

21. MRZ. 1973

Interner Bericht
DESY F23-73/1
Februar 1973

Quasielastische Streuung $(e, e'p)$ und $(e, e'd)$
sowie inelastische Streuung im Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz an ${}^6\text{Li}$

von

Friedrich H. Heimlich

Quasielastische Streuung ($e, e'p$) und ($e, e'd$)
sowie inelastische Streuung im Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz an ${}^6\text{Li}$

von

Friedrich H. Heimlich

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments, das in Zusammenarbeit von Angehörigen des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe, des Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, und der Universität Freiburg ausgeführt wurde. An dem Experiment waren die Herren J. K. Bienlein, J. Bleckwenn, H. Dinter, M. Köbberling, J. Moritz, E. Rössle, K. H. Schmidt, D. Wegener und D. Zeller beteiligt.

Abstract

Coincidence cross sections for the reactions ${}^6\text{Li}(e,e'p)$ and ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ have been measured in the region of quasi-elastic scattering. Using incident electrons of 2.5 and 2.7 GeV, the four-momentum-transfers to the proton were 6.6 fm^{-2} , 10.0 fm^{-2} and 11.6 fm^{-2} . Simultaneously, single-arm-electron-spectra have been measured up to invariant masses of $W \sim 1.5 \text{ GeV}$. The proton coincidence-data agree with shell-model-distributions assuming a Woods-Saxon-potential and including short-range nucleon correlations. The best fit to the deuteron coincidence-data is obtained with a cluster wave function for the p-nucleons and a harmonic oscillator wave function for the s-nucleons taking into account the deuteron yield from the s-shell. The ratio of the deuteron cross section from ${}^6\text{Li}$ divided by the elastic e-d-scattering cross section depends only slightly on the four-momentum-transfer and has a value of ~ 2 . The single-arm-electron-spectra can be reproduced using a nuclear wave function including correlations and a model which computes electroproduction in the region of the $\Lambda(1236)$ applying dispersion relations.

Kurzdarstellung

Es wurden Koinzidenzwirkungsquerschnitte für die Reaktionen ${}^6\text{Li}(e,e'p)$ und ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ im kinematischen Bereich der quasielastischen Streuung gemessen. Die Energie der primären Elektronen betrug 2,5 und 2,7 GeV, dabei ergaben sich Viererimpulsüberträge auf das Proton von $6,6 \text{ fm}^{-2}$, $10,0 \text{ fm}^{-2}$ und $11,6 \text{ fm}^{-2}$. Gleichzeitig wurden Elektronen-Einarmspektren bis zu invarianten Massen von $W \sim 1,5 \text{ GeV}$ aufgenommen. Die Protonen-Koinzidenzdaten stimmen mit Schalenmodellverteilungen überein, die unter Annahme eines Woods-Saxon-Potentials und unter Einschluß kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon-Korrelationen berechnet wurden. Die Deuteronen-Koinzidenzdaten können erklärt werden durch eine Clusterwellenfunktion für die p-Nukleonen und durch eine Oszillatorwellenfunktion, die die Deuteronenausbeute aus der s-Schale berücksichtigt. Das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für die Emission von Deuteronen aus ${}^6\text{Li}$ zum elastischen e-d-Wirkungsquerschnitt hängt nur wenig vom Viererimpulsübertrag ab und hat den Wert ~ 2 . Die Form der Elektronen-Einarmspektren kann mit Kernwellenfunktionen, die Korrelationen enthalten, und mit einem dispersionstheoretischen Modell für den Bereich der $\Lambda(1236)$ -Resonanz wiedergegeben werden.

I N H A L T

	Seite
I. EINLEITUNG	1
1. Möglichkeiten der Kernstrukturuntersuchung	1
2. Ergebnisse bisheriger Experimente	2
3. Motivation der vorliegenden Arbeit	5
II. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DATENAUFNAHME	7
1. Die Meßanordnung	7
2. Der Elektronenstrahl	7
3. Die Targets	8
3.1 Das Lithium-Target	8
3.2 Wasserstoff- und Deuteriumtarget	8
4. Das Elektronenspektrometer	9
5. Das Hodoskop zum Nachweis der Rückstoßteilchen	9
6. Elektronik und Datenaufnahme	10
7. Die kinematischen Parameter	11
8. Messung und Vorauswertung der Daten	11
III. AUSWERTUNG	13
1. Das Prinzip der Teilchenseparation und der Energiebestimmung	13
2. Spezielle Probleme und Korrekturen	15
3. Ergebnisse und Fehler	19
3.1 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und seine Absoluteichung	19
3.2 Die Koinzidenzmessungen für Protonen	22
3.3 Die Koinzidenzmessungen für Deuteronen	25
3.4 Die Elektronen-Einarmmessungen	27
IV. INTERPRETATION UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE	28
1. Formeln für die elastische, quasielastische und inelastische Streuung	28
1.1 Die elastische Streuung an Protonen und Neutronen	28
1.2 Die elastische Streuung an Deuteronen	31
1.3 Die quasielastische Streuung mit Emission von Protonen	31
1.4 Die Streuung mit Emission von Deuteronen	33

	Seite
1.5 Die inelastische Streuung im Bereich der ersten Nukleonenresonanz	34
1.6 Strahlungskorrekturen	35
2. Die quasielastische Streuung an Protonen	38
3. Die Emission von Deuteronen	42
4. Die Einarmmessungen der quasielastischen und inelastischen Streuung	48
V. ZUSAMMENFASSUNG	53
ANHANG	56
TABELLEN 1-8	57
LITERATURVERZEICHNIS	65
ERLÄUTERUNG DER ABBILDUNGEN	71
ABBILDUNGEN	

I. EINLEITUNG

1. Möglichkeiten der Kernstrukturuntersuchung

Ein großer Teil unseres Wissens über Atomkerne betrifft die Eigenschaften des Gesamtkerns, wie magnetische, elektrische und Trägheitsmomente; auch angeregte Niveaus sind vielfach untersucht worden. Dagegen ist weniger experimentelles Material über die Struktur der Kerne vorhanden, das heißt über die Beschaffenheit, die Orts- und Impulsverteilung ihrer Konstituenten. Diese Struktur ist bestimmt durch eine starke Verkopplung der Freiheitsgrade aufgrund der hadronischen Wechselwirkung /1/.

Die Erfolge der Brueckner-Theorie und des Schalenmodells legen die Vorstellung nahe, daß der Kern aus individuellen Bestandteilen aufgebaut ist, die sich asymptotisch wie Protonen und Neutronen verhalten.

Will man das dynamische Verhalten dieser Kernbestandteile untersuchen, so benötigt man eine "Sonde", die folgende Bedingungen erfüllen muß:

- a) Die Sonde muß mit den Kernkonstituenten, d.h. mit den Nukleonen, wechselwirken.
- b) Die charakteristische Größe der Sonde sollte der Ausdehnung der untersuchten Objekte entsprechen, also erheblich kleiner sein als die Dimension des gesamten Kerns.
- c) Die Dauer der Wechselwirkung mit den Nukleonen muß kleiner sein als die "Schwingungszeit" der Nukleonen, um Neuordnungsprozesse innerhalb des Kerns auszuschließen.

Wird als Methode zur Untersuchung der Kernstruktur die Streuung von Teilchen an ruhenden Kernen gewählt, so besagen die beiden letzten Forderungen, daß als Sonde Partikel verwendet werden müssen, die hohe Energie und kleine de Broglie-Wellenlänge haben. Als Primärteilchen, die in diesen Bereichen mit genügend hoher Intensität erzeugt werden können, kommen vor allem Nukleonen, Pionen, Elektronen und Photonen in Frage.

Zwar haben Prozesse mit Protonen wegen der starken Wechselwirkung mit den Nukleonen große Wirkungsquerschnitte, aber es ist schwierig, die grundlegende Wechselwirkung (gegeben durch die Nukleon-Nukleon-Streuamplitude) von der zu untersuchenden Kernstruktur zu trennen. Außerdem werden die Wellen der ein- und auslaufenden Protonen im Kern stark gestört, so daß die Interpretation der Ergebnisse zusätzlich erschwert wird. Entsprechendes gilt für Pionen als Primärteilchen. Diese Nachteile haben Elektronen als Projektile nicht, sie wechselwirken in sehr guter Näherung rein elektromagnetisch mit den Ladungs- und

Stromdichten der Nukleonen. Diese Wechselwirkung ist gut bekannt; sie ist relativ schwach, so daß die Struktur des Kerns durch das ein- und auslaufende Elektron kaum gestört wird (Absorption bzw. Vielfachstreuung ist unwahrscheinlich). Bei leichten Kernen kann die Streuung daher in erster Born'scher Näherung analysiert werden, das heißt, es genügt, den Austausch eines einzigen virtuellen Photons zu betrachten.

Die bisher erwähnten Vorteile von Elektronen gegenüber stark wechselwirkenden Teilchen gelten auch für reelle Photonen. Da diese aber masselos sind, ist bei Prozessen mit reellen Photonen der Energieübertrag ΔE immer proportional dem Impulsübertrag Δp . Dies gilt nicht für die Streuung von Elektronen (das heißt Emission und Absorption virtueller Photonen), Energieübertrag und Impulsübertrag können hier unabhängig voneinander variiert werden, mit der Einschränkung, daß der Vierimpulsübertrag raumartig bleibt ($\Delta p > \Delta E$). Ein weiterer Vorzug virtueller Photonen besteht darin, daß ihre Energie aus der Differenz der Energien von einfallendem und gestreutem Elektron bestimmt werden kann. Zur Festlegung der Energie reeller Photonen dagegen muß entweder die Differenz zweier Bremsstrahlungsspektren gebildet werden oder es ist zusätzlicher experimenteller Aufwand erforderlich (zum Beispiel Erzeugung eines "energiemarkierten" Photonenstrahls durch koinzidenten Nachweis eines abgebremsten Elektrons oder Positrons).

Bei der Streuung von Elektronen tritt jedoch die Schwierigkeit auf, daß das Elektron beim Durchgang durch Materie und beim Streuprozeß selbst reelle Photonen aussendet und dadurch an Energie verliert. Dies muß bei der Auswertung durch die sogenannten Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Die Ausführung dieser Korrekturen ist zwar rechnerisch kompliziert und zeitraubend, jedoch existieren gute und erprobte Näherungsverfahren. Ein weiterer Nachteil bei Elektronenprozessen ergibt sich daraus, daß die elektromagnetische Wechselwirkung verhältnismäßig kleine Wirkungsquerschnitte zur Folge hat, so daß besonders Koinzidenzexperimente mit auslaufenden Nukleonen schwierig sind und meist nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird.

2. Ergebnisse bisheriger Experimente

Bei Streuexperimenten gibt es unterhalb der Schwelle für Mesonenproduktion folgende Reaktionskanäle: die elastische Streuung, die inelastische mit Anregung von Kernniveaus und die quasielastische oder quasifreie Streuung.

- a) Die elastische Streuung von Elektronen an Kernen wurde ausführlich zuerst von Hofstadter et al. /2/ untersucht, ein Beispiel für die elastische Streuung hochenergetischer Protonen an Kernen ist bei Palevsky et al. /3/ zu finden. Aus diesen Experimenten lassen sich unter anderem mittlere quadratische Kernradien, Ladungs- und Massenverteilungen bestimmen.
- b) Inelastische Streuung mit Anregung von Kernzuständen ist ebenfalls mit Elektronen /4-6/ und mit Protonen /7/ ausgeführt worden. Die Resultate sind: Quantenzahlen, Deformationsparameter und Übergangsformfaktoren für die einzelnen Niveaus.
- c) Die quasielastische oder quasifreie Streuung schließlich ist im Idealfall ein Prozeß, bei dem die Streuung an einem Nukleon stattfindet, das aus dem Kern emittiert wird. Kinematisch verläuft der Vorgang ähnlich wie bei der freien Elektron-Nukleon-Streuung oder der Nukleon-Nukleon-Streuung, nur der Einfluß der Bindung ist zusätzlich zu berücksichtigen. Die übrigen Nukleonen des Kerns verhalten sich dabei weitgehend als "Zuschauer", das heißt, sie wechselwirken kaum mit dem einlaufenden oder mit den beiden auslaufenden Teilchen. Wichtige Informationen liefern quasielastische Streuexperimente bezüglich Einteilchen-Bindungsenergien, elektromagnetischer Momente und Impulsverteilungen der Nukleonen in verschiedenen Schalen des Kerns. Zusammenfassende Berichte existieren über $(e, e'p)$ - /8-10/ und über $(p, 2p)$ -Experimente /8, 11/.

Die bisher erwähnten Eigenschaften der Kerne lassen sich im wesentlichen durch das Schalenmodell erklären. Dieses besagt, daß sich jedes Nukleon im Kern in einem durch die übrigen Nukleonen verursachten mittleren Potential bewegt, ohne mit ihnen direkt wechselzuwirken. Obwohl aus der Nukleon-Nukleon-Streuung bekannt ist, daß die Wechselwirkung für Nukleonenabstände $\lesssim 0,5$ fermi stark abstoßend ist ("hard core") und für Abstände wenig größer als $0,5$ fermi stark anziehend ist, liefert das Schalenmodell für den Grundzustand und niedrige Anregungsenergien erstaunlich gute Resultate. Der Grund hierfür scheint in dem großen mittleren Abstand der Nukleonen im Kern zu liegen /12/.

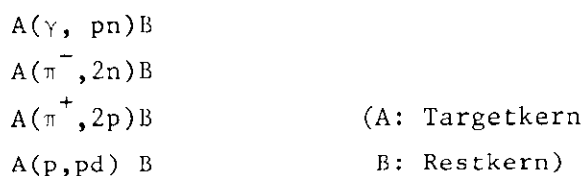
Bei höheren Energien erwartet man jedoch, daß sich die kurzreichweitige Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Experiment als Abweichung vom Schalenmodellverhalten bemerkbar macht. Die notwendige Modifikation des Schalenmodells bei kleinen Nukleonenabständen wird ganz allgemein durch die sogenannten "kurzreichweitigen Korrelationen" beschrieben.

Möglichkeiten zur Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung -im folgenden soll hierunter immer der kurzreichweitige Anteil verstanden werden- in Form von Korrelationen sind sowohl durch die elastische als auch durch die quasielastische Elektronenstreuung gegeben. Gegenüber dem Schalenmodell tritt bei Einführung von kurzreichweitigen Korrelationen eine zusätzliche Struktur im Kernformfaktor für elastische Streuung auf, und die Ladungsdichte im Zentrums des Kerns sinkt ab /5/. Außerdem wird die durch das Schalenmodell gegebene Impulsverteilung der Nukleonen im Kern für Impulse ≥ 200 MeV/c (das bedeutet, für Nukleonabstände ≤ 1 fm) stark verändert /12/. Daraus läßt sich folgern, daß bei quasielastischen Streuexperimenten die Energie- und Winkelverteilungen von Projektil und Rückstoßteilchen Aufschluß über Korrelationen geben können /13/.

Art und Stärke der erwähnten Effekte, die durch die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bedingt sein können, hängen aber sehr stark von den zugrundegelegten Modellen ab, zum Beispiel von der Form des Schalenmodellpotentials. Es bietet sich deshalb an, Prozesse zu untersuchen, die allein durch die kurzreichweitige Wechselwirkung der Nukleonen im Kern ermöglicht werden und bei Annahme unabhängiger Schalenmodell-Teilchen nicht zu erklären sind. Eine hierfür geeignete Reaktion ist zum Beispiel der Kernphotoeffekt mit Emission zweier Nukleonen, da die Wechselwirkung des primären Photons (beschrieben durch einen Ein-Teilchen-Operator) nur an einem Nukleon des Kerns stattfindet.

Derartige experimentelle Untersuchungen mit dem Nachweis eines p-n-Paares ("Quasideuteronen") im Ausgangskanal sind an mehreren Kernen vorgenommen worden (siehe z.B. /14/). Als weitere geeignete Zweinukleonenprozesse sind zu nennen:

Die Kernabsorption ruhender negativer Pionen mit anschließender Emission zweier Neutronen /15,16/, die Absorption schneller positiver Pionen in Kernen mit der Emission zweier Protonen /17,18/ sowie die Produktion von Deuteronen bei Streuung von Protonen /19-23/. Alle diese Prozesse



liefern Informationen über Zwei-Loch-Anregungen des Restkerns und über die Impulsverteilung eines Proton-Neutron-Paares im Targetkern. Interpretationen sind möglich unter Annahme kurzreichweitiger p-n-Korrelationen, im Rahmen des "Quasideuteronen"-Modells oder mit der Vorstellung einer "Cluster"-Struktur des Kerns.

Eine Methode, die Effekte kurzreichweitiger Korrelationen zu parametrisieren (Huber et al., z.B. /12/) besteht darin, die Schalenmodellwellenfunktion für das A-Nukleonensystem $\psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ mit einem Produkt von "Zweiteilchenkorrelationsfaktoren" $f(r_{ij})$ nach Jastrow /24/ zu multiplizieren. Die korrelierte Wellenfunktion $\tilde{\psi}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ läßt sich schreiben

$$\tilde{\psi}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = \prod_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^A f(r_{ij}) \psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$$

(r_{ij} : Relativabstand des i-ten und j-ten Nukleons).

Die Korrelationsfaktoren $f(r_{ij})$ wurden phänomenologisch parametrisiert:

$$f(r_{ij}) = 1 - \int dq w(q) j_0(q \cdot r_{ij})$$

($j_0(q \cdot r)$: sphärische Bessel-Funktion).

Diese Form simuliert den Austausch von Impulsen $\hbar q$ mit einer Verteilung $w(q)$ zwischen den sonst voneinander unabhängigen Nukleonen und liefert das richtige asymptotische Verhalten für den Korrelationsfaktor: Wegen der starken abstoßenden Kraft muß $f(r_{ij})$ bei kleinem Nukleonenabstand r_{ij} verschwinden, bei großen Abständen dagegen soll die korrelierte Wellenfunktion in die Schalenmodellwellenfunktion unabhängiger Teilchen übergehen, das heißt $f(r_{ij})$ muß für große r_{ij} gegen 1 gehen.

Diese Methode ist zum Beispiel zur Beschreibung der elastischen Streuung von Elektronen an ^{40}Ca /25/, der quasielastischen Streuung an ^{12}C /26/, des Kernphotoeffekts an ^{16}O und ^6Li /27,28/ und der Absorption gebundener Pionen im ^{16}O -Kern /29/ verwendet worden.

3. Motivation der vorliegenden Arbeit

Wie schon erwähnt, bietet die Streuung von Elektronen den Vorteil, die Struktur des Kerns nur wenig zu stören. Lediglich ein auslaufendes Rückstoßteilchen unterliegt einer merklichen Endzustandswechselwirkung. Um die Auswirkungen der kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu untersuchen, war es einerseits erwünscht, einen Prozeß zu wählen, der direkt auf diese Wechselwirkung zurückzuführen ist, beispielsweise mit Einteilchen-Wechselwirkung im Eingangskanal und Emission zweier Nukleonen im Ausgangskanal. Andererseits sollte die extrem schwierige Messung dreifacher Koinzidenzen vermieden werden. Deshalb wurde die Reaktion $^6\text{Li}(e, e'd)$ Rest gewählt. Dieser Prozeß ist vor dieser Arbeit nicht untersucht worden. Für die Wahl von ^6Li als Targetkern waren die folgenden Gründe maßgebend:

- a) Als leichter Kern hat ${}^6\text{Li}$ den Vorteil kleiner Endzustandswechselwirkung der auslaufenden Nukleonen, außerdem sind Mehrfachprozesse des Elektrons unwahrscheinlich.
- b) Es kann erwartet werden, daß die Impulse der Nukleonen im ${}^6\text{Li}$ verhältnismäßig klein sind. Dies ermöglicht eine bessere Separation von Deuteronen und Protonen (siehe III.1) und erlaubt den Nachweis eines großen Teils der Rückstoßteilchen mit nur einer Winkeleinstellung des Detektors.
- c) Es ist bekannt, daß ${}^6\text{Li}$ im Grundzustand eine starke $(\alpha+d)$ -Clusterstruktur aufweist. Interessant ist nun, inwieweit diese Tatsache auch bei hohen Energien zur Erklärung der Deuteronenemission herangezogen werden kann.

Um eine Analogie zur quasielastischen $(e,e'p)$ -Streuung herzustellen, sollen die Deuteronen untersucht werden, die kinematisch etwa der freien Elektron-Deuteronen-Streuung entsprechen. Unter dieser Voraussetzung kann mit einiger Vorsicht von einer quasielastischen ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ -Streuung gesprochen werden, ohne die Existenz präformierter Deuteronen im Kern anzunehmen.

Ebenso wie die Emission von Deuteronen ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ tritt natürlich beim Beschuß mit Elektronen auch die quasielastische Streuung an den Nukleonen des Kerns auf, z. B. ${}^6\text{Li}(e,e'p)$. Die emittierten Protonen und Deuteronen können während desselben Experimentes nachgewiesen werden. Neben diesen Messungen der quasielastischen Prozesse ist oberhalb der Schwelle für Mesonenerzeugung auch der Nachweis inelastischer Ereignisse möglich, hauptsächlich im Bereich der ersten Nukleonenresonanz.

Die quasielastische ${}^6\text{Li}(e,e'p)$ -Koinzidenzmessung soll Aufschluß geben über die Impulsverteilung der Protonen im ${}^6\text{Li}$ und eventuell notwendige Modifikationen derselben; aus der ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ -Koinzidenzmessung erhält man die Impulsverteilung der p-n-Paare im ${}^6\text{Li}$ und, durch Vergleich mit Modellen, Aussagen über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Die Auswertung inelastischer Ereignisse im Elektronen-Einarmspektrum schließlich kann Hinweise geben auf die Wechselwirkung angeregter Nukleonen mit Kernmaterie. Eine Messung von Einteilchen-Bindungsenergien war nicht beabsichtigt, da die Energieunschärfe des Primärstrahls zu groß war und das Auflösungsvermögen des Elektronenspektrometers für diesen Zweck nicht ausreichte.

II. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DATENAUFNAHME

1. Die Meßanordnung

Der Versuchsaufbau ergibt sich aus der Aufgabenstellung. Elektronen mit einer bekannten Energie E werden an einem metallischen Lithium-Target (oder an einem flüssigen H_2 - bzw. D_2 -Target) gestreut und unter einem festen Winkel θ_e mit einem Elektronenspektrometer analysiert. In Koinzidenz dazu können Rückstoßteilchen (Protonen oder Deuteronen) mit einem Zählerhodoskop nachgewiesen werden. Letzteres ermöglicht ihre Identifizierung sowie die Bestimmung ihrer Richtung und Energie. Damit sind alle kinematischen Parameter festgelegt. Beide Detektoren sind auf horizontal um das Target schwenkbaren Lafetten montiert. Zu Eichzwecken wurde zusätzlich ein mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefülltes Target verwendet. Abb. 1 und Abb. 2 zeigen die experimentelle Anordnung und das Prinzip der Messung. Die gesamte Apparatur ist in /30-37/ beschrieben.

2. Der Elektronenstrahl

Es wurde ein externer Elektronenstrahl des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY mit einer Energie von 2,5 GeV bis 2,7 GeV benutzt. Mit Hilfe der "beam bump"-Methode werden umlaufende Elektronen bei Erreichen ihrer Endenergie ejiziert. Kurz vor dem Ende einer Zykluszeit von 20 ms Dauer verschiebt ein inhomogenes Magnetfeld die Betatronfrequenz des Synchrotrons in die Nähe einer Resonanz mit der Umlauffrequenz. Dadurch gelangt ein Teil der Elektronen auf weiter außen liegende Bahnen und wird durch eine parallel zum Strahl verlaufende Stromschiene dem magnetischen Führungsfeld entzogen. Der Bruchteil so ejizierter Elektronen beträgt dabei 20 - 40 %. Die Dauer der Ejektion (Länge des "Spills") kann von 0,5 ms bis 4 ms variiert werden, typisch bei diesem Experiment waren Werte um 0,8 ms.

Die Energieunschärfe des Strahls beträgt 0,5 %, dazu kommt eine systematische Energieunsicherheit von ungefähr 0,5 %, verursacht durch die Änderung des Magnetfeldes während der Ejektion. Mit Hilfe eines Transportsystems aus vier Quadrupollinsen und zwei Ablenkmagneten wurde der ejizierte Strahl anschließend auf den Targetort fokussiert. Das Strahlprofil konnte mit Silberphosphatgläsern aufgenommen werden /38/. (Durch Elektronenbeschuß in metastabile Zustände angeregte Moleküle geben ihre Energie beim Abtasten mit einem UV-Strahl wieder ab). Die volle Halbwertsbreite des Strahls betrug im Mittel 4 mm horizontal und 1 mm vertikal. (9 mm bzw. 4 mm volle Breite bei Abfall auf 1/100 der Intensität).

Nach Durchlaufen eines Sekundär-Emissions-Monitors (SEM) wurden die nicht gestreuten Elektronen in einem Faraday-Käfig (FC) abgestoppt. Die mit beiden Instrumenten gemessenen Ladungen wurden mittels zweier Integratoren über die Meßzeit integriert. Das Verhältnis beider Werte gestattete eine Kontrolle der Strahl-lage. Diese war notwendig, da am Ort des Faraday-Käfigs der Strahldurchmesser bereits sehr groß war und möglicherweise Elektronen außerhalb der aktiven Zone auftreffen konnten.

3. Die Targets

3.1. Das Lithium-Target

Als Target wurde ein 20 x 20 x 4 mm dickes Plättchen aus metallischem Lithium verwendet, in dem das ${}^6\text{Li}$ -Isotop auf (95,6 \pm 0,1) % angereichert war*. Die restliche Zusammensetzung: (4,4 \pm 0,1) % ${}^7\text{Li}$, andere Elemente weniger als 0,01 %. Die Dichte betrug (0,460 \pm 0,014) g/cm³. Um die Absorption der auslaufenden Rückstoßteilchen klein zu halten, wurde das Targetplättchen unter einem Winkel von 45° zur Strahlrichtung einjustiert. Die effektive Targetdicke betrug deshalb (5,7 \pm 0,3) mm (0,0038 Strahlungslängen). Da metallisches Lithium sehr schnell mit Luft und dem in ihr enthaltenen Wasser reagiert, mußte das Target unter flüssigem Paraffin aufbewahrt und bearbeitet werden. Vor Gebrauch wurde das Lithiumplättchen mit n-Heptan gereinigt und sofort in eine Streukammer gebracht. Diese Streukammer wurde unter leichtem Überdruck von He-Gas durchflutet, das durch einen mit Phosphorpentoxyd gefüllten Exsikkator vorgetrocknet war. Ein Gas mit niedriger Ordnungszahl mußte gewählt werden, um die Untergrundrate klein zu halten. Ein- und Austrittsfenster für Elektronen und Rückstoßteilchen bestanden aus 0,125 mm starker Kapton H-Folie (Dupont). Für Leermessungen konnte das Target auf einem Wagen seitlich aus dem Strahl herausgeschoben werden.

3.2. Wasserstoff- und Deuteriumtarget

Zu Vergleichsmessungen wurde ein bei DESY entwickeltes Kondensationstarget eingesetzt /39/, das entweder mit flüssigem Wasserstoff oder mit flüssigem Deuterium gefüllt werden konnte. Die Targetzelle bildete ein senkrecht stehender Zylinder von 29,12 mm Durchmesser aus Kapton H-Folie (0,05 mm). Zur Messung der Zählrate bei leerem Target bestand die Möglichkeit, die Flüssigkeit durch ihren eigenen

* Das Targetmaterial wurde uns freundlicherweise von Dr. Ebbinghaus zur Verfügung gestellt.

Dampfdruck aus der Zelle herauszupressen und in einen Vorratsbehälter zu bringen, so daß die Zelle nur noch H_2 - oder D_2 -Gas enthält.

4. Das Elektronenspektrometer

Die Impulsanalyse der gestreuten Elektronen geschieht in einem homogenen Magnetfeld (DESY-MB-Standardmagnet) durch Ablenkung vertikal zur Streuebene. Eine Zähleranordnung, bestehend aus drei Szintillations- und einem Schauerzähler, ermöglicht es, Elektronen zu identifizieren. Ein Streueignis ist durch ein koinzidentes Signal in allen vier Zählern definiert. Vier hinter dem Magneten befindliche Drahtfunkenkammern bestimmen die Trajektorien der gestreuten Elektronen. Jede Kammer besteht aus zwei Ebenen senkrecht zueinander gespannter Drähte, so daß x- und y-Koordinate mit einer Kammer gemessen werden können /30-32/. Der Abstand der einzelnen Drähte beträgt 1 mm; die Kammern besitzen eine sensitive Fläche von $256 \times 512 \text{ mm}^2$. 120 ns nach einem Streueignis wird eine Funkenstrecke gezündet, die einen 6 kV-Impuls mit 200 ns Dauer an jeweils eine Ebene der vier Funkenkammern legt. An beiden Drahtebenen, der Erd- und der Hochspannungsseite, befinden sich Ferritkernspeicher. Eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit jeder einzelnen Kammer von 96 % - 99 % für Elektronen kann mit einer Gas Mischung von 85 % Neon, 10 % Helium und 5 % Argon erreicht werden. Ein Streueignis wird nur dann ausgewertet, wenn die Funken Schwerpunkte in drei der vier Kammern auf einer Geraden im Raum liegen. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit beträgt mit dieser Zusatzbedingung 98 %. Der Raumwinkel der Spektrometeranordnung ist durch einen Bleikollimator vor dem Ablenkmagneten definiert und beträgt $0,695 \text{ msterad}$, bei einem Öffnungswinkel von $1,57^\circ$ in der Streuebene. Mit dem maximalen Magnetfeld von 2,24 Tesla lassen sich Elektronen bis zu $3,7 \text{ GeV/c}$ analysieren. Unterhalb von etwa 1 GeV/c sinkt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähleranordnung stark ab. Die Impulsauflösung beträgt $\pm 0,6 \%$, die Impulsakzeptanz $\pm 20 \%$. Dieser große Impulsbereich ermöglicht es, mit nur einer Einstellung des Magnetstroms quasielastische und (im Bereich der 1. Nukleonenresonanz) auch inelastische Streueignisse aufzunehmen. Das Elektronenspektrometer kann mit Hilfe seiner Lafette auf Winkel zwischen 12° und 90° zum Primärstrahl eingestellt werden.

5. Das Hodoskop zum Nachweis der Rückstoßteilchen

Der Nachweis und die Identifizierung von Protonen und Deuteronen erfolgt in einem Zählerhodoskop, bestehend aus drei Ebenen von Plastiksintillatoren (NE 104).

Die erste Ebene bilden zwölf horizontal liegende "Paddel" von jeweils 432 mm Länge, 36 mm Breite und 10 mm Dicke. In der zweiten Ebene stehen vertikal zwölf Paddel mit denselben Abmessungen. Dahinter schließlich sind vier dicke Zähler (216 mm x 216 mm x 50 mm) angeordnet. Jeder der 28 Szintillatoren ist mit einem Photovervielfacher (Valvo 56 DVP) versehen; die Höhe der Ausgangsimpulse stellt ein Maß für den Energieverlust des durchfliegenden Teilchens dar. Eine 0,5 mm starke Bleifolie vor der ersten Ebene dient zur teilweisen Absorption des Untergrunds aus niederenergetischen Elektronen und γ -Quanten.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen und Deuteronen mit Energien ≥ 50 MeV liegt über 99 %. Der Raumwinkel wird durch die beiden ersten Ebenen in 144 Elemente gleicher Größe aufgeteilt, jedes dieser Elemente hat einen Öffnungswinkel von $2,57^\circ \times 2,57^\circ$. Die gesamte Zählermatrix spannt einen Raumwinkel von $31^\circ \times 31^\circ$ auf und hat einen Schwenkbereich von $40^\circ - 90^\circ$.

Dieses Hodoskop war ursprünglich nur für den Nachweis von Protonen und die Abtrennung von minimalionisierenden Teilchen geplant, die Separation von Protonen und Deuteronen erforderte ein besonderes Auswerteverfahren (siehe III.1 und 2).

6. Elektronik und Datenaufnahme

Die Impulshöhen des Schauerzählers und der 28 Zähler des Hodoskops werden mit Analog-Digital-Konvertern (Le Croy ADC) digitalisiert. Die Verarbeitung aller logischer Impulse geschieht mit Hilfe schneller 100 MHz-Elektronik (Chronetics, Serie 100). Zusätzliche Informationen über Meßzeit, Ladung, Totzeit und Rate der zufälligen Koinzidenzen werden in elektronischen Zählern (Borer) gesammelt. Da die Funkenkammern während der Spilldauer von 0,8 ms nur ein Ereignis aufnehmen können, muß die Zeit vom Nachweis eines Teilchens bis zum Ende des jeweiligen Beschleunigerimpulses als Totzeit berücksichtigt werden. Dies geschieht durch zwei von den Lafetten unabhängige Szintillationszähler, von denen der eine nur bis zum Auftreten eines Streuereignisses aufnahmebereit bleibt, der andere jedoch während des gesamten Spills.

Ist ein Ereignis durch eine Vierfachkoinzidenz auf der Elektronenseite definiert, wird registriert, welche Hodoskopzähler innerhalb einer Auflösungszeit von 8 ns angesprochen haben, und die Impulshöhen aller Hodoskopzähler und des Schauerzählers werden in den entsprechenden ADC's gespeichert. Der nach 120 ns ausgelöste Hochspannungsimpuls gibt ein Interruptsignal an eine CDC 1700-Rechenanlage. Diese übernimmt daraufhin über geeignete Zwischengeräte folgende Daten in den Kernspeicher:

- a) die Koordinaten aller Funken in den vier Kammern,
- b) die Nummern der angesprochenen Hodoskopzähler,
- c) den Inhalt aller ADC's, das heißt, die Impulshöhen des Elektronen-Schauerzählers und aller Hodoskopzähler,
- d) den Stand der elektronischen Zähler.

Diese für ein Streuereignis charakteristischen Daten werden auf einen Plattenspeicher mit einem Fassungsvermögen von etwa 10 000 Ereignissen übertragen. Ist dieser gefüllt, speichert die Rechenanlage diese Streuereignisse auf Magnetband. Parallel zur Datenaufnahme können Auswerteprogramme aufgerufen werden, die eine Kontrolle der Apparatur und der bis dahin gesammelten Meßdaten erlauben /33/.

7. Die kinematischen Parameter

Für die Wahl der kinematischen Parameter waren folgende Überlegungen ausschlaggebend:

- a) Der Viererimpulsübertrag $-q^2$ muß so groß sein, daß die Wellenlänge des virtuellen Photons erheblich kleiner als 1 fm ist (Einteilchen-Wechselwirkung).
- b) Der Impuls der gestreuten Elektronen muß im analysierbaren Bereich von 1 GeV/c bis 3,7 GeV/c liegen.
- c) Die Energie der langsamsten Rückstoßteilchen muß so groß sein, daß mindestens die erste und die zweite Zählerebene ansprechen. Andernfalls ist der Streuwinkel in der horizontalen Ebene nicht definiert, außerdem wäre die Energieanalyse unsicher.
- d) Andererseits fällt der Wirkungsquerschnitt mit wachsendem Viererimpulsübertrag und mit wachsendem Streuwinkel Θ_e sehr stark ab (siehe IV.1.1).

Im Rahmen dieser Forderungen wurden drei Werte für den Viererimpulsübertrag gewählt, um auch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von $-q^2$ zu untersuchen. Tabelle 1 gibt die verwendeten Parametersätze an; die Angaben für Protonen und Deuteronen sind Sollwerte für die elastische Elektron-Proton- bzw. Elektron-Deuteron-Streuung. Aus Abb. 3 sind Energie- und Impulsübertrag auf Protonen und Deuteronen zu entnehmen.

8. Messung und Vorauswertung der Daten

Die Messung beanspruchte zwei Perioden von 64 bzw. 88 Stunden Dauer. Die in dieser Zeit aufgenommenen Ereignisse sind in Tabelle 2 angegeben und in Abb. 4 dargestellt.

Anschließend an die Messung mußten die Originalbänder kopiert werden. Dabei wurden aus den Koordinaten der Funken Trajektorien gebildet, deren Krümmungsradien berechnet und mit Hilfe des bekannten Magnetstromwertes die zugehörigen Elektronenimpulse bestimmt, soweit dies nicht schon während der Datenaufnahme geschehen war. In einem weiteren Arbeitsgang konnten nicht mehr benötigte Daten eliminiert werden. Die dadurch gewonnenen "Kompreßbänder" waren nun auf der DESY-Großrechenanlage (IBM 360/65 und 360/75) weiter auszuwerten.

III. AUSWERTUNG

1. Das Prinzip der Teilchenseparation und der Energiebestimmung

Das Hauptproblem der gesamten Auswertung bestand darin, die im Zählerhodoskop registrierten Deuteronen von den etwa hundertmal häufiger auftretenden Protonen zu trennen. Zwar liegt die aus dem elastischen Prozeß berechnete Sollenergie der Protonen nahezu um einen Faktor 2 höher als die der Deuteronen, die Fermibewegung der Nukleonen im Kern bewirkt jedoch erheblich breitere Energieverteilungen. Das Energiespektrum weist daher zahlreiche niederenergetische Protonen auf, die durch eine Messung des differentiellen Energieverlustes dE/dx in nur einer Zählerebene nicht von Deuteronen zu unterscheiden sind. Deuteronen einer bestimmten Energie E_d erfahren in einem Medium denselben differentiellen Energieverlust wie Protonen mit etwa $E_d/2$ /40/.

$$(dE/dx)_{E_d} = (dE/dx)_{E_p} = (m_p/m_d)E_d \quad (1)$$

$(dE/dx)_E$: differentieller Energieverlust für Protonen der Energie E_p

m_p : Protonenmasse

m_d : Deuteronenmasse

Diese Tatsache vereitelte jeden Versuch, die aus dem ${}^6\text{Li}$ -Kern austretenden Deuteronen von den quasielastischen Protonen allein mit Hilfe der Energieverlustspektren abzutrennen. Diese Spektren (wegen der Konversion der Impulshöhen in Analog-Digital-Konvertern auch ADC-Spektren genannt) erlaubten im Gegensatz dazu für Deuterium als Target die Trennung von elastisch gestreuten Deuteronen und quasielastisch gestreuten Protonen /35,41/. Die Ursache hierfür liegt in der erheblich schmaleren Fermi-Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron, verglichen mit der Verteilung in ${}^6\text{Li}$. Auch das zweidimensionale Auftragen des differentiellen Energieverlustes gegen die Summe der Energieverluste in allen drei Zählerebenen erbrachte keine klare Teilchenseparation, da die Sollkurven von Protonen und Deuteronen in der dE/dx -E-Ebene eine komplizierte Form hatten (siehe Abb. 5).

Zur Lösung des Problems der Teilchenidentifizierung führten schließlich folgende Überlegungen: Für jedes nachgewiesene Teilchen standen drei Informationen zur Verfügung, nämlich die Impulshöhen in den drei Zählerebenen. (Der Sonderfall der Teilchen, die in der ersten oder der zweiten Ebene zur Ruhe gekommen waren, wird

im nächsten Kapitel behandelt). Jede dieser Informationen reichte für sich allein nicht aus, eine Separation vorzunehmen, da die Energieauflösung zu schlecht war. Von einer Kombination der drei Informationen für jedes Teilchen konnte jedoch eine bessere Energiebestimmung erwartet werden. Eine Einzelanalyse jedes Teilchens nach seinem Verhalten in den drei Zählerebenen hatte außerdem den Vorteil, daß sich die Anfangsenergie jedes Rückstoßteilchens individuell ermitteln ließ.

Das zur Identifikation angewandte Verfahren soll im folgenden kurz beschrieben werden:

Aus der Messung der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen und Deuteronen konnten den bekannten Protonen- und Deuteronenenergien die entsprechenden Impulshöhen in den einzelnen ADC-Spektren zugeordnet werden. Ein Beispiel für diese Eichkurven zeigt Abb. 5. In der dritten Ebene ergaben sich aus bestimmten Werten der Impulshöhe zwei verschiedene mögliche Anfangsenergien, je nachdem, ob das Teilchen aus der dritten Ebene ausgetreten war (oberer, nahezu hyperbolischer Ast der Eichkurve) oder ob es darin steckengeblieben war (unterer, annähernd gerader Ast). Für jedes nachgewiesene unbekannte Teilchen wurden nun zwei Hypothesen aufgestellt:

- a) das Teilchen war ein Proton, dann hatte es gemäß den Eichkurven für Protonen nach der Impulshöhe der 1. Ebene die
- | | |
|-------------------|--------------------------|
| Anfangsenergie | E_{p1} |
| nach der 2. Ebene | E_{p2} |
| nach der 3. Ebene | E_{p3a} oder E_{p3b} |
- b) das Teilchen war ein Deuteron, dann hatte es gemäß den Eichkurven für Deuteronen, analog zu a), die Energien E_{d1} , E_{d2} , E_{d3a} oder E_{d3b} .

Für jede der beiden Hypothesen wurde zunächst bestimmt, bei welcher der beiden möglichen Kombinationen die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert geringer war, der entsprechende Wert von E_3 wurde bei Bildung der beiden gemittelten Energien \overline{E}_p und \overline{E}_d benutzt. Weiter wurde mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel ein totaler Energieverlust E_v aus den Energieverlusten in den drei Zählerebenen berechnet. Durch Vergleich dieses Energieverlustes mit den beiden gemittelten Anfangsenergien ließ sich in den meisten Fällen eine Entscheidung treffen - zunächst unter der Annahme, daß die Teilchen ihre gesamte Energie in der Zähleranordnung abgegeben hatten. Dem als solches erkannten Proton oder Deuteron wurde dann die entsprechende gemittelte Energie \overline{E}_p oder \overline{E}_d als Anfangsenergie zugeschrieben.

2. Spezielle Probleme und Korrekturen

Für den totalen Energieverlust E_v war die Annahme gemacht worden, daß das Teilchen innerhalb der Zähleranordnung zur Ruhe gekommen war. Dies gilt bei Deuteronen jedoch nur für Energien ≤ 140 MeV. Zwar konnten Deuteronen oberhalb dieser Grenze noch richtig identifiziert werden, falls sie mit nur geringer Energie aus der dritten Zählerebene austraten, da nur diese Energie der Summe E_v verloren ging. Die Separationskriterien mußten jedoch so scharf gefaßt werden, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Verfahrens für Deuteronen oberhalb von 140 MeV stark absank. Für Protonen, die schon bei Energien ≥ 100 MeV aus der dritten Zählerebene austraten, war dagegen ein gemessener Wert des Energieverlustes E_v , der nur einen Teil der Anfangsenergie darstellte, ohne Bedeutung für die Identifizierung, da die hypothetische mittlere Energie für ein Proton stets kleiner ist als diejenige für ein Deuteron (siehe Formel (1)). Die obere Nachweisgrenze für die Energie der Protonen war also durch die Eichkurven festgelegt und lag bei 330 MeV. Die Minimalenergie für die Identifizierung von Protonen und Deuteronen war durch die Bedingung gegeben, daß das Teilchen mindestens in die zweite Zählerebene gelangen mußte, andernfalls wäre die Bestimmung des Winkels in der Streuebene und die Identifizierung aufgrund nur einer Impulshöheninformation nicht möglich gewesen. Dies bedeutete für die Analyse eine Mindestenergie von 45 MeV für Deuteronen und 30 MeV für Protonen. Alle Teilchen, die zwar die zweite, aber nicht mehr die dritte Zählerebene erreichten, mußten in einem besonderen Teil des Identifikationsprogramms behandelt werden. Für sie wurde ein unterer, gerader Ast in der Eichkurve der zweiten Ebene benutzt (der Absorption in dieser Ebene entsprechend), und das Verfahren aus Kapitel 1 wurde mit nur zwei hypothetischen Anfangsenergien angewandt. Um einen einheitlichen Grad der Sicherheit gegen Fehlidentifizierung zu erhalten, mußten bei diesen 2-Impulshöhen-Ereignissen die Separationskriterien relativ so verschärft werden, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit erheblich kleiner war als für 3-Impulshöhen-Ereignisse.

Die Separationskriterien waren Bedingungen, die so gewählt wurden, daß die Identifikationswahrscheinlichkeit - ca. 90 % für Protonen, ca. 70 % für Deuteronen (siehe unter Korrektur 7), geprüft an Protonen und Deuteronen aus der elastischen Streuung - möglichst hoch war und zugleich der Anteil an falschen Identifizierungen möglichst gering.

Ein Teilchen wurde nur dann als Proton anerkannt, wenn

- a) die Impulshöhen in allen Ebenen im Bereich der gemessenen Eichkurven für Protonen lagen,

- b) die mittlere quadratische Abweichung der hypothetischen Anfangsenergien kleiner als 15 % war,
- c) der Energieverlust E_v unterhalb E_p oder bis zu 15 MeV oberhalb $(E_p + E_d)/2$ lag (bei 2-Impulshöhen-Ereignissen 10 MeV).

Ein Teilchen wurde als Deuteron anerkannt, wenn

- a) die Impulshöhen in allen Ebenen im Bereich der gemessenen Eichkurven für Deuteronen lagen,
- b) die mittlere quadratische Abweichung der hypothetischen Anfangsenergien kleiner als 10 % war,
- c) der Energieverlust E_v mindestens 15 MeV (10 MeV) oberhalb $(E_p + E_d)/2$ lag,
- d) die Abweichung des Energieverlustes E_v von der gemittelten Anfangsenergie E_d weniger als 10 MeV betrug.

Alle anderen Ereignisse wurden als nicht identifizierbar abgespeichert. Darunter fielen auch eventuell auftretende α -Teilchen oder Tritonen, die bei den gegebenen kinematischen Bedingungen eine vergleichsweise geringe Energie hatten (maximal 65 MeV für α -Teilchen, 86 MeV für Tritonen bei $E = 2,7$ GeV, $\Theta_e = 15^\circ$). Aufgrund des großen Energieverlustes im Target selbst, in der Luft, in der 0,5 mm dicken Bleifolie vor der Zähleranordnung und in der ersten Zählerebene waren diese Teilchen in der zweiten Zählerebene nicht mehr nachweisbar. Zum Untergrund auf der Seite des Zählerhodoskops konnten beitragen:

- a) Pionen: Sie waren für den größten Teil des Untergrundes verantwortlich. Ihr Beitrag im Bereich quasielastisch gestreuter Protonen konnte aus den Elektronen-Einarmspektren abgeschätzt werden und betrug maximal etwa 10%. Da Pionen aber einen sehr viel geringeren differentiellen Energieverlust erleiden als Protonen im betrachteten Energiebereich (minimalionisierende Teilchen), hatten sie im ADC-Spektrum ein Maximum bei kleinen Impulshöhen und konnten über die Separationsbedingungen a) und b) gut eliminiert werden.
- b) Neutronen: Quasielastisch gestreute Rückstoßneutronen oder Neutronen aus dem Zerfall einer $\Delta(1236)$ -Resonanz müssen Sekundärprozesse mit geladenen Teilchen (hauptsächlich Protonen) verursachen, um nachgewiesen zu werden. Die Wahrscheinlichkeit für solche Prozesse in der Luft, der Bleifolie oder im vorderen Teil der ersten Ebene wurde zu $< 1\%$ der nachgewiesenen Protonen abgeschätzt. Geladene Teilchen mit anderen Ausgangspunkten wurden durch Separationsbedingung a) oder b) ausgeschlossen.

- c) Elektronen: Niederenergetische Elektronen wurden im Blei oder in der ersten Ebene absorbiert, hochenergetische Elektronen treten unter großen Winkeln praktisch nicht mehr auf, da der Wirkungsquerschnitt bei gegebener Energie stark mit dem Streuwinkel abfällt.
- d) γ -Quanten: Niederenergetische γ -Quanten wurden ebenfalls zum großen Teil in der Bleifolie absorbiert; falls härtere Quanten einen in mehreren Ebenen nachweisbaren Schauer verursachen würden, wäre die Verteilung des Energieverlustes mit hoher Sicherheit eine andere als bei Protonen und Deuteronen. Die Separationskriterien a) und b) eliminierten also auch diese Art von Untergrundereignissen.

Die Analyse der elastischen Streuung an Protonen und Deuteronen zeigte durch das Auftreten eines scharfen Maximums in wenigen Matrixzählern, daß die Abtrennung von Pionen, Elektronen und γ -Quanten fast vollständig war und daß Untergrundbeiträge daher vernachlässigt werden konnten.

Ferner wurden bei der Ausführung des beschriebenen Verfahrens folgende Einzelheiten und Korrekturen berücksichtigt:

- 1) Die Langzeitstabilität der Zähleranordnung wurde anhand der Lage des Protonenmaximums in den ADC-Spektren kontrolliert. Veränderungen in der Verstärkung mußten bei der Auswertung korrigiert werden (typisch etwa 5 % bis 15 % der Impulshöhen während einer Meßperiode).
- 2) Der längere Laufweg bei schrägem Einfall von Teilchen in die äußeren Szintillatoren des Hodoskops wurde berücksichtigt (maximal 6 % der Impulshöhe).
- 3) Die Absorption des Lichts im Szintillatormaterial, d. h. die Ortsabhängigkeit der Impulshöhe, mußte ausgeglichen werden (maximal 7 % der Impulshöhe).
- 4) Die unterschiedlichen Impulshöhen bei totaler Absorption von Protonen und Deuteronen gleicher Energie (Nichtlinearität der Lichtausbeute durch den "Quenching-Effect") wurden in Betracht gezogen (abgeschätzt zu 10 MeV bzw. 15 MeV) /42/.
- 5) Für den Energieverlust im Target selbst, in der Luft und in der Bleifolie wurde insgesamt ein konstanter Wert von 5 MeV angenommen.
- 6) Nicht eindeutige Ereignisse, bei denen in mindestens einer Ebene mehrere Zähler angesprochen hatten (bei Messung 2 typisch etwa 24 % aller Ereignisse), konnten durch ein besonderes Verfahren voll berücksichtigt werden. Dabei wurden alle möglichen Kombinationen von Impulshöhen daraufhin untersucht, ob sie die Kriterien eines Impulshöhensatzes für ein Proton oder

Deuteron erfüllten. Die Wahrscheinlichkeit, daß genau eine der Kombinationen die Identifizierungsbedingungen erfüllte, war etwa ebenso groß wie für Impulshöhen eindeutiger Ereignisse. Die Identifikationsrate und die Form des Spektrums für Protonen und Deuteronen änderten sich nicht, wenn die Reihenfolge der Untersuchung aller Kombinationen umgekehrt wurde. Nur 4 % aller mehrdeutigen Ereignisse enthielten zwei identifizierte Protonen; dieser Bruchteil wurde gesondert untersucht.

- 7) Das gesamte Auswerteverfahren, besonders die Wahl der Separationskriterien und ihrer Parameter, konnte experimentell geprüft werden durch Anwendung auf die Rohdaten der elastischen Elektron-Proton- und Elektron-Deuteron-Streuung. Deuteronen, Protonen und Pionen waren bei Messungen mit H_2^- und D_2^- Targets durch Schnitte in den Elektronen- und ADC-Spektren gut zu trennen /34-36,41/. Durch Vergleich dieser "konventionell" bestimmten Ausbeute mit der Zahl der im Identifikationsverfahren erkannten Protonen und Deuteronen ergab sich für jedes durch eine Eichmessung überdeckte Energieintervall eine bestimmte "Ansprechwahrscheinlichkeit". Ihr maximaler Wert lag für Protonen bei 90 %, für Deuteronen bei etwa 70 %. Die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Identifikationsverfahrens, die bei der Auswertung berücksichtigt wurde, ist für Protonen und Deuteronen in Abb. 6a bzw. 6b dargestellt. Die Fehler sind quadratisch kombiniert aus den Unsicherheiten beim Anbringen der Schnitte in den einzelnen Spektren. Für alle Paddel des Hodoskops wurde eine konstante Ansprechwahrscheinlichkeit angenommen. Dies konnte zwar bei dem zur Anfangseichung verwendeten Teil der Paddel bestätigt werden, der globale Ausgleich der Impulshöhenschwankungen (III.2,1)) reichte jedoch nicht aus, ein unterschiedliches Verhalten der einzelnen Paddel völlig zu verhindern, so daß eine spätere Glättung der besonders empfindlichen Deuteronendaten nahelag.
- 8) Der als Deuteronen fehlidentifizierte Teil der Protonen wurde aus der elastischen Streuung von Elektronen an den Protonen des H_2^- -Targets bestimmt. Für jedes Energieintervall ließ sich eine Fehlerrate berechnen, die zusammen mit der Zahl der quasielastisch gestreuten Protonen aus dem 6Li -Target eine Abschätzung für den Anteil vorgetäuschter Deuteronen ermöglichte. Wegen der im Abschnitt III.1 beschriebenen Schwierigkeit der Teilchenseparation lie-

ferte die Fehlidentifizierung erwartungsgemäß den größten Beitrag zum Gesamtfehler der Deuteronendaten. Der maximal mögliche Anteil vorgetäuschter Deuteronen betrug 17 % bei $6,8 \text{ fm}^{-2}$, 24 % bei $10,4 \text{ fm}^{-2}$ und 42 % bei $12,2 \text{ fm}^{-2}$. Der Beitrag fehlidentifizierter Pionen und Deuteronen zu den Protonendaten war dagegen zu vernachlässigen.

- 9) Im Fall nicht ruhender Targetteilchen wird der Fluß der einlaufenden Teilchen verändert. Bei entgegengesetzter Bewegungsrichtung beider Partikel ist die Wahrscheinlichkeit für einen Streuprozess höher als bei gleichgerichteter Bewegung. Dies wurde durch einen Korrekturfaktor /37/

$$\phi = 1 - \frac{|\vec{P}_T| \cdot \cos \chi}{E_T} \quad \text{für jedes Streueignis der Koinzidenz-}$$

messung ausgeglichen.

(\vec{P}_T : Impuls des Targetteilchens; E_T : Energie des Targetteilchens;
 χ : Winkel zwischen Strahl und Richtung der Teilchenbewegung)

Der Wert der Korrektur betrug meist einige Prozent, im Extremfall bis zu 20 %.

Zur Kontrolle des Auswerteverfahrens und der Apparatur wurden Elektronenspektren für eindeutige Ereignisse, für mehrdeutige und für solche ohne koinzidentes Rückstoßteilchen gebildet. Die Verteilung der Differenzen ($\bar{E}_p - E_v$) und ($\bar{E}_d - E_v$), die Winkelverteilungen senkrecht zur Streuebene, die mittlere Energie in den Paddeln, berechnete mittlere Streuwinkel Θ_e und Viererimpulsüberträge $-q^2$ sowie die Winkelverteilungen der nicht identifizierten Ereignisse waren vereinbar mit allen übrigen Daten und entsprachen den Erwartungen. Informationen über voneinander abweichendes Verhalten der einzelnen Hodoskopzähler lieferte der Vergleich ihrer logischen und analogen Signale.

3. Ergebnisse und Fehler

3.1. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und seine Absoluteichung

Die Spektren des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts ließen sich aus den Zählraten nach folgender Formel gewinnen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_x} = \frac{N}{I_o \cdot T \cdot P \cdot K \cdot \Delta\Omega_e \cdot \Delta E_x}$$

Dabei gilt:

N ist die Zahl der Elektronen bzw. der identifizierten Protonen oder Deuteronen im betrachteten Energieintervall ΔE_x , korrigiert um die bei Leermessungen nachgewiesenen Ereignisse. Die Leerraten betragen etwa 10 - 20 % der mit Target gemessenen Zählraten.

I_0 ist die Gesamtzahl der Primärelektronen. Sie wurde bestimmt aus der Elementarladung des Elektrons e und der im Sekundär-Emissions-Monitor (SEM) gesammelten Ladung. Letztere konnte nach der Analyse von jeweils 10 000 Streueignissen ausgegeben und überprüft werden /36/, ebenso wie Werte für die im Faraday-Käfig gesammelte Ladung und die Totzeiten der Funkenkammern (II.6) und der Rechenanlage (< 1 %).

$T = \frac{\rho d L}{A}$ stellt die Dichte der Streuzentren in den verschiedenen Targets dar. Sie ist gegeben durch die Loschmidt-Konstante L sowie durch die Dichte ρ , die Dicke d und das Atomgewicht A des Targets:

$$T_{H_2} = 1,23 \cdot 10^{23} / \text{cm}^2$$

$$T_{D_2} = 1,44 \cdot 10^{23} / \text{cm}^2$$

$$T_{6Li} = 0,262 \cdot 10^{23} / \text{cm}^2$$

P gibt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Meßanordnung an. Bei der Einarmmessung (nur das gestreute Elektron wird nachgewiesen) setzt sie sich zusammen aus der Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern (98 %, siehe II.4) und der Szintillationszähler auf der Elektronenseite (99 %). Bei Koinzidenzmessungen mußte berücksichtigt werden, daß mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit bei eigentlich mehrdeutigen Ereignissen ein zweites Teilchen dasselbe Paddel treffen konnte wie das erste. Dies veränderte die Impulshöheninformation und erlaubte nicht, das Ereignis zu identifizieren. Aus der Winkelverteilung und der Häufigkeit zweideutiger Ereignisse wurde die verbleibende Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählerhodoskops bestimmt: (92 \pm 4) %, (89 \pm 5) % und (90 \pm 5) % für die Messungen Nr. 1 - 3.

K ist ein Korrekturfaktor, der berücksichtigt, daß der Wirkungsquerschnitt über den Öffnungswinkel des Elektronenspektrometers ($1,57^\circ$) nicht konstant ist, sondern zu kleinen Winkeln hin sehr stark ansteigt. Aus dem Mott-Wirkungsquerschnitt und den Formfaktoren für die elastische Streuung am Proton ließ sich berechnen: $K = 1,02 \pm 0,02$.

$\Delta\Omega_e$ ist der Raumwinkel des Elektronenspektrometers; $\Delta\Omega_e = 0,695$ msterad.
 ΔE_x gibt das gewählte Energieintervall an. Es war für alle Spektren der gestreuten Elektronen $\Delta E_e = 20$ MeV,
 für die Protonenspektren $\Delta E_p = 20$ MeV,
 für die Deuteronenspektren $\Delta E_d = 10$ MeV.

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte ist zu berücksichtigen, daß die Elektronen beim Durchgang durch das Target und beim Streuprozess selbst Bremsstrahlung emittieren. Zur Ausführung dieser Strahlungskorrekturen über größere Bereiche der Spektren wäre es aber erforderlich gewesen, die Wirkungsquerschnitte bei jeder Winkeleinstellung für verschiedene Energien zu bestimmen. Da dies in der zur Verfügung stehenden Meßzeit nicht möglich war, wurde in dieser Arbeit ein anderer Weg eingeschlagen. Anstatt die experimentell gewonnenen Daten mit Strahlungskorrekturen zu versehen und sie dann mit theoretischen Voraussagen zu vergleichen, wurde in die theoretischen Daten rechnerisch der Effekt der Bremsstrahlung einbezogen, und diese "strahlungsbehafteten" theoretischen Kurven wurden mit den unkorrigierten experimentellen Werten verglichen. Bei Übereinstimmung ergab dann die zugehörige theoretische Kurve ohne Strahlung das von den speziellen experimentellen Bedingungen unabhängige, mit den Werten anderer Autoren vergleichbare Ergebnis. Lediglich an den Ergebnissen der Eichmessung für die elastische e-p-Streuung und die quasielastische e-d-Streuung wurde eine einfache Strahlungskorrektur der folgenden Form angebracht /43/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ korrigiert} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ gemessen} \cdot e^{-(|\delta| + |\delta_t|)}$$

δ ist durch die Schwinger-Korrektur gegeben, δ_t durch das "Stragglings" im Target. Die gesamte Korrektur betrug etwa 13 % - 18 %. In Abb. 4 ist gezeigt, daß die Einarmwirkungsquerschnitte, die aus der oben beschriebenen Formel mit den für H_2 - und D_2 -Messungen angegebenen Korrekturen und Fehlern /34-37,41/ gewonnen wurden, im gesamten betrachteten Bereich des Viererimpulsübertrags gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen (Rosenbluth-Formel mit "scaling law" und Dipolfit, $G_{EN} = 0$).

Der Fehler in der Skala des absoluten Wirkungsquerschnitts beträgt bei den Messungen am ${}^6\text{Li}$:

- 6,7 % für die Protonen-Koinzidenzmessungen und die Einarmmessungen,
- 7,1 % für die Deuteronen-Koinzidenzmessungen.

Die Fehler setzen sich quadratisch aus den folgenden, voneinander als unabhängig angenommenen Einzelfehlern zusammen:

- der Unsicherheit in der Dicke des ${}^6\text{Li}$ -Targets	5 %
- der Unsicherheit in der Dichte des Targets	3 %
- der Unsicherheit in der Winkeleinstellung des Targets (II.3.1)	2 %
- dem Fehler im Wirkungsquerschnitt durch den Anteil von 4,4 % ${}^7\text{Li}$ im Target	1 %
(bei Deuteronenmessungen	2,5 %)
- dem Fehler der integrierten Ladung	2 %
- dem Fehler im Wirkungsquerschnitt durch die Unsicherheit der Primärenergie	1 %
- dem Fehler im Raumwinkel $\Delta\Omega_e$	1 %
- dem Fehler der Totzeitkorrektur /35/	0,5 %

Die übrigen, bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte auftretenden Fehler werden als winkel- oder energieabhängig angesehen und in den einzelnen Meßpunkten als systematische Unsicherheit berücksichtigt.

3.2. Die Koinzidenzmessungen für Protonen

Um eine einheitliche Abgrenzung quasielastischer Ereignisse gegen inelastische Prozesse zu erhalten, wurde für alle identifizierten Koinzidenzereignisse das Spektrum der totalen nachgewiesenen Energie gebildet, d. h. der Summe aus den Energien des Rückstoßteilchens und des koinzident dazu gestreuten Elektrons. In Abb. 7 ist als Beispiel dieses Gesamtenergiespektrum für Messung 2 bei $10,0 \text{ fm}^{-2}$ dargestellt. Die Maxima der Spektren liegen bei allen Messungen etwa 30 MeV unterhalb der Primärenergie. Dies ist auf die Bindungsenergie der Protonen im ${}^6\text{Li}$ (siehe IV.2), mögliche höhere Anregungen des Restkerns und auf Energieverluste durch Bremsstrahlung zurückzuführen. Außerdem ist eine Verschiebung der Primärenergie um einige MeV durch Änderung des Ejektionszeitpunkts möglich (siehe II.2). Als quasielastisch wurden nun alle Ereignisse angesehen, deren totale Energie größer war als 2400 MeV bei Messung 1, größer als 2600 MeV bei Messung 2 und 3. Anders ausgedrückt, es wurden alle Ereignisse betrachtet, die bis zu etwa 70 MeV gegenüber dem Maximum an Energie verloren hatten, wobei ein Teil dieser Energie zur Anregung des Restkerns dienen konnte.

Aus dem gemessenen vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitt für die quasielastische Streuung mit koinzidentem Nachweis von Protonen

$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_p dE_p} = \sigma^{(4)}$ konnten durch Integration über jeweils zwei Variable die folgenden Darstellungen gewonnen werden:

1) der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\int \sigma^{(4)} d\Omega_p dE_p = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$,
in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Elektronen,
unter Integration über alle gemessenen Protonenenergien und Protonenwinkel
(Spektrum der gestreuten Elektronen)

2) der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $\int \sigma^{(4)} dE' d\Omega_p = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_p}$
abhängig von der Protonenenergie im Bereich von
30 - 310 MeV für Messung 1
110 - 330 MeV für Messung 2 und 3,
integriert über die gemessenen Elektronenenergien und Protonenwinkel
(Spektrum der Protonen)

3) die Protonenwinkelverteilung

$$\int \sigma^{(4)} dE' dE_p = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e d\Omega_p}$$

im Streuwinkelbereich

59,5° - 90,5° für Messung 1

58 ° - 89 ° für Messung 2

56,5° - 87,5° für Messung 3

(bei einem Winkelbereich senkrecht zur Streuebene von - 15,5° bis + 15,5°)
für alle gemessenen Elektronen- und Protonenenergien. Jeder Wert wurde will-
kürlich in Bruchteilen einer Größe angegeben, die etwa der Gesamtausbeute
entsprach.

4) Aus den kinematischen Größen jedes Ereignisses ließ sich der nicht nachgewiesene Impuls q_R berechnen, der der Gesamtheit aller nicht nachgewiesenen Teilchen, dem "Restkern", zugeschrieben werden mußte. Die Verteilung der Impulsbeträge, dividiert durch den Phasenraumfaktor q_R^2 , wurde in der Darstellung wegen des großen statistischen Fehlers des Wertes bei 5 MeV/c auf 0,95 bei einem Restkernimpuls von 20 MeV/c normiert.

Die Spektren und Verteilungen für die Protonenmessungen 1 - 3 sind in den Tabellen 3 - 4 verzeichnet und in den Abbildungen 8 - 10 in jeweils vier Teilbildern dargestellt. Das Auflösungsvermögen der Apparatur wurde experimentell anhand der elastischen e-p-Streuung bestimmt und beträgt:

- 1,7 % im Elektronenspektrum
- 20 % im Protonenspektrum
- 2° in der Winkelverteilung der Protonen
- 15 MeV/c in der Verteilung des Restkernimpulses.

Die entsprechenden Kurven sind in Abb. 9 eingezeichnet. Eine Abweichung von einigen MeV gegenüber dem theoretischen Wert für freie e-p-Streuung (Pfeil) im Spektrum der gestreuten Elektronen deutet die Größe der Unsicherheit an, die in der Energiebestimmung der primären und gestreuten Elektronen enthalten ist (siehe oben). Das Auflösungsvermögen auf der Elektronenseite setzt sich zusammen aus 1,5 % Energieunschärfe infolge der Winkelöffnung des Spektrometers ($1,57^\circ$), 0,5 % Energieunschärfe des Primärstrahls und 0,6 % Auflösung des Spektrometers. Für Protonenenergie und -winkel ist das Auflösungsvermögen ebenfalls vorwiegend durch die Winkelöffnung des Elektronenspektrometers bestimmt, bei der Berechnung des Restkernimpulses dagegen wird dieser Hauptbeitrag zur Energie- und Impulsunschärfe durch gleichzeitige Berücksichtigung von Elektronen- und Protonenenergien eliminiert. Das Auflösungsvermögen wird in diesem Fall hauptsächlich durch die Impulsunschärfe der primären Elektronen bestimmt (13 MeV/c).

Alle eingezeichneten Fehler setzen sich zusammen aus

- a) dem statistischen Fehler des Meßpunkts,
- b) dem statistischen Fehler der zugehörigen Leermessung,
- c) einem systematischen Fehler von insgesamt 8 - 9 %.

Dafür wurden quadratisch addiert:

- der Fehler der Matrixansprechwahrscheinlichkeit, 4 - 5 %
- der Fehler der energieabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit 5 %
für Protonen (hierin eingeschlossen der mögliche Fehler durch Kernabsorption von etwa 1 %),
- eine Abschätzung für den durch elektronische Veränderungen 4 %
einzelner Zähler verursachten Fehler,
- ein systematischer, energieabhängiger Fehler auf der 3 %
Elektronenseite (siehe III.3.4).

Der Gesamtfehler liegt für die meisten Meßpunkte zwischen 8 % und 15 %.

3.3. Die Koinzidenzmessungen für Deuteronen

Die Abb. 11 zeigt das Spektrum der totalen Energie für Deuteronen als koinzidente Rückstoßteilchen in Messung 2. Die Maxima der Gesamtenergiespektren lagen 40 - 50 MeV unterhalb der Primärenergie. Es wurden die Ereignisse ausgewertet, deren totale Energie größer war als 2380 MeV bei Messung 1, größer als 2580 MeV bei Messung 2 und 3. Diese Ereignisse, die bis zu 70 - 80 MeV unterhalb des Maximums lagen, bildeten einen klar hervortretenden Peak, die zugehörigen Elektronen und Deuteronen hatten dieselben Energien und Winkel wie bei der "elastischen" e-d-Streuung mit einer angenommenen zusätzlichen Bindungsenergie. Dies legte es nahe, die betrachteten Ereignisse als "quasielastische" zu bezeichnen, in Analogie zur quasielastischen e-p-Streuung. Wie bei den Protonenmessungen, sind auch die Ereignisse mit koinzidenten Deuteronen als **zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt** $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_d}$ in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Elektronen (Spektrum der gestreuten Elektronen), als **zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt** $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e d\Omega_d}$, abhängig von der Deuteronenenergie (Spektrum der Deuteronen), als Deuteronenwinkelverteilung $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e d\Omega_d}$ und als Verteilung der Restkernimpulse in Tab. 5 - 6 und in Abb. 12 - 14 dargestellt. Deuteronen konnten nur im Bereich von 45 MeV bis 145 MeV für Messung 1,
75 MeV bis 145 MeV für Messung 2,
85 MeV bis 145 MeV für Messung 3 nachgewiesen werden.

Der Streuwinkelbereich umfaßte

- 62,1° - 90,5° für Messung 1,
- 60,6° - 83,8° für Messung 2,
- 59,1° - 84,9° für Messung 3.

Die Normierung der experimentellen Winkelverteilung erfolgte wie bei den Protonen auf eine Größe, die etwa der Gesamtausbeute entsprach. Dagegen wurde die Verteilung der Restkernimpulsbeträge wegen der großen Fehler so normiert, daß die zugehörige theoretische Kurve den Wert 1 bei 0 MeV/c hatte.

Das Auflösungsvermögen für Deuteronenereignisse wurde anhand der elastischen e-d-Streuung bestimmt. Die volle Halbwertsbreite der in Abb. 13 eingezeichneten Kurven ergibt für die Energie-, Winkel- und Impulsauflösung:

- 1,2 % im Elektronenspektrum,
- 20 % im Deuteronenspektrum,
- 2° in der Winkelverteilung der Deuteronen,
- 15 MeV/c in der Verteilung der Restkernimpulse.

Die im Vergleich zu den Protonenmessungen bessere Energieauflösung ist darauf zurückzuführen, daß die Winkelöffnung des Spektrometers bei der elastischen Streuung an Deuteronen nur eine Energieunschärfe von 0,8 % bewirkt gegenüber 1,5 % bei der Streuung an Protonen. Ebenso wie bei den Protonenergebnissen tritt im Spektrum der gestreuten Elektronen für die freie e-d-Streuung eine Abweichung vom theoretischen Wert um einige MeV auf, die auf die Unsicherheit der Energieeichung zurückzuführen ist.

Wie schon erwähnt, konnte die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Hodoskopzähler nur im Mittel bestimmt werden. Die Identifizierung von Deuteronen war aber wegen der scharf gefaßten Separationskriterien abhängig von Verstärkungsänderungen in den Zählern. Der Untergrund vorgetäuschter Deuteronen zeigte außerdem eine Winkel- und Energieabhängigkeit, die bei der Subtraktion nur grob berücksichtigt werden konnte. Diese Gründe waren ausschlaggebend, die Deuteronenspektren und Winkelverteilungen durch Faltung mit einer Gaußverteilung zu glätten, wobei die Halbwertsbreite 20 MeV bzw. $2,6^\circ$ betrug.

Die eingezeichneten Fehler setzen sich zusammen aus

- a) dem statistischen Fehler des Meßpunktes,
- b) dem statistischen Fehler der zugehörigen Leermessung,
- c) einem systematischen Fehler von insgesamt 23 %, 15 %, 21 % für die Messungen 1 - 3.

Hierbei wurde quadratisch addiert:

- eine Abschätzung für den Fehler bei Subtraktion des Untergrunds vorgetäuschter Deuteronen:
pro Meßpunkt 9 %, 11 %, 19 %,
- der Fehler der energieabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit für Deuteronen
20 %, 7 %, 7 %.

Hierbei ist der Fehler eingeschlossen, der durch mögliche Kernabsorptionsprozesse (z. B. Abstreifen von Protonen /44/ im Target selbst, in der Luft, im Pb und in der ersten Ebene) entsteht (~ 4 %). Die Auswirkungen der Absorption in der zweiten und dritten Ebene wurden bei der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit bereits berücksichtigt.

- die übrigen systematischen Fehler, die dieselben Werte haben wie bei der Protonenmessung (III.3.2).

Der Gesamtfehler für die meisten Meßpunkte liegt zwischen 20 % und 35 %.

3.4. Die Elektronen-Einarmmessungen

In der Tabelle 7 und den Abb. 15 - 17 sind für die Messungen 1 - 3 die Spektren der gestreuten Elektronen ohne eine Koinzidenzbedingung in der Form zweifach differentieller Wirkungsquerschnitte angegeben. Das Energieauflösungsvermögen beträgt wie bei den Protonen-Koinzidenzmessungen etwa 1,7 %. Für Ereignisse mit einer invarianten Masse oberhalb der ersten Nukleonenresonanz sank die Nachweisempfindlichkeit ab, da die Krümmungsradien der zugehörigen gestreuten Elektronen im Magneten des Elektronenspektrometers zu klein wurden. Die vom Kollimator akzeptierten Streuelektronen konnten so nur noch teilweise in den Funkenkammern nachgewiesen werden. Dieser Abfall in der Impulsakzeptanz wurde in den vorliegenden Spektren korrigiert /37/.

Die eingezeichneten Fehler setzen sich zusammen aus

- a) dem statistischen Fehler des Meßpunktes,
- b) dem statistischen Fehler der zugehörigen Leermessung,
- c) einem systematischen Fehler von insgesamt 3 %.

Hierbei wurde quadratisch addiert:

- der Fehler der vom Viererimpulsübertrag und von der Wahl der Formfaktoren abhängigen Winkelöffnungskorrektur K , 2 %
- der Fehler der energieabhängigen Wahrscheinlichkeit, daß mindestens drei Funken auf einer Geraden liegen (II.4), 1,5 %
- der Fehler der energieabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit für die Zähleranordnung auf der Elektronenseite (drei Szintillationszähler, ein Schauerzähler), 1 %
- ein möglicher Beitrag von Pionen, die als Elektronen identifiziert werden /37/. 0,5 %

Der Gesamtfehler liegt für fast alle Meßpunkte zwischen 3 % und 5 %.

IV. INTERPRETATION UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE

1. Formeln für die elastische, quasielastische und inelastische Streuung

Es soll die Streuung eines relativistischen Elektrons betrachtet werden, dessen Anfangs- und Endzustand vor und nach dem Streuprozess durch die Energie-Impuls-Vierervektoren (E, \vec{k}) und (E', \vec{k}') dargestellt seien. Für zwei Vierervektoren $a = (a_0, \vec{a})$ und $b = (b_0, \vec{b})$ soll die Metrik gelten

$$ab = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}.$$

Außerdem wird $\hbar = c = 1$ gesetzt und die Elektronen-Spinoren werden so normiert, daß $\bar{u}u = 2m$ ist (m : Elektronenmasse). Folgende Voraussetzungen werden gemacht:

- a) Die Masse des Elektrons soll klein sein gegen E, E' und die Masse des Targetteilchens;
- b) ein- und auslaufendes Elektron sollen in Born'scher Näherung behandelt werden, und es soll nur der Austausch eines virtuellen Photons betrachtet werden (Einphotonenaustausch-Näherung).

Diese Voraussetzungen sind für Elektronen mit Energien im GeV-Bereich gut erfüllt. Für die Energie ω und den Impuls \vec{q} des ausgetauschten virtuellen Photons gilt (s. Abb. 18):

$$\begin{aligned} \omega &= E - E' \\ \vec{q} &= \vec{k} - \vec{k}' \end{aligned}$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages, q^2 , ergibt sich daraus:

$$q^2 = (\omega, \vec{q})^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 = -4EE' \sin^2(\theta_e/2),$$

(gemessen in den Einheiten $(\frac{\text{GeV}}{c})^2$ oder fm^{-2} , mit $1(\frac{\text{GeV}}{c})^2 = 25,68 \text{ fm}^{-2}$).

θ_e ist der Streuwinkel des Elektrons (s. Abb. 18). Die kinematischen Formeln für Streuenergien und -winkel sind im Anhang zu finden.

1.1 Die elastische Streuung an Protonen und Neutronen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung hochenergetischer Elektronen an einem Teilchen mit Spin $J > 0$ läßt sich allgemein in der Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS} \cdot (A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}) \quad (2)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem punktförmiger Teilchen ohne Spin und ist zusammengesetzt aus dem Mott-Wirkungsquerschnitt und einem Term, der den Rückstoß des Targetteilchens beschreibt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \frac{1}{1 + 2 \frac{E}{M} \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}} \quad (3)$$

M ist die Masse des streuenden Teilchens. Der Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cdot \cos^2 \frac{\Theta_e}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\Theta_e}{2}} \quad (4)$$

gibt die Streuung eines Dirac-Elektrons an einer Punktladung der Größe e mit unendlicher Masse. α ist die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante. Die Form der Gleichung (2) mit dem Auftreten des Terms $\tan^2(\Theta_e/2)$ ist eine Folge der Annahme, daß nur ein Photon mit dem Gesamtdrehimpuls 1 ausgetauscht wird. Die Funktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$, die nur vom quadrierten Viererimpulsübertrag abhängen, sind Kombinationen relativistisch invarianter, reeller Formfaktoren des streuenden Teilchens. Für die Nukleonen-Formfaktoren existieren verschiedene Darstellungen; die sogenannten physikalischen oder "Sachs-Formfaktoren" $G_L(q^2)$ sind zum Beispiel so gewählt, daß sie im Breit-System als Fourier-transformierte Verteilungen der elektrischen und magnetischen Momente interpretiert werden können und für $q^2 \rightarrow 0$ die statischen Multipolmomente des Teilchens als Grenzwert haben.

Daraus wird plausibel, daß die Zahl der zur Beschreibung eines Streuprozesses nötigen, voneinander unabhängigen Formfaktoren gleich der Anzahl der statischen Multipolmomente des streuenden Teilchens ist, nämlich $(2J + 1)$ für ein Teilchen mit dem Spin J /45/. Die Streuung am Proton bzw. Neutron wird demnach jeweils durch zwei Formfaktoren beschrieben, zum Beispiel durch die elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$. Im statischen Grenzfall gilt:

$$\begin{aligned} G_{Ep}(0) &= 1 & G_{En}(0) &= 0 \\ G_{Mp}(0) &= 2,79 & G_{Mn}(0) &= -1,91 \end{aligned}$$

Mit diesen Formfaktoren lassen sich die Funktionen A und B in Gleichung (2) ausdrücken:

$$A(q^2) = \frac{G_E^2(q^2) + \frac{-q^2}{4M^2} G_M^2(q^2)}{1 + \frac{-q^2}{4M^2}}, \quad B(q^2) = \frac{-q^2}{2M^2} G_M^2(q^2).$$

Im Bereich der Viererimpulsüberträge $-q^2 \leq 2(\text{GeV}/c)^2$ sind alle gemessenen Daten gut mit den rein empirischen Gesetzmäßigkeiten "scaling law" und "Dipolfit" vereinbar. Das "scaling law" fordert Proportionalität zwischen dem elektrischen Formfaktor des Protons und den magnetischen Formfaktoren des Protons und des Neutrons:

$$G_{Ep}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{\mu_p} = \frac{|G_{Mn}(q^2)|}{|\mu_n|} \approx G_D(q^2).$$

μ_p ist das magnetische Moment des Protons, μ_n das des Neutrons. Der Dipolfit entspricht einer Exponentialverteilung im Ortsraum und liefert einen Dipolformfaktor $G_D(q^2)$, der die gemessenen Werte des elektrischen Protonformfaktors beschreibt:

$$G_D(q^2) = \frac{1}{(1 + \frac{-q^2}{0,71})^2}, \quad q^2 \text{ in } (\text{GeV}/c)^2 = \frac{1}{(1 + \frac{-q'^2}{18,1})^2}, \quad q'^2 \text{ in } \text{fm}^{-2}.$$

Die Abweichungen vom "scaling law" und vom Dipolfit sind im betrachteten Bereich jeweils $< 8\%$. Der elektrische Formfaktor des Neutrons ist innerhalb zweier Standardabweichungen mit Null verträglich, die Gleichung

$$G_{En} = \frac{-\mu_n \cdot \frac{-q^2}{4M^2}}{1 + 5,6 \cdot \frac{-q^2}{4M^2}} \cdot G_{Ep}$$

stellt die beste Parametrisierung für die Meßwerte dar /46/. Andere Darstellungen der Formfaktoren sind die Dirac- und Pauli-Formfaktoren F_1 und F_2

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \frac{-q^2}{4M^2} F_2(q^2)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2)$$

und die Isospin-Formfaktoren G^S und G^V .

Die isoskalaren Formfaktoren sind gegeben durch

$$G_E^S = 1/2 \cdot (G_{Ep} + G_{En}), \quad G_M^S = 1/2 \cdot (G_{Mp} + G_{Mn}),$$

die isovektoriellen Formfaktoren durch

$$G_E^V = 1/2 \cdot (G_{Ep} - G_{En}), \quad G_M^V = 1/2 \cdot (G_{Mp} - G_{Mn}).$$

1.2 Die elastische Streuung am Deuteron

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Elektronen am Deuteron läßt sich ebenfalls in der Form (2) darstellen; da das Deuteron einen Spin $J = 1$ hat, sind drei voneinander unabhängige Formfaktoren zur Beschreibung nötig. Gebräuchlich sind die Ladungs-, Quadrupol- und magnetischen Formfaktoren $G_0(q^2)$, $G_2(q^2)$, $G_1(q^2)$. Mit ihnen ergibt sich für $A(q^2)$ und $B(q^2)$:

$$A(q^2) = G_0^2(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_2^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta G_1^2(q^2)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta(1+\eta) G_1^2(q^2)$$

$$\eta = \frac{q^2}{4M_d^2}, \quad M_d : \text{Deuteronenmasse.}$$

Die Bezeichnung der Formfaktoren wird aus dem statischen Grenzfall deutlich:

$$G_0(0) = 1, \quad G_2(0) = M_d^2 \cdot Q,$$

$$G_1(0) = M_d/M_p \cdot \left[\mu_p + \mu_n - 3/2 \cdot p_D (\mu_p + \mu_n - 1/2) \right]$$

p_D : Wahrscheinlichkeit des D-Zustands im Deuteron

Q : Quadrupolmoment des Deuterons

Die eckige Klammer im Ausdruck für $G_1(0)$ stellt das nichtrelativistische magnetische Moment des Deuterons dar. G_0 und G_2 können nur durch Polarisationsmessungen voneinander getrennt werden, der magnetische Formfaktor erreicht einen Anteil an $A(q^2)$ von höchstens 7 %. Für Messungen im Winkelbereich $12^\circ \leq \theta_e \leq 15^\circ$ trägt der Term $B(q^2) \tan^2 \theta_e / 2$ weniger als 0,3 % zum gesamten Wirkungsquerschnitt bei.

1.3 Die quasielastische Streuung mit Emission von Protonen

Es soll die Wechselwirkung eines relativistischen Elektrons mit einem System nichtrelativistischer Nukleonen betrachtet werden, bei der im Ausgangskanal ein freies Proton auftritt (Abb. 18b). Die Darstellung folgt den in /26, 47/ angegebenen Ableitungen.

\vec{k}_p soll den Impuls des ausgesandten Protons bezeichnen, \vec{q}_R gibt den Impuls des Restkerns bei ursprünglich ruhendem Targetkern an.

$$\vec{q}_R = \vec{q} - \vec{k}_p$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (e, e'p) läßt sich schreiben

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_p} = \frac{2\pi}{4 \cdot E \cdot E'} \sum_{\text{Spins}} |M_{fi}|^2 \cdot \rho_f \quad (5)$$

ρ_f ist die Dreiteilchendichte im Endzustand:

$$\rho_f = (2\pi)^{-6} \frac{E_p \cdot |\vec{k}_p| \cdot E'^2}{1-\Delta}$$

$$\Delta = \frac{E_p}{E_{A-1}} \left[\frac{\vec{k}_p \cdot \vec{q}}{k_p^2} - 1 \right]$$

E_p ist die Energie des emittierten Protons, E_{A-1} die Energie des Restkerns:

$$E_p = \sqrt{k_p^2 + M_p^2}$$

$$E_{A-1} = \sqrt{q_R^2 + (A-1)^2 \cdot M^2}$$

(M ist die Nukleonmasse.)

Die erforderliche Summation in Gleichung (5) über die Spins der Elektronen und Protonen im Endzustand sowie die Mittelung über die Spins der Elektronen im Anfangszustand kann ausgeführt werden; dabei werden die folgenden Annahmen gemacht:

- die Gültigkeit des "scaling law" wird vorausgesetzt $G_{Ep} = G_{Mp}/\mu_p$;
- für die gebundenen Protonen wird zunächst ein reines Schalenmodell angenommen;
- die freien auslaufenden Protonen werden in Born'scher Näherung als ebene Wellen behandelt (PWBA), d.h., Endzustandswechselwirkungen mit den Nukleonen des Restkerns werden vernachlässigt;
- zur Vereinfachung werden hier außerdem Kerne mit abgeschlossenen Schalen oder Unterschalen betrachtet.

Damit läßt sich das Quadrat des Matrixelements in Gleichung (5) ausdrücken:

$$\sum_{\text{Spins}} |M_{fi}|^2 = \left(\frac{4\pi e^2}{q^2} \right)^2 \cdot \left| G_{Ep}(q^2) \right|^2 \cdot \left[B_Q^2 + B_J^2 - 2B_{QJ} \right] \times 4\pi N_\alpha \left| I_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R) \right|^2$$

mit:

$$B_Q^2 = \left[1 + \frac{q^2}{8M^2} (1+2\mu_p) \right]^2 (4EE' + q^2)$$

$$B_J^2 = \frac{1}{M^2} \left\{ [\vec{k} \cdot (2\vec{k}_p - \vec{q})] \cdot [\vec{k}' \cdot (2\vec{k}_p - \vec{q})] + (1+\mu_p)^2 (\vec{k} \times \vec{q}) \cdot (\vec{k}' \times \vec{q}) \right\} - \frac{q^2}{4M^2} \left[(2\vec{k}_p - \vec{q})^2 + 2(1+\mu_p)^2 q^2 \right]$$

$$B_{QJ} = \frac{1}{M} \left[1 + \frac{q^2}{8M^2} (1+2\mu_p) \right] (E' \cdot \vec{k} + E \cdot \vec{k}') (2\vec{k}_p - \vec{q})$$

$$I_{n\ell}(q) = \int_0^\infty dr r^2 j_\ell(qr) R_{n\ell}(r)$$

$R_{n\ell}$ ist der Radialteil der Wellenfunktion des gebundenen Protons im Schalenmodellzustand α mit den Quantenzahlen n_α, ℓ_α . N_α ist die Zahl der Protonen in diesem Zustand; falls experimentell nicht zwischen verschiedenen Schalen unterschieden werden kann, müssen die Beiträge von den einzelnen Schalen inkohärent summiert werden. Als Schalenmodellpotential eignet sich z.B. ein harmonisches Oszillatorpotential oder ein Woods-Saxon-Potential. Effekte kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon-Korrelationen können durch Änderung der Funktion

$I_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R)$ eingeführt werden /26/:

$$\tilde{I}_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R) = c_\alpha \cdot \left[I_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R) - \int dq_c' w(q_c') \cdot K_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R, q_c') \right]$$

Die Funktion $K_{n_\alpha \ell_\alpha}(q_R, q_c)$ ist aus den Wellenfunktionen der miteinander korrelierten Nukleonen zusammengesetzt, $w(q_c)$ ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der ausgetauschten Impulse q_c (s. I.2).

1.4 Die Streuung mit Emission von Deuteronen

Eine Möglichkeit zur Beschreibung dieses Prozesses ist durch die Annahme gegeben, daß ${}^6\text{Li}$ eine $(\alpha + d)$ -Cluster-Struktur aufweist. Über die Wahrscheinlichkeit hierfür und die Impulsverteilung der Cluster im Kern ist damit zunächst nichts ausgesagt. Dies bleibt Modellen vorbehalten, die in IV.3 diskutiert werden sollen. Vorausgesetzt wird, daß die Wellenfunktion des Anfangszustands durch eine reine Clusterwellenfunktion beschrieben werden kann:

$$\psi_i = \phi_\alpha(x_\alpha) \cdot \phi_d(x_d) \cdot \phi(r)$$

$\phi_\alpha(x_\alpha)$ Wellenfunktion des α -Teilchens, abhängig von seinen inneren Koordinaten x_α ,

- $\phi_d(x_d)$ Wellenfunktion des Deuterons, abhängig von seinen inneren Koordinaten x_d
 $\phi(r)$ Wellenfunktion der Relativbewegung, abhängig von dem Abstand r zwischen α und d .

Wenn außerdem Endzustandswechselwirkungen zwischen dem α -Teilchen und dem Deuteron vernachlässigt werden, dann gilt /48/:

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_d} = \frac{E \cdot M_d \cdot |\vec{k}_d|^3}{(2\pi)^3 \cdot E' [k_d^2 (M_d + M_\alpha) - M_d \cdot \vec{k}_d \cdot \vec{q}]} \times |G^0(\vec{k}_d - \vec{q})|^2 \cdot \frac{d\sigma_d}{d\Omega_d} \quad (6)$$

M_d : Masse des Deuterons

M_α : Masse des α -Teilchens

$\frac{d\sigma_d}{d\Omega_d}$: Wirkungsquerschnitt für die elastische e-d-Streuung

$G^0(p)$ ist die Fouriertransformierte der Relativwellenfunktion $\phi(r)$,

$|G^0(\vec{k}_d - \vec{q})|^2$ stellt also die Impulsverteilung der Deuteronencluster im ${}^6\text{Li}$ dar.

Der Effekt der Endzustandswechselwirkung zwischen dem α -Teilchen und dem Deuteron kann durch Einführung eines optischen Potentials berücksichtigt werden. Dies bewirkt eine Reduzierung des Wirkungsquerschnitts um einige Prozent und eine leichte Verbreiterung der Verteilungen /48/.

1.5 Die inelastische Streuung im Bereich der ersten Nukleonenresonanz

In Analogie zum Wirkungsquerschnitt für die elastische Elektronenstreuung läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektron-Nukleon-Streuung schreiben:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega \, dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} (W_2(q^2, \omega) + W_1(q^2, \omega) \cdot 2 \tan^2 \frac{\Theta_e}{2})$$

mit den vom Viererimpulsübertrag q^2 und dem Energieübertrag $\omega = E - E'$ abhängigen Strukturformfaktoren W_2 und W_1 . Eine spezielle Form des Wirkungsquerschnitts für die Anregung der ersten Nukleonenresonanz $\Delta(1236)$ mit den Quantenzahlen $J = 3/2^+$, $I = 3/2$ enthält die Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$, $G_E^*(q^2)$ und $G_C^*(q^2)$, die den Multipolamplituden M_{1+} , E_{1+} und L_{1+} proportional sind /49/. (L_{1+} ist der longitudinale Multipol für einen Pionen-Bahndrehimpuls $\ell = 1$ und einen Gesamtdrehimpuls $J = \ell + 1/2$.) Da G_E^* und G_C^* vernachlässigt werden können /30,37/, er-

gibt sich unter Annahme einer Breit-Wigner-Verteilung für die endliche Breite der Resonanz /50/:

$$\frac{1}{\Gamma_t} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\pi\alpha q^2}{2KWM} G_M^{*2}(q^2) \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2(W)}$$

Γ_t gibt den Fluß virtueller, transversaler Photonen,

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

K ist die äquivalente Photonenenergie:

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

W ist die invariante Masse des erzeugten Pion-Nukleon-Systems:

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

M ist hier die Nukleonenmasse, M^* die invariante Masse der Resonanz.

ϵ gibt den transversalen Polarisationsgrad der virtuellen Photonen:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \cdot \frac{q^2}{-q^2} \tan^2 \frac{2\Theta_e}{2}}$$

$\Gamma(W)$ ist eine mit der invarianten Masse veränderliche Breite, die aus der Streuphasenanalyse der Pion-Nukleon-Streuung ermittelt werden kann /51/.

Ein Modell zur Dynamik der Elektroproduktion, das unter anderem die Abhängigkeit des Formfaktors G_M^* von q^2 liefert, wird in IV.4 diskutiert.

1.6 Strahlungskorrekturen

Wie in III.3.1 erwähnt, mußte aus experimentellen Gründen der Effekt der Bremsstrahlung in die Auswertung theoretischer Modelle einbezogen werden. Man unterscheidet nach der Art der Entstehung:

- a) die externe Bremsstrahlung ("straggling" im Target), bei der das ein- oder auslaufende Elektron an Folien-, Gas- oder Targetatomen gestreut wird, die nicht am eigentlichen Streuprozess beteiligt sind. Dabei werden reelle Bremsquanten emittiert. Bei der Emission vor dem Streuvorgang hat das Elektron bei der Streuung eine Energie, die kleiner ist als die ur-

sprüngliche Primärenergie E . Falls dagegen die Emission eines γ -Quants nach dem Streuprozess stattfindet, wird die Energie E' des gestreuten Elektrons vermindert. Die Wahrscheinlichkeit für externe Bremsstrahlung hängt ab von den in Strahlungslängen gemessenen Dicken des "Eingangsfensters" (Material vor dem Target), des "Ausgangsfensters" und des Targets selbst, außerdem von der Primärenergie und der Streuenergie.

b) die interne Bremsstrahlung, die während des Streuvorgangs selbst emittiert wird. Bei der Berechnung werden berücksichtigt /52/:

- 1) Emission reeller Photonen durch das Elektron
- 2) Emission reeller Photonen durch das Rückstoßteilchen
- 3) Vakuumpolarisation
- 4) Emission und Reabsorption eines virtuellen Photons durch das Elektron (Vertexkorrektur)
- 5) Der infrarote Anteil der Hadronenvertexkorrektur
- 6) Der infrarote Anteil des Zweiphotonenaustausches

Entsprechende Feynman-Graphen sind in Abb. 19 dargestellt. Die Prozesse 2), 5) und 6) tragen nur einige Prozent zur Gesamtkorrektur bei. Die Wahrscheinlichkeit für interne Bremsstrahlung hängt hauptsächlich ab von Viererimpulsübertrag, Primär- und Streuenergie sowie von Masse und Ladung des Rückstoßteilchens.

Unter der Voraussetzung, daß Bremsstrahlung hauptsächlich in Richtung der primären und gestreuten Elektronen abgestrahlt wird (peaking approximation), lassen sich externe und interne Bremsstrahlung in eine Formel zusammenfassen. (Dies läßt sich auch dadurch veranschaulichen, daß die interne Bremsstrahlung in Form zweier "äquivalenter Radiatoren" vor und hinter dem Target zusammen mit der externen Bremsstrahlung behandelt werden kann.)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung externer und interner Strahlung

$$\frac{d^3 \sigma_{i+e}}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_p, d}$$

ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt ohne Strahlungseffekte

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_{p,d}} \quad /43/:$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{i+e}(E, E')}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_{p,d}} &= \frac{d^3\sigma(E, E')}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_{p,d}} \cdot e^{(\delta + \delta_t)} \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E'}\right) \frac{1}{2} f' \cdot \int_{E_{\min}}^{E-\Delta} d\hat{E} \cdot \frac{A}{E-\hat{E}} \cdot \frac{d^3\sigma(\hat{E}, E')}{d\Omega_e \cdot dE' \cdot d\Omega_{p,d}} \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E}\right) \frac{1}{2} f \cdot \int_{E'+\Delta}^{E'_{\max}} d\hat{E}' \cdot \frac{B}{\hat{E}'-E'} \cdot \frac{d^3\sigma(E, \hat{E}')}{d\Omega_e \cdot d\hat{E}' \cdot d\Omega_{p,d}} \end{aligned} \quad (7)$$

δ berücksichtigt die interne Bremsstrahlung, δ_t den externen Anteil (siehe z.B. Mo und Tsai/43/. Δ ist ein Energieintervall, das so gewählt werden soll, daß sich in seinem Bereich der Wirkungsquerschnitt nicht allzusehr verändert (hier 10 MeV). E_{\min} bzw. E'_{\max} ist die kleinste kinematisch mögliche Primärenergie bzw. die größte mögliche Streuenergie. A, B, f und f' sind Funktionen der Energien, des Viererimpulsübertrags und der Target- und Fensterdicken. Das erste Integral stellt den Anteil im Wirkungsquerschnitt dar, der von Ereignissen mit kleineren Primärenergien herrührt (Bremsstrahlung vor dem Streuprozeß), das zweite Integral beschreibt den Beitrag, den Ereignisse mit ursprünglich größerer Streuenergie als E' erzeugen.

Die Korrektur der zweifach differentiellen Koinzidenzwirkungsquerschnitte geschah auf folgende Weise⁺: Aus theoretischen Modellen gewonnene Impulsverteilungen für Protonen und Deuteronen in ${}^6\text{Li}$ wurden mit den Formeln (5) und (6) aus IV.1.3 und IV.1.4 in dreifach differentielle Wirkungsquerschnitte umgerechnet. Für jedes Raumwinkelelement $d\Omega_{p,d}$ des Zählerhodoskops wurden die Beiträge von allen möglichen Primär- und Streuenergien addiert und später als Winkelverteilung in die Streuebene projiziert. Entsprechend den zugehörigen Werten für die Energien der gestreuten Elektronen und Rückstoßteilchen konnten

⁺ Große Teile dieses Programms wurden von Herrn D. Zeller erstellt.

die Beiträge zum Wirkungsquerschnitt in Streuspektren für Elektronen und Rückstoßteilchen gesammelt werden. Die Kenntnis dieser Energien und Winkel ermöglichte es ferner, eine mit Strahlung behaftete Impulsverteilung zu berechnen, in der alle experimentellen Schnitte berücksichtigt waren und die mit den experimentellen Werten verglichen werden konnten (s. IV.2 und IV.3).

Die theoretisch gewonnenen Einarmspektren wurden nach /43/ strahlungskorrigiert, wobei Formel (7) für zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE}$ angewandt werden konnte. Zuvor mußte über den gesamten Raumwinkel der Rückstoßteilchen integriert werden.

Für den koinzidenten Nachweis von Protonen und Deuteronen sowie für den Teil der inelastischen Ereignisse, der Prozessen an Protonen zuzuschreiben war, wurde angenommen, daß die Streuung an einem Teilchen mit der Ladung $Z = 1$ stattgefunden hatte. Der übrige ${}^6\text{Li}$ -Kern wurde bezüglich der externen Bremsstrahlung analog zu den nicht am Streuprozeß beteiligten Targetkernen betrachtet. Eine Abschätzung ergab nur einen vernachlässigbaren Beitrag zu den Strahlungslängen des Targets und der Fenster. Außerdem ist im betrachteten kinematischen Bereich der Anteil der Terme mit Z und Z^2 an der Korrektur δ für die interne Bremsstrahlung jeweils nur $\leq 2\%$ /43/.

2. Die quasielastische Streuung an Protonen

Die experimentellen Daten in Form von Elektronenspektren, Protonenspektren, Winkelverteilungen und Verteilungen des Restkernimpulses werden in den Abb. 8-10 für die Messungen 1-3 ($-q^2$: $6,6 \text{ fm}^{-2}$, $10,0 \text{ fm}^{-2}$, $11,6 \text{ fm}^{-2}$) mit Kurven verglichen, die aus einem Schalenmodell unter Einschluß kurzreichweitiger Korrelationen gewonnen wurden (Blum /53/). Als Potential diente ein kugelsymmetrisches Woods-Saxon-Potential $V_{\text{WS}}(r)$

$$V_{\text{WS}}(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1},$$

dessen Parameter V_0 , R und a (gewonnen aus der elastischen Elektronenstreuung und dem Vergleich der Energieeigenwerte mit den gemessenen Separationsenergien) für ${}^6\text{Li}$ folgende Werte hatten /54/:

$$1s_{1/2}\text{-Schale: } V_0 = 56 \text{ MeV, } R = 1,42 \text{ fm, } a = 0,65 \text{ fm}$$

$$1p_{3/2}\text{-Schale: } V_0 = 51 \text{ MeV, } R = 1,45 \text{ fm, } a = 0,65 \text{ fm.}$$

Für die Verteilung der ausgetauschten Impulse $w(q)$ (s. I.2 und IV. 1.3) wurde der einfache Ansatz $w(q) = \delta(q - q_c)$ benutzt. (Nur Impulse der Größe q_c können ausgetauscht werden.) Für die Absorption gebundener Pionen in ^{16}O / 29 / und die (γ, p) -Reaktion am ^6Li / 28 / ergeben Werte um $q_c = 300 \text{ MeV}/c$ die beste Übereinstimmung mit dem Experiment. Es wurden daher Impulsverteilungen für folgende Werte des ausgetauschten Impulses berechnet*: $q_c = 0$ (keine Korrelationen), 250, 300, 350 und 400 MeV/c. Diese Impulsverteilungen mußten unter Berücksichtigung der experimentellen Schnitte in Winkel und Energien in Winkelverteilungen und Spektren umgerechnet (s. IV.1.3 und Auswerteschema Abb. 20) und mit den Strahlungskorrekturen nach IV.1.6 versehen werden. Die so errechneten Kurven konnten an die experimentellen Daten der quasielastischen (e, p) -Streuung angepaßt werden. Freie Parameter waren dabei nur Höhe und die Lage auf der Abszisse.

Es ist zu beachten, daß der Restkernimpuls q_R bei anfänglich ruhendem Targetkern nur dann gleich dem negativen Impuls eines Nukleons im Kern ist, wenn die Stoßnäherung (auch Zuschauermodell genannt) als gültig angenommen wird. Diese besagt erstens, daß das einlaufende Teilchen nur mit einem einzigen Nukleon wechselwirkt, wobei sich die anderen Nukleonen wie unbeteiligte Zuschauer verhalten. Zweitens darf die Welle des auslaufenden Nukleons nicht durch Wechselwirkung mit anderen Nukleonen gestört werden.

Diese Endzustandswechselwirkung ist auch bei der Berechnung der Winkelverteilungen und Spektren vernachlässigt (IV.1.3). Im vorliegenden Experiment ist die erste Bedingung dadurch erfüllt, daß die Wellenlänge des virtuellen Photons erheblich kleiner ist als der Nukleonendurchmesser. Die Endzustandswechselwirkung läßt sich durch ein optisches Potential im Ausgangskanal beschreiben. Diese Rechnung wurde für $^{12}\text{C}(e, e'p)$ mit Protonenenergien $\geq 100 \text{ MeV}$ durchgeführt und zeigt, daß die Endzustandswechselwirkung bei diesen Energien in guter Näherung nur eine Reduktion des Wirkungsquerschnitts zur Folge hat, die Gestalt der Spektren, Winkel- und Impulsverteilungen aber kaum beeinflusst /55/.

Die Güte der Anpassung - gegeben durch χ^2 , dividiert durch die Zahl der Freiheitsgrade - veränderte sich nur wenig in Abhängigkeit von q_c (Abb. 21), jedoch lieferten Impulsverteilungen mit $q_c = 300\text{-}400 \text{ MeV}/c$ bessere Übereinstimmung mit dem Experiment als das reine Schalenmodell ohne Korrelationen. In den Abb. 8-10 sind die angepaßten theoretischen Kurven für einen übertragenen Im-

* Diese Verteilungen wurden von Herrn Dr. Blum zur Verfügung gestellt.

puls $q_c = 300 \text{ MeV/c}$ eingezeichnet (durchgezogene Linie), außerdem die zugehörigen Kurven ohne Bremsstrahlungseffekte, aber unter Einschluß der experimentellen Schnitte (durchbrochene Linie). Die eingezeichneten Pfeile geben die Lage der Elektronen und Protonen bei elastischer e-p-Streuung an. Im Elektronenspektrum und in der Winkelverteilung der Protonen ist für die quasielastische Streuung gegenüber der elastischen eine Verschiebung des Maximums zu kleineren Energien (um etwa 20-30 MeV) und kleineren Winkeln hin zu bemerken. Dies ist auf die Bremsstrahlung, auf die Bindungsenergie der Protonen in ${}^6\text{Li}$ und auf eventuelle höhere Anregung des Restkerns zurückzuführen. Bei der Umrechnung der Impulsverteilungen wurde für die Bindungsenergie der 1 s-Schale 22,7 MeV, für die der 1 p-Schale 4,9 MeV angenommen /54/. Zwar bewegt sich die Verschiebung im Elektronenspektrum etwa in dieser Größenordnung, eine experimentelle Nachprüfung oder eine Trennung der beiden Schalen war jedoch wegen der Energieauflösung von 1,7 % ($\sim 40 \text{ MeV}$) nicht beabsichtigt.

Aus (p,2p)-Messungen ergeben sich folgende Parameter für die Impulsverteilung der Protonen im ${}^6\text{Li}$ /11/: Für die s-Schale ist die Impulsverteilung bei 110 MeV/c auf 1/e abgefallen, der halbe Abstand der beiden Maxima für die p-Schale beträgt $\sim 40 \text{ MeV/c}$. Die entsprechenden Parameter für die an die vorliegenden (e,e'p)-Daten angepaßte theoretische Kurve mit $q_c = 300 \text{ MeV/c}$ lauten 105 MeV/c für die s-Schale und 71 MeV/c für die p-Schale (volle Breite auf halber Höhe: 175 MeV/c bei der s-Schale).

In der 1 s-Schale ist die Übereinstimmung gut, für die 1 p-Protonen ist die Lage der Maxima aus den (p,2p)-Messungen nur sehr ungenau bestimmt, im hier beschriebenen Experiment konnten die Protonen aus der p-Schale nicht abgetrennt werden. Genauere Aussagen über die Impulsverteilung in der p-Schale sind daher nicht zu erwarten*.

* In einer nach Abschluß der Auswertung erschienenen Untersuchung der Reaktion ${}^6\text{Li}(e,e'p){}^5\text{He}$ bei $E = 1,18 \text{ GeV}$ von Antoufiev et al. /56/ sind als Parameter des harmonischen Oszillators angegeben für die s-Schale $108 \pm 9 \text{ MeV/c}$, für die p-Schale $50 \pm 5 \text{ MeV/c}$.

Letzteres entspricht einem Abstand der beiden Maxima für die p-Schale von $\sim 70 \pm 7 \text{ MeV/c}$. Es zeigt sich Übereinstimmung mit beiden Breiteparametern der in dieser Arbeit verwendeten Verteilungen, obwohl hier ein Woods-Saxon-Potential unter Einschluß von Korrelationen (Blum) verwendet wurde und außerdem keine Trennung der Schalen möglich war.

Die nicht durch den Phasenraumfaktor q_R^2 dividierte Darstellung der Restkernimpulsverteilung für die Messung 2 in Abb. 22 läßt erkennen, daß die Berücksichtigung von Korrelationen die Impulsverteilung im Bereich <200 MeV/c nur wenig ändert. Der größte Teil der Ereignisse liegt jedoch in diesem Bereich; das bedeutet, daß Anpassungen im Bereich der Maxima von Spektren und Winkelverteilungen im wesentlichen nur auf die Halbwertsbreite der Impulsverteilung empfindlich sind und wenig Rückschlüsse auf Korrelationen erlauben. Für Impulse $\gtrsim 200$ MeV/c dagegen zeigen sich die erwarteten starken Effekte bei Einführung von Korrelationen. Der Anteil großer Impulse in der Wellenfunktion nimmt gegenüber dem Schalenmodell erheblich zu. Die strahlungsbehaftete, dem Experiment angepaßte Verteilung mit $q_c = 300$ MeV/c (durchbrochene Linie) stimmt besser mit den experimentellen Daten überein als die entsprechende Verteilung ohne Korrelationen (durchgezogene Linie). Beide Verteilungen sind auf den experimentellen Wert bei 120 MeV/c normiert. Verteilungen mit Werten $q_c > 300$ MeV/c nähern das Experiment im Bereich hoher Restkernimpulse zwar besser an, verschlechtern aber die Übereinstimmung im Impulsbereich <100 MeV/c.

Einen Hinweis auf die Stärke der Endzustandswechselwirkung liefert der in Abb. 23 dargestellte Durchlaßfaktor. In Abhängigkeit von der Protonenenergie ist das Verhältnis der quasielastischen Koinzidenzereignisse zu dem Protonenanteil der quasielastischen Ereignisse im Einarmspektrum angegeben. Um unabhängig von den experimentellen Schnitten zu sein, wurde das Normierungsverhältnis bei der Anpassung der Koinzidenzspektren und der Einarmspektren verwendet. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß sich das Verhältnis von Protonen- zu Neutronenwirkungsquerschnitt aus der Rosenbluthformel für die elastische Streuung (mit scaling law, Dipolfit und $G_{En} = 0$) berechnen läßt.

Diese Durchlässigkeit des ${}^6\text{Li}$ -Kerns für Rückstoßprotonen kann als der Reduktionsfaktor interpretiert werden, der sich aus der Annahme eines optischen Modells für die Endzustandswechselwirkung ergibt. Der gemessene Durchlaßfaktor steigt leicht mit der Energie der auslaufenden Protonen an ($0,75 \pm 0,07$ für 138 MeV, $0,84 \pm 0,08$ für 207 MeV, $0,94 \pm 0,09$ für 241 MeV)⁺ und ist noch vereinbar mit den von Jacob und Maris /57/ und den nach de Carvalho et al. /58/ aus optischen Modellrechnungen gewonnenen Werten. Für den totalen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wurden dabei 29 mb bzw. 23,5 mb - 28 mb angenommen.

⁺ In der Arbeit von Antoufiev et al. /56/ bei $E=1,18$ GeV wird für Protonen von etwa 80 MeV ein Durchlaßfaktor von $0,74 \pm 0,05$ für 1p-Protonen, von $0,52 \pm 0,07$ für 1s-Protonen aus ${}^6\text{Li}$ angegeben.

Ein weiteres Anzeichen für die Wechselwirkung des auslaufenden Protons im Endzustand ist durch die Ereignisse gegeben, bei denen zwei Protonen koinzident zu einem gestreuten Elektron im Zählerhodoskop nachgewiesen wurden. (Ereignisse, bei denen beide Protonen auf dasselbe Paddel trafen, gingen der Auswertung verloren (siehe III.2(6)). Ein Teil der Zwei-Protonen-Ereignisse beruhten nicht auf zufälligen Koinzidenzen, sondern entsprach kinematisch der Emission zweier Protonen aus einem Kern. Diese beiden Protonen hatten bei Messung 2 je eine Energie von etwa 50 MeV, und da sich für jedes Teilprotonenereignis ein nicht nachgewiesener Impuls von 300 - 400 MeV/c berechnen ließ, liegt die Vorstellung nahe, daß ein quasielastisch gestreutes Rückstoßproton seinen Impuls von ≈ 650 MeV/c teilweise über Endzustandswechselwirkung an ein anderes Proton abgegeben hatte. Abb. 24 zeigt, daß das Verhältnis der $(e, e'2p)$ -Ereignisse zu den quasielastischen $(e, e'p)$ -Ereignissen mit wachsender Protonenenergie abnimmt. Dies ist völlig konsistent mit dem Anstieg des Durchlaßfaktors in Abb. 23.

3. Die Emission von Deuteronen

Die bisher schon beim Beschuß mit Protonen beobachtete Emission von Deuteronen aus Kernen im kinematischen Gebiet der quasielastischen Streuung /19-23/ wurde meist durch das Cluster-Modell beschrieben /59/. Dabei sind die Terme interessant, die in der "fractional-parentage"-Entwicklung die Konfiguration $(\alpha+d)$ darstellen. Die ebenfalls mögliche Konfiguration $({}^3\text{He}+t)$ wird nicht weiter diskutiert, da Tritonen in diesem Experiment nicht nachgewiesen werden konnten.

Verschiedene Wellenfunktionen von Sakamoto /60/, Beregi et al. /61/ und von Kuderyarov et al. /62/ wurden mit den vorliegenden experimentellen Daten verglichen. Dabei erwies sich eine Clusterwellenfunktion für den Grundzustand von ${}^6\text{Li}$ als geeignet, in der die internen Zustände von Deuteron und α -Teilchen durch Gaußfunktionen repräsentiert sind (Kuderyarov et al., Formel (6) /62/):

$$\psi_{6\text{Li}} = \phi_{\alpha}(x_{\alpha}) \cdot \phi_d(x_d) \cdot \phi(r) \quad (\text{siehe IV.1.4})$$

$$\phi_{\alpha}(x_{\alpha}) \sim \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_1 \sum_{i=1}^4 x_{\alpha i}^2\right)$$

$$\phi_d(x_d) \sim \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha_2 \sum_{i=1}^2 x_{di}^2\right)$$

$\phi(r) \sim r^2 \exp(-\frac{2}{3}\beta r^2)$, wobei $\phi(r)$ Wellenfunktion der

Relativbewegung; $\alpha_1 = 0,433 \text{ fm}^{-1}$, festgelegt durch die Größe des freien α -Teilchens. Die freien Parameter, nämlich das Größenverhältnis α_2/α_1 und der Abstand des Deuterons vom α -Cluster β/α_1 wurden aus der Anpassung an die Coulombformfaktoren für die Streuung am ${}^6\text{Li}$ im Bereich $q^2 \lesssim 6 \text{ fm}^{-2}$ gewonnen. Die Impulsverteilung der Deuteronen im ${}^6\text{Li}$ -Grundzustand ergibt sich daraus /63/:

$$\rho(q) \sim \left| \sum_{i=1,2,3} (a_i + b_i q^2) \cdot e^{-c_i q^2} \right|^2 \quad (8)$$

mit

$$a_0 = -7,500 \text{ fm}^{3/2} \quad b_0 = 10,900 \text{ fm}^{7/2} \quad c_0 = 2,170 \text{ fm}^2$$

$$a_1 = 2,360 \text{ fm}^{3/2} \quad b_1 = -0,239 \text{ fm}^{7/2} \quad c_1 = 1,050 \text{ fm}^2$$

$$a_2 = -1,449 \text{ fm}^{3/2} \quad b_2 = 0,534 \text{ fm}^{7/2} \quad c_2 = 1,073 \text{ fm}^2$$

Die Verteilung (8) hat Gültigkeit für den Prozeß ${}^6\text{Li}(e, e'd) {}^4\text{He}(g.s.)$, bei dem der Restkern im Grundzustand zurückbleibt. Dies bedeutet in der Sprache des Schalenmodells, daß die beiden p-Nukleonen emittiert und als Deuteron nachgewiesen werden. Da nun aber die Schnitte im Spektrum der totalen Energie 70 - 80 MeV unterhalb des Maximums gesetzt werden mußten (siehe III.3.3), können Anregungen des Restkerns bis zu ~ 80 MeV in den experimentellen Daten enthalten sein. Unter diesen Umständen ist es also auch möglich, daß Nukleonen aus der s-Schale zur Deuteronenausbeute beitragen. Im einfachsten Fall, nämlich der Kombination zweier Nukleonen aus der s-Schale, ergibt sich für die Impulsverteilung dieses Zweinukleonensystems unter Annahme eines harmonischen Oszillatorpotentialseine Gaußkurve. Als volle Breite auf halber Höhe wurde für diese Kurve 210 MeV/c gewählt. Dieser Wert wird in etwa bestätigt durch die Beziehung des Oszillatorparameters zu dem mittleren quadratischen Kernradius /14/ und durch experimentell bestimmte mittlere Deuteronenenergien bei hohen Protoneneinschußenergien /23/. (Zum Vergleich: In Ref. /14/ wurde für die s-Schale in ${}^{16}\text{O}$ ein Wert von 260 MeV/c benutzt).

Die vorstehend beschriebenen Impulsverteilungen für den Restkern im Grundzustand und für mögliche Anregungen des Restkerns wurden unter Berücksichtigung der experimentellen Schnitte in Winkel und Energien in Winkelverteilungen und Spektren umgerechnet (siehe IV.1.4 und Auswerteschema Abb. 20). Dabei wurden Bindungsenergien von 1,47 MeV (Separationsenergie eines Deuterons im ${}^6\text{Li}$) und 30 MeV (bei geringer Korrelation zwischen s- und p-Nukleonen wahrscheinlich auftretende Anregungsenergie des Restkerns ${}^4\text{He}$ nach /16/) verwendet. Nach dem Anbringen der Strahlungskorrekturen (siehe IV.1.6) wurden die beiden Verteilungen mit verschiedenen Gewichtungsfaktoren addiert und an die experimentellen Daten angepaßt, wobei die Höhe und die Lage auf der Abszisse für Energiespektren und Winkelverteilungen als freie Parameter behandelt wurden. Dabei erwies sich ein Verhältnis der Verteilungen von etwa 1 : 1 als das günstigste (siehe S. 45). In Abb. 12 - 14 sind die angepaßten theoretischen Kurven eingezeichnet (durchgezogene Linie), und zwar für folgenden Anteil der Verteilungen:

Messung Nr.	$-q^2$ (fm^{-2})	Anteil Kuderyarov et al. (6) (Restkern i.Gr.zust.)	Anteil Gaußver- teilung (Anregungen)	Verhältnis der Aus- beuten Grundzustand:Anregungen
1	6,8	53%	47%	1 : 0,9
2	10,4	48%	52%	1 : 1,1
3	12,2	48%	52%	1 : 1,1

Die Kurven ohne Bremsstrahlungseffekte, aber unter Einschluß der experimentellen Schnitte, sind mit durchbrochenen Linien dargestellt. Für die Restkernimpulse fallen beide Kurven im Rahmen der Zeichengenauigkeit zusammen. Die Pfeile geben die Lage der Elektronen und Deuteronen bei elastischer e-d-Streuung an. Die gegenüber der quasielastischen Streuung auftretenden Verschiebungen sind entsprechend den Protonenmessungen auf Bremsstrahlung, Bindungsenergie des Nukleonpaares im ${}^6\text{Li}$ und eventuelle höhere Anregungen des Restkerns zurückzuführen. Außerdem sind möglicherweise kleinere Verschiebungen durch die Behandlung des Protonenuntergrundes bedingt.

Auch für die Deuteronendaten gilt, entsprechend den Messungen mit koinzidenten Protonen, daß die Verteilung der Restkernimpulsbeträge nur dann gleich der Verteilung der Impulsbeträge von Proton-Neutron-Paaren im Kern ist, wenn die Stoßnäherung als gültig angenommen wird. Bei der Umrechnung der Impulsverteilungen wurde wiederum die Endzustandswechselwirkung vernachlässigt. Rechnungen, die für ${}^6\text{Li}(e, e'd)$ mit dem Restkern im Grundzustand im Rahmen des optischen Modells durchgeführt wurden /48/, ergeben für Deuteronenenergien von ~ 40 MeV eine leichte Reduktion des Wirkungsquerschnitts und eine geringe Verbreiterung der Winkelverteilung.

Abb. 25 zeigt die Abhängigkeit der Güte der Anpassung $-\chi^2$ dividiert durch die Zahl der Freiheitsgrade - vom Verhältnis der Verteilung (8) zur Gaußverteilung. Für alle Messungen tritt ein flaches Minimum in der Nähe des Verhältnisses 1:1 auf. Zum Vergleich ist eine experimentell gewonnene Deuteronenzahl N_d eingezeichnet, die aus dem Verhältnis des integrierten Wirkungsquerschnitts für quasielastische Deuteronenemission aus ${}^6\text{Li}$ zum elastischen e-d-Streuquerschnitt gebildet wurde:

$$N_d = \frac{\sigma_d({}^6\text{Li})}{\sigma_d(D_2)} \equiv \frac{\frac{d\sigma_d}{d\Omega_e}({}^6\text{Li})}{\frac{d\sigma_d}{d\Omega_e}(D_2)}$$

Der Wirkungsquerschnitt für Deuteronenemission wurde durch Integration über die nicht mit Strahlung behafteten, angepaßten Kurven bestimmt; der durch experimentelle Schnitte nicht erfaßte Anteil des integrierten Wirkungsquerschnitts mußte hierbei ergänzt werden durch Berechnung der Ausbeute ohne experimentelle Beschränkungen. Der Wirkungsquerschnitt für die elastische e-d-Streuung wurde der Literatur entnommen /35, 64/. Die eingezeichneten Fehler setzen sich hauptsächlich aus den in III.3.1 und III.3.3 erwähnten systematischen Fehlern und einer Abschätzung des Fehlers bei der modellabhängigen Ergänzung des integrierten Wirkungsquerschnitts zusammen.

Die experimentell gewonnene Deuteronenzahl N_d (siehe Abb. 26) wurde unter folgenden Annahmen in die Abb. 25 eingezeichnet: Die Verteilung nach Kuderyarov, die der Deuteronenemission mit dem Restkern im Grundzustand entspricht, liefert einen Beitrag von ~ 1 zu N_d (siehe Abb. 26). Der über 1 hinausgehende Betrag in den gemessenen N_d -Werten wird als Anteil der Emission unter Anregung des Restkerns - hier beschrieben durch die Gaußkurve - interpretiert.

Unter derselben Voraussetzung wurden die von Jeremie /65/ berechneten Deuteronenzahlen in Verhältnisse umgewandelt und in Abb. 25 mit Pfeilen markiert. Die Übereinstimmung der experimentell und theoretisch gewonnenen Verhältnisse mit dem davon unabhängigen Wert für die besten Anpassungen ist befriedigend.

In Abb. 26 ist die experimentell gewonnene Deuteronenzahl N_d in Abhängigkeit vom quadrierten Viererimpulsübertrag $-q^2$ dargestellt. Die beiden durchbrochen gezeichneten Geraden repräsentieren die von Kudyarov et al. angegebenen, vom Viererimpulsübertrag unabhängigen, effektiven Zahlen von Deuteronenclustern für den Restkern im Grundzustand ($N_{\text{eff}}=1,1$) und für alle Anregungen des Restkerns ($N_{\text{eff}}=4,2$). Wie erwartet, bilden diese Zahlen die untere und obere Grenze für die experimentellen Daten, in denen Anregungen bis ~ 80 MeV enthalten sind:

$$(N_{d \text{ exp}} : 1,9 \pm 0,6 \text{ bei } 6,8 \text{ fm}^{-2} \\ 2,1 \pm 0,7 \text{ bei } 10,4 \text{ fm}^{-2} \\ 2,2 \pm 1,0 \text{ bei } 12,2 \text{ fm}^{-2}).$$

Außerdem sind die Ergebnisse einer Modellrechnung von Jeremie /65/ in Abb. 26 eingetragen, durch die ohne Annahme einer Clusterstruktur die Wahrscheinlichkeit bestimmt wird, daß zwei Nukleonen im Kern einem ähnlichen Streuvorgang unterliegen wie ein elastisch gestreutes Deuteron. Die s-Schale im ${}^6\text{Li}$ ist durch einfache Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators beschrieben, für die p-Schale wird eine Restwechselwirkung angenommen. Die Absorption wird durch eine Eikonol-Näherung berücksichtigt, dabei hat der Realteil des Potentials den Wert $V_0 = 65$ MeV, der Imaginärteil beträgt $W_0 = 10$ MeV oder $W_0 = 12,5$ MeV. Beide Kurven stimmen mit den experimentellen Daten gut überein.

Die experimentelle Deuteronenzahl N_d , d.h. das Verhältnis der Deuteronenwirkungsquerschnitte am ${}^6\text{Li}$ und am D_2 , bleibt im betrachteten Viererimpulsbereich etwa konstant (Abb. 26). Der quadrierte Deuteronenformfaktor variiert aber um eine Größenordnung. Wenn die Absorption der Deuteronen im Endzustand als nahezu konstant vorausgesetzt wird, bedeutet dies, daß der "Formfaktor" für die Emission von Deuteronen aus ${}^6\text{Li}$ die gleiche Abhängigkeit von q^2 aufweist wie der Formfaktor für die elastische Streuung am Deuteron. Diese Tatsache wird noch deutlicher in Abb. 27, in der Literaturwerte aufgetragen sind für das Quadrat des "Protonenformfaktors"

$$G_p^2(q^2) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e-p}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}},$$

für das Quadrat des Deuteronenformfaktors

$$G_d^2(q^2) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e-d}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}}$$

und für das Verhältnis $\frac{G_d^2(q^2)}{G_p^2(q^2)}$.

(G_p^2 und G_d^2 sind explizit nur schwach von Θ_e abhängig, daher wurde ein mittlerer Winkel von $\Theta_e = 13,8^\circ$ eingesetzt.) Zusätzlich ist das in diesem Experiment gemessene Verhältnis der integrierten Wirkungsquerschnitte für Deuteronen und Protonen aufgetragen, jeweils dividiert durch die ebenfalls experimentell bestimmte Anzahl scheinbarer Targetteilchen und der Absorption im Endzustand.

$$V_{d/p} = \frac{\frac{d\sigma_d}{d\Omega_e}({}^6\text{Li})}{\frac{d\sigma_p}{d\Omega_e}({}^6\text{Li})} \cdot \frac{\hat{N}_p \cdot D_p}{\hat{N}_d \cdot D_d}$$

$\hat{N}_{p,d}$: Scheinbare, effektive Protonen- bzw. Deuteronenzahl im ${}^6\text{Li}$

$D_{p,d}$ Durchlaßfaktoren im Endzustand

\hat{N}_p konnte aus den quasielastischen Einarmsmessungen

bestimmt werden (siehe IV.4): $\hat{N}_p \sim 2$ für Messung 1,

$\hat{N}_p \sim 3$ für Messung 2 und 3. Die Durchlaßfaktoren für Protonen sind in

Abb. 23 dargestellt (siehe IV.2). $\hat{N}_d \cdot D_d$ konnte nur als Produkt bestimmt

werden und ist identisch mit der experimentellen Deuteronenzahl N_d (Abb. 26).

Die Übereinstimmung der experimentellen d/p-Verhältnisse mit den Literatur-

werten ist jedoch nur ein Beweis für die gegenseitige Verträglichkeit der

gemessenen effektiven Protonenzahlen (Abb. 29), der Protonenabsorption

(Abb. 23) und der experimentellen Deuteronenzahl $N_d = \sigma_d({}^6\text{Li})/\sigma_d(D_2)$

(Abb. 26), weil bei der Bestimmung der Protonen- und Deuteronenzahlen die

Literaturwerte für die elastische e-p- und e-d-Streuung benutzt wurden.

In Abb. 28 sind die Impulsverteilungen dargestellt, die zu den besten Anpassungen führen. Da die Kurven keine Bremsstrahlungseffekte und Einwirkungen experimenteller Schnitte mehr enthalten, können sie mit den Daten andersgearbeiteter Experimente verglichen werden. Dies ist in Tab. 8 für folgende Reaktionen geschehen:



Die für die vorliegenden (e, e'd)-Daten gewählte Verteilung für ${}^4\text{He}$ im Grundzustand wurde auch von Alder et al. /21/ zur Beschreibung der (p, pd)-Daten bei 590 MeV verwendet. Die Übereinstimmung mit den ($\alpha, 2\alpha$)-Daten bei 104 MeV ist ausreichend, mit beiden (π^-, nn)-Experimenten und den (π^+, pp)-Daten bei 76 MeV dagegen hervorragend. Die (p, pd)-Daten bei Energien ≤ 155 MeV ergeben geringere Breiten. Dies hängt vermutlich mit der großen Störung des Kerns durch die ein- und auslaufenden Nukleonen zusammen. Die in diesem Experiment gewählte volle Breite von 210 MeV für Anregungen des Restkerns ist gut vereinbar mit dem einzigen vergleichbaren Wert aus der (π^-, nn)-Messung von Calligaris et al. /16/. Die experimentellen Deuteronenzahlen N_d für Anregungen des Restkerns bis 80 MeV stimmen trotz der verschiedenartigen Reaktionsmechanismen mit dem (p, pd)-Wert bei 590 MeV (Energie der auslaufenden Deuteronen ~ 210 MeV) und allen (π^+, pp)-Ergebnissen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die (p, pd)-Messungen bei 670 und 1000 MeV ergeben vermutlich deshalb höhere N_d -Zahlen, weil die auslaufenden Deuteronen Energien von ~ 580 MeV bzw. ~ 900 MeV haben und erheblich weniger durch Wechselwirkung im Endzustand beeinflusst werden.

4. Die Einarmmessungen der quasielastischen und inelastischen Streuung

In den Spektren der gestreuten Elektronen, die ohne Koinzidenzbedingung gewonnen wurden (Abb. 15-17), tritt im Bereich invarianter Massen $W \lesssim 1,5$ GeV hauptsächlich die quasielastische Streuung und die Anregung der ersten Resonanz $\Delta(1236)$ an den Nukleonen des Kerns auf. Die elastische Streuung von Elektronen am Gesamtkern und die Streuung unter Anregung von Kernniveaus kann vernachlässigt werden, da in den vorliegenden Bereichen des Viererimpulsübertrags die Formfaktoren für diese Prozesse bereits sehr klein gegen die Formfaktoren für quasielastische Streuung sind /6/. Ebenfalls vernachlässigt wird die Streuung mit Emission von Deuteronen ($< 2\%$) oder anderen Clusterstrukturen wie t^- , ${}^3\text{He}^-$ und

α -Teilchen. Die kohärente Pionen-Elektroproduktion am Gesamtkern beeinflusst nur das Verhalten an der Schwelle /66/ und ist pauschal in einen Untergrundterm einbezogen.

Das Hauptziel dieses Teils der Untersuchung war es, eine gute Beschreibung der Meßdaten für die quasielastische Streuung und die Erzeugung der ersten Nukleonenresonanz an ${}^6\text{Li}$ zu erhalten, und zwar unter Verwendung von Kernmodellen, die über das einfache Fermi-Modell hinausgehen. Dazu wurde folgendermaßen verfahren:

- a) Zur Beschreibung der quasielastischen Streuung wurden die von Blum /53/ berechneten, in IV.2 bereits erwähnten Wellenfunktionen nach dem in IV.1.3 angegebenen Verfahren für Protonen und Neutronen in Elektronenspektren umgerechnet und mit Bremsstrahlungseffekten nach IV.1.6 versehen. Dabei wurde über alle Winkel und Energien des quasielastisch gestreuten Rückstoßteilchens integriert. Die Verteilung mit einem Korrelationsparameter $q_c = 250 \text{ MeV}/c$ lieferte die beste Anpassung (s. Abb. 21). Der Unterschied zum Parameter der Koinzidenzdaten ($q_c = 300 \text{ MeV}/c$) wird dadurch plausibel, daß das Elektroneneinarmspektrum mehr auf die Breite der Impulsverteilung empfindlich ist, während für die Koinzidenzdaten in ihrer Gesamtheit auch die höheren Impulskomponenten von Wichtigkeit sind.
- b) Für die erste Nukleonenresonanz wurde ein dispersionstheoretisches Modell von Gutbrod und Simon /67/ benutzt. Es ergibt sich ein magnetischer Übergangsfaktor:

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0) \left\{ \frac{G_{MV}(q^2)}{G_{MV}(0)} \cdot \frac{0,85}{1+(-q^2)/2,72} + F_\pi(q^2) \cdot \frac{0,15}{1+(-q^2)/0,97} \right\} \times \left(\frac{E_2^*(q^2)+M}{E_2^*(0)+M} \right) \frac{1}{2} \quad (9)$$

Dabei ist G_{MV} der isovektorielle magnetische Formfaktor (IV.1.1), F_π der Pion-Formfaktor und E_2^* die Energie des einlaufenden Nukleons im (πN) -Schwerpunktssystem.

Die Gestalt der Resonanz ist durch eine modifizierte Breit-Wigner-Verteilung gegeben (vgl. IV.1.5), die ihrerseits durch eine 3-Parameter-Anpassung an Pion-Nukleon-Streuphasen bestimmt ist. Bei der Berechnung

des Wirkungsquerschnitts wurden die folgenden Annahmen gemacht:

- 1) Für die Nukleonenformfaktoren gelten Dipolfit, scaling law und $G_{En} = 0$.
- 2) Für den Formfaktor des Pions, $F_{\pi}(q^2)$, wird der elektrische Formfaktor des Protons eingesetzt.
- 3) Nur die Multipolamplitude M_{1+} trägt zur Anregung der ersten Nukleonenresonanz bei, die Amplituden E_{1+} und L_{1+} werden vernachlässigt.
- 4) Der von der s-Welle stammende nichtresonante Untergrund wird durch Bornsterme beschrieben.
- 5) Die Formfaktoren gelten auch für Nukleonen und Pionen, die nicht auf der Massenschale liegen.

Die auf diese Weise für Protonen und Neutronen berechneten Wirkungsquerschnitte mußten aufgrund der Bewegung der Nukleonen im Targetkern mit deren Impulsverteilung (Blum /53/, $q_c = 250 \text{ MeV}/c$) gefaltet werden*. Anschließend wurden nach dem Auswerteschema Abb. 20 die Strahlungskorrekturen angebracht.

- c) Die kleinen Beiträge der $N^*(1520)$ -Resonanz und der kohärenten Elektroproduktion sowie möglicherweise nicht in dem Modell von Gutbrod-Simon enthaltene Untergrundanteile wurden summarisch durch eine Gaußverteilung variabler Breite mit dem Maximum bei $W = 1520 \text{ MeV}$ angenähert.

Die unter a)-c) erwähnten Kurven wurden mit 6 freien Parametern (Höhe und Lage der Verteilungen nach Blum und Gutbrod-Simon, Höhe und Breite der Untergrundverteilung) an die Messungen 1-3 angepaßt. In den Abb. 15-17 gibt jeweils die durchgezogene Linie die Summe der angepaßten Kurven, die durchbrochene Linie stellt die Summe der theoretischen Kurven ohne Bremsstrahlungseffekte dar. Für Messung 1 (Abb. 15) mußte die Untergrundverteilung für sehr hohe Streuenergien abgeschnitten werden. Dies ist ebenso wie die kleine Abweichung von den Daten für $W > 1,4 \text{ GeV}$ durch die hier verwendete einfache Form der Untergrundverteilung bedingt. Der durch Strahlung bedingte Ausläufer der quasielastischen Verteilung ist für die Messung 2 und 3 (Abb. 16 und 17) nur aus Gründen der Rechenzeit für $W > 1,5 \text{ GeV}$ nicht bestimmt worden. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Spektren im Bereich der quasielastischen Streuung und der ersten Nukleonen-

* Das Programm wurde von den Herren Dr. Gutbrod und Dr. Bleckwenn zur Verfügung gestellt.

resonanz ist gut, lediglich beim höchsten Viererimpulsübertrag (Messung 3) scheint die Wellenfunktion nach Blum mit $q_c = 250 \text{ MeV}/c$ eine etwas zu breite quasielastische Verteilung zu erzeugen.

Die durch dieses Verfahren gewonnene Möglichkeit, das Elektronenspektrum der quasielastischen Streuung und der Anregung der ersten Nukleonenresonanz an Kernen darzustellen, ist besonders wichtig für die Auswertung vor geplanten Messungen zur Elektronenstreuung an Kernen im inelastischen Bereich ($W > 2 \text{ GeV}$) /68/. Die strahlungsbedingten Ausläufer der quasielastischen Verteilung und der ersten Resonanz stellen in diesem Gebiet einen wesentlichen Anteil des gemessenen Wirkungsquerschnitts dar.

Die in dieser Untersuchung bestimmten Wirkungsquerschnitte können in Beziehung gesetzt werden zu den Wirkungsquerschnitten für elastische Streuung und Anregung der ersten Resonanz an Protonen und Neutronen. Zu diesem Zweck wurde über die angepaßten theoretischen Kurven ohne Strahlung integriert. Im Fall der quasielastischen Streuung konnte die gesamte Verteilung berücksichtigt werden, für die erste Resonanz wurde von der Schwelle bis zu einer willkürlich festgelegten oberen Grenze $W = 1,46 \text{ GeV}$ integriert. Diese Werte wurden durch den Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung an Z Protonen und $(A-Z)$ Neutronen dividiert, bzw. durch die bis zur festgelegten Grenze integrierten inelastischen Wirkungsquerschnitte für dieselbe Anzahl Protonen und Neutronen. In Abb. 29 sind die so ermittelten Verhältnisse für ${}^6\text{Li}$ (Messung 1 - 3) und ${}^{12}\text{C}$ (aus Ref. /6/ berechnet) in Abhängigkeit von $-q^2$ aufgetragen.

Bei inkohärenter Addition der einzelnen Nukleonenbeiträge müßten alle Verhältnisse den Wert 1 haben. Dies ist für die quasielastischen Messungen am ${}^6\text{Li}$ bei $10,0 \text{ fm}^{-2}$ und $11,6 \text{ fm}^{-2}$ erfüllt, bei $6,6 \text{ fm}^{-2}$ dagegen ist die Ausbeute der quasielastischen Reaktion im Vergleich zur elastischen Streuung geringer. Auch für die Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Resonanz ergeben sich Verhältnisse, die erheblich unter 1 liegen (0,52 bei Messung 1, 0,63 bei Messung 2, 0,59 bei Messung 3, jeweils mit einem Fehler von $\pm 20\%$).⁺ Das Absinken der quasielastischen Ausbeute bei kleinen $-q^2$ wird durch die ${}^{12}\text{C}$ -Daten bestätigt.

⁺ Die Maxima der Wirkungsquerschnitte für die erste Resonanz sowie die integrierten quasielastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte scheinen mit den experimentellen Daten von Titov et al. /69/ bei $1,18 \text{ GeV}$ vereinbar, jedoch erschweren Unterschiede im zugrundegelegten Kernmodell (Fermigas) und in der Behandlung des Untergrundes einen Vergleich.

Eine Erklärung für die Tendenz, wenn auch nicht für die Größe des Effekts, liefert möglicherweise das Pauli-Prinzip. Wenn der Platz, den das gestreute Rückstoßnukleon oder das Nukleon aus dem Zerfall der Resonanz im Phasenraum einnehmen würde, bereits besetzt ist, kann der Streuprozeß nicht stattfinden. Eine Monte-Carlo-Rechnung für ${}^6\text{Li}$ unter Verwendung der Impulsverteilungen von Blum (siehe IV.2) mit $q_c = 300 \text{ MeV}/c$ (durchgezogene Linie in Abb. 29) und eine Berechnung der Korrelationsfunktionen für die Pauli-Exklusionseffekte für ${}^{12}\text{C}$ /70/ (durchbrochene Linie) zeigen für die quasielastische Streuung qualitativ denselben Verlauf wie die experimentellen Daten. Theoretische Betrachtungen für den inelastischen Bereich beschreiben zwar die Form des Wirkungsquerschnitts, liefern aber keine Hinweise auf eine Reduktion /71, 72/. Möglicherweise ist die Stoßnäherung im Bereich der ersten Nukleonresonanz nicht mehr anwendbar /73/.

V. ZUSAMMENFASSUNG

In einer Koinzidenzmessung wurden Wirkungsquerschnitte für die quasielastischen Prozesse ${}^6\text{Li}(e,e'p)$ Rest und ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ Rest bei Elektronenenergien von 2,5 GeV und 2,7 GeV bestimmt. Die quadratischen Viererimpulsüberträge auf das Proton betragen $6,6 \text{ fm}^{-2}$, $10,0 \text{ fm}^{-2}$ und $11,6 \text{ fm}^{-2}$. Gleichzeitig wurden Elektronenspektren ohne Koinzidenzbedingung im Bereich der quasielastischen Streuung und der ersten Nukleonenresonanz $\Delta(1236)$ bis zu invarianten Massen von $\sim 1,5 \text{ GeV}$ aufgenommen. Daraus konnten die folgenden Ergebnisse gewonnen werden:

${}^6\text{Li}(e,e'p)$

- 1) Die Spektren der gestreuten Protonen und Elektronen sowie die Winkelverteilung der Protonen zeigen das erwartete Verhalten, nämlich eine Verbreiterung infolge der Nukleonenbewegung und eine Verschiebung des Maximums aufgrund der Bindungsenergie im Kern. Mit Wellenfunktionen, die aus dem Schalenmodell unter Einschluß kurzreichweitiger Korrelationen berechnet wurden, können diese Daten gut beschrieben werden. Aus der Anpassung allein ist es kaum möglich, eine Entscheidung zwischen verschiedenen Korrelationsparametern zu treffen. Jedoch wird die aus den experimentellen Daten berechnete Verteilung der Restkernimpulse im Impulsbereich $\gtrsim 200 \text{ MeV}/c$ erheblich besser angenähert, wenn in den Wellenfunktionen zusätzlich zum Schalenmodell der Austausch von Impulsen mit $q_c \sim 300 \text{ MeV}/c$ erlaubt wird. Durchlaßfaktoren für die auslaufenden Protonen, die mit der Energie ansteigen, und die absinkende Wahrscheinlichkeit für die Emission zweier Protonen sind durch Wechselwirkung im Endzustand zu erklären.

${}^6\text{Li}(e,e'd)$

- 2) Die Spektren der gestreuten Deuteronen und Elektronen, die Winkelverteilung der Deuteronen und die Verteilung der Restkernimpulse lassen sich durch eine Clusterwellenfunktion für die p-Nukleonen und eine Oszillatorwellenfunktion für die s-Nukleonen im Verhältnis von etwa 1:1 beschreiben. Das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für quasielastische Emission von Deuteronen aus ${}^6\text{Li}$ zum elastischen Elektron-Deuteron-Streuwirkungsquerschnitt hat unabhängig vom Viererimpulsübertrag etwa den Wert 2. Dies besagt, daß

der Formfaktor für den quasielastischen Prozeß näherungsweise dieselbe q^2 -Abhängigkeit aufweist wie der Deuteron-Formfaktor bei elastischer Streuung. Eine Abschätzung der Deuteronenausbeute von Jeremie liefert gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

${}^6\text{Li}(e, e')$

- 3) Die aus Einarmmessungen am ${}^6\text{Li}$ gewonnenen Elektronenspektren im Bereich der quasielastischen Streuung und der ersten Nukleonenresonanz stimmen in der Form gut mit den Verteilungen überein, die sich aus dem dispersionstheoretischen Modell von Gutbrod und Simon in Verbindung mit der Stoßnäherung und einer Kernwellenfunktion von Blum ($q_c = 250 \text{ MeV}/c$) ergeben. Für die integrierten Wirkungsquerschnitte im Bereich der ersten Resonanz und für den integrierten quasielastischen Wirkungsquerschnitt bei $6,6 \text{ fm}^{-2}$ wird jedoch ein geringerer Wert gemessen, als nach der Summe der Nukleonenbeiträge zu erwarten war.

Diese Arbeit entstand im Rahmen mehrerer Experimente zur Elektronenstreuung, die in Zusammenarbeit von Angehörigen des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe, des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY und der Universität Freiburg ausgeführt wurden.

Herrn Prof. Dr. E. Rössle danke ich für die Förderung dieser Arbeit und für viele klärende Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. J.K. Bienlein und Prof. Dr. M.G. Huber sowie den Herren Dr. H. Jeremie und Dr. D. Wegener bin ich für viele Anregungen zu Dank verpflichtet.

Für gute Zusammenarbeit und die Einsatzbereitschaft bei der Datenaufnahme danke ich meinen Mitarbeitern, den Herren J. Bleckwenn, H. Dinter, H. Klein, M. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener und D. Zeller.

Besonders möchte ich auch Herrn H. Sindt für seine Hilfe in allen technischen Fragen danken.

Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für Forschung und Technik gefördert.

A N H A N G

Formeln für Streuenergien und -winkel

Mit den im Text eingeführten Bezeichnungen gilt für ein ruhendes Proton, das mit einer Bindungsenergie B_p gebunden ist, bei der quasielastischen Streuung von Elektronen:

$$\text{Energie des gestreuten Elektrons: } E' = \frac{E + \frac{B_p}{M} \left(\frac{1}{2} B_p - E - M \right)}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta_e/2) - \frac{B_p}{M}}$$

$$\text{Energie des Rückstoßprotons: } E_p = \frac{M + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta_e/2) (E + M - B_p) + \frac{B_p}{M} \left(\frac{1}{2} B_p - M \right)}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta_e/2) - \frac{B_p}{M}}$$

$$\text{Winkel des Rückstoßprotons: } \tan \theta_p = \frac{E' \sin \theta_e}{E - E' \cos \theta_e}$$

Für "Deuteronen", die mit einer Energie B_d "gebunden" sind, gelten analoge Formeln, wobei zu setzen ist: B_d statt B_p , M_d statt M , E_d statt E_p und θ_d statt θ_p .

Formeln für die elastische Streuung ergeben sich hieraus für $B_p = 0$ bzw. $B_d = 0$.

Für die inelastische Streuung am freien Nukleon ist die Energie des gestreuten Elektrons bei Erzeugung einer invarianten Masse W gegeben durch:

$$E' = \frac{E - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta_e/2)}$$

TABELLE 1 : KINEMATISCHE PARAMETER

PROTONEN

Messung Nr.	Elektronen- energie E	Streu- winkel Θ_e	Viererrimpuls- übertrag $-q^2$	Streuenergie E'	Streu- winkel Θ_p	Rückstoß- energie E_p
1	2,5 GeV	12°	$6,5 \text{ fm}^{-2}$ $0,25(\text{GeV}/c)^2$	2,35 GeV	$58,9^\circ$	138 MeV
2	2,7 GeV	$13,8^\circ$	$10,0 \text{ fm}^{-2}$ $0,39(\text{GeV}/c)^2$	2,49 GeV	$54,9^\circ$	207 MeV
3	2,7 GeV	15°	$11,6 \text{ fm}^{-2}$ $0,45(\text{GeV}/c)^2$	2,45 GeV	$63,0^\circ$	241 MeV

DEUTERONEN

Messung Nr.	Elektronen- energie E	Streu- winkel Θ_e	Viererrimpuls- übertrag $-q^2$	Streuenergie E'	Streu- winkel Θ_d	Rückstoß- energie E_d
1	2,5 GeV	12°	$6,8 \text{ fm}^{-2}$ $0,27(\text{GeV}/c)^2$	2,43 GeV	$76,2^\circ$	71 MeV
2	2,7 GeV	$13,8^\circ$	$10,4 \text{ fm}^{-2}$ $0,40(\text{GeV}/c)^2$	2,59 GeV	$73,6^\circ$	108 MeV
3	2,7 GeV	15°	$12,2 \text{ fm}^{-2}$ $0,47(\text{GeV}/c)^2$	2,57 GeV	$72,2^\circ$	126 MeV

TABELLE 2 : ZAHL DER EREIGNISSE

AUFGENOMMENE STREUEREIGNISSE

	mit ${}^6\text{Li}$ -Target	mit H_2 -Target	mit D_2 -Target	ohne Target
2,5 GeV, 12°	$100 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$11 \cdot 10^4$
2,7 GeV, $13,8^\circ$	$73 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^4$
2,7 GeV, 15°	$81 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$

TABELLE 3

Gemessene Wirkungsquerschnitte ${}^6\text{Li}(e, e'p)$

Messung 1
 $E=2,5\text{GeV}, \theta_e=12^\circ$
 $-q^2 = 6,6 \text{ fm}^{-2}$

Messung 2
 $E=2,7\text{GeV}, \theta_e=13,8^\circ$
 $-q^2=10,0 \text{ fm}^{-2}$

Messung 3
 $E=2,7\text{GeV}, \theta_e=15^\circ$
 $-q^2=11,6 \text{ fm}^{-2}$

a) Spektrum der gestreuten Elektronen

Energie E' (GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)
2,28	7,44 ± 0,60		
2,30	11,03 0,89		
2,32	14,27 1,15		
2,34	16,19 1,30		
2,36	13,62 1,10		
2,38	9,14 0,74	1,50 ± 0,14	1,64 ± 0,15
2,40	4,05 0,33	2,39 0,22	2,38 0,22
2,42	1,34 0,11	3,73 0,34	3,04 0,28
2,44	0,23 0,02	4,78 0,43	3,38 0,31
2,46	0,05 ± 0,01	5,36 0,49	3,11 0,28
2,48		5,47 0,49	2,59 0,24
2,50		4,76 0,43	1,74 0,16
2,52		3,35 0,30	1,11 0,10
2,54		2,04 0,19	0,53 0,05
2,56		1,04 0,10	0,27 0,03
2,58		0,40 0,04	0,10 ± 0,01
2,60		0,13 ± 0,02	

b) Spektrum der Protonen

Energie E_p (MeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_p}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_p}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_p}$ ($\mu\text{b}/\text{sr} \cdot \text{GeV}$)
40	0,83 ± 0,05		
60	2,40 0,20		
80	5,25 0,32		
100	9,07 0,88		
120	12,80 0,93	1,27 ± 0,17	0,22 ± 0,02
140	13,98 1,42		0,47 0,05
160	14,53 1,16	3,38 0,30	0,89 0,09
180	10,58 0,80	5,26 0,48	1,61 0,15
200	7,19 0,51	5,93 0,54	2,48 0,23
220	4,18 0,33	5,23 0,48	3,00 0,28
240	2,40 0,17	3,65 0,33	2,74 0,25
260	1,45 0,10	2,79 0,25	2,55 0,23
280	1,00 0,08	2,61 0,24	2,78 0,25
300	0,59 0,06	1,97 0,19	2,55 0,23
320		1,20 ± 0,11	1,91 ± 0,18

TABELLE 4
Gemessene Wirkungsquerschnitte ${}^6\text{Li}(e, e'p)$

Messung 1			Messung 2			Messung 3		
c) Winkelverteilung (willkürlich auf ν normiert)								
θ_p ($^\circ$)	Ausbeute (%)		θ_p ($^\circ$)	Ausbeute (%)		θ_p ($^\circ$)	Ausbeute (%)	
60,8	7,31	$\pm 0,59$	59,3	10,13	$\pm 0,93$	57,8	10,55	$\pm 0,96$
63,4	11,90	0,95	61,9	15,84	1,43	60,4	15,03	1,36
66,0	13,08	1,06	64,5	15,96	1,45	63,0	17,27	1,57
68,5	13,37	1,07	67,0	14,01	1,27	65,5	15,45	1,40
71,1	12,75	1,02	69,6	12,62	1,15	68,1	12,61	1,14
73,7	10,91	0,88	72,7	9,36	0,86	70,7	9,76	0,89
76,3	9,25	0,75	74,8	7,20	0,66	73,3	7,24	0,66
78,9	7,65	0,62	77,4	5,17	0,48	75,9	5,30	0,49
81,5	5,21	0,43	80,0	3,34	0,31	78,5	3,42	0,32
84,0	1,97	0,16	82,5	1,85	0,18	81,0	1,54	0,15
86,6	2,41	0,19	85,1	1,32	0,13	83,6	1,15	0,12
89,2	0,85	$\pm 0,07$	87,7	0,39	$\pm 0,04$	86,2	0,39	$\pm 0,05$

d) Verteilung der Restkernimpulse (nicht durch q_R^2 dividiert, nicht normiert)

q_R (MeV/c)	$N(q_R)$ rel. Einheiten	$N(q_R)$ rel. Einheiten	$N(q_R)$ rel. Einheiten
5	0,09 \pm 0,02	0,09 \pm 0,02	0,10 \pm 0,02
20	1,86 0,16	1,54 0,15	1,26 0,12
40	5,71 0,46	5,10 0,47	4,50 0,42
60	9,66 0,78	9,04 0,83	8,24 0,75
80	12,56 1,02	11,44 1,05	11,58 1,05
100	14,08 1,14	12,22 1,11	13,16 1,20
120	13,79 1,11	12,34 1,12	13,19 1,20
140	11,13 0,90	11,15 1,01	11,97 1,09
160	8,22 0,67	9,36 0,85	9,94 0,91
180	6,04 0,49	7,33 0,67	7,77 0,71
200	4,35 0,35	5,29 0,48	5,67 0,52
220	3,00 0,25	3,97 0,37	3,87 0,36
240	1,95 0,17	2,69 0,26	2,66 0,25
260	1,31 0,11	1,91 0,18	1,83 0,18
280	0,91 0,08	1,25 0,13	1,34 0,14
300	0,60 0,06	0,88 0,09	0,94 0,09
320	0,36 0,04	0,61 0,07	0,58 0,07
340	0,31 0,03	0,48 0,05	0,44 0,05
360	0,20 0,02	0,26 0,03	0,28 0,04
380	0,17 0,02	0,11 0,02	0,16 0,03
400	0,12 0,02	0,06 0,02	0,12 0,02
420	0,07 \pm 0,01	0,04 \pm 0,01	0,07 \pm 0,01

TABELLE 5

Gemessene Wirkungsquerschnitte ${}^6\text{Li}(e, e'd)$

Messung 1

$$E=2,5\text{GeV}, \theta_e = 12^\circ$$

$$-q^2 = 6,8 \text{ fm}^{-2}$$

Messung 2

$$E=2,7\text{GeV}, \theta_e = 13,8^\circ$$

$$-q^2 = 10,4 \text{ fm}^{-2}$$

Messung 3

$$E=2,7\text{GeV}, \theta_e = 15^\circ$$

$$-q^2 = 12,2 \text{ fm}^{-2}$$

a) Spektrum der gestreuten Elektronen

Energie E' (GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ (nb/sr GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ (nb/sr GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ (nb/sr GeV)
2,30	76 ± 24		
2,32	195 52		
2,34	354 89		
2,36	407 101		
2,38	539 131		
2,40	559 137		
2,42	413 112		
2,44	65 22		
2,46	5 ± 4		
2,48		24 ± 7	6 ± 3
2,50		29 8	18 6
2,52		50 11	29 8
2,54		65 14	41 10
2,56		62 13	25 7
2,58		52 11	12 4
2,60		24 7	4 ± 2
2,62		3 ± 2	

b) Spektrum der Deuteronen

Energie E_d (MeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_d}$ (nb/sr GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_d}$ (nb/sr GeV)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE_d}$ (nb/sr GeV)
50	119 ± 55		
60	439 128		
70	985 237		
80	1289 310	41 ± 12	
90	916 232	77 19	17 ± 5
100	653 165	177 25	30 9
110	405 110	122 25	49 15
120	251 73	127 27	79 20
130	154 46	92 20	63 16
140	76 ± 32	42 ± 16	29 ± 10

TABELLE 6

Gemessene Wirkungsquerschnitte ${}^6\text{Li}(e, e'd)$

Messung 1		Messung 2		Messung 3	
c) Winkelverteilung (willkürlich auf ~ 1 normiert)					
$\theta_d(^{\circ})$	Ausbeute (%)	$\theta_d(^{\circ})$	Ausbeute (%)	$\theta_d(^{\circ})$	Ausbeute (%)
63,4	8,0 \pm 2,0	61,9	5,3 \pm 1,5	60,4	5,1 \pm 1,7
66,0	11,8 3,0	64,5	9,3 2,5	63,0	8,4 2,7
68,5	12,6 3,3	67,0	9,3 2,2	65,5	8,9 3,2
71,1	15,0 3,8	69,6	9,9 3,3	68,1	11,8 3,7
73,7	15,2 3,7	72,7	16,0 3,2	70,7	16,4 4,4
76,3	14,7 3,6	74,8	20,5 4,3	73,3	20,5 5,4
78,9	8,1 2,2	77,4	12,9 3,0	75,9	14,3 4,0
81,5	2,9 1,1	80,0	5,1 2,5	78,5	6,8 3,0
84,0	1,7 0,5	82,5	2,2 \pm 0,7	81,0	3,2 1,1
86,6	1,2 0,4			83,6	1,1 \pm 1,6
89,2	0,4 \pm 0,9				

d) Verteilung der Restkernimpulse (nicht durch q_R^2 dividiert, nicht normiert)

q_R (MeV/c)	$N(q_R)$ rel. Einheiten	$N(q_R)$ rel. Einheiten	$N(q_R)$ rel. Einheiten
20	3,3 \pm 1,0	3,2 \pm 1,2	3,0 \pm 1,4
40	12,5 3,1	10,5 2,7	11,8 3,6
60	14,8 3,7	12,5 2,9	16,0 4,5
80	16,5 4,1	14,0 3,2	14,2 4,0
100	15,6 3,8	14,0 3,2	16,5 4,5
120	10,6 2,7	12,0 2,8	13,9 4,0
140	9,6 2,5	12,7 3,0	8,8 2,9
160	5,7 1,6	6,5 1,9	6,7 2,4
180	4,0 1,2	2,4 1,0	5,3 2,0
200	2,5 0,8	3,5 1,3	3,0 1,4
220	1,8 0,6	1,1 0,7	0,2 \pm 0,3
240	1,1 0,4	0,2 \pm 0,2	
260	0,9 0,4		
280	0,5 0,3		
300	0,2 \pm 0,2		

TABELLE 7

Gemessene Einarm-Wirkungsquerschnitte ${}^6\text{Li}(e, e')$

Energie E' (GeV)	Messung 1	Messung 2	Messung 3
	$E=2,5\text{GeV}, \theta_e=12^\circ$	$E=2,7\text{GeV}, \theta_e=13,8^\circ$	$E=2,7\text{GeV}, \theta_e=15^\circ$
	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr GeV}$)	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e \cdot dE'}$ ($\mu\text{b}/\text{sr GeV}$)
1,72	8,56 ± 0,30	4,93 ± 0,18	3,54 ± 0,12
1,74	8,64 0,30	4,86 0,17	3,62 0,12
1,76	8,96 0,30	5,07 0,17	3,64 0,12
1,78	9,10 0,30	5,13 0,17	3,73 0,12
1,80	9,27 0,30	5,35 0,17	3,75 0,12
1,82	9,81 0,31	5,38 0,17	3,78 0,12
1,84	9,92 0,32	5,49 0,18	3,73 0,12
1,86	10,70 0,34	5,47 0,18	3,83 0,12
1,88	11,28 0,36	5,59 0,18	3,85 0,12
1,90	12,01 0,38	5,52 0,18	3,80 0,12
1,92	12,88 0,41	5,59 0,18	3,98 0,12
1,94	13,31 0,42	5,71 0,18	3,94 0,12
1,96	14,30 0,44	5,94 0,19	4,09 0,13
1,98	15,31 0,48	6,05 0,20	4,19 0,13
2,00	15,67 0,49	6,19 0,20	4,29 0,14
2,02	16,46 0,51	6,39 0,20	4,59 0,14
2,04	16,76 0,52	6,64 0,21	4,70 0,15
2,06	16,58 0,51	6,98 0,22	4,86 0,16
2,08	15,53 0,48	7,31 0,23	4,88 0,16
2,10	15,21 0,47	7,75 0,25	5,28 0,16
2,12	13,64 0,43	7,74 0,24	5,25 0,16
2,14	13,20 0,41	8,24 0,26	5,36 0,16
2,16	12,03 0,38	8,32 0,26	5,18 0,16
2,18	12,01 0,38	8,34 0,26	4,99 0,16
2,20	12,19 0,39	8,07 0,25	4,85 0,15
2,22	13,87 0,43	7,63 0,24	4,66 0,14
2,24	16,18 0,50	7,30 0,23	4,35 0,14
2,26	20,09 0,62	6,80 0,21	4,14 0,13
2,28	25,97 0,80	6,56 0,21	4,24 0,13
2,30	31,74 0,97	6,37 0,20	4,22 0,13
2,32	35,65 1,09	6,38 0,20	4,54 0,14
2,34	37,73 1,15	6,75 0,21	5,14 0,16
2,36	31,96 0,98	7,46 0,23	5,77 0,18
2,38	24,35 0,75	8,78 0,27	6,65 0,20
2,40	14,65 0,46	10,08 0,32	7,54 0,23
2,42	7,97 0,26	12,05 0,37	8,29 0,26
2,44	3,09 0,12	13,39 0,41	8,32 0,26
2,46	0,99 0,05	14,23 0,43	7,42 0,23
2,48	0,21 0,03	13,81 0,42	6,31 0,19
2,50	0,04 ± 0,02	12,05 0,37	4,43 0,13
2,52		9,08 0,28	3,04 0,10
2,54		6,09 0,21	1,77 0,06
2,56		3,55 0,12	0,98 0,03
2,58		1,88 0,07	0,48 0,02
2,60		0,85 0,04	0,19 0,01
2,62		0,29 0,02	0,08 ± 0,01
2,64		0,08 ± 0,01	

TABELLE 8: Experimente zur 2-Nukleonen-Emission aus ${}^6\text{Li}$

Reaktion	Primär-Energie (MeV)	FWHM für ${}^4\text{He}$ (g.s.) (MeV/c)	FWHM für ${}^4\text{He}$ (~30 MeV) (MeV/c)	n_d ${}^4\text{He}$ (g.s.)	N_d (g.s.) + Anregungen	n_d (g.s.): N_d (Anreg.)	Literatur
${}^6\text{Li}(p, pd)$	30,5	66±17		0,07			D.W. Devins et al. /19/
	155	63		0,31±0,15			C. Ruhla et al. /20/
	590	124±4		0,80±0,06	~1,5 bis 80 MeV	1:0,85	J.C. Alder et al. /21/
	670				3,62±0,15		L.S. Azhgirei et al. /22/
	1000				~3,2		R.J. Sutter et al. /23/
${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$	104	73-113					E. Velten /74/
${}^6\text{Li}(\pi^-, nn)$	Ruhe	~120		0,37±0,10			H. Davies et al. /15/
	Ruhe	~126	~226			1:1,3 bis 70 MeV	F. Calligaris et al. /16/
${}^6\text{Li}(\pi^+, pp)$	76	~125		0,4	1,2 ^{bis 80 MeV}	1:2 ^{bis 80 MeV}	G. Charpak et al. /17/
	51-272			0,8-1,1	1,3-1,7 ^{bis 50 MeV}	1:1,5 ^{bis 50 MeV}	T. Bressani et al. /18/
${}^6\text{Li}(e, e'd)$	2500	124	210		1,9±0,6	1:0,9	diese Arbeit
	2700	124	210		2,1±0,7	1:1,1	diese Arbeit
					2,2±1,0 bis 80 MeV	1:1,1	

LITERATUR

- /1/ H. Joos, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach, 1971
- /2/ R. Hofstadter et al. in: Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure, hrsg. von R. Hofstadter, New York, 1963
- /3/ H. Palevsky, J.L. Friedes, R.J. Sutter, G.W. Bennett, G.J. Igo, W.D. Simpson, G.C. Phillips, D.M. Corley, N.S. Wall, R.L. Stearns, B. Gottschalk, Phys. Rev. Letters 18, 1200 (1967)
- /4/ R. Neuhausen, R.M. Hutcheon, Nucl. Phys. A164, 497 (1971)
- /5/ G.C. Li, I. Sick, R.R. Whitney, M.R. Yearian, Nucl. Phys. A162, 583 (1971)
- /6/ K.C. Stanfield, C.R. Canizares, W.L. Faissler, F.M. Pipkin, Phys. Rev. C3, 1448 (1971)
- /7/ J.L. Friedes, H. Palevsky, R.J. Sutter, G.W. Bennett, G.J. Igo, W.D. Simpson, D.M. Corley, BNL 11 371 (1967)
- /8/ G. Jacob, Th.A.J. Maris, Rev. Mod. Phys. 38, 121 (1966)
- /9/ U. Amaldi jr., Suppl. Nuovo Cimento Ser. I, 5, 1225 (1967)
- /10/ A. Malecki, P. Picchi, Riv. Nuovo Cimento II, 119 (1970)
- /11/ M. Riou, Rev. Mod. Phys. 37, 375 (1965)
- T. Berggren, H. Tyrén, "Quasi-free Scattering" in: Annual Review of Nuclear Science
(Hrsg. E. Segré, G. Friedlander, H.P. Noyes), Band 16 (1966) S. 153
- /12/ M.G. Huber, Annales de Physique 5, 239 (1970)

- /13/ A. Malecki, P. Picchi, Physics Letters 36B, 61 (1971)
- /14/ B. Mecking, Dissertation, Bonn 1972 und UNIV BONN PIB 1-155 (1972)
- /15/ H. Davies, H. Muirhead, J.N. Woulds, Nucl. Phys. 78, 663 (1966)
- /16/ F. Calligaris, C. Cernigoi, I. Gabrielli, F. Pellegrini,
Nucl. Phys. A126, 209 (1969)
- /17/ G. Charpak, G. Gregoire, L. Massonnet, J. Saudinos, J. Favier,
M. Gusakow, M. Jean, Physics Letters 16, 54 (1965)
- G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet, Č. Zupančič, in:
International Nuclear Physics Conference, Gatlinburg, Tennessee,
September 12 - 17, 1966
hrsg. von R.L. Becker, New York und London 1967, S. 465
- /18/ T. Bressani, G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet, W.E. Meyerhof,
Č. Zupančič, Nucl. Phys. B9, 427 (1969)
- /19/ D.W. Devins, B.L. Scott, H.H. Forster, Rev. Mod. Phys. 37, 396 (1965)
- /20/ C. Ruhla, M. Riou, J.P. Garron, J.C. Jacmart, L. Massonnet
Physics Letters 2, 44 (1962)
- C. Ruhla, M. Riou, M. Gusakow, J.C. Jacmart, M. Liu, L. Valentin,
Physics Letters 6, 282 (1963)
- /21/ J. C. Alder, W. Dollhopf, W. Kossler, C.F. Perdrisat, W.K. Roberts,
P. Kitching, G.A. Moss, W.C. Olsen, J.R. Priest,
Phys. Rev. C6, 18 (1972)
- /22/ L.S. Azhgirei, Z. Cisek, O.D. Dalkarov, Z.V. Krumshstein,
Yu.P. Merekov, Z. Moroz, Ngo Quang Ziu, V.I. Petrukhin,
A.I. Ronzhin, G.A. Shelkov, DUBNA JINR-P-1-6308 (1972)

- /23/ R.J. Sutter, J.L. Friedes, H. Palevsky, G.W. Bennett, G.J. Igo, W.D. Simpson, G.C. Phillips, D.M. Corley, N.S. Wall, R.L. Stearns, Phys. Rev. Letters 19, 1189 (1967)
- /24/ R. Jastrow, Phys. Rev. 98, 1479 (1955)
- /25/ L.E. Wright, Shiang Tai Tuan, M.G. Huber, Lett. Nuovo Cimento Ser. I, 3, 253 (1970)
- /26/ W. Weise, wird veröffentlicht und private Mitteilung
- /27/ W. Weise, M.G. Huber, Nucl. Phys. A162, 330 (1971)
- /28/ W. Weise, Physics Letters 38B, 301 (1972)
- /29/ K. Chung, M. Danos, M.G. Huber, Physics Letters 29B, 265 (1969)
- /30/ S. Galster, J. Görres, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, Nucl. Instr. Meth. 46, 208 (1967)
- /31/ W. Schmidt-Parzefall, KFK-Bericht 769 (1968)
- /32/ S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, D. Wegener, Nucl. Instr. Meth. 76, 337 (1969)
- /33/ S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn, KFK-Bericht 963 (1969)
- /34/ H. Klein, Dissertation, Karlsruhe 1970
- /35/ K.H. Schmidt, Dissertation, Karlsruhe 1970 und DESY Interner Bericht F23-70/1 (1970)

- /36/ J. Moritz, Dissertation, Karlsruhe 1971 und DESY Interner Bericht F23-71/1 (1971)
S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn, DESY Report 71/44 (1971) und Phys. Rev. D5, 519 (1972)
- /37/ J. Bleckwenn, Dissertation, Karlsruhe 1971 und DESY Interner Bericht F23-71/2 (1971)
J. Bleckwenn, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, Nucl. Phys. B33, 475 (1971)
- /38/ V. Eckardt, DESY Report 67/12 (1967)
- /39/ G. Kessler, DESY Report 67/44 (1967)
- /40/ W.H. Barkas, M.J. Berger, NASA SP-3013 (1964)
W. Whaling "The Energy Loss of Charged Particles in Matter", in: Handbuch der Physik (Hrsg. S. Flügge) Band XXXIV (1958), S. 193
- /41/ S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn, KFK-Bericht 1395 (1971)
- /42/ G.T. Wright, Phys. Rev. 91, 1282 (1953)
T.J. Gooding, H.G. Pugh, Nucl. Instr. Meth. 7, 189 (1960)
- /43/ L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)
- /44/ G.P. Millburn, W. Birnbaum, W.E. Crandall, L. Schecter, Phys. Rev. 95, 1268 (1954)
- /45/ M. Gourdin, Nuovo Cimento 36, 129 (1965)
- /46/ S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn, Nucl. Phys. B32, 221 (1971)
- /47/ V. Devanathan, Ann. Phys. 43, 74 (1967)

- /48/ T.A. Griffy, R.J. Oakes, H.M. Schwartz, Nucl. Phys. 86, 313 (1966)
- /49/ W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Lichtenstein, A. Ramanauskas, R.H. Siemann, Physics Letters 24B, 165 (1967)
- /50/ W. Bartel, Dissertation, Hamburg 1969 und DESY Interner Bericht F22-69/3 (1969)
- /51/ R.H. Dalitz, D.G. Sutherland, Phys. Rev. 146, 1180 (1966)
- /52/ Y.S. Tsai, Phys. Rev. 122, 1898 (1961)
- /53/ B. Blum, Dissertation, Erlangen-Nürnberg 1972
B. Blum, M.G. Huber, wird veröffentlicht
- /54/ L.R.B. Elton, A. Swift, Nucl. Phys. A94, 52 (1967)
- /55/ C.D. Epp, T.A. Griffy, Phys. Rev. C1, 1633 (1970)
- /56/ Yu. P. Antoufiev V.L. Agranovich, V.S. Kuzmenko, P.V. Sorokin, Physics Letters 42B, 347 (1972)
- /57/ G. Jacob, Th. A.J. Maris, Nucl. Phys. 32, 139 (1962)
- /58/ H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth, V. di Napoli, Notas de Física XVII, 217 (1971)
- /59/ K. Wildermuth, W. McClure, Springer Tracts in Modern Physics, Bd. 41(1966)
- /60/ Y. Sakamoto, Nuovo Cimento 37, 774 (1965)
- /61/ P. Beregi, N.S. Želenskaja, V.N. Neudatchin, Yu.F. Smirnov, Nucl. Phys. 66, 513 (1965)
- /62/ Yu. A. Kudeyarov, I.V. Kurdyumov, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov, Nucl. Phys. A163, 316 (1971)
- /63/ I.V. Kurdyumov, Dissertation, Moskau (1971) und
V.G. Neudatchin, private Mitteilung

- /64/ S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn,
DESY Report 71/7 (1971)
- /65/ H. Jérémie, Physics Letters 40B, 311 (1972)
- /66/ W. Czyz, J.D. Walecka, Nucl. Phys. 51, 312 (1964)
- /67/ F. Gutbrod, D. Simon, Nuovo Cimento 51A, 602 (1967)
F. Gutbrod, DESY Report 69/22 (1969) und DESY Report 69/33 (1969)
- /68/ J. Bleckwenn, F.H. Heimlich, S. Hartwig, G. Huber, M. Köbberling,
J. Moritz, E. Rössle, K.H. Schmidt, D. Wegener, D. Zeller,
DESY-Experimentvorschlag Nr. 113
- /69/ Yu. I. Titov, E.V. Stepula, N.G. Afanasev, R.V. Akhmerov,
S.A. Byvalin, A.M. Pilipenko, N.F. Severin, E.M. Smelov,
Ukrainskii Fiz. Zh. 17, 1282 (1972)
Yu. I. Titov, E.V. Stepula, Yadern. Fiz. 15, 649 (1972)
- /70/ J. Bernabeu, CERN Report TH. 1498, (1972) und Nucl. Phys. B49, 186 (1972)
- /71/ G. Reading Henry, Phys. Rev. 151, 875 (1966)
- /72/ E.J. Moniz, Phys. Rev. 184, 1154 (1969)
- /73/ D.I. Julius, DNPL/R20(1972) und private Mitteilung
- /74/ E. Velten, Dissertation, Karlsruhe 1969

ABBILDUNGEN

- Abb. 1: Schema der Meßapparatur mit Elektronenspektrometer und Zählerhodoskop zum Nachweis der Rückstoßteilchen. Statt des H_2-D_2 -Doppeltargets konnte ein 6Li -Target in einer Streukammer eingesetzt werden.
- Abb. 2: Schema der Meßanordnung mit den Zählern zur Elektronenidentifizierung (50, 51, 52, 60), den Szintillationszählern des Hodoskops (1-28) und den Totzeitzählern (62, 63). Der Čerenkov-Zähler (58, 59) wurde nicht benutzt.
- Abb. 3: Kinematische Ebene, in der der Energieübertrag ω für Elektronen und reelle γ -Quanten gegen den Dreierimpulsübertrag \vec{q} aufgetragen ist. Außerdem ist die Energie und der Impuls freier Protonen und Deuteronen eingezeichnet. Die Schnittpunkte liefern Energien und Impulse bei der freien Streuung.
- Abb. 4: Absoluteichung des Wirkungsquerschnitts mittels der freien e-p- und e-d-Streuung, in Abhängigkeit vom quadrierten Viererimpulsübertrag $-q^2$. Der elastische Wirkungsquerschnitt wurde aus der Rosenbluth-Formel mit "scaling law", Dipolfit und $G_{EN} = 0$ berechnet. Außerdem ist die Zahl der für 6Li aufgenommenen Ereignisse in Abhängigkeit von $-q^2$ aufgetragen.
- Abb. 5: Beispiel einer Eichkurve für die Energie von Protonen und Deuteronen in Abhängigkeit von der Impulshöhe in einem ADC-Spektrum.
- Abb. 6a: Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung von Protonen beim Auswerteverfahren, abhängig von der Protonenenergie. Die Daten wurden durch Anwendung des Auswerteverfahrens auf die elastische e-p-Streuung gewonnen.
- Abb. 6b: Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung von Deuteronen, abhängig von der Deuteronenenergie, gewonnen durch Anwendung des Auswerteverfahrens auf die elastische e-d-Streuung.
- Abb. 7: Verteilung der Ereignisse mit koinzidenten Protonen in Abhängigkeit von ihrer Gesamtenergie $E'+E_p$ für Messung 2. Die oberhalb des eingezeichneten Schnitts liegenden Ereignisse wurden als quasi-

elastisch ausgewertet.

- Abb. 8: Die Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ bei $E = 2,5 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 12^\circ$, $-q^2 = 6,6 \text{ fm}^{-2}$
- a) Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_e \cdot dE'$, abhängig von der Energie der gestreuten Elektronen, integriert über Protonenenergien und $-\text{winkel}$.
 - b) Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_e \cdot dE_p$, abhängig von der Protonenenergie, integriert über Elektronenenergien und Protonenwinkel.
 - c) Protonenwinkelverteilung, integriert über Elektronen- und Protonenenergien. Die Fläche unter den experimentellen Punkten ist willkürlich auf ~ 1 normiert, die theoretischen Kurven sind an die Daten angepaßt.
 - d) Verteilung der aus den Daten a) - c) berechneten, nicht nachgewiesenen Impulse des Restkerns (in Stoßnäherung identisch mit den negativen Impulsen der Protonen im ${}^6\text{Li}$). Bei $20 \text{ MeV}/c$ auf $0,95$ normiert. q_c ist der Korrelationsparameter der Wellenfunktionen von Blum.
- Abb. 9: ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 13,8^\circ$, $-q^2 = 10,0 \text{ fm}^{-2}$
- a) - d) wie Abb. 8. Die punktierten Verteilungen wurden aus der elastischen e - p -Streuung gewonnen und geben das experimentelle Auflösungsvermögen an.
- Abb. 10: ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 15^\circ$, $-q^2 = 11,6 \text{ fm}^{-2}$
- a) - d) wie Abb. 8.
- Abb. 11: Verteilung der Ereignisse mit koinzidenten Deuteronen in Abhängigkeit von ihrer Gesamtenergie $E' + E_d$ für Messung 2. Die oberhalb des eingezeichneten Schnitts liegenden Ereignisse werden als quasielastisch ausgewertet.
- Abb. 12: Die Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'd)$ bei $E = 2,5 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 12^\circ$, $-q^2 = 6,8 \text{ fm}^{-2}$
- a) Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_e \cdot dE'$, abhängig von der Energie der gestreuten Elektronen, integriert über Deuteronenenergien und $-\text{winkel}$.

- b) Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_e \cdot dE_d$, abhängig von der Deuteronenenergie, integriert über Elektronenenergien und Deuteronenwinkel.
- c) Deuteronenwinkelverteilung, integriert über Elektronen- und Deuteronenenergien. Die Fläche unter den experimentellen Punkten ist willkürlich auf ~ 1 normiert, die theoretischen Kurven sind an die Daten angepaßt.
- d) Verteilung der aus den Daten a) - c) berechneten, nicht nachgewiesenen Impulse des Restkerns (in Stoßnäherung identisch mit den negativen Impulsen von p-n-Paaren im ${}^6\text{Li}$). Die Daten sind so normiert, daß die angepaßte theoretische Kurve bei 0 MeV/c den Wert 1 hat. Die theoretischen Kurven mit und ohne Strahlung fallen im Rahmen der Zeichengenauigkeit zusammen.

Abb. 13: ${}^6\text{Li}(e, e'd)$ bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 13,8^\circ$, $-q^2 = 10,4 \text{ fm}^{-2}$
a) - d) wie Abb. 12. Die punktierten Verteilungen wurden aus der elastischen e-d-Streuung gewonnen und geben das experimentelle Auflösungsvermögen an.

Abb. 14: ${}^6\text{Li}(e, e'd)$ bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 15^\circ$, $-q^2 = 12,2 \text{ fm}^{-2}$
a) - d) wie Abb. 12.

Abb. 15: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_e \cdot dE'$, abhängig von der Energie der gestreuten Elektronen, aufgenommen in Einarmmessung (nur das gestreute Elektron wird nachgewiesen). Invariante Masse $W \lesssim 1,5 \text{ GeV}$.
 $E = 2,5 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 12^\circ$
 q_c ist der Korrelationsparameter der Wellenfunktion von Blum.

Abb. 16: Wie Abb. 15, bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 13,8^\circ$.

Abb. 17: Wie Abb. 15, bei $E = 2,7 \text{ GeV}$, $\Theta_e = 15^\circ$.

Abb. 18: Kinematische Diagramme und Feynman-Graphen für die elastische Streuung, die quasielastische Streuung und die inelastische Streuung im Bereich der ersten Nukleonenresonanz.

- Abb. 19: Prozesse, die bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen berücksichtigt wurden:
- 1) Emission reeller Photonen durch das Elektron
 - 2) Emission reeller Photonen durch das Rückstoßteilchen
 - v 3) Vakuumpolarisation
 - 4) Elektronen-Vertexkorrektur
 - 5) Hadronen-Vertexkorrektur
 - 6) Zweiphotonenaustausch
- Abb. 20: Schema der Datenauswertung und des Vergleichs mit theoretischen Modellen.
- Abb. 21: Güte der Anpassung von Impulsverteilungen nach Blum an die Koinzidenz- und Einarmdaten der Reaktionen ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ und ${}^6\text{Li}(e, e')$, abhängig vom Korrelationsparameter q_c . Die Linien dienen nur zur Führung des Auges.
- Abb. 22: Verteilung der Restkernimpulse für ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ bei $10,0 \text{ fm}^{-2}$. (Wie Abb. 9d), jedoch nicht durch den Phasenraumfaktor q_R^2 dividiert). Zum Vergleich eine reine Schalenmodellimpulsverteilung und eine Impulsverteilung nach Blum unter Einschluß von Korrelationen mit $q_c = 300 \text{ MeV}/c$. Experimentelle Schnitte und Strahlungskorrekturen sind in den theoretischen Kurven berücksichtigt.
- Abb. 23: Durchlaßfaktor für Protonen aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'p)$, in Abhängigkeit von der Protonenenergie. Zum Vergleich optische Modellrechnungen von Jacob und Maris und nach de Carvalho et al.
- Abb. 24: Verhältnis der $(e, e'2p)$ -Ereignisse, die nicht auf zufälligen Koinzidenzen beruhen, zu den $(e, e'p)$ -Ereignissen, abhängig von der Energie der $(e, e'p)$ -Ereignisse.
- Abb. 25: Güte der Anpassung an die Koinzidenzdaten der Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'd)$, in Abhängigkeit von den Anteilen der Verteilung Kudyarov (6) (Restkern im Grundzustand) und einer Gaußverteilung (Anregungen des Restkerns). Der experimentelle Wert N_d und ein theoretischer Wert von Jeremie ist nach dem Verfahren auf S. 45 eingezeichnet.

- Abb. 26: Experimentelle Deuteronenzahl N_d , definiert als Verhältnis des integrierten Wirkungsquerschnitts für die quasielastische Reaktion ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ zum Wirkungsquerschnitt für die elastische e-d-Streuung, in Abhängigkeit von $-q^2$. Zum Vergleich: Theoretische Kurven von Kuderyarov et al. und Jeremie sowie ein mittlerer Wert für die besten Anpassungen aus Abb. 25.
- Abb. 27: Verhältnis der gemessenen Deuteronen zu den gemessenen Protonen, korrigiert mit den gemessenen effektiven Protonen- bzw. Deuteronenzahlen in ${}^6\text{Li}$ und den gemessenen Durchlaßfaktoren im Endzustand, abhängig von $-q^2$. Die Übereinstimmung mit dem Literaturwert für das Verhältnis der Formfaktoren G_d^2/G_p^2 zeigt die gegenseitige Verträglichkeit der benutzten Daten.
- Abb. 28: Verteilungen der Restkernimpulse, die für ${}^6\text{Li}(e,e'd)$ zu den besten Anpassungen führen. Die Kurven enthalten keine Strahlungseffekte. Die angegebenen Verhältnisse zwischen der Verteilung nach Kuderyarov et al. und der Gaußverteilung beziehen sich auf die Flächen unter den Kurven.
- Abb. 29: Integrierter quasielastischer Wirkungsquerschnitt für ${}^6\text{Li}$ und ${}^{12}\text{C}$ (Stanfield et al.), bezogen auf die inkohärente Summe der elastischen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Nukleonen (berechnet nach der Rosenbluth-Formel), aufgetragen über dem Viererimpulsübertrag $-q^2$. Zum Vergleich eine Berechnung der Pauli-Exklusionseffekte für ${}^{12}\text{C}$ von Bernabeu und eine Monte-Carlo-Rechnung für ${}^6\text{Li}$ unter Einschluß des Pauli-Prinzips und Verwendung der Impulsverteilung von Blum mit $q_c = 300 \text{ MeV}/c$.

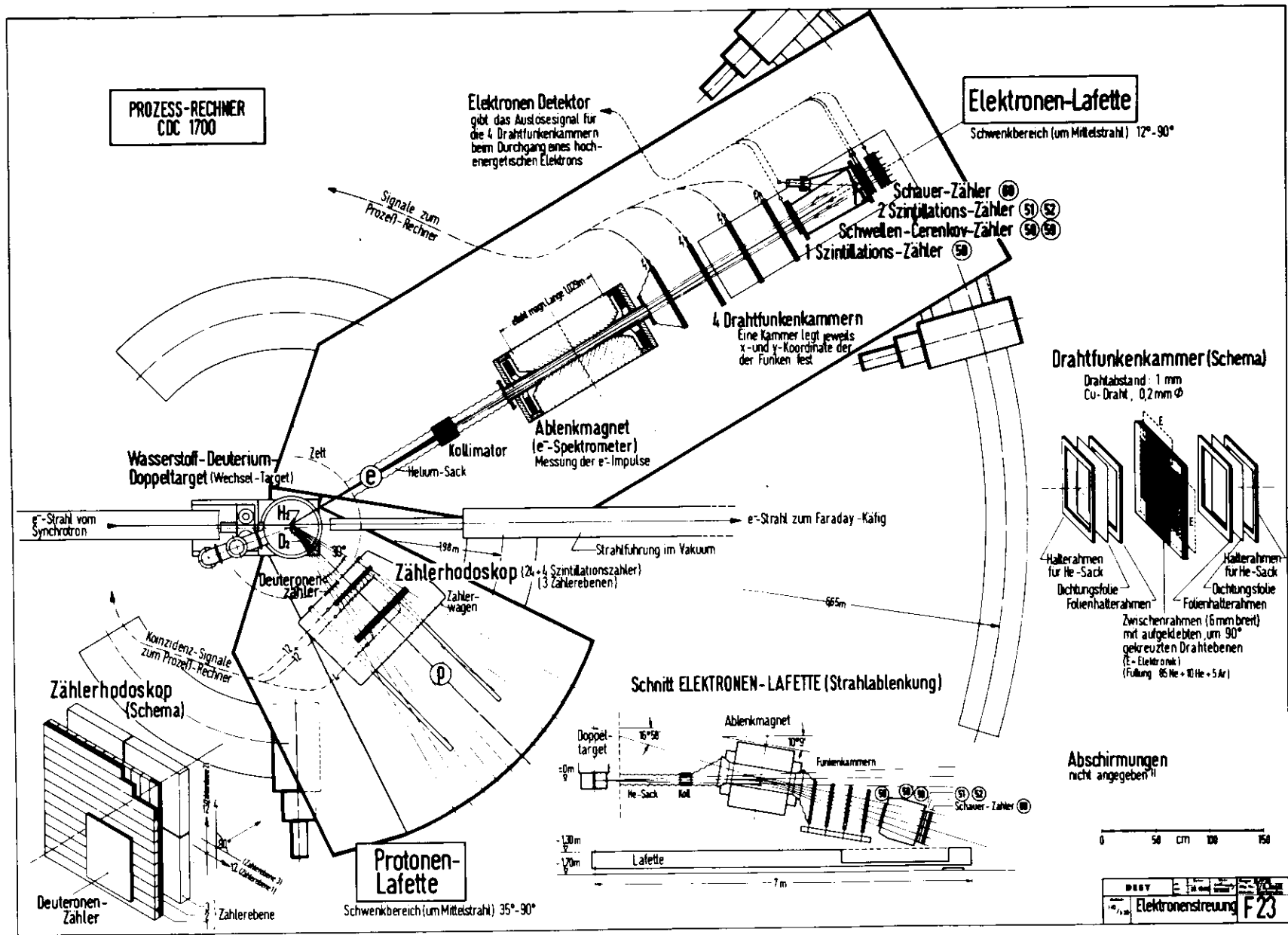


Abb. 1

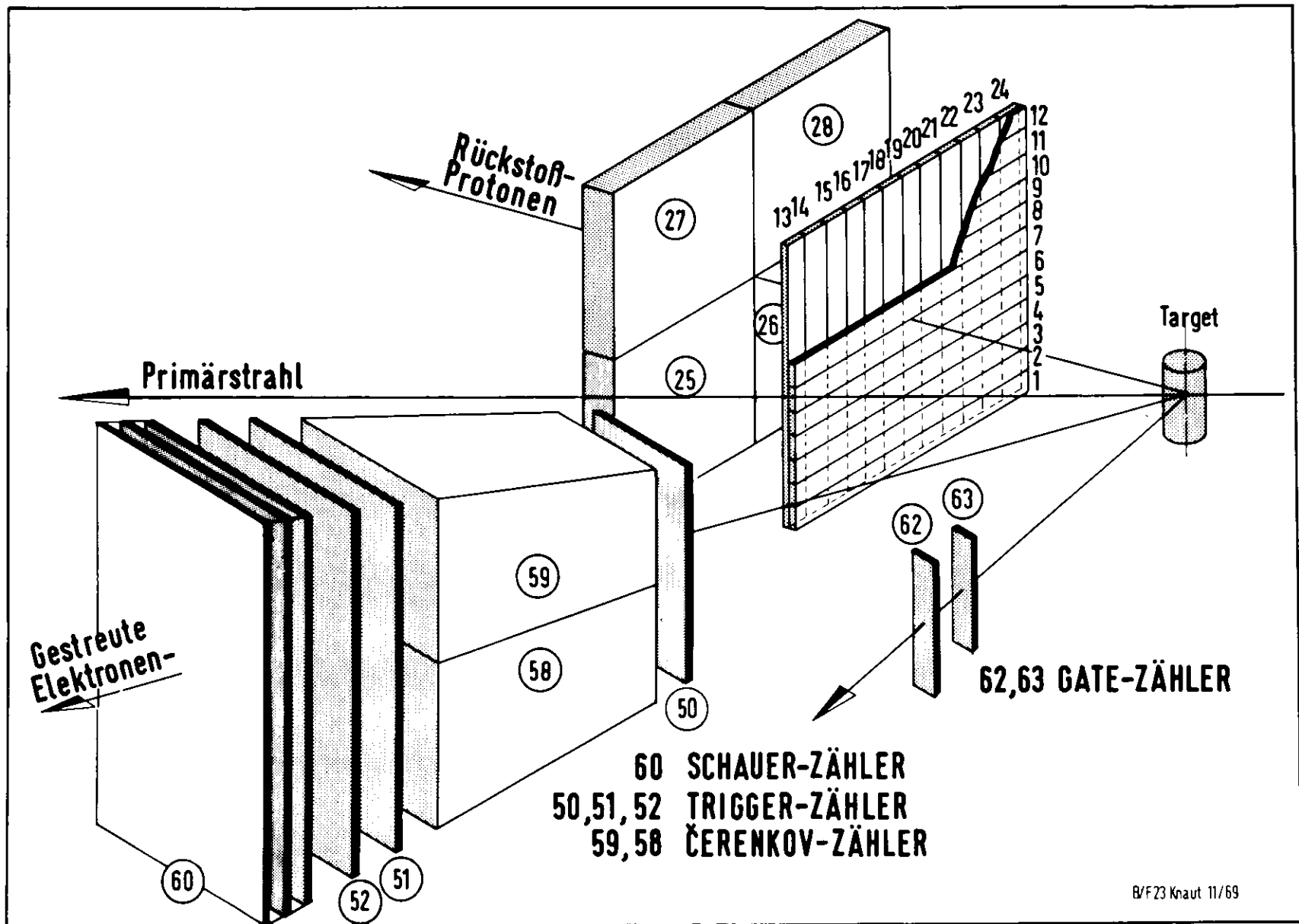


Abb. 2

ENERGIE- u. IMPULSÜBERTRAG auf PROTONEN-DEUTERONEN

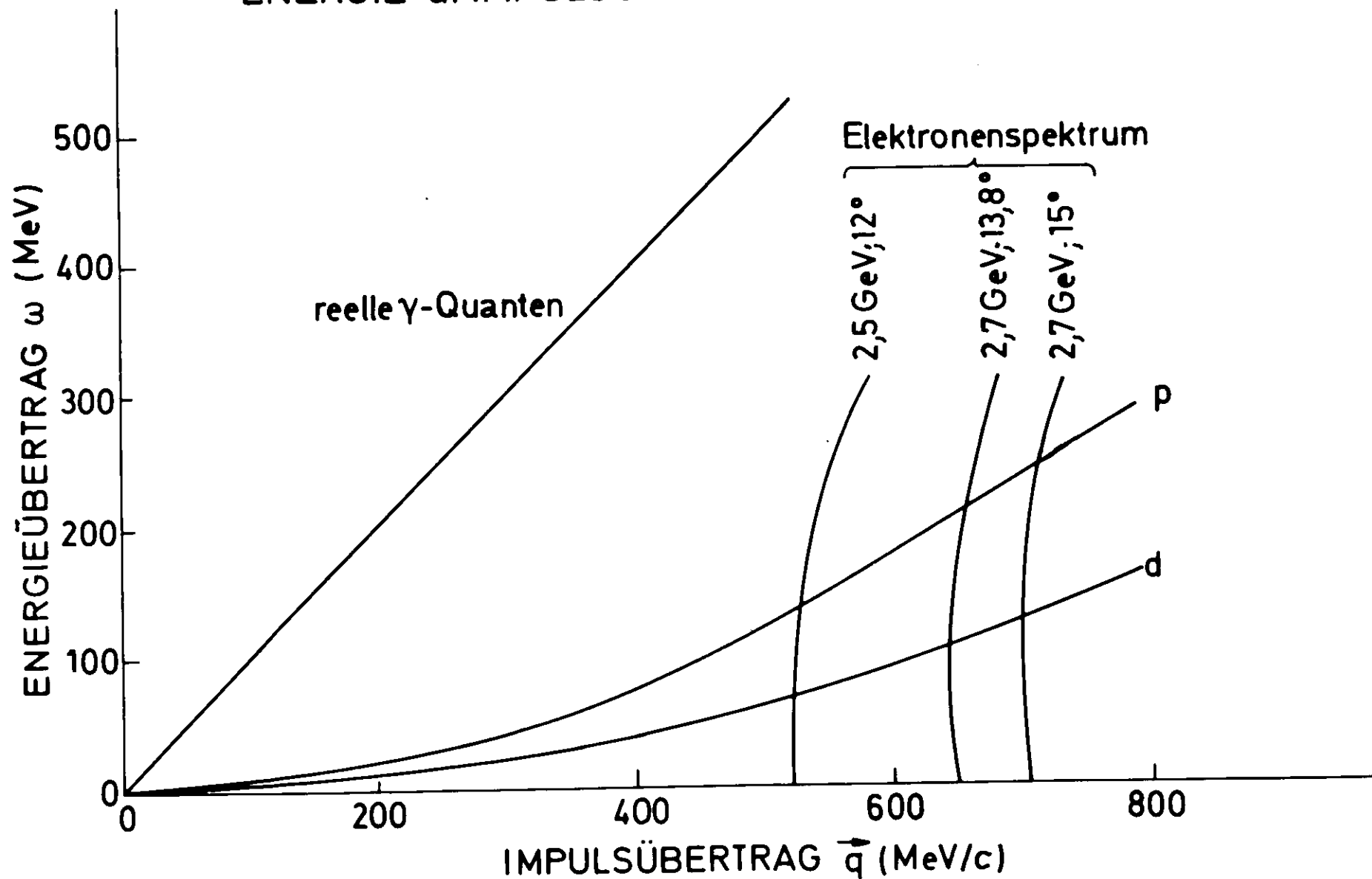


Abb. 3

ABSOLUTEICHTUNG DES W.Q., AUFGENOMMENE DATEN

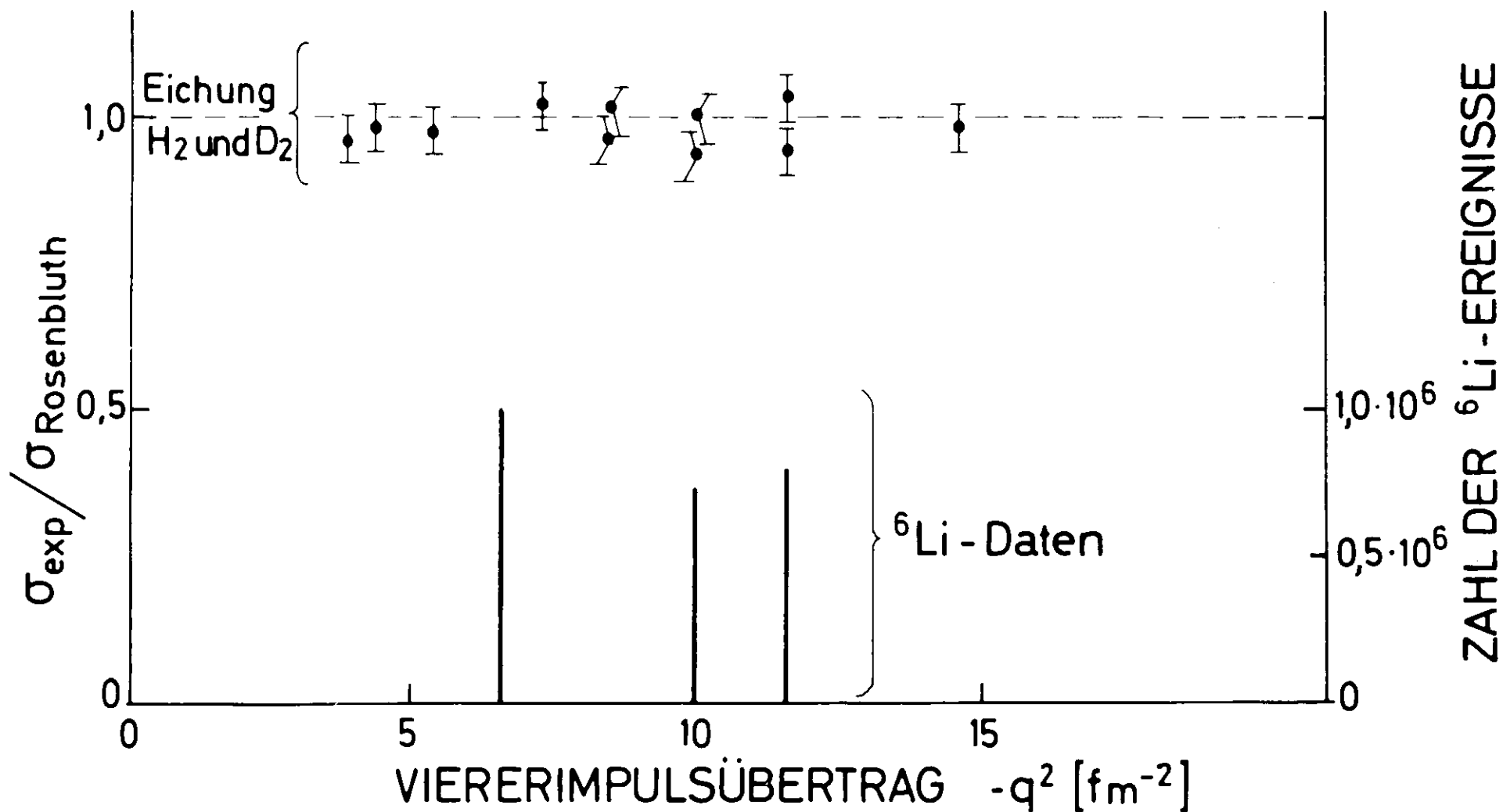
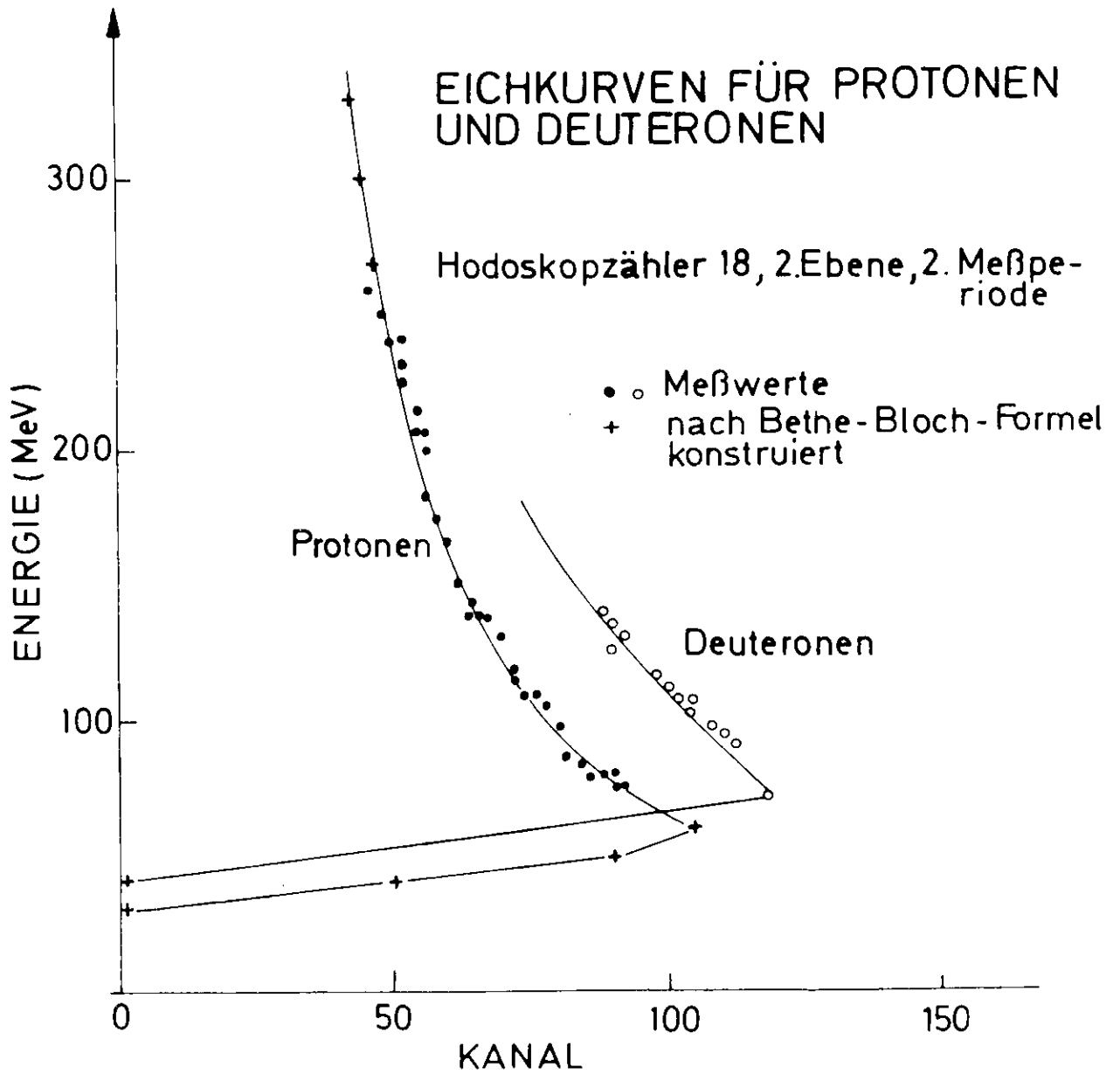


Abb. 4



ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEIT des AUSWERTEVERFAHRENS
für PROTONEN

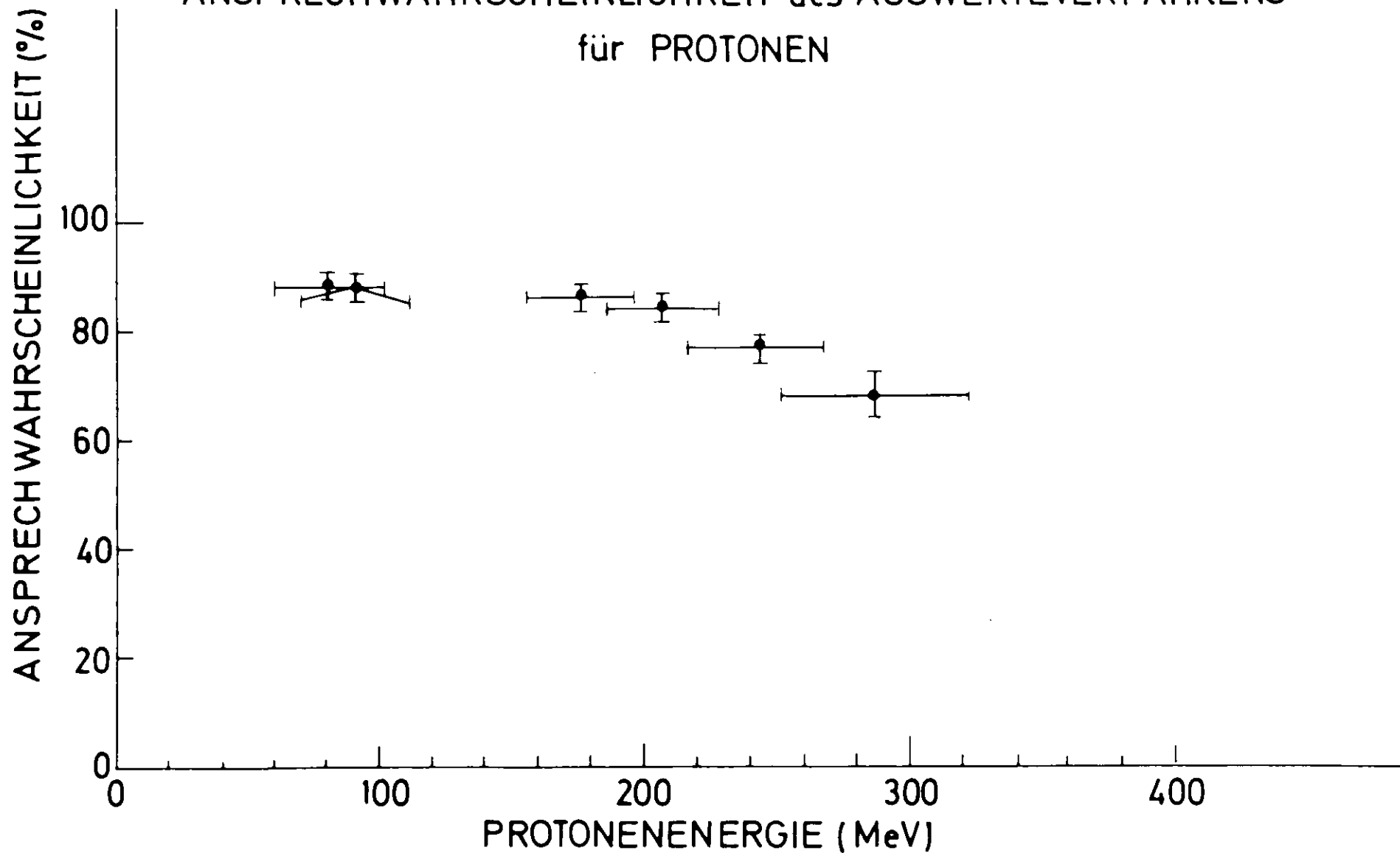
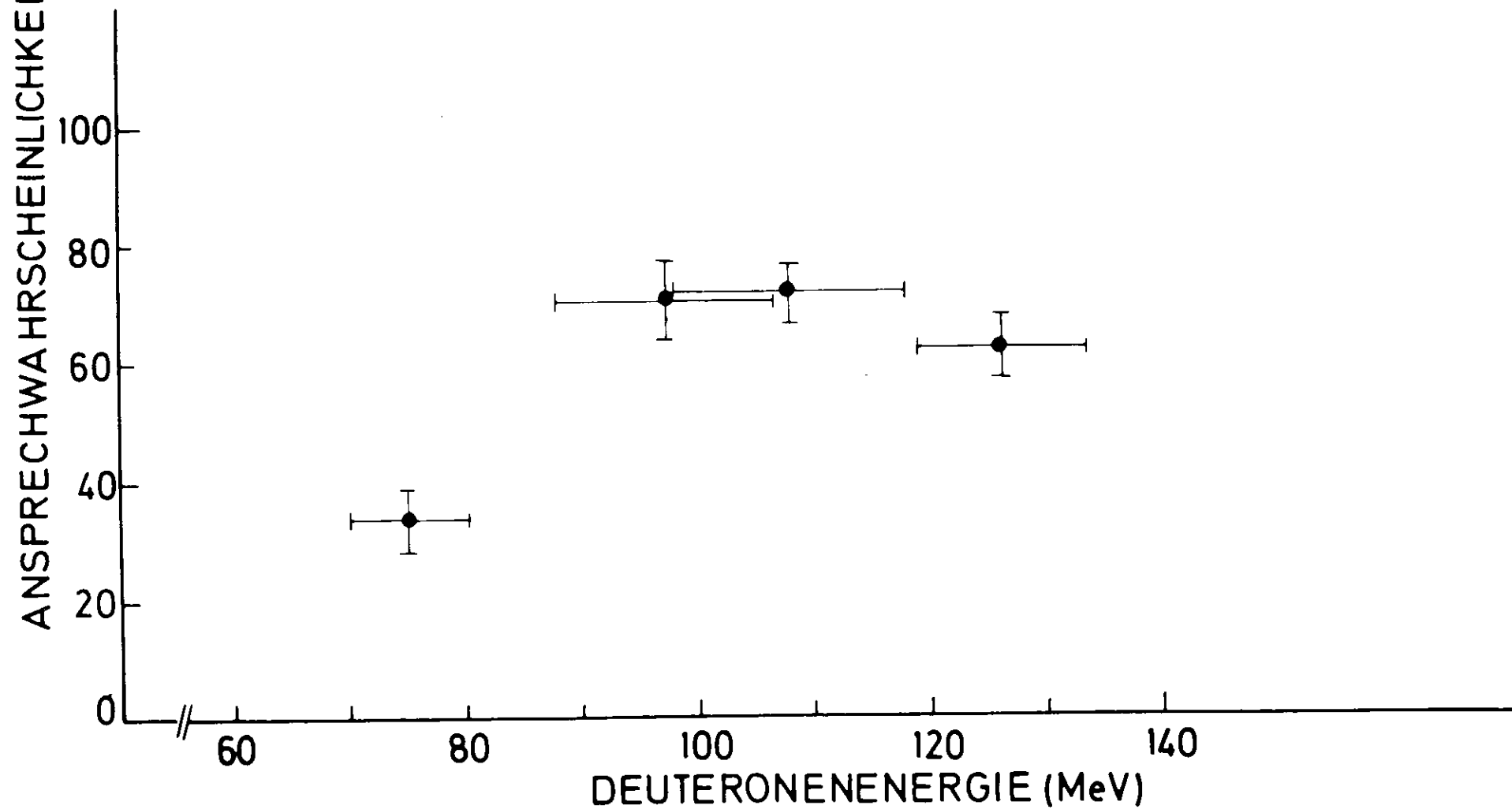


Abb. 6a

ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEIT des AUSWERTEVERFAHRENS für DEUTERONEN



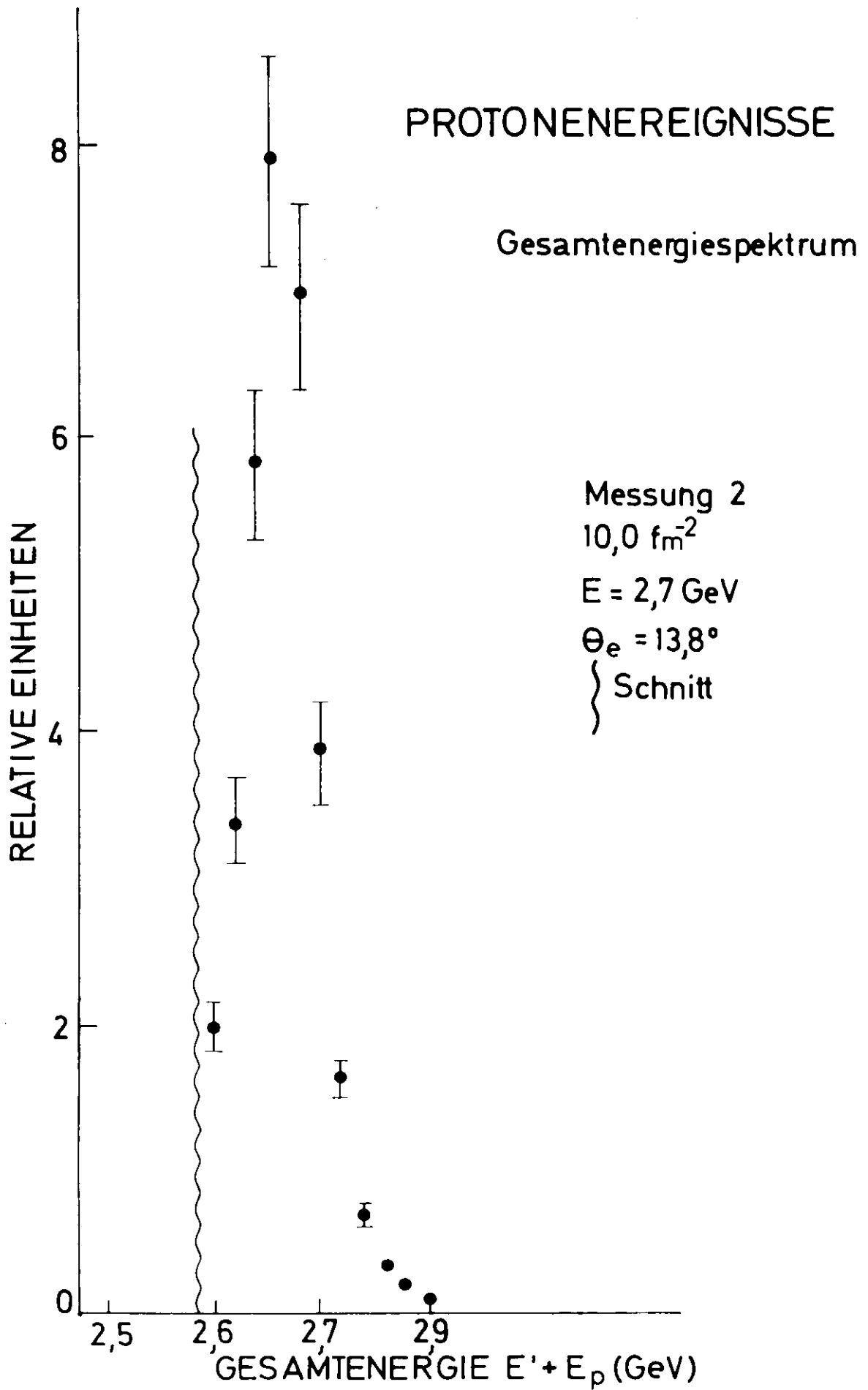


Abb. 7

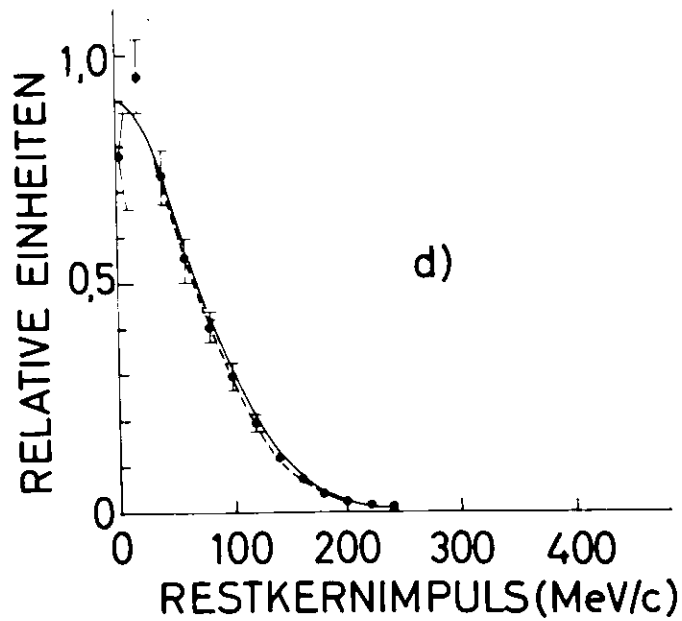
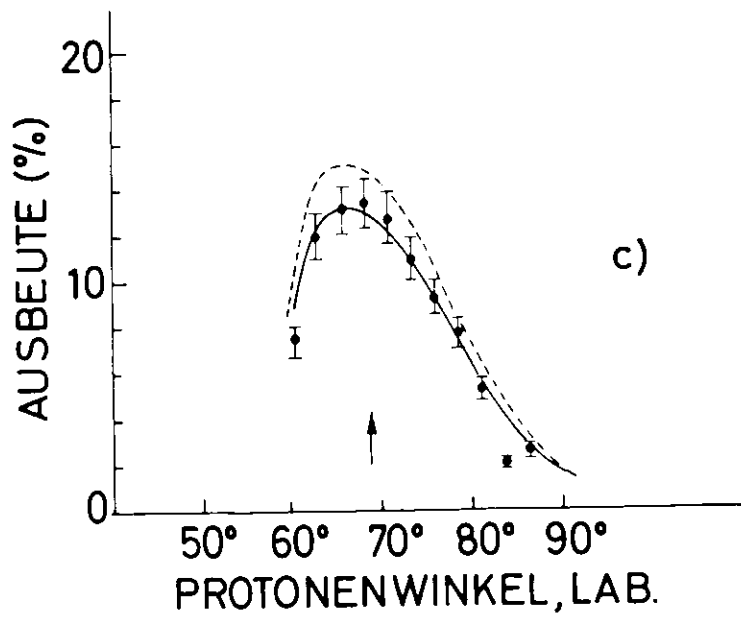
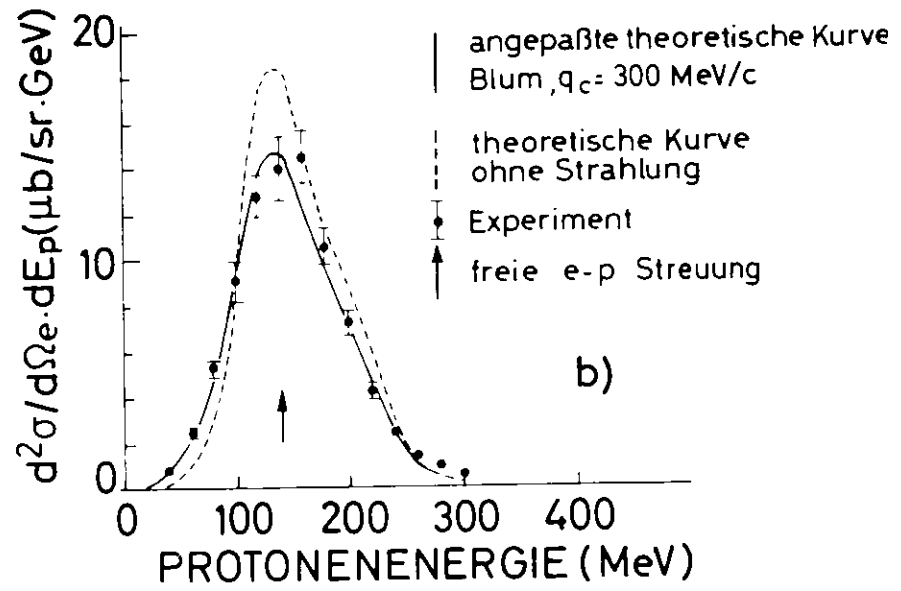
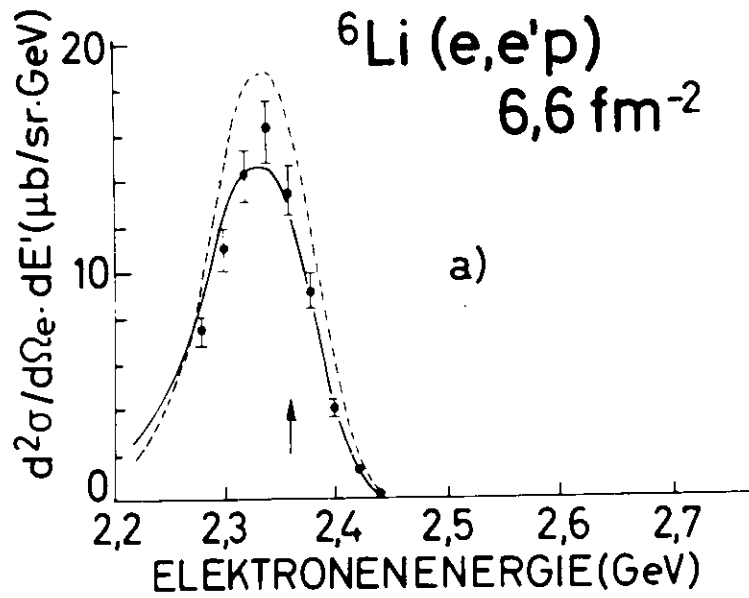


Abb. 8

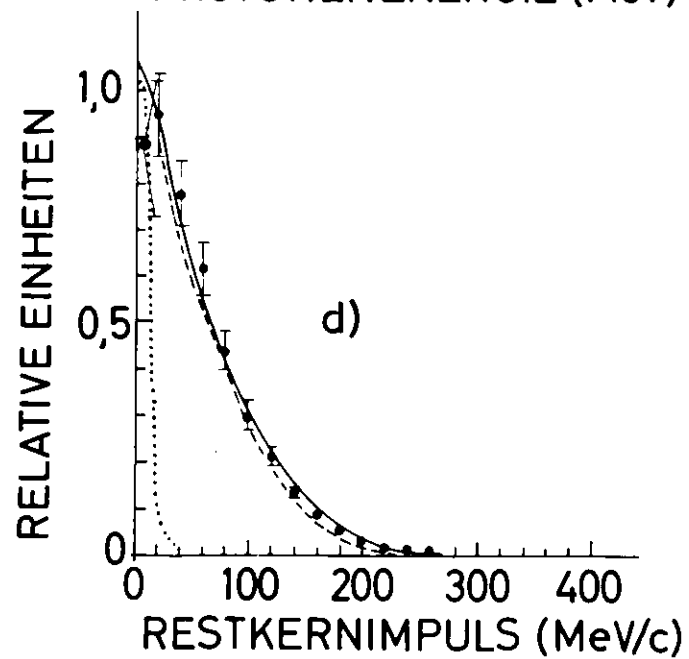
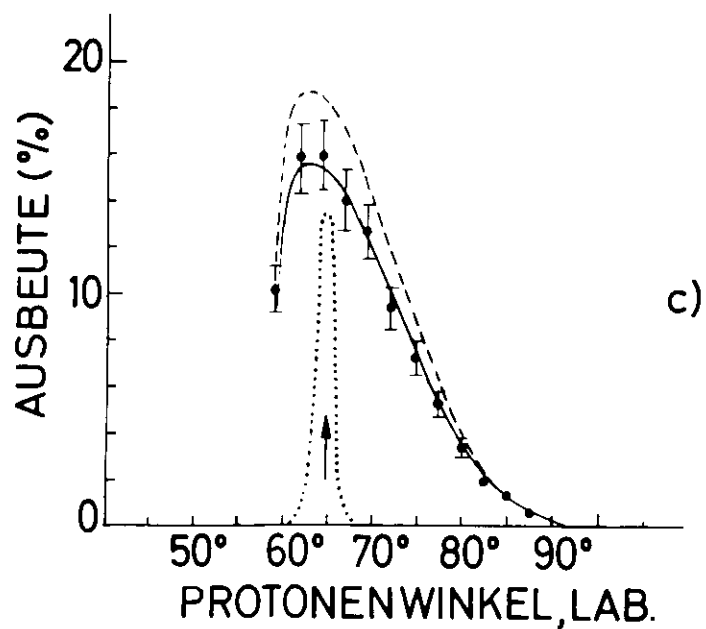
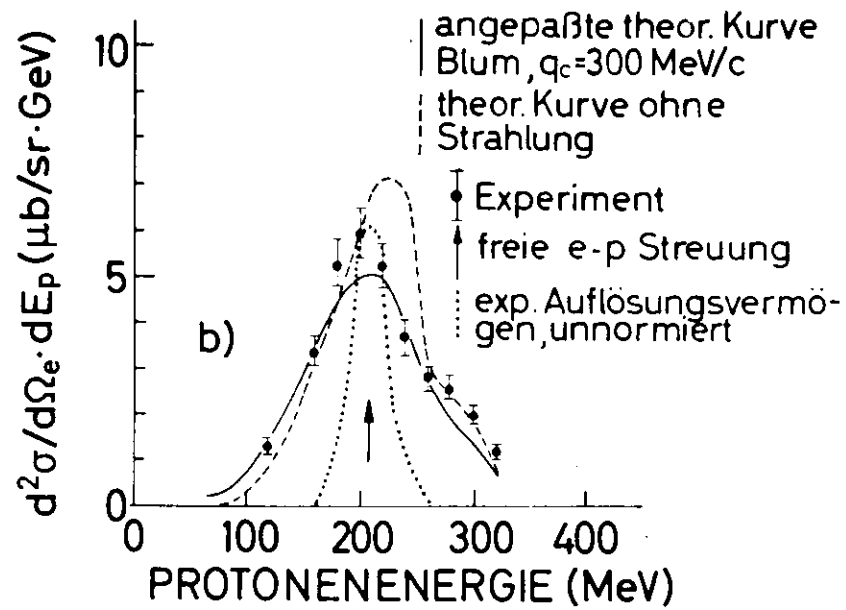
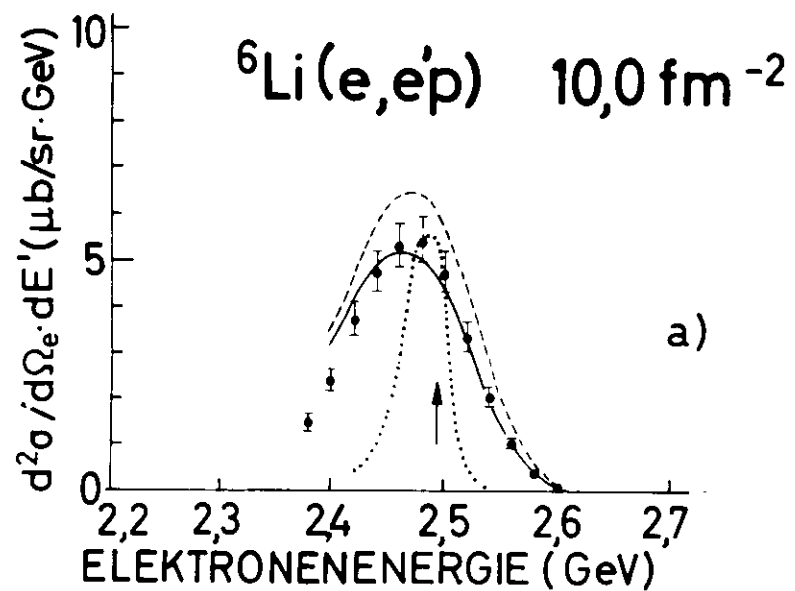
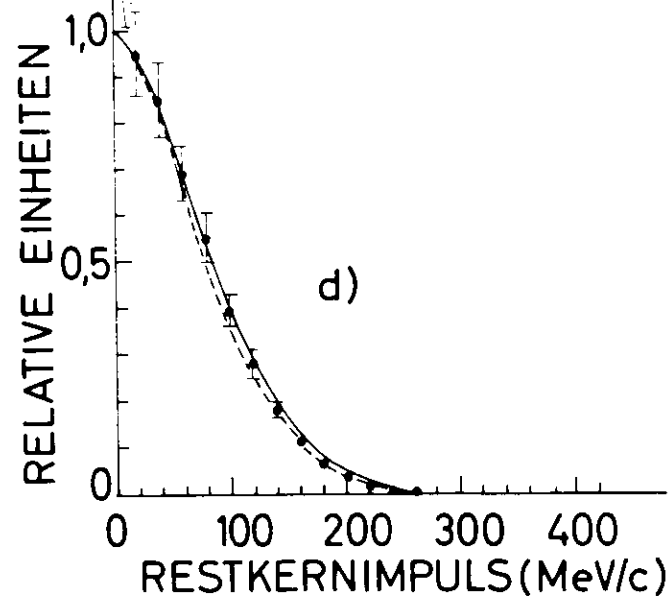
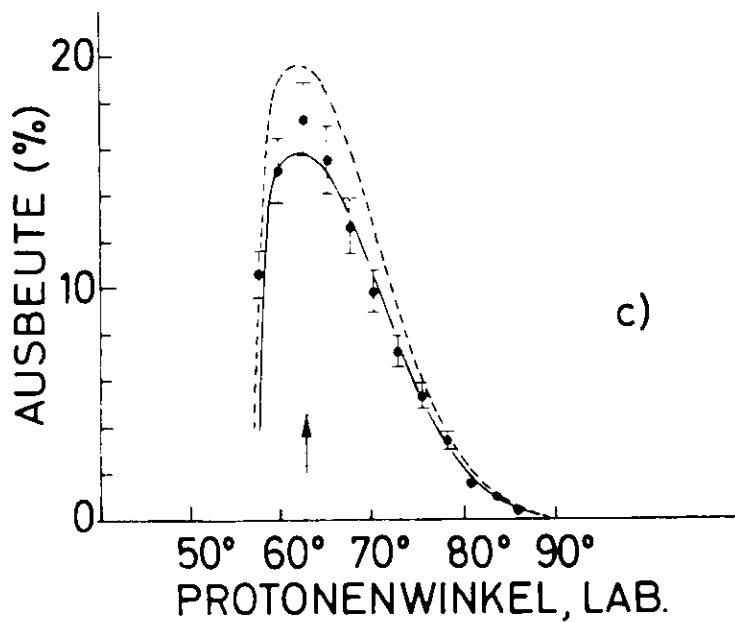
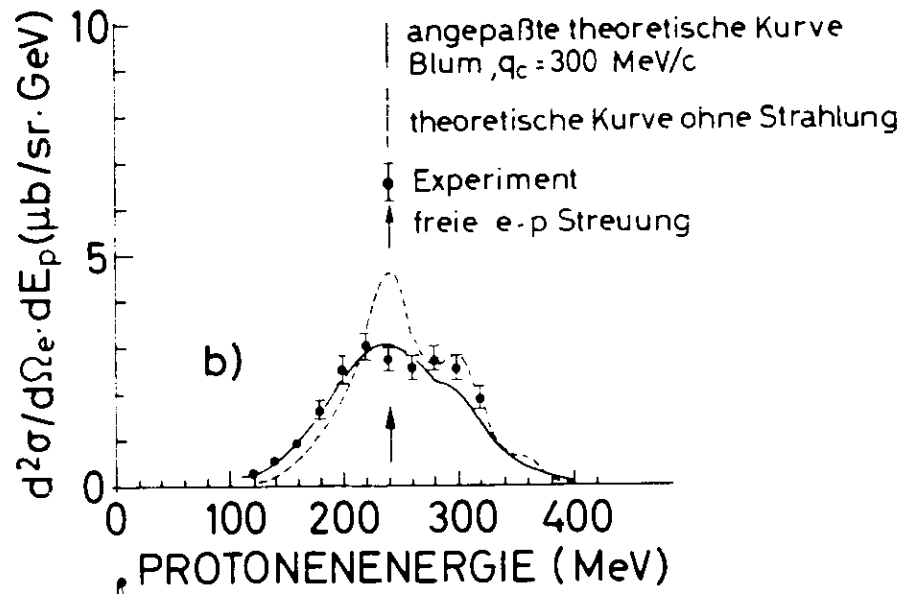
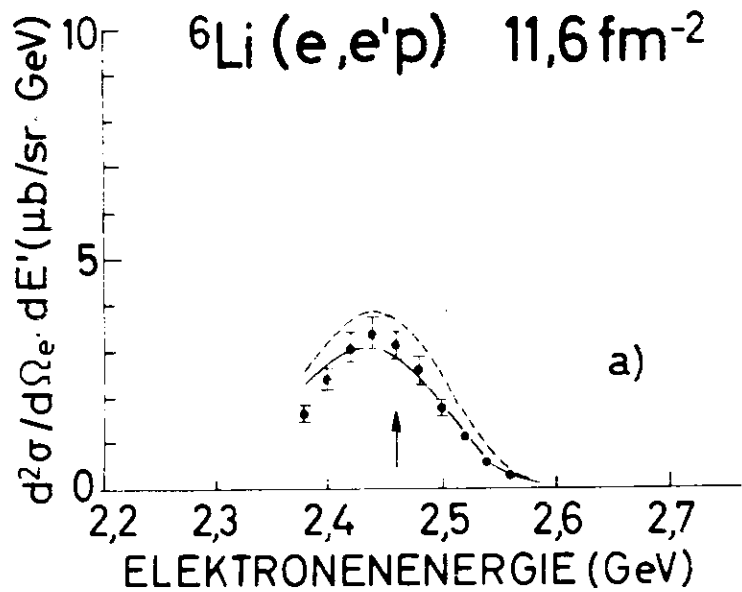


Abb. 9



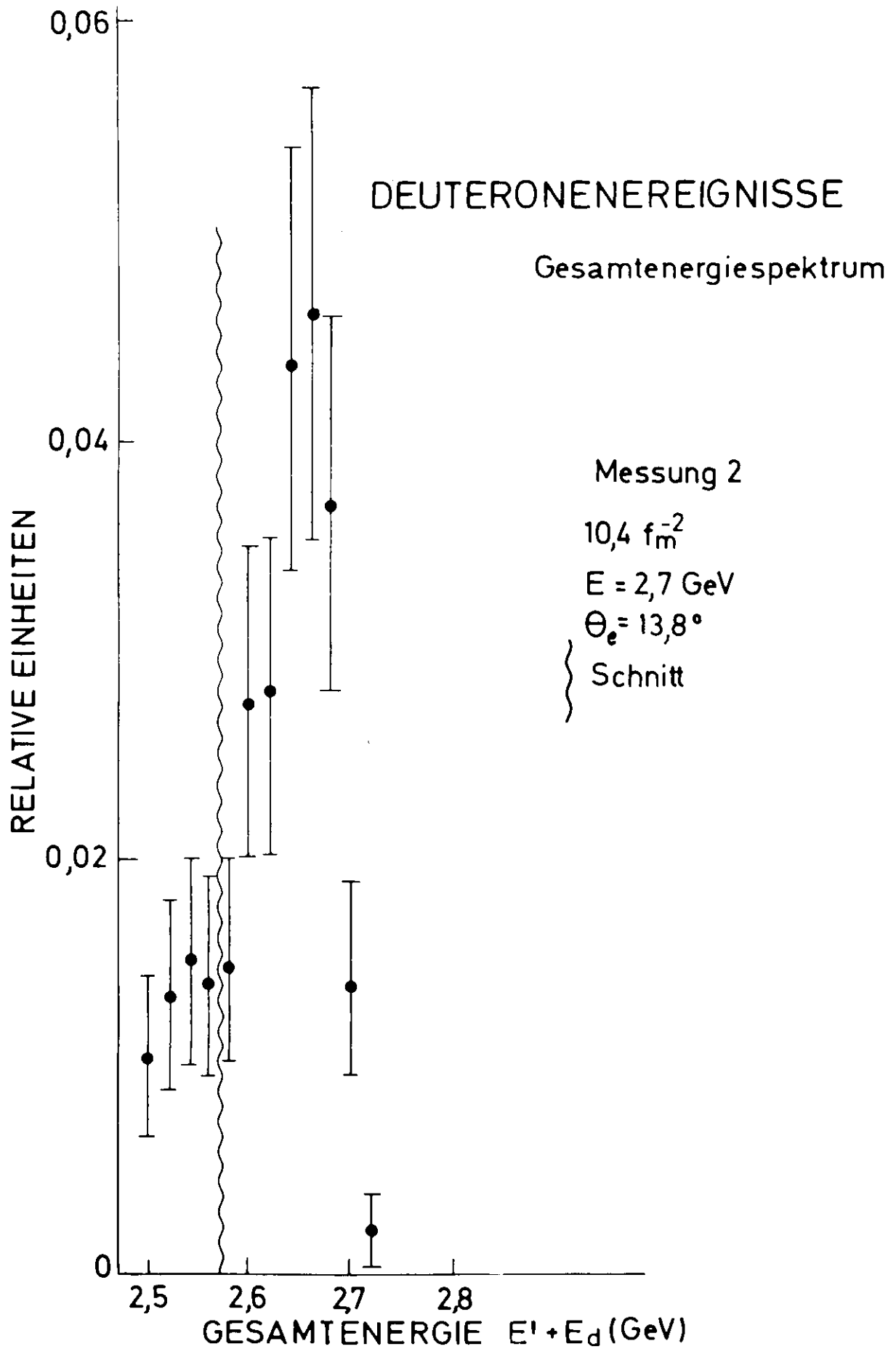
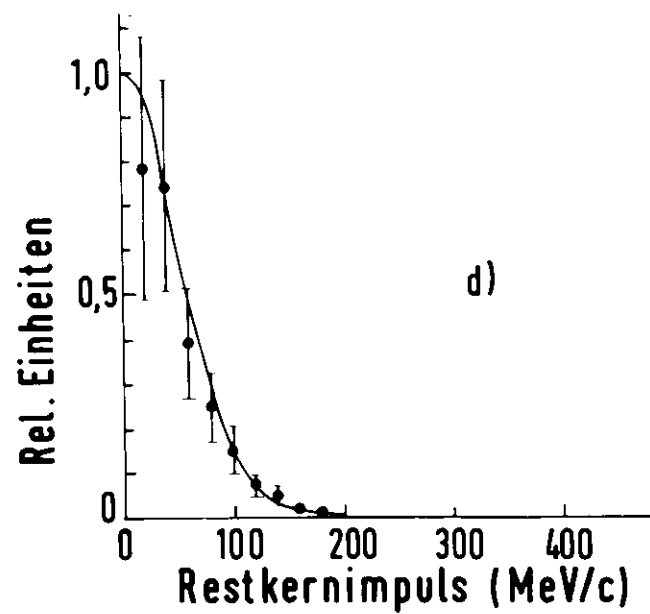
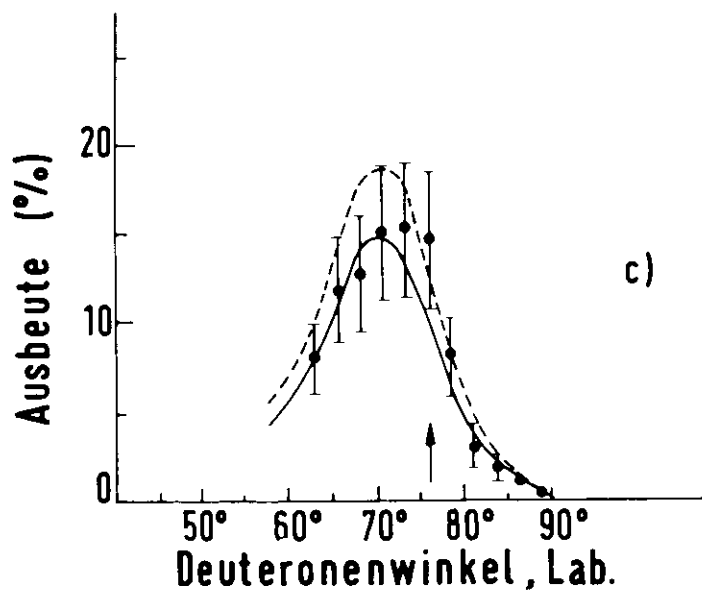
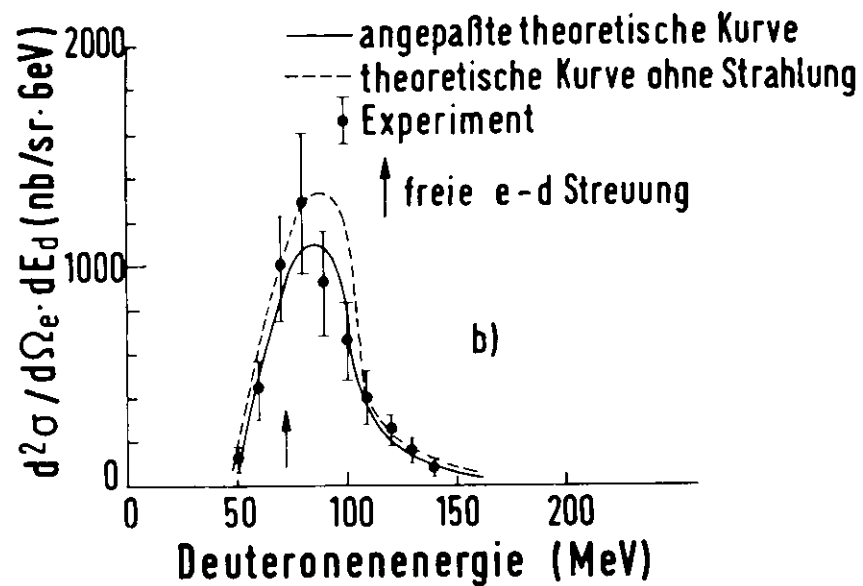
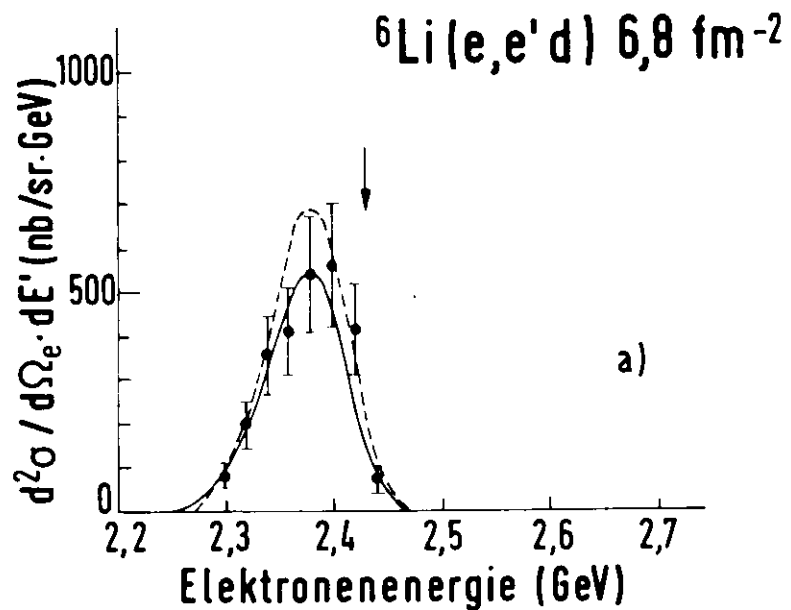


Abb. 11



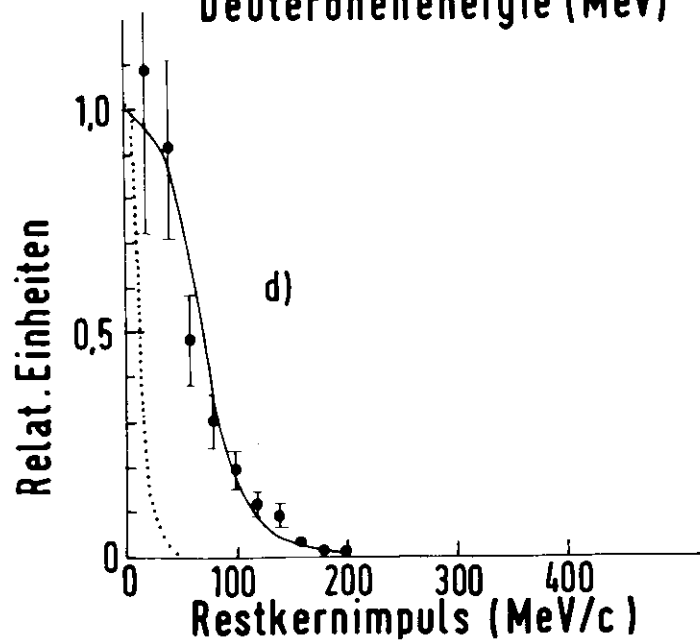
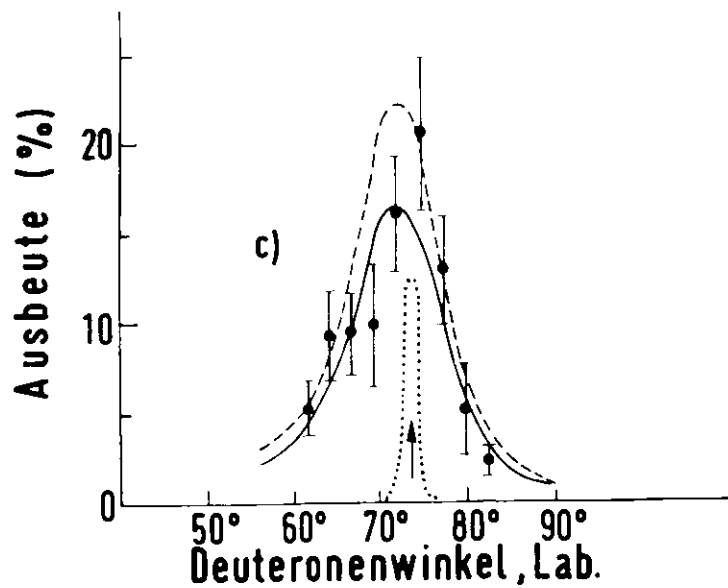
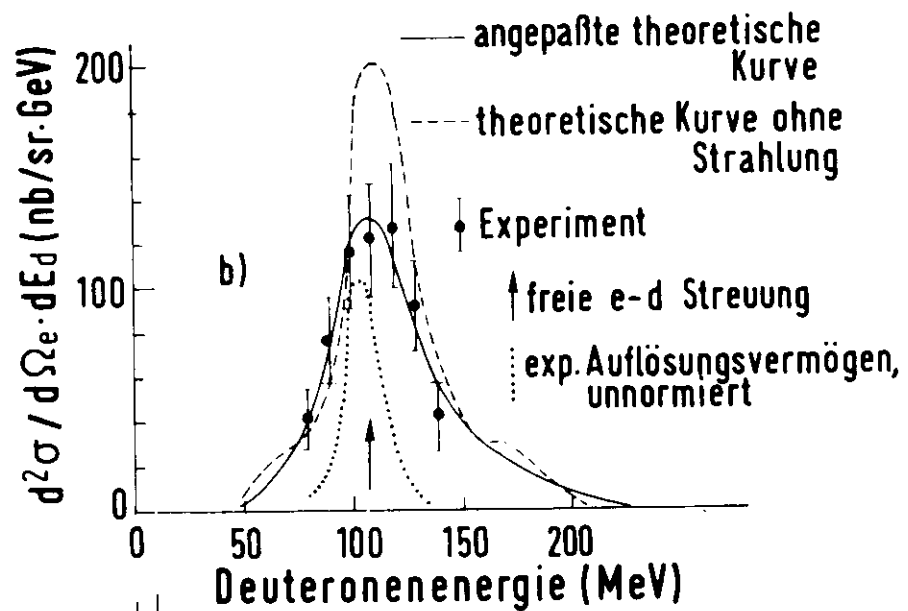
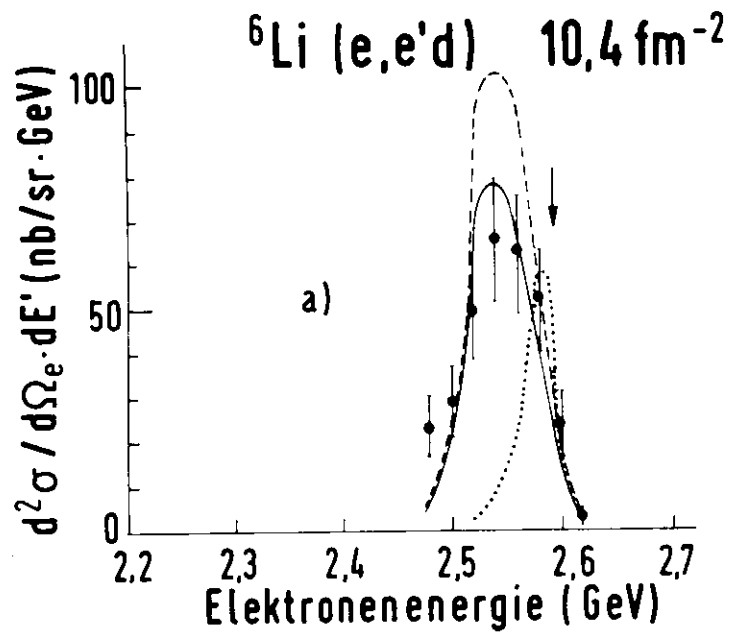


Abb. 13

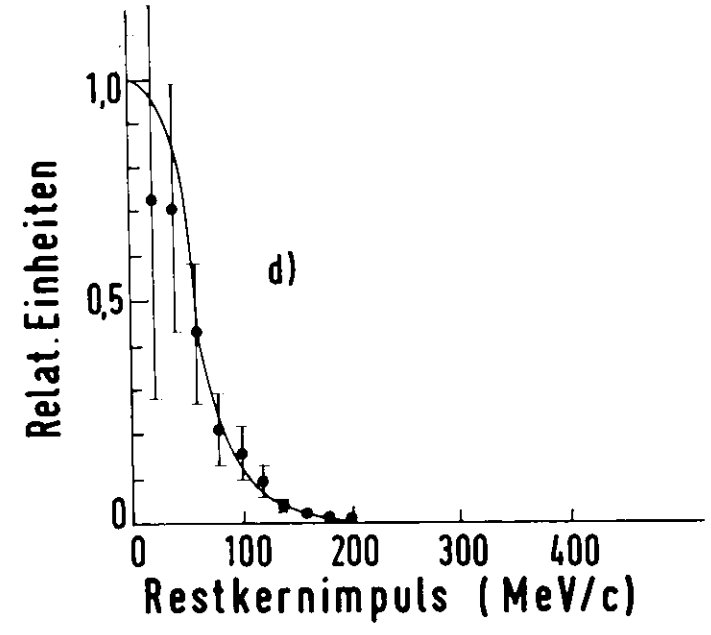
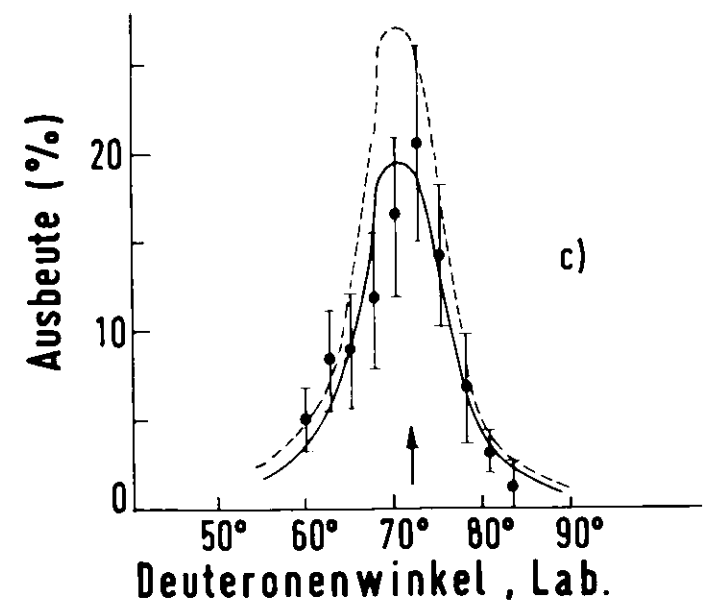
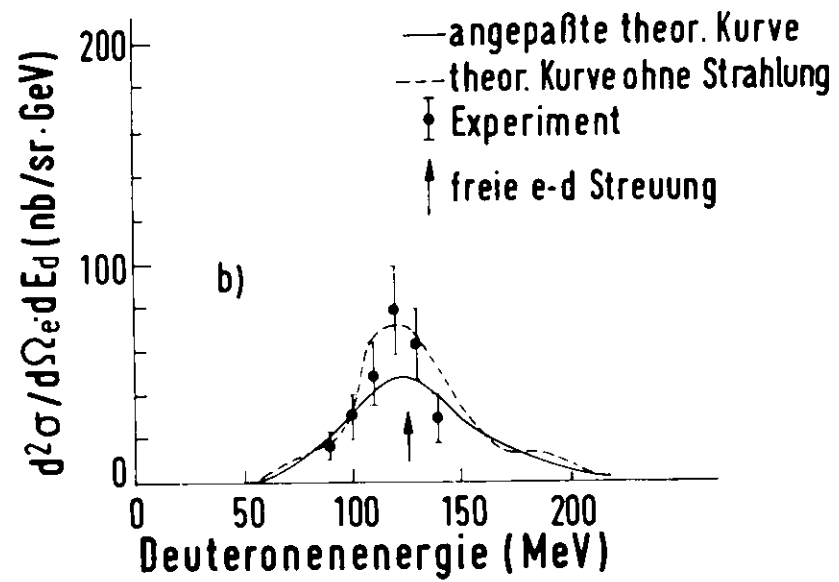
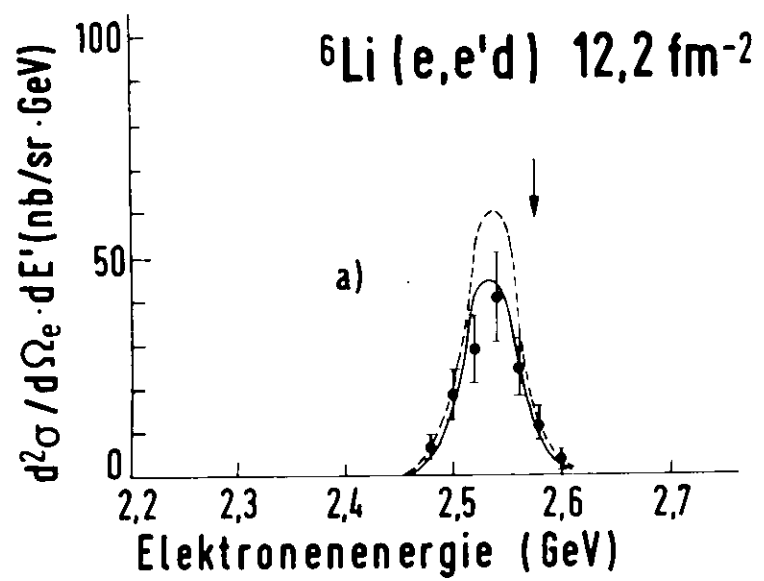


Abb. 14

ELEKTRONEN-EINARMSPPEKTRUM $E = 2,5 \text{ GeV}$ $\theta_e = 12,0^\circ$

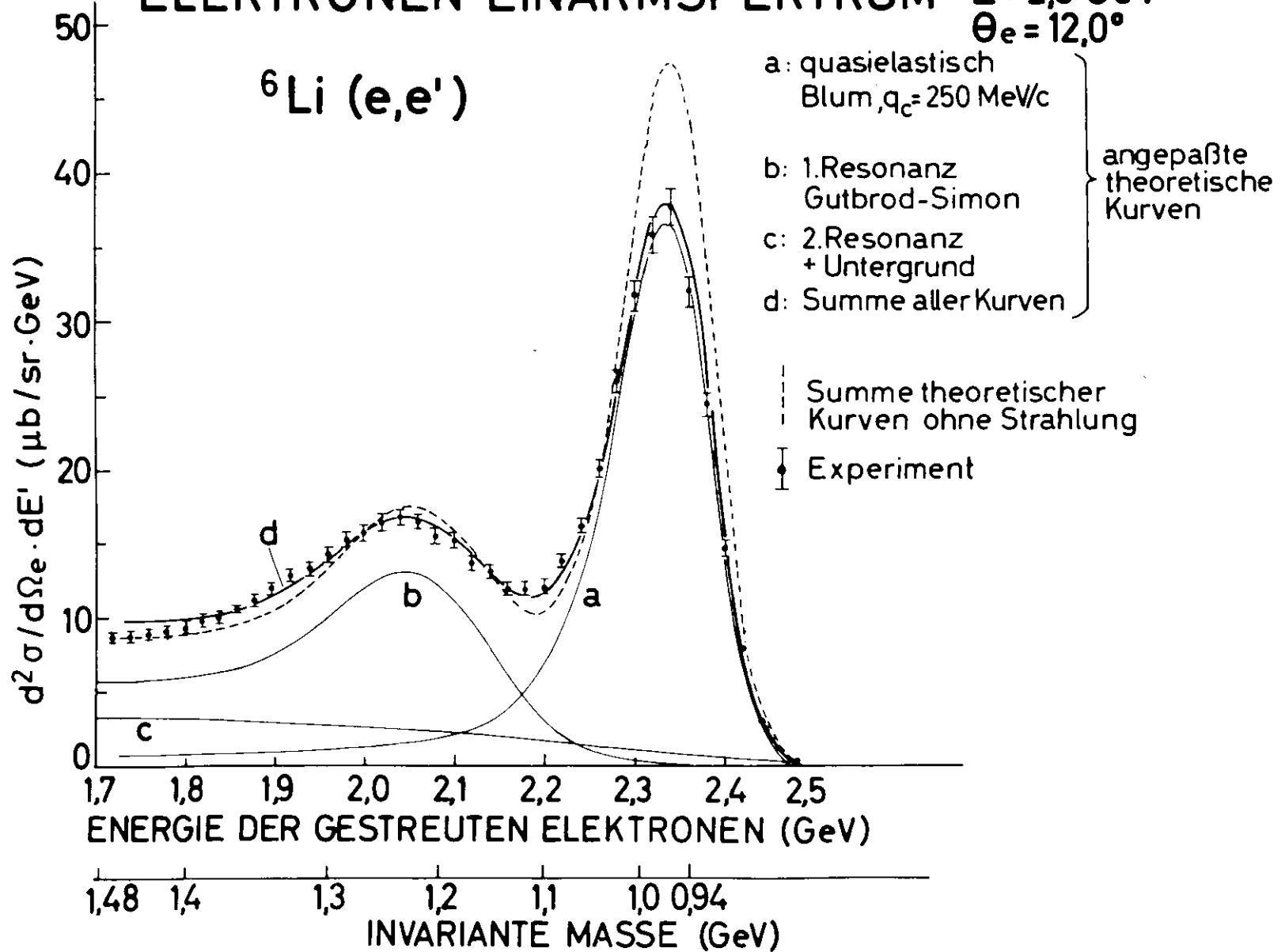


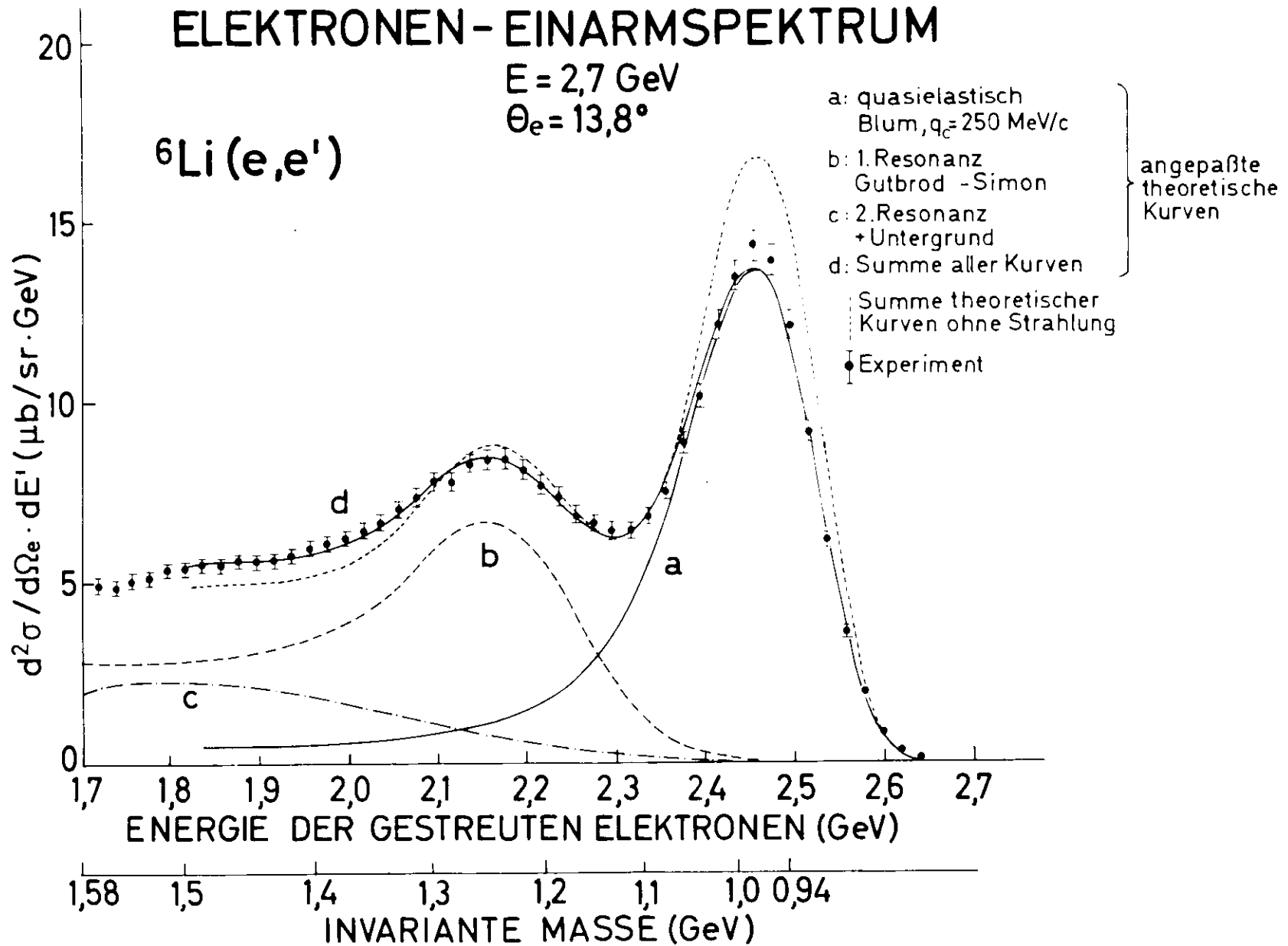
Abb. 15

ELEKTRONEN-EINARMSPEKTRUM

$E = 2,7 \text{ GeV}$

$\theta_e = 13,8^\circ$

${}^6\text{Li}(e, e')$

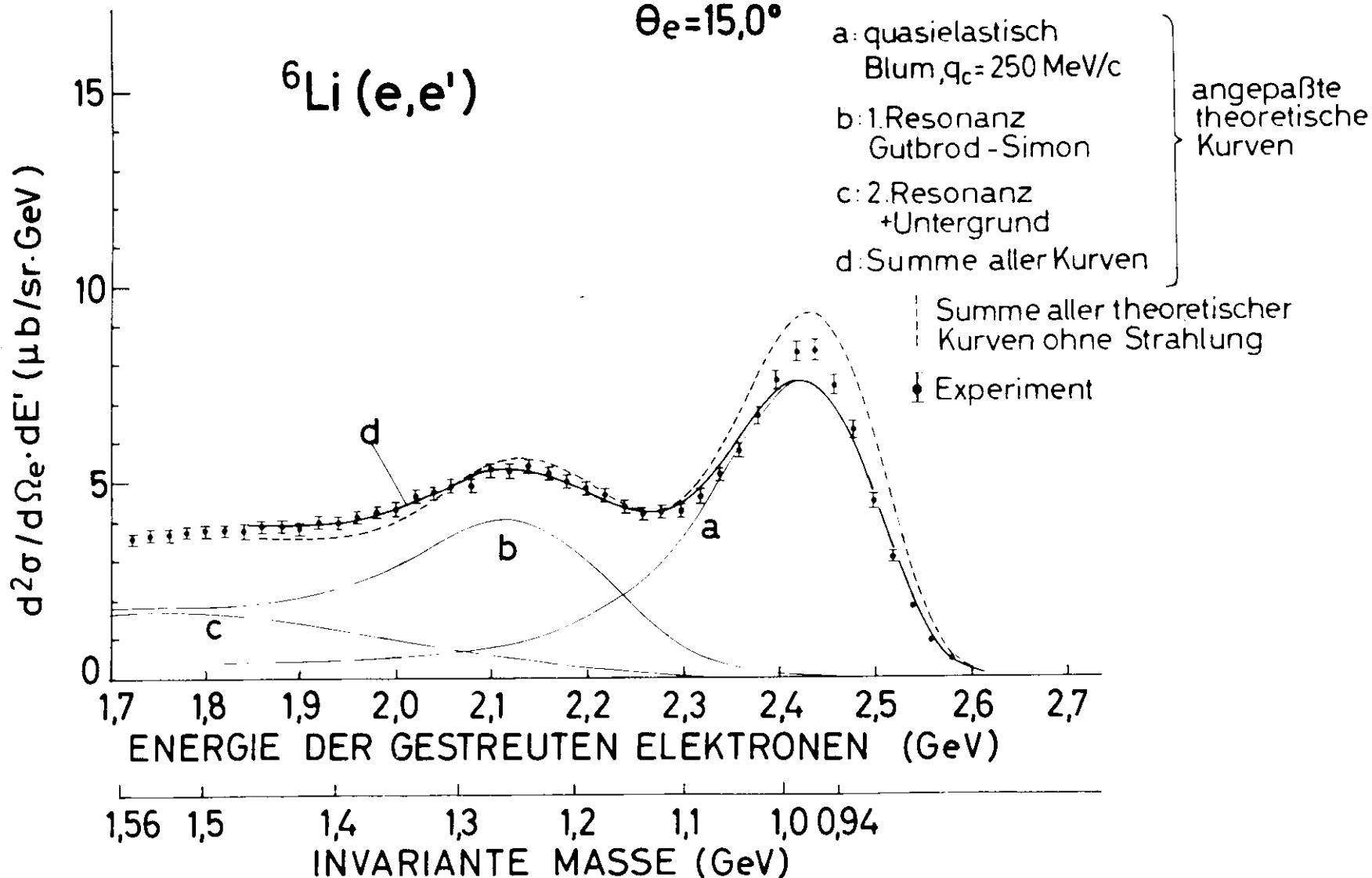


ELEKTRONEN-EINARMSPEKTRUM

$E = 2,7 \text{ GeV}$

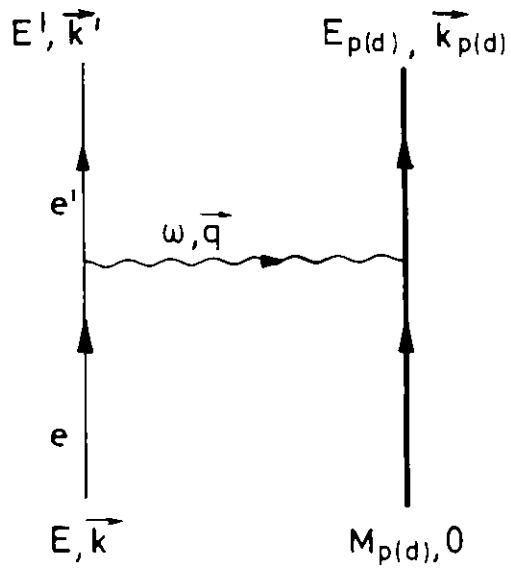
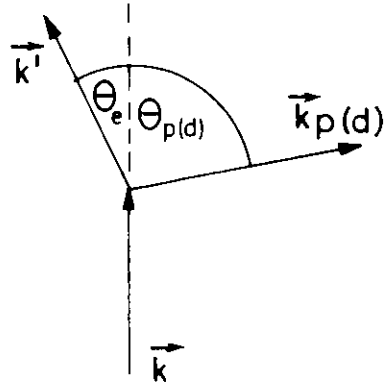
$\theta_e = 15,0^\circ$

${}^6\text{Li} (e, e')$

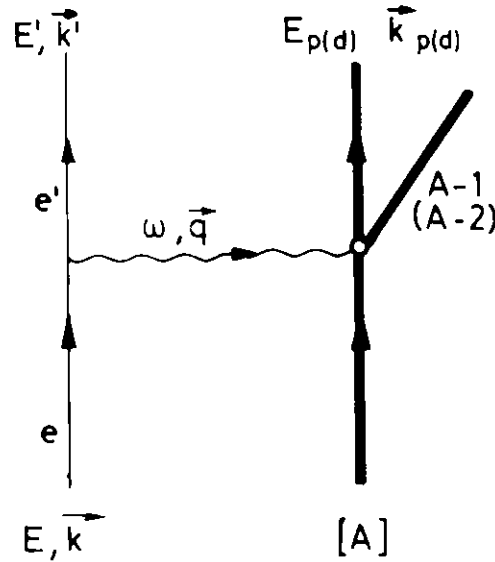
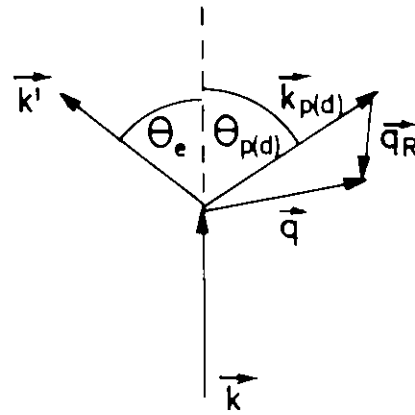


STREUDIAGRAMME und GRAPHEN

a) elastische Streuung

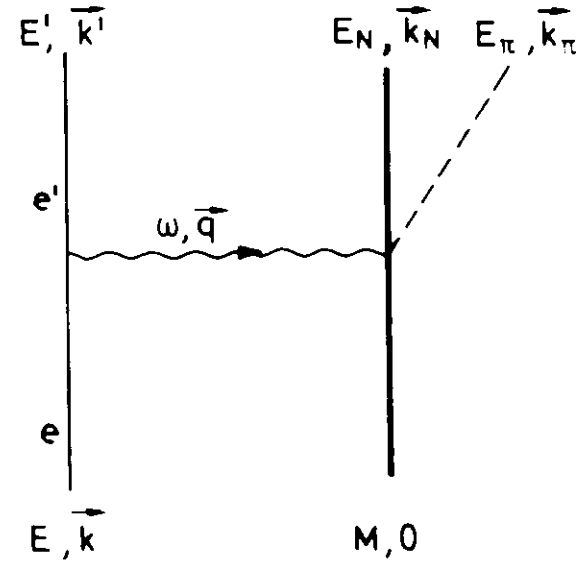
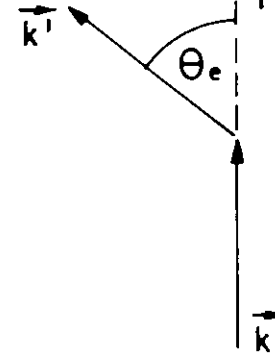


b) quasielastische Streuung

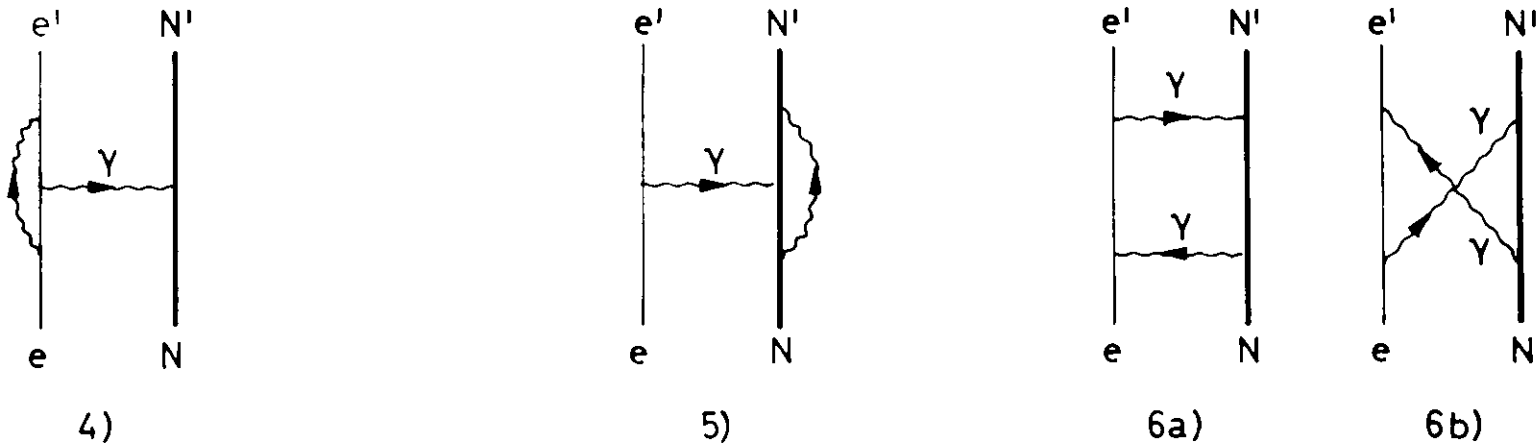
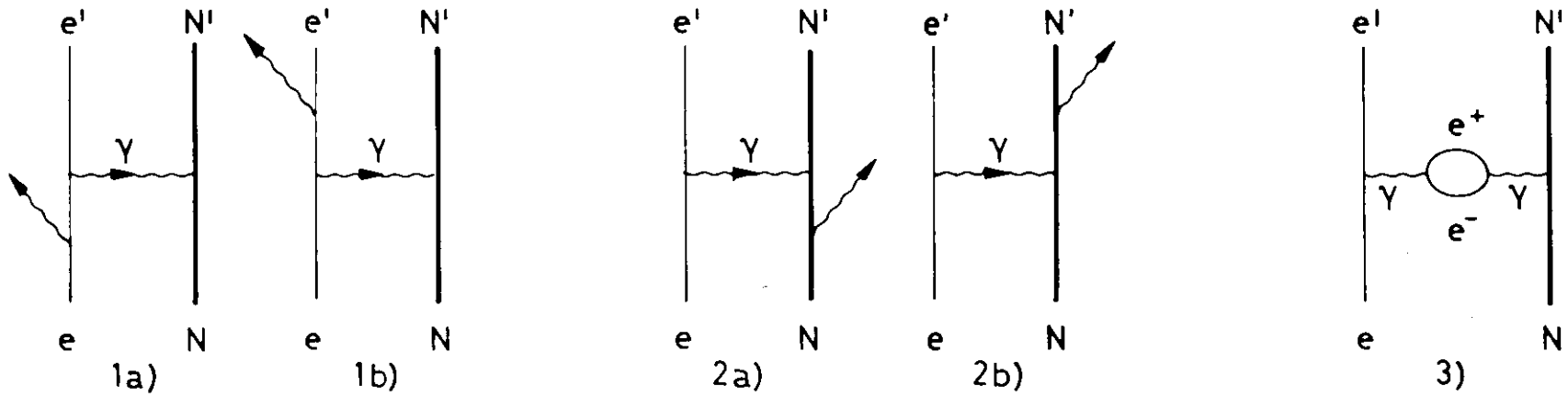


c) inelastische Streuung

(1. Nukleonenresonanz)



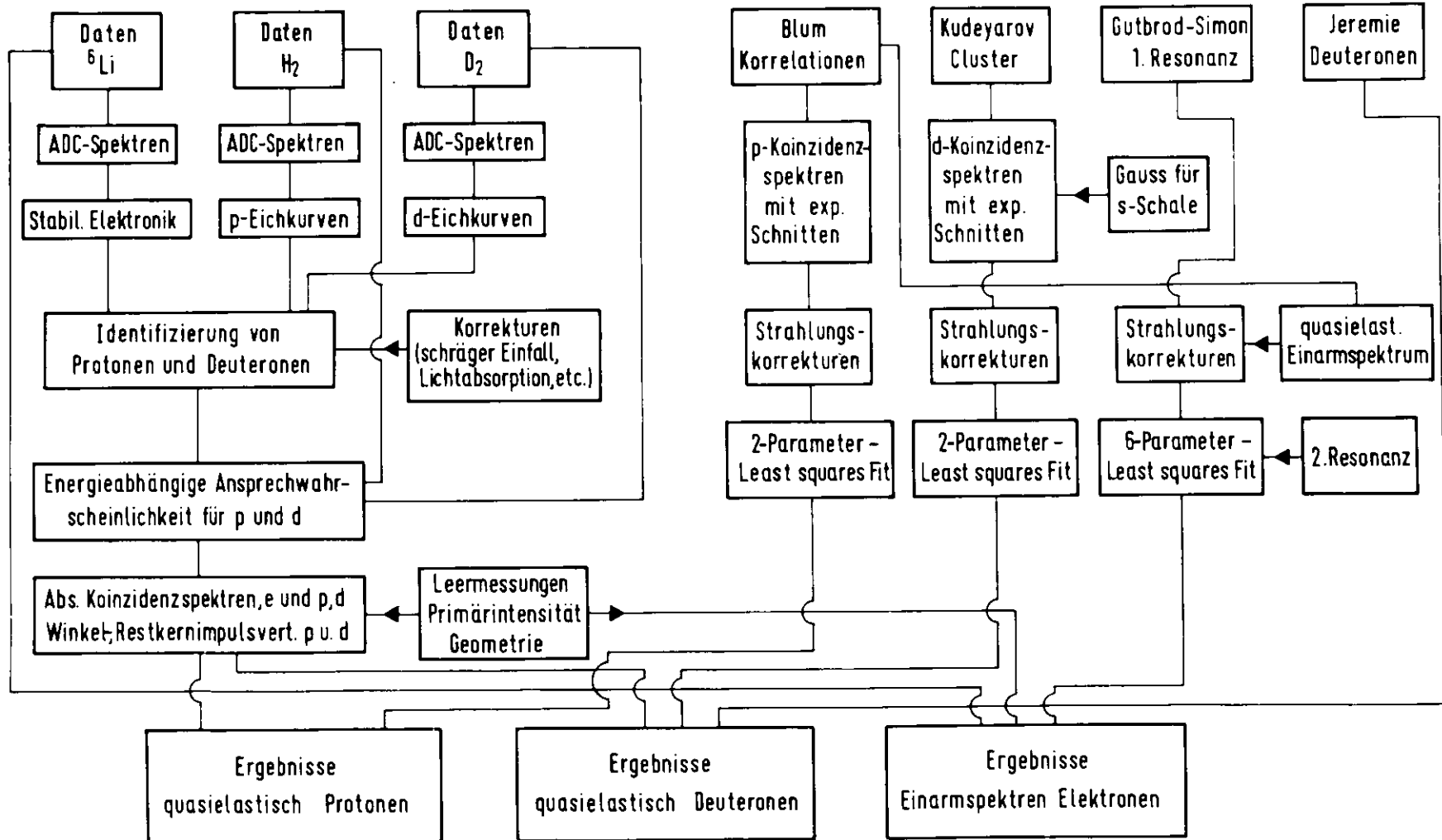
PROZESSE ZUR BERECHNUNG DER STRAHLUNGSKORREKTUREN



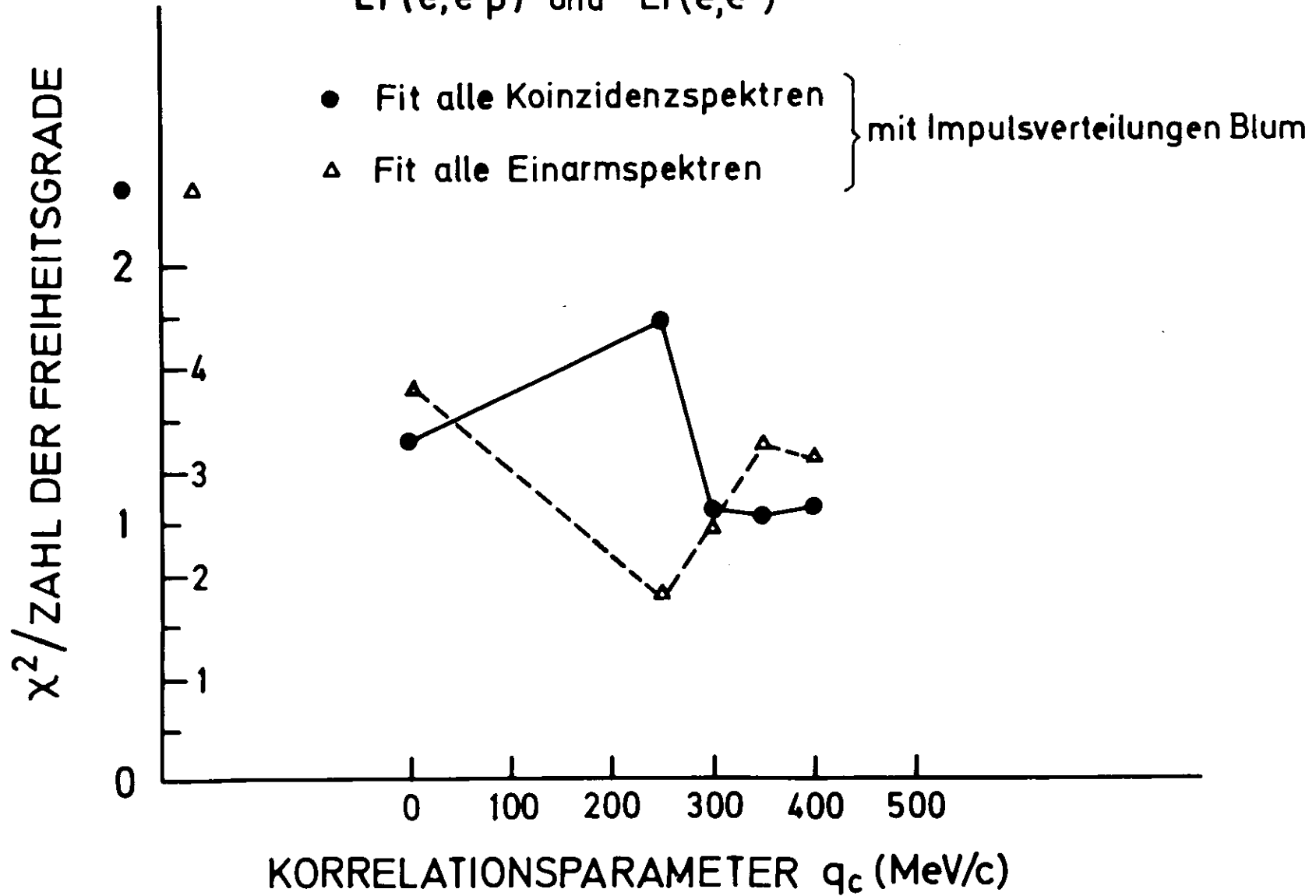
AUSWERTUNG ${}^6\text{Li}$

Experiment

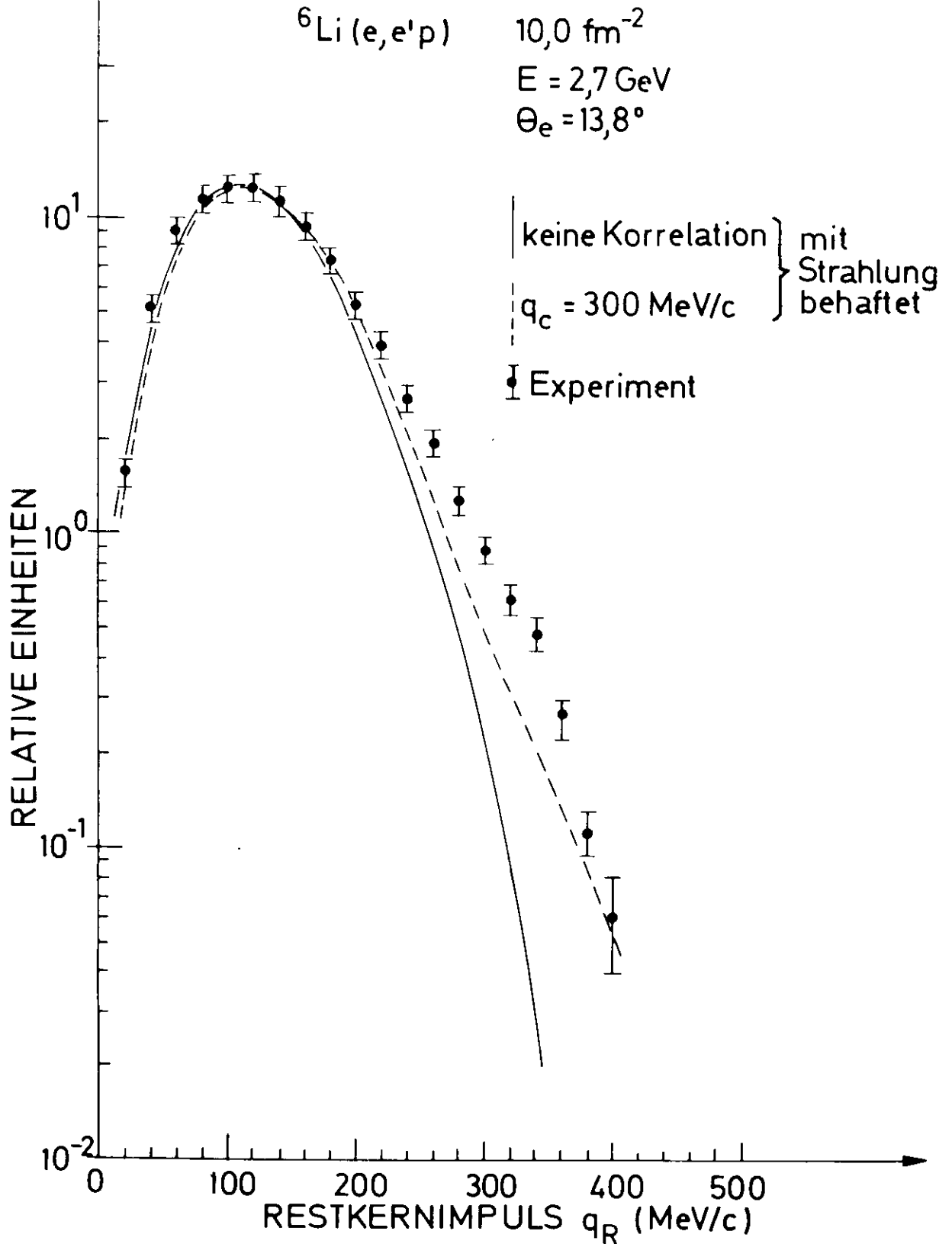
Theorien



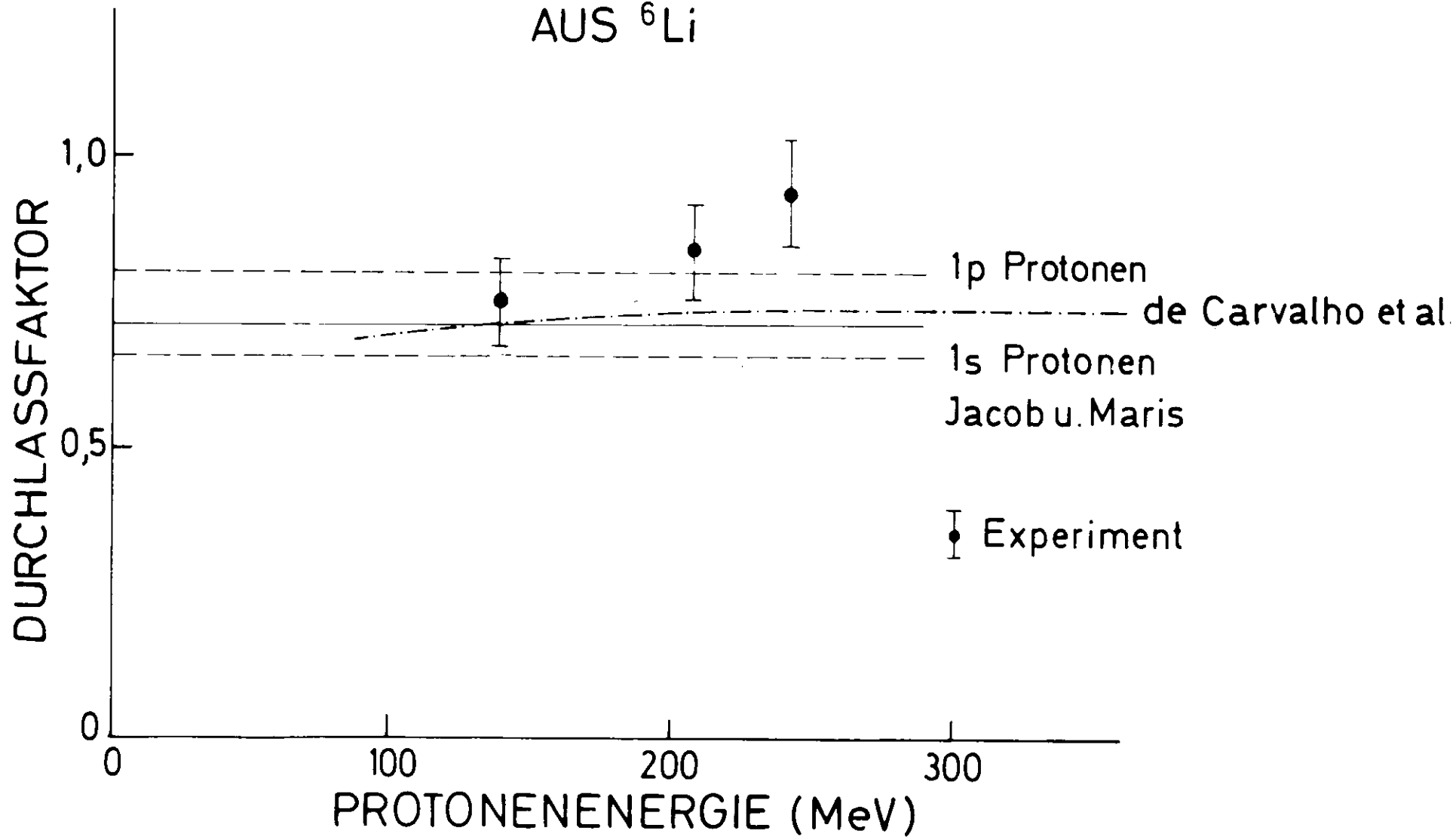
GÜTE DER ANPASSUNG ${}^6\text{Li}(e,e'p)$ und ${}^6\text{Li}(e,e')$

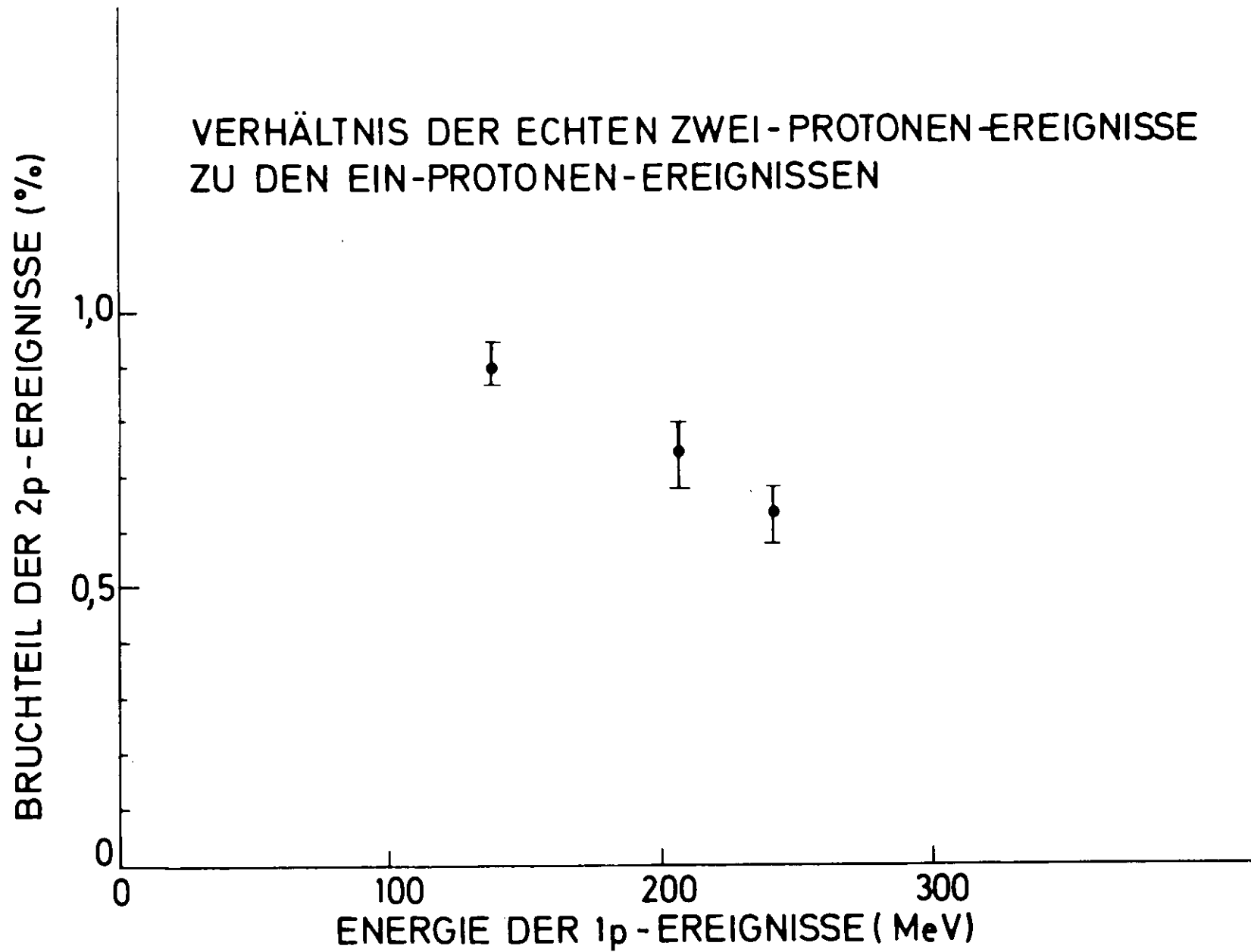


VERTEILUNG DER RESTKERNIMPULSE



ABSORPTION VON PROTONEN AUS ${}^6\text{Li}$





${}^6\text{Li} (e, e' d)$

Anpassungsgüte Kuderyarov 6 + Gauss (HWB = 210 MeV)

Experiment Nd

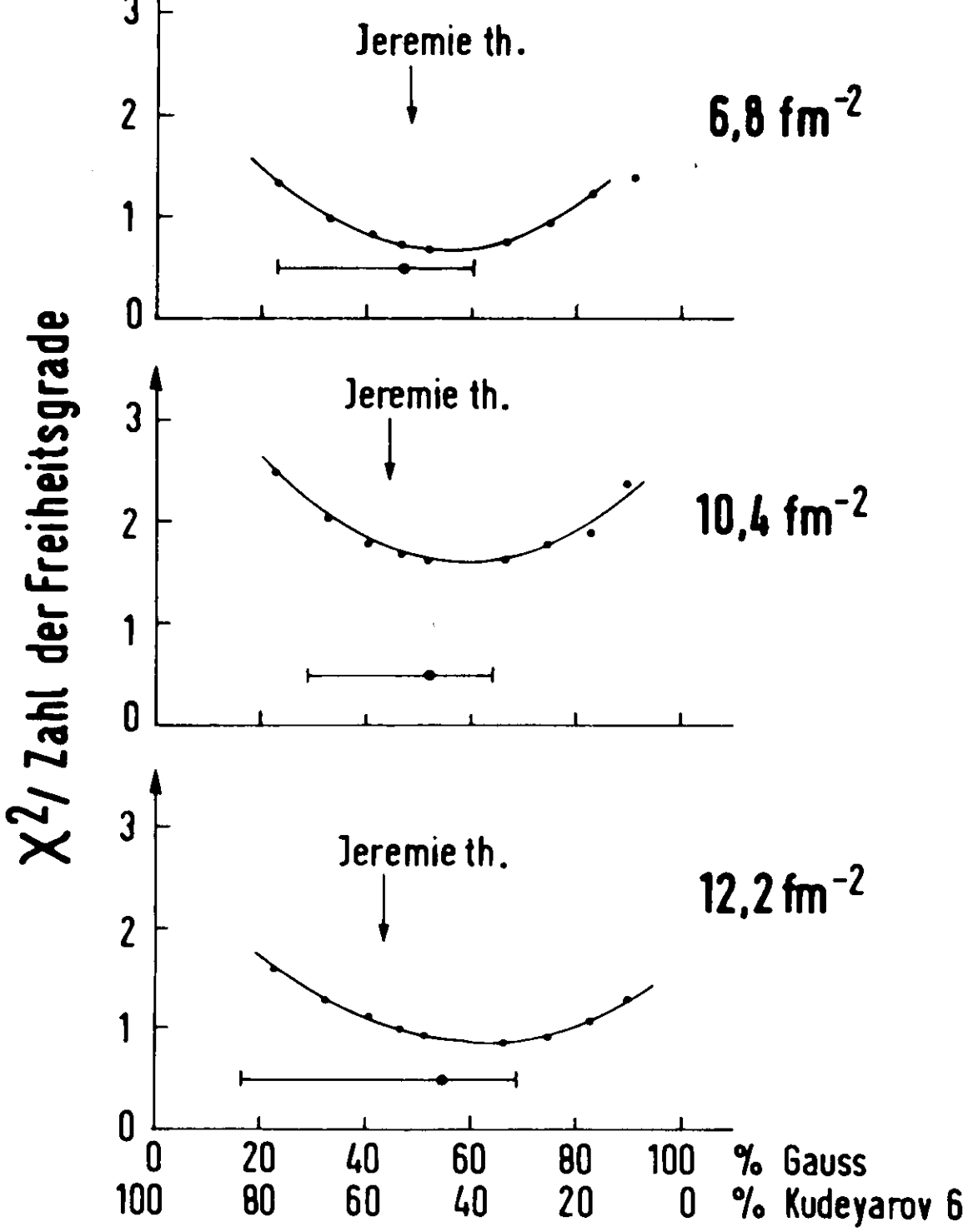
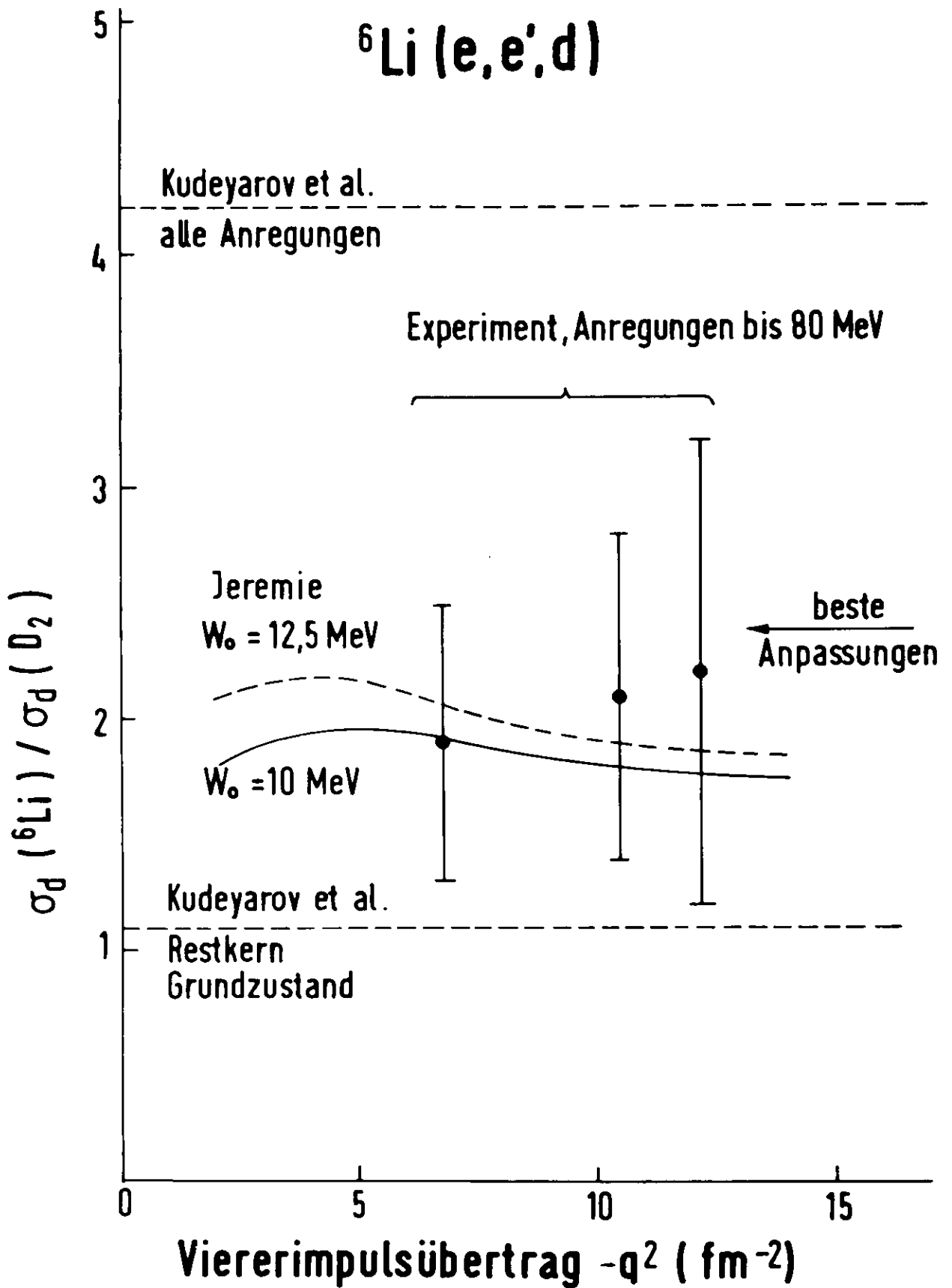


Abb. 25



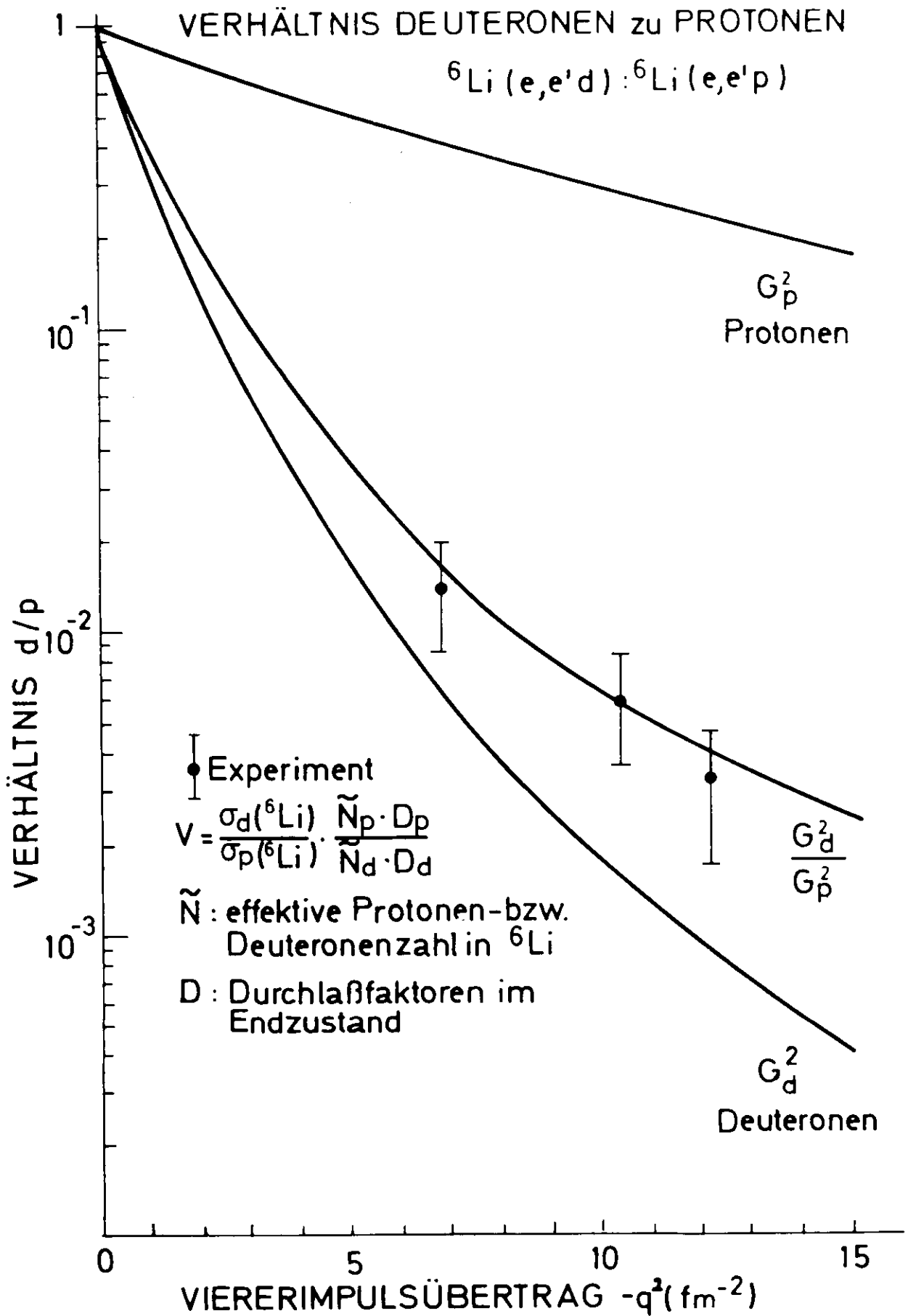
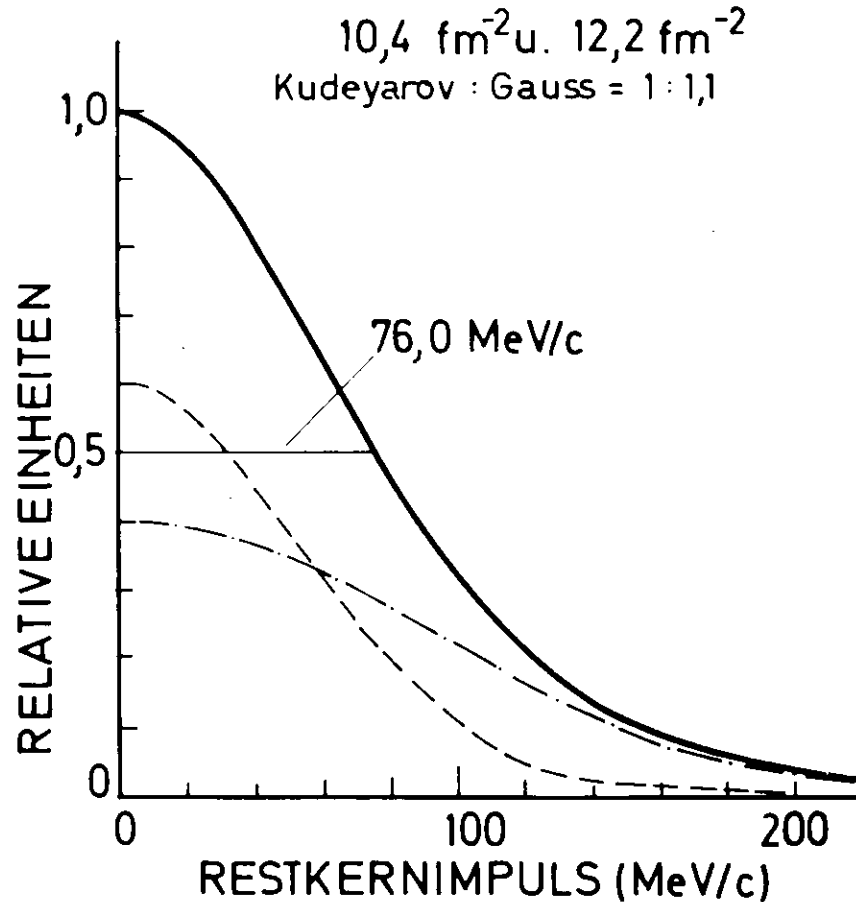
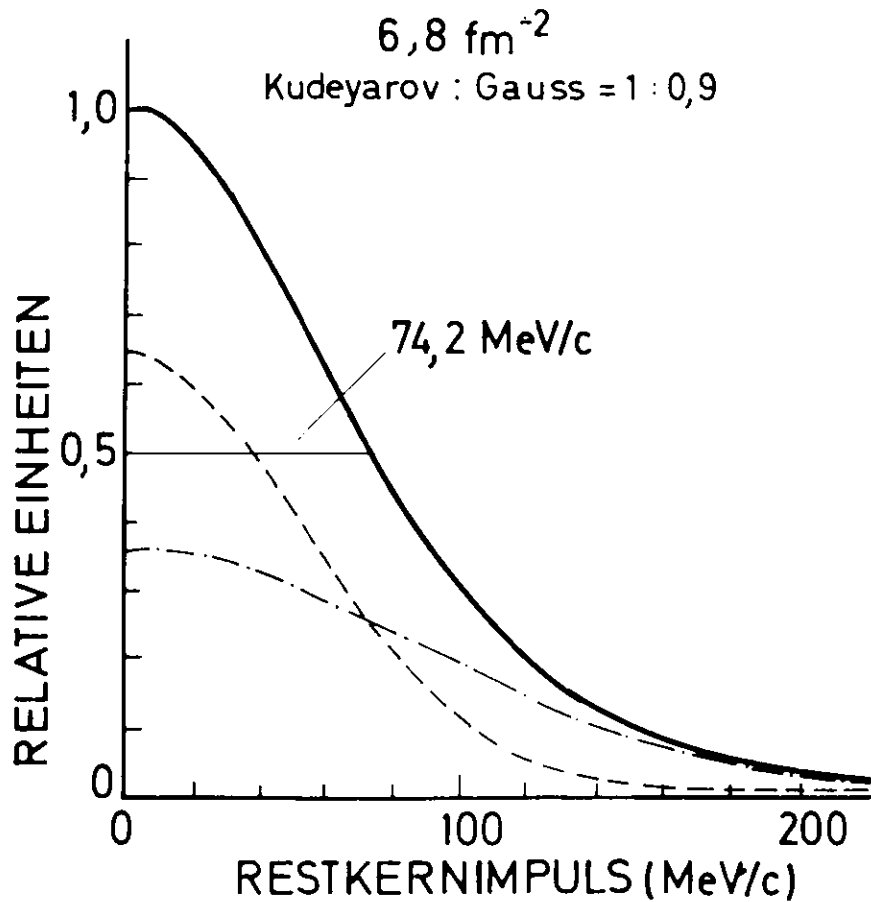


Abb. 27

IMPULSVERTEILUNGEN für ${}^6\text{Li}(e,e'd)$

- Kudeyarov et al. (6) (HWB 62 MeV/c) } ohne Strahlungseffekte
- .-.- Gaussverteilung (HWB 105 MeV/c) }
- Summe



QUASIELASTISCHER WIRKUNGSQUERSCHNITT für ${}^6\text{Li}$ und ${}^{12}\text{C}$

