

Interner Bericht  
DESY F23-80/01  
Januar 1980

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	4. OKT. 1980	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

ELEKTRON-KERN-STREUEXPERIMENTE IM GEV-BEREICH

von

Ulrich B. Glawe

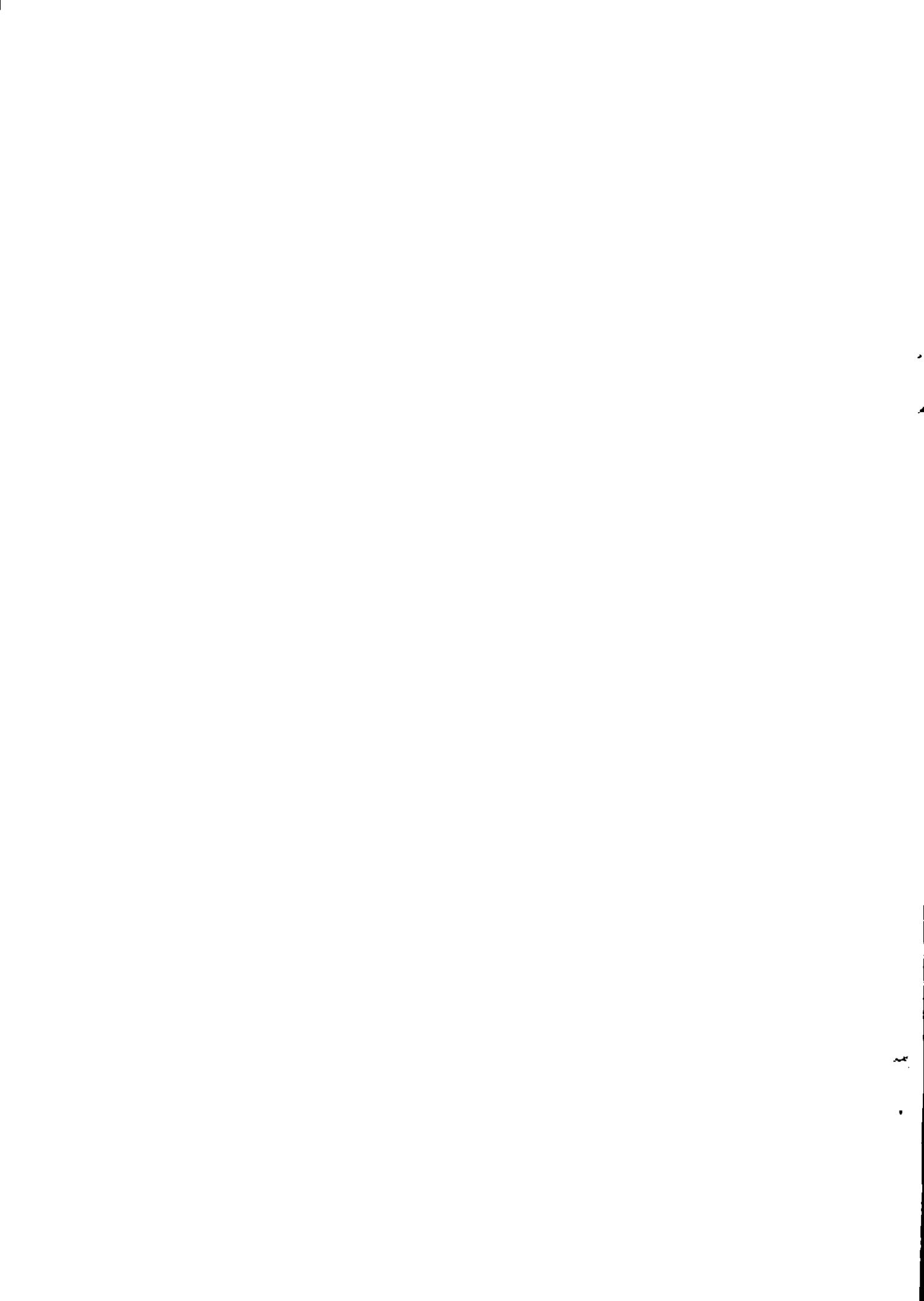
"DIE VERANTWORTUNG FOR DEN INHALT  
DIESES INTERNEN BERICHTEES LIEGT  
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."

Interner Bericht  
DESY F23-80/01  
Januar 1980

ELEKTRON-KERN-STREUEXPERIMENTE IM GEV-BEREICH

von

Ulrich B. Glawe



# Elektron-Kern-Streuexperimente im GeV-Bereich

von

Ulrich B. Glawe

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes, das in Zusammenarbeit von Angehörigen der Universitäten Hamburg, Freiburg und Lund und des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY ausgeführt wurde. An dem Experiment waren Frau G. Mecklenbrauck und die Herren J. Franz, P. Grosse-Wiesmann, G. Guzielski, G. Huber, B. Johnsson, G. G. Jonsson, W. Mecklenbrauck, R. Petersson, E. Rössle, H. Sindt und U. Strohhusch beteiligt.

Inhaltsverzeichnis	Seite
1 Einleitung und Motivation dieser Arbeit	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Elektronenstreuung an freien Nukleonen	6
2.2 Streuung an in Kernen gebundenen Nukleonen	9
2.2.1 Modellannahmen	10
2.2.2 Die Strukturfunktionen von Kernen	12
2.2.2.1 Quasielastische Streuung	14
2.2.2.2 Inelastische Streuung	16
2.3 Impulsverteilungen der gebundenen Nukleonen im Kern	19
2.4 Skalverhalten und Dualitätshypothese	19
3 Experimentelle Daten	
3.1 Experimenteller Messaufbau	28
3.1.1 Spektrometer I	28
3.1.2 Spektrometer II	30
3.2 Datenreduktion und Korrekturen	32
4 Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse	38
4.1 Ergebnisse der numerischen Faltung der Struktur- funktionen	38
4.2 Vergleich zwischen den experimentellen Spektren und den berechneten Wirkungsquerschnitten	43
4.2.1 Analyse der Messungen dieser Arbeit	47
4.2.2 Messungen anderer Autoren	51
4.2.3 Die Anpassungsparameter	55
4.2.4 Zusammenfassung der Anpassungsergebnisse	59
4.3 Überprüfung der Dualitätshypothese für komplexe Kerne	60
5 Zusammenfassung	63

(Fortsetzung)

Einleitung und Motivation dieser Arbeit

Annang	Seite
A Kinematische Grossen und Koordinatensysteme	64
B Impulsverteilung der Nukleonen im Kern	66
C Interpolation der Strukturfunktionen der freien Nukleonen	70
D Das Programmsystem	77
D.1 Quasielastische Kern-Strukturfunktionen	77
D.2 Inelastische Kern-Strukturfunktionen	81
D.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektron-Kernstreuung	87
D.4 Strahlungskorrekturen	89
D.5 Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitten	92
D.6 Anwendungsbereich, Grenzen und Fehler des Programmsystems	94
E Tabellen der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte	97
Literaturverzeichnis	123
Verzeichnis der Tabellen	131
Verzeichnis der Abbildungen	132
Danksagung	136

Die Streuung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen an komplexen Strukturen wird seit langem zur Untersuchung ihres inneren Aufbaus benutzt. [HAN63, DRE64, JOG66]. Besonders die Streuung von Elektronen hat sich als hervorragendes Mittel erwiesen, Information über den inneren Aufbau hadronischer Strukturen zu gewinnen. Im weiten Energiebereich zwischen niederenergetischer Elektronenbeugung (einige eV) und  $e^+e^-$ -Annihilation (einige GeV) in Speicherringexperimenten hat sich gezeigt, dass der elektromagnetische Anteil der Elektron-Hadron Wechselwirkung durch die Aussagen der Quantenelektrodynamik mit grosser Genauigkeit beschrieben wird. Dadurch ist es bei der Untersuchung von Elektronstreuung an Hadronen möglich, die Eigenschaften des untersuchten hadronischen Objektes sauber von den elektromagnetischen Eigenschaften der gestreuten Elektronen zu trennen und gesondert zu untersuchen.

Die Struktur von freien Protonen und von im Deuteron gebundenen Neutronen ist in den letzten Jahren auf diese Weise sehr intensiv untersucht worden. Diese Untersuchungen haben zu vielen neuen Vorstellungen über den Aufbau der Materie geführt. So führte z.B. die Grösse der Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronstreuung, bei der nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird, im tiefinelastischen Bereich ( $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  und  $W > 2.0 \text{ GeV}$ ) zu der Vorstellung, dass die Nukleonen aus strukturlosen Partonen bestehen und dass die tiefinelastische Streuung sich als quasifreie Streuung an diesen punktförmigen Konstituenten beschreiben lässt.

Untersuchungen der inklusiven Elektron Nukleonstreuung im kinematischen Bereich der elastischen Nukleonstreuung und der Anregung von Nukleonenresonanzen lieferten Information über die elektrische und magnetische Raum-Zeitstruktur der Nukleonen. Diese 'inklusive' Information wird in Form von zwei Strukturfunktionen zusammengefasst.

Mit dem heute vorhandenen detaillierten Verständnis der

Nukleonenstruktur kann der Frage nachgegangen werden, ob und in welchem Masse diese Struktur beeinflusst wird, wenn die Nukleonen in Kernen eingebaut sind. Ein solcher Einfluss auf den Streuprozess wurde aus theoretischer Sicht von verschiedenen Autoren [AHR72, DIL75, GRE76] diskutiert. Ein unerwarteter experimenteller Befund für eine Beeinflussung der Nukleonenstruktur durch umgebende Kernmaterie wurde von Titov et al. [TIT72] und Heimlich et al. [HEI74] geliefert, die bei der Analyse ihrer Elektronstreudaten an Lithium und Kohlenstoff eine erhebliche Unterdrückung für die Produktion der ersten Nukleonenresonanz im Vergleich zur freien Produktion fanden. (ca. 35 % für  ${}^6\text{Li}$  und ca. 45 % für  ${}^{12}\text{C}$ ). Für diese Unterdrückung gibt es im betrachteten kinematischen Bereich keine theoretische Erklärung. Aufgrund der sehr kleinen Raum-Zeitstruktur der Wechselwirkung liegt die Vermutung nahe, dass bei der Elektronenstreuung an gebundenen Nukleonen nur kinematische Effekte eine Rolle spielen, die hadronische Struktur des Nukleons hingegen unverändert bleibt. Eine Bestätigung dieser oben erwähnten Analyse wäre eine wichtige Information über die Struktur von Nukleonen in Kernmaterie.

Eine Klärung dieser Frage ist auch für die Analyse tiefinelastischer Elektron-Kernstreuung von grossem Interesse: Komplexe Kerne haben sich bei hohen Photonenergien als wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung der Struktur von reellen und virtuellen Photonen erwiesen [KRA78]. Es interessiert dabei die Frage nach einer hadronischen Komponente des Photons, d.h. die Möglichkeit des Photons, an Vektormesonen zu koppeln. Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Photonen durch komplexe Kerne ist für reelle Photonen geringer als die Summe der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Nukleonen des Kerns, da die mittlere freie Weglänge eines Photons, das als Vektormeson propagiert, in Kernmaterie von der Grössenordnung der Nukleonen im Kern ist, und sich deshalb die Kernnukleonen gegenseitig abschatten (shadowing). Die Frage, ob eine solche Abschattung auch für virtuelle Photonen auftritt, wird durch tiefinelastische Elektron-Kernstreuung untersucht. Die Analyse

solcher shadowing-Experimente ist sehr abhängig von der korrekten Behandlung der Bremsstrahlungseffekte. Da der Strahlungsschwanz der resonanten Kernstreuung bis in den kinematischen Bereich der shadowing-Experimente reicht, ist seine absolute Grösse und somit die Frage nach einer Unterdrückung des Wirkungsquerschnittes für die Resonanzanregung durch Elektronen von fundamentaler Bedeutung für die Analyse dieser Experimente.

Aus diesen Gründen wird in dieser Arbeit ein Programmsystem entwickelt, das den Wirkungsquerschnitt für inkohärente Streuprozesse von Elektronen an gebundenen Nukleonen in Stossnäherung (d.h. bei Reaktion mit nur einem Nukleon) berechnet. Die Aussagekraft der Analyse von hochenergetischen Elektronstreuexperimenten hängt wesentlich von der korrekten Behandlung der Einflüsse der Fermibewegung auf den Streuprozess ab. Deshalb wird besonderer Wert auf relativistisch invariante Behandlung der kinematischen Grössen, die den Streuvorgang bestimmen, gelegt.

Ausgehend vom Formalismus für die Streuung an freien Nukleonen (Kapitel 2.1) werden in Kapitel 2.2 die theoretischen Grundlagen für die Streuung an in Kernen gebundenen Nukleonen entwickelt, die auf der Methode von Atwood und West [ATW73] (zur Extraktion von freien Neutronquerschnitten aus Deuteronstreuexperimenten) basieren, und auf den Fall von leichten bis mittelschweren Kernen generalisiert werden. In Abschnitt 3 werden Messapparatur und Datenauswertung beschrieben. In Kapitel 4 schliesslich werden diese und andere experimentelle Daten mit den berechneten Wirkungsquerschnitten dieser Arbeit verglichen und die Ergebnisse diskutiert. Das gesamte Programmsystem zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte an komplexen Kernen (in Stossnäherung) ist im Anhang ausführlich beschrieben.

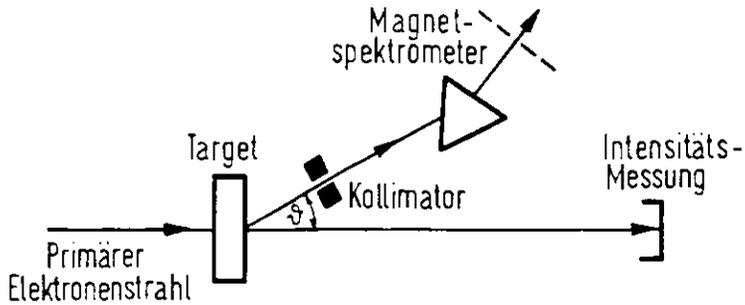
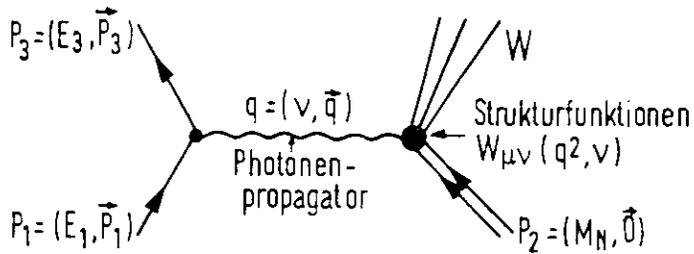


Abb.2.1: Prinzipbild der inklusiven Elektron-Kernstreuung



Gebäuchliche Lorentzinvarianten:

$$Q^2 = 4 E_1 E_3 \sin^2 \theta / 2, \quad Q^2 = -q^2$$

$$\nu = q \cdot p / M_N = E_1 - E_3 \quad (\text{für ruhendes Target})$$

$$W^2 = (q + p_2)^2 = M_N^2 + 2 M_N \nu - Q^2$$

Abb.2.2 Feynman-Graph für die inklusive Elektron-Nukleonstreuung. Gebäuchliche Lorentzinvarianten.

## 2. Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit werden Experimente untersucht, die man unter dem Begriff "inklusive Elektronen-Streuexperimente" zusammenfasst, d.h. Experimente, bei denen Elektronen einer festen Energie an einem Target gestreut und die Impulse der gestreuten Elektronen unter einem definierten Winkel analysiert werden (Abb.2.1). Der Zustand des Hadronensystems nach der Wechselwirkung wird nicht im einzelnen untersucht

$$e + A \rightarrow e' + \text{Hadronen} \quad (2.1)$$

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Beziehungen zwischen den Größen, die die Wechselwirkung bestimmen, vorgestellt. Die Wechselwirkung wird in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Anteil zerlegt. Die "inklusive" Information über das Hadronensystem wird dabei durch Formfaktoren bzw. Strukturfunktionen beschrieben, die nur von relativistisch invarianten kinematischen Größen abhängen.

Die Reaktion (2.1) wird durch den Austausch eines virtuellen Photons (Abb.2.2) beschrieben, dessen Wellenlänge durch Primärenergie, Streuenergie und Streuwinkel des Elektrons festgelegt ist.

Die Streuung von Elektronen an komplexen Kernen findet bei hohen Impulsüberträgen aufgrund der kleinen Wellenlänge und des damit verbundenen engen Wechselwirkungsbereiches des Photons fast ausschliesslich an den einzelnen Konstituenten des Kernes statt. Um die Unterschiede in der Beschreibung von Elektronen-Streuexperimenten an freien und gebundenen Nukleonen darzulegen, wird zunächst die Streuung an freien Nukleonen behandelt (Abschn.2.1), und die Erweiterung auf den Fall von gebundenen Nukleonen wird im Abschnitt 2.2 dargestellt. Die Definition der verwendeten kinematischen Größen und Koordinatensysteme ist in Anhang A zusammengefasst.

2.1 Elektronenstreuung an freien Nucleonen

Benutzt man zur Beschreibung der Elektron-Streuung die Ein-Photon-Austauschnäherung, deren Gültigkeit durch e+e- Vergleichsmessungen bestimmt wurde [HAR76], so lässt sich die Streuamplitude S für den betrachteten Prozess nach den Feynmanregeln konstruieren (Abb. 2.2):

S ~ < p\_3 | J^e | p\_1 > 1/Q^2 < p\_4 | J^h | p\_2 > (2.2)

p\_1 und p\_3 sind die Vierervektoren des ein- bzw. auslaufenden Elektrons, p\_2 und p\_4 die des Hadrons. J^e beschreibt den Elektronenstrom, J^h den Hadronenstrom und 1/Q^2 das ausgetauschte Photon (Photonenpropagator). J^e und 1/Q^2 werden durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Zur Darstellung von J^h gibt es keine vergleichbare allgemeingültige Theorie. Ziel der Elektron-Hadron-Streuung ist es gerade, den Hadronen-Strom experimentell zu vermessen. An die Form von J^h können jedoch allgemeine Invarianzbedingungen gestellt werden, die es ermöglichen, experimentelle Information geeignet auszudrücken.

Zur Beschreibung des Hadronenstromes führt man dementsprechend folgenden Tensor ein:

W\_{\mu\nu} = 1/2 \sum\_{p\_4} < p\_2 | J\_{\mu}^h | p\_4 > < p\_4 | J\_{\nu}^h | p\_2 > \delta(p\_4 - p\_2 - q) (2.3)

Dabei wird über die Anfangs-Spinzustände gemittelt und über die Endzustände summiert

Fordert man weiterhin Eichinvarianz, Stromerhaltung, Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz, so kann man W\_{\mu\nu} auf folgende Form einschränken [DRE74, BJO66]:

W\_{\mu\nu} = -W\_1(Q^2, U) [g\_{\mu\nu} - q\_{\mu}q\_{\nu}/Q^2] + W\_2(Q^2, U) (p\_2 - p\_2^{\perp}/Q^2)\_{\mu} (p\_2 - p\_2^{\perp}/Q^2)\_{\nu} (2.4)

Der Hadronenstrom kann damit durch zwei skalare Grössen W\_1 und W\_2 beschrieben werden, die lediglich von lorentzinvarianten kinematischen Grössen abhängen

Für den Leptonenstrom kann man bei Mittelung über die Anfangszustände und Summierung über die Endzustände aus der Quantenelektrodynamik einen entsprechenden Tensor herleiten [ROY75]:

L\_{\mu\nu} = g\_{\mu\nu} q^2 - q\_{\mu}q\_{\nu} + (p\_1 + p\_3)\_{\mu} (p\_1 + p\_3)\_{\nu} (2.5)

Der gesuchte zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitt hat damit folgende Form:

d^2\sigma / (d\Omega dE) = (\alpha^4 E\_3 / q^4 E\_1) L\_{\mu\nu} W\_{\mu\nu} = (\alpha^4 E\_3 / q^4 E\_1) { 2W\_1(p\_1, p\_3) + W\_2 / M^2 [ 2(p\_1 \cdot p\_2) (p\_2 \cdot p\_3) - p\_2^2 (p\_1 \cdot p\_3) ] }

Wählt man die x-z-Ebene als Streuebene und kontrahiert Leptonen- und Hadronen-Tensor, so erhält man im Laborsystem mit p\_2 = 0 und Q = \sqrt{s}(\beta\_1, \beta\_3):

d^2\sigma / (d\Omega dE) = \sigma\_{Mott} ( W\_2 + 2 \tan^2(\theta/2) W\_1 ) (2.7)

mit

\sigma\_{Mott} = (\alpha^2 \cos^2(\theta/2)) / (4 E\_1^2 \sin^4(\theta/2)) (2.8)

Diese Darstellung betont die Ähnlichkeit zwischen elastischer und inelastischer Streuung und lässt deutlich den quantenelektrodynamischen und den hadronischen Anteil am zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt erkennen  $\sigma_{h,\nu} \cdot (1+2tg^2(0/2))$  beschreibt die Streuung von Elektronen an einer Punktladung mit Spin 1/2, während die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  die gesamte Information über die elektrische und magnetische Raum-Zeit-Struktur des Hadrons enthalten.

Eine andere Darstellungsform des Wirkungsquerschnitts [ HANE3 ] betont die Analogie zur Photoproduktion:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \int_t (\sigma_L + \epsilon \sigma_T) \quad (2.8)$$

$\int_t$  ist der Fluss der transversal polarisierten Photonen

$\epsilon$  beschreibt den Grad der transversalen Polarisation des virtuellen Photons

$\sigma_L$  und  $\sigma_T$  sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Absorption von transversal bzw. longitudinal polarisierten Photonen durch das Target

Der Zusammenhang zwischen den Darstellungsarten (2.7) und (2.8) ist gegeben durch die Beziehungen zwischen den Wirkungsquerschnitten und den Strukturfunktionen in den Formeln C.2 und C.3 in Anhang C

## 2.2 Streuung an in Kernen gebundenen Nukleonen

Aus Formel 2.7 für den Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an freien Nukleonen ist ersichtlich, dass die gesamte Information über den Hadronenvertex in Abb 2.2 in den Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  enthalten ist. Findet die Streuung nicht an freien, an in Kernen gebundenen Nukleonen statt, so wird davon nur der Hadronenvertex beeinflusst. Somit gilt Formel 2.7 auch für die Elektronstreuung an Kernen, wobei  $W_1$  und  $W_2$  nun die Strukturfunktionen des Kerns sind. Betrachtet man nur Streuprozesse, bei denen die Elektronen an den im Kern gebundenen einzelnen Nukleonen gestreut werden (d.h. eine Streuung am Gesamtkern findet nicht statt), so sind die Strukturfunktionen des Kerns bestimmt durch die der einzelnen Nukleonen.

Der wesentliche Unterschied zwischen den gebundenen und freien Nukleonen besteht darin, dass die in Kernen gebundenen Nukleonen dadurch, dass sie sich im Kernpotential befinden, eine "offshell"-Masse haben und einen Fermi-Impuls besitzen. Der Fermi-Impuls kann gegen den Impuls des virtuellen Photons nicht vernachlässigt werden. Der Fehler durch nichtrelativistische Behandlung der Nukleonen beträgt für Nukleonen mit Impuls  $\beta = 0.9$  GeV ca.  $5-10\%$  [ MOU62 ]. Die veränderte Kinematik wird relativistisch beschrieben, da die Impulse des Photons und der gebundenen Nukleonen dieselbe Größenordnung haben.

Bei der Beschreibung der Streuung von Elektronen an gebundenen Nukleonen sind daher die folgenden Einflüsse des Fermi-Impulses auf den Streuprozess zu berücksichtigen:

- a- Die Nukleonen sind virtuell, d.h. Energie- und Impulssatz sind nicht gleichzeitig erfüllt
- b- Aufgrund des Fermi-Impulses der Nukleonen findet die Streuung an einem bewegten System statt

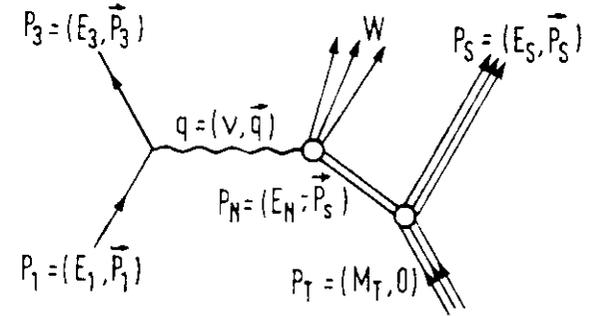
- c- Der von den Nukleonen gesehene Fluss von virtuellen Photonen ist von ihrem Bewegungszustand abhängig (D. h. es tritt eine Art relativistischer Dopplereffekt auf.)
- d- Bei einem festen Energieübertrag des Elektrons auf das Hadronensystem können, je nach der Bewegung des Nukleons, unterschiedliche invariante Massen produziert werden.

2.2.1 Modellannahmen

Zur Beschreibung der Kernstrukturfunktionen werden folgende Minimalannahmen gemacht:

- a- Die Ein-Photon-Austausch-Näherung gilt auch für die Elektron-Streuung an komplexen Kernen
- b- Das virtuelle Photon reagiert nur mit einem der Nukleonen und die restlichen (Zuschauer) werden von der Wechselwirkung nicht berührt. Diese Annahme heisst im folgenden Stossnäherung.
- c- Schalenmodell-Wellenfunktionen sind eine hinreichende Beschreibung der Impulsverteilung der gebundenen Nukleonen auch für den hier betrachteten relativistischen Prozess
- d- Die Strukturfunktionen sind identisch für freie und gebundene Nukleonen

Annahme -a- ist durch die Ergebnisse von  $e^+e^-$ -Vergleichsmessungen [HAR78] gerechtfertigt, die zeigten, dass der Ein-Photon-Austausch eine gute Näherung auch für mittelschwere Kerne ist. Für Annahme -b- spricht, dass die Wellenlänge der Photonen klein ist gegen den mittleren Abstand der Nukleonen im Kern, und dass die mittlere



Bedeutung der Indizes:

- T Targetkern
- S zuschauender Restkern (Spektator)
- N gestossenes Nukleon

Grössen im Ruhesystem des gestossenen Nukleons werden mit einer Strich indiziert (z.B.  $\vec{v}$ )

Grössen im Schwerpunktsystem der auslaufenden Nukleonen mit einer Stern (z.B.  $\vec{p}_T^*$ )

Es werden folgende lorentzinvariante Grössen benutzt:

- $\nu = q \cdot p = M_N(E_1 - E_3)$
- $W = (p_1 + q) = (M_N^2 + 2M_N \nu - q^2)$
- $q^2 = -Q^2 = (p_1 - p_3) = -4E_1 E_3 \sin^2(\theta/2)$

Ausserdem können im gestrichenen und im gesterntem System unter bestimmten Annahmen Lorentzinvariante gebildet werden

Abb. 2.3 Feynman-Graph für die Elektron-Kernstreuung in Stossnäherung und Erläuterung der kinematischen Grössen

Bindungsenergie der Nukleonen so klein ist, dass ein Einfluss der Nukleonen aufeinander vernachlässigt werden kann. Die Annahmen -b- bis -d- werden durch Vergleich der Modellrechnung dieser Arbeit mit experimentellen Messdaten getestet.

Auf der Basis dieser Annahmen werden nun die Strukturfunktionen von komplexen Kernen aus denen der freien Nukleonen mit einer Methode hergeleitet, die sich an die Arbeit von Atwood und West [ATW73, WES72] anlehnt, aber für schwerere Kerne generalisiert wurde. Die Annahmen der Stossnäherung lassen sich durch den Feynmangraphen in Abb. 2.3 darstellen: Der Targetkern spaltet sich vor der Reaktion auf in ein Stossnukleon mit einem bestimmten Fermi-Impuls und einen Zuschauer-Restkern mit dem komplementären Fermi-Impuls. Das virtuelle Photon koppelt nur an das Stossnukleon an. Eine Endzustands-Wechselwirkung wird nicht berücksichtigt.

### 2.2.2 Die Strukturfunktionen von Kernen

Der Einfluss der Fermi-Bewegung beschränkt sich, wie oben erwähnt, auf den Hadronenvertex im Feynmangraphen von Abb. 2.2. Der Leptonenvertex bleibt unberührt. Der natürliche Ausgangspunkt zur Beschreibung des Hadronenvertex der Kernstreuung ist der Strukturtensor  $W_{\mu\nu}$  des Kerns. Die Aussage der Stossnäherung lässt sich so verstehen, dass sich die Beiträge der einzelnen Kern-Konstituenten zur Wechselwirkung inkohärent (d.h. ohne Interferenzmöglichkeit) überlagern. Die inkohärente Überlagerung der Strukturfunktionen der einzelnen Nukleonen liefert:

$$W_{\mu\nu}^A = \sum_n \int d^3\vec{\beta} |\Phi(\vec{\beta})|^2 W_{\mu\nu}^{(n)}(p, q) \quad (2.11)$$

$|\Phi(\vec{\beta})|$  ist die Impulsverteilung des Stossnukleons im Kern

$\sum_n$  kennzeichnet die inkohärente Summation über alle Nukleonen

$W^{(n)}(p, q)$  ist der Strukturtensor des n-ten Nukleons, der von den Vierervektoren  $p, q$  des Nukleons bzw. virtuellen Photons abhängt

Wählt man bei der Kontraktion von Hadron-(Kern) und Leptonentensor (siehe Abschnitt 2.1) zur Darstellung des Laborsystem, also des Ruhesystem des Targets, so ergibt sich für die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$ :

$$W_1^A(Q^2, \nu) = \sum_n \int d^3\vec{\beta} |\Phi(\vec{\beta})|^2 \left\{ W_1^{(n)}(Q^2, \nu, \vec{\beta}) + \frac{E_1}{M} W_2^{(n)}(Q^2, \nu, \vec{\beta}) \right\} \quad (2.12)$$

$$W_2^A(Q^2, \nu) = \sum_n \int d^3\vec{\beta} |\Phi(\vec{\beta})|^2 \mathcal{F}(Q^2, \nu, \vec{\beta}) W_2^{(n)}(Q^2, \nu, \vec{\beta}) \quad (2.13)$$

$$\text{mit } \mathcal{F}(Q^2, \nu, \vec{\beta}) = \left( \frac{\nu'}{\nu} - \frac{p_2 Q^1}{M\nu|\vec{q}|} \right)^2 - \frac{p_2^2}{M^2} \frac{Q^1}{|\vec{q}|^2} \quad (2.14)$$

$$\nu = \frac{E_2}{M} \nu - \frac{\vec{p} \cdot \vec{q}}{M} \quad (2.15)$$

Dadurch, dass die Stossnukleonen im Target nicht ruhen, tritt eine vom Transversalimpuls  $p_2$  abhängige  $W_2^{(n)}$ -Beimischung in  $W_1^A$  und eine Impulsvektorabhängige Flusskorrektur  $\mathcal{F}$  in  $W_2^A$  auf. Auch hier bedeutet  $\sum_n$  eine geeignete Summation über alle Nukleonen.

Die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  könnten aus jedem beliebigen passenden Modell (für die räumliche Struktur der Nukleonen) genommen werden, um dieses Modell im Rahmen der Stossnäherung zu testen. Die Intention dieser Arbeit aber war es, die Stossnäherung für hochenergetische Elektron-Kern-Streuung zu überprüfen. Deshalb wurde zur Vermeidung weiterer Modellannahmen eine phänomenologische Parametrisierung der Strukturfunktionen für die freien Nukleonen gewählt. In den nachfolgenden Abschnitten wird diese Parametrisierung geschildert und diskutiert.

2.2.2.1 Quasielastische Kernstreuung

Die Strukturfunktionen, die in das Faltungintegral für die quasielastische Elektron-Kernstreuung eingehen, sind die der freien elastischen Nukleonenstreuung.

Die elastische Streuung ist dadurch ausgezeichnet, dass die Masse des Stossnukleon-Endzustandes festliegt ( $p_+^2 = M^2$  in Abb. 2.3). Deswegen kann aus dem Nukleon-Strukturtensor  $W_{\mu\nu}$  der Phasenraum des Endzustandes herausgezogen werden:

$$1/M^2 W_{\mu\nu}(Q^2, \nu) = \frac{d^3\vec{p}_+}{E_+} \delta(p_+ + q - p_+) T_{\mu\nu}(Q^2, |p_+|) \quad (2.16)$$

$$\left\{ \left\{ \frac{d^3\vec{p}_+}{E_+} \frac{d^3\vec{p}_+}{E_+} \delta(p_+ + q - p_+) \right\} \right\} = \frac{E_3}{2\pi(1+2\epsilon)M \sin^2(\theta/2)} \quad (2.17)$$

Ausführung des Phasenraumintegrals und Kontraktion mit dem Leptonentensor  $L_{\mu\nu}$  (siehe Abschnitt 2.1) führen zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \frac{(T_2 + 2 \tan^2(\theta/2) T_1)}{1 + \frac{2E_e}{M} \sin^2(\theta/2)} \quad (2.18)$$

Der Vergleich mit der bekannten Rosenbluth-formel zeigt:

$$T_1(Q^2, M) = 2M G_N^2(Q^2) \quad (2.19)$$

$$T_2(Q^2, M) = 2M \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_N^2(Q^2)}{1 + \tau} \quad (2.20)$$

mit  $\tau = Q^2/4M^2$  (2.21)

Die Strukturfunktionen für die elastische Nukleon-Streuung sind also:

$$W_1(Q^2, M) = 2M \tau G_N^2(Q^2) \delta(W^2 - M^2) \quad (2.22)$$

$$W_2(Q^2, W) = 2M \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_N^2(Q^2)}{1 + \tau} \delta(W^2 - M^2) \quad (2.23)$$

$G_E$  und  $G_N$  sind elektrischer und magnetischer Formfaktor von Proton bzw. Neutron (d.h. sie beschreiben die räumliche Ausdehnung der Nukleonen).  $W$  ist die produzierte invariante Masse, die gleich der freien Nukleonmasse sein muss:

$$W^2 = (p+q)^2 \quad (2.24)$$

Hier in Abschnitt 2.2.1 in Annahme (d) erwähnt, wird davon ausgegangen, dass eine explizite Massenabhängigkeit der Strukturfunktionen vernachlässigt werden kann. Es werden deshalb für die Strukturfunktion des gebundenen Nukleons elektrischer und magnetischer Formfaktor des freien Nukleons verwendet und zur Energie- und Impulserhaltung gefordert, dass:

$$W^2 = (p_+ + q)^2 = M^2 \quad (2.25)$$

mit  $p_+$  = Viererimpuls des gebundenen Nukleons

Die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Formfaktoren kann durch Modelle nur qualitativ erklärt werden. Die Experimente lassen sich aber mit einem empirischen Dipolfitansatz für die Formfaktoren gut beschreiben [ALB67]:

$$G_i^p(Q^2) = G_{dip}^p(Q^2) = 1/(1+Q^2/0.71)^2 \quad (2.26)$$

Der Zusammenhang zwischen den Formfaktoren für Proton (p) und Neutron (n) ist durch das experimentell gefundene Skalenverhalten gegeben [JAN66]:

$$G_E^n(Q^2) = G_N^p(Q^2)/\mu_p = G_N^n(Q^2)/\mu_n \quad (2.27)$$

Der elektrische Formfaktor des Neutrons kann durch folgenden Dipolfit beschrieben werden [GAL71]:

$$G_E^n(Q^2) = \frac{\mu_n \tau}{1 + 5/6 \tau} G_{dip}^p(Q^2) \quad (2.28)$$

$\mu_p = 2,7928$  und  $\mu_n = -1,9132$  sind die anomalen magnetischen Momente von Proton bzw. Neutron in Einheiten des Kernmagnetons. In dieser Darstellung sind die Formfaktoren auf die äusseren Eigenschaften des Nukleons ( $G^1 = G$ ) normiert:

$$G_E^p(0) = 1, \quad G_M^p(0) = \mu_p, \quad G_E^n(0) = 0, \quad G_M^n(0) = \mu_n \quad (2.29)$$

Setzt man die empirisch gefundenen Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  für elastische Elektronstreuung in die Formeln 2.22 und 2.23 ein, so lässt sich das dreifache Integral  $\int d^3\vec{p}$  wegen der  $\delta$ -Funktion und der Rotationssymmetrie um die z-Achse auf eine einfache Integration reduzieren (siehe Anhang D.1)

### 2.2.2.2 Inelastische Kern-Streuung

Für die gesamte inelastische Streuung, d.h. für resonante wie nicht-resonante <sup>Hadron</sup>-Produktion, gibt es keine mit der elastischen Beispiel vergleichbare Parametrisierung der Strukturfunktionen der freien Nukleonen. Da sich die verschiedenen Beiträge zur Resonanzproduktion in weiten Bereichen des Streuspektrums überlappen, sind die Formfaktoren bzw. Strukturfunktionen für die einzelnen Resonanzen nicht so eindeutig kinematisch getrennt wie im Fall der elastischen Streuung. Eine empirische Parametrisierung gibt es nur für den magnetischen Übergangsfaktor  $G_M^*(Q^2)$  der ersten Resonanz, der sich wie die elastischen Formfaktoren durch einen Dipolfit beschreiben lässt [KOS73]:

$$G_M^*(Q^2) = \frac{\mu^*}{(1+Q^2/m^2)} \quad (2.30)$$

$$\mu^* = 3,53 + 0,40$$

$$m^2 = 0,50 + 0,05 \text{ GeV}^2$$

Um von Modellen zur Elektroproduktion von Mesonen an Nukleonen unabhängig zu bleiben, wurden Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  der Nukleonen benutzt, die aus experimentellen Wirkungsquerschnitten

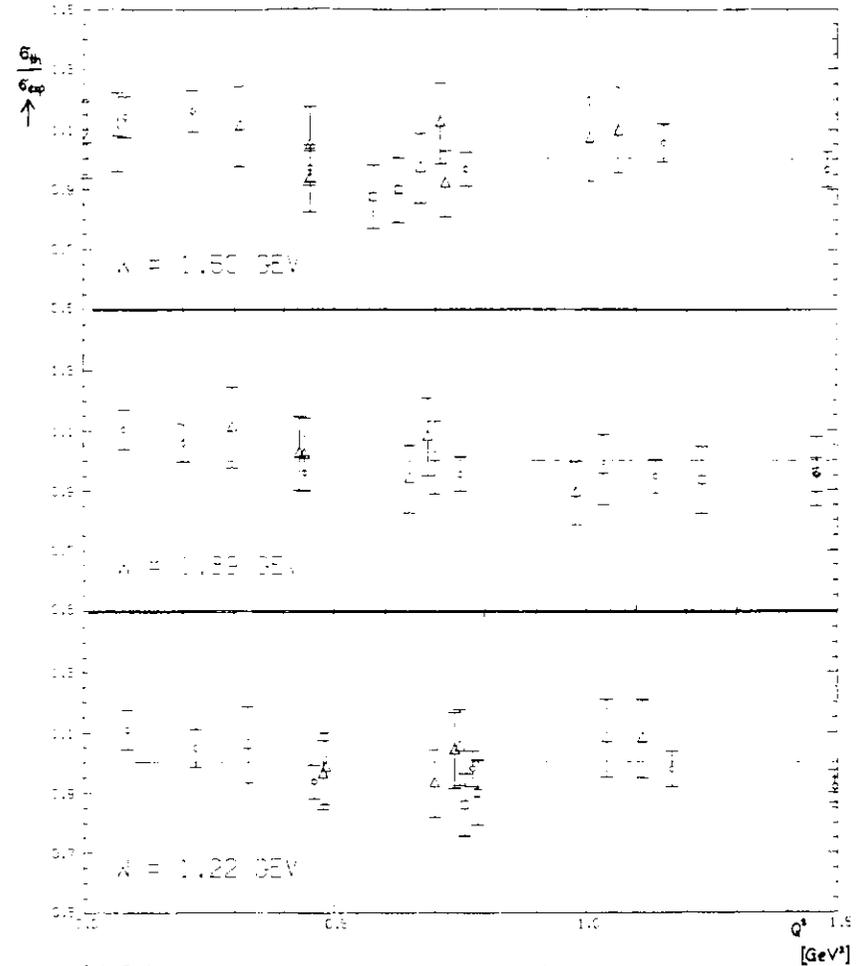


Abb. 2.4 Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Elektron-Protonstreuung aus Experimenten und aus der Interpretation der Strukturfunktionen in Anhang C

a)  $W = 1,22 \text{ GeV}$

b)  $W = 1,39 \text{ GeV}$

c)  $W = 1,50 \text{ GeV}$

( $\Delta$ ) Daten von | AND72 |

( $\circ$ ) Daten von | STE75 |

( $\square$ ) Daten von | BRA68 |

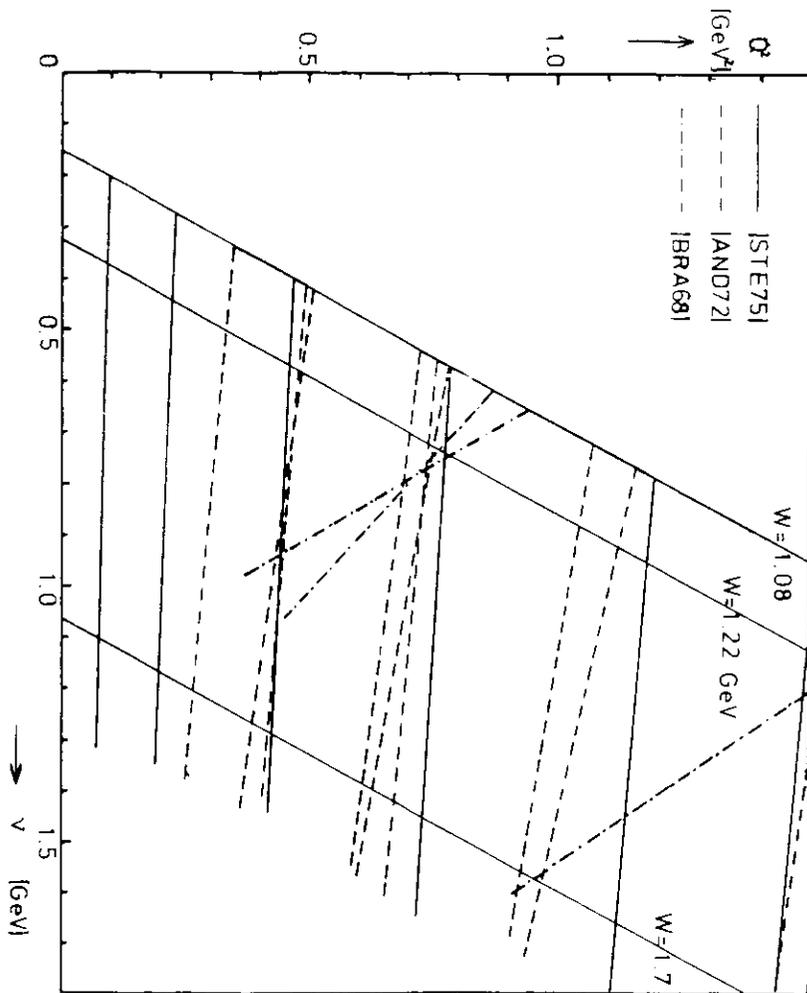


Abb. 2.5 Lage der Testspektren aus Abb. 2.4 in der kinematischen Ebene.

extrahiert wurden (siehe Anhang C). Dabei wurden die einzelnen Anteile zum Wirkungsquerschnitt nicht separiert. Die Verlässlichkeit der so gewonnenen Strukturfunktionen wurde durch Reproduktion von unabhängigen experimentellen Streuspektren, die den gesamten Anpassungsbereich überdecken, überprüft. [AND72, BRAS8, STE75] Abb. 2.4 a-c zeigt die gute Übereinstimmung und Abb. 2.5 den kinematischen Bereich, den der Test überdeckt. Die Berechnung der Kern-Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  für inelastische Elektronstreuung wird im Anhang D 2 beschrieben.

### 2.3 Impulsverteilung der gebundenen Nukleonen im Kern

Für die Durchführung der Faltung der Nukleon-Strukturfunktionen müssen einige Annahmen über die Fermibewegung der gebundenen Nukleonen im Kern gemacht werden (siehe Abschn. 2.2.1). Üblicherweise werden Kernwellenfunktionen, die die niederenergetische Streuung am Kern gut beschreiben, auch für Prozesse bei hohen Energien benutzt.

Die Impulsverteilungen, die hier zur Ausführung der Faltungsintegrale benutzt werden, sind aus dem Ein-Teilchen-Schalenmodell mit Spin-Bahn-Wechselwirkung unter Annahme eines Wood-Saxon-Potentials errechnet.

Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Impulsverteilungen für die verschiedenen Kerne findet sich in Anhang B.

### 2.4 Skalverhalten und Dualitätshypothese

Aus tiefinelastischen Elektron-Streuxperimenten an Proton und Neutron ist bekannt, dass im Bjorken-Limes die zweidimensionalen Strukturfunktionen  $W_1(Q^2, \nu)$  und  $W_2(Q^2, \nu)$  nur noch von einer Variablen  $\omega$  abhängen:

$Q^2 \rightarrow \infty$   
 $\nu \rightarrow \infty$   
 $2M/\nu = \omega = \text{endlich}$

} Bjorken-Limes

$$\lim_{\substack{Q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty}} W_1(Q^2, \nu) = F_1(\omega) \quad (2.32)$$

$$\lim_{\substack{Q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty}} \nu W_2(Q^2, \nu) = F_2(\omega) \quad (2.33)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt im tiefinelastischen ( $W > 2.0 \text{ GeV}$ ) und im Resonanzbereich ( $W < 2.0 \text{ GeV}$ ) wurde mit Hilfe verschiedener Skalenfunktionen, die jeweils im Bjorkenlimes gleich sind, untersucht und diskutiert [BLO70, MEN72, MOR72, KOB73]. Ziel dieser Untersuchungen war ein Test der Dualitätshypothese, die, grob ausgedrückt, aussagt, dass das resonante Verhalten bei niedrigen Energien im t-Kanal ( $e^+p \rightarrow e^+p$ ) das Verhalten bei hohen Energien im s-Kanal ( $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ ) bestimmt und umgekehrt.

Das Dualitätsprinzip wird quantitativ formuliert durch Summenregeln, sogenannte "finite energy sum rules" (FESR) [DOL67, DOL68, RIT71]. Mit Hilfe dieser FESR wird das Skalenverhalten im tiefinelastischen Bereich mit der Elektroproduktion von Resonanzen verknüpft. Die anschauliche Aussage ist, dass die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $\nu W_2$  im Resonanzgebiet von den Skalenfunktionen  $F_1(\omega)$  bzw.  $F_2(\omega)$  gemittelt werden.

Von wesentlicher Bedeutung für den Gültigkeitsbereich einer solchen Aussage ist die geeignete Wahl der Skalenvariablen, der Skalenfunktion und auch der Summenregel.

-a- Bjorken [BJO69] hat mit der Skalenvariablen  $\omega = 2M/\nu$  (2.34)

$$f(\omega) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1 - 1/\omega)^n \quad (2.35)$$

eingeführt. Nachteil dieser Skalenfunktion ist, dass sie den Nukleonenpol nicht erfasst und die experimentellen Daten nur im Bjorkenlimes beschreibt.

-b- Wegen der erwähnten Unzulänglichkeit von -a- schlagen Bloom und Gilman [BLO70] die Skalenvariable

Tabelle 2.1 Zusammenfassung der verschiedenen Skalenfunktionen

Skalenvariable	Parametrisierung der Skalenfunktion	Summenregel	Autor
$\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}$	$F(\omega) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1 - \frac{1}{\omega})^n$	$\int \nu W_2 - F(\omega) d\nu = 0$	[BJO69]
$\omega = \frac{2M\nu + M^2}{Q^2}$	$F(\omega) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1 - \frac{1}{\omega})^n$	$\int \nu W_1 - F(\omega) d\nu = 0$	[BLO70]
$\omega_k = \frac{2M\nu + 1.43}{Q^2 + 0.42}$	$F(\omega_k) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1 - \frac{1}{\omega_k})^n$	$\int \frac{\omega}{\omega_k} \nu W_1 - F(\omega_k) d\nu = 0$	[BLO71]

Tabelle 2.2 Anpassungsparameter der Skalenfunktionen aus Tab 2.1

Autor	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$
[BJO69]	1.274	0.5989	-1.675	—	—
[BLO70]	0.6453	1.902	-2.343	—	—
[RIT71]	0.933	-1.494	9.021	-14.5	6.453
[BOD72]	1.638	-3.584	15.61	-22.28	9.192

$$\omega' = (2Mv + M^2)/Q^2 \quad \text{und die Skalenfunktion} \quad (2.36)$$

$$f_{\Sigma}(\omega') = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1-x')^n \quad \text{von} \quad (2.37)$$

$$x' = 1/\omega' \quad (2.38)$$

Anpassung an experimentelle Elektron-Proton-Streudaten ergibt die in Tabelle 2.2 aufgeführten Parameterwerte

$$\text{Die Summenregel} \int_0^1 [vW_1(Q^2, \nu) - f_{\Sigma}(\omega')] d\nu = 0 \quad (2.39)$$

gilt zumindest für  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  auch schon für  $\nu$  im Resonanzgebiet in recht guter Näherung | KOB73 | Für kleine  $Q^2$ -Werte versagen  $\omega'$  und  $f_{\Sigma}(\omega')$ .

-c- Rittenberg und Rubinstein | RIT71 | führen deshalb die Variable  $\omega_R = (2Mv + a^2)/Q^2 + b^2$  ein, die die Dualität bis zu  $Q^2 = 0$  ausweiten kann. Für  $Q^2 \rightarrow 0$

ergibt sich die Schwierigkeit, dass  $vW_2(Q^2, \nu)$  kinematisch gegen Null geht. Um dieses Problem zu umgehen, wird die Strukturfunktion  $vW_2$  durch  $\frac{\omega_R}{\omega_R'} vW_2$  substituiert.  $(\omega/\omega_R') vW_2$  ist endlich für  $Q^2=0$  und  $\omega_R \rightarrow \omega$  im Bjorkenlimit

Die Parameter  $a^2$  und  $b^2$  wurden durch Anpassung an tiefinelastische Streudaten bestimmt zu | BRA72 |  $a^2 = 1.43 \pm 0.06 \text{ GeV}^2$  und  $b^2 = 0.42 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$  (2.41)

Die Skalenfunktion ist folgendermassen parametrisiert:

$$f_R(\omega_R) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n (1-x')^n \quad (2.42)$$

Die Koeffizienten  $a_n$  sind in Tab 2.2 zusammengestellt.

Der Vergleich mit experimentellen Daten zeigt, dass  $f_R(\omega_R)$  für Photoproduktion wie für Elektroproduktion am freien Proton eine zufriedenstellende Skalenfunktion ist, und dass die Summenregel

$$\int_0^1 [(\omega/\omega_R') vW_2 - f_R(\omega_R)] d\nu = 0 \quad (2.43)$$

für die gesamte kinematische Ebene in guter Näherung erfüllt ist.

Auch für Elektroproduktion am gebundenen Neutron gilt die Dualitätshypothese, wie sie von Rittenberg und Rubinstein formuliert wurde | KEN72, KOB74 |

Bodek | BOD72 | parametrisiert auch die Strukturfunktionen des Deuterons in der Form (2.42) und findet mit den Parametern aus Tab.2.2 eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten im tiefinelastischen Bereich. Tabelle 2.1 zeigt einen Vergleich der verschiedenen SkalenvARIABLEN, Skalenfunktionen und Summenregeln.

Um das Skalerverhalten auch für komplexe Kerne zu überprüfen, müssen die Skalenfunktionen  $f(\omega)$  mit der Fermibewegung der gebundenen Nukleonen gefaltet werden (siehe Abschnitt 4.3). Zu diesem Zweck werden die Strukturfunktionen für die elementaren Prozesse in den Gleichungen 2.12 bis 2.14 durch geeignete Skalenfunktionen ersetzt und mit diesen Werten die Überlagerung der einzelnen Nukleonen zum Kern durchgeführt. Zur quantitativen Überprüfung der Summenregeln wurde die Grösse:

$$g(\omega_R) = \frac{\int_0^{\omega_R} [(\omega/\omega_R') vW_2 - f(\omega_R)] d\nu}{\int_0^{\omega_R} f(\omega_R) d\nu} \quad (2.44)$$

eingeführt, die die prozentuale Abweichung von der Summenregel beschreibt. Bei Gültigkeit der Dualitätshypothese sollte sie ab einer geeigneten Integrationsgrenze gegen den Wert 0 streben.

Tabelle 3.1: Liste der analysierten Spektren, der Strahlungs-  
längen und der kinematischen Parameter

Kern	E1 (GeV)	θ (Grad)	q <sup>2</sup> -Bereich der Anpassung (GeV <sup>2</sup> )	Strahlungslänge (·1000)		Autor
				vor dem Target	hinter	
<sup>6</sup> Li	2 5	12	0 185 - 0 270	3 104	3 967	HEI73
	2 7	13 8	0 278 - 0 420	3 104	4 072	
	2 7	15	0 330 - 0 475	3 104	4 148	
	1 18	16 8	0 045 - 0 097	2 417	2 525	TIT72
	1 18	24 7	0 083 - 0 178	2 417	2 659	
1 18	32 0	0 140 - 0 305	2 417	2 850	HEI73	
1 18	55 0	0 300 - 0 656	2 417	4 213		
<sup>9</sup> Be	9 0	9 96	0 20 - 0 28	2 76	12 35	HUB76
	9 0	9 96	0 59 - 0 74	2 76	12 35	
<sup>12</sup> C	2 05	12	0 111 - 0 183	3 64	4 08	BOC74
	3 08	12	0 348 - 0 470	3 64	4 09	
	3 36	12	0 336 - 0 478	3 64	4 08	
	3 08	15	0 413 - 0 619	3 64	4 11	
<sup>13</sup> C	2 68	13	0 245 - 0 365	3 64	4 09	HUB75
	3 08	13	0 348 - 0 470	3 64	4 09	
	3 5	13	0 445 - 0 785	3 64	4 09	
	3 08	22	0 835 - 1 190	3 64	4 20	
<sup>14</sup> C	2 0	15	0 160 - 0 275	6 63	7 2	ZEL73
	2 5	15	0 265 - 0 413	6 63	7 2	
	2 7	15	0 315 - 0 485	6 63	7 2	
<sup>15</sup> C	1 0	20	0 025 - 0 125	11 1	11 1	TIT72
	1 0	25	0 045 - 0 185	11 1	11 1	
	1 0	30	0 065 - 0 27	11 1	11 1	
	1 0	35	0 080 - 0 365	11 1	11 1	
	1 18	35	0 155 - 0 475	11 1	11 1	
<sup>16</sup> C	1 0	8 5	0 005 - 0 022	12 78	12 81	STA71
	1 5	8 5	0 025 - 0 05	12 78	12 81	
	2 25	8 5	0 07 - 0 115	12 78	12 81	
	3 0	8 5	0 135 - 0 20	12 78	12 81	
	1 5	12	0 05 - 0 10	12 78	12 85	
	3 0	12	0 275 - 0 385	12 78	12 85	
	4 0	12	0 52 - 0 66	12 78	12 85	
	3 0	18	0 445 - 0 775	12 78	12 93	
	4 0	18	1 035 - 1 32	12 78	12 93	
	<sup>17</sup> C	3 96	6 53	0 158 - 0 205	23 9	
6 42		6 53	0 453 - 0 519	23 9	23 94	
7 97		6 53	0 703 - 0 790	23 9	23 94	
9 80		6 53	1 082 - 1 182	23 9	23 94	
3 97		8 98	0 286 - 0 376	23 9	23 97	
5 74		8 98	0 668 - 0 763	23 9	23 97	
7 03		8 98	0 952 - 1 124	23 9	23 97	
3 66		11 01	0 428 - 0 548	23 9	24 01	
4 90		11 01	0 678 - 0 828	23 9	24 01	
6 02		11 01	1 045 - 1 212	23 9	24 01	

<sup>21</sup> Al	2 68	9	0 12 - 0 175	9 5	9 92	HUB75
	3 08	9	0 167 - 0 225	9 5	9 92	
	3 5	9	0 225 - 0 303	9 5	9 92	
	2 68	18	0 435 - 0 655	9 5	4 00	
<sup>30</sup> S	3 0	9 96	0 20 - 0 28	2 573	12 16	HUB76
	5 0	9 96	0 59 - 0 74	2 573	12 16	
<sup>42</sup> Si	1 0	25	0 045 - 0 185	-	-	TIT72
	3 0	9 96	0 20 - 0 28	2 553	12 141	
<sup>42</sup> Si	5 0	9 96	0 59 - 0 74	2 553	12 141	HUB76

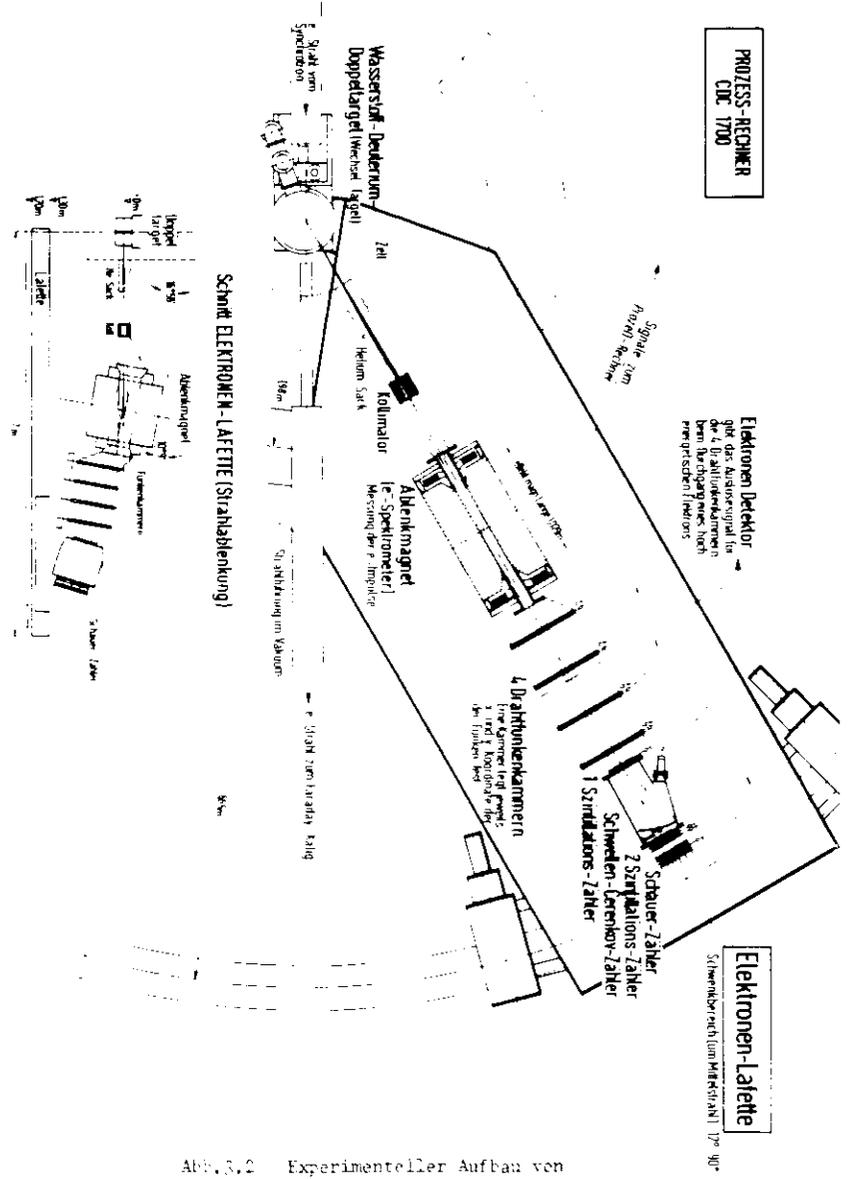


Abb. 3.2 Experimenteller Aufbau von Spektrometer I.

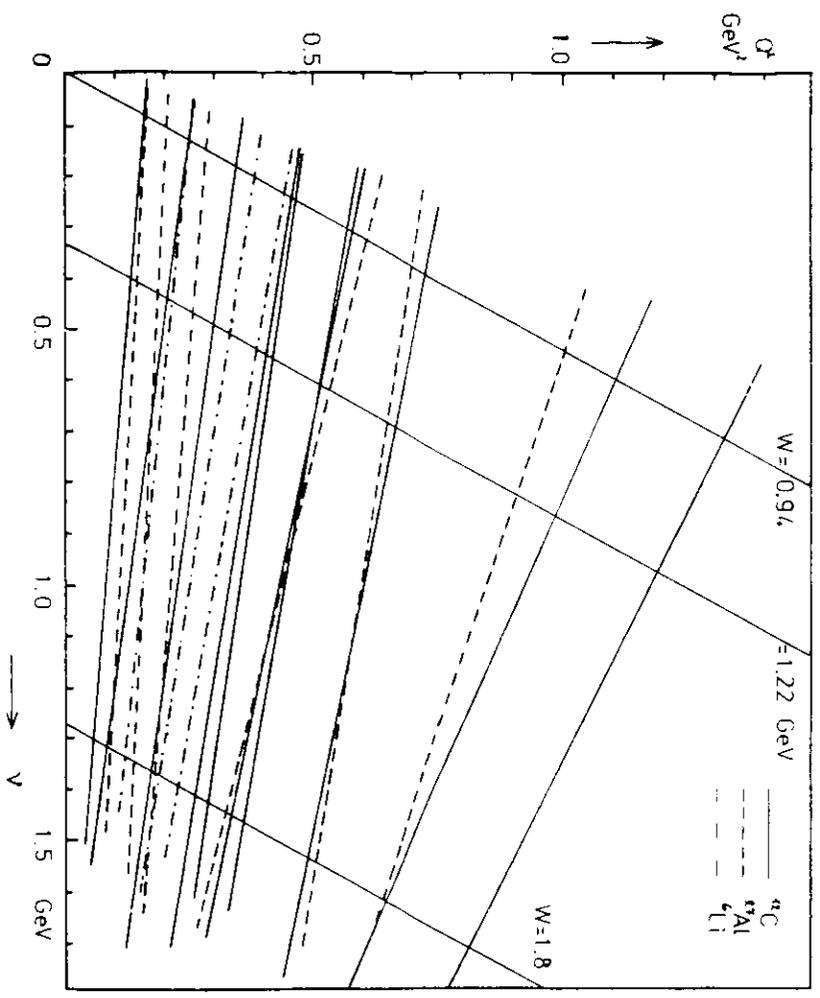


Abb. 3.1 Lage der analysierten Spektren in der kinematischen Ebene.

### 3 Experimentelle Daten

Die in dieser Arbeit untersuchten Wirkungsquerschnitte an  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$  im kinematischen Bereich  $0.1 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  und  $W < 2.0 \text{ GeV}$  wurden im Rahmen der Forschungsgruppe F23 beim DESY gewonnen [BOC75, HUB75, HUB76]. Sie wurden mit zwei verschiedenen Spektrometern gemessen.

Tabelle 3.1 enthält eine Liste der Messungen, der Targeteigenschaften und der kinematischen Parameter. In Abb. 3.1 ist die Lage dieser Spektren in der kinematischen Ebene dargestellt. Im folgenden werden kurz die Eigenschaften der Spektrometer und die Methode der Datenreduktion skizziert.

#### 3.1 Experimenteller Messaufbau

Alle Messungen wurden an externen Elektronenstrahlen beim DESY durchgeführt. Ein langsam ejizierter Elektronenstrahl wurde auf das Target in einer Vakuumkammer fokussiert. Die Strahlintensität wurde mit Hilfe eines totalabsorbierenden Faraday-Käfigs und eines Sekundär-Emissions-Monitors gemessen. Die Genauigkeit der Ladungsmessung war  $< 1\%$ .

##### 3.1.1 Spektrometer I

Spektrometer I (Abb. 3.2) zum Nachweis der gestreuten Elektronen besteht aus einem Analysiermagneten mit homogenem Magnetfeld und vier Drahtfunkenkammern zur Bestimmung der Teilchentrajektorie, die durch eine Vierfachkoinzidenz aus drei Szintillationszählern und einem Schauerzähler getriggert werden [GAL69]. Der Schauerzähler besteht aus vier Strahlungslängen Blei als 'sandwich' mit drei Lagen von Szintillationszählern. Bei der Auslese des Schuersignals ist eine Schwelle gesetzt, die einen grossen Teil der negativen Untergrund-Messungen ausfiltert. Als weiteres Mittel zur

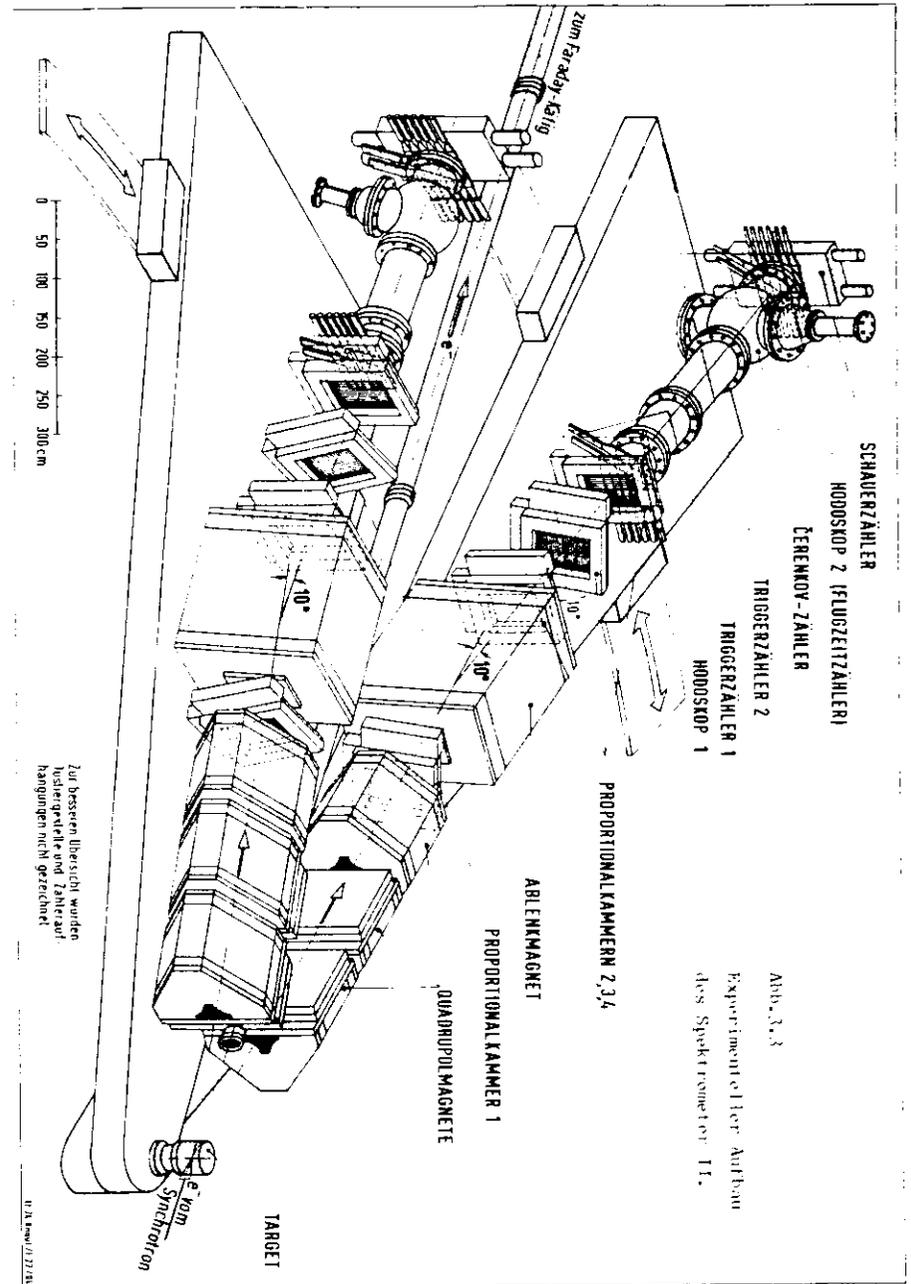


Abb. 3.1  
Experimenteller Aufbau  
des Spektrometers II.

Teilchenidentifikation wurde das Signal des Schwellen-Čerenkovzählers mit in die Ereignisinformation aufgenommen.

Die wichtigsten Eigenschaften des Spektrometers I zeigt Tab 3.2. Der zum Experimentaufbau gehörige Prozessrechner speichert von jedem Ereignis folgende Information auf Magnetband:

- a- Ort aller Funken in allen Funkenkammern
- b- Signalhöhe aus Schauer- und Čerenkovzähler
- c- Digitale Information von Schauer- und Čerenkovzähler
- d- Inhalt der digitalen Zähler für Totzeit, zufällige Koinzidenzen etc.

Ausserdem werden on-line die Bahnkrümmung, die Spektren der Zähler und das Energiespektrum der Streuelektren berechnet, um den Experimentaufbau während der Messungen testen zu können.

### 3.1.2 Spektrometer II

Spektrometer II war konzipiert zum koinzidenten Nachweis von gestreuten Elektronen und Hadronen (z.B.  $e+p \rightarrow e^+N+\pi$ ). Es besteht deshalb aus zwei nahezu identischen Spektrometernamen (Abb.3.3), die sich nur durch den Čerenkovzähler unterscheiden. Für inklusive Messungen wird nur der Elektronenarm benutzt, der unter einem Winkel von  $9.96^\circ$  zur Primärelektronenbahn justiert ist.

Die Trajektorien der Elektronen, die in den Öffnungswinkel des Kollimators gestreut werden, werden durch vier Proportionalkammern bestimmt. Zwischen der ersten und den drei folgenden Kammern befindet sich ein Analysiermagnet zur Impulsbestimmung der Nachweisteilchen. Der Schauerzähler und der Schwellen-Čerenkovzähler dienen zur Teilchenidentifikation. Durch einen Bleikollimator und drei Quadrupolmagneten, die die Teilchenbahn leicht krümmen, vor dem eigentlichen Nachweisdetektor wird erreicht, dass der Ablenkmagnet

Tabelle 3.2 Die wichtigsten Eigenschaften von Spektrometer I

Raumwinkelakzeptanz	0.685 msterad
Genauigkeit der Winkelmessung	0.1 mrad
Impulsakzeptanz	+ 30 x
Impulsauflösung	+ 0.6 x
Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen	98 x
für Pionen	15 - 20 x
Maximaler messbarer Impuls im Bereich konstanter Akzeptanz	3.2 GeU
Maximal mögliche Zahlrate	50 / sec

Tabelle 3.3 Die wichtigsten Eigenschaften von Spektrometer II

Raumwinkelakzeptanz	0.2307 msterad
Genauigkeit der Winkelmessung	0.17 mrad
Impulsakzeptanz	+ 28 x
	- 19 x
Impulsauflösung	+ 0.7 x
Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen	98 x
Maximaler messbarer Impuls im Bereich konstanter Akzeptanz	4.6 GeU
Maximal mögliche Zahlrate	50 / sec

keine direkte Sicht zum Target hat. Dadurch wird die Untergrundzahlrate erheblich verringert. Eine Liste der wesentlichen Spektrometereigenschaften liefert Tab. 3.3. Eine detaillierte Beschreibung des Spektrometers II findet sich in [CAN72, KOL72, FES75].

3.2 Datenreduktion und Korrekturen

Nach der eigentlichen Messung wurden die vom Prozessrechner gespeicherten Ereignisdaten ausgewertet. Aus der Bahnkrümmung wurde der Impuls des gestreuten Teilchens berechnet. Mit Hilfe der Information von Schauer- und Čerenkovzähler wurde die Verunreinigung des gestreuten Elektronenstrahles durch Pionenuntergrund auf weniger als 0,5% reduziert. Der Anteil von Dalitzpaaren am Elektronenstrahl wurde durch Umpolung des Analysiermagneten und Messung der Positronenzahlrate kleiner als 0,1% gefunden.

Diese Beiträge und die Zahlrate der leeren Streukammer wurden von der gemessenen Targetzahlrate abgezogen. Ausserdem wurden die Spektren auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der verschiedenen Zähler und die Impulsakzeptanz für jedes Impulsintervall korrigiert. Zuletzt wurde noch die gemessene Primärstrahlintensität um die Totzeit des Spektrometers korrigiert. Die Rate von zufälligen Koinzidenzen wurde zu weniger als 0,3% bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung von Datenreduktion und Korrekturen findet sich in der Dissertation von G. Huber [HUB75].

Tabelle 3.4 Werte zur Normierung der Zahlraten für die verschiedenen Kerne

Kern	A (amu)	Z	N	d (cm)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Strahlungs- länge (g/cm <sup>2</sup> )	$\Delta E$ (GeV)	Messung
<sup>9</sup> Be	9.012	4	5	0.15	1.848	65.19	05	HUB76
<sup>12</sup> C	12.0	6	6	0.1	1.8	42.70	01	BCC74
<sup>12</sup> C	12.0	6	6	0.1	1.8	42.70	01	HUB75
<sup>27</sup> Al	26.982	13	14	0.0351	2.7	24.01	025	HUB75
<sup>27</sup> Al	26.982	13	14	0.0345	2.7	24.01	05	HUB76
<sup>28</sup> Al	27.977	14	14	0.035	2.42	22.5	05	HUB76

Aus der korrigierten Zahlrate lässt sich der zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitt nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{N_3 A}{N_1 \Delta E \Delta\Omega d \rho L} \quad (3.1)$$

- $N_1$  = Zahl der Primärelektronen
  - $N_3$  = korrigierte Anzahl
  - $\Delta E$  = Energieintervall
  - $\Delta\Omega$  = Raumwinkel
  - $d$  = Dicke
  - $\rho$  = Dichte
  - $A$  = Atomgewicht
  - $L$  = Lochschmidt'sche Zahl
- } der nachgewiesenen Elektronen
- } des Targets

Die Werte der Normierungsparameter für die verschiedenen Targets sind in Tab 3.4 gelistet. Die Tabellen 3.5 bis 3.17 enthalten die so bestimmten zweifach differenziellen Wirkungsquerschnitte pro Nukleon.

(Anhang E)

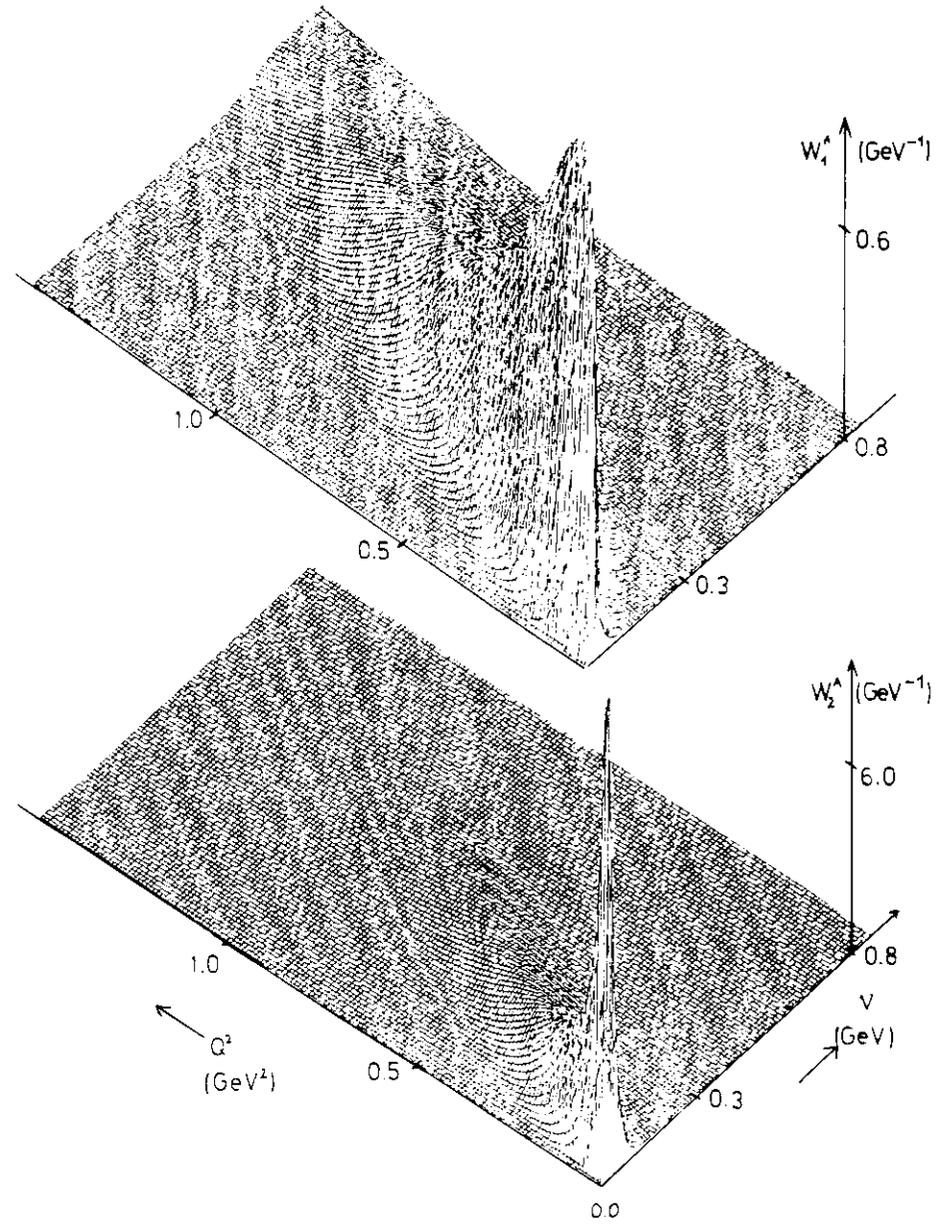


Abb.4.1 Dreidimensionale Darstellung der Strukturfunktionen pro Nukleon für quasielastische Elektronenstreuung an  ${}^6\text{Li}$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $\nu$ .

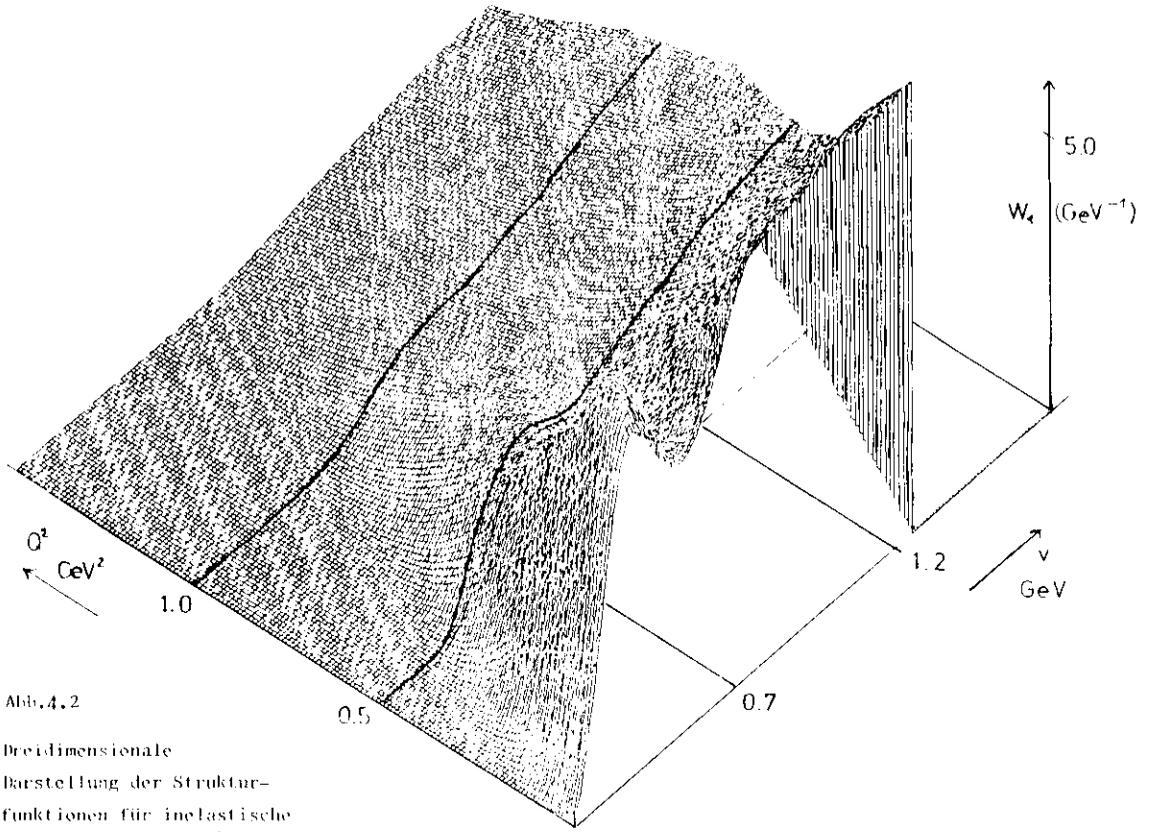
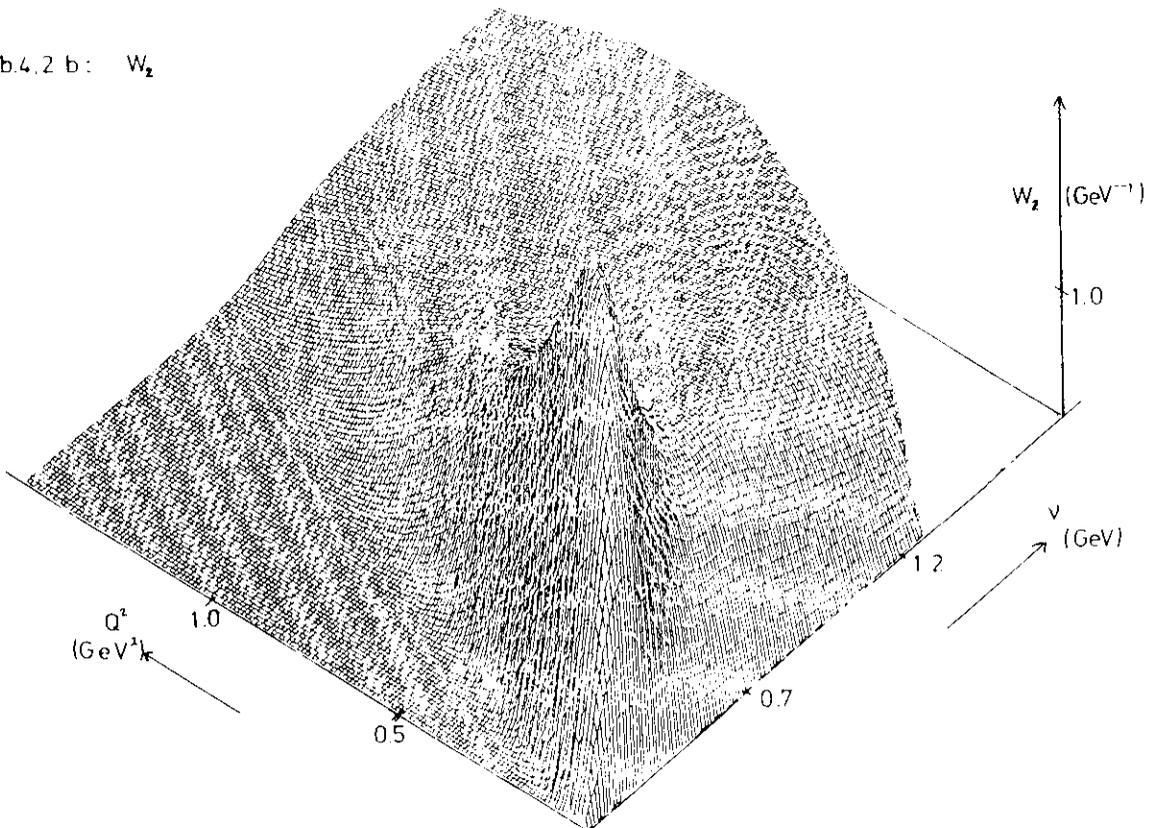


Abb.4.2  
 Dreidimensionale  
 Darstellung der Struktur-  
 funktionen für inelastische  
 Elektronstreuung an  ${}^7\text{Li}$  in Abhängig-  
 keit von  $Q^2$  und  $\nu$ .

Abb 4.2 a:  $W_1$

Abb.4.2 b:  $W_2$



#### 4 Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse

Mit dem in dieser Arbeit entwickelten Programmsystem (siehe Anhang D) können zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitte für Elektron-Kernstreuung im kinematischen Bereich  $0 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  und  $W < 1.8 \text{ GeV}$  erzeugt werden. Dabei ist es möglich, den quasielastischen bzw. inelastischen Streuanteil schalenweise zu berechnen bis zu Kernen mit abgeschlossener d 5/2 Schale. Für den Vergleich mit experimentellen Wirkungsquerschnitten können Strahlungseffekte und apparatives Energieauflösungsvermögen entsprechend dem zugehörigen Messaufbau in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden.

Zunächst werden die Ergebnisse der numerischen Integration (siehe Anhang D 1, D 2) gezeigt und diskutiert. Im folgenden werden die Rechnungen mit den experimentellen Daten dieser Arbeit und anderer Autoren verglichen (Abschnitt 4.2). In Abschnitt 4.3 wird die Frage der Gültigkeit der Dualitätshypothese für Elektronenstreuung an gebundenen Nucleonen erörtert.

##### 4.1 Ergebnisse der numerischen Faltung der Strukturfunktionen

Die Faltung der elastischen Nucleon-Formfaktoren liefert Strukturfunktionen  $W_1^A$  und  $W_2^A$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $\nu$ , wie sie in Abb. 4.1a,b zum Beispiel für  ${}^6\text{Li}$  im kinematischen Bereich  $0 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  und  $0 < \nu < 1.5 \text{ GeV}$  gezeigt sind. Anstelle der diskreten Nucleon-Formfaktoren entlang der Geraden  $Q^2 = 2M\nu$  (für elastische Streuung) findet man einen Höhenzug, der mit wachsendem Viererimpulsübertrag  $Q^2$  immer breiter und flacher wird.

Als Beispiel für das Ergebnis der Faltung der inelastischen freien Strukturfunktionen zeigt Abb. 4.2 a-d die entsprechenden kinematischen Ebenen im Bereich  $0 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  und  $0.2 < \nu < 1.7 \text{ GeV}$  für den

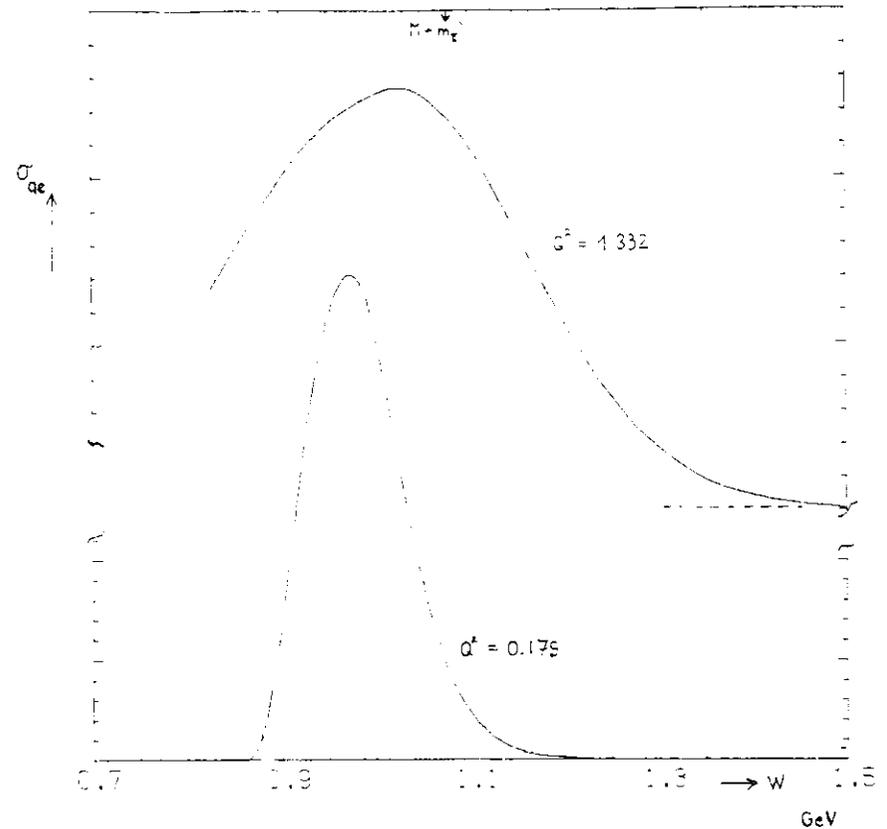


Abb. 4.3 Vergleich der quasielastischen Streuquerschnitte an  ${}^{12}\text{C}$  für  $Q^2 = 0.176$  und  $Q^2 = 1.332 \text{ GeV}^2$ . Wirkungsquerschnitt in willkürlichen Einheiten. Aufgetragen gegen die invariante Masse  $W$ .

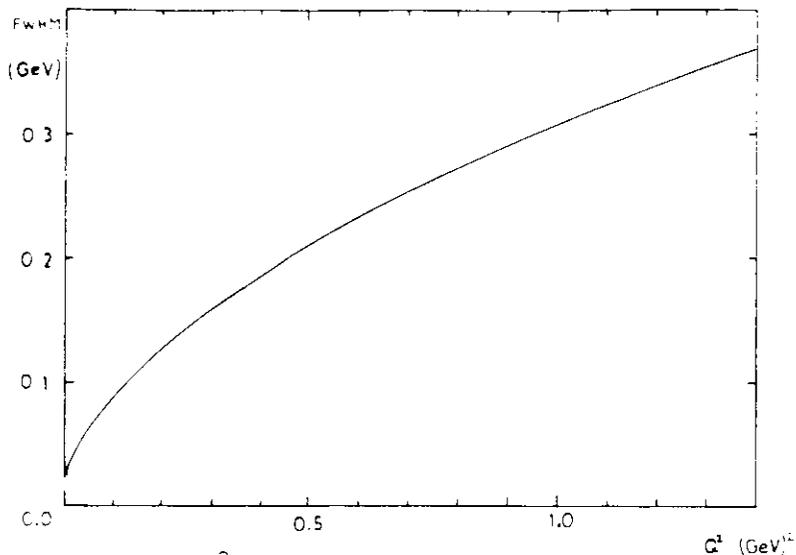


Abb.4.4  $Q^2$ -Abhängigkeit der Halbwertsbreite FWHM des quasielastischen peaks für  $^{12}\text{C}$ .

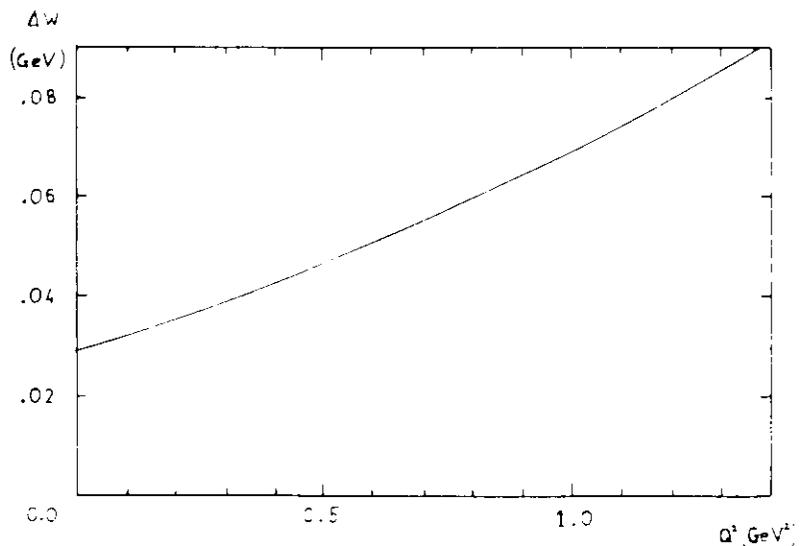


Abb.4.5  $Q^2$ -Abhängigkeit der Verschiebung  $\Delta W$  des quasielastischen Maximums von der freien Nukleonenmasse für  $^{12}\text{C}$ .

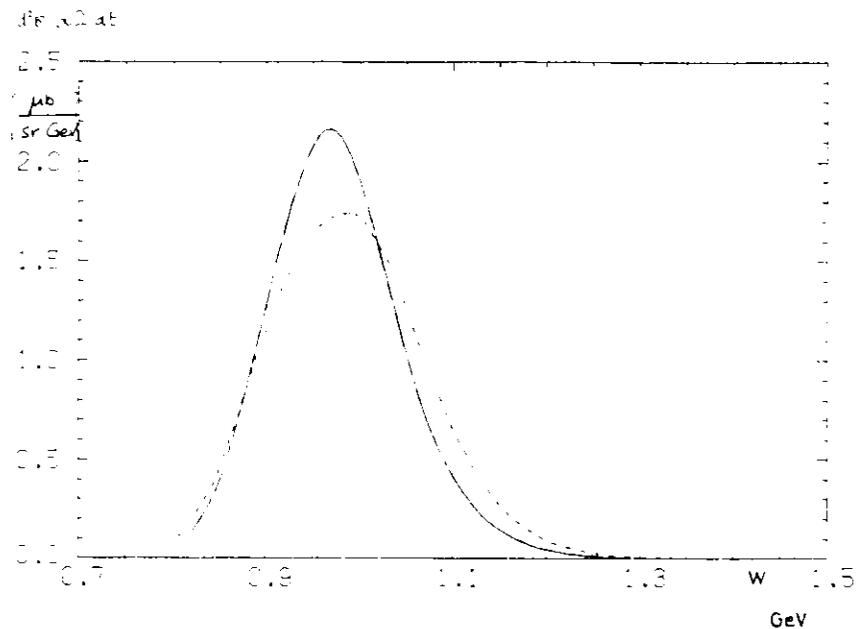


Abb.4.6 Quasielastische Streuung bei Primärenergie  $E_1 = 2.7$  GeV und Streuwinkel  $= 15^\circ$  für  $^6\text{Li}$  ——— und  $^{12}\text{C}$  - - - -

Kern <sup>6</sup>Li Auch hier ist die Strukturverschmierung der Resonanzen mit wachsendem Q<sup>2</sup> deutlich zu sehen. Die Verschmierung reicht bis über die Pionenschwelle hinaus.

Nach der Formel (siehe Anhang D 3)

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\sigma}{Mott} (k_2 + 2 \tan^2(Q/2) k_1)$$

wurden für die in Tab.3 1 aufgeführten Spektren der theoretische quasielastische und inelastische Wirkungsquerschnitt getrennt berechnet.

Ein Vergleich der Rechnungen für Q<sup>2</sup> = 0.129 und Q<sup>2</sup> = 1.332 GeV<sup>2</sup> zeigt in Abbildung 4.3, dass der quasielastische peak mit wachsender Viererimpulsübertrag stark verbreitert wird und weit über die Pionenschwelle (W<sup>+</sup> 0.8 GeV) hinausreicht. In Abbildung 4.4 ist die Q<sup>2</sup>-Abhängigkeit der Halbwertsbreite des quasielastischen peaks für den Kern <sup>12</sup>C dargestellt. Das Anwachsen der Breite mit Q<sup>2</sup> ist im wesentlichen verursacht durch das Anwachsen des Dreierimpulses  $\vec{q}$  des virtuellen Photons und damit durch das Anwachsen des kinematisch möglichen Bereichs für elastische Streuung am bewegten Nukleon (siehe Anhang D.1). Die Verschiebung des quasielastischen Maximums gegen die freie Nukleonmasse ist in Abb. 4.5 in Abhängigkeit von Q<sup>2</sup> aufgetragen. Die Rechnungen zeigen, dass bei Q<sup>2</sup> = 0 das Maximum um die mittlere Separationsenergie der Nukleonen im Kern verschoben ist und mit wachsendem Q<sup>2</sup> im betrachteten Bereich ein annähernd lineares Ansteigen zeigt. Dieses Anwachsen ist eine unmittelbare Auswirkung der Stossnäherung: mit wachsendem Q<sup>2</sup> muss aus Energieerhaltungsgründen immer mehr Energie des virtuellen Photons aufgebracht werden um die virtuellen Massen auf die Massenschale zu heben (siehe Anhang D.1). Ein Vergleich zwischen den Kernen <sup>6</sup>Li und <sup>12</sup>C zeigt den Einfluss der Massenzahl auf die quasielastische Streuung (Abb. 4.6). Die unterschiedliche Breite der quasielastischen peaks ist eine Folge der verschiedenen Impulsverteilungen, der geringfügige Unterschied in der Lage der Maxima ist zusätzlich verursacht durch die ungleichen

mittleren Separationsenergien der Kerne. Für grosse Massenzahl A erreicht die Verbreiterung des quasielastischen peaks einen Sättigungswert, da der Schwerpunkt der Nukleonenimpulsverteilung nicht weiter anwächst.

Die obigen Betrachtungen gelten auch für den Bereich der inelastischen Elektron-Kernstreuung. Da hier keine ausgeprägten Strukturen vorhanden sind, zeigt sich der wesentliche Einfluss der Fermibewegung im Verschwinden des Minimums zwischen erster und zweiter Nukleonenresonanz und im Schwellenverhalten der Pionproduktion.

#### 4.2 Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Spektren

Für den Vergleich mit der experimentellen Spektren wurden bei der Berechnung der quasielastischen und der inelastischen Wirkungsquerschnitte zusätzlich Strahlungseffekte und das experimentelle Energieauflösungsvermögen berücksichtigt (siehe Anhang D.4). In Tabelle 3.1 sind die kinematischen Parameter der untersuchten experimentellen Wirkungsquerschnitte zusammengefasst. Die in Anhang D.5 beschriebene Parametrisierung des gesamten zweifach differenziellen Wirkungsquerschnittes

$$\sigma_{ges} = \left( \frac{A_{el}^{quasi}}{A} \right) \sigma_{el}^{quasi} + \left( \frac{A_{el}^{inel}}{A} \right) \sigma_{el}^{inel}$$

wurde benutzt, um die theoretischen Beiträge zum Streuquerschnitt mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die experimentellen Daten anzupassen.

Die Grössen (A<sub>el<sup>quasi</sup></sub>/A) und (A<sub>el<sup>inel</sup></sub>/A) geben den Anteil der Nukleonen des Kernes an, die zur quasielastischen bzw. inelastischen Streuprozess beitragen. Im Rahmen der Stossnäherung wird erwartet, dass die Zahl der effektiven Nukleonen gleich der Anzahl der im Kern vorhandenen ist.

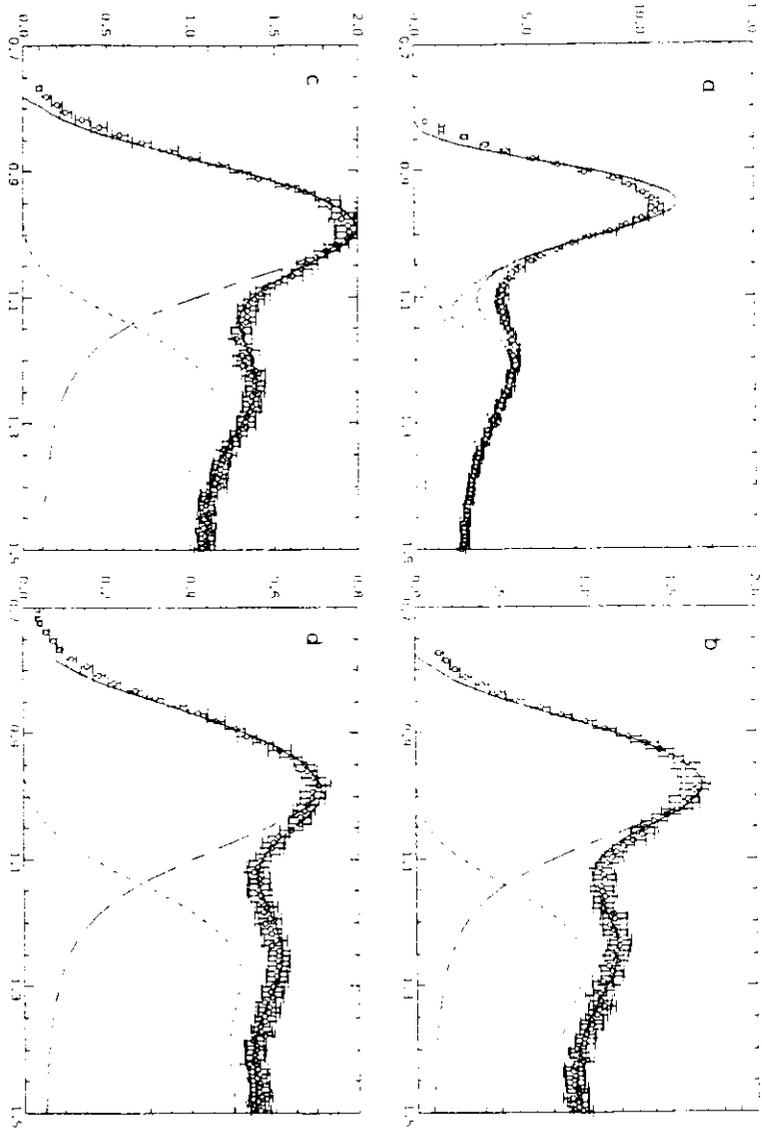


Abbildung 4.7 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren | BOCPS | aufgetragen gegen die invariante Masse  $W$

a	$^{\circ}\text{C}$	$E_i$	$\theta$
a	2	0.5	12.0
b	3	0.6	13.0
c	3	0.6	12.0
d	3	0.6	15.0

- - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ————— gesamtter Wirkungsquerschnitt

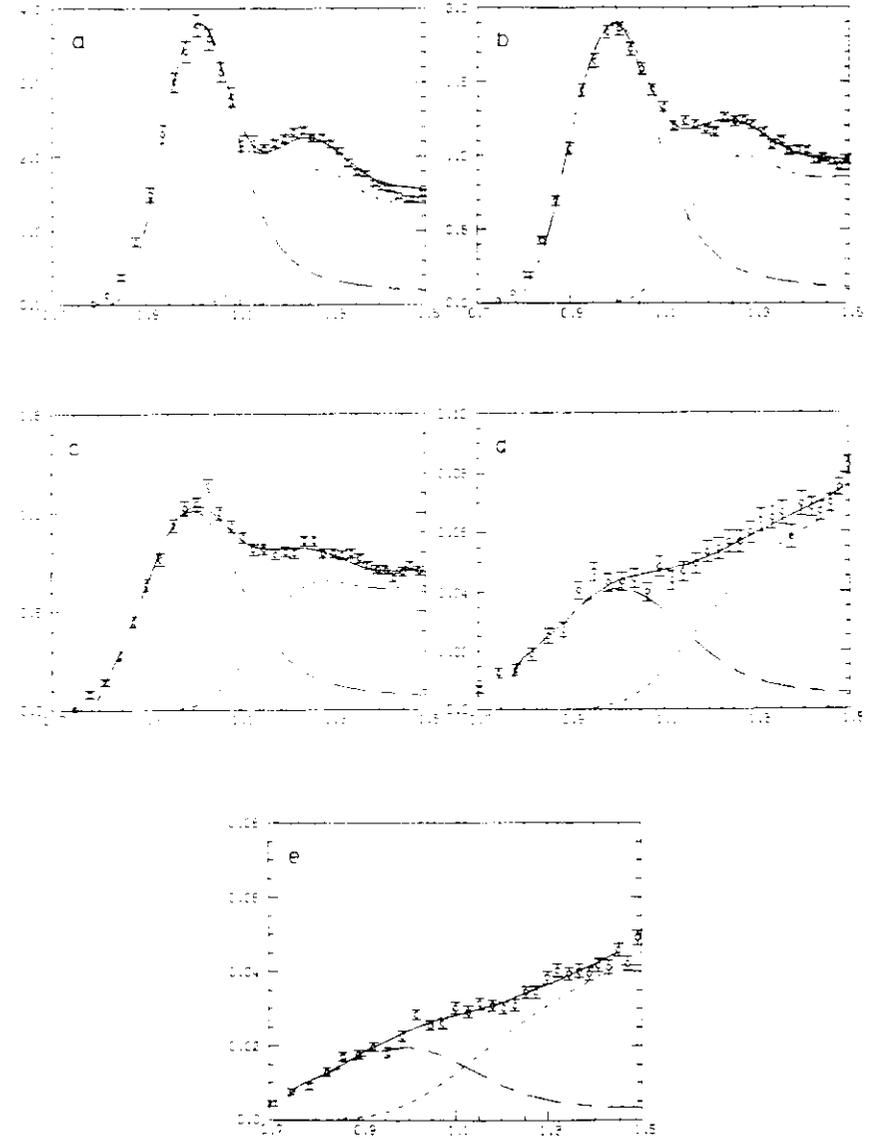


Abbildung 4.8 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren | HUBPS | aufgetragen gegen die invariante Masse  $W$

a	$^{\circ}\text{C}$	$E_i$	$\theta$
a	2	0.68	13.0
b	3	0.6	13.0
c	3	0.50	13.0
d	3	0.6	22.0
e	3	0.40	22.0

- - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ————— gesamtter Wirkungsquerschnitt

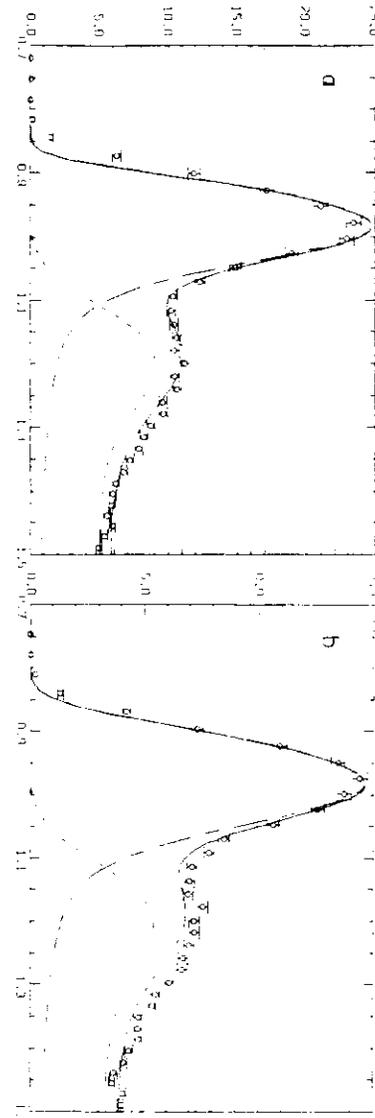
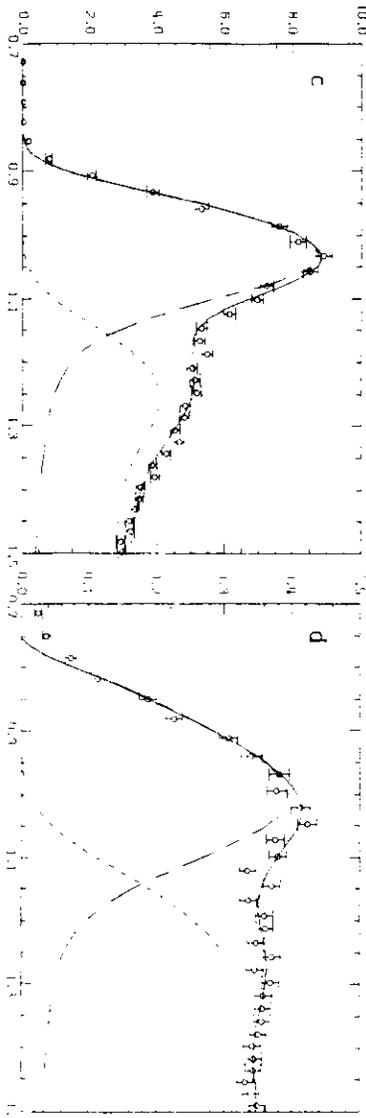


Abbildung 4.9 Anpassung des berechneter Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren [ HUB75 ] aufgetragen gegen die invariante Masse  $W$ .

- - - - - quasielastisch
- ..... elastisch
- gesamtter Wirkungsquerschnitt

a	$^{27}\text{Al}$	$E_n = 200$	$Q = 0.90$
0.000	0.000	0.000	0.000
0.000	0.000	0.000	0.000
0.000	0.000	0.000	0.000

#### 4.2.1 Analyse der Messungen dieser Arbeit

Die Abbildungen 4.7, 4.8 zeigen die Beschreibung der Elektronstreuendaten an Kohlenstoff [ BOC75, HUB75 ] aus den Tabellen 3.5-3.13. Die Daten überdecken einen  $Q^2$ -Bereich zwischen 0.111 und 1.50  $\text{GeV}^2$ . Im gesamten Bereich wird der Verlauf der experimentellen Spektren von den Rechnungen wiedergegeben. Sowohl die mit  $Q^2$  anwachsende Verbreiterung der peaks, als auch die Verschiebung der Maxima zu höheren invarianten Massen stimmt mit den experimentellen Werten überein. Das durch die Fermibewegung bedingte Verschwinden ausgeprägter Strukturen in den Spektren ist deutlich zu erkennen. Im Bereich  $Q^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$  ist aufgrund des Pauli-Prinzips eine quasielastische Streuung an den Nucleonen nicht mehr mit jedem Fermimpuls möglich. Ausserdem ist die Richtungsverteilung der Fermimpulse der zur Streuung beitragender Nucleonen nicht mehr isotrop. Davon ist die Form des quasielastischen peaks beeinflusst.

Die Aluminiumdaten [ HUB75, HUB76 ], die im Bereich von  $Q^2$  zwischen 0.12 und 0.74  $\text{GeV}^2$  liegen, sind in den Abbildungen 4.9 und 4.10a,b mit den Rechnungen verglichen. Bei den Rechnungen wurden Impulsverteilungen für die Schalen  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$  und  $1p_{1/2}$  benutzt [ JON77 ]. Mit Hilfe dieser Impulsverteilungen kann auch die gegenüber Kohlenstoff etwas stärkere Verbreiterung der Strukturen beschrieben werden.

Dies ist auch für die Elektronstreuung an Silizium der Fall (Abb. 4.10c,d). Die Breite des quasielastischen peaks ist annähernd gleich der des Aluminium. Der wesentliche Unterschied liegt in der Position der Maxima. Im Vergleich zu Aluminium ist im Silizium die mittlere Separationsenergie um etwa 11 MeV grösser, da Silizium als  $gg$ -Kern besonders stark gebunden ist.

Auch für den Kern  $^9\text{Be}$  ist es im Rahmen der Stossnäherung möglich, die experimentellen Daten wiederzugeben (Abb. 4.10e,f).

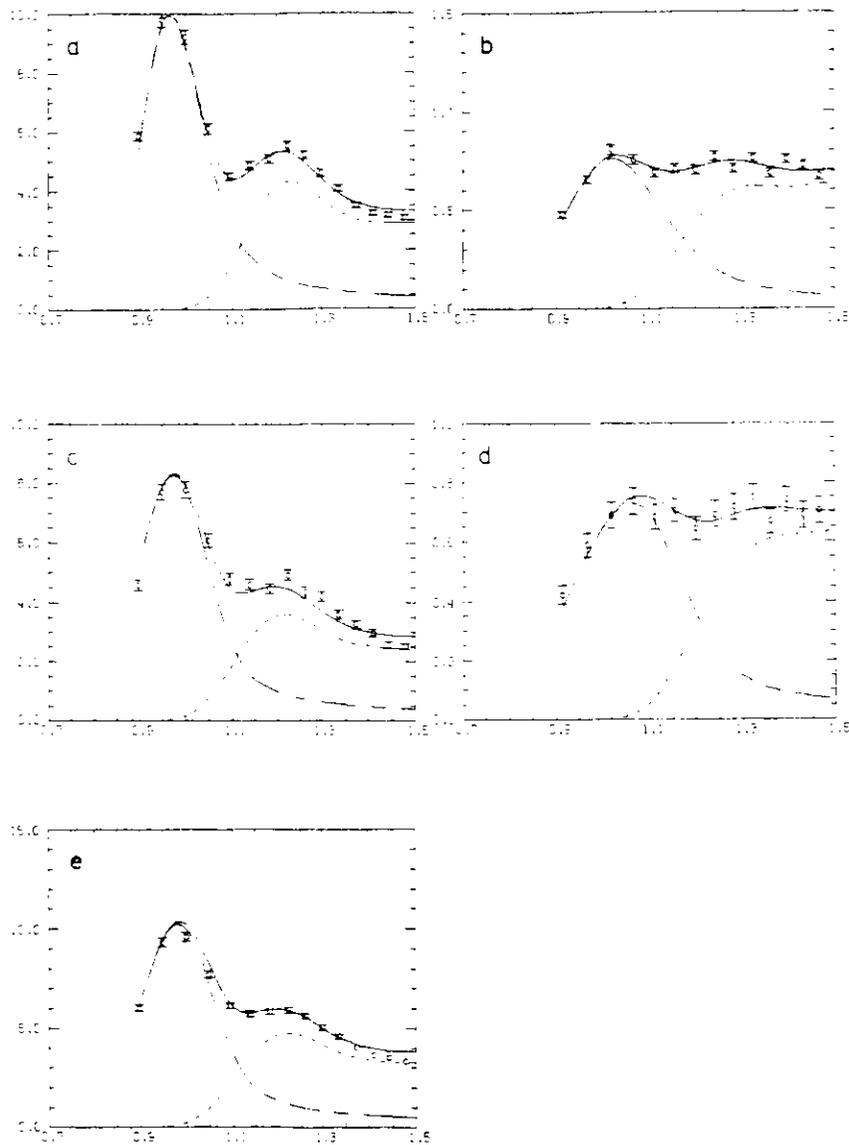


Abbildung 4.10 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren | HUB76 | aufgetragen gegen die invariante Masse W  
 - - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ——— gesamtter Wirkungsquerschnitt

a	<sup>9</sup> Be	E <sub>i</sub> =3.00	B=9.96
b		5.00	9.96
c	<sup>27</sup> Al	3.00	9.96
d		5.00	9.96
e	<sup>28</sup> Si	3.00	9.96

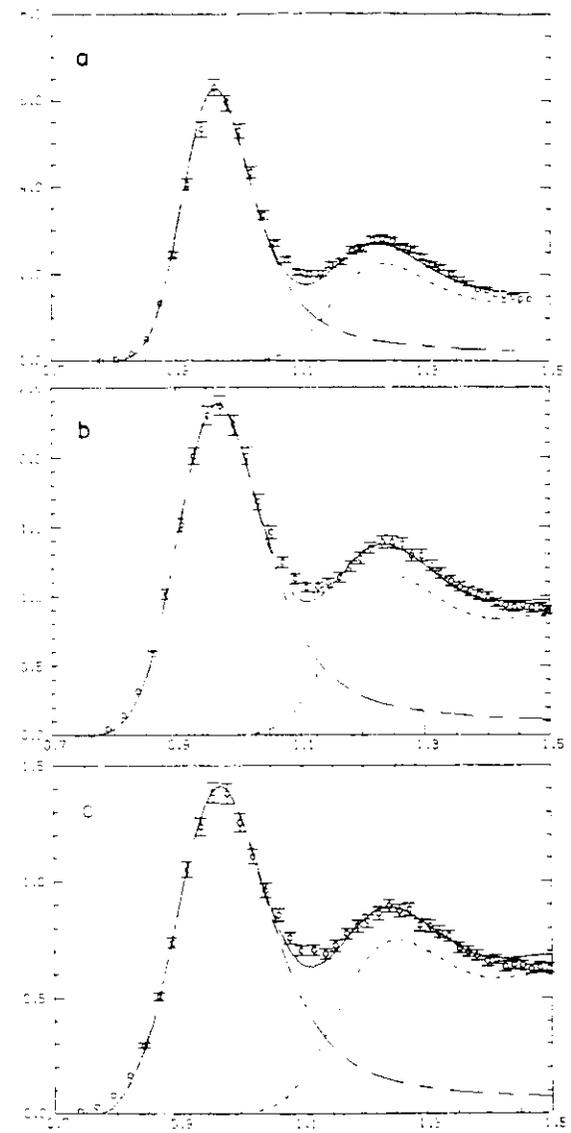


Abbildung 4.11 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren | HE173 | aufgetragen gegen die invariante Masse W  
 - - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ——— gesamtter Wirkungsquerschnitt

a	<sup>7</sup> Li	E <sub>i</sub> =2.5	θ=12.0
b		2.7	13.8
c		2.7	15.0

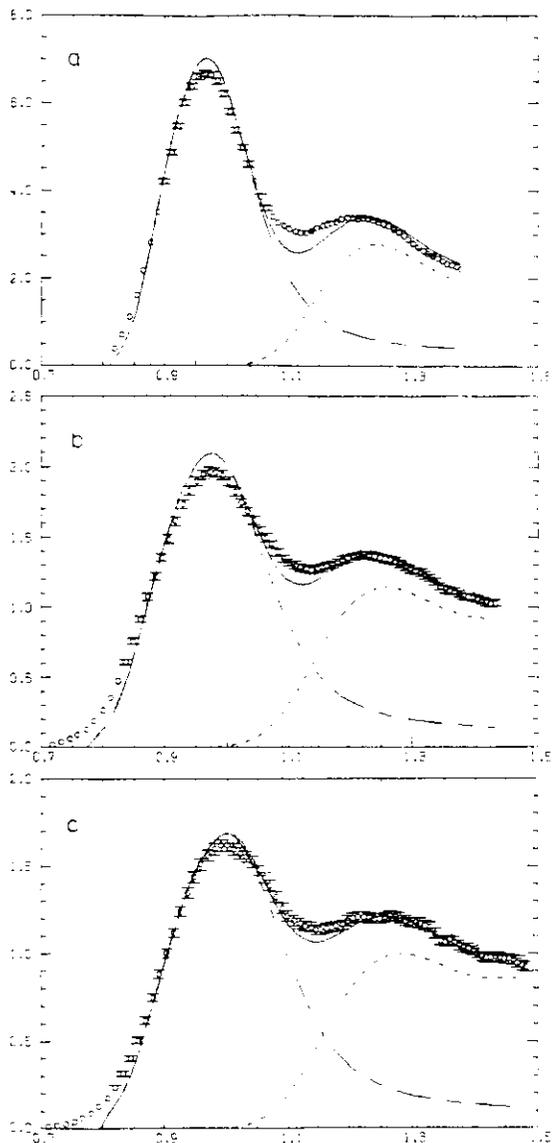


Abbildung 4.12 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren (ZEL73) aufgetragen gegen die invariante Masse  $W$

a	$^{6}\text{Li}$	$E_1 = 2.0$	$G = 15.0$
b	$^{12}\text{C}$	$E_1 = 2.5$	$G = 15.0$
c	$^{13}\text{C}$	$E_1 = 2.7$	$G = 15.0$

- - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ————— gesamtter Wirkungsquerschnitt

#### 4.2.2 Vergleich mit Messungen anderer Autoren

Um die Gültigkeit des hier entwickelten Programmsystems in einem grossen kinematischen Bereich zu testen, wurden auch Wirkungsquerschnitte anderer Autoren angepasst. Auch diese experimentellen Daten lassen sich durch die Berechnungen gut beschreiben, wie die Abbildungen 4.11 für  $^{6}\text{Li}$  | He173 |, 4.12 | ZEL73 | und 4.13 | AND72 | für  $^{12}\text{C}$  zeigen. Die Diskrepanzen zwischen Rechnung und Experiment sind hauptsächlich bedingt durch die unterschiedliche Art der Datenbehandlung. Zeller | ZEL73 | hat seine Kohlenstoffdaten mit einer Gaußverteilung geglättet, um seine Strahlungskorrekturen mit geringerer statistischem Fehler durchführen zu können und auch Andrews | AND72 | hat seine gemessenen Daten auf die Bremsstrahlungseffekte korrigiert, was speziell für die Spektren mit kleinem  $Q^2$  eine sehr unübliche Methode ist: die Extrapolation der Wirkungsquerschnitte in Bereiche ohne experimentelle Stützdaten ist mit sehr grossen systematischen Fehlern behaftet. Das zeigt recht anschaulich den Vorteil der hier gewählten Methode (siehe Anhang D.4), die Strahlungseffekte bei der Berechnung der theoretischen Wirkungsquerschnitte zu berücksichtigen.

Die restlichen Daten aus Tab. 3.1 | STA71, TIT72 | konnten wegen der mangelhaften Dokumentation nur zur qualitativen Analyse verwendet werden. Sie werden aber im Wesentlichen durch die Rechnungen richtig reproduziert. Ein Vergleich der Peakwerte der ersten Nukleonenresonanz liefert für die Testgrösse  $(A_{eff}^{inel}/A)$  für  $^{6}\text{Li}$  | TIT72 | den mittleren Wert  $0.98 \pm 0.05$  und für  $^{12}\text{C}$  | STA71, TIT72 |  $1.13 \pm 0.12$ . Die Daten von Andrews | AND72 | ergeben einen Mittelwert von  $1.05 \pm 0.03$ .

Die  $^{6}\text{Li}$ -Daten von Heimlich haben, vor allen analysierten Daten die geringste Halbwertsbreite des quasielastischen peaks. Auch diese Tatsache wird von der Rechnung gut wiedergegeben.

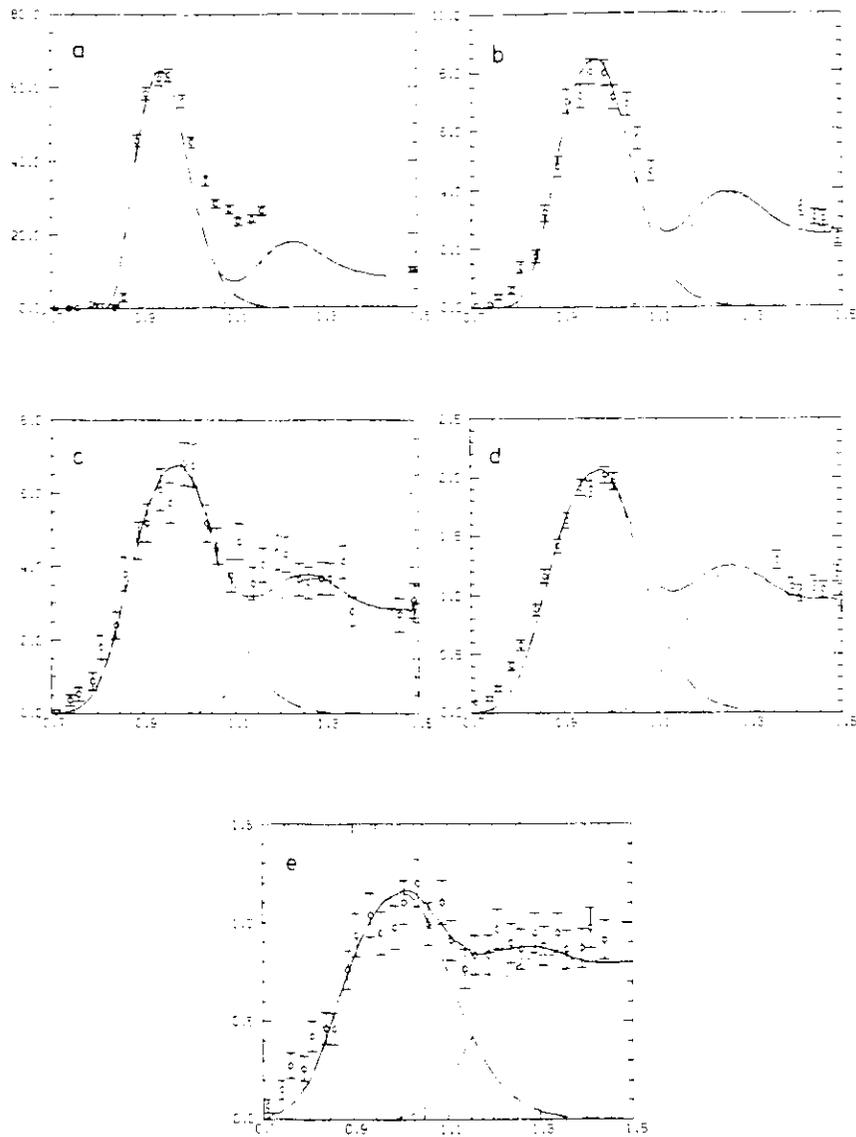
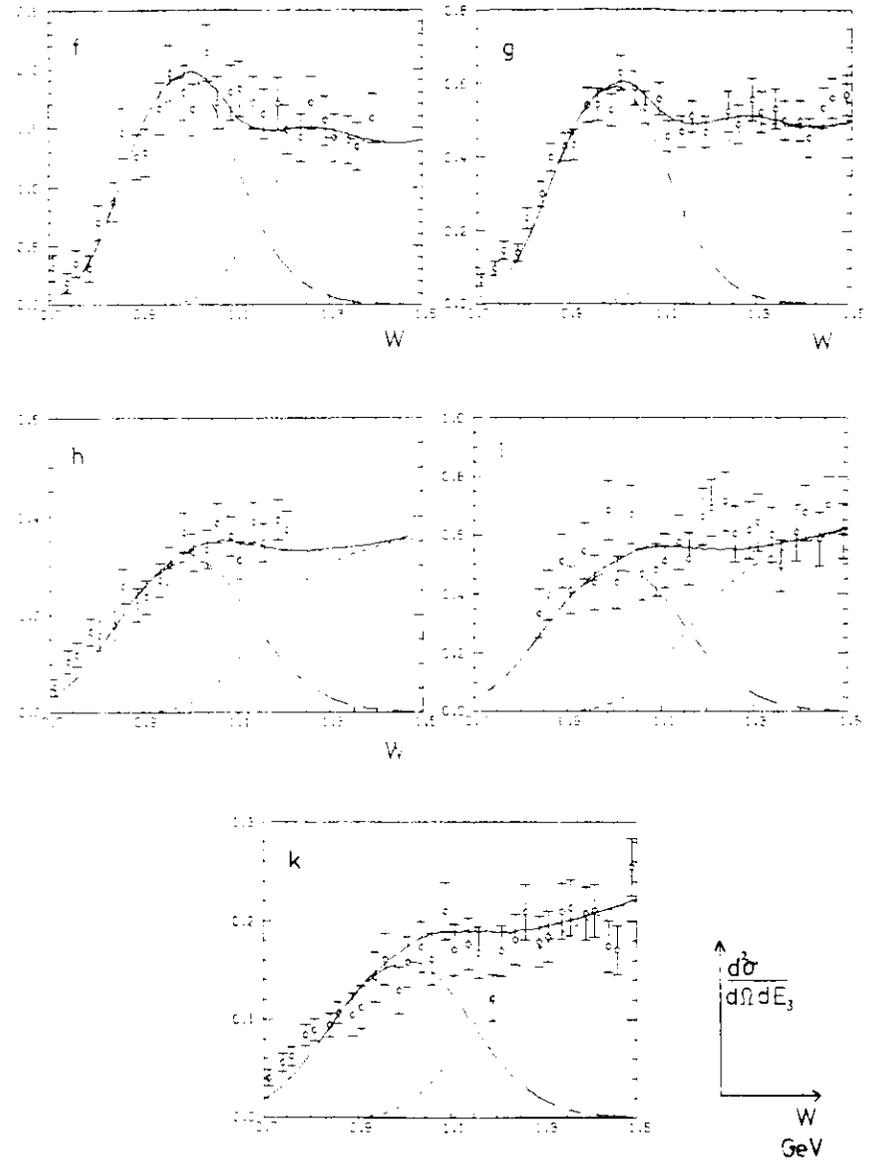


Abbildung 4.13 Anpassung des berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Spektren | AND72 | aufgetragen gegen die invariante Masse W

	$E_1$	$E_2$
a	3.96	6.53
b	3.87	6.98
c	3.42	6.33
d	3.96	11.01
e	3.74	6.98
f	2.97	6.53
g	4.82	11.01
h	2.03	6.98
i	3.86	6.53
k	6.02	11.01

- - - - - quasielastisch  
 - - - - - inelastisch  
 ————— gesamter Wirkungsquerschnitt



$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_3}$   
 W  
 GeV

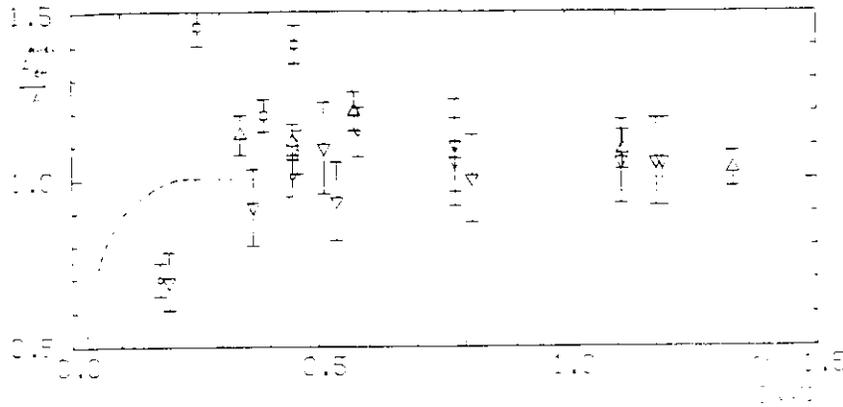


Abb 9.14  $(A_{eff}^{el}/A)$  für alle analysierten  $^{12}C$ -Spektren in Abhängigkeit von  $Q^2$  für die quasielastische Streuung  
 - - - - ist die Berechnung der Pauli-Unterdrückung | BER72 |.

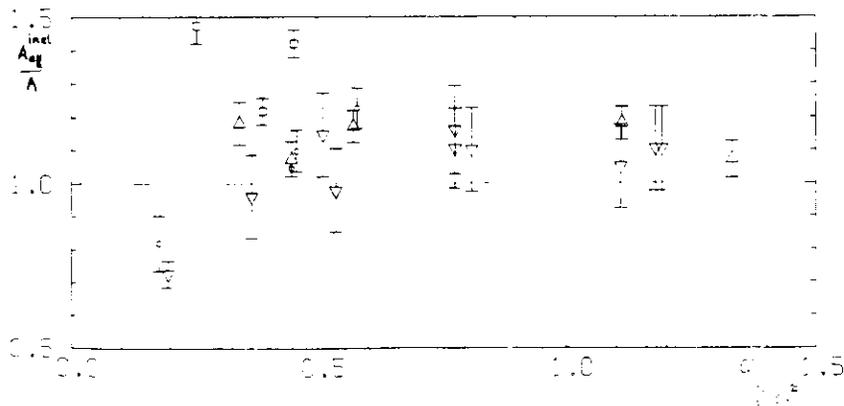


Abb 9.15  $(A_{eff}^{inel}/A)$  für alle analysierten  $^{12}C$ -Spektren in Abhängigkeit von  $Q^2$  für die inelastische Streuung

### 9.2.3 Die Anpassungsparameter

Aus dem vorhergehenden Vergleich zwischen den Rechnungen und den verschiedenen Experimenten ergibt sich, dass das hier diskutierte Programmsystem zur Berechnung der Elektronenstreuung an gebundenen Nukleonen in Stossnäherung die Form der experimentellen Wirkungsquerschnitte gut wiedergibt. Der kritische Test für die Gültigkeit der Stossnäherung ist, ob auch die absoluten Wirkungsquerschnitte übereinstimmen. Diese Überprüfung ist für die quasielastische und die inelastische Streuung getrennt durchgeführt und wird durch die Zahlenwerte von  $(A_{eff}^{el}/A)$  und  $(A_{eff}^{inel}/A)$  quantitativ ausgedrückt. Wenn auch die absoluten Wirkungsquerschnitte übereinstimmen, so sind diese Werte gleich 1. Da für die elementaren Prozesse experimentelle Wirkungsquerschnitte zugrundegelegt wurden, sind die berechneten Absolutwerte mit Unsicherheiten behaftet, die sich aus den systematischen Fehlern der benutzten experimentellen Daten ergeben. Der systematische Fehler der berechneten Wirkungsquerschnitte ist ca. 11 % (siehe Anhang D.6). Dieser relativ grosse Fehler beruht hauptsächlich auf den Unsicherheiten der Neutronendaten.

In den Abbildungen 9.14 und 9.15 sind die für Kohlenstoff ermittelten Werte von  $(A_{eff}^{el}/A)$  und  $(A_{eff}^{inel}/A)$  dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass für einen Teil der untersuchten Messungen erhebliche Abweichungen vom erwarteten Wert eins auftreten. Diese Abweichungen treten besonders stark bei den Daten von Zeller | ZEL72 | auf und zwar gleichermaßen für beide Testgrössen. Der Grund für diese Abweichung ist die grosse Unsicherheit der Absolutnormierung dieser Daten. Zeller gibt für seine  $^{12}C$ -Daten eine systematische Unsicherheit von über 10 % an, da die effektive Dicke des Targets nicht genau bekannt war und das Target zudem noch unter einem Winkel von ca.  $45^\circ$  zum Elektronenstrahl stand | ZEL78 |, um das Abstoppen von gestreuten Nukleonen im Target zu

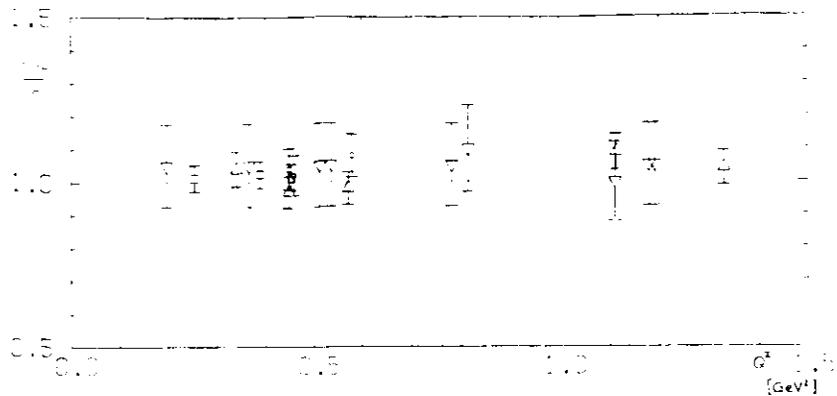


Abb. 4.16  $(A_{el}^{me}/A)$  auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für Kohlenstoff  
 (□) | AND72 |  
 (○) | ZEL73 |  
 (△) | BOCT5 |  
 (◇) | HUB75 |

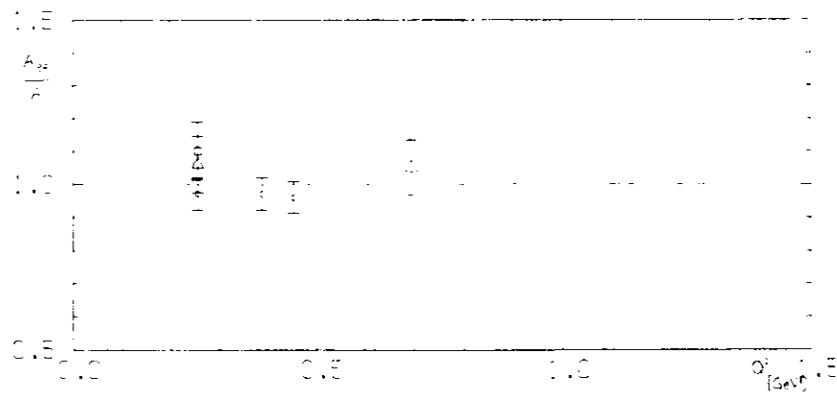


Abb. 4.17  $(A_{inel}^{me}/A)$  auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für  $^{12}\text{C}$  (□) für  $^9\text{Be}$  (○) für  $^{32}\text{S}$  (△)

verringern. (Bei den Messungen von Zeller wurden die Nukleonen koinzident nachgewiesen.)

Für die anderen experimentellen Spektren ist der systematische Fehler in der Absolutnormierung von der Größenordnung 5-10%. Dieser Fehler ist in Abb. 4.14-4.18 als Fehlerbalken eingetragen.

Für die in dieser Arbeit analysierten Streudaten an Kohlenstoff ergibt sich der Mittelwert von  $(A_{el}^{me}/A)$  zu  $1.07 \pm 0.17$  und von  $(A_{inel}^{me}/A)$  zu  $1.11 \pm 0.14$ , was bedeutet, dass auch die absoluten Wirkungsquerschnitte durch die Rechnungen richtig wiedergegeben werden.

Für die quasielastische Streuung ist im Bereich von  $Q^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$  die Stossnäherung als adäquate Beschreibung des Streuprozesses etabliert. Im Bereich  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$  werden Abweichungen von der Stossnäherung erwartet, die durch das Ausschliessungsprinzip von Pauli begründet sind. Dieser Einfluss wurde von Bernabeu | BER72 | im Rahmen des Schalenmodells für  $^{12}\text{C}$  berechnet und diskutiert. In Abbildung 4.14 ist diese Vorhersage miteingezeichnet.

Um die Güte der Stossnäherung für die inelastische Streuung unabhängig von den Unsicherheiten in der Absolutnormierung der experimentellen Wirkungsquerschnitte zu überprüfen, werden die experimentellen Daten auf den berechneten Wirkungsquerschnitt der quasielastischen Streuung normiert. Durch dieses Verfahren ist der Fehler für die ermittelte Testgrösse  $(A_{el}^{me}/A)$  nun noch durch die Unsicherheit der berechneten Absolutwerte gegeben, d.h. die systematischen Fehler der Experimente werden eliminiert. Aufgrund des Pauliprinzipes kann dieses Verfahren nun für  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$  benutzt werden.

In Abbildung 4.16 sind die so normierten Werte für  $(A_{el}^{me}/A)$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  dargestellt. Die Abbildung zeigt, dass auch im

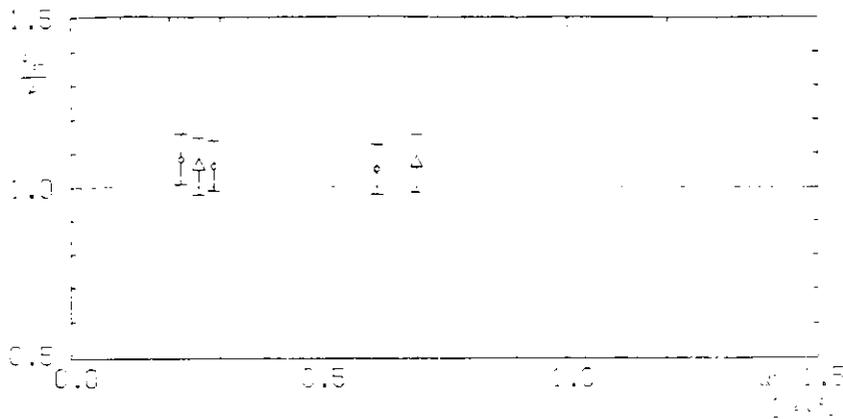


Abb. 4.18  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$  auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für  $^{12}C$

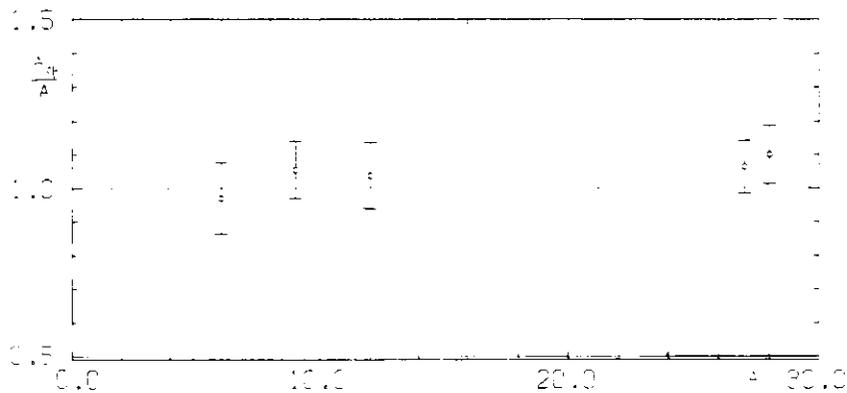


Abb. 4.19 Der Mittelwert pro Kern von  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$  aus den Abbildungen 4.18 - 4.18 in Abhängigkeit von Massenzahl  $A$

inelastischen Bereich die Stossnäherung die adäquate Beschreibung der Streuprozesse an gebundenen Nukleonen ist. Dies zeigt auch der Mittelwert aller  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$ -Werte für Kohlenstoff, der mit einem Zahlenwert von  $1.05 \pm 0.04$  den bei Gültigkeit der Stossnäherung erwarteten Wert von eins bestätigt. Wegen der grossen Unsicherheiten in der Absolutnormierung der experimentellen Spektren ist für den Test der Stossnäherung nur der auf die quasielastische Streuung normierte Wert von  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$  von Bedeutung. Im folgenden werden deshalb nur die so normierten Werte von  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$  gezeigt.

Die oben gezeigte Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Wirkungsquerschnitten ergab sich auch für die Kerne  $^6Li$  (Abb. 4.17a),  $^9Be$  (Abb. 4.17b),  $^{27}Al$  (Abb. 4.18) und  $^{29}Si$  (Abb. 4.17c). Die Mittelwerte von  $(\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}})$  für die einzelnen Kerne sind in Abbildung 4.19 in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  dargestellt. Diese Abbildung veranschaulicht, dass alle hier untersuchten Kerne in gleicher Güte durch die Stossnäherung beschrieben werden.

#### 4.2.4 Zusammenfassung der Anpassungsergebnisse

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Programmsystem zur Beschreibung der Elektronenstreuung an in Kernen gebundenen Nukleonen in Stossnäherung gibt die kinematischen Einflüsse auf die Form und die Lage der einzelnen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt sehr gut wieder. Diese Übereinstimmung ergab sich für alle untersuchten Kerne in einem grossen kinematischen Bereich mit gleicher Güte. Für den inelastischen Prozess wurde die Stossnäherung als adäquate Beschreibungsmöglichkeit ermittelt. Ferner konnte gezeigt werden, dass

für inklusive Elektronstreuexperimente an gebundenen NUKLEONEN Impulsverteilungen aus dem Schalenmodell die beobachteten Einflüsse der Fermibewegung auf den Streuprozess hinreichend genau beschreiben. Die mittleren Anpassungsparameter ( $A_{2q}^{rel}/A$ ) sind für  ${}^6\text{Li}$  | HE173 |  $0.97 \pm 0.01$  und für  ${}^{12}\text{C}$  | ZEL73 |  $1.01 \pm 0.01$ . Die in der Einleitung erwähnte Unterdrückung der Produktion der ersten Nukleonresonanz in Kernmaterie, die an diesen Daten früher festgestellt wurde | HE174 |, könnte also nicht verifiziert werden.

4.3 Überprüfung der Dualitätshypothese bei komplexen Kernen

Als ein mögliches Anwendungsbeispiel des Programmsystems dieser Arbeit wird hier die Überprüfung der Dualitätshypothese dargestellt. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden als Eingabewerte für die elementaren Prozesse (siehe Abhang D.20) Skalenfunktionen statt Strukturfunktionen benutzt. Für die Elektronenstreuung an freien Nukleonen wurde ermittelt, dass in einem grossen kinematischen Bereich die Strukturfunktionen statt von  $Q^2$  und  $\nu$  nur von einer geeignet gewählten kinematischen Grösse abhängen | BLO70, BJO69, RIT71, BRA72 |. Für Werte von  $Q^2$  grösser als ca.  $30 \text{ GeV}^2$  verschwindet dieses sogenannte Skalenverhalten | FOX74, BEN75, ATH75 |. Es konnte ferner im kinematischen Bereich der Daten dieser Arbeit gezeigt werden, dass die Skalenfunktionen den mittleren Verlauf der Wirkungsquerschnitte im Bereich der Nukleonresonanzen wiedergeben. Diese Verknüpfung zweier unterschiedlicher kinematischer Bereiche heisst Dualitätshypothese (siehe Abschnitt 2.4).

Für Kohlenstoff wurden die 'finite energy sum rules' von Bloom und Gilman | BLO70 | und von Rittenberg und Rubinstein | RIT71 | für die Strukturfunktion  $H_2(Q^2, \nu)$  überprüft. Die Untersuchungen erfolgten mit den von Bloom und Gilman bzw. Rittenberg und Rubinstein ermittelten Parametrisierungen der Skalenfunktion (siehe Tab. 2.1, 2.2). Wie bei der Elektronenstreuung an freien Nukleonen ergab sich auch im Fall von  ${}^{12}\text{C}$

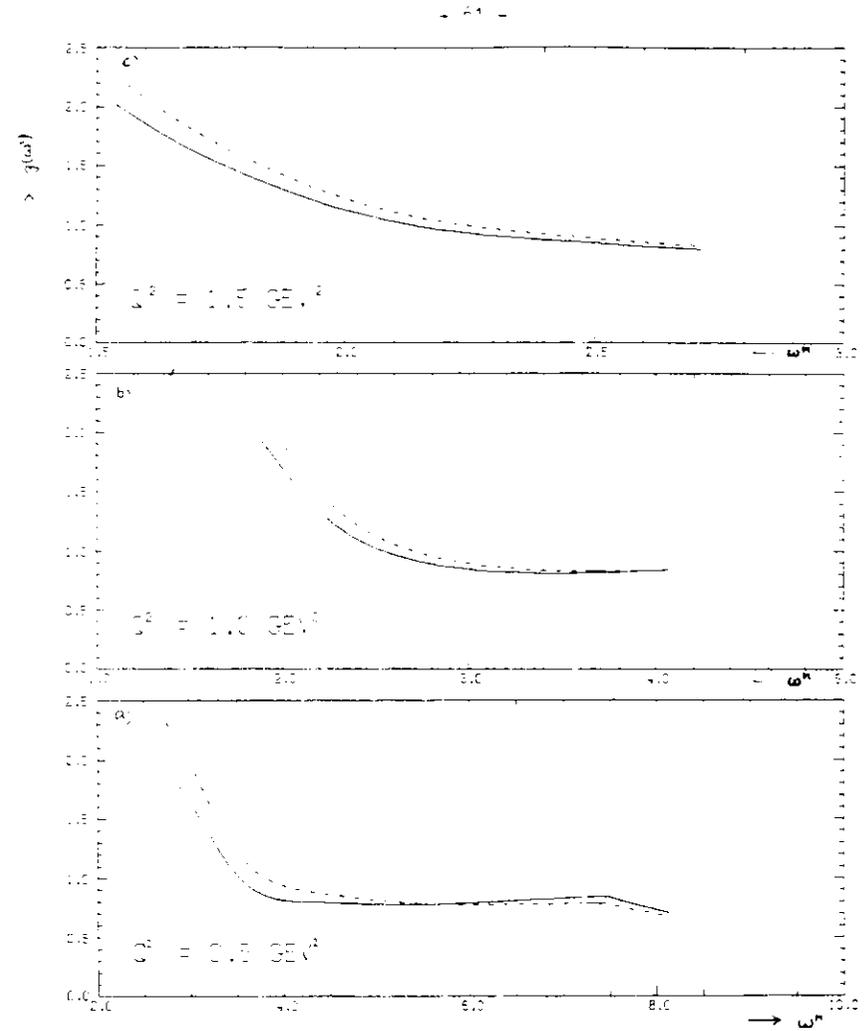


Abb. 4.20  $g(w^m)$  (Formel 4.1) in Abhängigkeit von der oberen Integrationsgrenze  $w^m$   
 - - - mit  $f(w)$  von BLO70  
 — mit  $f(w)$  von RIT71  
 a  $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$   
 b  $Q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$   
 c  $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$

Kohlenstoff gebundenen Nucleonen, dass die Summenregel von Rittenberg und Rubinstein die Experimente im grösseren kinematischen Bereich beschreibt. In Abbildung 4.20 ist dieses Verhalten veranschaulicht. Dargestellt ist die Grösse  $g(\omega)$  aus Abschn. 2.4 in Abhängigkeit von der oberen Integrationsgrenze. Es ist deutlich zu sehen, dass mit kleiner werdendem  $Q^2$  die Skalenfunktion von Bjork und Gilman immer schlechter mit den Daten im Bereich  $k < 1 \text{ B GeV}$  übereinstimmt. Die Übereinstimmung der berechneten Kern-Strukturfunktionen mit der Summenregel von Rittenberg und Rubinstein hingegen ist für alle betrachteten  $Q^2$ -Werte gleich gut. Ausserdem könnte wie im Fall der freien Nucleonen eine lokale Dualität [B.67] nicht bestätigt werden.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen der Forschungsgruppe F23 beim DESY wurden neue experimentelle Daten für die Elektron-Streuung an den Kernen  $^{12}\text{C}$  und  $^{27}\text{Al}$  (HEB75), (siehe Anlage K) und  $^9\text{Be}$ ,  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$  (HEB76), vorläufige Daten) gewonnen und zur Analyse herangezogen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Rechen-Programmsystem entwickelt, dass die inklusive Elektronenstreuung an gebundenen Nucleonen in Stossnäherung beschreibt. Der zugrundeliegende Formalismus wurde in der Veröffentlichung von Alwood und West [ATH72] für Deuteron entwickelt. Die Erweiterung auf komplexe Kerne wird in Abschnitt 2 ausführlich diskutiert. Es konnte gezeigt werden, dass die Strukturfunktionen für die quadrifreie Streuung sich als Überlagerung der Strukturfunktionen der freien Prozesse darstellen lassen. Die Strukturfunktionen für die freien Prozesse wurden aus experimentellen Wirkungsquerschnitten ermittelt. Der Vergleich der Rechnungen mit den Elektronenstreuexperimenten an den Kernen  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$  im kinematischen Bereich  $0.0 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  und  $k < 1 \text{ B GeV}$  ergab, dass sowohl die Struktur als auch der absolute Wirkungsquerschnitt über experimentellen Spektren durch diese Berechnung gut beschrieben werden kann. Beobachtete Abweichungen vor der Engstelle der Stossnäherung für die quadrifreie Streuung können auf den Einfluss des Pauliprinzips zurückgeführt werden. Für die inelastischen Streuprozesse wurde keine Abweichung von der Stossnäherung gefunden. Im Rahmen dieses Modells wurden ferner auch ein Anwendungsbeispiel für ein Programmsystem, die "finite sum rules" von Bjork und Gilman bzw. von Rittenberg und Rubinstein für quadrifreie Streuung an Kohlenstoff überprüft. Auch hierbei wurde sichergestellt, dass die quadrifreie Streuung durch die freien Prozesse erklärt sind und dass die Unterschiede zwischen Streuprozessen an Kernen und denen an freien gebundenen Nucleonen nur kinematischer Natur sind.

Annang A Kinematische Größen und Koordinatensysteme

Es wird ein Massensystem verwendet, in dem  $\hbar = c = 1$  gesetzt ist. Die Metrik ist so gewählt, dass  $p^2 = (p_0, \vec{p})^2 = p_0^2 - \vec{p}^2$ . Außerdem wird prinzipiell die Masse des Elektrons vernachlässigt, so dass die Zahlenwerte von Energie und Impuls des Elektrons gleich sind.

Die Indizierung der im Feynmangraphen (Abb. 2.3) vorkommenden Vierervektoren ist wie folgt:

- $p_N = (E_N, \vec{p}_N)$  freies Nukleon
- $p_N = (E_N, \vec{p}_N)$  gebundenes Nukleon
- $p_T = (E_T, \vec{p}_T)$  Target (Kern)
- $p_S = (E_S, \vec{p}_S)$  Restkern (Spektrator)
- $q = (0, \vec{q})$  virtuelles Photon

$E_1, E_3$  sind die Energie des ein- bzw. auslaufenden Elektrons,  $\Theta$  ist der Streuwinkel zwischen ein- und auslaufendem Elektron.

Für das virtuelle Photon gilt:

$$Q^2 = -q^2 = 4E_1 E_3 \sin^2(\Theta/2)$$

und bei ruhendem Target:

$$Q = E_1 - E_3$$

Die Gesamtenergie aus Photon und gestreuter Nukleon ist invariant und es gilt (freies Nukleon)

$$W^2 = (p_N + q)^2 = M^2 + 2M_0 - Q^2$$

mit  $M =$  freie Nukleonmasse

Außerdem werden in Anhang D folgende Zusammenhänge benutzt:

$$M_S = M_T + (M - E_S)$$

mit  $M_T =$  Targetmasse

$$M_S =$$
 Restkernmasse

$$E_S =$$
 Separationsenergie des Stossnukleons

$$E_S^2 = W^2 + \vec{p}_S^2$$

$$E_N = M_T - E_S$$

$$W_N^2 = (E_N + q)^2$$

$$W_K^2 = (E_K + q)^2$$

Strukturfunktionen werden folgendermaßen bezeichnet:

$$W_L^P, W_L^N, W_L^A = \text{Strukturfunktion von Photon (p), Neutron (n), bzw. Kern (A)}$$

$$W_L^{\text{quel}}, W_L^{\text{inel}} = \text{Strukturfunktion für quasielastische (qu) bzw. inelastische (inel) Elektron-Kernstreuung}$$

$$W_L^{(n)} = Z W_L^P + N W_L^N \quad \text{mit } Z = \text{Protonenanzahl} \quad (Z \neq 0) \\ N = \text{Neutronenanzahl}$$

Indizierung der Koordinatensysteme

$S =$  Laborsystem: Alle nicht besonders indizierten Größen beziehen sich auf dieses System. Lorentzinvariante Größen tragen im allgemeinen auch keine Indizierung.

$S^*$  = Schwerpunktsystem von virtuellem Photon und Target bzw. Schwerpunktsystem der auslaufenden Hadronen

$$\vec{\beta} = \vec{q} / (M_T + W) \quad (A.1)$$

$$\gamma = (M_T + W) / W \quad (A.2)$$

$S^1 =$  Ruhesystem des Stossnukleons

Transformation von  $S \rightarrow S^1$  mit

$$\vec{\beta} = \vec{p} / E_N \quad (A.3)$$

$$\gamma = E / M_N \quad (A.4)$$

Die z-Richtung aller Systeme ist die gleiche und zeigt in die Richtung von  $\vec{q}$ , d.h. in die Richtung des virtuellen Photons.

Anhang B Impulsverteilung der Nukleonen im Kern

Die Impulsverteilungen, die in Anhang D zur Ausführung der Integrationen D 14, D 15, D 32 und D 33 benutzt werden, wurden aus dem Ein-Teilchen-Schalenmodell mit Spin-Bahn-Wechselwirkung unter Annahme eines Wood-Saxon-Potentials errechnet

Die Schrödtinggleichung, die die Bewegung der Nukleonen im mittleren Kernpotential beschreibt, lässt sich reduzieren auf die eindimensionale Form:

$$u''(r) + \left[ k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - U(r) \right] u(r) = 0$$

mit  $\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} = E_B = \text{Separationsenergie des Nukleons in der Schale}$

$U(r)$  ist das Wood-Saxon-Potential mit Spin-Bahn-Term

$$U(r) = \frac{U_0}{c} \cdot f(r) + \frac{U_0}{c} \cdot \frac{1}{1+s} \cdot \frac{U_0}{a} \cdot c_2 \cdot \frac{df(r)}{dr}$$

dabei beschreibt  $f(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$  den Verlauf des Potentials

$U_0$  = die Tiefe des Potentialtopfes

$R$  = die Breite des Potentialtopfes

$a$  = ein Parameter, der die Rundschärfe ausdrückt

$$c_2 = \left| \frac{A \cdot \hbar c}{(A-1) \cdot 2 M c^2} \right|^2$$

$v$  = eine Konstante, die die l-s-Kopplung beschreibt

$U(r)$  = das Coulomb-Potential

Die Tiefe des Potentialtopfes für Protonen und Neutronen wurde als gleich angenommen. Diese Vernachlässigung des Coulomb-Effekts hat bei leichten und mittelschweren Kernen minimalen Einfluss auf die Impulsverteilung der Nukleonen [JON77]. Die Lösung der Schrödtinggleichung liefert die Ortswellenfunktion, deren

Tabelle B 1 Parameter für die Berechnung der Impulsverteilungen und Separationsenergien der in den verschiedenen Kernen gebundenen Nukleonen (Erklärung der Parameter in Anhang C)

A Kern Z N	Niveau	$-U_C$ (MeV)	a (fm)	R (fm)	v (MeV)	$E_B$ (MeV)
6 Li 3 3	s 1/2	56	65	2.43	—	21.3
	p 3/2	51	65	2.48	—	4.8
9 Be 4 5	s 1/2	54	60	2.85	—	26.3
	p 3/2	56	60	2.85	50	17.5
	d 1/2	47	60	2.85	50	1.7
12 C 6 6	s 1/2	60	55	3.025	—	30.0
	p 3/2	55	55	3.025	24.82	17.0
27 Al 13 14	s 1/2	79	55	4.12	—	33.0
	p 3/2	61	55	4.12	63.2	21.6
	p 1/2	61	55	4.12	63.2	17.5
	d 5/2	55	55	4.12	36.6	11.3
28 Si 14 14	s 1/2	80	55	4.12	—	59.6
	p 3/2	63	55	4.12	69.41	36.0
	p 1/2	63	55	4.12	69.41	28.0
	d 5/2	58	55	4.12	18.85	17.0

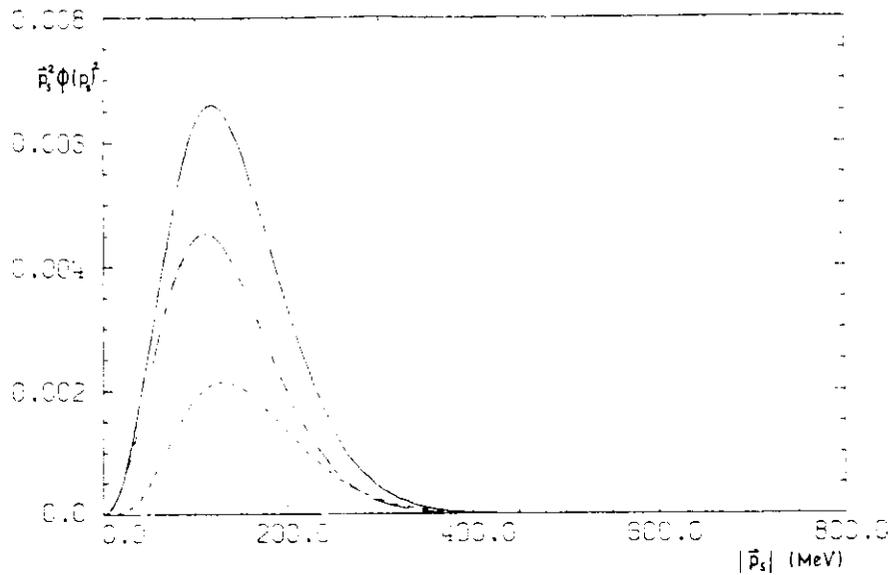


Abb. B.1 Impulsverteilung der Nukleonen in den einzelnen Schalen von  ${}^6\text{Li}$   
 — — — — — s 1/2 Schale  
 - - - - - p 3/2 Schale  
 - · - · - Summe der beiden

Fourier-Transformierte quadriert die gesuchte Impulsverteilung ergibt.

Die Parameter für die Berechnung der Impulsverteilungen, die aus Anpassung an die Elektronenstreuung bei niedrigen Energien ermittelt wurden, sind in Tabelle B 1 zusammengestellt. In Abbildung B 1 sind für den Kern  ${}^6\text{Li}$  als Beispiel die Impulsverteilungen der einzelnen auftretenden Schalen dargestellt. Die Impulsverteilungen der Nukleonen sind nur vom Impulsbetrag  $|\vec{p}_s|$  abhängig, da aus Symmetriegründen die Richtungen der Fermimpulse isotrop verteilt sind (im Laborsystem).

Durch das Zugrundelegen von Wellenfunktionen aus dem Ein-Teilchen-Schalenmodell wird die relativistische Invarianz der Behandlung der Elektronenstreuung an gebundenen Nukleonen durchbrochen. Bei einer konsequenten relativistisch invarianten Behandlung müsste man auf die Zugrundelegung von Potentialen verzichten, da diese nicht invariant gegen Lorentz-Transformationen sind. Um die nicht relativistisch bestimmten Impulsverteilungen invariant zu machen, schlägt West [WES72] in seiner Arbeit einen Korrekturfaktor  $M_s/E_s$  vor und diskutiert, ob  $|\phi(\vec{p}_s)|^2$  oder  $M_s/E_s |\phi(\vec{p}_s)|^2$  mit der nicht relativistischen Impulswellenfunktion identifiziert werden soll. Da sich ein Einfluss dieser Korrektur erst bei sehr grossen Impulsübertragen bemerkbar macht, konnte in dieser Arbeit die Frage nach der Richtigkeit eines solchen Korrekturterms nicht entschieden werden.

Anhang C Interpolation der freien Nukleon-Strukturfunktionen

Die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  der freien Nukleonen wurden aus experimenteller Wirkungsquerschnitten bestimmt [KOB74, ARM72 | Jon Armstrong et al | ARM72 | wurden die Wirkungsquerschnitte für Proton und Neutron bei  $Q^2 = 0$  (Photoproduktion) übernommen. Die Autoren von KOB74 geben Wirkungsquerschnitte für Deuteronen, freie Protonen und gebundene Neutronen an. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Elektronenstreuung an freien Neutronen wurde folgender Ansatz gemacht:

$$\sigma_n = (\sigma_d - \sigma_p^f) \frac{\sigma_p}{\sigma_p^f} \quad (C.1)$$

$\sigma_p$  und  $\sigma_d$  sind die Wirkungsquerschnitte der Protonen respektive der Deuteronen,  $\sigma_p^f$  ist der mit der Impulsverteilung des Protons im Deuteron gefaltete freie Protonquerschnitt.

Diesem Ansatz liegt die Annahme zugrunde, dass die Impulsverteilungen für Proton und Neutron im Deuteriumkern gleich sind. Diese Annahme ist sicherlich gerechtfertigt, da beim Deuteron keine Coulomb-Effekte auftreten.

Um aus den Wirkungsquerschnitten die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  zu bestimmen, wird für das Verhältnis  $R$  von longitudinale zu transversalem Wirkungsquerschnitt folgende Beziehung benutzt:

$$R(Q^2) = 0.18 \quad \text{für } Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$$

$$R(Q^2) = 0.9 \cdot Q^2 \quad \text{für } Q^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$$

Der Wert  $R = 0.18 \pm 0.10$  wurde sowohl für Protonen als auch für Neutronen in einem weiten Bereich der  $(Q^2, \nu)$ -Ebene aus experimentellen Streudaten ermittelt [MIL72, ALD72, BAR71, BAT72]. Da  $R(Q^2=0) = 0$  sein muss, wurde für  $Q^2 < 0.2$  willkürlich ein linearer Abfall von  $R$  zu Null angenommen. Diese Annahme ist durchaus dem Experiment entsprechend, wie der Vergleich zwischen gerechneten und experimenteller [BAR71] longitudinalen Wirkungsquerschnitt in

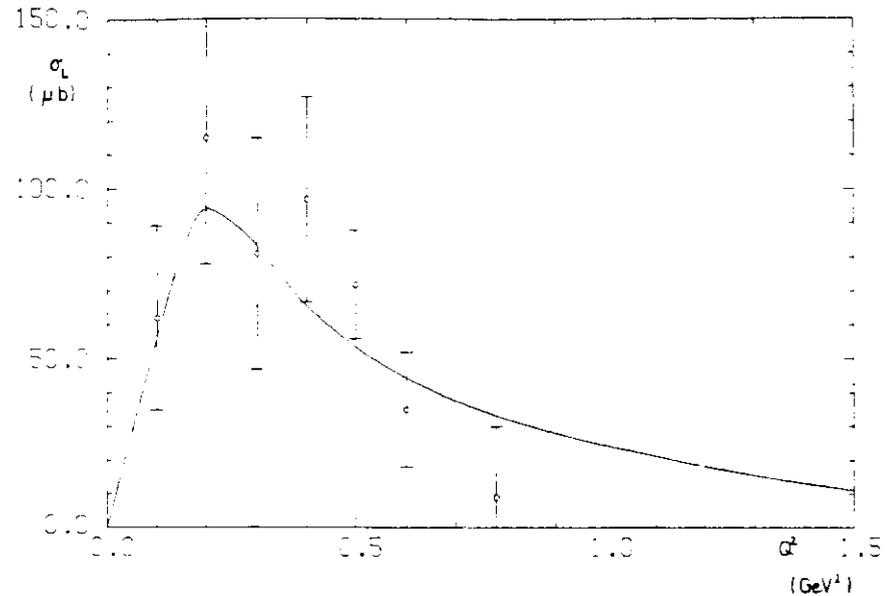


Abb.C.1 Vergleich zwischen experimenteller [BAR71] und berechneter longitudinaler Wirkungsquerschnitt für  $W = 1.22 \text{ GeV}$ .

Abb. C.1 für  $W = 1.23 \text{ GeV}$  zeigt

Aus der Verknüpfung zwischen longitudinale bzw. transversale Wirkungsquerschnitt und der Strukturfunktionen (siehe Gl. 2.7 und 2.9)

$$W_1(Q^2, \nu) = \frac{K}{2\pi^2\alpha} \sigma_T(Q^2, \nu) \quad (C.2)$$

$$W_2(Q^2, \nu) = \frac{K}{2\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{Q^4} (1+R) \sigma_T(Q^2, \nu) \quad (C.3)$$

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = \text{äquivalente Photonenergie}$$

$$\text{folgt: } W_1/W_2 = Q^2/Q^4(1+R) \quad (C.4)$$

$$W_1 = \sigma_{\text{exp}} \left[ \sigma_{\text{Mott}} \left( 2 \tan^2(\theta/2) + \frac{Q^2}{Q^4} (1+R) \right) \right]^{-1} \quad (C.5)$$

$$W_2 = \sigma_{\text{exp}} \left[ \sigma_{\text{Mott}} \left( 1 + \frac{2 \tan^2(\theta/2)}{(1+R)} \frac{Q^2}{Q^4} \right) \right]^{-1} \quad (C.6)$$

$$\sigma_{\text{exp}} \equiv \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right]$$

Für die Photoproduktion ist  $G_L = 0$ , d.h.  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_T = \text{totaler Absorptionsquerschnitt für reelle Photonen}$ . Daraus ergibt sich:

$$W_1(0, \nu) = \frac{\nu}{2\pi^2\alpha} \sigma_{\text{tot}}(\nu) \quad (C.7)$$

$$W_2(0, \nu) = 0 \quad (C.8)$$

Die experimentelle Strukturfunktion  $W_1(Q^2, \nu)$  lässt sich entlang Linien konstanter invarianter Masse  $W$  durch den empirisch gefundenen Polynomansatz

$$W_1(Q^2, W) = \left[ \sum_{n=0}^3 a_n(W) \cdot (Q^2)^n \right] \exp(-a_4(W) \cdot Q^2) \quad (C.9)$$

beschreiben. Die Parameter  $a_n(W)$  wurden in Schritten von  $\Delta W = 0.005 \text{ GeV}$  an die experimentellen Proton- bzw. Neutron-Strukturfunktionen angepasst.

Mit diesem Polynomansatz lässt sich  $W_1$  für beliebige  $Q^2$ - und  $\nu$ -Werte im Bereich  $0.0 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  und  $W < 1.5 \text{ GeV}$  berechnen.  $W_2$  ist aus  $W_1$  durch die Relation C.4 gegeben. Die so interpolierten Strukturfunktionen  $W_{1,2}$  für inelastische Elektronenstreuung an Proton bzw. Neutron sind in den Abbildungen C.2 a-d im kinematischen Bereich  $0.0 < Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  gezeigt.

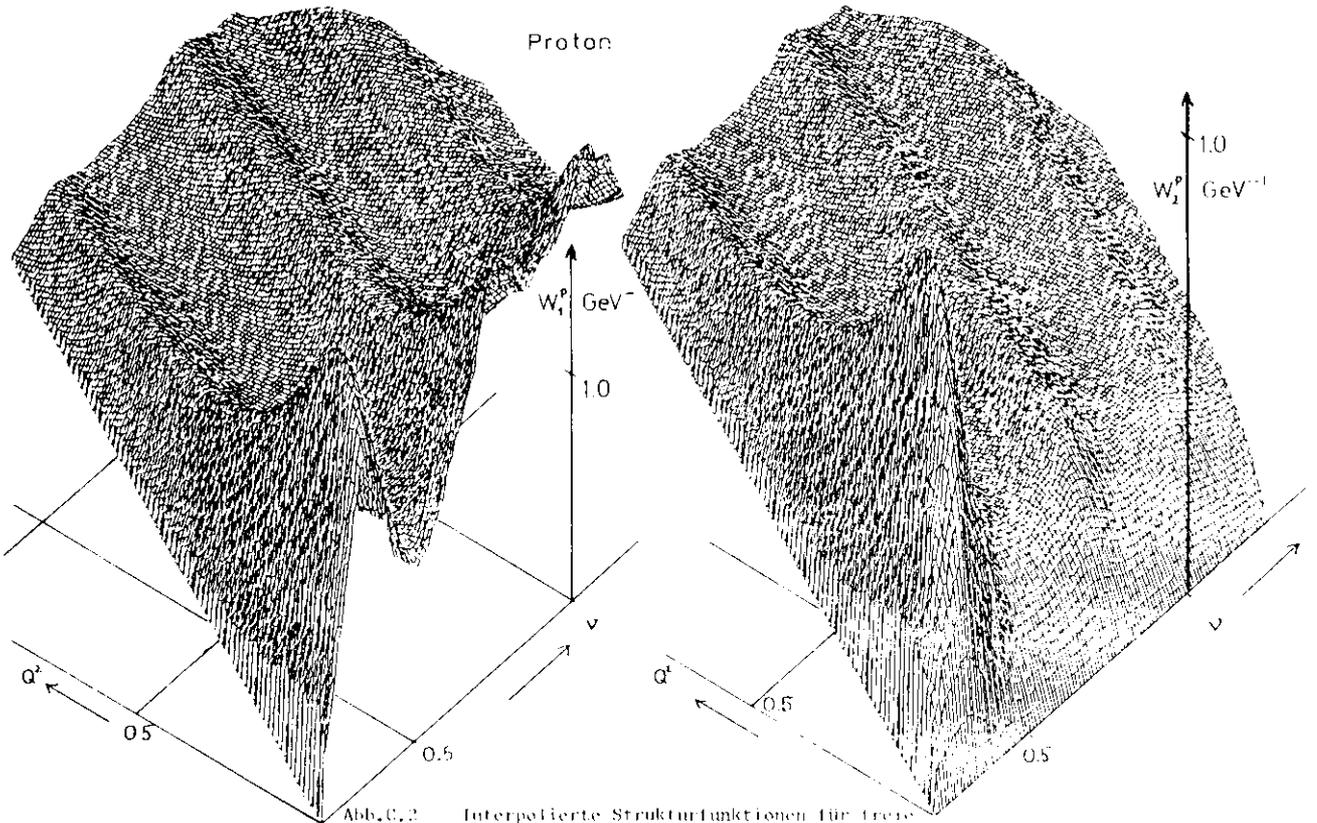


Abb.C.2 Interpolierte Strukturfunktionen für freie Nukleonen in Abhängigkeit von  $q^2$  und  $\nu$ .

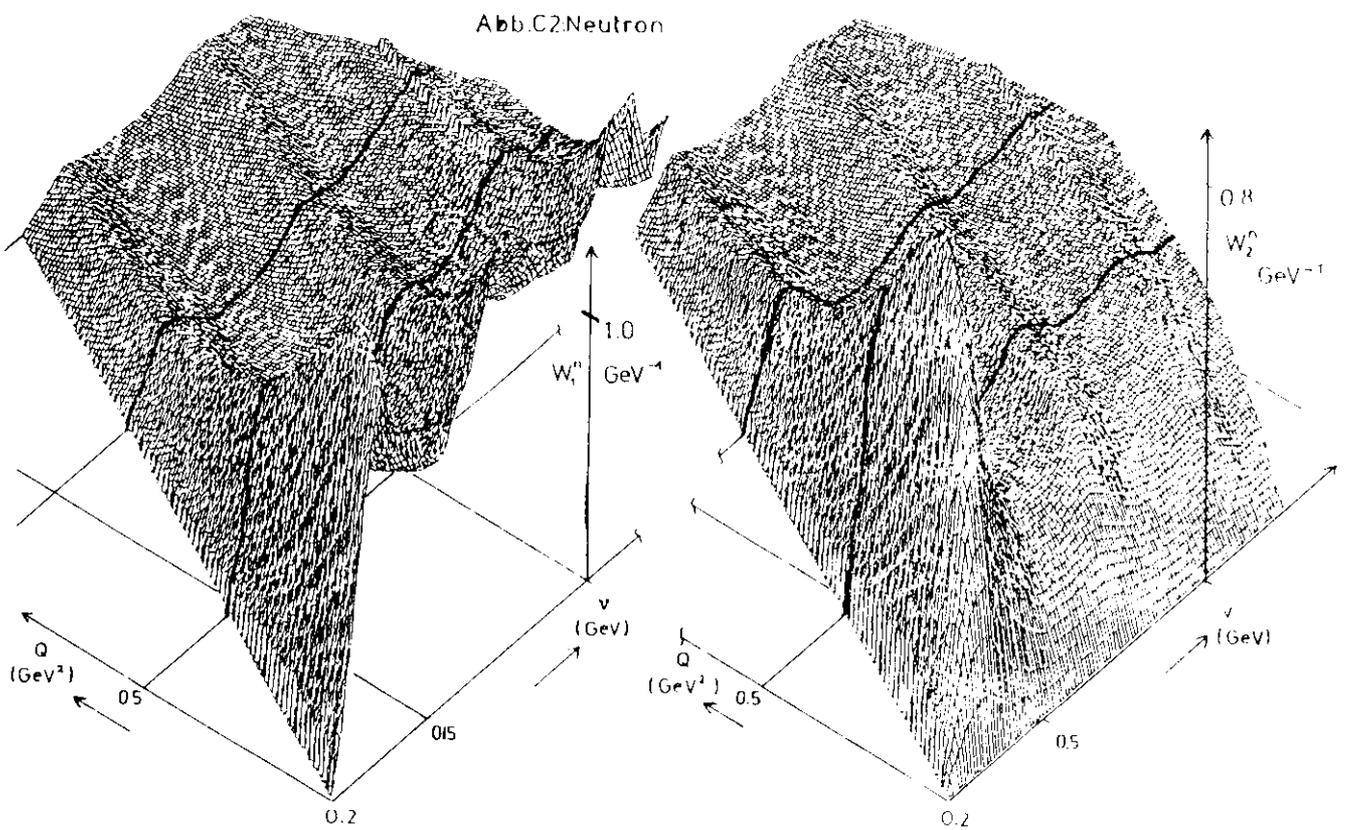
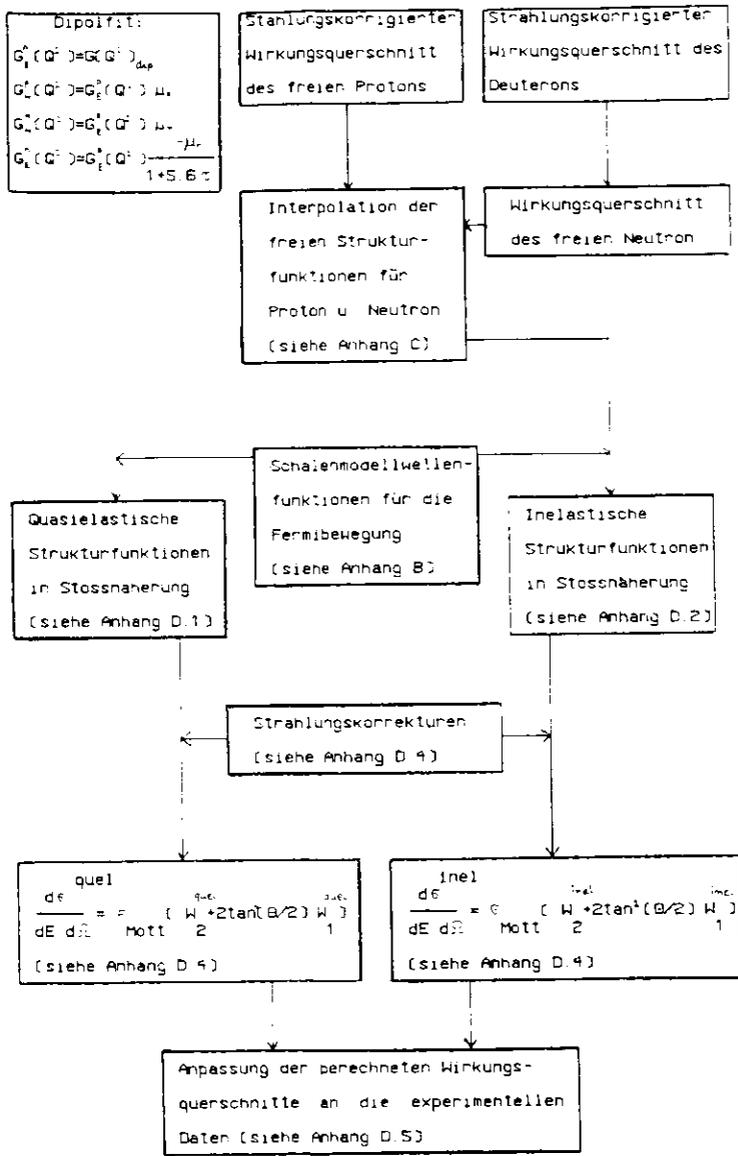


Abb.C2 Neutron



Anhang D Das Programmsystem

Im folgenden soll die Anwendung der in Abschnitt 2 vorgestellten Grundlagen zur Berechnung der Kern-Strukturfunktionen  $W_1^A$  und  $W_2^A$  erläutert werden. Wie in Abschnitt 2.2.3 wird dabei wegen der verschiedenen kinematischen Bedingungen zwischen der quasielastischen Elektron-Streuung und der Produktion von Mesonen unterschieden.

Ferner wird die Methode der Berechnung von theoretischen Streuspektren und des Vergleichs mit experimentellen Daten vorgestellt. Ein Blockdiagramm des gesamten Rechenprogramms zeigt Figur D.1.

D.1 Quasielastische Kern-Strukturfunktionen

Die Strukturfunktionen der elastischen Nukleon-Streuung lassen sich, wie in 2.2.3.1 Gln. 2.22 und 2.23 erwähnt, faktorisieren in:

$$W_1(Q^2, \nu) = G_1(Q^2) \delta(W(\nu)^2 - M^2) \quad (D.1)$$

$$W_2(Q^2, \nu) = G_2(Q^2) \delta(W(\nu)^2 - M^2) \quad (D.2)$$

$$G_1(Q^2) = 2 M \tau G_N^2(Q^2) \quad (D.3)$$

$$G_2(Q^2) = 2 M \frac{G_2^2(Q^2) + \tau G_N^2(Q^2)}{1 + \tau} \quad (D.4)$$

Damit werden die Faltungsintegrale Gln. 2.12 und 2.13 für die quasielastische Streuung:

$$W_1^{quasi}(Q^2, \nu) = \int d^3\vec{p} |\Phi(\vec{p})|^2 \left\{ G_1(Q^2) \delta(W_N^2 - M^2) + \frac{p_N^2}{M^2} G_2(Q^2) \delta(W_N^2 - M^2) \right\} \quad (D.5)$$

$$W_2^{quasi}(Q^2, \nu) = \int d^3\vec{p} |\Phi(\vec{p})|^2 \mathcal{F}(Q^2, \nu, \vec{p}) \cdot G_2(Q^2) \delta(W_N^2 - M^2) \quad (D.6)$$

$$W_N^2 = (p_N + q)^2 \quad (D.7)$$

Das Dreifachintegral  $\int d^3\vec{p}$  lässt sich wegen der impliziten p-Abhängigkeit der  $\delta$ -Funktion analytisch reduzieren. Zur Ausführung der Integration der  $\delta$ -Funktion geht man vernünftigerweise über in das System  $S^*$  (siehe Anhang A). Für die Transformation des Differentials

Abb. D.1 Blockdiagramm des gesamten Rechenprogramms von Anhang D

Über den Nukleon-Impuls gilt:

$$d^3\vec{p}_N = E_T/E_N^* d^3\vec{p}_S^* \quad (D 8)$$

Den Übergang in sphärische Koordinaten, die für das rotationsymmetrische Problem der elastischen Streuung angebracht ist, vollzieht man:

$$d^3\vec{p}_S^* = E_S/E_S^* d^3\vec{p}_S^* = E_S/E_S^* p_S^{*2} d\varphi^* \cos\vartheta^* d|\vec{p}_S^*| \quad (D 9)$$

Da der Integrand nicht von  $\varphi^*$  abhängt, kann die Integration über  $d\varphi^*$  sofort ausgeführt werden und liefert einen konstanten Faktor  $2\pi$ .

Die Deltafunktion in Gln. D 5, D 6 wird für die Integration über  $d|\vec{p}_S^*|$  benutzt. Dazu braucht man eine Beziehung zwischen  $W_N$ , der invarianten Masse des gestossenen Nukleons und  $\vec{p}_S^*$ , dem Impuls des Spektators bzw. Stossnukleons:

Die invariante Masse des Targetsystems kann beschrieben werden (Indizierung siehe Abb. 2 B und Anhang A):

$$\begin{aligned} W_T^2 &= (p_T + q)^2 = (p_S + p_N + q)^2 \\ &= p_S^2 + (p_N + q)^2 + 2p_S(p_N + q) \\ &= W_N^2 + M_S^2 + 2p_S(p_N + q) \end{aligned} \quad (D 10)$$

da  $p_N = (M_T, \vec{0})$

Speziell ergibt sich in  $S^*$ :

$$W_T^2 = W_N^2 + M_S^2 + 2E_S^* W_T \quad (D 11)$$

Daraus folgt für das Argument der Deltafunktion in D 5 und D 6:

$$W_N^2 - M^2 = W_T^2 + M_S^2 - M^2 - 2E_S^* W_T \quad (D 12)$$

Nach der Variablentransformation für die Deltafunktion ergibt sich

[ME072]:

$$\delta(W_N^2 - M^2) = \frac{E_S^*}{2W_T |\vec{p}_S^*|} \delta(|\vec{p}_S^*| - |\vec{p}_S^*|_0) \quad (D 13)$$

Die Deltafunktion filtert für ein gegebenes Paar der invarianten kinematischen Größen  $Q^2$  und  $u$  im  $S^*$ -System genau einen Impulsbetrag  $|\vec{p}_S^*|_0$  heraus, der den kinematischen Bedingungen der quasielastischen Streuung genügt. Dieser Impuls  $|\vec{p}_S^*|_0$  entspricht im Laborsystem eine Schar von  $|\vec{p}_N|_0$ -Werten, die sich für jeweils einen Winkel  $\vartheta^*$  (zwischen Photon und Stossnukleon) und damit für einen bestimmten Parallelanteil von  $\vec{E}_S$  zu  $\vec{q}$  (der als einziger die Transformation bestimmt) in  $|\vec{p}_S^*|_0$  transformieren. Anders ausgedrückt: Die Grösse des Nukleon-Impulses im Laborsystem bestimmt den Winkel  $\vartheta^*$  des auslaufenden Nukleons zur Richtung des einlaufenden Photons. Die Gewichtung der Nukleon-Impulse geht durch die Integration über  $\cos\vartheta^*$  ein ( $\vartheta^* = \vartheta^*(|\vec{p}_S^*|_0)$ ).

Damit ergibt sich für die quasielastischen Kern-Strukturfunktionen aus Gln. D 5 und D 6:

$$W_1^{quasi}(Q^2, u) = \sum_N \frac{\pi \vec{E}_{S^*}^2 Z^2}{W_T} \left\{ G_1(Q^2) \int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta^* E_S |\Phi(\vec{p}_S^*)|^2 \right. \quad (D 14)$$

$$\left. + G_2(Q^2) \int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta^* \frac{E_S p_S^2}{M^2} |\Phi(\vec{p}_S^*)|^2 \right\}$$

$$W_2^{quasi}(Q^2, u) = \sum_N \frac{\pi |\vec{p}_{S^*}|_0^2 Z^2}{W_T} G_2(Q^2) \int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta^* \int E_S |\Phi(\vec{p}_S^*)|^2 \quad (D 15)$$

Dabei steht  $\sum_N$  für die schalenweise Summierung der Nukleonen. Da Bindungsenergie und Impulsverteilung die kinematischen Größen in der Integration stark beeinflussen, wird die Integration für die Nukleonen in jeder Schale getrennt ausgeführt und dann über die Schalen summiert.

Für die Ausführung der Integration über  $\cos\vartheta^*$  müssen noch die Beziehungen zwischen den Nukleon-Impulsen im  $S^*$ -System und den kinematischen Größen im Laborsystem hergeleitet werden. Aus relativistischen Transformationen erhält man (Gl. D 11):

$$E_S^* = \frac{1}{2W_T} (W_T^2 + M_S^2 - W_N^2) \quad (D 16)$$

$$|\vec{p}_S^*|_0 = (E_S^{*2} - M_S^2)^{1/2} \quad (D 17)$$

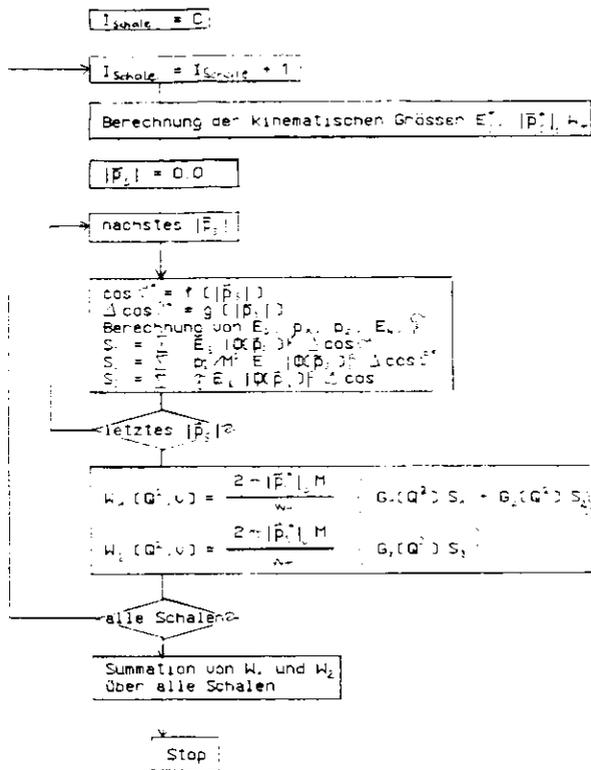


Abb D 2 Flussdiagramm des Faltungsprogramms zur Berechnung der quasielastischen Strukturfunktionen  $w(Q^2, \nu)$

$$\Rightarrow |\vec{p}_S^*| = \frac{1}{2W_T} \left\{ W_T^2 - 2W_T^2(M_S^2 - M^2) + (M_S^2 + M^2)^2 \right\}^{1/2} \quad (D 18)$$

Die Anwendung relativistischer Transformationen auf transversale ( $\perp$ ) und longitudinale ( $\parallel$ ) Komponente des Impulses und die azimutale Symmetrie liefern (da die Transversalkomponente von der Transformation nicht berührt wird):

$$p_z^* = p_z^i = 1/2 \vec{p}_\perp^2 = 1/2 \vec{p}_\perp^{*2} = 1/2 p_S^{*2} (1 - \cos^2 \vartheta^*)^2 \quad (D 19)$$

$$p_x = \vec{p}_\perp = \gamma \vec{p}_\perp^* + \gamma \beta E_S^* \quad (D 20)$$

$$\vec{p}_\perp^* = |\vec{p}_S^*| \cos \vartheta^*$$

Mit Gln. A 1 und A 2 folgt daraus

$$p_z = \frac{(M_T + \nu)}{W_T} |\vec{p}_S^*| \cos \vartheta^* - \frac{|\vec{q}_\parallel|}{W_T} E_S^* \quad (D 21)$$

Ausserdem muss aus dem Flussterm  $\mathcal{G}$  in Gl. 2.14 noch  $\nu$  eliminiert werden:

$$\text{Mit } \nu = \frac{E_0}{M} \nu - \frac{p_z}{M} |\vec{q}_\parallel| \quad (\text{Gln. A 3, A 4})$$

ergibt sich:

$$\mathcal{G} = \frac{1}{M^2} \left\{ \left( p_0 - \frac{p_z \nu}{|\vec{q}_\parallel|} \right)^2 - p_x^2 \frac{Q^2}{\vec{q}_\perp^2} \right\} \quad (D 22)$$

Den schematischen Ablauf der numerischen Berechnung der Integrale Gln. D 14 und D 15 für die quasielastischen Strukturfunktionen zeigt das Flussdiagramm in Abb. D.2

### D.2 Inelastische Kern-Strukturfunktionen

Im kinematischen Bereich der Pion-Produktion  $W > M + m_\pi$  ( $m_\pi$  = Pionruhemasse) an Nukleonen gibt es für inklusive Elektron-Streuung keine kinematische Einschränkung des Streuprozesses,

Wie sie im elastischen Streufalle auftritt. Es werden alle kinematisch möglichen Massen produziert, wobei die Resonanzmassen bevorzugt werden. Eine analytische Vereinfachung der Faltungsintegrale für die inelastische Streuung (inel) ist deshalb nicht möglich.

Zur Berechnung von  $W_n^{rel}(G^2, \nu)$  und  $W_n^{inel}(G^2, \nu)$  (der Index 'inel' meint im folgenden immer die Strukturfunktionen des Kerns) wird folgendermassen vorgegangen:

Der Übergang zu sphärischen Koordinaten und die Integration über  $d\varphi$  (wegen der azimuthalen Symmetrie sofort durchführbar) liefern:

$$\int d^3\vec{p} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta \int |\vec{p}|^2 d|\vec{p}| = 2\pi \int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta \int |\vec{p}|^2 d|\vec{p}| \quad (D 23)$$

Da die in die Gl'n 2.12 und 2.13 eingehenden Strukturfunktionen der Nukleonen von  $\nu$  statt von  $\cos\vartheta$  abhängen, ist es angebracht, die Integration über  $\cos\vartheta$  durch die äquivalente Integration über  $\nu$  zu ersetzen. Aus dem relativistisch invarianten Vierervektor-Produkt aus  $q$  (virtuelles Photon) und  $p_n$  (Stossnukleon) folgt wegen  $\vec{p}_n^i = 0$

$$M \nu^i = p_n \cdot q = E_n \nu - \vec{p}_n \cdot \vec{q} \quad (D 24)$$

und daraus:

$$\nu^i = \frac{E_n}{M} \nu - \frac{|\vec{p}_n| |\vec{q}| \cos\vartheta}{M} \quad (D 25)$$

Daraus ergibt sich

$$d\nu^i = - \frac{|\vec{p}_n| |\vec{q}| d\cos\vartheta}{M} \quad (D 26)$$

$$\int_{-1}^{+1} d\cos\vartheta = - \int_{\nu_n}^{\nu_0} \frac{M}{|\vec{p}_n| |\vec{q}|} d\nu = \int_{\nu_0}^{\nu_n} \frac{M}{|\vec{p}_n| |\vec{q}|} d\nu$$

Die Integrationsgrenzen sind (siehe Anhang A) mit  $E_n = M_T - E_S$ :

$$\nu_{n,0} = \frac{M_T - E_S}{M} \quad \nu_n = \frac{|\vec{p}_n| |\vec{q}|}{M} \quad (D 27)$$

Die vollständige Variablentransformation ist:

$$\int d^3\vec{p} = 2\pi M \iint \frac{|\vec{p}_n|}{|\vec{q}|} d|\vec{p}_n| d\nu^i \quad (D 28)$$

Dabei wurde die Energie des gebundenen Nukleons  $E_n = M_T - E_S$  gesetzt mit  $E_n = \sqrt{M_n^2 + \vec{p}_n^2}$ , d.h. es wird angenommen, dass der Restkern während der gesamten Reaktion reell ist. Aus Energieerhaltungsgründen folgt, dass das Stossnukleon virtuell ist.

Die Strukturfunktionen der Nukleonen sind nur für reelle Nukleonen bekannt, also für Nukleonen, die auf ihrer Massenschale liegen. Da die Massenabhängigkeit der Strukturfunktionen aber bei weitem von der  $G^2$ -Abhängigkeit dominiert wird (BOD73) wird die Annahme gemacht (siehe Abschn. 2.2.1), dass die Strukturfunktionen für 'on-shell' und 'off-shell'-Nukleonen identisch sind, wenn die gleiche invariante Masse produziert wird:

$$W(G^2, \nu^i(W))_{\text{on-shell}} = W(G^2, \nu^i(W))_{\text{off-shell}} \quad (D 29)$$

Es werden deshalb bei der Integration die Nukleon-Strukturfunktionen für dasjenige  $\nu^i$  abgefragt, das bei festgehaltenem  $G^2$  (das ja invariant ist) am freien ruhenden Nukleon ( $p_n^i = (M, \vec{0})$ ) die gleiche invariante Masse  $W = (p_n^i + q^i)$  (mit  $q^i = (\nu^i, \vec{q}^i)$ ) produziert wie das  $\nu^i$  im Laborsystem am gebundenen fermibewegten Nukleon ( $p_n^i = (E_n, \vec{p}_n^i)$ ) also  $W = (p_n^i + q^i)$  mit  $q = (\nu, \vec{q})$ . Daraus folgt für  $\nu^i$ :

$$(p_n + q)^2 = (p_n^i + q^i)^2 \quad (D 30)$$

$$p_n^2 + 2p_n \cdot q + q^2 = p_n^{i2} + 2p_n^i \cdot q^i + q^{i2}$$

$$E_n^2 - \vec{p}_n^2 + 2E_n \nu - 2|\vec{p}_n| |\vec{q}| \cos\vartheta = M^2 + 2M\nu^i$$

Für das 'äquivalente'  $\nu^i$  ergibt sich damit:

$$\nu^i = \nu + \frac{E_n^2 - \vec{p}_n^2 - M^2}{2M} = \nu^i + \frac{E^2 - E_n^2}{2M} \quad (D 31)$$

dabei ist  $E_n$  die Energie des gebundenen Nukleons mit der Impuls  $\vec{p}_n$  und  $E = \sqrt{M^2 + \vec{p}_n^2}$  die des freien.

Es gilt:  $E > E_N$  da  $E_N$  wegen der Beziehung  $M_T = E_s + E_N$  (im Laborsystem) mit steigendem  $\vec{p}_N$ , also steigender  $E_s$  kleiner wird und für  $\vec{p}_N = \vec{0}$ ,  $E_N = M - E_s$  gilt.  $E_s$  ist die Separationsenergie des Nucleons

Je grösser der Impulsübertrag  $\vec{q}$  und der Nucleon-Impuls  $\vec{p}_N$  werden, desto grösser wird der Integrationsbereich in  $v'$  und desto stärker wird damit die Verschmierung der Strukturfunktionen. Der Faktor  $\frac{M_T - E_s}{M} < 1$  in Gl. D.27 und die Subtraktion von  $\frac{E^2 - E_N^2}{2M} > 0$  in Gl. D.31 bewirken eine Verschiebung des Integrationschwerpunktes zu höheren Streuenenergien.

Für die Berechnung der Strukturfunktion zur Produktion einer bestimmten invarianten Masse (am Kern) werden also im Mittel Nucleon-Werte herangezogen, die zu kleineren invarianten Massen (am freien Nucleon) gehören. Das bewirkt eine Verschiebung der Resonanzmaxima für Produktion am Kern zu höheren  $v$ -Werten, da erst dort die Maxima für freie Produktion benutzt werden.

Die Integrale 2.12 und 2.13 nehmen für die inelastische Elektron-Kernstreuung folgende Form an:

$$W_1^{inel}(Q^2, \nu) = \frac{2\pi M}{|q_1|} \iint |\vec{p}| |\vec{q}(\vec{p})|^2 \left\{ W_1^{(n)}(Q^2, \nu') + \frac{p_z^2}{M^2} W_2^{(n)}(Q^2, \nu') \right\} d\nu' d|\vec{p}| \quad (D.32)$$

$$W_2^{inel}(Q^2, \nu) = \frac{2\pi M}{|q_1|} \iint |\vec{p}'| |\vec{q}(\vec{p}')|^2 \mathcal{F}(Q^2, \nu, \vec{p}) \cdot W_2(Q^2, \nu') d\nu' d|\vec{p}'| \quad (D.33)$$

$$\text{mit } \mathcal{F}(Q^2, \nu, \vec{p}) = \left( \frac{\nu'}{\nu} - \frac{p_z Q^2}{M\nu|q_1|} \right)^2 - \frac{p_z^2 Q^2}{M^2 |q_1|^2} \quad (D.33)$$

Dabei ist  $\sum_n$  wie in Abschn. D.1 in Gl. D.14 eine geeignete Summierung über die Nucleonen.

Die Integration wird numerisch als gewichtete Summation über Stützstellen der  $\vec{p}$ -Verteilung ausgeführt.

Summation über Stützstellen heisst, dass die Punkte, an denen der Integrand berechnet wird, so gewählt werden, dass Bereiche, die einen grossen Wahrscheinlichkeitsbeitrag liefern, häufiger in die Summation eingehen. Dazu wird die Integration über  $4\pi \vec{p}^2 |\vec{q}(\vec{p})|^2$  ausgeführt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Nucleon-Impulse wird dann durch

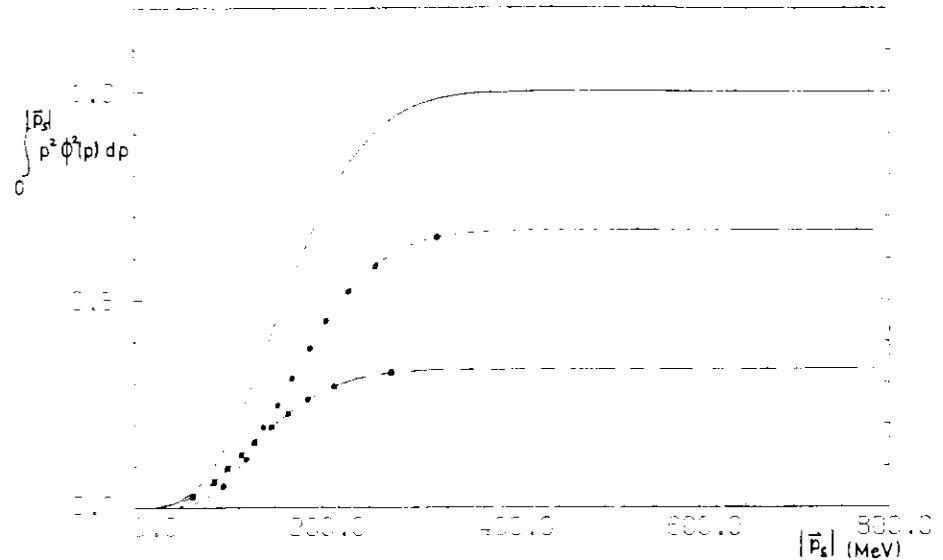


Abb. D.3 Stützstellen und integrierte Wahrscheinlichkeit der Fermiimpulse der einzelnen Schalen von  $^{12}\text{C}$ .

- — — — — s 1/2 Schale
- - - - - p 3/2 Schale
- · - · - · Summe der beiden

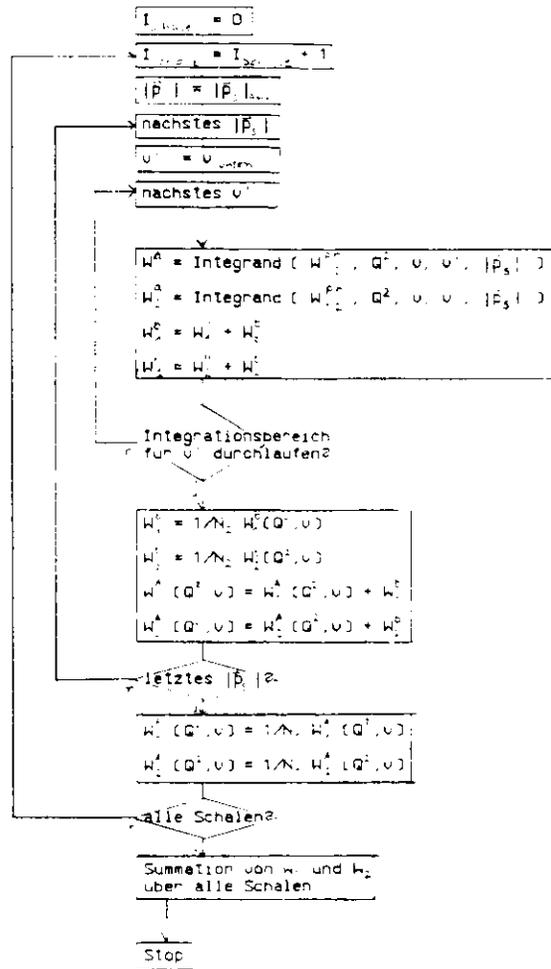


Abb D 4 Flussdiagramm des Fallungsprogramms zur Berechnung der inelastischen Strukturfunktionen  $W(Q^2, \nu)$

Stützstellen repräsentiert, die jeweils Gebieten mit gleicher integrierter Wahrscheinlichkeit der Impulse entsprechen. Abb.D 3 zeigt schalenweise die integrierte Wahrscheinlichkeit für die Nukleon-Impulse in  $^6\text{Li}$ .

In Abb D 4 ist schematisch die Durchführung der Integration Gl.D 32 und D 33 als Flussdiagramm dar gestellt

D.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Elektron-Kernstreuung

Nachdem die Strukturfunktionen  $W_{1,2}^{\text{inel}}$  und  $W_{1,2}^{\text{el}}$  für die Kernstreuung berechnet und tabelliert worden sind, können daraus die interessierenden Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektron-Kernstreuung berechnet werden. Für eingegebene Werte von Streuwinkel  $\theta$  und Einschussenergie  $E_1$  werden Spektren nach den Formeln

$$\sigma_{\text{inel}}(E_1, E_2, \theta) = \sigma_{\text{inel}}(E_1, \theta) \left\{ W_2^{\text{inel}}(Q^2, \nu) + 2 \tan^2(\theta/2) W_1^{\text{inel}}(Q^2, \nu) \right\}$$

und (D 34)

$$\sigma_{\text{el}}(E_1, E_2, \theta) = \sigma_{\text{el}}(E_1, \theta) \left\{ W_2^{\text{el}}(Q^2, \nu) + 2 \tan^2(\theta/2) W_1^{\text{el}}(Q^2, \nu) \right\}$$

$$\sigma \equiv \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$$

berechnet. Für den Vergleich mit experimentellen Spektren werden diese zwei Wirkungsquerschnitte getrennt, wie in Anhang D 4 beschrieben, 'zerstrahlt'. Ausserdem wird die Energieunschärfe des experimentellen Aufbaus durch Verschmierung von  $\sigma_{\text{inel}}$  und  $\sigma_{\text{el}}$  mit einer dem Energieauflösungsvermögen entsprechenden Gaussverteilung simuliert.

Abb D 5 zeigt die Auswirkung der Zerstrahlung und Verschmierung auf theoretische Spektren

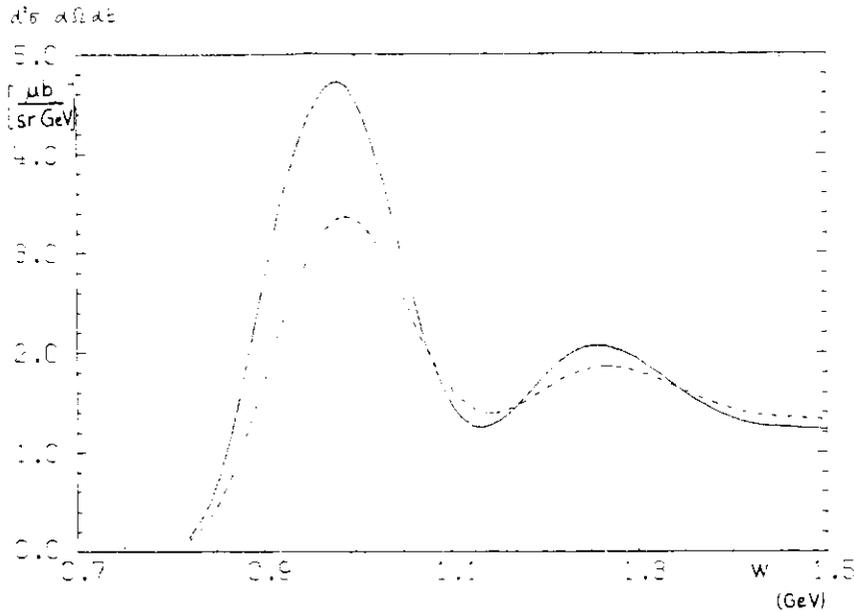


Abb.D.5 Einfluß der Bremsstrahlungseffekte auf die Form der berechneten Spektren am Beispiel  $^{12}\text{C}$   $E_1 = 2.68 \text{ GeV}$   $\theta = 13^\circ$   
Strahlungslängen siehe Tab.3.1 [HUB-5]

----- mit  
Strahlungseffekte  
————— ohne

#### D.4 Strahlungskorrekturen

Bei Elektron-Streuprozessen geben die Elektronen einen Teil ihrer Energie in Form von  $\gamma$ -Quanten ab, die sogenannte Bremsstrahlung. Dadurch werden Primär- und Streuenergie des Streuprozesses verfälscht. Man kann dabei zwischen zwei Arten von Bremsstrahlungsprozessen unterscheiden:

-a- externe Bremsstrahlung (straggling)

Bei der externen Bremsstrahlung wird das Elektron im Coulomb-Feld eines Kernes gestreut, der an dem eigentlichen Streuprozess keinen Anteil hat. Dazu tragen Prozesse, wie sie die Feynmandiagramme in Fig.D.6 a,b zeigen, bei

-b- interne Bremsstrahlung

Während des eigentlichen Streuprozesses kommt es vor oder nach der Ankopplung des virtuellen Photons an das Target zur Abstrahlung realer Photonen (Fig.D.6 a-d). Die Prozesse in Fig.D.6 c,d, Vertexkorrektur (c) und Vakuum polarisation (d) werden benötigt, um Divergenzen bei kleinen Abständen zu beseitigen.

Da sich der Wirkungsquerschnitt bei Einphoton-Austausch als Produkt aus Lepton- und Hadrontensor zusammensetzt (vergl. Gl.2.6), hat die Änderung des Leptontensors keinen direkten Einfluss auf den Hadrontensor. D.h. Bremsstrahlungskorrekturen können am berechneten Wirkungsquerschnitt angebracht werden (müssen also nicht in die Faltungsintegrale in Abschnitt 2.2 einbezogen werden).

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Stossnäherung sind diese Effekte nicht berücksichtigt. Ein Vergleich zwischen Experiment und Rechnung ist aber nur möglich, wenn entweder (a) die gemessenen Daten 'strahlungskorrigiert' wurden (d.h. Bremsstrahlungseffekte rückgängig gemacht wurden) oder (b) die theoretischen Spektren

'zerstrahlt' wurden (d.h. Strahlungsprozesse rechnerisch simuliert wurden). Mit der hier beschriebenen Faltungsmethode stehen theoretische Wirkungsquerschnitte für alle Einschussenergien und Streuwinkel im gesamten kinematischen Bereich, der für die Strahlungskorrekturen benötigt wird, zur Verfügung. Diese Fülle von Information ist für experimentelle Wirkungsquerschnitte nur mit sehr viel Aufwand zu erreichen. Deshalb wurden die theoretischen Wirkungsquerschnitte zerstrahlt (Methode b).

Die Berechnung der Strahlungseffekte wird in 'peaking approximation' durchgeführt. In dieser Näherung wird angenommen, dass die Photonen nur in Richtung des ein- bzw. auslaufenden Elektrons <sup>werden</sup> emittiert. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Einflüsse der externen und der internen Strahlungsprozesse zusammenfassen und man erhält [NOTES]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{exp}}(E_1, E_3, \theta) &= \sigma_{\text{th}}(E_1, E_3, \theta) e^{-\delta} \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E_3}\right)^{x_3} \int_{E_{3\text{min}}(E_3)}^{E_3+\Delta} \frac{dE_3'}{E_3 - E_3'} \cdot \mathcal{J}_3 \cdot \sigma_{\text{th}}(E_1, E_3', \theta) \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E_1}\right)^{x_1} \int_{E_1+\Delta}^{E_{1\text{max}}} \frac{dE_1'}{E_1 - E_1'} \cdot \mathcal{J}_1 \cdot \sigma_{\text{th}}(E_1', E_3, \theta) \end{aligned} \quad (D.35)$$

Die Faktoren  $\delta$ ,  $x_1$ ,  $x_3$ ,  $\mathcal{J}_1$ ,  $\mathcal{J}_3$  setzen sich aus kinematischen Größen und den Strahlungslängen von (1) und nach (3) dem Target zusammen. Details siehe Formel IV.1 in Ref. [NOTES]. Der erste Term drückt aus, dass der berechnete Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{th}}(E_1, E_3, \theta)$  durch Abstrahlung von Bremsquanten reduziert wird. Mit dem zweiten und dritten Term werden Streuevents berücksichtigt, die durch

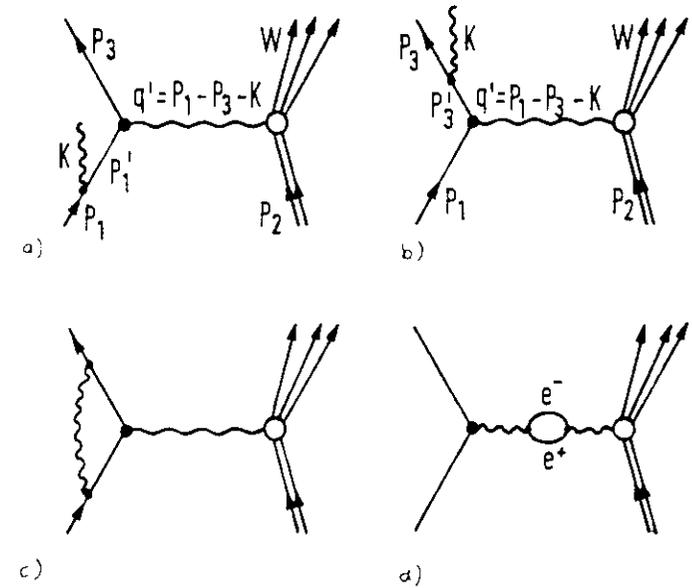


Abb. D.6 Feynman-Graphen, Strahlungskorrekturen

Abstrahlung von Bremsquanten vor bzw. nach dem Streuprozess fälschlicherweise den Werten  $E_1$  bzw.  $E_3$  zugeordnet werden

In Tabelle B 1 sind die Parameter zur Berechnung der Strahlungsprozesse für die untersuchten experimentellen Spektren angegeben

D 5 Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Spektren

Zur Vergleich der berechneten Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen wird der gesamte Wirkungsquerschnitt parametrisiert in der Form:

$$\sigma_{\text{ges}} = C \left\{ \left( \frac{A_{\text{el}}^{\text{qu}}}{A} \right) \sigma_{\text{qu}} + \left( \frac{A_{\text{el}}^{\text{inel}}}{A} \right) \sigma_{\text{inel}} \right\} \quad (D 36)$$

Dabei sind C und  $(A_{\text{el}}^{\text{inel}}/A)$  freie Parameter, die den theoretischen Wirkungsquerschnitt an Experimentdaten anpassen sollen. Für den kinematischen Bereich  $Q > C \geq \text{GeV}$  tritt keine Unterdrückung durch das Pauliprinzip auf [BER72] (d.h. alle Endzustände, die das Nukleon erreichen kann, können auch wirklich bevölkert werden) und es gibt keinen Hinweis darauf, dass die quasielastische Streuung nicht durch die Stossnäherung beschrieben wird. Deshalb wird der Parameter  $(A_{\text{el}}^{\text{inel}}/A)$  gleich 1 gesetzt. Diese Festsetzung wird dadurch unterstützt, dass das Integral über den gefalteten quasielastischen Wirkungsquerschnitt für alle berechneten Spektren in guter Näherung gleich dem entsprechenden Rosenbluth-Querschnitt für freie Nukleonen ist.

Durch  $A_{\text{el}}^{\text{qu}} = A$  wird der inelastische Wirkungsquerschnitt auf die quasielastische Streuung normiert.

Der Skalierungsparameter C berücksichtigt die Unterschiede und Unsicherheiten in der Absolutnormierung von experimentellen Spektren. Einige der analysierten Spektren sind mit erheblichen systematischen Fehlern behaftet [ZEL78].

Da die theoretischen Kern-Strukturfunktionen nicht aus einheitlichen experimentellen Daten berechnet wurden (siehe Anhang D 1, D 2), ist es möglich, dass der quasielastische und der inelastische Spektranteil unterschiedliche v-Skalen haben. Unsicherheiten

- a- in der Bindungsenergie und damit in der Masse des Restkernes, von der die Lage der Maxima abhängt
- b- in der Primärenergie und
- c- im Streuwinkel der zugrundeliegenden Proton- bzw. Deuteronenspektren

können eine merkbare Verschiebung der v-Skala bewirken. Deshalb wurde bei der Anpassung Gl. D 36 an die experimentellen Spektren eine relative Verschiebung der theoretischen Anteile  $\sigma_{\text{qu}}$  und  $\sigma_{\text{inel}}$  zueinander zugelassen.

Wegen der Unsicherheit in Primärenergie und Streuwinkel und Zuordnung der  $E_3$ -Intervalle bei den analysierten Spektren, die im Bereich von  $\sim 1 \times$  liegen kann, wurde auch eine Verschiebung der theoretischen Summe gegen das experimentelle Spektrum zugelassen.

Die Anpassung wurde durchgeführt mit Hilfe der üblichen Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

D.6 Anwendungsbereich, Grenzen und Fehler des Programmsystems

Das gesamte Programmsystem besteht erstens aus dem reinen Faltungsprogramm (Anhang D.1, D.2) und aus Service-Programmen, die die benötigten Eingabedaten aufbereiten, die Datenspeicherung erledigen und die experimentellen Wirkungsquerschnitte berechnen. Durch diese Aufspaltung ist das Programmsystem sehr flexibel und es können ohne Schwierigkeiten Änderungen der Eingabedaten für die elementaren Prozesse eingebracht werden. Diese Flexibilität ermöglicht ein breites Spektrum von Anwendungen.

Eine dieser Anwendungsmöglichkeiten benutzten Atwood und West [ATW73], um aus experimentellen Elektronstreuquerschnitten an Wasserstoff und Deuterium durch Iteration den Wirkungsquerschnitt für die Elektronstreuung am freien Neutron zu bestimmen.

Ein weiteres Anwendungsgebiet liegt in der Analyse tiefinelastischer Elektronenstreuprozesse. Da der Stahlungsschwanz der quasielastischen Streuung, der gewöhnlich der dominante Untergrund für inelastische Elektronenstreuung an Kernen ist, bis in den Bereich sehr grosser invarianter Massen reicht, ist seine korrekte Berechnung und damit die genaue Kenntnis der quasielastischen Wirkungsquerschnitte von fundamentaler Bedeutung für die Beschreibung tiefinelastischer Streuvorgänge. Mit diesem Programmsystem lassen sich die Wirkungsquerschnitte für den kinematischen Bereich  $Q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$  und  $W < 1.8 \text{ GeV}$  berechnen.

Die Grenzen der Anwendbarkeit liegen im Bereich kleiner  $Q^2$ , wo kohärente Effekte wie z.B. Unterdrukung durch das Pauliprinzip oder kernelelastische Streuung die Gültigkeit der Stossnäherung einschränken und im Bereich grosser invarianter Massen  $W > 1.8 \text{ GeV}$ . In diesem Bereich greift die Integration in kinematische Bereiche, in denen die Nukleonen-Strukturfunktionen nicht durch experimentelle Werte gestützt sind (Siehe Abb. D.2). Die letztgenannte Begrenzung lässt sich aber durch Verwendung von Skalenfunktionen für den Bereich  $W > 1.8 \text{ GeV}$

Tabelle D.1 Systematischer Fehler der Analyse

	Proton	freies Neutron
Fehler in der integrierten Ladung (Faraday-Käfig)	2.0 %	2.8 %
Target-dicke und -dichte	2.0 %	2.8 %
Primärenergie	1.0 %	1.4 %
Raumwinkelakzeptanz	1.0 %	1.0 %
Totzeitkorrektur	1.0 %	1.0 %
Faltung der Protonen mit der Fermibewegung	—	5 - 8 %
Fehler durch Korrekturen und Statistik	4 - 6 %	4 - 6 %
numerische Integration, Interpolation und Stählungs-korrekturen		ca. 3 %
Gesamter Fehler für die Berechnung der Kern-Strukturfunktionen		
quasielastisch	ca. 7 %	
inelastisch	ca. 11 %	

aufheben

Die Berechnung der Kernstrukturfunktionen ist wegen der Unsicherheiten in den zugrundeliegenden experimentellen Daten und den verwendeten Rechenmethoden mit Fehler behaftet. Der Fehler wird beim quasielastischen Wirkungsquerschnitt zu etwa 7 %, beim inelastischen zu etwa 11 % bestimmt (siehe Tab D 1)

Anhang E Tabellen der experimentellen zweifach  
differentieller Wirkungsquerschnitte

---

$E_1$	=	Primarenergie
$\theta$	=	Streuungswinkel
$E_3$	=	Streuenergie
$W_m$	=	invariante Masse des produzierten Hadronzustandes
$Q^2$	=	Viererimpulsübertragsquadrat
SIG	=	zweifach differentielles Wirkungs- querschnitt in $\mu\text{barn}/(\text{sr}\cdot\text{GeV})$ pro Nukleon
SIGF	=	statistischer Fehler von SIG (in Prozent von SIG)

Tabelle 3.5 <sup>12</sup>C E<sub>α</sub> = 2.05 (GeV) θ = 12.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>1n</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
1.24	1.513	0.111	1.950	11.7
1.25	1.507	0.112	2.036	11.9
1.26	1.500	0.113	2.079	9.6
1.27	1.493	0.114	2.134	9.5
1.28	1.487	0.115	2.193	8.6
1.29	1.480	0.116	2.144	8.6
1.30	1.474	0.116	2.115	8.4
1.31	1.467	0.117	2.108	7.7
1.32	1.460	0.118	2.080	7.5
1.33	1.453	0.119	2.239	7.4
1.34	1.447	0.120	2.238	7.2
1.35	1.440	0.121	2.227	7.2
1.36	1.433	0.122	2.262	6.7
1.37	1.426	0.123	2.230	6.8
1.38	1.419	0.124	2.374	7.0
1.39	1.412	0.125	2.380	6.6
1.40	1.405	0.126	2.426	6.6
1.41	1.398	0.126	2.442	6.3
1.42	1.391	0.127	2.438	6.7
1.43	1.384	0.128	2.529	6.6
1.44	1.377	0.129	2.594	6.2
1.45	1.370	0.130	2.664	6.7
1.46	1.363	0.131	2.669	6.1
1.47	1.355	0.132	2.750	6.2
1.48	1.348	0.133	2.805	6.3
1.49	1.341	0.133	2.852	6.3
1.50	1.333	0.134	3.069	5.9
1.51	1.326	0.135	3.059	6.2
1.52	1.319	0.136	3.166	5.9
1.53	1.311	0.137	3.180	5.7
1.54	1.304	0.138	3.509	6.1
1.55	1.296	0.139	3.396	5.5
1.56	1.288	0.140	3.566	5.5
1.57	1.281	0.141	3.664	5.5
1.58	1.273	0.142	3.752	5.2
1.59	1.265	0.142	3.795	5.0
1.60	1.258	0.143	3.936	5.1
1.61	1.250	0.144	4.023	5.0
1.62	1.242	0.145	4.157	5.0
1.63	1.234	0.146	4.176	5.0
1.64	1.226	0.147	4.219	4.8
1.65	1.218	0.148	4.297	4.9
1.66	1.210	0.149	4.384	4.7
1.67	1.202	0.150	4.397	5.2
1.68	1.193	0.151	4.309	5.0
1.69	1.185	0.151	4.340	4.7
1.70	1.177	0.152	4.375	5.3
1.71	1.168	0.153	4.253	5.2
1.72	1.160	0.154	4.247	5.0
1.73	1.151	0.155	4.119	5.4
1.74	1.143	0.156	3.976	5.0
1.75	1.134	0.157	3.942	5.2
1.76	1.126	0.158	3.867	5.0
1.77	1.117	0.159	3.827	5.0
1.78	1.108	0.159	3.731	5.6
1.79	1.099	0.160	3.883	5.8

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>1n</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
1.80	1.090	0.161	3.816	5.2
1.81	1.081	0.162	3.908	5.2
1.82	1.072	0.163	4.146	5.7
1.83	1.063	0.164	4.312	5.5
1.84	1.053	0.165	4.621	5.2
1.85	1.044	0.166	5.137	4.8
1.86	1.035	0.167	5.539	4.4
1.87	1.025	0.168	6.292	4.3
1.88	1.015	0.168	6.954	3.8
1.89	1.006	0.169	7.715	3.7
1.90	0.996	0.170	8.638	3.6
1.91	0.986	0.171	9.337	3.4
1.92	0.976	0.172	9.999	3.3
1.93	0.966	0.173	10.624	3.2
1.94	0.955	0.174	10.653	3.1
1.95	0.945	0.175	10.471	3.0
1.96	0.935	0.176	10.094	3.0
1.97	0.924	0.177	9.466	3.0
1.98	0.913	0.177	8.783	3.6
1.99	0.903	0.178	7.534	4.1
2.00	0.892	0.179	6.336	4.5
2.01	0.881	0.180	5.241	4.7
2.02	0.869	0.181	4.012	5.3
2.03	0.858	0.182	3.136	6.5
2.04	0.846	0.183	2.211	7.5
2.05	0.835	0.184	1.245	9.6

Tabelle 3.6  $^{12}\text{C}$   $E_{\text{p}} = 3.08 \text{ (GeV)}$   $\theta = 13.0^\circ$

(Fortsetzung)

$E_3$ (GeV)	$W$ in (GeV)	$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (X)	$E_3$ (GeV)	$W$ in (GeV)	$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (X)
2 02	1.587	0.319	0.878	5.7	2 58	1.188	0.407	1.155	6.5
2 03	1.581	0.320	0.921	6.7	2 59	1.179	0.409	1.086	5.6
2 04	1.584	0.322	0.916	6.4	2 60	1.171	0.410	1.094	5.8
2 05	1.578	0.324	0.910	5.9	2 61	1.162	0.412	1.108	6.2
2 06	1.571	0.325	0.902	6.0	2 62	1.153	0.414	1.082	6.3
2 07	1.565	0.327	0.908	6.1	2 63	1.144	0.415	1.084	5.9
2 08	1.558	0.328	0.890	6.1	2 64	1.135	0.417	1.107	6.1
2 09	1.552	0.330	0.907	5.9	2 65	1.126	0.418	1.088	6.0
2 10	1.545	0.332	0.944	6.3	2 66	1.117	0.420	1.079	6.4
2 11	1.539	0.333	0.917	6.1	2 67	1.108	0.422	1.118	6.2
2 12	1.532	0.335	0.922	5.9	2 68	1.099	0.423	1.152	5.7
2 13	1.525	0.336	0.945	5.5	2 69	1.090	0.425	1.175	5.6
2 14	1.519	0.338	0.955	6.1	2 70	1.080	0.426	1.216	5.6
2 15	1.512	0.339	0.929	5.6	2 71	1.071	0.428	1.273	5.7
2 16	1.505	0.341	0.911	5.9	2 72	1.061	0.429	1.328	5.5
2 17	1.498	0.343	0.969	6.1	2 73	1.052	0.431	1.343	5.7
2 18	1.492	0.344	0.944	6.1	2 74	1.042	0.433	1.396	5.7
2 19	1.485	0.346	0.937	6.4	2 75	1.032	0.434	1.466	5.7
2 20	1.478	0.347	0.909	6.1	2 76	1.022	0.436	1.530	5.9
2 21	1.471	0.349	0.940	6.7	2 77	1.012	0.437	1.574	5.6
2 22	1.464	0.350	0.939	6.6	2 78	1.002	0.439	1.570	5.5
2 23	1.457	0.352	0.921	5.7	2 79	0.992	0.440	1.630	5.3
2 24	1.450	0.354	0.921	6.6	2 80	0.982	0.442	1.643	5.4
2 25	1.443	0.355	0.922	6.3	2 81	0.971	0.444	1.614	5.1
2 26	1.436	0.357	0.914	6.4	2 82	0.961	0.445	1.568	4.9
2 27	1.429	0.358	0.918	6.2	2 83	0.950	0.447	1.551	4.9
2 28	1.422	0.360	0.973	6.2	2 84	0.939	0.448	1.496	4.9
2 29	1.415	0.362	0.948	6.0	2 85	0.928	0.450	1.432	5.5
2 30	1.407	0.363	0.951	6.0	2 86	0.917	0.452	1.344	6.1
2 31	1.400	0.365	0.933	5.8	2 87	0.906	0.453	1.247	6.0
2 32	1.393	0.366	0.982	6.0	2 88	0.895	0.455	1.109	6.3
2 33	1.386	0.368	0.982	6.3	2 89	0.884	0.456	0.996	6.8
2 34	1.378	0.369	0.990	6.1	2 90	0.872	0.458	0.854	7.2
2 35	1.371	0.371	1.017	6.4	2 91	0.860	0.459	0.733	7.6
2 36	1.363	0.373	1.026	6.5	2 92	0.848	0.461	0.591	8.7
2 37	1.356	0.374	1.021	6.3	2 93	0.836	0.463	0.487	9.4
2 38	1.348	0.376	1.053	6.1	2 94	0.824	0.464	0.396	10.1
2 39	1.341	0.377	1.070	6.1	2 95	0.812	0.466	0.300	13.1
2 40	1.333	0.379	1.098	6.1	2 96	0.799	0.467	0.238	13.4
2 41	1.326	0.380	1.077	5.9	2 97	0.786	0.468	0.187	14.8
2 42	1.318	0.382	1.050	6.0	2 98	0.773	0.470	0.143	18.0
2 43	1.310	0.384	1.050	6.0					
2 44	1.302	0.385	1.127	5.8					
2 45	1.295	0.387	1.089	5.4					
2 46	1.287	0.388	1.143	5.6					
2 47	1.279	0.390	1.148	5.9					
2 48	1.271	0.392	1.128	5.7					
2 49	1.263	0.393	1.170	5.7					
2 50	1.255	0.395	1.150	5.4					
2 51	1.246	0.396	1.175	5.9					
2 52	1.238	0.398	1.187	5.8					
2 53	1.230	0.399	1.197	5.3					
2 54	1.222	0.401	1.168	6.0					
2 55	1.213	0.403	1.161	6.0					
2 56	1.205	0.404	1.133	5.4					
2 57	1.197	0.406	1.163	6.1					

Tabelle 3.7 <sup>11</sup>C E<sub>1</sub> = 3.36 (GeV) θ = 12.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	H <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.29		0.336	1.036	4.1
2.30	1.597	0.338	1.020	4.7
2.31	1.591	0.339	1.039	4.8
2.32	1.578	0.341	1.053	4.3
2.33	1.572	0.342	1.060	4.1
2.34	1.566	0.344	1.054	4.6
2.35	1.559	0.345	1.029	4.5
2.36	1.553	0.347	1.052	4.1
2.37	1.546	0.348	1.068	4.7
2.38	1.539	0.349	1.066	5.1
2.39	1.533	0.351	1.045	4.3
2.40	1.526	0.352	1.079	4.4
2.41	1.520	0.354	1.059	4.6
2.42	1.513	0.355	1.082	4.6
2.43	1.506	0.357	1.060	4.4
2.44	1.499	0.358	1.068	4.4
2.45	1.493	0.360	1.094	4.2
2.46	1.486	0.361	1.093	4.6
2.47	1.479	0.363	1.088	4.6
2.48	1.472	0.364	1.099	4.4
2.49	1.465	0.366	1.078	4.7
2.50	1.458	0.367	1.101	4.7
2.51	1.452	0.369	1.079	4.5
2.52	1.445	0.370	1.105	4.4
2.53	1.437	0.372	1.092	4.3
2.54	1.430	0.373	1.094	4.6
2.55	1.423	0.374	1.097	4.3
2.56	1.416	0.376	1.113	4.5
2.57	1.409	0.377	1.108	4.6
2.58	1.402	0.379	1.167	4.4
2.59	1.395	0.380	1.146	4.6
2.60	1.387	0.382	1.163	4.5
2.61	1.380	0.383	1.172	4.6
2.62	1.373	0.385	1.176	4.1
2.63	1.365	0.386	1.180	4.3
2.64	1.358	0.388	1.193	4.3
2.65	1.350	0.389	1.224	4.2
2.66	1.343	0.391	1.198	4.0
2.67	1.335	0.392	1.243	4.3
2.68	1.328	0.394	1.240	4.1
2.69	1.320	0.395	1.291	4.1
2.70	1.312	0.396	1.287	4.2
2.71	1.305	0.398	1.338	4.1
2.72	1.297	0.399	1.329	4.2
2.73	1.289	0.401	1.337	4.2
2.74	1.281	0.402	1.358	4.4
2.75	1.273	0.404	1.371	4.1
2.76	1.265	0.405	1.361	3.7
2.77	1.257	0.407	1.370	4.1
2.78	1.249	0.408	1.392	4.0
2.79	1.241	0.410	1.386	4.1
2.80	1.233	0.411	1.390	4.4
2.81	1.225	0.413	1.366	4.2
2.82	1.216	0.414	1.393	4.0
2.83	1.208	0.416	1.310	4.2
2.84	1.200	0.417	1.330	3.9

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	H <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.85	1.191	0.419	1.311	4.3
2.86	1.183	0.420	1.351	4.6
2.87	1.174	0.421	1.320	4.1
2.88	1.165	0.423	1.275	4.0
2.89	1.157	0.424	1.309	4.7
2.90	1.148	0.426	1.303	4.7
2.91	1.139	0.427	1.338	4.3
2.92	1.130	0.429	1.342	4.1
2.93	1.121	0.430	1.340	4.2
2.94	1.112	0.432	1.347	4.5
2.95	1.103	0.433	1.384	4.6
2.96	1.094	0.435	1.419	4.2
2.97	1.084	0.436	1.451	3.6
2.98	1.075	0.438	1.525	4.0
2.99	1.066	0.439	1.611	3.9
3.00	1.056	0.441	1.669	4.1
3.01	1.046	0.442	1.704	3.9
3.02	1.037	0.443	1.760	3.8
3.03	1.027	0.445	1.825	4.0
3.04	1.017	0.446	1.878	3.9
3.05	1.007	0.448	1.947	3.9
3.06	0.997	0.449	1.953	3.8
3.07	0.987	0.451	1.948	3.9
3.08	0.976	0.452	1.909	3.7
3.09	0.966	0.454	1.921	3.6
3.10	0.956	0.455	1.842	3.6
3.11	0.945	0.457	1.823	3.8
3.12	0.934	0.458	1.693	3.9
3.13	0.923	0.460	1.581	4.6
3.14	0.912	0.461	1.409	4.9
3.15	0.901	0.463	1.302	5.0
3.16	0.890	0.464	1.167	5.4
3.17	0.878	0.466	1.000	5.6
3.18	0.867	0.467	0.875	5.5
3.19	0.855	0.468	0.714	6.0
3.20	0.843	0.470	0.584	6.2
3.21	0.831	0.471	0.459	10.1
3.22	0.819	0.473	0.359	11.5
3.23	0.806	0.474	0.260	14.1
3.24	0.794	0.476	0.210	15.8
3.25	0.781	0.477	0.145	17.7
3.26	0.768	0.479	0.099	19.5

Tabelle 3 8 <sup>12</sup>C E<sub>1</sub> = 3.08 (GeV) θ = 15.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeU)	SIGF (X)
1.97	1.997	0.413	0.581	4.0
1.98	1.990	0.416	0.573	4.4
1.984	1.984	0.418	0.564	4.2
2.00	1.977	0.420	0.571	4.0
2.01	1.970	0.422	0.561	4.3
2.02	1.964	0.424	0.568	4.2
2.03	1.957	0.426	0.561	3.9
2.04	1.950	0.428	0.563	4.3
2.05	1.944	0.430	0.577	4.5
2.06	1.937	0.432	0.573	4.0
2.08	1.930	0.434	0.565	4.3
2.09	1.923	0.437	0.569	4.1
2.10	1.916	0.439	0.573	4.2
2.11	1.910	0.441	0.567	4.1
2.12	1.903	0.443	0.563	4.3
2.13	1.896	0.445	0.560	4.2
2.14	1.889	0.447	0.550	4.2
2.15	1.882	0.449	0.557	4.3
2.16	1.875	0.451	0.555	4.5
2.17	1.867	0.453	0.560	4.2
2.18	1.860	0.455	0.559	4.3
2.19	1.853	0.458	0.561	4.2
2.20	1.846	0.460	0.553	4.4
2.21	1.839	0.462	0.560	4.4
2.22	1.831	0.464	0.555	4.5
2.23	1.824	0.466	0.537	4.4
2.24	1.817	0.468	0.530	4.3
2.25	1.809	0.470	0.548	4.2
2.26	1.802	0.472	0.533	4.3
2.27	1.795	0.474	0.533	4.4
2.28	1.787	0.476	0.547	4.4
2.29	1.780	0.479	0.572	4.4
2.30	1.772	0.481	0.566	4.5
2.31	1.764	0.483	0.562	4.3
2.32	1.757	0.485	0.574	4.5
2.33	1.749	0.487	0.574	4.4
2.34	1.741	0.489	0.582	4.4
2.35	1.733	0.491	0.584	4.4
2.36	1.726	0.493	0.574	4.3
2.37	1.718	0.495	0.582	4.3
2.38	1.710	0.497	0.589	4.1
2.39	1.702	0.499	0.584	4.4
2.40	1.694	0.501	0.603	4.3
2.41	1.686	0.504	0.603	4.2
2.42	1.677	0.506	0.607	4.4
2.43	1.669	0.508	0.607	4.4
2.44	1.661	0.510	0.606	4.1
2.45	1.653	0.512	0.608	4.3
2.46	1.644	0.514	0.609	4.0
2.47	1.636	0.516	0.582	4.2
2.48	1.627	0.518	0.601	4.4
2.49	1.619	0.521	0.581	4.0
2.50	1.610	0.523	0.588	4.3
2.51	1.602	0.525	0.576	4.5
2.52	1.594	0.528	0.583	4.6

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeU)	SIGF (X)
2.53	1.585	0.531	0.581	4.3
2.54	1.576	0.533	0.567	4.5
2.55	1.567	0.535	0.565	5.0
2.56	1.558	0.537	0.559	4.7
2.57	1.549	0.539	0.564	4.4
2.58	1.540	0.542	0.562	4.5
2.59	1.531	0.544	0.549	4.4
2.60	1.522	0.546	0.555	4.4
2.61	1.513	0.548	0.555	4.7
2.62	1.504	0.550	0.585	5.0
2.63	1.495	0.552	0.582	4.6
2.64	1.486	0.554	0.587	4.5
2.65	1.477	0.556	0.609	4.2
2.66	1.468	0.558	0.638	4.4
2.67	1.459	0.560	0.659	4.3
2.68	1.450	0.563	0.661	4.2
2.69	1.441	0.565	0.671	4.2
2.70	1.432	0.567	0.680	4.4
2.71	1.423	0.569	0.682	4.4
2.72	1.414	0.571	0.693	4.5
2.73	1.405	0.573	0.706	4.4
2.74	1.396	0.575	0.714	4.4
2.75	1.387	0.577	0.718	3.9
2.76	1.378	0.579	0.728	3.9
2.77	1.369	0.581	0.738	4.4
2.78	1.360	0.584	0.742	4.4
2.79	1.351	0.586	0.752	4.4
2.80	1.342	0.588	0.764	4.5
2.81	1.333	0.590	0.766	4.8
2.82	1.324	0.592	0.759	4.9
2.83	1.315	0.594	0.717	5.2
2.84	1.306	0.596	0.689	5.0
2.85	1.297	0.598	0.616	5.9
2.86	1.288	0.600	0.289	5.9
2.87	1.279	0.602	0.220	6.9
2.88	1.270	0.604	0.220	6.9
2.89	1.261	0.607	0.220	6.9
2.90	1.252	0.609	0.220	6.9
2.91	1.243	0.611	0.220	6.9
2.92	1.234	0.613	0.220	6.9
2.93	1.225	0.615	0.220	6.9
2.94	1.216	0.617	0.220	6.9
2.95	1.207	0.619	0.220	6.9

Tabelle 3 9 <sup>14</sup>C E<sub>1</sub> = 2.68 (GeV) θ = 13.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>1n</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (X)
0.98	1.986	0.134	9.322	3.6
1.00	1.974	0.137	9.446	3.6
1.02	1.961	0.141	9.715	3.4
1.05	1.943	0.144	9.888	3.4
1.07	1.935	0.148	10.176	3.2
1.10	1.922	0.151	10.301	3.3
1.13	1.909	0.155	10.493	3.2
1.15	1.896	0.158	10.224	3.2
1.18	1.882	0.161	10.589	3.2
1.20	1.869	0.165	11.290	3.1
1.23	1.855	0.168	10.378	3.2
1.25	1.842	0.172	10.474	3.1
1.27	1.828	0.175	11.242	3.0
1.30	1.814	0.179	11.723	3.0
1.33	1.800	0.182	11.299	3.0
1.35	1.786	0.185	11.578	3.0
1.38	1.772	0.189	11.904	2.8
1.40	1.758	0.192	12.029	2.9
1.43	1.743	0.196	12.739	2.3
1.45	1.729	0.199	12.662	2.2
1.48	1.714	0.203	12.854	2.2
1.50	1.700	0.206	13.018	2.1
1.53	1.685	0.209	14.131	2.1
1.55	1.670	0.213	13.670	2.2
1.57	1.655	0.216	13.603	2.2
1.60	1.639	0.220	14.314	2.3
1.63	1.624	0.223	14.438	2.2
1.65	1.608	0.227	15.130	2.2
1.68	1.593	0.230	15.696	2.2
1.70	1.577	0.234	15.350	2.3
1.73	1.561	0.237	16.310	3.1
1.75	1.544	0.240	15.907	3.1
1.77	1.528	0.244	15.658	3.2
1.80	1.511	0.247	16.195	3.1
1.83	1.495	0.251	17.990	2.9
1.85	1.478	0.254	17.011	3.0
1.88	1.461	0.258	17.184	3.0
1.90	1.443	0.261	17.654	3.0
1.93	1.426	0.264	18.884	2.8
1.95	1.408	0.268	18.064	2.8
1.98	1.390	0.271	19.661	2.8
2.00	1.372	0.275	21.226	2.4
2.03	1.353	0.278	21.446	2.5
2.05	1.335	0.282	22.944	2.3
2.07	1.316	0.285	24.941	2.2
2.10	1.296	0.288	26.045	2.2
2.13	1.277	0.292	27.072	2.3
2.15	1.257	0.295	27.072	2.3
2.18	1.237	0.299	28.291	2.3
2.20	1.216	0.302	27.946	2.4
2.23	1.195	0.306	28.899	2.5
2.25	1.174	0.309	28.218	2.6
2.27	1.152	0.313	29.258	2.7
2.30	1.130	0.316	26.170	3.0
2.33	1.108	0.319	26.170	3.0
2.35	1.080	0.323	33.667	3.3

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>1n</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (X)
2.38	1.061	0.326	37.661	4.2
2.40	1.037	0.330	43.008	3.9
2.43	1.013	0.333	45.254	3.9
2.45	0.988	0.337	40.973	4.2
2.48	0.962	0.340	36.067	4.4
2.50	0.935	0.343	27.677	5.1
2.53	0.908	0.347	17.827	6.3
2.55	0.880	0.350	10.243	7.7
2.57	0.851	0.354	4.550	11.0
2.60	0.821	0.357	1.555	17.9
2.63	0.789	0.361	0.250	42.3

Tabelle 3.10 <sup>14</sup>C E<sub>1</sub> = 3.08 (GeV) θ = 13.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	H <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
0.000	0.221	0.134	7.144	3.0
0.000	0.222	0.138	7.216	3.0
0.000	0.223	0.142	7.277	3.0
0.000	0.224	0.146	6.511	3.0
0.000	0.225	0.150	6.737	3.0
0.000	0.226	0.154	6.691	3.0
0.000	0.227	0.158	6.485	3.0
0.000	0.228	0.162	6.469	3.0
0.000	0.229	0.166	6.418	3.0
0.000	0.230	0.170	6.320	3.0
0.000	0.231	0.174	6.155	3.1
0.000	0.232	0.178	6.315	3.0
0.000	0.233	0.182	6.598	3.0
0.000	0.234	0.186	6.474	3.0
0.000	0.235	0.189	6.109	3.1
0.000	0.236	0.193	6.608	3.0
0.000	0.237	0.197	6.469	3.0
0.000	0.238	0.201	6.428	3.4
0.000	0.239	0.205	6.700	3.3
0.000	0.240	0.209	6.645	3.3
0.000	0.241	0.213	6.474	3.3
0.000	0.242	0.217	6.763	3.3
0.000	0.243	0.221	6.928	3.3
0.000	0.244	0.225	6.835	3.4
0.000	0.245	0.229	7.304	3.4
0.000	0.246	0.233	7.273	3.1
0.000	0.247	0.237	7.242	3.2
0.000	0.248	0.241	7.257	3.2
0.000	0.249	0.245	7.510	3.0
0.000	0.250	0.249	7.690	3.0
0.000	0.251	0.253	7.464	3.1
0.000	0.252	0.257	7.788	3.0
0.000	0.253	0.261	7.690	3.1
0.000	0.254	0.264	8.066	3.0
0.000	0.255	0.268	8.628	3.0
0.000	0.256	0.272	8.164	3.2
0.000	0.257	0.276	8.669	3.1
0.000	0.258	0.280	8.633	3.1
0.000	0.259	0.284	8.896	3.1
0.000	0.260	0.288	8.653	3.1
0.000	0.261	0.292	9.364	3.1
0.000	0.262	0.296	9.477	3.2
0.000	0.263	0.300	9.781	3.1
0.000	0.264	0.304	9.761	3.2
0.000	0.265	0.308	9.991	3.3
0.000	0.266	0.312	10.374	3.2
0.000	0.267	0.316	10.163	3.3
0.000	0.268	0.320	10.482	3.3
0.000	0.269	0.324	10.688	3.3
0.000	0.270	0.328	10.834	3.3
0.000	0.271	0.332	10.420	3.3
0.000	0.272	0.336	10.862	3.3
0.000	0.273	0.339	10.878	3.3
0.000	0.274	0.343	11.677	3.3
0.000	0.275	0.347	11.105	3.3
0.000	0.276	0.351	11.502	3.3

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	H <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.000	1.443	0.355	11.831	3.7
2.000	1.425	0.359	11.605	3.7
2.000	1.407	0.363	12.424	3.6
2.000	1.389	0.367	12.455	3.6
2.000	1.371	0.371	12.383	3.7
2.000	1.352	0.375	13.268	3.5
2.000	1.333	0.379	12.872	3.6
2.000	1.314	0.383	13.887	3.5
2.000	1.295	0.387	14.484	3.4
2.000	1.275	0.391	14.912	3.4
2.000	1.255	0.395	14.783	3.4
2.000	1.234	0.399	15.113	3.4
2.000	1.213	0.403	13.959	3.5
2.000	1.192	0.407	14.165	3.5
2.000	1.171	0.410	14.520	3.5
2.000	1.149	0.414	14.819	3.5
2.000	1.126	0.418	14.417	3.5
2.000	1.104	0.422	15.952	3.5
2.000	1.080	0.426	17.374	3.5
2.000	1.057	0.430	19.074	3.4
2.000	1.032	0.434	20.650	3.4
2.000	1.007	0.438	22.277	3.3
2.000	0.982	0.442	21.973	3.4
2.000	0.955	0.446	19.707	3.7
2.000	0.928	0.450	17.343	3.9
2.000	0.901	0.454	12.578	3.5
2.000	0.872	0.458	8.339	4.6
2.000	0.842	0.462	5.084	6.0
2.000	0.812	0.466	2.944	9.5
2.000	0.780	0.470	0.871	16.7
3.000	0.746	0.474	0.304	31.7

Tabelle 3.11 <sup>13</sup>C E<sub>α</sub> = 3.50 (GeV) θ = 13.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
0.88	0.377	0.157	5.039	3.2
0.90	0.366	0.161	5.285	3.1
0.93	0.355	0.166	5.270	2.9
0.95	0.344	0.170	4.984	2.2
0.98	0.333	0.175	4.960	2.1
1.00	0.322	0.179	4.956	2.2
1.02	0.311	0.184	4.992	2.1
1.05	0.300	0.188	4.459	2.3
1.07	0.289	0.193	4.706	2.2
1.10	0.277	0.197	4.392	2.3
1.13	0.266	0.202	4.670	2.1
1.15	0.255	0.206	4.478	2.1
1.18	0.243	0.211	5.023	2.9
1.20	0.232	0.215	4.678	2.1
1.23	0.220	0.220	4.667	2.1
1.25	0.209	0.224	4.502	2.2
1.27	0.197	0.228	4.631	2.1
1.30	0.185	0.233	4.604	2.1
1.32	0.174	0.238	4.521	2.2
1.35	0.162	0.242	4.494	2.1
1.38	0.150	0.247	4.839	2.3
1.40	0.138	0.251	4.784	2.4
1.43	0.126	0.256	4.995	2.4
1.45	0.114	0.260	5.031	2.4
1.48	0.101	0.265	4.843	2.5
1.50	0.089	0.269	4.999	2.5
1.52	0.077	0.274	5.250	2.2
1.55	0.064	0.278	4.976	2.3
1.57	0.052	0.283	5.168	2.2
1.60	0.039	0.287	5.050	2.6
1.63	0.027	0.292	5.105	2.6
1.65	0.014	0.296	5.109	2.2
1.68	0.001	0.301	5.285	2.2
1.70	1.988	0.305	5.666	2.0
1.73	1.975	0.309	5.611	2.0
1.75	1.962	0.314	5.528	2.1
1.77	1.949	0.318	5.524	2.1
1.80	1.936	0.323	5.861	2.0
1.82	1.923	0.327	5.587	2.1
1.85	1.909	0.332	5.642	2.1
1.88	1.896	0.336	5.963	2.2
1.90	1.882	0.341	6.057	2.2
1.93	1.868	0.345	6.281	2.2
1.95	1.855	0.350	6.379	2.2
1.98	1.841	0.354	6.445	2.1
2.00	1.827	0.359	6.324	2.2
2.03	1.812	0.363	6.504	2.2
2.05	1.798	0.368	6.806	2.2
2.07	1.784	0.372	6.974	2.2
2.10	1.769	0.377	7.053	2.3
2.13	1.755	0.381	7.053	2.4
2.15	1.740	0.386	7.127	2.5
2.18	1.725	0.390	7.613	2.3
2.20	1.710	0.395	7.307	2.2
2.23	1.695	0.399	7.660	2.2
2.25	1.680	0.404	7.302	2.2

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.27	1.665	0.408	7.538	2.2
2.30	1.649	0.413	7.390	2.2
2.32	1.633	0.417	7.789	2.1
2.35	1.618	0.422	8.126	2.1
2.38	1.602	0.426	7.840	2.1
2.40	1.586	0.431	7.887	2.1
2.43	1.569	0.435	8.561	2.0
2.45	1.553	0.440	8.302	2.0
2.48	1.536	0.444	8.749	2.2
2.50	1.519	0.449	8.381	2.0
2.52	1.502	0.453	8.271	2.0
2.55	1.485	0.457	8.440	2.0
2.57	1.468	0.462	8.753	2.2
2.60	1.450	0.466	8.404	2.0
2.63	1.432	0.471	8.020	2.1
2.65	1.414	0.475	8.487	2.0
2.68	1.396	0.480	8.530	2.0
2.70	1.377	0.484	8.769	2.2
2.73	1.359	0.488	9.200	2.2
2.75	1.340	0.493	9.517	2.2
2.77	1.320	0.498	9.396	2.2
2.80	1.301	0.502	9.498	2.2
2.82	1.280	0.507	9.490	2.2
2.85	1.260	0.511	10.254	2.7
2.88	1.240	0.516	10.254	2.6
2.90	1.219	0.520	9.494	2.0
2.93	1.198	0.525	9.599	2.0
2.95	1.176	0.529	9.427	2.1
2.98	1.154	0.534	9.756	2.1
3.00	1.132	0.538	9.717	2.2
3.02	1.109	0.543	10.434	2.1
3.05	1.085	0.547	11.131	2.1
3.07	1.061	0.552	11.981	2.1
3.10	1.037	0.556	12.635	2.2
3.13	1.012	0.561	12.499	2.2
3.15	0.986	0.565	12.252	2.3
3.18	0.959	0.570	11.186	2.6
3.20	0.932	0.574	9.129	4.1
3.23	0.904	0.579	7.625	4.6
3.25	0.875	0.583	5.407	5.7
3.27	0.846	0.588	3.334	7.8
3.30	0.815	0.592	1.689	11.6
3.32	0.782	0.597	0.976	22.1
3.35	0.749	0.601	0.063	61.0

Tabelle 3.12  $^{12}\text{C}$   $E_s = 3.08 \text{ (GeV)}$   $\theta = 22.0^\circ$

$E$ (GeV)	$W$ (GeV)	$Q^2$ (GeV)	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (%)
0.0000000000	1.164	0.381	1.063	4.8
0.0000000000	1.151	0.392	1.068	4.7
0.0000000000	1.137	0.404	1.073	4.6
0.0000000000	1.124	0.415	1.078	4.4
0.0000000000	1.110	0.426	1.075	4.7
0.0000000000	0.886	0.437	1.045	4.8
0.0000000000	0.882	0.449	1.082	4.6
0.0000000000	0.868	0.460	1.118	4.3
0.0000000000	0.854	0.471	1.030	4.8
0.0000000000	0.840	0.482	1.110	4.4
0.0000000000	0.825	0.493	1.128	4.1
0.0000000000	0.811	0.505	1.038	4.8
0.0000000000	0.797	0.516	1.063	4.5
0.0000000000	0.782	0.527	1.082	4.5
0.0000000000	0.767	0.538	1.044	4.5
0.0000000000	0.752	0.549	1.029	4.5
0.0000000000	0.737	0.561	1.068	4.6
0.0000000000	0.722	0.572	1.128	4.6
0.0000000000	0.707	0.583	1.077	4.6
0.0000000000	0.692	0.594	1.102	4.6
0.0000000000	0.677	0.606	1.102	3.2
0.0000000000	0.661	0.617	1.066	3.4
0.0000000000	0.645	0.628	1.156	3.2
0.0000000000	0.629	0.639	1.118	3.5
0.0000000000	0.613	0.650	1.172	3.4
0.0000000000	0.597	0.662	1.098	4.4
0.0000000000	0.581	0.673	1.014	4.9
0.0000000000	0.565	0.684	1.031	4.7
0.0000000000	0.549	0.695	1.077	4.6
0.0000000000	0.533	0.706	1.091	4.5
0.0000000000	0.517	0.718	1.134	4.3
0.0000000000	0.501	0.729	1.106	4.3
0.0000000000	0.485	0.740	0.963	4.9
0.0000000000	0.469	0.751	1.038	4.8
0.0000000000	0.453	0.763	1.034	4.0
0.0000000000	0.437	0.774	1.030	3.4
0.0000000000	0.421	0.785	1.003	3.4
0.0000000000	0.405	0.796	0.953	3.5
0.0000000000	0.389	0.807	0.932	3.8
0.0000000000	0.373	0.819	0.908	3.7
0.0000000000	0.357	0.830	0.887	3.7
0.0000000000	0.341	0.841	0.894	3.6
0.0000000000	0.325	0.852	0.988	3.7
0.0000000000	0.309	0.863	0.898	3.8
0.0000000000	0.293	0.875	0.837	4.1
0.0000000000	0.277	0.886	0.800	4.8
0.0000000000	0.261	0.897	0.816	4.7
0.0000000000	0.245	0.908	0.832	5.8
0.0000000000	0.229	0.920	0.697	6.5
0.0000000000	0.213	0.931	0.785	6.0
0.0000000000	0.197	0.942	0.775	5.9
0.0000000000	0.181	0.953	0.766	6.0
0.0000000000	0.165	0.964	0.716	6.1
0.0000000000	0.149	0.976	0.678	6.4
0.0000000000	0.133	0.987	0.680	6.5
0.0000000000	0.117	0.998	0.652	6.6

(Fortsetzung)

$E$ (GeV)	$W$ (GeV)	$Q^2$ (GeV)	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (%)
0.0000000000	1.195	1.009	0.639	6.5
0.0000000000	1.171	1.020	0.590	6.8
0.0000000000	1.146	1.032	0.560	7.0
0.0000000000	1.120	1.043	0.524	7.3
0.0000000000	1.094	1.054	0.580	6.9
0.0000000000	1.067	1.065	0.478	7.6
0.0000000000	1.039	1.077	0.531	7.2
0.0000000000	1.011	1.088	0.520	7.2
0.0000000000	0.982	1.099	0.516	7.2
0.0000000000	0.952	1.110	0.562	6.7
0.0000000000	0.921	1.121	0.486	7.3
0.0000000000	0.888	1.133	0.327	9.2
0.0000000000	0.855	1.144	0.302	9.7
0.0000000000	0.820	1.155	0.228	11.0
0.0000000000	0.784	1.166	0.163	14.1
0.0000000000	0.746	1.177	0.133	13.3
0.0000000000	0.706	1.188	0.085	18.0
0.0000000000	0.664	1.200	0.059	21.8
0.0000000000	0.618	1.211	0.027	32.1
0.0000000000	0.569	1.222	0.019	45.3
0.0000000000	0.516	1.234	0.010	66.0
0.0000000000	0.456	1.245	0.006	80.5

Tabelle 3.13 <sup>14</sup>C E<sub>1</sub> = 3.40 (GeV) θ = 22.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
0.98	2.264	0.446	0.799	5.2
0.93	2.251	0.458	0.798	5.5
0.95	2.238	0.470	0.826	4.7
0.98	2.224	0.483	0.873	3.8
1.00	2.211	0.495	0.844	4.0
1.00	2.198	0.508	0.840	3.9
1.05	2.184	0.520	0.862	3.9
1.07	2.171	0.532	0.819	4.5
1.10	2.157	0.545	0.899	3.5
1.13	2.143	0.557	0.774	4.5
1.15	2.129	0.569	0.854	3.3
1.16	2.115	0.582	0.863	3.4
1.18	2.101	0.594	0.796	3.6
1.20	2.087	0.607	0.918	2.9
1.22	2.073	0.619	0.873	2.5
1.25	2.058	0.631	0.837	2.4
1.28	2.044	0.644	0.836	2.5
1.30	2.029	0.656	0.806	2.6
1.35	2.015	0.668	0.829	2.6
1.38	2.000	0.681	0.852	2.4
1.40	1.985	0.693	0.848	2.6
1.43	1.970	0.706	0.845	2.5
1.45	1.955	0.718	0.835	2.6
1.48	1.940	0.730	0.853	2.6
1.50	1.924	0.743	0.832	2.6
1.52	1.909	0.755	0.809	2.5
1.55	1.893	0.767	0.802	2.6
1.58	1.878	0.780	0.840	2.3
1.60	1.862	0.792	0.782	2.7
1.63	1.845	0.805	0.827	2.5
1.65	1.830	0.817	0.805	2.5
1.68	1.813	0.829	0.821	2.4
1.70	1.797	0.842	0.790	2.5
1.73	1.780	0.854	0.775	2.4
1.75	1.764	0.867	0.766	2.5
1.77	1.747	0.879	0.736	2.4
1.80	1.730	0.891	0.777	2.3
1.82	1.712	0.904	0.744	2.4
1.85	1.695	0.916	0.752	2.5
1.88	1.677	0.928	0.724	2.6
1.90	1.660	0.941	0.712	2.6
1.93	1.642	0.953	0.746	2.6
1.95	1.624	0.966	0.683	2.0
1.98	1.605	0.978	0.686	2.6
2.00	1.587	0.990	0.654	2.6
2.02	1.568	1.003	0.626	2.8
2.05	1.549	1.015	0.606	2.9
2.07	1.530	1.027	0.673	2.5
2.10	1.510	1.040	0.674	2.8
2.13	1.490	1.052	0.588	2.8
2.15	1.470	1.065	0.505	4.3
2.18	1.450	1.077	0.549	2.8
2.20	1.429	1.089	0.493	4.4
2.23	1.408	1.102	0.499	4.3
2.25	1.387	1.114	0.472	4.3
2.27	1.366	1.126	0.482	4.2

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.30	1.344	1.139	0.473	4.2
2.32	1.322	1.151	0.482	4.2
2.35	1.299	1.164	0.459	4.3
2.38	1.276	1.176	0.413	4.5
2.40	1.252	1.188	0.413	4.6
2.43	1.229	1.201	0.371	5.0
2.45	1.204	1.213	0.362	5.0
2.48	1.179	1.225	0.370	4.7
2.50	1.154	1.238	0.377	4.9
2.52	1.128	1.250	0.351	5.1
2.55	1.101	1.263	0.363	4.6
2.57	1.074	1.275	0.313	5.4
2.60	1.046	1.287	0.307	5.2
2.63	1.017	1.300	0.343	4.8
2.65	0.988	1.312	0.274	6.0
2.68	0.957	1.325	0.219	7.3
2.70	0.926	1.337	0.237	6.4
2.73	0.893	1.349	0.213	6.9
2.75	0.859	1.362	0.205	7.0
2.77	0.824	1.374	0.156	6.8
2.80	0.787	1.386	0.109	10.5
2.82	0.749	1.399	0.082	11.8
2.85	0.708	1.411	0.053	16.3
2.88	0.665	1.424	0.041	18.1
2.90	0.619	1.436	0.022	27.0
2.93	0.569	1.448	0.019	25.7
2.95	0.514	1.461	0.011	45.1
2.98	0.453	1.473	0.007	51.8
3.00	0.382	1.485	0.006	53.0

Tabelle 3 14 <sup>21</sup>Al E<sub>α</sub> = 2.68 (GeV) θ = 9.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W (In (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (X)
0.00	1.000	0.054	132.115	2.9
0.00	1.000	0.056	132.566	2.8
0.00	1.000	0.058	123.535	3.0
0.00	1.000	0.059	105.730	3.3
0.00	1.000	0.061	105.666	3.3
0.00	1.000	0.063	102.956	3.3
0.00	1.000	0.064	89.539	3.6
1.00	1.980	0.066	94.377	3.4
1.00	1.967	0.068	91.667	3.5
1.00	1.955	0.069	82.701	3.7
1.00	1.942	0.073	80.185	3.8
1.10	1.942	0.073	76.314	3.9
1.13	1.930	0.074	81.088	3.7
1.15	1.917	0.076	77.927	3.8
1.18	1.904	0.078	79.475	3.8
1.20	1.892	0.079	74.766	3.9
1.23	1.879	0.081	75.992	3.9
1.26	1.866	0.082	74.121	3.9
1.30	1.853	0.084	78.959	3.8
1.30	1.840	0.086	80.056	3.7
1.32	1.826	0.087	79.024	3.8
1.35	1.813	0.089	81.733	3.7
1.38	1.800	0.091	80.507	3.8
1.40	1.786	0.092	81.669	3.7
1.43	1.772	0.094	78.701	3.9
1.45	1.759	0.096	80.959	3.9
1.48	1.745	0.097	84.184	3.7
1.50	1.731	0.099	88.635	3.6
1.52	1.717	0.101	82.636	3.8
1.55	1.703	0.102	89.732	3.6
1.57	1.688	0.104	91.474	3.6
1.60	1.674	0.106	93.667	2.9
1.63	1.659	0.107	103.795	2.7
1.65	1.644	0.109	100.763	2.9
1.68	1.630	0.111	105.085	2.8
1.70	1.615	0.112	111.988	2.6
1.72	1.600	0.114	114.762	2.6
1.75	1.584	0.115	118.374	2.7
1.77	1.569	0.117	120.116	2.7
1.80	1.553	0.119	125.986	2.8
1.82	1.538	0.120	125.083	2.8
1.85	1.522	0.122	137.662	2.7
1.88	1.506	0.124	136.501	2.8
1.90	1.490	0.125	139.082	4.6
1.93	1.473	0.127	143.726	4.3
1.95	1.457	0.129	158.905	4.1
1.98	1.440	0.130	148.564	4.3
2.00	1.423	0.132	157.854	4.1
2.02	1.406	0.134	159.402	4.2
2.05	1.388	0.135	165.595	4.1
2.07	1.371	0.137	181.206	3.9
2.10	1.353	0.139	193.879	3.8
2.13	1.335	0.140	211.009	3.6
2.15	1.316	0.142	220.428	3.5
2.18	1.298	0.144	235.071	3.5
2.20	1.279	0.145	238.875	3.2

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	W (In (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (X)
2.23	1.260	0.147	258.165	3.2
2.25	1.240	0.148	287.130	3.0
2.27	1.221	0.150	282.808	3.1
2.30	1.201	0.152	301.645	2.9
2.32	1.180	0.153	281.518	3.1
2.35	1.160	0.155	286.098	3.0
2.38	1.138	0.157	280.873	3.0
2.40	1.117	0.158	274.809	3.1
2.43	1.095	0.160	278.873	3.2
2.45	1.073	0.162	332.673	2.9
2.48	1.050	0.163	400.389	2.7
2.50	1.026	0.165	511.289	2.4
2.52	1.002	0.167	619.997	2.3
2.55	0.978	0.168	633.866	2.3
2.57	0.953	0.170	568.906	2.6
2.60	0.927	0.172	462.272	3.0
2.63	0.900	0.173	320.675	3.0
2.65	0.873	0.175	168.756	5.0
2.68	0.845	0.177	41.479	11.1
2.70	0.815	0.178	4.967	38.2
2.73	0.785	0.180	0.968	112.5
2.75	0.753	0.181	2.258	39.2
2.78	0.720	0.183	1.290	54.4
2.80	0.686	0.185	1.032	83.3
2.83	0.649	0.186	0.710	77.8

Tabelle 3.15 <sup>23</sup>Al; E<sub>1</sub> = 3.08 (GeV) θ = 9.0°

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
1.00	2.170	0.076	64.574	3.2
1.00	2.158	0.078	64.654	3.1
1.00	2.147	0.080	64.895	3.0
1.00	2.136	0.082	65.234	2.9
1.10	2.124	0.083	54.252	3.5
1.13	2.113	0.085	52.812	3.5
1.15	2.101	0.087	54.732	3.4
1.18	2.090	0.089	50.811	3.5
1.20	2.078	0.091	53.292	3.4
1.23	2.066	0.093	50.891	3.5
1.25	2.054	0.095	51.531	3.5
1.27	2.042	0.097	49.691	3.5
1.30	2.030	0.099	47.851	3.6
1.33	2.018	0.100	47.611	3.7
1.35	2.006	0.102	48.731	3.5
1.38	1.994	0.104	46.811	3.8
1.40	1.982	0.106	46.851	3.4
1.43	1.969	0.108	51.372	3.4
1.45	1.957	0.110	50.091	3.8
1.48	1.944	0.112	46.491	3.0
1.50	1.932	0.114	48.171	3.0
1.53	1.919	0.116	47.851	3.1
1.55	1.906	0.118	47.332	3.0
1.57	1.893	0.119	53.012	3.0
1.60	1.881	0.121	54.492	2.9
1.63	1.867	0.123	52.412	3.0
1.65	1.854	0.125	54.172	3.0
1.68	1.841	0.127	56.493	3.1
1.70	1.828	0.129	59.453	3.1
1.73	1.814	0.131	56.173	3.0
1.75	1.801	0.133	58.173	4.8
1.77	1.787	0.135	60.493	4.2
1.80	1.774	0.137	64.414	4.6
1.82	1.760	0.138	64.094	4.5
1.85	1.746	0.140	66.015	4.4
1.88	1.732	0.142	69.856	3.2
1.90	1.718	0.144	70.016	3.4
1.93	1.703	0.146	67.773	3.3
1.95	1.689	0.148	74.657	3.0
1.98	1.675	0.150	74.457	2.9
2.00	1.660	0.152	76.577	3.0
2.03	1.645	0.154	74.817	3.2
2.05	1.630	0.155	80.098	3.0
2.07	1.615	0.157	83.219	3.1
2.10	1.600	0.159	81.538	3.2
2.13	1.585	0.161	83.301	2.9
2.15	1.569	0.163	82.101	3.0
2.18	1.554	0.165	101.863	2.7
2.20	1.538	0.167	97.942	2.9
2.23	1.522	0.169	96.742	3.1
2.25	1.506	0.171	99.702	3.2
2.27	1.489	0.173	102.384	2.9
2.30	1.473	0.174	110.025	3.0
2.33	1.456	0.176	93.142	4.3
2.35	1.439	0.178	88.142	4.3
2.38	1.422	0.180	110.745	4.0

(Fortsetzung)

E <sub>3</sub> (GeV)	W <sub>in</sub> (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG (μb/sr GeV)	SIGF (%)
2.40	1.405	0.182	117.306	3.9
2.43	1.388	0.184	127.869	3.7
2.45	1.370	0.186	127.629	3.7
2.48	1.352	0.188	128.029	3.7
2.50	1.334	0.190	144.720	3.5
2.53	1.315	0.191	148.673	3.4
2.55	1.297	0.193	164.837	3.2
2.58	1.278	0.195	180.360	3.1
2.60	1.259	0.197	181.721	3.1
2.63	1.239	0.198	188.602	3.0
2.65	1.219	0.199	194.844	3.0
2.68	1.199	0.203	194.443	2.9
2.70	1.178	0.205	205.646	2.8
2.73	1.158	0.207	187.642	3.0
2.75	1.136	0.209	189.482	3.0
2.78	1.115	0.210	191.883	3.0
2.80	1.092	0.212	211.807	2.8
2.83	1.070	0.214	229.411	2.7
2.85	1.047	0.216	287.584	2.5
2.88	1.023	0.218	339.436	2.3
2.90	0.999	0.220	370.663	2.3
2.93	0.974	0.222	389.287	2.3
2.95	0.949	0.224	363.121	2.4
2.98	0.923	0.226	294.946	2.7
3.00	0.896	0.228	197.804	3.3
3.03	0.868	0.229	113.805	4.4
3.05	0.840	0.231	36.728	8.0
3.08	0.810	0.233	7.042	20.9
3.10	0.780	0.235	0.800	71.7
3.13	0.748	0.237	0.160	244.0
3.15	0.714	0.241	0.080	472.0
3.18	0.679	0.243	0.400	125.0
3.20	0.642	0.245	0.240	210.0
3.23	0.603	0.246	0.160	225.5

Tabelle 3.16  $^{24}\text{Al}$   $E_1 = 3.5$  (GeV)  $\theta = 9.0^\circ$

E (GeV)	W (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV)	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (%)
0.00	4.20	0.058	1.38	2.40
0.00	4.25	0.060	1.24	2.56
0.00	4.30	0.062	1.20	2.68
0.00	4.35	0.065	1.00	3.02
0.00	4.40	0.067	0.94	3.27
0.00	4.45	0.069	0.87	3.51
0.00	4.50	0.071	0.79	3.77
0.00	4.55	0.073	0.74	4.03
0.00	4.60	0.075	0.69	4.30
0.00	4.65	0.078	0.65	4.58
0.00	4.70	0.080	0.61	4.87
0.00	4.75	0.082	0.58	5.17
0.00	4.80	0.084	0.55	5.48
0.00	4.85	0.086	0.52	5.80
0.00	4.90	0.088	0.49	6.13
0.00	4.95	0.090	0.46	6.48
0.00	5.00	0.093	0.43	6.84
0.00	5.05	0.095	0.41	7.21
0.00	5.10	0.097	0.39	7.60
0.00	5.15	0.099	0.38	8.00
0.00	5.20	0.101	0.36	8.41
0.00	5.25	0.103	0.35	8.84
0.00	5.30	0.106	0.34	9.28
0.00	5.35	0.108	0.33	9.74
0.00	5.40	0.110	0.32	10.21
0.00	5.45	0.112	0.31	10.70
0.00	5.50	0.114	0.30	11.20
0.00	5.55	0.116	0.29	11.72
0.00	5.60	0.118	0.28	12.25
0.00	5.65	0.121	0.27	12.80
0.00	5.70	0.123	0.26	13.36
0.00	5.75	0.125	0.25	13.94
0.00	5.80	0.127	0.24	14.54
0.00	5.85	0.129	0.23	15.15
0.00	5.90	0.131	0.22	15.78
0.00	5.95	0.134	0.21	16.43
0.00	6.00	0.136	0.20	17.10
0.00	6.05	0.138	0.19	17.79
0.00	6.10	0.140	0.18	18.50
0.00	6.15	0.142	0.17	19.23
0.00	6.20	0.144	0.16	19.98
0.00	6.25	0.146	0.15	20.75
0.00	6.30	0.148	0.14	21.54
0.00	6.35	0.151	0.13	22.35
0.00	6.40	0.153	0.12	23.18
0.00	6.45	0.155	0.11	24.03
0.00	6.50	0.157	0.10	24.90
0.00	6.55	0.159	0.09	25.79
0.00	6.60	0.161	0.08	26.70
0.00	6.65	0.163	0.07	27.63
0.00	6.70	0.165	0.06	28.58
0.00	6.75	0.167	0.05	29.55
0.00	6.80	0.169	0.04	30.54
0.00	6.85	0.171	0.03	31.55
0.00	6.90	0.173	0.02	32.58
0.00	6.95	0.175	0.01	33.63
0.00	7.00	0.177	0.01	34.70
0.00	7.05	0.179	0.00	35.79
0.00	7.10	0.181	0.00	36.90
0.00	7.15	0.183	0.00	38.03
0.00	7.20	0.185	0.00	39.18
0.00	7.25	0.187	0.00	40.35
0.00	7.30	0.190	0.00	41.54
0.00	7.35	0.192	0.00	42.75
0.00	7.40	0.194	0.00	43.98
0.00	7.45	0.196	0.00	45.23
0.00	7.50	0.198	0.00	46.50
0.00	7.55	0.200	0.00	47.79
0.00	7.60	0.202	0.00	49.10
0.00	7.65	0.204	0.00	50.43
0.00	7.70	0.206	0.00	51.78
0.00	7.75	0.208	0.00	53.15
0.00	7.80	0.210	0.00	54.54
0.00	7.85	0.212	0.00	55.95
0.00	7.90	0.214	0.00	57.38
0.00	7.95	0.216	0.00	58.83
0.00	8.00	0.218	0.00	60.30
0.00	8.05	0.219	0.00	61.79
0.00	8.10	0.220	0.00	63.30
0.00	8.15	0.222	0.00	64.83
0.00	8.20	0.224	0.00	66.38
0.00	8.25	0.226	0.00	67.95
0.00	8.30	0.228	0.00	69.54
0.00	8.35	0.230	0.00	71.15
0.00	8.40	0.232	0.00	72.78
0.00	8.45	0.234	0.00	74.43
0.00	8.50	0.236	0.00	76.10
0.00	8.55	0.238	0.00	77.79
0.00	8.60	0.240	0.00	79.50
0.00	8.65	0.242	0.00	81.23
0.00	8.70	0.244	0.00	82.98
0.00	8.75	0.246	0.00	84.75
0.00	8.80	0.248	0.00	86.54
0.00	8.85	0.250	0.00	88.35
0.00	8.90	0.252	0.00	90.18
0.00	8.95	0.254	0.00	92.03
0.00	9.00	0.256	0.00	93.90
0.00	9.05	0.258	0.00	95.79
0.00	9.10	0.260	0.00	97.70
0.00	9.15	0.262	0.00	99.63
0.00	9.20	0.264	0.00	101.58
0.00	9.25	0.266	0.00	103.55
0.00	9.30	0.268	0.00	105.54
0.00	9.35	0.270	0.00	107.55
0.00	9.40	0.272	0.00	109.58
0.00	9.45	0.274	0.00	111.63
0.00	9.50	0.276	0.00	113.70
0.00	9.55	0.278	0.00	115.79
0.00	9.60	0.280	0.00	117.90
0.00	9.65	0.282	0.00	120.03
0.00	9.70	0.284	0.00	122.18
0.00	9.75	0.286	0.00	124.35
0.00	9.80	0.288	0.00	126.54
0.00	9.85	0.290	0.00	128.75
0.00	9.90	0.292	0.00	130.98
0.00	9.95	0.294	0.00	133.23
0.00	10.00	0.296	0.00	135.50
0.00	10.05	0.298	0.00	137.79
0.00	10.10	0.300	0.00	140.10
0.00	10.15	0.302	0.00	142.43
0.00	10.20	0.304	0.00	144.78
0.00	10.25	0.306	0.00	147.15
0.00	10.30	0.308	0.00	149.54
0.00	10.35	0.310	0.00	151.95
0.00	10.40	0.312	0.00	154.38
0.00	10.45	0.314	0.00	156.83
0.00	10.50	0.316	0.00	159.30
0.00	10.55	0.318	0.00	161.79
0.00	10.60	0.320	0.00	164.30
0.00	10.65	0.322	0.00	166.83
0.00	10.70	0.324	0.00	169.38
0.00	10.75	0.326	0.00	171.95
0.00	10.80	0.328	0.00	174.54
0.00	10.85	0.330	0.00	177.15
0.00	10.90	0.332	0.00	179.78
0.00	10.95	0.334	0.00	182.43
0.00	11.00	0.336	0.00	185.10
0.00	11.05	0.338	0.00	187.79
0.00	11.10	0.340	0.00	190.50
0.00	11.15	0.342	0.00	193.23
0.00	11.20	0.344	0.00	195.98
0.00	11.25	0.346	0.00	198.75
0.00	11.30	0.348	0.00	201.54
0.00	11.35	0.350	0.00	204.35
0.00	11.40	0.352	0.00	207.18
0.00	11.45	0.354	0.00	210.03
0.00	11.50	0.356	0.00	212.90
0.00	11.55	0.358	0.00	215.79
0.00	11.60	0.360	0.00	218.70
0.00	11.65	0.362	0.00	221.63
0.00	11.70	0.364	0.00	224.58
0.00	11.75	0.366	0.00	227.55
0.00	11.80	0.368	0.00	230.54
0.00	11.85	0.370	0.00	233.55
0.00	11.90	0.372	0.00	236.58
0.00	11.95	0.374	0.00	239.63
0.00	12.00	0.376	0.00	242.70
0.00	12.05	0.378	0.00	245.79
0.00	12.10	0.380	0.00	248.90
0.00	12.15	0.382	0.00	252.03
0.00	12.20	0.384	0.00	255.18
0.00	12.25	0.386	0.00	258.35
0.00	12.30	0.388	0.00	261.54
0.00	12.35	0.390	0.00	264.75
0.00	12.40	0.392	0.00	267.98
0.00	12.45	0.394	0.00	271.23
0.00	12.50	0.396	0.00	274.50
0.00	12.55	0.398	0.00	277.79
0.00	12.60	0.400	0.00	281.10
0.00	12.65	0.402	0.00	284.43
0.00	12.70	0.404	0.00	287.78
0.00	12.75	0.406	0.00	291.15
0.00	12.80	0.408	0.00	294.54
0.00	12.85	0.410	0.00	297.95
0.00	12.90	0.412	0.00	301.38
0.00	12.95	0.414	0.00	304.83
0.00	13.00	0.416	0.00	308.30
0.00	13.05	0.418	0.00	311.79
0.00	13.10	0.420	0.00	315.30
0.00	13.15	0.422	0.00	318.83
0.00	13.20	0.424	0.00	322.38
0.00	13.25	0.426	0.00	325.95
0.00	13.30	0.428	0.00	329.54
0.00	13.35	0.430	0.00	333.15
0.00	13.40	0.432	0.00	336.78
0.00	13.45	0.434	0.00	340.43
0.00	13.50	0.436	0.00	344.10
0.00	13.55	0.438	0.00	347.79
0.00	13.60	0.440	0.00	351.50
0.00	13.65	0.442	0.00	355.23
0.00	13.70	0.444	0.00	358.98
0.00	13.75	0.446	0.00	362.75
0.00	13.80	0.448	0.00	366.54
0.00	13.85	0.450	0.00	370.35
0.00	13.90	0.452	0.00	374.18
0.00	13.95	0.454	0.00	378.03
0.00	14.00	0.456	0.00	381.90
0.00	14.05	0.458	0.00	385.79
0.00	14.10	0.460	0.00	389.70
0.00	14.15	0.462	0.00	393.63
0.00	14.20	0.464	0.00	397.58
0.00	14.25	0.466	0.00	401.55
0.00	14.30	0.468	0.00	405.54
0.00	14.35	0.470	0.00	409.55
0.00	14.40	0.472	0.00	413.58
0.00	14.45	0.474	0.00	417.63
0.00	14.50	0.476	0.00	421.70
0.00	14.55	0.478	0.00	425.79
0.00	14.60	0.480	0.00	429.90
0.00	14.65	0.482	0.00	434.03
0.00	14.70	0.484	0.00	438.18
0.00	14.75	0.486	0.00	442.35
0.00	14.80	0.488	0.00	446.54
0.00	14.85	0.490	0.00	450.75
0.00	14.90	0.492	0.00	454.98
0.00	14.95	0.494	0.00	459.23
0.00	15.00	0.496	0.00	463.50
0.00	15.05	0.498	0.00	467.79
0.00	15.10	0.500	0.00	472.10
0.00	15.15	0.502	0.00	476.43
0.00	15.20	0.504	0.00	480.78
0.00	15.25	0.506	0.00	485.15
0.00	15.30	0.508	0.00	489.54
0.00	15.35	0.510	0.00	493.95
0.00	15.40	0.512	0.00	498.38
0.00	15.45	0.514	0.00	502.83
0.00	15.50	0.516	0.00	507.30
0.00	15.55	0.518	0.00	511.79
0.00	15.60	0.520	0.00	516.30

Tabelle 3.17  $^{24}\text{Al}$   $E_1 = 2.68 \text{ (GeV)}$   $\theta = 18.0^\circ$

$E_3$ (GeV)	$W$ (GeV)	$Q$ (GeV)	SIG ( $\mu\text{b}/\text{sr GeV}$ )	SIGF (%)
1.07	1.900	0.282	7.548	3.7
1.10	1.886	0.289	7.543	3.7
1.13	1.872	0.295	7.532	3.7
1.15	1.857	0.302	7.520	3.6
1.18	1.843	0.308	7.507	3.5
1.20	1.828	0.315	7.492	3.5
1.23	1.814	0.321	7.477	3.5
1.25	1.799	0.328	7.461	3.5
1.27	1.784	0.334	7.444	3.5
1.30	1.769	0.341	7.427	3.4
1.32	1.754	0.348	7.409	3.4
1.35	1.738	0.354	7.391	3.4
1.38	1.723	0.361	7.372	3.4
1.40	1.707	0.367	7.353	3.4
1.43	1.692	0.374	7.333	3.4
1.45	1.676	0.380	7.313	2.4
1.48	1.660	0.387	7.292	2.5
1.50	1.644	0.394	7.271	2.5
1.52	1.627	0.400	7.250	2.4
1.55	1.611	0.407	7.228	2.3
1.57	1.594	0.413	7.206	2.4
1.60	1.577	0.420	7.184	2.4
1.63	1.560	0.426	7.161	2.3
1.65	1.543	0.433	7.138	2.3
1.68	1.525	0.439	7.115	2.3
1.70	1.508	0.446	7.091	2.3
1.73	1.490	0.453	7.067	2.3
1.75	1.472	0.459	7.042	2.3
1.77	1.454	0.466	7.017	2.3
1.80	1.435	0.472	6.991	2.3
1.82	1.416	0.479	6.965	2.3
1.85	1.397	0.485	6.938	2.3
1.88	1.378	0.492	6.911	2.3
1.90	1.359	0.498	6.883	2.3
1.93	1.339	0.505	6.855	2.3
1.95	1.319	0.512	6.826	2.3
1.98	1.298	0.518	6.797	2.3
2.00	1.277	0.525	6.767	2.3
2.02	1.256	0.531	6.737	2.3
2.05	1.235	0.538	6.706	2.3
2.07	1.213	0.544	6.675	2.3
2.10	1.191	0.551	6.643	2.3
2.13	1.168	0.557	6.611	2.3
2.15	1.145	0.564	6.579	2.3
2.18	1.121	0.571	6.546	2.3
2.20	1.097	0.577	6.513	2.3
2.23	1.073	0.584	6.480	2.3
2.25	1.047	0.590	6.446	2.3
2.27	1.022	0.597	6.412	2.3
2.30	0.995	0.603	6.378	2.3
2.32	0.968	0.610	6.343	2.3
2.35	0.940	0.616	6.308	2.3
2.38	0.911	0.623	6.272	2.3
2.40	0.881	0.630	6.236	2.3
2.43	0.850	0.636	6.199	2.3
2.45	0.818	0.643	6.162	2.3
2.48	0.785	0.649	6.124	2.3
2.50	0.750	0.655	6.086	2.3
2.52	0.713	0.662	6.047	2.3
2.55	0.675	0.669	6.008	2.3
2.58	0.634	0.676	5.968	2.3

Literaturverzeichnis

AHR72 H. Ahrenhoevel, H. J. Weber  
 Springer Tracts in Modern Physics 65 (1972)

ALB67 W. Albrecht  
 Phys. Rev. Lett. 18, 1014 (1967)

ALD72 J. C. Alder, F. W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach,  
 W. Flaugen, K. H. Frank, E. Ganssauge, J. Gayler,  
 W. Knechlok, U. Korbel, J. May, M. Merkwitz,  
 P. D. Zimmermann  
 Nucl. Phys. B 48, 487 (1972)

ARM72 T. A. Armstrong, W. R. Hogg, G. M. Lewis, A. W. Robertson,  
 G. R. Brookes, A. S. Clough, J. H. Freeland, W. Galbraith,  
 A. F. King, W. R. Rawlinson, N. R. S. Tait, J. C. Thompson,  
 D. W. L. Tolfree  
 Phys. Rev. Lett. B 34, 535 (1971)  
 Phys. Rev. D 5, 1640 (1972)  
 Nucl. Phys. B 41, 445 (1972)

AND72 D. E. Andrews  
 Thesis, Cornell University 1972

ATW72 W. B. Atwood, G. B. West  
 Phys. Rev. D 7, 773 (1973)

ATW75 W. B. Atwood  
 Thesis, Stanford University (1975)

BAR68 W. Bartel et al.  
 Phys. Lett. 28 B, 148 (1968)

BAR71 W. Bartel, F. W. Büsser, W. R. Dix, R. Feist, D. Harms,  
H. Krehbühl, P. E. Kuhmann, J. McElroy, J. Meyer,  
G. Weber  
Phys. Lett. 35 B, 181 (1971)

BAT72 K. Bätzner, U. Beck, K. H. Becks, C. Bergen, J. Drees,  
G. Knop, M. Leenen, K. Moser, C. Nietzel, E. Schlösser,  
H. E. Stier  
Phys. Lett. 39 B, 575 (1972)

BEN75 A. Benvenuti, D. Chini, W. T. Ford, R. Imiy, T. Y. Ling,  
A. K. Mann, F. Messing, D. D. Reeder, C. Rubbia,  
R. Stefanski, L. Sulak  
Phys. Rev. Lett. 34, 597 (1975)

BER72 J. Bernabeu  
Nucl. Phys. B 49, 186 (1972)

BJO66 J. D. Bjorken, J. D. Halecka  
Ann. of Phys. 38, 35 (1966)

BJO69 J. D. Bjorken  
Phys. Rev. 179, 1547 (1969)

BLO70 E. D. Bloom, F. J. Gilman  
Phys. Rev. Lett. 25, 1140 (1970)

BLO71 E. D. Bloom, F. J. Gilman  
Phys. Rev. D 4, 2911 (1971)

BLO74 E. D. Bloom  
Proceedings of the Sixth International Symposium on  
Electron and Photon Interactions at High Energies, p. 227  
(North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1974)

BOC75 E. Böckling  
Staatsexamensarbeit, Freiburg (1975)

BOD72 A. Bodek  
Thesis, MIT 1972

BOD73 A. Bodek, M. Breidenbach, D. L. Dubin, J. E. Elias,  
J. I. Friedman, H. W. Kendall, J. S. Poucher, E. M. Riordan,  
M. R. Sogard, D. H. Coward  
Phys. Rev. Lett. 30, 2901 (1973)

A. Bodek  
Phys. Rev. D 8, 2331 (1973)

BRA68 F. W. Brasse, J. Engler, E. Ganssauge, M. Schweitzer,  
Nouvo Cim. X, 55 A, 679 (1968)  
DESY-Report DESY 67/34 (1967)

BRA72 F. W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, K. H. Frank,  
E. Ganssauge, J. Gayler, U. Korbel, J. May, M. Merkwitz,  
U. Rittenberg, H. R. Rubinstein  
Nucl. Phys. B 39, 421 (1972)

CAN72 T. Canzler  
Diplomarbeit, Hamburg 1972

DIL75 M. Dillig, M. G. Huber  
'Mesonic Effects in Nuclear Structure',  
ed. K. Bleuler et al., B.I. Wissenschaftsverlag (1975)

DOL67 R. Dolen, D. Horn, C. Schmid  
Phys. Rev. Lett. 19, 402 (1967)

DOL68 R. Dolen, D. Horn, C. Schmid  
Phys. Rev. 166, 1768 (1968)

DRE64 S. D. Drell, J. D. Halecka  
Ann. Phys. 28, 18 (1964)

ELT67 L. R. B. Elton, A. Swift  
Nucl. Phys. A 94, 52 (1967)

FEL73 R. Felst  
DESY-Report DESY 73/56 (1973)

FES75 K. Fesefeldt  
Diplomarbeit, Hamburg 1975

FOX74 D. J. Fox, C. Chang, K. W. Chen, A. Kotlowski, P. F. Kunz  
L. N. Hand, S. Herb, S. C. Loken, A. Russell, Y. Watanabe  
W. Vernon, M. Strouink  
Phys. Rev. Lett. 33, 1504 (1974)

FRI77 J. I. Friedman  
Acta Phys. Pol. B 8, 685 (1977)

GAL69 S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K. H. Schmidt,  
W. Schmidt-Parzefal, H. Schopper, D. Wegener  
Nucl. Instr. Meth. 76, 337 (1969)

GAL71 S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K. H. Schmidt, D. Wegener,  
J. Bleckwenn  
Nucl. Phys. B 32, 221 (1971)

GAL72 S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K. H. Schmidt,  
W. Schmidt-Parzefal, D. Wegener, J. Bleckwenn  
Phys. Rev. D 5, 519 (1972)

GRE76 A. M. Green  
Rep. Progress Phys. 39, 1109 (1976)

GRO78 P. Grosse-Wiesmann  
Diplomarbeit, Freiburg (1978)

HAND3 L. N. Hand  
Phys. Rev. 129, 1834 (1963)

HAR76 S. Hartwig, F. H. Heimlich, G. Huber, E. Rössle,  
J. Bleckwenn, M. Köbberling, J. Moritz, K. H. Schmidt,  
D. Wegener, D. Zeller, P. David, H. Mommsen  
Lett. Nuovo Cim. 12, 30 (1975)  
Nuovo Cim. 15, 429 (1976)

HAR78 S. Hartwig, F. H. Heimlich, G. Huber, E. Rössle,  
J. Bleckwenn, M. Köbberling, J. Moritz, K. H. Schmidt,  
D. Wegener, D. Zeller  
Phys. Lett. B2 B, 297 (1979)

HEI73 F. H. Heimlich  
Dissertation, Freiburg (1973)  
DESY Interner Bericht F23-73/1

HEI74 F. H. Heimlich, M. Köbberling, J. Moritz, K. H. Schmidt,  
D. Wegener, D. Zeller, J. K. Brienlein, J. Bleckwenn,  
H. Dinter  
Nucl. Phys. A 231, 508 (1974)

HUB75 G. Huber  
Dissertation, Freiburg (1975)

HUB76 G. Huber et al  
DESY Proposal 141 (1976)

JAN66 T. Janssen  
Phys. Rev. 142, 922 (1966)

JON77 Für die Berechnung und Überprüfung der verwendeten  
Impulsverteilungen danke ich G. G. Jonsson,  
Universität Lund (Schweden)

KEN72 H. W. Kendall  
Proceedings of the International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies, 1971  
( Cornell University Press, Ithaca, New York, 1972 )

KOB73 M. Kobberling  
Dissertation, Karlsruhe (1973)  
DESY Interner Bericht F23-73/3

KOB74 M. Kobberling, J. Moritz, K. H. Schmidt, D. Wegener,  
D. Zeller, J. Bleckwenn, F. H. Heimlich  
Nucl. Phys. B 82, 201 (1974)  
Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 1822 (1973)

KOL72 W. D. Kollmann  
Diplomarbeit, Hamburg 1972

KRA78 G. Kramer, J. D. Sullivan  
in "Electromagnetic Interactions of Hadrons", Vol. II,  
New York (1978)

MCU62 K. W. McCoy, L. van Hove  
Phys. Rev. 125, 1034 (1962)

MES72 A. Messiah, Quantum Mechanics,  
(North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1972)

MIL71 G. Miller  
Thesis, Stanford 1971, SLAC No. 128

MIL72 G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. H. Coward,  
H. DeStaabler, J. Drees, C. L. Jordan, L. W. Mo,  
R. E. Taylor, J. I. Friedman, G. C. Hartmann,  
H. W. Kendall, R. Uendler  
Phys. Rev. D 5, 528 (1972)

MON69 E. J. Moniz  
Phys. Rev. 184, 1154 (1969)

MON71 E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec,  
R. D. Kephart, W. P. Trover  
Phys. Rev. Lett. 26, 445 (1971)

MOR72 J. Moritz, K. H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn,  
E. Engels Jr  
Nucl. Phys. B 41, 336 (1972)

MOT69 L. W. Mo, Y. S. Tsai  
Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)

RIT71 U. Rittenberg, H. R. Rubinstein  
Phys. Lett. 35 B, 50 (1971)

ROY75 P. Roy  
Theory of Lepton-Hadron Processes at High Energies  
(Clarendon Press, Oxford 1975)

STA71 K. C. Stanfield, C. R. Canizares, W. L. Faissler,  
F. M. Pipkin  
Phys. Rev. C 3, 1448 (1971)

STE75 S. Stein, W. B. Atwood, E. D. Bloom, R. L. A. Cottrill,  
H. DeStaabler, C. L. Jordan, H. G. Piel, C. Y. Prescott,  
R. Siemann, R. E. Taylor  
Phys. Rev. D 12, 1884 (1975)

TIB63 G. Tibell, O. Sundberg, P. U. Renberg  
Ark. Fys. 25, 433 (1963)

TIT72 Yu. I. Titov, E. U. Stepula, N. G. Afanasev, R. U. Akhmerov,  
S. A. Byvalin, A. M. Piliipenko, N. F. Severin, E. M. Smelov,  
L. D. Yarosheuskii  
Sov. Jour. Nucl. Phys. 11, 145 (1970)  
Sov. Jour. Nucl. Phys. 13, 660 (1971)  
Sov. Jour. Nucl. Phys. 15, 361 (1972)

HES72 J. B. West  
Ann. Phys. 74, 464 (1972)

ZEL73 D. Zeller  
Dissertation, Karlsruhe 1973

ZEL78 D. Zeller  
private Mitteilung, März 1978

<u>Verzeichnis der Tabellen</u>				Seite
Tab 2.1	Zusammenstellung verschiedener Skalenvariablen, Skalenfunktionen und Summenregeln			21
Tab 2.2	Zusammenfassung der Anpassungsparameter für die Parametrisierungen in Tab 2.1			21
Tab 3.1	Liste der analysierten Spektren, der Targeteigenschaften und der kinematischen Parameter			24
Tab 3.2	Die wichtigsten Eigenschaften von Spektrometer I			31
Tab 3.3	Die wichtigsten Eigenschaften von Spektrometer II			31
Tab 3.4	Werte zur Normierung der Streuspektren an den verschiedenen Kennen (siehe Formel 3.1)			33
Tab 3.5 - 3.17	Tabellen der experimentellen zweifach differentieller Wirkungsquerschnitte			98
<b>Tabelle</b>	<b>Kern</b>	<b>Primärenergie (GeV)</b>	<b>Streuwinkel (Grad)</b>	
Tab 3.5	C	3.05	12	98
Tab 3.6		3.08	13	
Tab 3.7		3.36	12	
Tab 3.8		3.08	15	
Tab 3.9		2.68	13	
Tab 3.10		3.08	13	
Tab 3.11		3.50	13	
Tab 3.12		3.08	22	
Tab 3.13		3.40	22	
Tab 3.14	Al	2.68	9	
Tab 3.15		3.08	9	
Tab 3.16		3.50	9	
Tab 3.17		2.68	18	
Tab B.1	Parameter für die Berechnung der Impulsverteilungen der in Kennen gebundenen Nukleonen			67
Tab D.1	Systematischer Fehler der Analyse			95

Verzeichnis der Abbildungen	Seite
Abb 2.1 Prinzipbild der inklusiven Elektron-Kernstreuung	4
Abb. 2.2 Feynman-Graph für die inklusive Elektron-Nukleonenstreuung. Gebräuchliche Lorentzinvarianten	4
Abb 2.3 Feynman-Graph für die Elektron-Kernstreuung in Stossnäherung und Erläuterung der kinematischen Grössen	11
Abb 2.4 Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Elektron-Protonstreuung aus Experimenten und aus der Interpolation der Strukturfunktionen in Anhang C	17
Abb 2.5 Lage der Testspektren aus Abb 2.4 in der kinematischen Ebene	18
Abb 3.1 Lage der analysierten Spektren in der kinematischen Ebene	26
Abb. 3.2 Experimenteller Aufbau des Spektrometers I	27
Abb. 3.3 Experimenteller Aufbau des Spektrometers II	29
Abb 4.1 Dreidimensionale Darstellung der Strukturfunktionen für quasielastische Elektron-Kernstreuung an ${}^6\text{Li}$ in Abhängigkeit von $Q^2$ und $\nu$	35
Abb 4.2 Dreidimensionale Darstellung der Strukturfunktionen für inelastische Elektron-Kernstreuung an ${}^6\text{Li}$ in Abhängigkeit von $Q^2$ und $\nu$	36
Abb 4.3 Vergleich der quasielastischen Streuquerschnitte an ${}^{12}\text{C}$ für $Q^2 = 0.179 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 1.332 \text{ GeV}^2$	39
Abb. 4.4 $Q^2$ -Abhängigkeit der Halbwertsbreite des quasielastischen peaks für ${}^{12}\text{C}$	40

Abb 4.5  $Q^2$ -Abhängigkeit der Verschiebung des quasielastischen Maximums von der freien Nukleonenmasse für  ${}^{12}\text{C}$

Abb 4.6 Quasielastische Streuung bei Primärenergie  $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$  und Streuwinkel  $\theta = 15^\circ$  für  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{12}\text{C}$

Abbildungen 4.7 - 4.13 Vergleich der experimentellen Spektren mit den berechneten Wirkungsquerschnitten dieser Arbeit

4.7		$E_1$ (GeV)	$\theta$ (Grad)	$Q_{\text{max}}^2$ ( $\text{GeV}^2$ )		44
	C	a	2.05	12	0.179	BOC74
		b	3.08	13	0.448	
		c	3.36	12	0.458	
		d	3.08	15	0.581	
4.8						45
	C	a	2.68	13	0.342	HUB75
		b	3.08	13	0.448	
		c	3.50	13	0.573	
		d	3.08	22	1.115	
		e	3.40	22	1.332	
4.9						46
	Al	a	2.68	9	0.171	HUB75
		b	3.08	9	0.223	
		c	3.50	9	0.289	
		d	2.68	18	0.617	
4.10						48
	Be	a	3.0	9.96	0.259	HUB76
		b	5.0	9.96	0.697	
	Al	a	3.0	9.96	0.259	HUB76
		b	5.0	9.96	0.697	
	Si	a	3.0	9.96	0.259	HUB76
		b	5.0	9.96	0.697	
4.11						49
	Li	a	2.5	12	0.258	HEI73
		b	2.7	13.8	0.388	
		c	2.7	15	0.453	

4.12		$E_i$ (GeV)	$\theta$ (Grad)	$Q_{quasi}$ (GeV <sup>2</sup> )	
C	a	2.0	15	0.255	ZEL73
	b	2.5	15	0.390	
	c	2.7	15	0.453	

50

4.13		$E_i$ (GeV)	$\theta$ (Grad)	$Q_{quasi}$ (GeV <sup>2</sup> )	
C	a	3.96	6.53	0.198	AND72
	b	3.97	8.98	0.367	
	c	6.42	6.53	0.512	
	d	3.96	11.01	0.536	
	e	5.74	8.98	0.751	
	f	7.97	6.53	0.781	
	g	4.92	11.01	0.813	
	h	7.03	8.98	1.110	
	i	9.86	6.53	1.181	
	k	6.02	11.01	1.193	

52

Abb. 4.14 ( $A_{eff}^{quasi}/A$ ) für alle analysierten <sup>12</sup>C-Spektren in Abhängigkeit von  $Q^2$  für die quasielastische Streuung. 54

Abb. 4.15 ( $A_{eff}^{inel}/A$ ) für alle analysierten <sup>12</sup>C-Spektren in Abhängigkeit von  $Q^2$  für die inelastische Streuung. 54

Abb. 4.16 ( $A_{eff}^{inel}/A$ ) auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für Kohlenstoff. 56

Abb. 4.17 ( $A_{eff}^{inel}/A$ ) auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für <sup>6</sup>Li, <sup>9</sup>Be und <sup>27</sup>Si. 56

Abb. 4.18 ( $A_{eff}^{inel}/A$ ) auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt normiert in Abhängigkeit von  $Q^2$  für <sup>27</sup>Al. 58

Abb. 4.19 Der Mittelwert pro Kern von ( $A_{eff}^{inel}/A$ ) aus den Abbildungen 4.16 - 4.18 in Abhängigkeit von der Massenzahl A. 58

Abb. 4.20  $g(\omega_M)$  (Formel 4.1) in Abhängigkeit von der oberen Integrationsgrenze  $\omega_M$ . 61

Abb. B.1 Impulsverteilung der Nukleonen in den einzelnen Schalen für <sup>6</sup>Li. 68

Abb. C.1 Vergleich zwischen experimentellem | BAR71 | und berechnetem longitudinale Wirkungsquerschnitt für  $W = 1.22$  GeV. 71

Abb. C.2 Interpolierte Strukturfunktionen für freie Nukleonen in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $v$ . 74

Abb. D.1 Blockdiagramm des gesamten Rechenprogramms von Anhang D. 76

Abb. D.2 Flussdiagramm des Faltungsprogramms zur Berechnung der quasielastischen Strukturfunktionen. 80

Abb. D.3 Stützstellen und integrierte Wahrscheinlichkeit der Fermiimpulse der einzelnen Schalen. 85

Abb. D.4 Flussdiagramm des Faltungsprogramms zur Berechnung der inelastischen Strukturfunktionen. 86

Abb. D.5 Einfluss der Bremsstrahlungseffekte auf die Form der berechneten Spektren. 88

Abb. D.6 Feynman-Graphen zur Strahlungskorrektur. 91

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Forschungsgruppe F23 am Deutschen Elektronensynchrotron unter der Obhut von Prof. U. Strohmusch, dem ich für die Ermöglichung und die wohlwollende Unterstützung und Förderung dieser Arbeit sehr danken möchte.

Bei den Mitgliedern der Gruppe, nämlich J. Franz, G. Guzielski, W. Mecklenbrauck, G. Mecklenbrauck, E. Rossie und H. Sindt möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit, die Unterstützung und die freundliche Arbeitsatmosphäre bedanken.

Wesentliche Teile des Programmsystems entstanden in Zusammenarbeit mit P. Grosse-Wiesmann, dem dafür mein herzlicher Dank gehört.

Mein ganz besonderer Dank aber gilt G. Huber, dessen unermüdlicher Einsatz, stete Diskussionsbereitschaft und auch tatkräftige Hilfe wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unterstützt.