E 05	1.500E 05	1.607E 05	10.58
1.323	2.104E 05	1.636E 05	1.843E 05	1.946E 05	8.58
1.328	1.907E 05	1.331E 05	1.538E 05	1.639E 05	10.05
1.333	1.825E 05	1.237E 05	1.446E 05	1.540E 05	10.55
1.338	1.826E 05	1.266E 05	1.476E 05	1.567E 05	10.26
1.342	1.890E 05	1.401E 05	1.606E 05	1.695E 05	9.37
1.348	1.695E 05	1.102E 05	1.306E 05	1.393E 05	8.66
1.353	1.583E 05	9.510E 04	1.160E 05	1.241E 05	12.98
1.357	1.867E 05	1.439E 05	1.650E 05	1.730E 05	9.16
1.362	1.818E 05	1.357E 05	1.564E 05	1.647E 05	9.57
1.367	1.418E 05	7.175E 04	9.243E 04	1.004E 05	16.48
1.371	1.831E 05	1.433E 05	1.640E 05	1.715E 05	9.06
1.376	1.465E 05	8.330E 04	1.041E 05	1.116E 05	14.19
1.380	1.496E 05	8.976E 04	1.108E 05	1.180E 05	13.21
1.385	1.623E 05	1.143E 05	1.361E 05	1.428E 05	10.65

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.389	1.615E 05	1.126E 05	1.338E 05	1.409E 05	10.78
1.394	1.617E 05	1.122E 05	1.332E 05	1.405E 05	8.17
1.399	1.686E 05	1.258E 05	1.463E 05	1.535E 05	10.01
1.403	1.556E 05	1.047E 05	1.247E 05	1.319E 05	11.59
1.408	1.969E 05	1.735E 05	1.939E 05	2.013E 05	7.91
1.412	1.751F 05	1.327E 05	1.532E 05	1.613E 05	9.67
1.416	1.771E 05	1.336E 05	1.538E 05	1.623E 05	9.67
1.421	1.824E 05	1.453E 05	1.663E 05	1.743E 05	9.02
1.425	1.526E 05	9.455E 04	1.168E 05	1.247E 05	12.82
1.429	1.634E 05	1.137E 05	1.362E 05	1.437E 05	10.92
1.433	1.830E 05	1.457E 05	1.677E 05	1.755E 05	9.00
1.438	1.631E 05	1.137E 05	1.363E 05	1.440E 05	8.23
1.442	1.840E 05	1.491E 05	1.704E 05	1.782E 05	8.99
1.446	1.826E 05	1.464E 05	1.676E 05	1.756E 05	9.12
1.451	2.050E 05	1.802E 05	2.006E 05	2.093E 05	7.92
1.455	1.921E 05	1.561E 05	1.754E 05	1.846E 05	8.80
1.459	1.944E 05	1.606E 05	1.807E 05	1.897E 05	8.61
1.463	2.067E 05	1.823E 05	2.019E 05	2.109E 05	7.87
1.467	1.939E 05	1.580E 05	1.759E 05	1.855E 05	8.74
1.471	1.933E 05	1.584E 05	1.754E 05	1.847E 05	8.71
1.475	1.977E 05	1.659E 05	1.824E 05	1.917E 05	8.42
1.479	1.928E 05	1.596E 05	1.761E 05	1.849E 05	8.63

EINFALLENDE ENERGIE=2.998 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.081	1.309E 05	1.446E 04	2.068E 04	2.074E 04	112.00
1.089	1.401E 05	4.757E 04	5.211E 04	5.272E 04	32.82
1.096	1.297E 05	4.312E 04	4.717E 04	4.840E 04	33.47
1.104	1.396E 05	6.974E 04	7.426E 04	7.603E 04	20.34
1.112	1.332E 05	6.686E 04	7.194E 04	7.426E 04	19.95
1.119	1.303E 05	6.916E 04	7.485E 04	7.746E 04	18.39
1.127	1.619E 05	1.273E 05	1.333E 05	1.365E 05	10.85
1.134	1.685E 05	1.397E 05	1.456E 05	1.500E 05	9.81
1.142	1.666E 05	1.371E 05	1.436E 05	1.489E 05	9.61
1.150	1.774E 05	1.558E 05	1.638E 05	1.697E 05	7.02
1.158	1.978E 05	1.887E 05	1.983E 05	2.050E 05	7.56
1.165	2.179E 05	2.195E 05	2.301E 05	2.379E 05	6.83
1.172	2.584E 05	2.821E 05	2.933E 05	3.026E 05	5.99
1.179	2.830E 05	3.148E 05	3.274E 05	3.385E 05	5.64
1.186	3.277E 05	3.789E 05	3.929E 05	4.061E 05	5.21
1.193	3.304E 05	3.723E 05	3.881E 05	4.032E 05	5.15
1.200	3.710E 05	4.300E 05	4.472E 05	4.639E 05	4.88
1.207	3.737E 05	4.244E 05	4.432E 05	4.614E 05	4.82
1.213	3.897E 05	4.418E 05	4.625E 05	4.820E 05	4.72
1.221	4.075E 05	4.627E 05	4.849E 05	5.055E 05	3.71
1.228	4.046E 05	4.504E 05	4.730E 05	4.947E 05	4.64
1.234	3.869E 05	4.182E 05	4.400E 05	4.620E 05	4.71
1.241	3.636E 05	3.888E 05	4.091E 05	4.308E 05	4.80
1.247	3.271E 05	3.226E 05	3.433E 05	3.639E 05	5.15
1.253	3.080E 05	2.955E 05	3.174E 05	3.367E 05	5.33
1.260	2.718E 05	2.416E 05	2.647E 05	2.824E 05	5.92
1.266	2.664E 05	2.399E 05	2.630E 05	2.795E 05	5.86
1.272	2.443E 05	2.106E 05	2.330E 05	2.483E 05	6.28
1.279	2.466E 05	2.208E 05	2.421E 05	2.566E 05	6.01
1.285	2.186E 05	1.803E 05	2.008E 05	2.144E 05	5.10
1.292	2.123E 05	1.760E 05	1.964E 05	2.091E 05	6.90
1.298	2.162E 05	1.882E 05	2.071E 05	2.192E 05	6.49
1.304	1.897E 05	1.485E 05	1.659E 05	1.777E 05	7.62
1.310	1.834E 05	1.437E 05	1.603E 05	1.712E 05	7.68
1.316	1.846E 05	1.512E 05	1.677E 05	1.779E 05	7.27
1.321	1.670E 05	1.254E 05	1.410E 05	1.509E 05	8.30
1.327	1.598E 05	1.171E 05	1.327E 05	1.420E 05	8.65
1.333	1.617E 05	1.252E 05	1.412E 05	1.498E 05	8.06
1.339	1.353E 05	8.303E 04	9.907E 04	1.075E 05	11.33
1.345	1.534E 05	1.186E 05	1.354E 05	1.430E 05	6.16
1.351	1.696E 05	1.477E 05	1.631E 05	1.709E 05	7.06
1.357	1.504E 05	1.154E 05	1.292E 05	1.375E 05	8.44
1.362	1.577E 05	1.293E 05	1.439E 05	1.519E 05	7.69
1.367	1.550E 05	1.261E 05	1.399E 05	1.479E 05	7.79
1.373	1.450E 05	1.109E 05	1.252E 05	1.328E 05	8.54
1.378	1.626E 05	1.411E 05	1.546E 05	1.624E 05	7.13
1.384	1.279E 05	8.430E 04	9.806E 04	1.056E 05	10.62
1.389	1.431E 05	1.117E 05	1.262E 05	1.333E 05	8.36
1.395	1.317E 05	9.326E 04	1.087E 05	1.156E 05	9.62
1.400	1.392E 05	1.081E 05	1.237E 05	1.304E 05	6.34
1.406	1.605E 05	1.428E 05	1.577E 05	1.648E 05	7.08
1.411	1.571E 05	1.354E 05	1.509E 05	1.584E 05	7.35
1.416	1.534E 05	1.284E 05	1.437E 05	1.514E 05	7.63
1.421	1.621E 05	1.427E 05	1.571E 05	1.650E 05	7.10
1.426	1.605E 05	1.393E 05	1.537E 05	1.617E 05	7.22

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.431	1.500E 05	1.217E 05	1.367E 05	1.446E 05	7.94
1.436	1.502E 05	1.228E 05	1.375E 05	1.453E 05	7.87
1.441	1.555E 05	1.319E 05	1.467E 05	1.544E 05	7.46
1.446	1.626E 05	1.443E 05	1.590E 05	1.667E 05	7.00
1.452	1.635E 05	1.440E 05	1.590E 05	1.670E 05	5.22
1.457	1.750E 05	1.616E 05	1.759E 05	1.844E 05	6.67
1.462	1.730E 05	1.573E 05	1.714E 05	1.800E 05	6.79
1.467	1.604E 05	1.353E 05	1.495E 05	1.582E 05	7.53
1.471	1.630E 05	1.409E 05	1.551E 05	1.635E 05	7.29
1.476	1.781E 05	1.652E 05	1.796E 05	1.881E 05	6.58
1.481	1.776E 05	1.633E 05	1.775E 05	1.863E 05	6.64
1.486	1.882E 05	1.794E 05	1.931E 05	2.023E 05	6.29
1.490	1.971E 05	1.919E 05	2.054E 05	2.150E 05	6.07
1.495	1.895E 05	1.768E 05	1.898E 05	1.998E 05	6.39
1.500	2.029E 05	1.986E 05	2.113E 05	2.217E 05	5.98

EINFALLENDE ENERGIE=3.343 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.085	9.740E 04	1.088E 04	1.521E 04	1.524E 04	98.26
1.095	1.152E 05	5.564E 04	5.884E 04	5.945E 04	21.48
1.103	1.170E 05	6.695E 04	6.949E 04	7.102E 04	17.08
1.112	1.030E 05	4.988E 04	5.308E 04	5.516E 04	20.66
1.120	1.113E 05	7.016E 04	7.424E 04	7.656E 04	14.61
1.129	1.117E 05	7.512E 04	8.040E 04	8.305E 04	13.16
1.137	1.301E 05	1.083E 05	1.144E 05	1.177E 05	9.65
1.146	1.408E 05	1.270E 05	1.334E 05	1.375E 05	8.41
1.154	1.498E 05	1.414E 05	1.484E 05	1.535E 05	7.65
1.162	1.704E 05	1.741E 05	1.821E 05	1.881E 05	6.67
1.171	1.996E 05	2.187E 05	2.278E 05	2.351E 05	4.87
1.179	2.334E 05	2.679E 05	2.782E 05	2.873E 05	5.42
1.187	2.623E 05	3.073E 05	3.191E 05	3.300E 05	5.10
1.195	2.936E 05	3.499E 05	3.626E 05	3.755E 05	4.84
1.203	3.093E 05	3.659E 05	3.796E 05	3.943E 05	4.71
1.210	3.290E 05	3.891E 05	4.042E 05	4.204E 05	4.57
1.218	3.461E 05	4.088E 05	4.246E 05	4.423E 05	4.46
1.225	3.233E 05	3.626E 05	3.796E 05	3.981E 05	4.51
1.233	2.986E 05	3.187E 05	3.371E 05	3.554E 05	4.63
1.240	2.853E 05	2.985E 05	3.175E 05	3.349E 05	4.70
1.248	2.731E 05	2.812E 05	3.001E 05	3.168E 05	3.65
1.256	2.728E 05	2.838E 05	3.017E 05	3.180E 05	4.77
1.263	2.499E 05	2.485E 05	2.652E 05	2.809E 05	5.00
1.270	2.370E 05	2.313E 05	2.469E 05	2.620E 05	5.13
1.277	2.089E 05	1.895E 05	2.049E 05	2.189E 05	5.66
1.284	2.019E 05	1.840E 05	1.991E 05	2.120E 05	5.67
1.291	1.859E 05	1.621E 05	1.772E 05	1.893E 05	6.06
1.298	1.789E 05	1.560E 05	1.705E 05	1.817E 05	6.12
1.304	1.618E 05	1.325E 05	1.463E 05	1.568E 05	6.75
1.311	1.529E 05	1.234E 05	1.365E 05	1.462E 05	6.97
1.319	1.411E 05	1.090E 05	1.222E 05	1.310E 05	5.68
1.326	1.535E 05	1.343E 05	1.468E 05	1.552E 05	6.44
1.332	1.393E 05	1.127E 05	1.247E 05	1.330E 05	7.22
1.339	1.482E 05	1.300E 05	1.415E 05	1.496E 05	6.46
1.345	1.253E 05	9.369E 04	1.051E 05	1.129E 05	8.17
1.351	1.279E 05	1.011E 05	1.128E 05	1.202E 05	7.58
1.358	1.297E 05	1.066E 05	1.187E 05	1.257E 05	7.19
1.364	1.254E 05	1.008E 05	1.122E 05	1.192E 05	7.45
1.370	1.165E 05	8.758E 04	9.923E 04	1.060E 05	8.24
1.377	1.169E 05	9.048E 04	1.028E 05	1.091E 05	7.94
1.383	1.237E 05	1.035E 05	1.155E 05	1.218E 05	5.31
1.390	1.248E 05	1.057E 05	1.172E 05	1.237E 05	7.11
1.396	1.122E 05	8.460E 04	9.684E 04	1.032E 05	8.40
1.402	1.263E 05	1.093E 05	1.218E 05	1.280E 05	6.89
1.408	1.308E 05	1.165E 05	1.290E 05	1.354E 05	6.60
1.414	1.294E 05	1.132E 05	1.257E 05	1.324E 05	6.73
1.420	1.237E 05	1.035E 05	1.157E 05	1.225E 05	7.16
1.425	1.221E 05	1.016E 05	1.142E 05	1.207E 05	7.23
1.431	1.398E 05	1.314E 05	1.436E 05	1.503E 05	6.09
1.437	1.151E 05	8.942E 04	1.016E 05	1.084E 05	7.96
1.443	1.239E 05	1.052E 05	1.178E 05	1.243E 05	5.21
1.449	1.312E 05	1.172E 05	1.301E 05	1.366E 05	6.61
1.455	1.357E 05	1.239E 05	1.372E 05	1.439E 05	6.39
1.460	1.381E 05	1.264E 05	1.391E 05	1.463E 05	6.33
1.466	1.294E 05	1.111E 05	1.244E 05	1.315E 05	6.90

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.471	1.465E 05	1.395E 05	1.525E 05	1.597E 05	5.96
1.477	1.575E 05	1.565E 05	1.695E 05	1.770E 05	5.61
1.482	1.566E 05	1.518E 05	1.643E 05	1.726E 05	5.73
1.488	1.605E 05	1.561E 05	1.691E 05	1.775E 05	5.66
1.493	1.618E 05	1.566E 05	1.703E 05	1.789E 05	5.66
1.499	1.589E 05	1.494E 05	1.633E 05	1.724E 05	5.83

EINFALLENDE ENERGIE=3.659 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.088	7.648E 04	9.182E 03	1.241E 04	1.246E 04	75.02
1.098	8.267E 04	3.227E 04	3.533E 04	3.573E 04	17.07
1.108	9.520E 04	6.064E 04	6.398E 04	6.513E 04	12.25
1.118	9.443E 04	6.358E 04	6.733E 04	6.919E 04	11.27
1.127	1.137E 05	9.858E 04	1.028E 05	1.055E 05	8.18
1.136	1.094E 05	9.251E 04	9.730E 04	1.007E 05	8.19
1.145	1.197E 05	1.109E 05	1.161E 05	1.201E 05	7.19
1.154	1.271E 05	1.242E 05	1.298E 05	1.343E 05	6.63
1.163	1.599E 05	1.774E 05	1.837E 05	1.892E 05	5.64
1.172	1.798E 05	2.056E 05	2.130E 05	2.200E 05	5.27
1.181	2.108E 05	2.502E 05	2.590E 05	2.676E 05	4.91
1.191	2.240E 05	2.636E 05	2.737E 05	2.840E 05	3.91
1.200	2.538E 05	3.053E 05	3.167E 05	3.286E 05	4.56
1.208	2.569E 05	3.025E 05	3.150E 05	3.282E 05	4.48
1.216	2.737E 05	3.239E 05	3.374E 05	3.516E 05	4.37
1.225	2.706E 05	3.123E 05	3.266E 05	3.417E 05	4.33
1.233	2.435E 05	2.638E 05	2.783E 05	2.936E 05	4.44
1.241	2.320E 05	2.466E 05	2.607E 05	2.753E 05	4.49
1.249	2.217E 05	2.321E 05	2.458E 05	2.597E 05	4.54
1.257	1.923E 05	1.862E 05	1.993E 05	2.125E 05	4.91
1.265	1.854E 05	1.806E 05	1.930E 05	2.051E 05	4.91
1.274	1.720E 05	1.637E 05	1.754E 05	1.866E 05	3.77
1.282	1.707E 05	1.658E 05	1.770E 05	1.876E 05	5.06
1.289	1.675E 05	1.625E 05	1.735E 05	1.839E 05	5.07
1.297	1.374E 05	1.155E 05	1.260E 05	1.358E 05	6.14
1.304	1.387E 05	1.228E 05	1.327E 05	1.417E 05	5.77
1.312	1.157E 05	8.940E 04	9.868E 04	1.068E 05	7.08
1.319	1.248E 05	1.094E 05	1.182E 05	1.257E 05	5.98
1.327	1.171E 05	9.983E 04	1.083E 05	1.154E 05	6.27
1.334	1.104E 05	9.063E 04	9.896E 04	1.059E 05	6.63
1.341	1.077E 05	8.956E 04	9.753E 04	1.040E 05	6.57
1.349	1.105E 05	9.637E 04	1.042E 05	1.105E 05	4.54
1.357	1.068E 05	9.153E 04	9.935E 04	1.055E 05	6.44
1.364	9.465E 04	7.265E 04	8.023E 04	8.620E 04	7.57
1.370	1.011E 05	8.692E 04	9.412E 04	9.964E 04	6.51
1.377	1.007E 05	8.721E 04	9.441E 04	9.991E 04	6.45
1.384	1.035E 05	9.217E 04	9.941E 04	1.050E 05	6.20
1.391	1.056E 05	9.607E 04	1.033E 05	1.090E 05	6.02
1.398	1.043E 05	9.360E 04	1.010E 05	1.067E 05	6.11
1.404	1.071E 05	9.863E 04	1.060E 05	1.118E 05	5.90
1.411	1.020E 05	8.960E 04	9.707E 04	1.029E 05	6.26
1.418	9.914E 04	8.604E 04	9.338E 04	9.901E 04	4.69
1.425	1.044E 05	9.598E 04	1.032E 05	1.088E 05	6.03
1.432	9.819E 04	8.530E 04	9.262E 04	9.817E 04	6.49
1.438	1.123E 05	1.092E 05	1.166E 05	1.222E 05	5.59
1.444	1.047E 05	9.540E 04	1.029E 05	1.087E 05	6.04
1.451	1.154E 05	1.128E 05	1.204E 05	1.264E 05	5.50
1.457	1.142E 05	1.093E 05	1.172E 05	1.234E 05	5.60
1.463	1.098E 05	1.016E 05	1.095E 05	1.157E 05	5.83
1.469	1.088E 05	9.965E 04	1.076E 05	1.138E 05	5.90
1.476	1.198E 05	1.187E 05	1.266E 05	1.328E 05	5.35
1.482	1.277E 05	1.304E 05	1.386E 05	1.451E 05	3.83
1.489	1.438E 05	1.533E 05	1.621E 05	1.693E 05	4.88
1.495	1.383E 05	1.402E 05	1.495E 05	1.573E 05	5.08
1.500	1.411E 05	1.436E 05	1.530E 05	1.609E 05	5.03

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.506	1.453E 05	1.493E 05	1.589E 05	1.669E 05	4.95
1.512	1.429E 05	1.435E 05	1.533E 05	1.615E 05	5.04
1.518	1.519E 05	1.572E 05	1.672E 05	1.755E 05	4.85
1.524	1.430E 05	1.408E 05	1.509E 05	1.594E 05	5.11
1.530	1.280E 05	1.154E 05	1.254E 05	1.337E 05	5.73
1.535	1.327E 05	1.258E 05	1.355E 05	1.433E 05	5.39
1.541	1.308E 05	1.237E 05	1.332E 05	1.408E 05	3.99
1.547	1.308E 05	1.225E 05	1.322E 05	1.399E 05	5.56
1.553	1.225E 05	1.097E 05	1.193E 05	1.267E 05	5.93
1.558	1.254E 05	1.158E 05	1.252E 05	1.324E 05	5.71
1.564	1.264E 05	1.173E 05	1.268E 05	1.340E 05	5.66
1.569	1.297E 05	1.232E 05	1.326E 05	1.398E 05	5.50
1.575	1.232E 05	1.117E 05	1.212E 05	1.284E 05	5.84
1.580	1.169E 05	1.015E 05	1.109E 05	1.180E 05	6.22
1.586	1.124E 05	9.559E 04	1.048E 05	1.115E 05	6.45
1.591	1.140E 05	9.984E 04	1.089E 05	1.153E 05	6.21
1.596	1.023E 05	8.123E 04	9.010E 04	9.636E 04	7.20

EINFALLENDE ENERGIE=4.169 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.091	5.155E 04	6.220E 03	8.157E 03	8.194E 03	74.48
1.103	5.443E 04	2.095E 04	2.281E 04	2.310E 04	21.72
1.115	5.983E 04	3.622E 04	3.826E 04	3.903E 04	12.88
1.127	6.270E 04	4.501E 04	4.736E 04	4.863E 04	10.37
1.141	7.847E 04	7.374E 04	7.657E 04	7.856E 04	5.96
1.153	9.059E 04	9.343E 04	9.696E 04	9.989E 04	6.43
1.164	1.020E 05	1.109E 05	1.151E 05	1.189E 05	5.83
1.176	1.266E 05	1.494E 05	1.544E 05	1.592E 05	5.19
1.187	1.576E 05	1.954E 05	2.016E 05	2.079E 05	4.77
1.198	1.811E 05	2.256E 05	2.333E 05	2.415E 05	4.53
1.209	1.874E 05	2.275E 05	2.364E 05	2.462E 05	4.39
1.219	1.873E 05	2.212E 05	2.309E 05	2.415E 05	4.31
1.230	1.778E 05	2.023E 05	2.123E 05	2.231E 05	4.30
1.241	1.714E 05	1.908E 05	2.008E 05	2.116E 05	4.30
1.252	1.503E 05	1.568E 05	1.664E 05	1.766E 05	3.42
1.263	1.441E 05	1.498E 05	1.590E 05	1.685E 05	4.55
1.273	1.272E 05	1.246E 05	1.333E 05	1.421E 05	4.84
1.283	1.213E 05	1.183E 05	1.265E 05	1.347E 05	4.89
1.293	1.101E 05	1.032E 05	1.109E 05	1.185E 05	5.16
1.303	9.956E 04	8.930E 04	9.654E 04	1.035E 05	5.50
1.312	1.027E 05	9.804E 04	1.050E 05	1.114E 05	5.13
1.322	8.548E 04	7.149E 04	7.812E 04	8.419E 04	6.14
1.331	8.417E 04	7.327E 04	7.942E 04	8.491E 04	5.88
1.341	8.639E 04	7.956E 04	8.549E 04	9.071E 04	5.49
1.351	8.307E 04	7.563E 04	8.143E 04	8.651E 04	4.12
1.361	8.554E 04	8.062E 04	8.641E 04	9.148E 04	5.44
1.370	8.159E 04	7.464E 04	8.039E 04	8.539E 04	5.65
1.379	7.954E 04	7.243E 04	7.806E 04	8.290E 04	5.70
1.387	7.782E 04	7.058E 04	7.611E 04	8.081E 04	5.74
1.396	8.460E 04	8.290E 04	8.840E 04	9.309E 04	5.22
1.405	8.072E 04	7.566E 04	8.129E 04	8.611E 04	5.47
1.413	7.633E 04	6.897E 04	7.451E 04	7.922E 04	5.74
1.422	7.724E 04	7.136E 04	7.686E 04	8.143E 04	5.58
1.431	7.625E 04	7.071E 04	7.607E 04	8.052E 04	5.57
1.440	8.084E 04	7.859E 04	8.401E 04	8.851E 04	3.88
1.449	8.598E 04	8.629E 04	9.191E 04	9.664E 04	5.09
1.457	8.642E 04	8.613E 04	9.188E 04	9.679E 04	5.10
1.465	9.385E 04	9.755E 04	1.035E 05	1.086E 05	4.83
1.473	1.009E 05	1.077E 05	1.139E 05	1.194E 05	4.65
1.481	1.067E 05	1.148E 05	1.214E 05	1.273E 05	4.56
1.489	1.077E 05	1.142E 05	1.211E 05	1.273E 05	4.56
1.497	1.186E 05	1.305E 05	1.377E 05	1.442E 05	4.38
1.504	1.079E 05	1.099E 05	1.173E 05	1.241E 05	4.64
1.512	1.102E 05	1.133E 05	1.207E 05	1.275E 05	4.58
1.521	1.113E 05	1.148E 05	1.223E 05	1.290E 05	3.41
1.529	1.052E 05	1.039E 05	1.114E 05	1.181E 05	4.83
1.536	1.076E 05	1.081E 05	1.156E 05	1.222E 05	4.73
1.544	9.352E 04	8.496E 04	9.226E 04	9.859E 04	5.39
1.551	1.028E 05	1.022E 05	1.093E 05	1.154E 05	4.83
1.558	9.633E 04	9.111E 04	9.824E 04	1.043E 05	5.13
1.565	9.719E 04	9.339E 04	1.004E 05	1.063E 05	5.03
1.573	9.283E 04	8.607E 04	9.308E 04	9.891E 04	5.27
1.580	8.441E 04	7.306E 04	7.988E 04	8.540E 04	5.84
1.587	8.682E 04	7.892E 04	8.550E 04	9.074E 04	5.48
1.595	8.650E 04	7.945E 04	8.594E 04	9.102E 04	3.99

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.602	8.619E 04	7.862E 04	8.520E 04	9.033E 04	5.56
1.609	8.865E 04	8.357E 04	9.008E 04	9.512E 04	5.33
1.616	9.916E 04	1.005E 05	1.072E 05	1.125E 05	4.86
1.622	8.658E 04	7.735E 04	8.425E 04	8.970E 04	5.67
1.629	9.591E 04	9.373E 04	1.006E 05	1.059E 05	5.04
1.636	9.839E 04	9.746E 04	1.044E 05	1.098E 05	4.94
1.642	9.479E 04	8.963E 04	9.679E 04	1.025E 05	5.20
1.649	9.818E 04	9.565E 04	1.028E 05	1.084E 05	5.01
1.656	1.012E 05	1.003F 05	1.074F 05	1.131F 05	4.90
1.662	9.789E 04	9.278E 04	1.003E 05	1.061E 05	5.14

EINFALLENDE ENERGIE=4.672 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.082	4.266E 04	8.586E 03	9.863E 03	9.896E 03	35.48
1.098	4.043E 04	1.468E 04	1.593E 04	1.622E 04	18.83
1.113	4.569E 04	2.997E 04	3.138E 04	3.204E 04	9.54
1.128	5.047E 04	4.140E 04	4.315E 04	4.433E 04	7.18
1.142	5.406E 04	4.929E 04	5.139E 04	5.307E 04	6.14
1.157	6.333E 04	6.575E 04	6.824E 04	7.043E 04	5.21
1.171	7.875E 04	9.053E 04	9.363E 04	9.660E 04	4.58
1.187	9.600E 04	1.159E 05	1.199E 05	1.240E 05	3.98
1.202	1.194E 05	1.499E 05	1.549E 05	1.603E 05	4.68
1.215	1.374E 05	1.733E 05	1.794E 05	1.862E 05	4.45
1.228	1.404E 05	1.713E 05	1.784E 05	1.863E 05	4.32
1.241	1.328E 05	1.546E 05	1.621E 05	1.704E 05	4.28
1.254	1.225E 05	1.363E 05	1.438E 05	1.520E 05	4.33
1.267	1.035E 05	1.063E 05	1.134E 05	1.209E 05	4.60
1.280	9.400E 04	9.426E 04	1.007E 05	1.074E 05	4.74
1.292	8.937E 04	8.983E 04	9.584E 04	1.020E 05	4.77
1.305	8.006E 04	7.669E 04	8.236E 04	8.806E 04	5.05
1.318	7.259E 04	6.759E 04	7.281E 04	7.792E 04	3.91
1.331	7.160E 04	6.872E 04	7.365E 04	7.837E 04	5.23
1.343	6.991E 04	6.740E 04	7.219E 04	7.674E 04	5.22
1.354	6.197E 04	5.550E 04	6.009E 04	6.440E 04	5.76
1.365	6.514E 04	6.296E 04	6.735E 04	7.140E 04	5.26
1.377	6.389E 04	6.154E 04	6.590E 04	6.991E 04	5.28
1.388	6.123E 04	5.783E 04	6.212E 04	6.603E 04	5.41
1.399	6.448E 04	6.391E 04	6.819E 04	7.208E 04	5.10
1.410	6.106E 04	5.847E 04	6.272E 04	6.656E 04	5.30
1.421	6.582E 04	6.671E 04	7.099E 04	7.489E 04	4.94
1.433	6.098E 04	5.842E 04	6.272E 04	6.661E 04	3.88
1.444	6.298E 04	6.233E 04	6.658E 04	7.040E 04	5.14
1.454	6.481E 04	6.530E 04	6.961E 04	7.348E 04	5.01
1.465	6.927E 04	7.247E 04	7.688E 04	8.087E 04	4.78
1.475	7.718E 04	8.429E 04	8.898E 04	9.330E 04	4.53
1.485	7.981E 04	8.667E 04	9.164E 04	9.631E 04	4.49
1.495	8.509E 04	9.363E 04	9.888E 04	1.039E 05	4.38
1.505	9.022E 04	1.001E 05	1.057E 05	1.110E 05	4.29
1.514	8.903E 04	9.595E 04	1.017E 05	1.073E 05	4.33
1.524	8.546E 04	8.881E 04	9.465E 04	1.003E 05	4.45
1.535	8.440E 04	8.739E 04	9.314E 04	9.858E 04	3.34
1.545	7.949E 04	7.937E 04	8.504E 04	9.029E 04	4.72
1.554	8.688E 04	9.195E 04	9.765E 04	1.029E 05	4.43
1.563	7.467E 04	7.078E 04	7.646E 04	8.166E 04	5.01
1.572	8.061E 04	8.174E 04	8.732E 04	9.235E 04	4.63
1.582	7.181E 04	6.727E 04	7.273E 04	7.759E 04	5.11
1.591	7.337E 04	7.093E 04	7.627E 04	8.094E 04	4.92
1.599	7.556E 04	7.509E 04	8.035E 04	8.497E 04	4.76
1.608	7.244E 04	6.955E 04	7.489E 04	7.952E 04	4.96
1.617	6.697E 04	6.094E 04	6.616E 04	7.059E 04	5.35
1.627	7.377E 04	7.319E 04	7.837E 04	8.271E 04	3.54
1.636	7.751E 04	7.906E 04	8.434E 04	8.882E 04	4.70
1.644	8.000E 04	8.177E 04	8.728E 04	9.202E 04	4.65
1.653	8.044E 04	8.143E 04	8.709E 04	9.197E 04	4.67
1.661	8.460E 04	8.781E 04	9.356E 04	9.853E 04	4.52
1.669	9.309E 04	1.003E 05	1.064E 05	1.117E 05	4.32
1.677	9.170E 04	9.571E 04	1.020E 05	1.076E 05	4.41
1.685	8.748E 04	8.749E 04	9.388E 04	9.953E 04	4.59

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.694	8.779E 04	8.802E 04	9.437E 04	9.989E 04	4.58
1.702	8.582E 04	8.459E 04	9.092E 04	9.636E 04	4.67
1.710	8.999E 04	9.169E 04	9.790E 04	1.034E 05	4.49

EINFALLENDE ENERGIE=5.114 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.099	2.793E 04	8.627E 03	9.448E 03	9.534E 03	26.75
1.117	2.969E 04	1.742E 04	1.831E 04	1.865E 04	13.03
1.134	4.007E 04	3.775E 04	3.897E 04	3.981E 04	7.26
1.152	4.808E 04	5.146E 04	5.317E 04	5.470E 04	5.92
1.169	6.358E 04	7.611E 04	7.847E 04	8.084E 04	4.97
1.186	7.709E 04	9.549E 04	9.864E 04	1.020E 05	4.51
1.202	9.497E 04	1.208E 05	1.249E 05	1.294E 05	4.17
1.221	1.008E 05	1.243E 05	1.293E 05	1.349E 05	3.45
1.238	9.123E 04	1.049E 05	1.102E 05	1.162E 05	4.06
1.253	8.447E 04	9.369E 04	9.891E 04	1.047E 05	4.13
1.268	7.693E 04	8.233E 04	8.730E 04	9.268E 04	4.16
1.283	6.637E 04	6.657E 04	7.119E 04	7.609E 04	4.43
1.298	5.994E 04	5.862E 04	6.284E 04	6.719E 04	4.63
1.312	5.795E 04	5.769E 04	6.163E 04	6.561E 04	4.57
1.327	5.554E 04	5.504E 04	5.883E 04	6.262E 04	4.60
1.341	4.977E 04	4.684E 04	5.043E 04	5.395E 04	4.96
1.355	4.880E 04	4.698E 04	5.038E 04	5.365E 04	4.88
1.371	4.851E 04	4.782E 04	5.110E 04	5.422E 04	3.54
1.385	5.252E 04	5.490E 04	5.822E 04	6.140E 04	4.49
1.398	5.044E 04	5.112E 04	5.449E 04	5.774E 04	4.58
1.411	5.297E 04	5.527E 04	5.870E 04	6.200E 04	4.41
1.424	4.714E 04	4.554E 04	4.891E 04	5.213E 04	4.81
1.437	5.320E 04	5.643E 04	5.978E 04	6.296E 04	4.31
1.450	5.196E 04	5.379E 04	5.723E 04	6.050E 04	4.36
1.462	5.928E 04	6.553E 04	6.913E 04	7.258E 04	4.07
1.474	6.216E 04	6.876E 04	7.260E 04	7.635E 04	3.99
1.487	6.838E 04	7.758E 04	8.168E 04	8.574E 04	3.85
1.500	7.388E 04	8.427E 04	8.874E 04	9.322E 04	3.01
1.513	7.529E 04	8.437E 04	8.911E 04	9.389E 04	3.78
1.525	7.784E 04	8.688E 04	9.183E 04	9.683E 04	3.72
1.536	6.864E 04	7.058E 04	7.550E 04	8.040E 04	3.94
1.547	6.676E 04	6.829E 04	7.303E 04	7.765E 04	3.99
1.558	6.318E 04	6.303E 04	6.761E 04	7.201E 04	4.11
1.570	5.837E 04	5.605E 04	6.044E 04	6.456E 04	4.36
1.581	5.825E 04	5.692E 04	6.116E 04	6.507E 04	4.27
1.592	5.798E 04	5.721E 04	6.137E 04	6.516E 04	4.25
1.603	5.655E 04	5.503E 04	5.916E 04	6.289E 04	4.32
1.613	5.982E 04	6.083E 04	6.499E 04	6.876E 04	4.09

EINFALLENDE ENERGIE=5.538 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.088	2.515E 04	8.390E 03	8.990E 03	9.058E 03	24.33
1.106	2.340E 04	1.184E 04	1.252E 04	1.283E 04	15.35
1.127	2.662E 04	2.123E 04	2.206E 04	2.263E 04	8.94
1.147	3.371E 04	3.480E 04	3.595E 04	3.695E 04	6.36
1.167	4.265E 04	4.962E 04	5.121E 04	5.279E 04	5.27
1.187	5.957E 04	7.595E 04	7.822E 04	8.067E 04	4.56
1.206	7.545E 04	9.795E 04	1.011E 05	1.048E 05	4.17
1.225	7.870E 04	9.813E 04	1.021E 05	1.067E 05	3.92
1.243	7.184E 04	8.373E 04	8.797E 04	9.280E 04	3.79
1.262	5.873E 04	6.201E 04	6.602E 04	7.049E 04	3.90
1.266	6.067E 04	6.596E 04	6.990E 04	7.425E 04	3.90
1.283	5.370E 04	5.620E 04	5.982E 04	6.372E 04	4.02
1.300	5.089E 04	5.320E 04	5.659E 04	6.018E 04	4.03
1.317	4.849E 04	5.033E 04	5.358E 04	5.698E 04	4.05
1.333	4.297E 04	4.234E 04	4.539E 04	4.852E 04	4.28
1.350	4.421E 04	4.585E 04	4.877E 04	5.172E 04	4.08
1.366	4.156E 04	4.192E 04	4.478E 04	4.765E 04	4.18
1.382	4.157E 04	4.266E 04	4.545E 04	4.823E 04	4.10
1.398	4.005E 04	4.052E 04	4.327E 04	4.598E 04	4.14
1.413	3.811E 04	3.795E 04	4.060E 04	4.319E 04	4.22
1.429	4.254E 04	4.596E 04	4.861E 04	5.119E 04	3.90
1.432	3.935E 04	4.026E 04	4.293E 04	4.553E 04	4.16
1.447	4.349E 04	4.708E 04	4.983E 04	5.252E 04	3.92
1.461	4.563E 04	4.998E 04	5.285E 04	5.569E 04	3.83
1.475	5.236E 04	6.028E 04	6.336E 04	6.646E 04	3.67
1.489	5.746E 04	6.680E 04	7.020E 04	7.369E 04	3.57
1.503	6.044E 04	6.960E 04	7.330E 04	7.713E 04	3.50
1.517	6.104E 04	6.887E 04	7.276E 04	7.679E 04	3.45
1.531	5.859E 04	6.372E 04	6.768E 04	7.174E 04	3.47
1.544	5.423E 04	5.644E 04	6.029E 04	6.419E 04	3.57
1.558	5.160E 04	5.260E 04	5.632E 04	6.001E 04	3.64
1.571	4.657E 04	4.506E 04	4.859E 04	5.201E 04	3.89
1.574	5.124E 04	5.341E 04	5.692E 04	6.032E 04	5.00
1.587	5.045E 04	5.207E 04	5.558E 04	5.897E 04	5.04
1.599	4.682E 04	4.620E 04	4.964E 04	5.291E 04	5.34
1.612	5.159E 04	5.459E 04	5.804E 04	6.131E 04	4.90
1.624	5.198E 04	5.464E 04	5.818E 04	6.155E 04	4.89
1.636	5.402E 04	5.722E 04	6.090E 04	6.440E 04	4.80
1.649	4.900E 04	4.857E 04	5.228E 04	5.568E 04	5.18
1.661	5.701E 04	6.244E 04	6.609E 04	6.954E 04	4.63
1.673	5.751E 04	6.151E 04	6.541E 04	6.914E 04	4.66
1.684	5.612E 04	5.840E 04	6.236E 04	6.613E 04	4.77
1.696	5.991E 04	6.448E 04	6.854E 04	7.231E 04	4.58

EINFALLENDE ENERGIE=4.229 GEV , STREUWINKEL=10.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.081	1.030E 05	6.223E 02	4.343E 03	4.350E 03	920.00
1.088	9.081E 04	-5.172E 03	-1.660E 03	-1.619E 03	243.11
1.096	1.072E 05	3.537E 04	3.843E 04	3.851E 04	35.57
1.102	9.733E 04	2.794E 04	3.104E 04	3.143E 04	42.33
1.109	1.099E 05	5.636E 04	5.944E 04	6.029E 04	21.23
1.116	1.036E 05	5.161E 04	5.497E 04	5.622E 04	21.83
1.123	1.115E 05	6.971E 04	7.327E 04	7.494E 04	16.24
1.130	1.190E 05	8.660E 04	9.032E 04	9.236E 04	13.18
1.136	1.163E 05	8.443E 04	8.860E 04	9.118E 04	13.00
1.143	1.479E 05	1.400E 05	1.442E 05	1.473E 05	8.94
1.150	1.388E 05	1.244E 05	1.293E 05	1.332E 05	9.38
1.156	1.598E 05	1.590E 05	1.644E 05	1.691E 05	7.94
1.163	1.785E 05	1.901E 05	1.959E 05	2.011E 05	7.10
1.169	1.798E 05	1.891E 05	1.958E 05	2.021E 05	6.99
1.176	1.966E 05	2.147E 05	2.220E 05	2.291E 05	6.49
1.189	2.660E 05	3.222E 05	3.309E 05	3.403E 05	5.55
1.195	2.794E 05	3.373E 05	3.474E 05	3.582E 05	5.40
1.201	2.823E 05	3.338E 05	3.454E 05	3.577E 05	5.34
1.208	3.196E 05	3.904E 05	4.028E 05	4.162E 05	5.07
1.214	3.338E 05	4.073E 05	4.207E 05	4.353E 05	4.96
1.220	3.171E 05	3.696E 05	3.849E 05	4.010E 05	5.02
1.226	3.347E 05	3.948E 05	4.107E 05	4.274E 05	4.90
1.232	3.260E 05	3.760E 05	3.927E 05	4.099E 05	4.92
1.238	3.258E 05	3.715E 05	3.890E 05	4.067E 05	4.90
1.244	2.734E 05	2.810E 05	2.995E 05	3.172E 05	5.36
1.250	2.924E 05	3.165E 05	3.343E 05	3.512E 05	5.09
1.256	2.553E 05	2.568E 05	2.745E 05	2.908E 05	5.51
1.268	2.232E 05	2.129E 05	2.295E 05	2.439E 05	6.00
1.274	2.171E 05	2.069E 05	2.230E 05	2.367E 05	6.04
1.279	2.070E 05	1.948E 05	2.102E 05	2.232E 05	6.19
1.285	1.952E 05	1.771E 05	1.925E 05	2.052E 05	6.51
1.291	1.615E 05	1.254E 05	1.404E 05	1.523E 05	8.19
1.296	1.797E 05	1.615E 05	1.757E 05	1.868E 05	6.72
1.302	1.748E 05	1.581E 05	1.717E 05	1.821E 05	6.73
1.307	1.615E 05	1.375E 05	1.510E 05	1.613E 05	7.33
1.313	1.588E 05	1.364E 05	1.496E 05	1.594E 05	7.29
1.318	1.407E 05	1.088E 05	1.218E 05	1.312E 05	8.53
1.324	1.357E 05	1.041E 05	1.168E 05	1.257E 05	8.69
1.329	1.375E 05	1.121E 05	1.240E 05	1.322E 05	8.06
1.341	1.327E 05	1.088E 05	1.206E 05	1.283E 05	8.18
1.346	1.305E 05	1.066E 05	1.182E 05	1.258E 05	8.25
1.352	1.241E 05	9.739E 04	1.091E 05	1.165E 05	8.77
1.357	1.262E 05	1.031E 05	1.146E 05	1.217E 05	8.32
1.362	1.219E 05	9.803E 04	1.091E 05	1.161E 05	8.56
1.367	1.172E 05	9.117E 04	1.023E 05	1.091E 05	8.99
1.372	1.342E 05	1.221E 05	1.328E 05	1.394E 05	7.25
1.377	1.250E 05	1.061E 05	1.171E 05	1.239E 05	7.97
1.382	1.215E 05	9.930E 04	1.107E 05	1.177E 05	8.36
1.387	1.264E 05	1.102E 05	1.211E 05	1.277E 05	7.69
1.392	1.192E 05	9.841E 04	1.094E 05	1.160E 05	8.31
1.397	1.289E 05	1.150E 05	1.261E 05	1.327E 05	7.44
1.408	1.162E 05	9.441E 04	1.055E 05	1.121E 05	8.68
1.413	1.239E 05	1.079E 05	1.191E 05	1.256E 05	7.87
1.418	1.105E 05	8.495E 04	9.664E 04	1.032E 05	9.39
1.423	1.237E 05	1.091E 05	1.202E 05	1.266E 05	7.76

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.427	1.120E 05	9.073E 04	1.015E 05	1.077E 05	8.80
1.432	1.236E 05	1.099E 05	1.209E 05	1.272E 05	7.68
1.437	1.293E 05	1.198E 05	1.309E 05	1.371E 05	7.25
1.442	1.314E 05	1.219E 05	1.331E 05	1.397E 05	7.19
1.446	1.441E 05	1.434E 05	1.544E 05	1.611E 05	6.53
1.451	1.326E 05	1.207E 05	1.323E 05	1.395E 05	7.28
1.456	1.242E 05	1.055E 05	1.178E 05	1.250E 05	7.99
1.461	1.323E 05	1.208E 05	1.326E 05	1.396E 05	7.25
1.470	1.320E 05	1.201E 05	1.320E 05	1.390E 05	7.37
1.475	1.436E 05	1.382E 05	1.503E 05	1.575E 05	6.77
1.479	1.511E 05	1.508E 05	1.629E 05	1.702E 05	6.44
1.484	1.494E 05	1.455E 05	1.580E 05	1.656E 05	6.60
1.488	1.585E 05	1.589E 05	1.717E 05	1.797E 05	6.30
1.493	1.653E 05	1.692E 05	1.820E 05	1.901E 05	6.10
1.497	1.736E 05	1.802E 05	1.938E 05	2.023E 05	5.93
1.501	1.499E 05	1.367E 05	1.510E 05	1.600E 05	6.98
1.506	1.639E 05	1.599E 05	1.742E 05	1.832E 05	6.34
1.510	1.687E 05	1.694E 05	1.832E 05	1.919E 05	6.13
1.515	1.682E 05	1.664E 05	1.811E 05	1.900E 05	6.21
1.519	1.630E 05	1.543E 05	1.698E 05	1.791E 05	6.53
1.529	1.390E 05	1.173E 05	1.323E 05	1.408E 05	10.03
1.533	1.502E 05	1.381E 05	1.523E 05	1.606E 05	8.89
1.537	1.424E 05	1.246E 05	1.389E 05	1.471E 05	9.55
1.542	1.391E 05	1.197E 05	1.339E 05	1.421E 05	9.82
1.546	1.462E 05	1.335E 05	1.472E 05	1.551E 05	9.05
1.550	1.529E 05	1.461E 05	1.593E 05	1.671E 05	8.50
1.554	1.413E 05	1.230E 05	1.371E 05	1.454E 05	9.64
1.558	1.393E 05	1.211E 05	1.348E 05	1.428E 05	9.71
1.562	1.535E 05	1.467E 05	1.600E 05	1.678E 05	8.49
1.566	1.249E 05	9.677E 04	1.110E 05	1.189E 05	11.52
1.571	1.341E 05	1.114E 05	1.263E 05	1.342E 05	10.37
1.575	1.242E 05	9.703E 04	1.122E 05	1.195E 05	11.45

EINFALLENDE ENERGIE=4.879 GEV , STREUWINKEL=10.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.085	8.217E 04	2.273E 04	2.481E 04	2.485E 04	31.73
1.094	8.012E 04	2.939E 04	3.144E 04	3.173E 04	23.48
1.102	8.293E 04	4.167E 04	4.375E 04	4.446E 04	16.48
1.110	7.513E 04	3.451E 04	3.681E 04	3.786E 04	18.22
1.128	9.010E 04	7.039E 04	7.276E 04	7.438E 04	10.21
1.135	9.230E 04	7.682E 04	7.942E 04	8.143E 04	9.36
1.143	1.070E 05	1.032E 05	1.060E 05	1.085E 05	7.74
1.151	1.181E 05	1.223E 05	1.255E 05	1.287E 05	6.97
1.159	1.332E 05	1.468E 05	1.504E 05	1.543E 05	6.34
1.166	1.556E 05	1.826E 05	1.867E 05	1.915E 05	5.78
1.174	1.705E 05	2.039E 05	2.088E 05	2.147E 05	5.49
1.181	1.870E 05	2.271E 05	2.328E 05	2.398E 05	5.25
1.189	1.942E 05	2.343E 05	2.408E 05	2.490E 05	5.12
1.196	2.184E 05	2.709E 05	2.779E 05	2.870E 05	4.90
1.204	2.318E 05	2.882E 05	2.961E 05	3.062E 05	4.78
1.211	2.428E 05	3.005E 05	3.093E 05	3.206E 05	4.67
1.227	2.336E 05	2.744E 05	2.848E 05	2.977E 05	4.65
1.234	2.248E 05	2.572E 05	2.680E 05	2.811E 05	4.68
1.241	2.070E 05	2.268E 05	2.377E 05	2.507E 05	4.79
1.248	2.033E 05	2.223E 05	2.330E 05	2.455E 05	4.79
1.254	1.873E 05	1.970E 05	2.075E 05	2.197E 05	4.95
1.261	1.790E 05	1.854E 05	1.957E 05	2.073E 05	5.03
1.268	1.785E 05	1.877E 05	1.976E 05	2.087E 05	4.97
1.275	1.570E 05	1.529E 05	1.628E 05	1.736E 05	5.39
1.282	1.501E 05	1.443E 05	1.539E 05	1.641E 05	5.50
1.288	1.367E 05	1.258E 05	1.349E 05	1.445E 05	5.85
1.295	1.250E 05	1.095E 05	1.182E 05	1.272E 05	6.29
1.302	1.215E 05	1.082E 05	1.164E 05	1.247E 05	6.22
1.316	1.206E 05	1.127E 05	1.202E 05	1.278E 05	5.97
1.322	1.071E 05	9.125E 04	9.879E 04	1.061E 05	6.77
1.329	9.938E 04	8.113E 04	8.838E 04	9.529E 04	7.24
1.335	9.772E 04	8.127E 04	8.818E 04	9.465E 04	7.12
1.341	9.108E 04	7.314E 04	7.972E 04	8.577E 04	7.55
1.347	9.164E 04	7.641E 04	8.275E 04	8.850E 04	7.21
1.354	1.038E 05	9.941E 04	1.054E 05	1.109E 05	6.05
1.360	9.198E 04	7.934E 04	8.553E 04	9.116E 04	6.92
1.366	9.056E 04	7.784E 04	8.399E 04	8.957E 04	6.96
1.372	8.250E 04	6.543E 04	7.152E 04	7.691E 04	7.83
1.378	8.300E 04	6.881E 04	7.458E 04	7.962E 04	7.42
1.384	9.091E 04	8.378E 04	8.933E 04	9.421E 04	6.46
1.397	9.437E 04	8.955E 04	9.524E 04	1.004E 05	6.31
1.403	9.412E 04	8.841E 04	9.427E 04	9.957E 04	6.36
1.409	8.800E 04	7.829E 04	8.418E 04	8.945E 04	6.83
1.415	8.970E 04	8.187E 04	8.768E 04	9.286E 04	6.61
1.421	9.371E 04	8.981E 04	9.545E 04	1.005E 05	6.23
1.426	9.728E 04	9.522E 04	1.010E 05	1.062E 05	6.03
1.432	8.966E 04	8.155E 04	8.752E 04	9.284E 04	6.60
1.438	9.737E 04	9.552E 04	1.013E 05	1.065E 05	6.00
1.443	9.518E 04	9.165E 04	9.749E 04	1.027E 05	6.13
1.449	1.014E 05	1.013E 05	1.073E 05	1.128E 05	5.82
1.455	8.865E 04	7.950E 04	8.560E 04	9.105E 04	6.68
1.460	1.043E 05	1.065E 05	1.124E 05	1.178E 05	5.66
1.472	1.144E 05	1.201E 05	1.266E 05	1.326E 05	5.44
1.478	1.085E 05	1.086E 05	1.153E 05	1.216E 05	5.71
1.483	1.091E 05	1.092E 05	1.159E 05	1.223E 05	5.69

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.488	1.211E 05	1.298E 05	1.364E 05	1.426E 05	5.26
1.494	1.293E 05	1.419E 05	1.487E 05	1.553E 05	5.09
1.499	1.264E 05	1.347E 05	1.419E 05	1.488E 05	5.19
1.504	1.297E 05	1.385E 05	1.459E 05	1.531E 05	5.14
1.510	1.334E 05	1.438E 05	1.512E 05	1.585E 05	5.07
1.515	1.237E 05	1.253E 05	1.331E 05	1.406E 05	5.39
1.520	1.272E 05	1.311E 05	1.389E 05	1.464E 05	5.27
1.525	1.211E 05	1.209E 05	1.286E 05	1.360E 05	5.47
1.531	1.205E 05	1.203E 05	1.279E 05	1.352E 05	5.48
1.541	1.089E 05	1.014E 05	1.090E 05	1.160E 05	6.09
1.546	1.146E 05	1.121E 05	1.195E 05	1.262E 05	5.73
1.551	1.088E 05	1.024E 05	1.098E 05	1.165E 05	6.03
1.556	1.049E 05	9.635E 04	1.037E 05	1.103E 05	6.25
1.561	1.054E 05	9.873E 04	1.059E 05	1.122E 05	6.12
1.566	1.035E 05	9.503E 04	1.023E 05	1.086E 05	6.27
1.571	1.146E 05	1.146E 05	1.217E 05	1.280E 05	5.62
1.576	9.919E 04	8.872E 04	9.588E 04	1.021E 05	6.54
1.581	1.023E 05	9.430E 04	1.014E 05	1.076E 05	6.27
1.586	1.048E 05	9.926E 04	1.063E 05	1.123E 05	6.06
1.591	9.952E 04	9.010E 04	9.720E 04	1.032E 05	6.45
1.596	9.194E 04	7.715E 04	8.432E 04	9.029E 04	7.19
1.606	9.221E 04	8.111E 04	8.775E 04	9.315E 04	6.92
1.610	9.600E 04	8.962E 04	9.596E 04	1.011E 05	6.42
1.615	9.423E 04	8.486E 04	9.154E 04	9.691E 04	6.70
1.620	9.536E 04	8.649E 04	9.324E 04	9.869E 04	6.62
1.624	9.917E 04	9.344E 04	1.001E 05	1.055E 05	6.30
1.629	1.061E 05	1.057E 05	1.122E 05	1.176E 05	5.86
1.634	1.021E 05	9.705E 04	1.039E 05	1.096E 05	6.18
1.638	1.046E 05	9.996E 04	1.070E 05	1.129E 05	6.10
1.643	1.100E 05	1.094E 05	1.164E 05	1.222E 05	5.80
1.648	1.121E 05	1.123E 05	1.193E 05	1.253E 05	5.73
1.652	1.170E 05	1.190E 05	1.263E 05	1.325E 05	5.58
1.657	1.046E 05	9.621E 04	1.038E 05	1.102E 05	6.33
1.666	1.166E 05	1.173E 05	1.247E 05	1.308E 05	7.10
1.671	1.227E 05	1.283E 05	1.355E 05	1.417E 05	6.75
1.675	1.099E 05	1.047E 05	1.122E 05	1.186E 05	7.64
1.680	1.123E 05	1.060E 05	1.141E 05	1.208E 05	7.64
1.684	1.179E 05	1.165E 05	1.244E 05	1.309E 05	7.19
1.688	1.127E 05	1.071E 05	1.150E 05	1.215E 05	7.59
1.693	1.181E 05	1.161E 05	1.239E 05	1.305E 05	7.23
1.697	1.194E 05	1.189E 05	1.266E 05	1.331E 05	7.12
1.701	1.204E 05	1.187E 05	1.267E 05	1.335E 05	7.16
1.706	1.185E 05	1.137E 05	1.220E 05	1.289E 05	7.39
1.710	1.153E 05	1.089E 05	1.171E 05	1.239E 05	7.58
1.714	1.129E 05	1.061E 05	1.141E 05	1.206E 05	7.68
1.723	1.200E 05	1.161E 05	1.244E 05	1.312E 05	7.43
1.727	1.113E 05	1.011E 05	1.094E 05	1.162E 05	8.15
1.731	1.073E 05	9.512E 04	1.033E 05	1.099E 05	8.48
1.736	1.040E 05	9.096E 04	9.897E 04	1.053E 05	8.72
1.740	1.071E 05	9.723E 04	1.050E 05	1.111E 05	8.29
1.744	1.138E 05	1.089E 05	1.167E 05	1.227E 05	7.68
1.748	1.029E 05	8.895E 04	9.707E 04	1.033E 05	8.88
1.752	1.033E 05	8.939E 04	9.753E 04	1.038E 05	8.85
1.756	1.069E 05	9.738E 04	1.052E 05	1.111E 05	8.28
1.760	9.639E 04	7.997E 04	8.777E 04	9.358E 04	9.54
1.764	9.924E 04	8.428E 04	9.217E 04	9.807E 04	9.20

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.768	9.986E 04	8.802E 04	9.554E 04	1.010E 05	8.82
1.777	9.926E 04	8.504E 04	9.296E 04	9.866E 04	9.29
1.781	1.015E 05	8.857E 04	9.651E 04	1.022E 05	9.03
1.785	9.070E 04	7.178E 04	7.947E 04	8.492E 04	10.53
1.789	1.059E 05	9.948E 04	1.068E 05	1.120E 05	8.25
1.792	9.277E 04	7.672E 04	8.424E 04	8.951E 04	9.94
1.796	9.500E 04	8.028E 04	8.790E 04	9.329E 04	9.62
1.800	1.061E 05	9.966E 04	1.072E 05	1.124E 05	8.25
1.804	9.736E 04	8.337E 04	9.114E 04	9.658E 04	9.41
1.808	1.012E 05	8.900E 04	9.689E 04	1.024E 05	9.00
1.812	9.844E 04	8.443E 04	9.232E 04	9.781E 04	9.36
1.816	9.727E 04	8.243E 04	9.032E 04	9.578E 04	9.53
1.819	1.011E 05	9.127E 04	9.876E 04	1.039E 05	8.78
1.827	9.358E 04	7.638E 04	8.431E 04	8.970E 04	10.28
1.831	9.868E 04	8.538E 04	9.325E 04	9.858E 04	9.45
1.835	9.358E 04	7.831E 04	8.592E 04	9.099E 04	10.02
1.838	1.125E 05	1.101E 05	1.177E 05	1.229E 05	7.93
1.842	9.775E 04	8.264E 04	9.068E 04	9.618E 04	9.74
1.846	1.007E 05	8.808E 04	9.604E 04	1.015E 05	9.29
1.850	1.100E 05	1.045E 05	1.123E 05	1.177E 05	8.25
1.853	1.018E 05	8.830E 04	9.654E 04	1.022E 05	9.34
1.857	9.362E 04	7.668E 04	8.458E 04	8.988E 04	10.29
1.860	1.007E 05	8.650E 04	9.478E 04	1.003E 05	9.49
1.864	1.001E 05	8.483E 04	9.317E 04	9.873E 04	9.66
1.868	9.714E 04	8.292E 04	9.073E 04	9.582E 04	9.71

EINFALLENDE ENERGIE=5.457 GEV , STREUWINKFL=10.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.087	5.454E 04	8.990E 03	1.033E 04	1.035E 04	72.54
1.097	5.396E 04	1.731E 04	1.859E 04	1.874E 04	34.87
1.108	6.167E 04	3.720E 04	3.849E 04	3.893E 04	16.19
1.118	5.948E 04	3.770E 04	3.931E 04	4.018E 04	14.89
1.128	4.861E 04	2.257E 04	2.453E 04	2.570E 04	21.52
1.138	6.153E 04	4.908E 04	5.090E 04	5.210E 04	10.81
1.147	7.708E 04	7.799E 04	7.992E 04	8.143E 04	7.76
1.168	9.160E 04	1.012E 05	1.043E 05	1.072E 05	6.52
1.178	1.223E 05	1.512E 05	1.549E 05	1.587E 05	5.55
1.187	1.281E 05	1.569E 05	1.616E 05	1.663E 05	5.35
1.196	1.418E 05	1.753E 05	1.809E 05	1.867E 05	5.09
1.205	1.590E 05	2.005E 05	2.069E 05	2.135E 05	4.86
1.214	1.745E 05	2.213E 05	2.287E 05	2.364E 05	4.69
1.223	1.774E 05	2.199E 05	2.284E 05	2.371E 05	4.60
1.232	1.727E 05	2.072E 05	2.165E 05	2.260E 05	4.56
1.241	1.640E 05	1.896E 05	1.994E 05	2.092E 05	4.58
1.250	1.439E 05	1.551E 05	1.651E 05	1.747E 05	4.77
1.259	1.415E 05	1.529E 05	1.626E 05	1.718E 05	4.75
1.267	1.281E 05	1.325E 05	1.419E 05	1.505E 05	4.95
1.286	1.129E 05	1.116E 05	1.205E 05	1.282E 05	5.27
1.294	9.849E 04	8.984E 04	9.844E 04	1.057E 05	5.85
1.302	9.664E 04	8.989E 04	9.805E 04	1.048E 05	5.75
1.310	9.532E 04	9.082E 04	9.856E 04	1.048E 05	5.63
1.318	9.057E 04	8.437E 04	9.201E 04	9.805E 04	5.80
1.326	8.985E 04	8.504E 04	9.245E 04	9.826E 04	5.71
1.334	8.303E 04	7.492E 04	8.228E 04	8.789E 04	6.09
1.342	7.925E 04	7.017E 04	7.729E 04	8.267E 04	6.28
1.350	7.532E 04	6.559E 04	7.250E 04	7.756E 04	6.47
1.358	6.858E 04	5.598E 04	6.266E 04	6.746E 04	7.13
1.366	6.829E 04	5.783E 04	6.429E 04	6.876E 04	6.83
1.373	7.700E 04	7.427E 04	8.050E 04	8.481E 04	5.77
1.389	6.917E 04	6.098E 04	6.738E 04	7.183E 04	6.54
1.397	6.981E 04	6.323E 04	6.955E 04	7.386E 04	6.32
1.404	7.190E 04	6.726E 04	7.354E 04	7.781E 04	6.05
1.411	7.022E 04	6.492E 04	7.117E 04	7.539E 04	6.15
1.419	7.438E 04	7.229E 04	7.852E 04	8.275E 04	5.76
1.426	7.466E 04	7.268E 04	7.900E 04	8.327E 04	5.73
1.433	7.432E 04	7.155E 04	7.802E 04	8.240E 04	5.77
1.440	7.704E 04	7.641E 04	8.281E 04	8.720E 04	5.56
1.447	7.448E 04	7.135E 04	7.796E 04	8.244E 04	5.77
1.455	7.932E 04	7.978E 04	8.639E 04	9.087E 04	5.42
1.462	8.315E 04	8.590E 04	9.256E 04	9.714E 04	5.23
1.469	8.163E 04	8.228E 04	8.916E 04	9.390E 04	5.34
1.484	9.129E 04	9.716E 04	1.043E 05	1.093E 05	5.05
1.490	9.525E 04	1.026E 05	1.099E 05	1.151E 05	4.95
1.497	1.094E 05	1.248E 05	1.324E 05	1.380E 05	4.65
1.504	1.093E 05	1.220E 05	1.300E 05	1.360E 05	4.68
1.510	9.761E 04	9.908E 04	1.076E 05	1.140E 05	5.06
1.517	1.049E 05	1.114E 05	1.199E 05	1.262E 05	4.82
1.523	1.055E 05	1.128E 05	1.213E 05	1.274E 05	4.79
1.530	1.037E 05	1.077E 05	1.165E 05	1.229E 05	4.88
1.536	1.026E 05	1.054E 05	1.142E 05	1.206E 05	4.93
1.543	9.509E 04	9.219E 04	1.013E 05	1.076E 05	5.27
1.549	9.129E 04	8.674E 04	9.568E 04	1.018E 05	5.43
1.556	9.567E 04	9.547E 04	1.041E 05	1.099E 05	5.12

EINFALLENDE ENERGIE=1.472 GEV , STREUWINKEL=35.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.086	1.381E 05	8.517E 04	9.864E 04	1.007E 05	20.16
1.089	1.206E 05	5.744E 04	7.065E 04	7.331E 04	27.15
1.093	9.806E 04	2.552E 04	3.792E 04	4.042E 04	56.65
1.097	8.440E 04	1.138E 04	2.273E 04	2.453E 04	113.66
1.100	1.139E 05	6.390E 04	7.527E 04	7.702E 04	22.95
1.104	1.169E 05	6.879E 04	8.046E 04	8.283E 04	21.43
1.108	1.199E 05	7.354E 04	8.557E 04	8.844E 04	20.00
1.111	1.096E 05	5.816E 04	7.012E 04	7.318E 04	23.16
1.115	9.236E 04	3.400E 04	4.547E 04	4.825E 04	35.79
1.118	9.659E 04	4.563E 04	5.671E 04	5.915E 04	26.91
1.122	1.129E 05	7.372E 04	8.498E 04	8.760E 04	18.00
1.133	1.079E 05	6.733E 04	7.907E 04	8.243E 04	17.42
1.137	1.299E 05	1.036E 05	1.156E 05	1.192E 05	12.47
1.140	1.431E 05	1.224E 05	1.352E 05	1.394E 05	11.00
1.143	1.469E 05	1.250E 05	1.386E 05	1.435E 05	10.70
1.147	1.477E 05	1.249E 05	1.388E 05	1.441E 05	10.68
1.150	1.639E 05	1.487E 05	1.635E 05	1.692E 05	9.41
1.153	1.477E 05	1.211E 05	1.359E 05	1.418E 05	10.75
1.157	1.611E 05	1.429E 05	1.579E 05	1.639E 05	9.50
1.160	1.705E 05	1.565E 05	1.718E 05	1.782E 05	8.89
1.163	1.676E 05	1.497E 05	1.654E 05	1.721E 05	9.10
1.166	1.583E 05	1.346E 05	1.504E 05	1.571E 05	9.65
1.177	2.091E 05	2.118E 05	2.290E 05	2.368E 05	7.74
1.180	2.306E 05	2.410E 05	2.593E 05	2.680E 05	7.23
1.183	2.652E 05	2.883E 05	3.083E 05	3.184E 05	6.47
1.186	2.778E 05	2.996E 05	3.210E 05	3.324E 05	6.37
1.189	2.535E 05	2.549E 05	2.767E 05	2.886E 05	6.92
1.192	3.213E 05	3.600E 05	3.835E 05	3.960E 05	5.82
1.195	3.024E 05	3.205E 05	3.452E 05	3.589E 05	6.09
1.198	3.415E 05	3.748E 05	4.013E 05	4.161E 05	5.69
1.201	3.131E 05	3.247E 05	3.513E 05	3.663E 05	5.98
1.204	3.480E 05	3.769E 05	4.044E 05	4.199E 05	5.65
1.207	3.424E 05	3.626E 05	3.909E 05	4.070E 05	5.68
1.217	3.070E 05	3.032E 05	3.313E 05	3.468E 05	6.35
1.220	3.227E 05	3.291E 05	3.572E 05	3.726E 05	6.00
1.223	3.453E 05	3.629E 05	3.918E 05	4.076E 05	5.73
1.226	3.631E 05	3.852E 05	4.154E 05	4.321E 05	5.54
1.228	3.368E 05	3.381E 05	3.686E 05	3.857E 05	5.91
1.231	3.395E 05	3.420E 05	3.729E 05	3.898E 05	5.86
1.234	3.518E 05	3.603E 05	3.919E 05	4.088E 05	5.66
1.237	3.362E 05	3.339E 05	3.653E 05	3.822E 05	5.90
1.240	3.153E 05	3.009E 05	3.320E 05	3.486E 05	6.30
1.243	3.203E 05	3.103E 05	3.415E 05	3.577E 05	6.19
1.245	2.771E 05	2.446E 05	2.747E 05	2.901E 05	7.13
1.254	2.476E 05	2.150E 05	2.427E 05	2.552E 05	7.58
1.257	2.274E 05	1.858E 05	2.127E 05	2.248E 05	8.37
1.260	2.248E 05	1.870E 05	2.129E 05	2.243E 05	8.09
1.262	2.705E 05	2.621E 05	2.889E 05	3.004E 05	6.59
1.265	2.611E 05	2.405E 05	2.690E 05	2.814E 05	6.89
1.268	2.004E 05	1.427E 05	1.698E 05	1.819E 05	10.37
1.270	2.222E 05	1.877E 05	2.139E 05	2.246E 05	8.09
1.273	2.164E 05	1.827E 05	2.081E 05	2.183E 05	8.15
1.275	2.077E 05	1.652E 05	1.918E 05	2.024E 05	8.84
1.278	1.903E 05	1.442E 05	1.690E 05	1.787E 05	9.62
1.281	2.033E 05	1.675E 05	1.926E 05	2.021E 05	8.43

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.289	1.733E 05	1.266E 05	1.507E 05	1.592E 05	16.60
1.291	1.924E 05	1.551E 05	1.811E 05	1.898E 05	14.25
1.294	2.003E 05	1.700E 05	1.951E 05	2.038E 05	13.25
1.296	1.709E 05	1.256E 05	1.490E 05	1.575E 05	16.49
1.299	1.832E 05	1.478E 05	1.714E 05	1.796E 05	14.47
1.301	1.564E 05	1.002E 05	1.253E 05	1.336E 05	19.77
1.304	1.384E 05	7.830E 04	1.022E 05	1.094E 05	23.79
1.306	1.442E 05	9.636E 04	1.181E 05	1.244E 05	19.53
1.309	1.715E 05	1.415E 05	1.635E 05	1.701E 05	14.46
1.311	1.473E 05	9.942E 04	1.220E 05	1.290E 05	19.06
1.314	1.446E 05	9.561E 04	1.188E 05	1.255E 05	19.61
1.321	1.465E 05	1.086E 05	1.297E 05	1.355E 05	17.54
1.324	1.678E 05	1.384E 05	1.614E 05	1.679E 05	14.74
1.326	1.650E 05	1.299E 05	1.543E 05	1.612E 05	15.55
1.328	1.557E 05	1.148E 05	1.391E 05	1.460E 05	17.08
1.331	1.358E 05	8.273E 04	1.070E 05	1.137E 05	22.17
1.333	1.267E 05	7.444E 04	9.740E 04	1.032E 05	23.72
1.335	1.820E 05	1.644E 05	1.873E 05	1.935E 05	12.87
1.337	1.109E 05	5.049E 04	7.179E 04	7.786E 04	32.87
1.340	1.616E 05	1.328E 05	1.560E 05	1.619E 05	14.90
1.342	9.325E 04	2.059E 04	4.408E 04	4.977E 04	75.31
1.344	1.563E 05	1.246E 05	1.488E 05	1.544E 05	15.55

EINFALLENDE ENERGIE=1.694 GEV , STREUWINKEL=35.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.079	7.722E 04	1.568E 04	2.542E 04	2.570E 04	63.83
1.084	6.027E 04	-8.090E 03	5.722E 02	1.028E 03	112.04
1.088	6.914E 04	1.324E 04	2.109E 04	2.157E 04	69.44
1.093	6.925E 04	1.720E 04	2.486E 04	2.555E 04	52.09
1.106	8.642E 04	4.997E 04	5.843E 04	6.072E 04	20.82
1.111	7.073E 04	2.474E 04	3.313E 04	3.546E 04	38.37
1.115	8.429E 04	5.125E 04	5.948E 04	6.177E 04	19.45
1.119	9.370E 04	6.707E 04	7.595E 04	7.875E 04	15.45
1.123	8.133E 04	4.557E 04	5.443E 04	5.758E 04	20.84
1.127	8.676E 04	5.598E 04	6.570E 04	6.882E 04	16.92
1.131	9.306E 04	6.866E 04	7.750E 04	8.083E 04	14.44
1.135	9.147E 04	6.506E 04	7.430E 04	7.802E 04	14.74
1.139	8.645E 04	5.751E 04	6.672E 04	7.043E 04	16.23
1.143	9.195E 04	6.833E 04	7.755E 04	8.128E 04	13.94
1.147	9.794E 04	7.855E 04	8.800E 04	9.200E 04	12.66
1.160	1.334E 05	1.303E 05	1.420E 05	1.481E 05	8.21
1.164	1.368E 05	1.325E 05	1.449E 05	1.517E 05	8.05
1.167	1.469E 05	1.467E 05	1.597E 05	1.671E 05	7.47
1.171	1.504E 05	1.493E 05	1.629E 05	1.708E 05	7.30
1.175	1.592E 05	1.615E 05	1.758E 05	1.841E 05	7.09
1.179	1.651E 05	1.684E 05	1.832E 05	1.921E 05	7.03
1.182	1.914E 05	2.087E 05	2.246E 05	2.344E 05	6.07
1.186	1.961E 05	2.099E 05	2.270E 05	2.378E 05	6.02
1.190	1.995E 05	2.107E 05	2.287E 05	2.402E 05	6.00
1.193	2.154E 05	2.336E 05	2.523E 05	2.644E 05	5.63
1.197	2.210E 05	2.376E 05	2.574E 05	2.702E 05	5.60
1.209	2.551E 05	2.780E 05	3.009E 05	3.161E 05	6.74
1.212	2.496E 05	2.641E 05	2.876E 05	3.033E 05	6.93
1.215	2.605E 05	2.800E 05	3.040E 05	3.199E 05	6.63
1.219	2.748E 05	2.998E 05	3.246E 05	3.411E 05	6.32
1.222	2.715E 05	2.880E 05	3.138E 05	3.310E 05	6.39
1.226	2.467E 05	2.441E 05	2.698E 05	2.867E 05	7.12
1.229	2.490E 05	2.511E 05	2.762E 05	2.923E 05	6.95
1.233	2.545E 05	2.602E 05	2.855E 05	3.016E 05	6.69
1.236	2.443E 05	2.416E 05	2.670E 05	2.830E 05	6.97
1.240	2.324E 05	2.230E 05	2.480E 05	2.635E 05	7.34
1.243	2.338E 05	2.270E 05	2.519E 05	2.670E 05	7.21
1.254	2.038E 05	1.838E 05	2.073E 05	2.207E 05	8.32
1.257	2.219E 05	2.169E 05	2.403E 05	2.535E 05	7.25
1.260	2.012E 05	1.808E 05	2.042E 05	2.174E 05	8.29
1.263	1.955E 05	1.735E 05	1.966E 05	2.093E 05	8.30
1.266	1.933E 05	1.718E 05	1.949E 05	2.071E 05	8.36
1.270	1.846E 05	1.605E 05	1.828E 05	1.945E 05	8.71
1.273	1.903E 05	1.717E 05	1.939E 05	2.055E 05	8.19
1.276	1.755E 05	1.476E 05	1.697E 05	1.810E 05	9.33
1.279	1.799E 05	1.569E 05	1.790E 05	1.900E 05	8.65
1.282	1.640E 05	1.333E 05	1.544E 05	1.649E 05	9.70
1.285	1.429E 05	9.996E 04	1.205E 05	1.303E 05	12.47
1.295	1.574E 05	1.351E 05	1.547E 05	1.633E 05	9.96
1.298	1.380E 05	1.028E 05	1.222E 05	1.306E 05	12.43
1.301	1.574E 05	1.358E 05	1.560E 05	1.646E 05	9.92
1.304	1.435E 05	1.125E 05	1.324E 05	1.409E 05	11.54
1.307	1.292E 05	9.090E 04	1.098E 05	1.179E 05	13.68
1.310	1.365E 05	1.070E 05	1.257E 05	1.332E 05	11.73
1.313	1.418E 05	1.159E 05	1.351E 05	1.428E 05	10.94

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.316	1.308E 05	9.798E 04	1.171E 05	1.246E 05	12.42
1.319	1.411E 05	1.163E 05	1.353E 05	1.429E 05	10.63
1.322	1.247E 05	8.859E 04	1.074E 05	1.148E 05	13.59
1.325	1.127E 05	7.085E 04	8.946E 04	9.629E 04	16.34
1.334	1.234E 05	9.674E 04	1.150E 05	1.210E 05	9.22
1.337	1.249E 05	9.671E 04	1.153E 05	1.218E 05	9.34
1.339	1.283E 05	1.042E 05	1.226E 05	1.290E 05	8.72
1.342	1.202E 05	8.899E 04	1.081E 05	1.147E 05	10.00
1.345	1.151E 05	8.029E 04	9.943E 04	1.058E 05	10.97
1.348	1.187E 05	8.886E 04	1.072E 05	1.133E 05	9.88
1.350	1.165E 05	8.456E 04	1.032E 05	1.095E 05	10.24
1.353	1.049E 05	6.707E 04	8.511E 04	9.095E 04	12.58
1.356	1.124E 05	8.170E 04	1.001E 05	1.056E 05	10.44
1.359	1.174E 05	8.905E 04	1.080E 05	1.139E 05	9.65
1.361	1.080E 05	7.360E 04	9.262E 04	9.827E 04	11.44

EINFALLENDE ENERGIE=1.896 GEV , STREUWINKEL=35.00 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.074	4.383E 04	-7.995E 03	-2.197E 03	-2.170E 03	170.60
1.079	5.158E 04	1.030E 04	1.594E 04	1.602E 04	121.55
1.084	7.324E 04	4.894E 04	5.476E 04	5.562E 04	28.95
1.089	6.719E 04	3.723E 04	4.326E 04	4.498E 04	36.82
1.094	6.028E 04	2.691E 04	3.277E 04	3.465E 04	47.39
1.099	5.294E 04	1.833E 04	2.371E 04	2.528E 04	66.41
1.104	6.556E 04	4.248E 04	4.806E 04	4.975E 04	30.48
1.119	7.413E 04	5.597E 04	6.252E 04	6.561E 04	17.35
1.124	7.730E 04	6.166E 04	6.836E 04	7.163E 04	15.78
1.129	6.524E 04	4.195E 04	4.835E 04	5.156E 04	22.80
1.133	7.403E 04	5.913E 04	6.558E 04	6.867E 04	16.10
1.138	8.719E 04	8.105E 04	8.802E 04	9.155E 04	12.65
1.142	9.650E 04	9.362E 04	1.013E 05	1.057E 05	11.51
1.147	7.713E 04	5.942E 04	6.684E 04	7.130E 04	15.99
1.151	1.024E 05	1.034E 05	1.114E 05	1.160E 05	10.69
1.156	1.004E 05	9.704E 04	1.054E 05	1.106E 05	11.26
1.160	1.065E 05	1.055E 05	1.143E 05	1.200E 05	10.38
1.165	1.117E 05	1.128E 05	1.220E 05	1.279E 05	10.19
1.179	1.415E 05	1.550E 05	1.659E 05	1.736E 05	8.50
1.183	1.647E 05	1.895E 05	2.017E 05	2.103E 05	7.46
1.187	1.810E 05	2.093E 05	2.228E 05	2.328E 05	7.05
1.191	1.721E 05	1.884E 05	2.022E 05	2.130E 05	7.42
1.195	1.894E 05	2.144E 05	2.290E 05	2.402E 05	6.94
1.199	1.907E 05	2.120E 05	2.271E 05	2.389E 05	6.99
1.203	1.994E 05	2.229E 05	2.386E 05	2.509E 05	6.76
1.207	2.122E 05	2.405E 05	2.569E 05	2.699E 05	6.45
1.211	1.941E 05	2.051E 05	2.215E 05	2.348E 05	7.04
1.215	1.998E 05	2.153E 05	2.316E 05	2.447E 05	6.74
1.220	2.066E 05	2.250E 05	2.416E 05	2.548E 05	6.57
1.230	2.113E 05	2.242E 05	2.418E 05	2.561E 05	6.70
1.233	1.614E 05	1.396E 05	1.559E 05	1.694E 05	6.34
1.237	1.781E 05	1.765E 05	1.920E 05	2.040E 05	5.17
1.241	1.743E 05	1.716E 05	1.868E 05	1.986E 05	5.15
1.244	1.670E 05	1.604E 05	1.754E 05	1.868E 05	5.32
1.248	1.663E 05	1.621E 05	1.767E 05	1.876E 05	5.25
1.252	1.542E 05	1.422E 05	1.565E 05	1.672E 05	5.70
1.255	1.497E 05	1.374E 05	1.511E 05	1.613E 05	7.10
1.256	1.493E 05	1.373E 05	1.510E 05	1.610E 05	7.09
1.259	1.436E 05	1.291E 05	1.425E 05	1.523E 05	7.30
1.260	1.480E 05	1.387E 05	1.519E 05	1.614E 05	6.96
1.263	1.451E 05	1.348E 05	1.479E 05	1.573E 05	7.01
1.264	1.420E 05	1.287E 05	1.418E 05	1.513E 05	7.25
1.266	1.435E 05	1.328E 05	1.459E 05	1.551E 05	7.14
1.267	1.454E 05	1.372E 05	1.501E 05	1.592E 05	6.92
1.270	1.333E 05	1.170E 05	1.296E 05	1.385E 05	7.76
1.282	1.122E 05	9.244E 04	1.033E 05	1.103E 05	8.12
1.285	1.131E 05	9.632E 04	1.070E 05	1.138E 05	7.91
1.289	1.212E 05	1.103E 05	1.212E 05	1.282E 05	7.11
1.292	1.225E 05	1.122E 05	1.234E 05	1.305E 05	7.09
1.296	1.213E 05	1.098E 05	1.210E 05	1.283E 05	7.08
1.299	1.090E 05	8.892E 04	9.982E 04	1.069E 05	8.25
1.303	1.155E 05	1.025E 05	1.133E 05	1.200E 05	7.39
1.306	1.186E 05	1.084E 05	1.193E 05	1.260E 05	6.95
1.310	9.812E 04	7.338E 04	8.379E 04	9.040E 04	9.39

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.313	1.029E 05	8.408E 04	9.433E 04	1.005E 05	8.34
1.317	9.067E 04	6.674E 04	7.629E 04	8.184E 04	9.96
1.327	8.487E 04	6.588E 04	7.448E 04	7.882E 04	8.75
1.331	1.043E 05	9.854E 04	1.078E 05	1.126E 05	6.34
1.334	9.546E 04	8.126E 04	9.064E 04	9.584E 04	7.29
1.337	9.187E 04	7.458E 04	8.400E 04	8.923E 04	7.77
1.340	9.615E 04	8.249E 04	9.195E 04	9.709E 04	7.18
1.344	1.004E 05	8.950E 04	9.915E 04	1.044E 05	6.72
1.347	9.090E 04	7.304E 04	8.250E 04	8.778E 04	7.91
1.350	9.529E 04	8.073E 04	9.030E 04	9.553E 04	7.18
1.353	8.829E 04	6.915E 04	7.855E 04	8.366E 04	8.12
1.356	8.810E 04	7.082E 04	7.998E 04	8.481E 04	7.91
1.360	9.215E 04	7.774E 04	8.706E 04	9.194E 04	7.39
1.370	9.155E 04	7.465E 04	8.435E 04	8.957E 04	13.03
1.373	8.480E 04	6.497E 04	7.425E 04	7.914E 04	14.34
1.376	7.453E 04	5.051E 04	5.916E 04	6.348E 04	17.24
1.379	9.385E 04	8.497E 04	9.402E 04	9.833E 04	11.54
1.382	9.521E 04	8.382E 04	9.344E 04	9.838E 04	11.75
1.385	1.054E 05	1.001E 05	1.101E 05	1.154E 05	10.43
1.388	1.023E 05	9.202E 04	1.024E 05	1.081E 05	11.10
1.391	8.518E 04	6.343E 04	7.319E 04	7.850E 04	14.58
1.394	1.137E 05	1.142E 05	1.244E 05	1.297E 05	9.53
1.397	8.185E 04	5.462E 04	6.481E 04	7.059E 04	16.62
1.400	7.890E 04	5.466E 04	6.405E 04	6.882E 04	16.18
1.409	8.421E 04	6.971E 04	7.873E 04	8.281E 04	13.24
1.412	9.371E 04	8.295E 04	9.269E 04	9.735E 04	11.78
1.415	8.625E 04	6.871E 04	7.841E 04	8.318E 04	13.57
1.417	1.081E 05	1.064E 05	1.166E 05	1.216E 05	9.98
1.420	1.059E 05	9.975E 04	1.103E 05	1.158E 05	10.46
1.423	1.082E 05	9.922E 04	1.104E 05	1.166E 05	10.61
1.426	7.626E 04	4.579E 04	5.594E 04	6.137E 04	19.25
1.428	9.784E 04	8.712E 04	9.726E 04	1.021E 05	11.38
1.431	9.577E 04	8.167E 04	9.207E 04	9.731E 04	11.98
1.434	8.677E 04	6.834E 04	7.822E 04	8.308E 04	13.55
1.437	1.055E 05	9.913E 04	1.097E 05	1.150E 05	10.41
1.446	1.088E 05	9.952E 04	1.108E 05	1.169E 05	10.79
1.448	1.194E 05	1.159E 05	1.278E 05	1.341E 05	9.78
1.451	1.109E 05	9.830E 04	1.103E 05	1.170E 05	11.00
1.453	1.196E 05	1.122E 05	1.246E 05	1.313E 05	10.06
1.456	1.085E 05	9.242E 04	1.045E 05	1.112E 05	11.53
1.459	1.260E 05	1.230E 05	1.355E 05	1.422E 05	9.46
1.461	1.185E 05	1.085E 05	1.210E 05	1.279E 05	10.31
1.464	1.155E 05	1.017E 05	1.144E 05	1.213E 05	10.81
1.466	1.117E 05	9.562E 04	1.081E 05	1.148E 05	11.28
1.469	1.238E 05	1.166E 05	1.293E 05	1.360E 05	9.81
1.471	1.128E 05	9.834E 04	1.107E 05	1.173E 05	11.00
1.480	1.314E 05	1.275E 05	1.407E 05	1.477E 05	9.48
1.482	1.330E 05	1.273E 05	1.409E 05	1.485E 05	9.53
1.485	1.169E 05	9.929E 04	1.125E 05	1.198E 05	11.32
1.487	1.361E 05	1.310E 05	1.449E 05	1.524E 05	9.37
1.489	1.247E 05	1.114E 05	1.250E 05	1.324E 05	10.44
1.492	1.253E 05	1.124E 05	1.259E 05	1.333E 05	10.37
1.494	1.379E 05	1.324E 05	1.465E 05	1.542E 05	9.31
1.497	1.614E 05	1.704E 05	1.853E 05	1.936E 05	8.02
1.499	1.199E 05	9.599E 04	1.104E 05	1.187E 05	11.84
1.501	1.351E 05	1.214E 05	1.363E 05	1.445E 05	9.98

W	SIGMAO	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.504	1.366E 05	1.269E 05	1.413E 05	1.490E 05	9.62
1.512	1.370E 05	1.217E 05	1.369E 05	1.453E 05	10.81
1.514	1.260E 05	1.064E 05	1.208E 05	1.284E 05	11.80
1.516	1.343E 05	1.217E 05	1.362E 05	1.438E 05	10.68
1.518	1.491E 05	1.447E 05	1.599E 05	1.680E 05	9.55
1.521	1.252E 05	1.003E 05	1.154E 05	1.236E 05	12.46
1.523	1.346E 05	1.181E 05	1.331E 05	1.411E 05	10.99
1.525	1.354E 05	1.234E 05	1.379E 05	1.453E 05	10.55
1.527	1.352E 05	1.213E 05	1.361E 05	1.438E 05	10.71
1.530	1.307E 05	1.133E 05	1.286E 05	1.362E 05	11.24
1.532	1.464E 05	1.362E 05	1.519E 05	1.602E 05	9.97
1.534	1.450E 05	1.321E 05	1.476E 05	1.560E 05	10.21

EINFALLENDE ENERGIE=6.008 GEV , STREUWINKEL=10.20 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.091	3.852E 04	9.855E 03	1.072E 04	1.074E 04	37.95
1.104	4.484E 04	2.737E 04	2.830E 04	2.855E 04	14.48
1.116	3.938E 04	2.216E 04	2.328E 04	2.387E 04	15.85
1.128	4.627E 04	3.734E 04	3.863E 04	3.948E 04	10.26
1.140	5.365E 04	5.211E 04	5.362E 04	5.480E 04	8.08
1.152	5.932E 04	6.213E 04	6.402E 04	6.572E 04	7.14
1.164	6.300E 04	6.813E 04	7.039E 04	7.258E 04	6.64
1.176	7.311E 04	8.507E 04	8.766E 04	9.027E 04	5.95
1.187	9.715E 04	1.244E 05	1.275E 05	1.308E 05	5.25
1.199	1.055E 05	1.343E 05	1.382E 05	1.425E 05	5.02
1.212	1.222E 05	1.576E 05	1.624E 05	1.678E 05	4.04
1.224	1.393E 05	1.810E 05	1.867E 05	1.932E 05	4.59
1.235	1.260E 05	1.533E 05	1.597E 05	1.670E 05	4.58
1.245	1.227E 05	1.456E 05	1.521E 05	1.597E 05	4.55
1.256	1.169E 05	1.354E 05	1.420E 05	1.494E 05	4.57
1.266	1.045E 05	1.147E 05	1.211E 05	1.283E 05	4.72
1.277	1.031E 05	1.139E 05	1.201E 05	1.270E 05	4.69
1.287	9.140E 04	9.535E 04	1.013E 05	1.079E 05	4.94
1.297	8.856E 04	9.237E 04	9.811E 04	1.043E 05	4.96
1.308	7.621E 04	7.333E 04	7.878E 04	8.456E 04	5.46
1.318	7.264E 04	6.998E 04	7.508E 04	8.040E 04	5.50
1.328	6.649E 04	6.211E 04	6.687E 04	7.175E 04	5.79
1.338	6.648E 04	6.429E 04	6.881E 04	7.337E 04	5.59
1.348	6.245E 04	5.928E 04	6.360E 04	6.790E 04	4.24
1.358	6.664E 04	6.772E 04	7.194E 04	7.612E 04	5.41
1.368	6.300E 04	6.212E 04	6.630E 04	7.042E 04	5.60
1.377	6.077E 04	5.878E 04	6.293E 04	6.701E 04	5.73
1.386	6.391E 04	6.517E 04	6.922E 04	7.318E 04	5.39
1.395	5.541E 04	5.105E 04	5.505E 04	5.895E 04	6.13
1.405	6.295E 04	6.506E 04	6.896E 04	7.273E 04	5.33
1.414	6.524E 04	6.906E 04	7.299E 04	7.680E 04	5.17
1.423	6.235E 04	6.340E 04	6.746E 04	7.142E 04	5.36
1.432	6.154E 04	6.200E 04	6.606E 04	7.002E 04	5.40
1.441	6.915E 04	7.565E 04	7.966E 04	8.356E 04	4.94
1.449	6.189E 04	6.221E 04	6.637E 04	7.042E 04	5.36
1.458	6.606E 04	6.923E 04	7.342E 04	7.750E 04	5.09
1.468	6.752E 04	7.209E 04	7.623E 04	8.025E 04	3.75
1.477	7.481E 04	8.349E 04	8.782E 04	9.206E 04	4.79
1.485	7.852E 04	8.855E 04	9.307E 04	9.753E 04	4.69
1.494	7.769E 04	8.570E 04	9.041E 04	9.511E 04	4.73
1.502	8.771E 04	1.015E 05	1.064E 05	1.114E 05	4.50
1.510	8.537E 04	9.559E 04	1.007E 05	1.059E 05	4.56
1.518	8.620E 04	9.596E 04	1.012E 05	1.065E 05	4.55
1.526	9.350E 04	1.069E 05	1.124E 05	1.179E 05	4.41
1.535	8.801E 04	9.645E 04	1.020E 05	1.077E 05	4.53
1.542	9.059E 04	9.988E 04	1.055E 05	1.113E 05	4.48
1.551	8.373E 04	8.752E 04	9.321E 04	9.896E 04	4.69
1.558	7.515E 04	7.330E 04	7.886E 04	8.439E 04	5.10
1.566	7.391E 04	7.252E 04	7.789E 04	8.310E 04	5.09
1.574	7.290E 04	7.259E 04	7.759E 04	8.244E 04	5.05

EINFALLENDE ENERGIE=6.001 GEV , STREUWINKEL=13.33 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.076	1.446E 04	-8.708E 02	-2.111E 02	-2.111E 02	315.19
1.091	1.356E 04	1.998E 03	2.597E 03	2.599E 03	123.70
1.106	1.923E 04	1.470E 04	1.536E 04	1.552E 04	18.79
1.121	1.708E 04	1.223E 04	1.302E 04	1.340E 04	20.15
1.135	2.310E 04	2.360E 04	2.461E 04	2.520E 04	11.96
1.150	2.535E 04	2.765E 04	2.889E 04	2.973E 04	10.43
1.164	3.689E 04	4.682E 04	4.853E 04	4.981E 04	7.73
1.178	3.784E 04	4.649E 04	4.866E 04	5.042E 04	7.55
1.192	4.470E 04	5.692E 04	5.950E 04	6.163E 04	6.78
1.205	5.924E 04	7.966E 04	8.291E 04	8.564E 04	5.92
1.219	5.555E 04	6.957E 04	7.338E 04	7.670E 04	6.03
1.232	5.435E 04	6.558E 04	6.966E 04	7.323E 04	6.05
1.247	4.987E 04	5.718E 04	6.127E 04	6.483E 04	4.78
1.261	4.017E 04	4.118E 04	4.499E 04	4.826E 04	7.48
1.274	4.111E 04	4.437E 04	4.797E 04	5.095E 04	7.02
1.286	3.580E 04	3.616E 04	3.955F 04	4.232E 04	7.74
1.298	3.702E 04	3.925E 04	4.256E 04	4.518E 04	7.25
1.310	3.346E 04	3.375E 04	3.694E 04	3.944E 04	7.79
1.322	3.393E 04	3.527E 04	3.841F 04	4.081E 04	7.47
1.334	3.346E 04	3.492E 04	3.803E 04	4.036E 04	7.41
1.346	3.350E 04	3.518E 04	3.829E 04	4.060E 04	7.30
1.358	3.475E 04	3.747E 04	4.063E 04	4.295E 04	6.98
1.369	3.421E 04	3.637E 04	3.959E 04	4.193E 04	7.04
1.381	3.298E 04	3.424E 04	3.745E 04	3.978E 04	7.22
1.392	3.196F 04	3.275E 04	3.593E 04	3.820E 04	7.34
1.405	3.239E 04	3.382E 04	3.698E 04	3.920E 04	5.23
1.417	3.301E 04	3.492E 04	3.811E 04	4.033E 04	7.11
1.428	3.503E 04	3.819E 04	4.149E 04	4.376E 04	6.74
1.438	3.398E 04	3.604E 04	3.938E 04	4.170E 04	6.93
1.449	4.016E 04	4.643E 04	4.995E 04	5.237E 04	6.09
1.459	4.137E 04	4.734E 04	5.108E 04	5.370E 04	6.03
1.469	4.006E 04	4.414E 04	4.801E 04	5.075E 04	6.21
1.480	4.899E 04	5.894E 04	6.306E 04	6.595E 04	5.49
1.490	5.307E 04	6.388E 04	6.842E 04	7.168E 04	5.32
1.500	4.597E 04	4.962E 04	5.435E 04	5.780E 04	5.90
1.510	5.015E 04	5.677E 04	6.157E 04	6.497E 04	5.53
1.520	4.889E 04	5.458E 04	5.935E 04	6.270E 04	5.60
1.530	4.643E 04	4.897E 04	5.393E 04	5.742E 04	5.91
1.540	4.599E 04	4.865E 04	5.364E 04	5.692E 04	5.89

EINFALLENDE ENERGIE=5.989 GEV , STREUWINKEL=17.10 GRAD

W	SIGMA0	SIGMA1	SIGMA2	SIGMA3	DSIG(%)
1.102	9.999E 03	8.020E 03	8.409E 03	8.521E 03	25.20
1.119	9.457E 03	6.066E 03	6.526E 03	6.779E 03	28.84
1.136	8.649E 03	7.176E 03	7.674E 03	7.987E 03	23.58
1.154	8.760E 03	8.055E 03	8.575E 03	8.918E 03	15.13
1.170	1.381E 04	1.696E 04	1.767E 04	1.818E 04	9.10
1.186	1.518E 04	1.857E 04	1.950E 04	2.024E 04	8.41
1.202	1.994E 04	2.603E 04	2.724E 04	2.823E 04	7.02
1.218	2.378E 04	3.124E 04	3.279E 04	3.411E 04	6.36
1.233	2.286E 04	2.816E 04	2.992E 04	3.147E 04	6.45
1.249	2.221E 04	2.540E 04	2.824E 04	2.985E 04	6.49
1.264	1.807E 04	1.925E 04	2.098E 04	2.248E 04	7.47
1.279	2.089E 04	2.458E 04	2.632E 04	2.777E 04	6.45
1.294	1.635E 04	1.637E 04	1.807E 04	1.951E 04	7.90
1.298	1.542E 04	1.484E 04	1.651E 04	1.791E 04	12.06
1.308	1.505E 04	1.511E 04	1.663E 04	1.785E 04	11.59
1.312	1.780E 04	2.049E 04	2.198E 04	2.313E 04	9.49
1.324	1.450E 04	1.456E 04	1.604E 04	1.720E 04	11.58
1.338	1.679E 04	1.876E 04	2.029E 04	2.145E 04	9.71
1.352	1.366E 04	1.348E 04	1.493E 04	1.603E 04	11.76
1.367	1.899E 04	2.288E 04	2.446E 04	2.561E 04	8.43
1.380	1.708E 04	1.886E 04	2.052E 04	2.177E 04	9.34
1.393	2.032E 04	2.416E 04	2.594E 04	2.729E 04	8.08
1.406	1.997E 04	2.288E 04	2.477E 04	2.621E 04	8.28
1.419	1.660E 04	1.673E 04	1.859E 04	2.000E 04	9.93
1.432	1.752E 04	1.882E 04	2.062E 04	2.192E 04	9.06
1.445	1.757E 04	1.901E 04	2.081E 04	2.210E 04	8.90
1.458	1.748E 04	1.877E 04	2.060E 04	2.189E 04	8.90
1.472	1.826E 04	2.007E 04	2.193E 04	2.323E 04	6.21
1.485	2.234E 04	2.682E 04	2.885E 04	3.026E 04	7.45
1.497	2.665E 04	3.316E 04	3.547E 04	3.714E 04	6.75
1.508	2.689E 04	3.196E 04	3.454E 04	3.645E 04	6.86
1.520	2.607E 04	2.976E 04	3.242E 04	3.439E 04	7.09
1.531	2.502E 04	2.757E 04	3.027E 04	3.222E 04	7.36
1.543	2.647E 04	3.015E 04	3.288E 04	3.479E 04	6.97
1.554	2.712E 04	3.067E 04	3.351E 04	3.551E 04	6.90
1.565	2.398E 04	2.477E 04	2.762E 04	2.960E 04	7.77
1.576	2.329E 04	2.409E 04	2.683E 04	2.867E 04	7.81
1.587	2.361E 04	2.495E 04	2.768E 04	2.945E 04	7.58
1.598	2.199E 04	2.208E 04	2.479E 04	2.653E 04	8.14
1.609	2.532E 04	2.799E 04	3.081E 04	3.255E 04	7.03
1.620	2.230E 04	2.243E 04	2.520E 04	2.698E 04	8.00