

**Experimentelle Ermittlung differentieller Wirkungsquerschnitte
der Reaktionen
 ${}^4\text{He}(e, e'p)$, ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$
mit besonderem Hinblick auf deren mögliche Indikationen für
Nukleon - Nukleon - Korrelationen im Heliumkern**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Wilderich Eickhoff

aus Wuppertal

Bonn 2003

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. Tilmann Reichelt
Korreferent: Prof. Dr. Eberhard Klempt

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Gegenstand der Untersuchung	
1.2 Phänomenologische Bemerkungen	
1.3 Methodische Bemerkungen	10
2. Formale Charakterisierungen der Streuprozesse und Definition der kinematischen Variablen	19
2.1 Die kinematischen Variablen der Reaktion (e,e'p)	
2.2 Die kinematischen Variablen der Reaktion (e,e'pp)	22
2.3 Das Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell und seine kinematischen Konsequenzen	26
2.4 Die Form der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (e,e'p) und (e,e'pp)	30
3. Aufbau und Durchführung des Experimentes	41
3.1 Überblick	
3.2 Die Präparation des Elektronenstrahls	46
3.3 Der Faraday-Cup	51
3.4 Das Heliumtarget	52
3.5 Das Magnetspektrometer	54
3.6 Die Hadrondetektoren	59
3.7 Die Trigger-Logik und das Datenaufnahmesystem	65
4. Auswertung des Experimentes	69
4.1 Überblick	
4.2 Bestimmung grundlegender Parameter	72
4.2.1 Zeit-Eichung der TDCs und Bestimmung der ADC-Offsets	
4.2.2 Zusammenhang zwischen der vertikalen Trefferposition und der Differenz der Zeitsignale in den Hadrondetektoren	
4.2.3 Lichtdämpfungskorrektur und Ermittlung der Photomultiplier- Verstärkungen in den Hadrondetektoren	73
4.2.4 Korrektur der Lichtlaufzeiten in den Szintillatoren des Elektronspektro- meters und „time-walk“-Korrektur der Elektron-Zeitsignale	75
4.2.5 Korrektur der Hadrondetektor-Zeitsignale	77
4.3 Klassifikation von Ereignistypen	78
4.3.1 Teilchenidentifizierung	
4.3.2 Separation echter und zufälliger Koinzidenzen	80
4.3.2.1 Zweifach-Koinzidenzen	
4.3.2.2 Dreifach-Koinzidenzen	88

4.4	Bestimmung der Impulsvektoren nachgewiesener Teilchen	92
4.4.1	Impulsbestimmung der Elektronen	
4.4.2	Impulsbestimmung der Hadronen	
4.5	Reduktion der Ereigniszahlen auf homogene apparative Bedingungen	96
4.5.1	Untergrundabzug	
4.5.2	Akzeptanzkorrektur	97
4.6	Normalisierung zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte und Abschätzung der systematischen Fehler	101
4.7	Strahlungskorrektur	105
5.	Ergebnisse	109
5.1	Überblick	
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e')$	111
5.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$	113
5.4	Impulsdichte-Verteilung des Zweikörper-Aufbruchs ${}^4\text{He}(e,e'p)t$	142
5.5	Impulsdichte-Verteilung des Kontinuum-Aufbruchs ${}^4\text{He}(e,e'p)dn/pnn$	144
5.6	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)nn$	150
5.7	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'dp)n$	166
6.	Zusammenfassung und Ausblick	173
	Literaturverzeichnis	181

Danksagung

1 Einleitung

1.1 Gegenstand der Untersuchung

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Experiment zur inelastischen, (semi-)exklusiven Streuung von Elektronen am Targetkern ${}^4\text{He}$ bei Energieüberträgen von 100 bis 400 MeV. Darin wurde ein der „dip“-Region in der Anregungsfunktion inklusiver Elektronstreuung korrespondierendes, von der hochenergetischen Flanke des Peaks quasielastischer Streuung an einem gebundenen Nukleon bis in die Mitte der ersten nukleonischen-, der Δ -Resonanz reichendes Gebiet erfaßt.

Das Experiment wurde an der Elektronen-Stretcher-Anlage, ELSA, des Physikalischen Instituts der Universität Bonn durchgeführt.

Zentrale Absicht des Experiments war es, Wirkungen von Nukleon-Nukleon-Korrelationen im Heliumkern, darunter im besonderen von solchen kurzreichweitiger Art, zu beobachten.

Die Apparatur erlaubte die erstmalige Untersuchung der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)nn$, das heißt die Messung von Dreifach-Koinzidenzen zwischen einem an ${}^4\text{He}$ gestreuten Elektron und zwei durch dieses Elektron aus dem Kern herausgeschlagenen Protonen. Die Trigger-Logik des Experimentes war so geartet, daß simultan zu den Dreifach-Koinzidenzen auch die zwischen dem Elektron-Spektrometer und jeweils einem der beiden Hadronendetektor-Arme auftretenden Zweifach-Koinzidenzen ${}^4\text{He}(e,e'p)$ aufgenommen wurden. Überraschenderweise wurde auch eine klar isolierbare Fraktion von Reaktionen des Typs ${}^4\text{He}(e,e'dp)n$ - also koinzidenter Elektron, Deuteron, Proton Ereignisse - beobachtet, deren absolute Anzahl zwar sehr gering, relativ zur Anzahl der ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ Ereignisse aber bemerkenswert ist.

Die Elektronen wurden mit einem Magnet-Spektrometer, die Hadronen mit großflächigen Plastik-Szintillator-Teleskopen detektiert.

Die Position der Hadronendetektor-Arme und damit die beobachtete kinematische Situation wurde, insbesondere zur Variation des erfaßbaren primären Relativimpulses der beiden Protonen in der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)nn$, mehrfach verändert. Die Kinematik am Elektron-Photon-Vertex dagegen wurde für das ganze Experiment bei $E_0 = 1200 \text{ MeV}$, $E'_{\text{sol}} = 950 \text{ MeV}$, $\Theta_{ee'} = 12^\circ$ und $Q^2 = 0.05 \text{ GeV}^2$ konstant gehalten.

Als Target wurde flüssiges Helium mit einer totalen Massenbelegung von 1.25 g/cm^2 verwendet. Dieses wurde von einer dünnwandigen Kaptonfolie eingeschlossen und mithilfe eines Kryostaten flüssig gehalten.

Es werden absolute, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen ${}^4\text{He}(e,e'p)$, ${}^4\text{He}(e,e'pp)$, ${}^4\text{He}(e,e'dp)$ und im weiteren Proton-Impulsdichte-Verteilungen aus dem Zweikörper- und dem Kontinuum-Aufbruch von ${}^4\text{He}$ bestimmt.

1.2 Phänomenologische Bemerkungen

Die Atomkerne können als natürliche dynamische Gefüge [Har50] aufgefaßt werden, deren hauptsächliche Elemente sich durch starke Wechselwirkung korrelieren. Als hauptsächliche Elemente treten Nukleonen und ihre Anregungszustände auf, daneben virtuelle Mesonen, die als Austauschteilchen die starke Wechselwirkung zwischen den hauptsächlichen Elementen vermitteln.

Eine wesentliche Konzeption des gerade skizzierten, gängigen Bildes ist die Rückführung von Struktur und Dynamik der Atomkerne auf ständig wiederkehrende Akte gegenseitiger, einer gewissen Variation fähiger Beeinflussungen zwischen einzelnen Nukleonen. Solche gegenseitigen Beeinflussungen der Elemente eines dynamischen Gefüges, die in Relativ-Zuständen der Elemente

sich manifestieren, werden Korrelationen genannt. Demgegenüber werden die gegenseitigen Beeinflussungen, die bei der Streuung zweier Nukleonen, sofern sie nicht Teil eines dynamischen Gefüges, sondern frei sind, auftreten, unter dem Begriff der freien Wechselwirkung zusammengefaßt. Schließlich spricht man schlechthin von der Wechselwirkung zwischen Nukleonen (genauer der starken Wechselwirkung, andere Wechselwirkungen sind hier nur von untergeordneter Bedeutung), wenn der gesamte Spielraum deren möglicher gegenseitiger Beeinflussung, ungeachtet des Umstandes gemeinsame Glieder eines dynamischen Gefüges zu sein oder nicht, gemeint ist. Der Begriff der Wechselwirkung umfaßt also Korrelationen und freie Wechselwirkung, wobei offen bleibt, in welchem Maße die Äußerungen der Wechselwirkung in beiden - in Korrelationen und der freien Wechselwirkung - übereinstimmen. Veranlaßt durch den in der klassischen Niederenergie-Kernphysik guten Erfolg von Potential-Modell-Beschreibungen der Atomkerne, insbesondere des Schalenmodells der Atomkerne [Hax49][May49], wird der Begriff der Korrelation in der Literatur häufig nicht in dem bisher vorgestellten absoluten, sondern in einem relativen Sinn verstanden; im letzten Fall werden nicht sämtliche, sondern nur solche Beeinflussungen zwischen den Nukleonen eines Atomkerns als Korrelationen bezeichnet, die von einer definierten Basis- oder Standard-Beeinflussung abweichen. Die Festlegungen solcher Standard-Beeinflussungen zwischen Nukleonen sind jedenfalls modellabhängig und dementsprechend auch die darauf bezogenen Korrelationsbegriffe. Herausragende Bedeutung kommt dabei einer Parametrisierung der Korrelationen nach dem Abstand zweier sich beeinflussender Nukleonen zu, wobei die Abweichung vom Standard durch die Termini kurzreichweitige bzw. langreichweitige Korrelation ausgedrückt wird. Es sei ferner angemerkt, daß unter Korrelationen üblicherweise nur die gegenseitigen Beeinflussungen der Nukleonen, die zum Grundzustand eines Atomkerns gehören, verstanden werden, während nach Anregung eines Kerns, insbesondere bei Einflüssen, die auslaufende Nukleonen eines fragmentierenden Atomkerns aufeinander ausüben, von Endzustandswechselwirkungen (Final State Interactions, FSI) die Rede ist. Die experimentelle Untersuchung freilich hat es vorzuziehen immer mit Korrelationen im absoluten Sinne und mit der kumulativen Wirkung von Grundzustandskorrelationen und Endzustandswechselwirkungen zu tun, wenn auch durch die Wahl der untersuchten Reaktion und deren kinematischer Bedingungen eine gewisse Fokussierung auf interessante Nicht-Standard-Beeinflussungen gebundener Nukleonen und eine graduelle Minderung von Endzustandswechselwirkungen erzielt werden kann.

Zur starken Wechselwirkung zwischen Nukleonen liegen umfangreiche Erkenntnisse vor, die aber größtenteils auf der Streuung freier Nukleonen aneinander und auf Untersuchungen des einfachen, im Vergleich zu anderen Kernen ungewöhnlich schwach gebundenen Proton-Neutron-Gefüges - des Deuterons - gründen. Darüberhinaus liefern aber auch Untersuchungen von Prozessen der starken Wechselwirkung, in denen nicht unmittelbar die gegenseitige Beeinflussung von Nukleonen ins Auge gefaßt wird, wie der Erzeugung und Absorption reeller Mesonen (in erster Linie des Pions) an gebundenen oder ungebundenen Nukleonen, Beiträge zum Verständnis der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Eine starke experimentelle Stütze des Meson-Nukleon-Bildes der Atomkerne sind in jüngster Zeit, vorwiegend in Elektronenstreuexperimenten an leichten Kernen gemachte, direkte Beobachtungen von Wirkungen der virtuellen, die starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen vermittelnden Meson-Austauschströme (Meson Exchange Currents, MEC) (siehe z.B.[FrP87][ErW88]). Abschätzungen des Gesamtbeitrages von Proton-Proton-Korrelationen zur inelastischen Anregung eines Kerns (gegenüber einem Standard, wie dem weiter unten zu besprechenden Schalenmodell unabhängiger Teilchen) können bereits aus Messungen der integralen Stärke der longitudinalen Anregungsfunktion inklusiver, inelastischer Elektron-Kern-Streuung, (e, e'), mit-

hilfe der sogenannten Coulomb-Summenregel erschlossen werden [McV62][Sch89][Red90]. Erste Anzeichen der Beobachtung einer isolierten Quasi-Zwei-Nukleonen-Kinematik in Kernen wurden in (e,e'p)-Elektronenstreuexperimenten, in denen das streuende Elektron und ein von diesem aus dem Kern ejiziertes Proton in Koinzidenz spektroskopiert werden, in den Kernen ^3He [Mar88] und ^4He [LeG94] gefunden (im $^4\text{He}(e,e'p)$ - Part des gegenwärtigen Experimentes werden - in einer zu [LeG94] kinematisch komplementären Situation - vergleichbare Beobachtungen mit deutlich größerer statistischer Genauigkeit gemacht).

Daß auch zu Atomkernen gebundene Nukleonen immer wieder paarweise durch die starke Wechselwirkung in Beziehung treten und die Gesamtheit dieser Einzelprozesse letztlich die der klassischen Kernphysik zugänglichen Mittelwerte struktureller wie dynamischer Eigenschaften des Grundzustandes der Atomkerne (wie etwa die Energieniveau-Schemata oder die Einteilchen-Impulse der Nukleonen) prägt, wird vor diesem Hintergrund nicht bezweifelt. Die rigorose In-situ-Erforschung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen allerdings steht, aufgrund des bislang kaum möglichen direkten und definierten experimentellen Zugriffs auf gleichzeitig zwei Nukleonen eines Kerns und der Schwierigkeiten bei der theoretischen Behandlung von Viel-Teilchen-Gefügen mit stark wechselwirkenden Elementen, erst an ihrem Anfang. Als besonders geeignete experimentelle Zugänge zur Untersuchung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen werden Messungen der Reaktionen (e,e'NN) und (γ ,NN) angesehen, bei denen zwei infolge der Absorption eines virtuellen oder reellen Photons aus einem Kern ejizierte Nukleonen koinzident detektiert werden. Zwar sind solche Untersuchungen seit langem Gegenstand der Diskussion [Got58][Got63][Sri64][Yu64][deF67][Lag87], technisch aber erst gegenwärtig, vor allem durch die Entwicklung von Elektronenbeschleunigern mit gleichzeitig hoher Energie und hohem Tastverhältnis und genügend leistungsfähiger Computer (letzteres auch zur theoretischen, weitgehend auf numerische Methoden angewiesenen Modellierung realistischer Kerngrundzustände und Reaktionsabläufe [Car91][CaS98]), angebar geworden. Vor Durchführung des in dieser Arbeit vorgestellten $^4\text{He}(e,e'pp)$ -Experiments wurden überhaupt nur zwei (e,e'pp)-Experimente [Zon92][Kes93], beide am Targetkern ^{12}C , unternommen. Inzwischen wird von weiteren (e,e'pp)-Experimenten unter Verwendung der Targetkerne ^{12}C [Blo98] [Ede00], ^{16}O [Ros97] [Ond97] und ^3He [Blo98,2] [Gro99] berichtet. Publikationen eines (e,e'pn)-Experiments liegen nicht vor. Energiemarkierte, reelle Photonen nutzende (γ ,pp)- und (γ ,pn)-Untersuchungen, die experimentell unkomplizierter, physikalisch aber wesentlich eingeschränkter sind als (e,e'NN)-Untersuchungen, wurden ebenfalls an einer Reihe von Targetkernen (z.B.: ^3He [Emu94][Emu94,2][Aud97], ^4He [Dor93][Emu97], ^6Li [Gra96], ^9Be [Kan87], ^{12}C [Are80] [Kan87][Har96][Mac98], ^{16}O [Kan87][Mac91]) durchgeführt; darüberhinaus wurde mit solchen Photonen im Bereich der Δ -Resonanz die Reaktion $^4\text{He}(\gamma,ppn)n$ gemessen [Emu91][Emu92].

Die Streuung freier Nukleonen aneinander ist durch ein vom Abstand der Nukleonen abhängiges Potential charakterisierbar; der Verlauf dieses Nukleon-Nukleon-Potentials kann experimentell, unter anderem mit der Variation des Impulses zwischen Target- und Strahl nukleonen, gezielt untersucht werden. Im Unterschied dazu ist in der Untersuchung von Korrelationen nicht nur das internukleonische Potential gebundener Nukleonen (bei dem fraglich ist, wie weit es mit dem freien Nukleon-Nukleon-Potential identifiziert werden kann), sondern auch die Impulsverteilung der dieses Potential abtastenden Nukleonen eine systemimmanente Größe. Das Potential zwischen je zwei benachbarten, gebundenen Nukleonen ist für die Kräfte, die diese aufeinander ausüben und damit in sukzessiver, über das ganze Viel-Teilchen-Gefüge sich erstreckender Kopplung (sofern genuinen, nicht-sequentiellen Mehrkörperkräften zwischen Nukleonen keine merkliche Bedeutung zukommt) für die Impulsverteilung der Nukleonen eines gegebenen Kerns maßgeblich; umgekehrt,

ist zu erwarten, daß die Verteilung des Relativimpulses zwischen zwei benachbarten Nucleonen eines Kerns für die Ausschöpfung des internucleonischen Potentials von entscheidender Bedeutung ist. Von experimenteller Seite wird zur Beleuchtung dieses dynamischen Widerspiels versucht, die Impulsverteilung gebundener Nucleonen zu ermitteln und in ihre Relativimpuls-Anteile gegen spezifische Bestandteile des Kerns zu zerlegen, insbesondere den Nucleon-Nucleon-Anteil zu separieren. Ein Rückschluß auf das zugrundeliegende Potential muß sich auf dessen Verträglichkeit mit gemessenen Impulsverteilungen beschränken. Besonders aufschlußreich, verspricht die Ermittlung der Relativimpulsverteilung zweier gebundener Nucleonen bei gleichzeitiger Kontrolle des Schwerpunktsimpulses dieses Nucleonenpaares gegen den Restkern, zu sein. Mit der koinzidenten Messung der Impulse zweier aus einem Kern ejizierter Nucleonen wird diese Absicht in direkter Weise verfolgt. Aber auch im Fall der Messung nur eines ejizierten Nucleons kann eine Aufspaltung der Impulsverteilung des Nucleons in seine spezifischen Relativimpuls-Anteile ansatzweise - mithilfe der zweidimensionalen Verteilung des Impulses und der Energie, die aufgebracht werden muß, das betroffene Nucleon bei bestimmtem Impuls aus dem Kernverbund auszulösen, (der sogenannten Spektralfunktion) - vorgenommen werden.

Als systematischer Bezugspunkt zur Untersuchung von Nucleon-Nucleon-Korrelationen kann einerseits ein mittlerer Kernzustand, der durch Potential-Modelle (Ein-Teilchen-Modelle) des Atomkerns, d.h. ohne Rückgriff auf die Einzelprozesse zwischen den Nucleonen beschreibbar ist, erhalten, andererseits das Potential der freien Nucleon-Nucleon-Wechselwirkung, zu dessen Verlauf detaillierte, als realistisch angesehene Modellvorstellungen bestehen, die über einen weiten dynamischen Bereich im Relativimpuls (bzw. im Abstand) und in weiteren Freiheitsgraden der beiden Nucleonen empirisch fixiert sind (siehe Abb. 1.1). Je nach Wahl des Bezugspunktes treten dabei unterschiedliche Fragestellungen in den Vordergrund: zum einen, in welchem Grade, abhängig vom untersuchten Bereich der Nucleonenimpulse und -energien, experimentell Abweichungen von Potential-Modell-Vorstellungen des Kerns festgestellt und gegebenenfalls als Wirkungen von Nucleon-Nucleon-Korrelationen interpretiert werden können; zum anderen, inwieweit und mit welcher Stärke (z.B. in Abhängigkeit vom Relativimpuls zweier Nucleonen) das in der freien Streuung beobachtete Nucleon-Nucleon-Potential in Korrelationen ausgeschöpft wird, und ob im nuclearen Medium - d.h. im Einflußbereich weiterer zu starker Wechselwirkung fähiger Objekte - eventuell neue, in der freien Streuung nicht beobachtbare Eigenarten der Wechselwirkung sichtbar werden.

In dem von der klassischen Kernphysik untersuchten Energie-Impuls-Bereich der Kerndynamik treten Nucleon-Nucleon-Korrelationen weitgehend hinter ihre durch Potential-Modelle beschreibbare, mittlere Gesamtwirkung zurück; zwar sind auch hier gewisse Kopplungen zwischen den Nucleonen von Bedeutung, die Zustandsgrößen einzelner Nucleonen im Grundzustand eines Kerns weisen jedoch nicht auf individuelle Stoßprozesse zwischen gebundenen Nucleonen hin. Diese Einzelprozesse, scheinen erst bei der Betrachtung hoher Nucleonenimpulse und -energien - der Domäne der Mittelenergie-Kernphysik - aus der Vielzahl sich nivellierender Beeinflussungen von wenig unterschiedlicher Heftigkeit, die ein gebundenes Nucleon von jeweils allen anderen Nucleonen eines Kerns erfährt, aufzutauchen und als solche isolierbar zu werden.

In Potential-Modellen werden Korrelationen zwischen einzelnen Nucleonen schlichtweg ignoriert und statt dessen ein das Kernvolumen definierendes, effektives Kernpotential eingeführt, das als die mittlere Resultante der tatsächlich wirksamen Korrelationen gedacht wird. Solche effektiven Potentiale werden derart konstruiert, daß sie mit einer effektiven Wechselwirkung zwischen Quasi-Nucleonen konsistent sind. Das heißt, nach den Regeln der Quantenmechanik, insbesonde-

re unter Berücksichtigung der Tatsache, daß Nukleonen als Teilchen mit halbzahligen Spin der Fermi-Dirac-Statistik genügen - also das Pauli-Prinzip erfüllen müssen -, in ein solches Potential eingeordnete, nur für die Potentialwirkung empfängliche, untereinander aber wechselwirkungsfreie Quasi-Nukleonen (bzw. Quasi-Nukleonen-Wellenfunktionen), sind so gebunden, wie sie es wären, wenn zwischen ihnen eine gewisse effektive Wechselwirkung bestünde. Der rückläufigen Beschreibung der Struktur eines Kerns, ausgehend von hypothetischen, durch ein Kernpotential gegebenen Randbedingungen, wird also eine rechtläufige Beschreibung des Kerns aus Konstituenten mit hypothetischen Eigenschaften, den Quasi-Nukleonen, an die Seite gestellt.

Die Beachtung einiger empirischer, die Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls der Quasi-Nukleonen betreffender Regeln, zusätzlich zum einfachen Potential-Modell, führt auf das Schalenmodell unabhängiger Teilchen, mit dem eine Vielzahl der experimentellen Befunde der klassischen Kernstrukturphysik beschrieben werden kann. Eine Ausnahme - noch im Bereich der klassischen Kernphysik - bilden kollektive Phänomene in schweren Kernen, wie etwa die Anregung von Riesenresonanzen oder die Kernspaltung, bei deren Beschreibung Zuflucht zu hydrodynamisch inspirierten Modellen genommen wird und die letztlich als Ausdruck langreichweitiger Korrelationen zwischen den Nukleonen angesehen werden.

Die Stärke der effektiven, dem Schalenmodell-Potential entsprechenden Wechselwirkung der Quasi-Nukleonen ist für kleine internukleonische Abstände weniger repulsiv und für größere Abstände der Nukleonen weniger attraktiv als die der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung [Lag86]. Tendentiell ist das auch zu erwarten, da einerseits durch das Pauli-Prinzip ein kleiner Abstand zwischen gebundenen Nukleonen unterdrückt wird und andererseits die Anwesenheit mehrerer, in etwa gleichweit voneinander entfernt, sich anziehender Nukleonen die effektive Attraktion zweier bestimmter Nukleonen reduzieren sollte. Ein quantitatives Verständnis der Deformation des Potentials der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in das der effektiven Wechselwirkung der Quasi-Nukleonen gelingt jedoch allein auf der Basis statistischer Argumente und simpler Viel-Teilchen-Vorstellungen der angedeuteten Art nicht. Insbesondere der stark repulsive, kurzreichweitige Anteil der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung läßt auch eine selbstkonsistente Vereinbarung mit Schalenmodell-Potentialen nach Art des gewöhnlichen Hartree-Fock-Verfahrens nicht zu [Müt95]; um überhaupt der Bindung der Nukleonen - d.h. der Tatsache stabiler Kerne - Rechnung zu tragen, muß die starke, kurzreichweitige Repulsion zwischen gebundenen Nukleonen weniger wirksam werden können, als ein solches Verfahren es zu erklären vermag. Dabei zeigt die experimentelle Beobachtung, daß diese Unterdrückung der kurzreichweitigen Repulsion keineswegs statischer Natur ist. So wurde in hochauflösenden ($e, e'p$)-Experimenten (Auflösung ca. 100 keV in der Missing-Mass) von schweren ($A = 208$) bis hin zu leichten Kernen ($A = 7$) eine Ausweitung der Nukleonenbesetzung, über die innerhalb des Schalenmodells zu erwartende äußere Schale hinaus, d.h. eine Reduktion der Besetzungszahlen in diesen Schalen von $\sim 30\%$ gegenüber dem Schalenmodell-Wert gefunden [Wit90][Lap93]. Das deutet hin auf das Vorkommen größerer Nukleonenimpulse als der dem Schalenmodell-Potential beigelegten, effektiven Wechselwirkung verursachend zugeschrieben werden kann (in Analogie zum einfachen Fermi-Gas-Modell, bei dem, sofern Teilchen mit Impulsen k oberhalb des Fermi-Impulses k_F auftreten, die zunächst voll besetzten Energie-Zustände unterhalb der Fermi-Energie E_F zugunsten darüberliegender Energie-Zustände entsetzt werden).

Ein naheliegender Ansatz, das Auftreten derart hoher Impulse gebundener Nukleonen zu erklären, ist die Annahme, daß diese tatsächlich auch das in der freien Streuung feststellbare Potential, insbesondere den kurzreichweitigen, stark repulsiven (und daher mit hohen Relativimpulsen der

beteiligten Nukleonen verbundenen) Anteil der Wechselwirkung austesten; nur daß diese heftigen Wechselwirkungen verhältnismäßig selten vorkommen. Als charakteristisches, die Ausschöpfung des Potentials bestimmendes Maß wird dabei eine vom Relativimpuls (bzw. dem Abstand) der Nukleonen abhängige Korrelationsfunktion etabliert. Theoretische Untersuchungen des Grundzustandes einer Reihe von Kernen zeigen, daß bei Verwendung eines freien Nukleon-Nukleon-Potentials und geeignete (Test-)Korrelationen berücksichtigender Wellenfunktionen (bzw. Impulsverteilungen) die im Experiment gefundene, deutliche Reduktion der Besetzungszahlen von Valenz-Schalen reproduziert werden kann [Sch86][Ben90][Rad94]. Es scheint, als dürften gebundene Nukleonen nur zu etwa 2/3 ihrer Zeit als Quasi-Nukleonen im Sinne des Schalenmodells betrachtet werden [Pan97].

In diesem Kontext kann die Untersuchung von Korrelationen als der Versuch gewertet werden, die Dynamik um den sehr stabilen, quasistatischen Schalenmodell-Zustand der Kerne, - d.h., die Dynamik, die diesen mittleren Zustand generiert und aufrechterhält - zu erfassen.

Diese Sicht motiviert konzeptionell eine faktorisierte Beschreibung der integralen - auf den ganzen Kern bezogenen - Wirkung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen, bei der deren Schalenmodell-Anteil herausgezogen und als eigentliche Korrelation nur noch die dem kurzreichweitigen Anteil der Korrelation zuzuschreibende Abweichung davon betrachtet wird. So definiert K. Gottfried bereits 1958, in einer der grundlegenden theoretischen Arbeiten zu Nukleon-Nukleon-Korrelationen [Got58] (in formaler Anlehnung an die Behandlung der inkohärenten Streuung von Röntgenstrahlen an den Elektronen von Gasatomen durch Heisenberg [Hei31]) eine vom Abstand $|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|$ der Nukleonen abhängige Korrelationsfunktion, g , deren Produkt mit der Paar-Korrelationsfunktion $\varrho_S(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ des Schalenmodells (als Slater-Determinante von Einteilchen-Wellenfunktionen verstanden) die vollständige Paar-Korrelationsfunktion $\varrho(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ ergibt:

$$\varrho(\underline{r}_1, \underline{r}_2) = \varrho_S(\underline{r}_1, \underline{r}_2) \cdot |g(|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|)|^2.$$

Die Paar-Korrelationsfunktion (bzw. Zwei-Teilchen-Dichte) $\varrho(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ repräsentiert dabei die Wahrscheinlichkeit, ein Nukleon am Ort \underline{r}_2 zu finden, wenn bekanntermaßen ein anderes in \underline{r}_1 lokalisiert ist (der Unterstrich kennzeichnet Vektoren). Der Anteil g stellt den Prototyp eines relativen (über die Definition der mittleren Zwei-Nukleonen-Dichte modellabhängigen) Korrelationsbegriffs dar. In der vorgestellten Fassung ist dieser Korrelationsbegriff spezifisch auf das Schalenmodell bezogen und bleibt sozusagen makroskopisch; eine Bezugnahme auf die freie Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung setzt weitergehend voraus, daß beide - die mittlere Zwei-Nukleonen-Dichte und die Abweichung davon - mit mikroskopischen Meson-Austausch-Prozessen, die erfolgreich zur Beschreibung der freien Wechselwirkung zwischen Nukleonen verwendet werden, modelliert werden können.

Über die unbestrittene konzeptionelle Bedeutung kurzreichweitiger Korrelationen für die hinter dem Schalenmodell stehende Kerndynamik hinaus, wird aber auch darauf spekuliert, daß in solchen Korrelationen durch den Einfluß des umgebenden nuklearen Mediums quantenchromodynamische Effekte auftreten, die in der Streuung freier Nukleonen nicht ohne weiteres untersucht werden können. Aus der Hochenergiephysik ist bekannt, daß Nukleonen und Mesonen eine Substruktur aus Quarks und Gluonen besitzen, die in vielfältiger Weise angeregt und polarisiert werden kann. Im Rahmen der Kernphysik erweist es sich bisher jedoch als ausreichend, diese Anregungszustände (z.B. die Δ -Resonanz) als nukleonische und mesonische Freiheitsgrade zu verstehen - die Notwendigkeit einer expliziten Einführung von Quark-Gluon-Freiheitsgraden zur Beschreibung kernphysikalischer Phänomene besteht bislang nicht. Für den Fall sehr nahe

zusammenkommender Nukleonen innerhalb eines Kernes erscheint jedoch eine qualitativ neue Situation möglich; dabei geht die Vorstellung dahin, daß zwei Nukleonen für kurze Zeit ihre jeweilige Identität als Drei-Quark-Zustand verlieren und einen gemeinsamen Sechs-Quark-Zustand bilden könnten [Mul90][Cio94]. In [Cio94] werden mögliche experimentell beobachtbare Konsequenzen des Auftretens solcher Multi-Quark-Cluster in Kernen diskutiert.

Daß, wie bisher stillschweigend vorausgesetzt, überwiegend Korrelationen zwischen nur je zwei Nukleonen eine Rolle spielen, wird schon durch das experimentell lang bekannte, näherungsweise konstante Verhältnis von totaler Bindungsenergie und Nukleonenzahl der Kerne B/A - den Sättigungscharakter der Kernkräfte - nahegelegt. In neueren, Korrelationen einbeziehenden, nichtrelativistischen Vielteilchentheorien der Atomkerne (die folgenden Bemerkungen lehnen sich exemplarisch an Entwicklungen auf der Basis des sogenannten Urbana-Potentials [LaP81] an) wird dies durch die erfolgreiche Berechnung von Observablen für Kerngrundzustände unter Verwendung der Hamilton-Funktion

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \Delta_i + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^A v(ij) + \sum_{\substack{i,j,k=1 \\ i < j < k}}^A V(ijk)$$

bestätigt; zur angenäherten Reproduktion experimentell bestimmter Bindungsenergien ist zwar die Berücksichtigung einer Wechselwirkung zwischen drei Nukleonen $V(ijk)$ notwendig (was

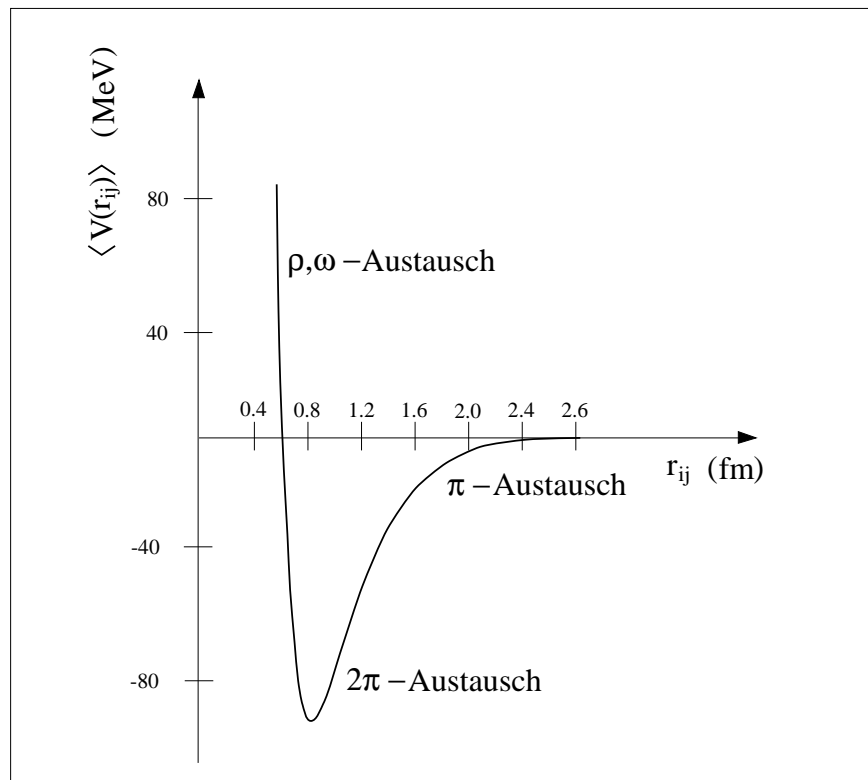


Abb.1.1: Illustration zur Abstandsabhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nach [Rei68]

letztlich auf die Vernachlässigung subnukleonischer Freiheitsgrade im Rahmen dieses Ansatzes zurückgeführt wird), deren Stärke beträgt aber im Vergleich zur Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen typischerweise weniger als 5% [Car91] [Car91,2]. Der Zwei-Nukleon-Operator $v(ij)$ bezieht sich nicht auf die Korrelation zwischen zwei gebundenen Nukleonen, sondern auf die Wechselwirkung zwischen freien Nukleonen und ist weitgehend an empirische, aus deren Streuung aneinander extrahierte Erkenntnisse angepaßt. Spin, Isospin und Bahndrehimpuls der Nukleonen geben Anlaß, diesen Operator in mehrere (im Fall des hier als Beispiel herangezogenen Urbana- v_{14} -Potentials, in vierzehn), die unterschiedlichen Kopplungen der genannten Freiheitsgrade berücksichtigende, jeweils vom Abstand r_{ij} zwischen den Nukleonen abhängige Terme zu zerlegen:

$$v(ij) = \sum_{p=1,14} v^p(r_{ij}) O_{ij}^p .$$

Darüberhinaus wird dem unterschiedlichen Verlauf der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Abstand der Nukleonen durch die Zerlegung

$$v(ij) = v^S(ij) + v^I(ij) + v^\pi(ij)$$

in einen kurzreichweitigen, $v^S(ij)$, einen intermediären, $v^I(ij)$, und einen langreichweitigen Anteil, $v^\pi(ij)$, Rechnung getragen. Zur Illustration ist in der Abbildung 1.1 der abstandsabhängige Teil des Reid-Soft-Core Modell-Potentials [Rei68] für zwei Nukleonen in einem relativen 1S_0 -Zustand wiedergegeben.

Im Meson-Austausch-Bild der starken Wechselwirkung wird diese Abstandsabhängigkeit durch den Austausch verschiedener Mesonen gefaßt. So wird die attraktive langreichweitige Komponente durch einfachen π -Austausch, die starke Attraktion mittlerer Reichweite durch doppelten π -Austausch (oder durch den Austausch eines effektiven, skalaren σ -Mesons) und die repulsive kurzreichweitige Komponente durch den Austausch der schweren Mesonen ρ und ω beschrieben. Der intermediäre und insbesondere der kurzreichweitige Anteil selbst der freien Wechselwirkung sind allerdings noch nicht voll verstanden (was notwendigerweise seinen Schatten auf ein mikroskopisches Verständnis kurzreichweitiger Korrelationen werfen muß).

Zur Behandlung gebundener Nukleonen wird nicht der Wechselwirkungsoperator modifiziert, sondern die den Kernzustand beschreibende Wellenfunktion in geeigneter Weise durch einen weiteren Operator strukturiert (überspitzt könnte man sagen, daß zur Zeit im Wechselwirkungsoperator nicht recht faßbare, aber bedeutende Anteile der Wechselwirkung in der biegsameren Wellenfunktion versteckt werden). Dabei werden in der mathematischen Form zwei mögliche Typen von Korrelationen angelegt, dynamische und statistische. Ausgehend von einzelne, nicht wechselwirkende Nukleonen beschreibende Einteilchen-Wellenfunktionen, werden statistische, aus dem Pauli-Prinzip folgende Korrelationen durch die Antisymmetrisierung der Einteilchen-Wellenfunktionen und dynamische Korrelationen durch einen darauf wirkenden Paar-Korrelations-Operator

$$F(ij) = f^c(r_{ij}) \left[1 + \sum_{p=\sigma,t\tau} \left(\prod_{k \neq i,j} f_{ijk}^p \right) u^p(r_{ij}) O_{ij}^p \right]$$

aufgeprägt. Dieser Operator besteht aus einem bloß vom internukleonischen Abstand abhängigen Term $f^c(r_{ij})$ und einem von Spin- und Isospinkopplungen mitbestimmten (ebenfalls explizit vom Abstand r_{ij} der Nukleonen abhängigen) Term, in dem durch die f_{ijk}^p auch Wirkungen dritter

Nukleonen auf das korrelierte Nukleonen-Paar beachtet werden. Insgesamt ist die Form einer Korrelationen berücksichtigenden Wellenfunktion damit, beispielsweise für ${}^4\text{He}$, als

$$\Psi_V = \left[S \prod_{i,j=1}^4 F(ij) \right] A(p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, n \downarrow)$$

gegeben. $(p \uparrow, p \downarrow, n \uparrow, n \downarrow)$ steht dabei für die unkorrelierten Einteilchen-Wellenfunktionen, A ist ein Antisymmetrisierungsoperator und S ein Symmetrisierungsoperator (soweit nur der zentralsymmetrische, durch $f^c(r_{ij})$ beschriebene Anteil betrachtet wird, geht ein solcher Produkt-Ansatz aus Einteilchen-Wellenfunktionen auf Jastrow [Jas55] zurück). Die Korrelationen beinhaltende Wellenfunktion trägt das Subskriptum V , um anzudeuten, daß die Festlegung der freien Parameter für ${}^4\text{He}$ (und andere leichte Kerne) meist mit Methoden der Variationsrechnung, über die Minimierung der Energie des Gesamtzustandes

$$E = \frac{\langle \Psi_V | H | \Psi_V \rangle}{\langle \Psi_V | \Psi_V \rangle},$$

geschieht (das entspricht einer Lösung der Schrödinger-Gleichung), wobei H die oben angegebene Hamiltonfunktion meint; für Kerne mit $A > 3$ kann dieses Problem nur noch mithilfe computer-gestützter numerischer Verfahren bewältigt werden [Car91][CaS98]. Weitere Einzelheiten können in [Ben93] und [Sch86], worin konkrete Ausdrücke für die genannten Operatoren angegeben sind, gefunden werden.

Der Verlauf abstandsabhängiger Terme $f^c(r_{ij})$ des Paar-Korrelations-Operators für ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$

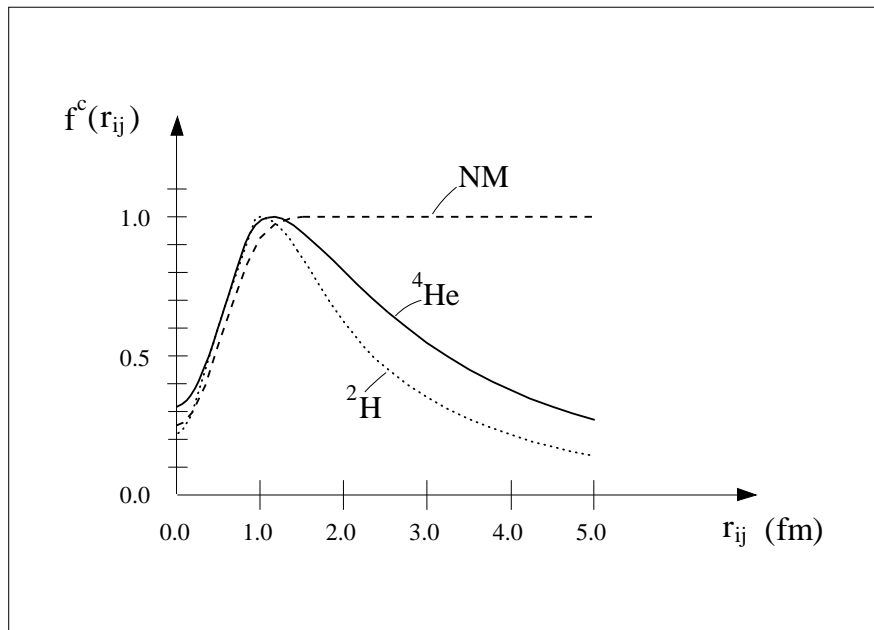


Abb.1.2: Verlauf von $f^c(r_{ij})$ für ${}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}$ und unbegrenzt ausgedehnte Kernmaterie nach [Ben93]

und Nuclear Matter (hypothetische, unbegrenzt ausgedehnte Kernmaterie) ist, nach [Ben93], in der Abbildung 1.2 wiedergegeben. Der Darstellung kann entnommen werden, daß bei Multiplikation einer (Einteilchen-Modell-) Kernwellenfunktion mit $f^c(r_{ij})$ deren Amplitude für kleiner werdende Abstände, r_{ij} , zweier Nukleonen, beginnend bei etwa $1 fm$, zunehmend verringert wird. Das bedeutet, daß die dem Ansatz zugrundeliegende Annahme eines für freie und gebundene Nukleonen unveränderten Nukleon-Nukleon-Potentials nur bestehen kann, wenn gleichzeitig die Ausschöpfung dieses Potentials (die hier durch die Wellenfunktionen im Ortsraum repräsentiert ist) mit dessen zu kleinen internukleonischen Abständen hin anwachsender, starker Repulsion (siehe Abb. 1.1) reduziert ist. Bemerkenswerterweise hängt diese Reduktion kaum von der Nukleonenzahl A , d.h. der Größe des Gefüges, ab. Für internukleonische Abstände von etwa $1 fm$ bis $1.5 fm$, im stark attraktiven, mittleren Bereich des Nukleon-Nukleon-Potentials, bleiben die Kernwellenfunktionen durch $f^c(r_{ij})$ nahezu unbeeinflusst. Bei größeren Abständen zwischen Nukleonen, im schwach attraktiv auslaufenden Bereich des Nukleon-Nukleon-Potentials, wird die Wirkung von $f^c(r_{ij})$ von der Nukleonenzahl abhängig; dabei wird der große Unterschied des Kurvenverlaufs für leichte Kerne und Nuclear Matter, in [Ben93], hauptsächlich auf verschiedenen vorgegebene Randbedingungen für $f^c(r_{ij} \rightarrow \infty)$ zurückgeführt.

Der zweite Term des oben angegebenen vollständigen Paar-Korrelations-Operators, F^{ij} , mit seiner Spin- und Isospin-Abhängigkeit beschreibt komplexe Korrelationen, die unter anderem nicht sphärisch-zentrale, sondern tensorielle Symmetrie aufweisen. Dem Beitrag dieser Korrelationen zur Stabilität der Kerne, wird eine ebensohohe Bedeutung wie den durch $f^c(r_{ij})$ beschriebenen Korrelationen zugemessen; deren hauptsächlichlicher Einfluß wird aber bei Nukleonenabständen oberhalb von $1 fm$, im attraktiven Bereich des Nukleon-Nukleon-Potentials gesehen, so daß bei kleinen internukleonischen Abständen die Prägung der Wellenfunktion durch $f^c(r_{ij})$ bestimmend bleibt.

Mithilfe des skizzierten theoretischen Ansatzes gewonnene, korrelierte Grundzustandswellenfunktionen auf der Basis des Urbana-Potentials werden vielfach für weitergehende streutheoretische Rechnungen verwendet; insbesondere wurde zur Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ [Lag95], die mit Ergebnissen des gegenwärtigen Experiments verglichen werden, von diesen Wellenfunktionen Gebrauch gemacht.

1.3 Methodische Bemerkungen

Die experimentelle Sondierung des Kerngrundzustandes ist an dessen Störung durch die Streuung bzw. Absorption eines eingestrahnten Teilchens gebunden; nach einer derart induzierten Reaktion vorkommende, vom Reaktionsmechanismus mitbestimmte Endzustände auslaufender Kernfragmente und des Streuteilchens sind einer Messung zugänglich. In grober Unterteilung eines Reaktionsablaufs können drei Prozesse unterschieden werden: zunächst die Kopplung des Projektils am Kern oder einem seiner Bestandteile, dann die Anregung des Kerns oder seiner Bestandteile, inklusive der möglichen Propagation einer Anregung im Kern und schließlich Endzustandswechselwirkungen zwischen auslaufenden Fragmenten des Kerns. Die Kenntnis oder Berechenbarkeit dieser Prozesse, ihrer Häufigkeit und Variabilität und insbesondere der mit ihnen verbundenen Verteilung des Energie- und Impulseintrages auf Bestandteile des Kerns, sind Voraussetzung dafür, Eigenschaften des Kerngrundzustandes aus Meßdaten zu extrahieren bzw. theoretische Hypothesen dazu, wie die oben beschriebenen korrelationsbedingten Strukturen, an Meßergebnissen zu verifizieren. Dabei ist es eine Sache der experimentellen Methode, Reaktionen und

kinematische Bedingungen in Anwendung zu bringen, die neben einer hohen Selektivität für die interessierende Grundzustandseigenschaft eine möglichst einfache und genaue theoretische Erfäßbarkeit des Reaktionsablaufs erwarten lassen.

Zur Untersuchung korrelierter Nukleonenpaare in beiderlei Hinsicht vielversprechend bewertet wird der Versuch, solche Nukleonenpaare elektromagnetisch, durch die Absorption virtueller Photonen, die bei inelastischer Elektron-Kern-Streuung mit dem Kern ausgetauscht werden, aufzubrechen und beide Nukleonen des ursprünglichen Paares im Endzustand zu detektieren. Mit der erstmaligen Messung der Dreifach-Koinzidenz-Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ wurde hier ein solcher Versuch unternommen. Kernstück der Meßapparatur ist ein Drei-Arm-Aufbau - bestehend aus einem magnetischen Elektronspektrometer und zwei Szintillationsdetektor-Armen zur Spektroskopie der Protonen. Die Apparatur erlaubt die Identifikation der genannten Teilchen, den Nachweis deren zeitlicher Koinzidenz, die Messung der Endzustandsimpulse der beiden Protonen und - via Messung der Impulse von eingestrahltm und gestreutem Elektron - die Bestimmung des Energie- und Impulseintrags des virtuellen Photons. Die Eigenschaften der reaktionsinduzierenden Photonen und die Akzeptanzbereiche der Meßapparatur wurden dabei nach Möglichkeit an Erwartungen für den Nachweis kurzreichweitig korrelierter Nukleonen, die weiter unten erläutert werden, ausgerichtet. Bei einer fest gewählten Elektron-Photon-Kinematik wurden insgesamt drei Endzustandskinematiken gemessen, die sich vordergründig in der Winkelposition der Szintillator-Arme unterscheiden (siehe Abb. 3.1; die Unterschiede dieser Kinematiken in den Akzeptanzbereichen physikalisch prägnanterer Variablen sind in den Abbildungen 5.20 und 5.28 aufgeführt).

Gleichzeitig mit ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ wurden außerdem die mit diesen Meßaufbauten erfaßten Zweifach-Koinzidenzen ${}^4\text{He}(e,e'p)$ aufgenommen. Darüberhinaus konnten beiläufig auch Ereignisse der Dreifach-Koinzidenz-Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'dp)$ gemessen werden.

Die elektromagnetische Induktion der hier gemessenen Reaktionen sichert aufgrund der guten Kenntnis der elektromagnetischen Wechselwirkung und der Kleinheit ihrer Kopplungskonstanten - im Vergleich zur Sondierung mit stark wechselwirkenden Teilchen - einen gut beherrschbaren Kopplungsmechanismus zu; die kleine Kopplungskonstante, $e^2/(\hbar c) = \alpha = 1/137$, läßt davon ausgehen, daß die Streuung eines Elektrons zumeist durch nur ein einziges virtuelles Photon vermittelt und damit ein definierter, einmaliger Impulsübertrag in den Kern bewirkt wird. Ein besonderer Vorteil der geringen Kopplung wird darin gesehen, daß Photonen eine gleichmäßige Ausleuchtung des gesamten Kernvolumens versprechen, wogegen bei stark wechselwirkenden Teilchen davon auszugehen ist, daß sie vorzugsweise schon an der Kernoberfläche reagieren. Mit der kleinen Kopplungskonstanten sind aber auch entsprechend kleine Wirkungsquerschnitte ($\leq 25 \text{ femtobarn} / (\text{MeV}^3 \cdot \text{sr}^3)$) im Fall der differentiellen ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte der gegenwärtigen Messung!) und damit, namentlich zur Messung von Koinzidenzreaktionen, hohe Anforderungen an die Experimentiertechnik verbunden.

Die mittlere deBroglie-Wellenlänge der hier verwendeten virtuellen Photonen,

$$\langle \lambda_q \rangle = \frac{\hbar}{\langle q \rangle} = \frac{\hbar c}{330 \text{ MeV}} = 0.6 \text{ fm} ,$$

ist mit dem Betrag q des Photonenimpulses so gewählt, daß sie in etwa der Ausdehnung eines Nukleons ($\sim 0.8 \text{ fm}$) entspricht, wodurch die Absorption des Photons an einem einzelnen Nukleon - bevorzugt freilich an einem Proton -, das dabei den gesamten Impuls des Photons übernimmt, begünstigt wird (als Anhaltspunkt für die Präferenz von Photon-Proton-Kopplungen sei angemerkt: das Verhältnis der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitte elastischer Streuung am freien

Proton bzw. Neutron bewegt sich über den hier genutzten Bereich der Elektronkinematik, unter Einsetzung der üblichen Dipol-Fits für die Formfaktoren der Nukleonen, siehe z.B. [Per82], in den Grenzen $16 < \sigma_{ep}^{el.}/\sigma_{en}^{el.} < 29$). Die Lage ist jedenfalls so, daß es für viele der hier untersuchten Fälle sinnvoll erscheint, zur kinematischen Rekonstruktion experimenteller Ereignisse - mit Verwendung der sogenannten Stoßnäherung - eine solche Ein-Proton-Photon-Kopplung an einem der detektierten Protonen zu unterstellen. Dabei wird die Kopplung des Photons als ein von der Kerndynamik separabler Prozeß betrachtet. Der Wirkungsquerschnitt der Absorption eines virtuellen Photons an einem einzelnen, gebundenen Proton kann in Abhängigkeit von Energie und Impuls des Photons und dem Energie-Impuls-Zustand des Protons im Kern, als „off-shell“-Extrapolation des entsprechenden freien Wirkungsquerschnitts, mit einiger Genauigkeit ($< 20\%$) berechnet werden [deF83][MoF84]. Die Division gemessener, nach der Energie- und Impulsbilanz aufgelöster Koinzidenz-Wirkungsquerschnitte durch den berechneten „off-shell“- Wirkungsquerschnitt der Photon-Proton-Kopplung führt - innerhalb der Stoßnäherung - auf eine Energie-Impuls-Verteilung der Protonen des Kerns; deren Interpretation als Grundzustandsverteilung ist allerdings nur soweit statthaft, wie Endzustandswechselwirkungen vernachlässigbar sind. Anders als im Fall reeller Photonen, deren Impulsbetrag q und Energie ω , über $qc = \omega$, fest zusammenhängen, können diese beiden Größen bei virtuellen Photonen unabhängig voneinander, gemäß

$$(qc)^2 = \omega^2 + 4E_e E_{e'} \sin^2 \frac{\Theta_{ee'}}{2},$$

mit der Einschußenergie E_e und dem Streuwinkel $\Theta_{ee'}$ der Elektronen variiert werden ($E_{e'} = E_e - \omega$ bezeichnet dabei die Energie der gestreuten Elektronen). Der (q, ω) -Bereich virtueller Photonen, der hier für die Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)$ gewählt wurde, ist in der Abbildung 1.3 den festen Energie-Impuls-Beziehungen reeller Photonen und freier Nukleonen gegenübergestellt; die Energie ω der eingesetzten virtuellen Photonen überstreicht darin einen Bereich von 100 MeV bis 400 MeV (für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ liegen die unteren ω -Grenzen etwas höher). Die Photonen mit niedrigem ω , am unteren Rand des gegebenen (q, ω) -Bereichs sind - bezüglich des Fermi-Impulses in ${}^4\text{He}$ gebundener Nukleonen von $\sim 230\text{ MeV}/c$ (siehe Abschn. 5.2) - gerade noch zur quasielastischen Ejektion eines Nukleons geeignet. Da die Energie ω der genutzten Photonen stärker mit q ansteigt als die kinetische Energie eines freien Nukleons bei entsprechender, vom Fermi-Impuls ab gerechneter Impulssteigerung, wird die Energie dieser Photonen häufig (was das genau heißt, hängt vom Abfall der Impulsverteilung der Nukleonen oberhalb des Fermi-Impulses ab) größer sein als zur Energie-Impuls-Anpassung der quasielastischen Ejektion eines Nukleons notwendig. Virtuelle Photonen mit einem derartigen Verhältnis von Energie- zu Impulseintrag sind daher (ebenso wie die in (q, ω) nahegelegenen reellen Photonen) - solange kein anderer Kanal zur Aufnahme der überschüssigen Energie offen ist - prädestiniert, in solchen Kernzuständen absorbiert zu werden, bei denen eine Verteilung der eingetragenen Energie auf mindestens zwei, in der Folge ejizierte Nukleonen stattfinden kann; bei einem Energieüberschuß des Photons von mehr als $\sim 140\text{ MeV}$ wird als Konkurrenzprozeß die Erzeugung reeller Pionen möglich. Das Vorkommen von Mehrkörper-Aufbrüchen, die eine Energieabgabe des Photons an zwei oder mehr gebundenen Nukleonen erfordern, wird bereits in der Anregungsfunktion inklusiver, inelastischer Elektron-Kern-Streuung, (e, e') , durch einen ansonsten unverständlich hohen Wirkungsquerschnitt in der sogenannten „dip“-Region zwischen den Peaks der quasielastischen Ejektion eines einzelnen Protons und der internen Anregung eines Nukleons in die Δ -Resonanz bzw. der Erzeugung eines reellen Pions nahegelegt (siehe Abschn. 5.2, Abb. 5.1).

Ein wesentlicher Vorzug virtueller Photonen liegt in deren Polarisationsmöglichkeiten: während reelle Photonen notwendig transversal polarisiert sind, können virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein und daher nicht nur an den transversalen Anteil (Konvektionsströme und Spins), sondern auch an die longitudinale Komponente nukleonischer und mesonischer Ströme (die mit deren Ladung identifiziert werden kann) koppeln. Das statistische Verhältnis L/T von longitudinaler zu transversaler Polarisation der Photonen ist bei unpolarisiertem Elektronenstrahl durch die kinematischen Größen der Elektronstreuung auf einen Wert im Bereich $0 < L/T < 1$ festlegbar. Zur Fokussierung auf kurzreichweitige Korrelationen erscheint die Maximierung des Anteils longitudinal polarisierter Photonen geboten, da so direkte Kopplungen der Photonen an Pion-Austauschströme und Anregungen der Δ -Resonanz - beides vorwiegend transversale Prozesse, die längerreichweitige Beziehungen zwischen zwei Nukleonen vermitteln können - verringert werden. Die Elektronkinematik des gegenwärtigen Experiments ist so eingerichtet, daß $L/T \simeq 0.95$, womit nahezu der theoretisch mögliche Höchstwert von 50 % longitudinaler Polarisation erreicht wird.

Darüberhinaus wird im $(e,e'pp)$ -Kanal einer Dreifach-Koinzidenz-Messung $(e,e'NN)$ - also bei Beschränkung auf den Nachweis zweier ejizierter Protonen, wie in gegenwärtigem Experiment praktiziert - eine Möglichkeit zu starker Ausblendung transversaler Prozesse und damit der Hervorhebung des Beitrags kurzreichweitiger Korrelationen gesehen [Lag87]; diese Erwartung stützt sich auf drei Argumente: erstens besitzt ein Proton-Proton-Paar kein Dipolmoment, an das transversale Photonen koppeln könnten, zweitens verbietet es die Ladungserhaltung, daß zwischen zwei Protonen geladene Mesonen, an die ein Photon koppeln könnte, ausgetauscht werden und drittens sind Anregung und Zerfall eines intermediären ${}^3S_1 p\Delta^+$ -Zustandes zwischen einem initialen und finalen ${}^1S_0 pp$ -Zustand aus Gründen der Spin- und Paritätserhaltung verboten (näheres

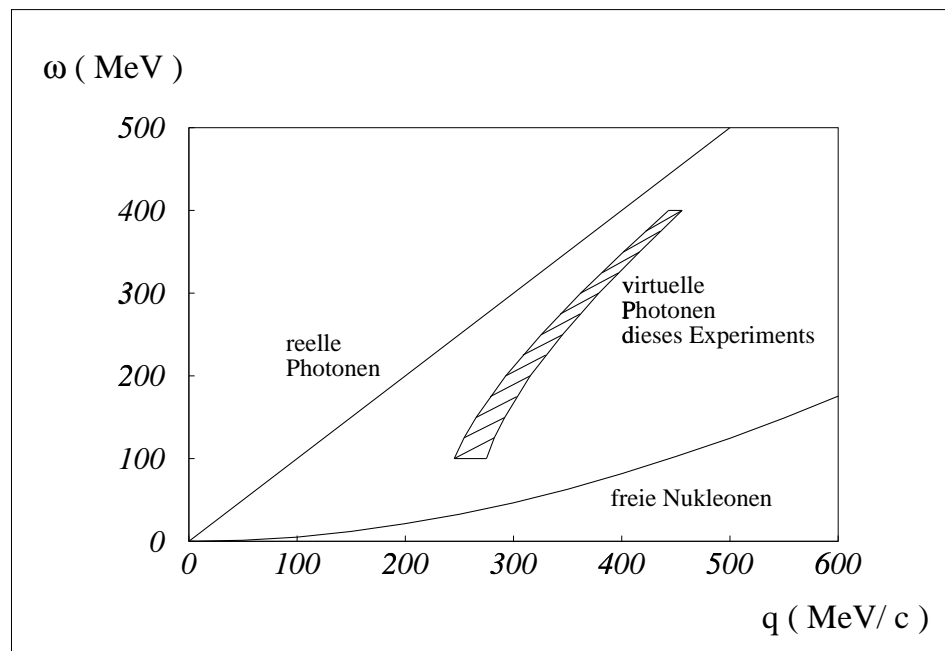


Abb.1.3: Energie-Impuls-Bereich der verwendeten virtuellen Photonen

zum dritten Argument kann in [SiP84] gefunden werden). Die vorstehende Argumentation greift freilich nur in dem Maße, in dem ein direkter Reaktionsablauf, in den unmittelbar lediglich das virtuelle Photon und die beiden Protonen verwickelt sind, vorliegt; über mehrstufige Reaktionsabläufe dagegen können durchaus Eingangskanäle vorherrschend transversaler Kopplung in pp-Endzustände einmünden.

Gedacht ist dabei zum einen an Endzustandswechselwirkungen - im einfachsten Fall nach quasi-freier Streuung an einem einzelnen Proton, $(e,e'p)(p,pp)$, besonders aber an solche mit Ladungsaustausch, $(e,e'pn)(n,p)$, die bei einem ursprünglich betroffenen pn-Paar zur Ejektion zweier Protonen führen -; zum anderen an die Reabsorption eines an einem Nukleon produzierten Pions an einem korrelierten Nukleonenpaar ($pp(\pi^0,pp)$ oder $pn(\pi^+,pp)$). Der quantitative Einfluß derartiger mehrstufiger Abläufe wird noch diskutiert: Zwar gibt das experimentelle Faktum, daß der Wirkungsquerschnitt für (γ,pn) den für (γ,pp) um ein bis zwei Größenordnungen übersteigt (z.B.: [Are80][Mac98]), Anlaß dazu, die Möglichkeit eines erheblichen Einflusses der Ladungsaustausch-Reaktion zu besorgen (ein ähnliches Wirkungsquerschnittsverhältnis wird auch zwischen $(e,e'pp)$ und $(e,e'pn)$ erwartet, z.B. [Lag87]); in den Energie- und Winkelabhängigkeiten von (γ,pp) - und (γ,pn) -Wirkungsquerschnitten auftretende Unterschiede werden allerdings dahingehend gedeutet, daß beiden Reaktionen verschiedene Mechanismen zu Grunde liegen und kein starker, durch Endzustandswechselwirkungen vermittelter Zufluß in den pp-Kanal stattfindet [Emu94][Emu94,2][Jan95][Mac98]. Theoretische Resultate auf dem Boden eines vom Isospin abhängigen optischen Potentials, beschränkt auf Energieeinträge $\omega < 200 \text{ MeV}$ [GiP95] zeigen ebenfalls einen nur sehr geringen Beitrag des Ladungsaustausch-Mechanismus zur Reaktion $(e,e'pp)$ ($< 1\%$ am Beispiel des Targetkerns ^{16}O ; wozu [Gil97] jedoch zu bedenken gibt, daß dies möglicherweise nur deshalb zutrifft, weil es sich um einen Kern mit Isospin $T = 0$ handelt und die Rechnung [GiP95] nur die intermediäre Anregung von Analog-Zuständen zuläßt). Demgegenüber wird die Pion-Reabsorption von theoretischer Seite seit langem [Lag85] - unter Berufung auf die Reduktion des totalen Wirkungsquerschnitts der Pion-Photoproduktion durch Pion-Absorption in einer Größenordnung von 10 % - als Ursache einer merkbaren Steigerung von pp-Ejektionen für wahrscheinlich gehalten. In unlängst publizierten Berechnungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ [Gil97] wird der erwartete Beitrag aus der Reabsorption photoproduzierter Pionen explizit in Abhängigkeit von der (Double-)Missing-Energy, $E_{2m} (\simeq \omega - T_{p1'} - T_{p2'} - T_{A-2})$, wobei $T_{p1'}$ und $T_{p2'}$ die kinetische Energie der beiden Endzustandsprotonen, T_{A-2} die des Restsystems meint), angegeben. Diesen Rechnungen läßt

	KK		MEC		IC	
	L	T	L	T	L	T
(γ,pn)	0	++	0	++	0	++
(γ,pp)	0	+	0	<	0	+
$(e,e'pn)$	++	++	<<	++	<	++
$(e,e'pp)$	+	+	<<	<	<	+

Tab.1.1: Empfindlichkeit des longitudinalen und transversalen Anteils elektromagnetisch induzierter Zwei-Nukleonen-Ejektionen für kurzreichweitige Korrelationen (KK), Meson-Austauschströme (MEC) und die Anregung von Nukleonen-Resonanzen (IC) nach [Jan95]. Symbole in ansteigender Empfindlichkeit: 0, <<, <, +, ++

sich entnehmen, daß (bei einem deutlich oberhalb der Pionproduktionsschwelle liegenden Energieeintrag $\omega = 400 \text{ MeV}$, bei $E_e = 705 \text{ MeV}$, $\Theta_{ee'} = 33.6^\circ$ und damit der dem gegenwärtigen Experiment gegenüber geringeren longitudinalen Polarisation $\epsilon := L/T = 0.63$) das Verhältnis durch Pion-Reabsorption vermittelter und direkter Zwei-Protonen-Ejektion, $(1\pi+\text{FSI})/(2p+\text{FSI})$, für geringe Double-Missing-Energies, $E_{2m} < 70 \text{ MeV}$, integral nur etwa 6 % ausmacht; dabei verläuft der $(1\pi+\text{FSI})$ -Anteil unterhalb von $E_{2m} = 70 \text{ MeV}$ flach; bei größeren E_{2m} -Werten dagegen wird ein rascher Anstieg, oberhalb von $E_{2m} \sim 100 \text{ MeV}$ bereits ein dominanter Beitrag über Pion-Reabsorption errechnet. Es sei angemerkt, daß die in diese Rechnung eingehende Pion-Reabsorptionswahrscheinlichkeit mit der Kernmassenzahl A sinkt, für den hier untersuchten leichteren Targetkern, ${}^4\text{He}$, also ein noch etwas geringerer Einfluß zu erwarten ist. Es sei außerdem nicht unerwähnt, daß in [Gil97] zusätzlich ein Beitrag direkter $(3N+\text{FSI})$ -Prozesse zur Reaktion ${}^{12}\text{C}(e,e'pp)$ gefunden wird, der für $E_{2m} < 70 \text{ MeV}$ integral etwa 13 % des $(2p+\text{FSI})$ -Anteils erreicht. Auch die experimentell beobachtete Zunahme des Wirkungsquerschnittsverhältnisses von $(\gamma,pp)/(\gamma,pn)$ mit der Energie reeller Photonen oberhalb der Pion-Produktionsschwelle [Are80][Mac98], scheint auf eine gewisse Bedeutung von Pion-Reabsorptionen zu verweisen; eine Ausnahme liegt allerdings in [Kan87] vor, wo am gleichen Targetkern wie in [Are80][Mac98], ${}^{12}\text{C}$, sowie an ${}^9\text{Be}$ im ω -Bereich von 200 bis 400 MeV ein nahezu konstant bleibendes Verhältnis besagter Wirkungsquerschnitte gemessen wurde.

Gegenwärtig erscheint jedenfalls die Hoffnung gerechtfertigt, daß mehrstufige Prozesse im kinematischen Bereich des aktuellen Experiments, zumindest bei geringer Double-Missing-Energy insgesamt nur eine Kontamination von höchstens 10-20 % zum Hauptanteil direkter, longitudinal dominierter pp -Ejektion darstellen. Daß, vor allem unter dieser Voraussetzung, eine besondere Eignung der Reaktion $(e,e'pp)$ zur Untersuchung kurzreichweitiger Korrelationen zu erwarten ist, sei nochmals unterstrichen mit der aus [Jan95] entnommenen Tabelle 1.1, in der eine vergleichende Einschätzung der Stärken gegeben wird, mit denen kurzreichweitige Korrelationen, Meson-Austauschströme und Anregungen der Δ -Resonanz jeweils zum longitudinalen und transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts der verschiedenen elektromagnetisch induzierten Zwei-Nukleonen-Ejektionen beitragen.

Ein weiterer Grund, die Messung auf pp -Endzustände zu beschränken, liegt - angesichts des derzeitigen Pilot-Stadiums dieser Art Dreifach-Koinzidenz-Experimente - darin, die zusätzlichen Unsicherheiten und technischen Schwierigkeiten, die mit einer Spektroskopie von Neutronen verbunden sind, vorerst zu vermeiden.

Als Target des gegenwärtigen Experiments wurde der ${}^4\text{He}$ -Kern ausgewählt. Die hohe zentrale Dichte dieses Kerns ($\rho_{{}^4\text{He}} \sim 0.21 \text{ fm}^{-3}$ gegenüber $\sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$ im Fall schwerer Kerne) und Vorhersagen der in Abbildung 1.2 gezeigten Art lassen vermuten, daß die Bedeutung kurzreichweitiger Korrelationen in ${}^4\text{He}$ der in schwereren Kernen vergleichbar, möglicherweise sogar größer ist. Endzustandswechselwirkungen dagegen sollten bei einem Kern mit so geringer Nukleonenzahl - geeignete kinematische Bedingungen vorausgesetzt (d.h. solche, bei denen die Kernfragmente mit möglichst nicht-gleichgerichteten Impulsvektoren auslaufen, wie es in dieser Messung weitgehend der Fall ist, siehe Abb. 3.1) - erstens weniger bedeutsam, zweitens aber auch mit größerer Konfidenz berechenbar sein als für schwerere Kerne. Vorteilhaft erscheint darüberhinaus die hohe Symmetrie und einfache Schalenmodell-Konfiguration dieses Kerns: in ${}^4\text{He}$ befinden sich alle Nukleonen in der $1s$ -Schale, so daß die Spektren ejizierter Nukleonen keine verwickelte Schalenstruktur aufweisen und insbesondere keine Schalenmischungen auftreten können (deren Trennung erforderte eine Energieauflösung, die besser als $\sim 1 \text{ MeV}$ sein müßte, und zudem die Aufnahme

einer entsprechend hohen Anzahl von Dreifach-Koinzidenz-Ereignissen). Ungeachtet der verhältnismäßig geringen Energieauflösung dieses Experiments ($\sim 30 \text{ MeV}$, für Dreifach-Koinzidenzen) herrscht bei Verwendung des Targetkerns ${}^4\text{He}$ Klarheit über den grundsätzlichen Charakter des Restsystems; eine gewisse Komplikation - von der weiter unten noch die Rede sein wird - besteht allerdings darin, daß dieses aus der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)nn$ hervorgehende Restsystem, nn , ungebunden und daher nicht energiescharf ist. Ein weiterer Gesichtspunkt, der die Wahl eines möglichst leichten Targetkerns empfiehlt, liegt in der oben bereits angesprochenen geringeren Absorption photoproduzierter Pionen: mit den in [Gil97] angegebenen Absorptionsfraktionen, $a_\pi({}^{12}\text{C}) \simeq 25\%$ und $a_\pi({}^{208}\text{Pb}) \simeq 66\%$, und dem dort angegebenen Ansatz, $a_\pi(A) \propto A^\alpha$, extrapoliert man $a_\pi({}^4\text{He}) \simeq 17\%$ (wobei $\alpha = 0.34$; in [Gil97] taucht explizit der nicht konsistente Wert $\alpha = 1.3$ auf). Auch ist die theoretische Bearbeitung des ${}^4\text{He}$ -Kerns - wie oben schon angemerkt wurde - so weit fortgeschritten, daß als realistisch angesehene, korrelierte Grundzustandswellenfunktionen modelliert werden können [Sch86] und mikroskopische Berechnungen von Wirkungsquerschnitten für die Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ im interessierenden Energie-Impulsbereich bereits durchgeführt wurden [Lag95]. Bedauerlicherweise stehen Berechnungen von Wirkungsquerschnitten für die Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ aber noch aus; es scheint jedoch absehbar, daß solche in naher Zukunft unternommen werden, zumal für andere Kerne erste detailliertere Berechnungen von $(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitten bereits ausgeführt werden konnten (${}^3\text{He}$ [Lag87], ${}^{12}\text{C}$ [Ryc96] [Gil97], ${}^{16}\text{O}$ [GiP92][Giu98]).

In ${}^4\text{He}(e,e'p)$, läßt der hier genutzte weite Bereich des Energie-Impulseintrages der virtuellen Photonen die drei bereits angedeuteten Hauptgruppen von Ereignissen zu: Zweikörper-Aufbrüche, bei denen tatsächlich nur das detektierte Proton quasielastisch aus dem Targetkern ejiziert wurde, Mehrkörper-(Kontinuum-)Aufbrüche, bei denen zwar mehrere Nukleonen ejiziert, von der Apparatur aber nur das eine Proton erfaßt wurde und schließlich die Ejektion eines Protons bei gleichzeitiger Erzeugung eines reellen Pions. Diese Hauptgruppen können experimentell anhand der spektralen Verteilung der Energiebilanz der einzelnen ${}^4\text{He}(e,e'p)$ -Ereignisse (repräsentiert in der sogenannten Missing-Energy-Variablen, $E_m \simeq \omega - T_{p'} - T_{A-1}$) mit einer von der jeweiligen kinematischen Situation abhängenden und von der apparativen Energieauflösung begrenzten Deutlichkeit unterschieden werden. Unter den Mehrkörper-Aufbrüchen zu suchende Reaktionsabläufe, in denen neben dem detektierten Proton - im idealen Grenzfall - genau ein weiteres Nukleon am Energie- und Impulseintrag des Photons teilhatte, sollten sich kinematisch durch eine feste Abhängigkeit von Energie- und Impulsbilanz (d.h. von Missing-Energy und Missing-Momentum) der ${}^4\text{He}(e,e'p)$ -Ereignisse auszeichnen [Cio91]. Von der zweidimensionalen Verteilung des sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in diesen Variablen wird daher erwartet, Auskunft über die Wichtigkeit von Zwei-Nukleonen-Ejektionen, die auf korrelierte Nukleonenpaare hinweisen, zu erhalten; auf kurzreichweitige Korrelationen zurückgehende Zwei-Nukleonen-Ejektionen sollten dabei gleichzeitig hohe Werte des Missing-Momentums, P_m , und der Missing-Energy, E_m , aufweisen (die Mittelwerte des höchsten hier untersuchten Bereiches sind $\langle P_m \rangle = 800 \text{ MeV}/c$, $\langle E_m \rangle = 220 \text{ MeV}$).

Neben diesem eigenen, inhaltlichen Bezug zur Untersuchung korrelierter Nukleonenpaare hat die ${}^4\text{He}(e,e'p)$ -Messung aber auch entscheidende Bedeutung für die Durchführung und Auswertung des ganzen Experiments: mit der geringen Zählrate und der kleinen insgesamt aufgenommenen Anzahl von Dreifach-Koinzidenzen allein könnten weder Einstellungsoptimierungen während des Experiments noch die meisten Auswertungsverfahren vorgenommen werden. Weiterhin ist unter den hier gemessenen Koinzidenz-Reaktionen einzig ${}^4\text{He}(e,e'p)$ bereits in anderen Experimenten

untersucht worden; die Möglichkeit einer Konsistenzprüfung ist dabei im Bereich des Zweikörper-Aufbruchs (vor allem über die Ermittlung der Impulsdichte-Verteilung der Protonen aus diesen Aufbrüchen) gegeben. Theoretische Resultate, die mit der gegenwärtigen Messung verglichen werden können, liegen derzeit ebenfalls nur für die Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ - allerdings sowohl für den Bereich des Zwei- wie des Mehrkörper-Aufbruchs - vor.

Mit der Forderung nach koinzidenter Detektion eines zweiten Protons, in der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)$, wird die zur Untersuchung von Mehrkörper-Aufbrüchen störende Überlagerung durch Zweikörper-Aufbrüche - bis auf zufällige Koinzidenzen (deren Minimierung durch das hohe Tastverhältnis des hier verwendeten Elektronenstrahls sichergestellt wird) - per definitionem ausgeschlossen. Ansatzpunkt weiterer Unterscheidung der Ejektion zweier kurzreichweitig korrelierter Nukleonen von anders bedingten Zwei- oder Mehr-Nukleonen-Ejektionen ist deren Quasi-Zwei-Nukleonen-Kinematik, d.i. die kinematische Auszeichnung eines hohen Relativimpulses der beiden korrelierten Nukleonen bei vergleichsweise geringem Schwerpunktsimpuls dieses Paares gegen den Restkern. Im Rahmen der Stoßnäherung und soweit Endzustandswechselwirkungen vernachlässigt werden können, ist die Grundzustandskinematik aus der in ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ gemessenen Endzustandskinematik - mit einer verbleibenden Zweideutigkeit, die die Entscheidung betrifft, welchem der beiden detektierten Protonen der Impuls des Photons zugeschlagen wurde (das jeweils andere Proton verläßt in diesem idealisierten Szenarium den Kern mit seinem unveränderten Primärimpuls) - rekonstruierbar. Auf diese Vorstellungen bezogen, sind die Akzeptanzbereiche des gegenwärtigen Meßaufbaus so eingerichtet, daß von vornherein nur solche ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ -Ereignisse erfaßt werden können, bei denen die rekonstruierten Relativbewegungen der primären Protonen, und zwar gleichzeitig für beide mit der Stoßnäherung zu vereinbarenden Varianten des Impulsübertrags, nur wenig (bis zu einigen 10°) von einer gegenläufigen, perfekte Zwei-Nukleonen-Kinematik kennzeichnenden Bewegung abweichen (siehe Abb. 5.28, Abb. 2.2, Abb. 3.1).

Ein weiteres Selektionskriterium liegt in der Energiebilanz der Reaktion: der interessierende, bloße Dreikörper-Aufbruch - in zwei Nukleonen und den unangeregten Restkern - impliziert, daß die vom Photon eingetragene Energie, abzüglich der aufzubringenden Bindungsenergie der beiden Nukleonen, im Endzustand als kinetische Energie der drei Kernfragmente (zu deren Bestimmung die Messung der Impulse beider Nukleonen hinreicht) vollständig wiederauftaucht; eine eventuell auftretende Fehlenergie - die bereits genannte Double-Missing-Energy, E_{2m} , - weist darauf hin, daß ein komplizierterer Reaktionsablauf (etwa eine direkte Beteiligung von mehr als zwei Nukleonen an der Reaktion, die Anregung eines Nukleons in die Δ -Resonanz oder die Erzeugung eines reellen Pions) stattgefunden hat. Bei der Ejektion zweier Protonen aus dem Targetkern ${}^4\text{He}$ ist die Anwendung dieses Kriteriums allerdings erschwert, da das nur aus zwei Neutronen bestehende Restsystem per se nicht gebunden ist - also in jedem Fall ein Vierkörper-Aufbruch vorliegt; das Spektrum der Double-Missing-Energy muß hier demzufolge grundsätzlich einen Energieoffset und eine Mindestunschärfe aufweisen, die die Verteilung der kinetischen Energie, die der ungestörten Relativbewegung der beiden Neutronen im Kern zukommt, reflektieren. Ob mit der experimentellen Einschränkung auf die Beobachtung besonderer Relativimpulse der beiden Protonen indirekt auch eine Auswahl spezifischer, primärer Relativimpulse der beiden Neutronen verbunden ist oder aber das gesamte, sozusagen natürliche Spektrum der im ${}^4\text{He}$ -Grundzustand auftretenden nn-Relativimpulse neben den selektierten Protonenimpulsen Bestand hat, ist eine offene Frage.

Es wird erwartet, daß sich das Vorkommen kurzreichweitig korrelierter Protonenpaare, innerhalb der Breite des hier beobachteten Relativwinkel-Bereiches der Protonen-Primärimpulse und

bei kleiner Double-Missing-Energy, durch einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ gegen den Punkt antiparalleler Primärimpulse der Protonen bemerkbar macht; von dem unterliegenden, unkorrelierten Anteil des ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts, der keine derartige Anisotropie zeigen sollte, wird vermutet, daß er demgegenüber wesentlich kleiner und mit gegenwärtigen Mitteln kaum meßbar sein wird. Letzteres und die diskutierte Unterdrückung transversaler Prozesse vorausgesetzt, sollte der Absolutwert des hier gemessenen Wirkungsquerschnitts der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ entscheidend durch die Häufigkeit des Auftretens kurzreichweitig korrelierter Protonenpaare in ${}^4\text{He}$ bestimmt sein.

Den genauen Verlauf besagten Anstiegs im Wirkungsquerschnitt festzustellen, wird allerdings von der (allein auf Grundlage der experimentellen Observablen) nicht eindeutig durchführbaren kinematischen Rekonstruktion dieser Projektionsvariablen, des Relativwinkels zwischen den Proton-Primärimpulsen, beeinträchtigt. Dies gilt ebenfalls für die Projektion des Wirkungsquerschnitts auf den Betrag P_{rel} des primären Relativimpulses der beiden Protonen, die in engem Zusammenhang mit der im vorigen Abschnitt besprochenen Korrelationsfunktion steht; dabei führen die beiden erwähnten Rekonstruktionsvarianten der Stoßnäherung insbesondere auch auf sehr unterschiedliche Akzeptanzbereiche dieses Impulsbetrags ($200\text{ MeV}/c < P_{rel} < 400\text{ MeV}/c$ bei Unterstellung, der Photonimpuls sei auf das mehr in Ausbreitungsrichtung des virtuellen Photons ejizierte Proton übertragen worden und $500\text{ MeV}/c < P_{rel} < 700\text{ MeV}/c$ im anderen Fall). Etwas robuster ist die Projektion des Wirkungsquerschnitts auf das sogenannte Double-Missing-Momentum, P_{2m} , das in Stoßnäherung den primären Relativimpuls zwischen den Schwerpunkten des Protonenpaares und des Restkerns angibt: P_{2m} ist bereits dann eindeutig so interpretierbar, wenn lediglich vorausgesetzt wird, daß der eingetragene Photonimpuls - in beliebiger Aufteilung - nur den detektierten Protonen zugekommen, also weder direkt noch in Endzustandswechselwirkungen Impuls auf das Restsystem übertragen worden ist (der hier beobachtete Bereich der Double-Missing-Momenta erstreckt sich dabei von 0 bis $400\text{ MeV}/c$). Der mittlere Absolutwert des gemessenen, neunfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts, Projektionen auf den Energieübertrag ω des Photons und Projektionen auf die Double-Missing-Energy E_{2m} sollten dagegen nicht von den kinematischen Unterstellungen abhängig sein.

Im Fall der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'dp)$ läßt die Akzeptanz der Meßapparatur auch nur solche Ereignisse erfassen, bei denen die primäre Relativbewegung des Deuterons und des Protons nahezu gegenläufig ist (siehe Abb. 5.31). Der gemessene Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'dp)$ wird in einer Reihe von Projektionen gezeigt, die auch für den ${}^4\text{He}(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt betrachtet werden, so daß ein gewisser Vergleich beider Reaktionen möglich wird.

2 Formale Charakterisierungen der Streuprozesse und Definition der kinematischen Variablen

Wie bei der Streuung relativistischer Elektronen üblich, werden im folgenden natürliche Einheiten, d.h. die Konvention $\hbar = c = 1$, verwendet. Vierer-Vektoren werden symbolisch durch Indizierung mit einem kleinen griechischen Buchstaben, Dreier-Vektoren durch einen Unterstrich gekennzeichnet.

2.1 Die kinematischen Variablen der Reaktion (e,e'p)

In der Abb. 2.1 ist schematisch die Reaktion $A(e, e'p)R$ in der Ein-Photon-Austausch Näherung im Laborsystem dargestellt. Am Beispiel dieser Reaktion, bei der durch inelastische Streuung eines Elektrons der Targetkern A in ein Proton p' (das detektiert wird) und das Restsystem R (das unbeobachtet bleibt) zerlegt wird, seien die gebräuchlichen kinematischen Größen und deren Bezeichnungen vorgestellt.

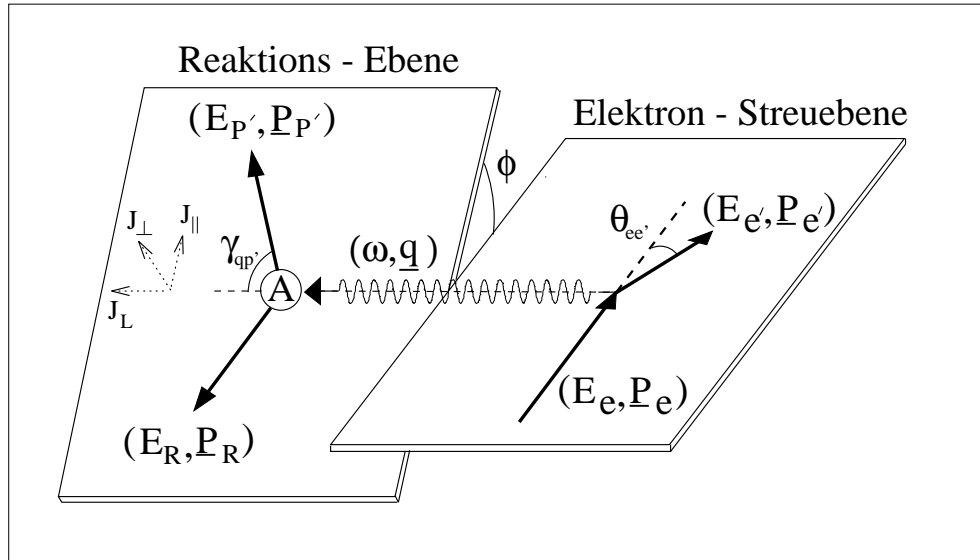


Abb.2.1: $A(e, e'p)R$ in der Ein-Photon-Austausch Näherung

Die Viererimpulse der auftretenden Teilchen im Laborsystem werden folgendermaßen benannt:

- eingestrahletes und gestreutes Elektron: $P_e^\mu = (E_e, \underline{P}_e)$, $P_{e'}^\mu = (E_{e'}, \underline{P}_{e'})$
- transferiertes virtuelles Photon: $q^\mu = (\omega, \underline{q})$
- Targetkern vor der Streuung: $P_A^\mu = (M_A, \underline{0})$
- Proton und Restsystem im Endzustand: $P_{p'}^\mu = (E_{p'}, \underline{P}_{p'})$, $P_R^\mu = (E_R, \underline{P}_R)$.

$\theta_{ee'}$ bezeichnet den Streuwinkel des Elektrons, $\gamma_{qp'}$ den Winkel, unter dem der Impulsvektor

des herausgeschlagenen, detektierten Protons zur Impulsrichtung des virtuellen Photons liegt. Die Impulsvektoren des eingestrahnten und des detektierten, gestreuten Elektrons, \underline{P}_e und $\underline{P}_{e'}$, spannen die Elektron-Streuebene, die Impulsvektoren des detektierten Protons und des Restsystems im Endzustand, $\underline{P}_{p'}$ und \underline{P}_R , die Reaktionsebene auf; der Impulsvektor \underline{q} des virtuellen Photons ist beiden Ebenen gemeinsam. Die Drehung der Reaktions-Ebene zur Elektron-Streuebene um die mit der Richtung des Impulsübertrags gegebene Achse wird mit dem Winkel Φ erfaßt.

Die Erhaltung des Viererimpulses am Elektron-Photon- und am Photon-Kern-Vertex ist in den beiden folgenden Gleichungen ausgedrückt:

$$\begin{aligned} q^\mu &= P_e^\mu - P_{e'}^\mu \\ q^\mu + P_A^\mu &= P_R^\mu + P_{p'}^\mu . \end{aligned}$$

Für das Quadrat des Viererimpulsübertrags gilt bei Vernachlässigung der Ruhemasse m_e des Elektrons :

$$q_\mu q^\mu = \omega^2 - \underline{q}^2 \stackrel{m_e=0}{=} -4 E_e E_{e'} \sin^2 \frac{\theta_{ee'}}{2} \leq 0 .$$

Der Bequemlichkeit halber wird $Q^2 := -q_\mu q^\mu$ gesetzt.

Sofern - wie es in gegenwärtigem Experiment der Fall ist - die eingestrahnten Elektronen integral keine ausgezeichnete Polarisation besitzen, ist das Verhältnis von longitudinal zu transversal polarisierten virtuellen Photonen als :

$$\epsilon = \left(1 + \frac{Q^2 \underline{q}^2}{2 E_e^2 E_{e'}^2 \sin^2 \theta_{ee'}} \right)^{-1} ,$$

sowie bei Vernachlässigung von m_e , für nicht gegen Null gehendes $\theta_{ee'}$ angenähert als :

$$\epsilon \stackrel{m_e=0}{=} \left(1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_{ee'}}{2} \right)^{-1}$$

gegeben [Lyt78]; der Minimalwert des Polarisationsparameters, $\epsilon = 0$, entspricht rein transversal, der Maximalwert, $\epsilon = 1$, gleichen Anteilen von longitudinal und transversal polarisierten Photonen.

Im Photon-Kern-Vertex koppelt das virtuelle Photon an die Strom-Ladungs-Verteilung des Kerns; zur systematischen Gliederung des Wirkungsquerschnittes (siehe Abschn. 2.4) ist es sinnvoll, diese Verteilung auf eine Basis zu beziehen, die den möglichen Polarisationszuständen des virtuellen Photons korrespondiert; in der Abb. 2.1 ist diese Basis durch das Dreibein $(J_L, J_\perp, J_\parallel)$ angedeutet.

Ausgehend von der Erhaltung des Viererimpulses am Photon-Kern-Vertex können weitere, der Beurteilung des Proton-Zustandes vor der Streuung angepaßte Variablen definiert werden. Zunächst erlaubt die Erhaltung des Dreierimpulses, den Schwerpunktsimpuls des nicht detektierten

Restsystems zu bestimmen :

$$\underline{P}_R = \underline{q} - \underline{P}_{p'} =: \underline{P}_m .$$

Dieser Impuls wird gewöhnlich Missing-Momentum genannt und daher im folgenden nicht mehr mit \underline{P}_R , sondern mit \underline{P}_m symbolisiert; häufig (auch in dieser Arbeit) wird, etwas lax, auch dann vom Missing-Momentum gesprochen, wenn nur dessen Betrag $|\underline{P}_m| = P_m$ gemeint ist.

Unter den Annahmen der Stoßnäherung, daß der Impuls des virtuellen Photons vollständig auf das detektierte Proton transferiert wurde und dieses Proton nach der Absorption des Photons keinen Impuls auf das Restsystem übertragen - also keine Endzustandswechselwirkung (FSI) stattgefunden hat (d.h. in Plane Wave Impulse Approximation, PWIA), ist der Impuls \underline{P}_p , den das Proton vor der Absorption des Photons dem Schwerpunkt des Restkerns gegenüber gehabt haben muß, dem Missing-Momentum gleichgroß und entgegengerichtet:

$$\underline{P}_p \stackrel{\text{PWIA}}{=} -\underline{P}_m .$$

Im weiteren ist die invariante Masse des Restsystems - die Missing-Mass M_m - berechenbar; für diese gilt:

$$\begin{aligned} M_m^2 &:= (P_R^\mu)^2 = (P_A^\mu + q^\mu - P_{p'}^\mu)^2 \\ &= (M_A + \omega - E_{p'})^2 - (\underline{q} - \underline{P}_{p'})^2 \\ &= (M_A - M_p + \omega - T_{p'})^2 - \underline{P}_m^2 . \end{aligned}$$

Im Rückgriff auf die Missing-Mass kann dann die invariante Energie des Restsystems - die Missing-Energy E_m - definiert werden:

$$\begin{aligned} E_m &:= M_m - (M_A - M_p) \\ &= M_m - M_{A-1} + E_{B(A,p)} , \end{aligned}$$

wobei M_A , M_{A-1} und M_p die Ruhemassen des Targetkerns, des Kerns $(A-1)$ und des Protons bezeichnen; $E_{B(A,p)} := M_{A-1} - (M_A - M_p)$ ist die Bindungsenergie des Protons im Kern A , die häufig auch als Zweikörper-Aufbruch-Energie E_{2KA} bezeichnet wird (im Fall von ${}^4\text{He}$ ist $E_{2KA} = 19.8 \text{ MeV}$).

$$E_m^* := M_m - M_{A-1}$$

ist die innere Energie des Restsystems, d.h. die Anregungsenergie des gebundenen Restkerns oder, wenn das Restsystem fragmentiert ist, die kinetische Energie der Teile des Restsystems in Bezug auf deren Schwerpunkt zuzüglich der Anregungsenergie eventuell vorkommender, gebundener Fragmente. Die Missing-Energy kann also als die Summe aus der aufzuwendenden Bindungsenergie und der in das Restsystem eingetragenen inneren Energie gefaßt werden:

$$\begin{aligned} E_m &= E_{B(A,p)} + E_m^* \\ &= E_{2KA} + E_m^* . \end{aligned}$$

Mithilfe der kinetischen Energien des Protons und des Restsystems läßt sich die so definierte Missing-Energy auch als:

$$E_m = \omega - T_{p'} - T_m$$

mit:

$$T_m := \sqrt{P_m^2 + M_m^2} - M_m$$

$$= \sqrt{P_m^2 + (M_{A-1} + E_m^*)^2} - (M_{A-1} + E_m^*)$$

schreiben (um Verwirrung vorzubeugen, sei angemerkt, daß $E_m \neq T_m + M_m$, auch wenn die Indexwahl hier leicht ein Gleichheitszeichen vermuten ließe).

Der letztgenannte Ausdruck ist iterativ bestimmbar; oft wird aber nur die erste Näherung herangezogen, bei der zur Berechnung der kinetischen Energie der Schwerpunktsbewegung des Restsystems nur dessen Grundzustands-Masse, M_{A-1} , berücksichtigt, der Beitrag der eingebrachten inneren Energie des Restsystems, E_m^* , dabei aber vernachlässigt wird.

Man definiert:

$$\tilde{E}_m := \omega - T_{p'} - T_{A-1}$$

mit:

$$T_{A-1} := \sqrt{P_m^2 + M_{A-1}^2} - M_{A-1} \quad .$$

Im Fall des Zweikörper-Aufbruchs des Targetkerns ${}^4\text{He}$ in ein Proton und den gebundenen Restkern ${}^3\text{H}$ ist diese Formulierung sogar exakt, da keine angeregten gebundenen Zustände des Tritons existieren; bei Kontinuum-Aufbrüchen dagegen, d.h. bei fragmentiertem Restsystem, divergieren E_m und \tilde{E}_m zunehmend mit ansteigendem Missing-Momentum. Für die (E_m, P_m) -Bereiche, die in dem hier zu besprechenden Experiment überdeckt werden (siehe Abb. 5.2), ist die relative Abweichung mit:

$$\frac{E_m - \tilde{E}_m}{E_m} \leq 4\%$$

zwar gering, da aber hohe E_m -Werte bis 300 MeV untersucht werden, treten zwischen E_m und \tilde{E}_m nicht ganz unerhebliche absolute Differenzen bis zu 9 MeV auf. Zur quantitativen Analyse der experimentellen Daten wird daher die auf die Missing-Mass bezugnehmende, exakte Definition der Missing-Energy verwendet, während zu Argumentationszwecken (besonders zur Erläuterung des sogenannten naiven 2-Nukleonen-Korrelations-Modells, Abschn. 2.3) von der Näherung Gebrauch gemacht wird.

2.2 Die kinematischen Variablen der Reaktion (e,e'pp)

Bei Messung der Reaktion $A(e, e'pp)R$ werden drei Endzustandsteilchen - das gestreute Elektron und zwei infolge der Streuung aus dem Kern A ejizierte Protonen - koinzident nachgewiesen. Beschreibung und Bezeichnung der Kinematik am Elektron-Photon-Vertex entsprechen denen der Reaktion $A(e, e'p)R$; für die Bilanz der Viererimpulse am Photon-Kern-Vertex gilt hier:

$$q^\mu + P_A^\mu = P_R^\mu + P_{p'_v}^\mu + P_{p'_r}^\mu \quad ;$$

dabei symbolisieren

$$P_{p'_v}^\mu = (E_{p'_v}, \underline{P}_{p'_v}) \quad \text{und} \quad P_{p'_r}^\mu = (E_{p'_r}, \underline{P}_{p'_r})$$

die Viererimpulse der beiden detektierten Protonen (die unterscheidenden Indizes v und r sind im Hinblick auf die spezielle Positionierung der Proton-Detektoren in gegenwärtigem Experiment - vorwärtig und rückwärtig relativ zur mittleren Richtung des virtuellen Photons - gewählt, siehe Abb. 3.1).

Aus der Erhaltung des Dreierimpulses am Photon-Kern-Vertex folgt für den Schwerpunktsimpuls des Restsystems :

$$\underline{P}_R = \underline{q} - \underline{P}_{p'_v} - \underline{P}_{p'_r} =: \underline{P}_{2m} .$$

In Anlehnung an die Nomenklatur der Reaktion $A(e, e'p)R$ wird dieser Impuls im weiteren Double-Missing-Momentum genannt und mit \underline{P}_{2m} bezeichnet.

Unter den Annahmen, daß der Impuls des virtuellen Photons vollständig auf die beiden detektierten Protonen übertragen wurde und keine Endzustandswechselwirkungen zwischen diesen Protonen und dem Restsystem stattgefunden haben, kann das Double-Missing-Momentum mit dem Negativen des Schwerpunktsimpulses, den das System der beiden Protonen vor der Streuung dem Restkern gegenüber gehabt hat :

$$\underline{P}_{p_v} + \underline{P}_{p_r} \stackrel{\text{PWIA}}{=} -\underline{P}_{2m} ,$$

identifiziert werden.

Analog zur Vorgehensweise bei der Reaktion $A(e, e'p)R$ können die invariante Masse und Energie des Restsystems eingeführt werden, die hier Double-Missing-Mass, M_{2m} , und Double-Missing-Energy, E_{2m} , genannt werden :

$$\begin{aligned} M_{2m}^2 &:= (P_R^\mu)^2 = (P_A^\mu + q^\mu - P_{p'_v}^\mu - P_{p'_r}^\mu)^2 \\ &= (M_A - 2M_p + \omega - T_{p'_v} - T_{p'_r})^2 - \underline{P}_{2m}^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{2m} &:= M_{2m} - (M_A - 2M_p) \\ &= M_{2m} - M_{A-2} + E_{B(A, pp)} \\ &= E_{B(A, pp)} + E_{2m}^* \\ &\stackrel{{}^4\text{He}}{=} E_{4KA} + E_{2m}^* ; \end{aligned}$$

M_A , M_{A-2} und M_p bezeichnen die Ruhmassen des Targetkerns A , des Kerns $(A - 2)$ und eines Protons; $E_{2m}^* := M_{2m} - M_{A-2}$ ist die innere Energie des Restsystems und

$E_{B(A,pp)} := M_{A-2} - (M_A - 2M_p)$ die Bindungsenergie von zwei Protonen im Kern A . Im Fall des Targetkerns ${}^4\text{He}$ entspricht diese Bindungsenergie dessen sogenannter Vierkörper-Aufbruch-Energie $E_{4KA} = 28.3 \text{ MeV}$, da nach Ejektion der beiden Protonen das Restsystem nurmehr aus zwei Neutronen besteht, die keinen gebundenen Zustand besitzen.

Unter Verwendung der kinetischen Energien der Protonen und des Restsystems, kann die Double-Missing-Energy auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$E_{2m} = \omega - T_{p'_v} - T_{p'_r} - T_{2m}$$

$$\text{mit: } T_{2m} := \sqrt{\underline{P}_{2m}^2 + M_{2m}^2} - M_{2m}$$

$$= \sqrt{\underline{P}_{2m}^2 + (M_{A-2} + E_{2m}^*)^2} - (M_{A-2} + E_{2m}^*) .$$

Für die (E_{2m}, P_{2m}) -Bereiche der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)nn$, die in gegenwärtigem Experiment untersucht werden (die dazu äquivalenten (M_{2m}, P_{2m}) -Bereiche sind in der Abb. 5.20, mitte-links gezeigt), stellt:

$$\tilde{E}_{2m} := \omega - T_{p'_v} - T_{p'_r} - T_{A-2}$$

$$\text{mit: } T_{A-2} := \sqrt{\underline{P}_{2m}^2 + M_{A-2}^2} - M_{A-2}$$

eine gute Näherung zu E_{2m} dar; die relative Abweichung in diesen Bereichen ist mit:

$$\frac{E_{2m} - \tilde{E}_{2m}}{E_{2m}} \leq 1.5 \%$$

sehr gering, die absoluten Differenzen sind durchweg kleiner als 2 MeV . Die experimentellen Daten werden mit der exakten Beziehung analysiert; zu Argumentationszwecken wird gelegentlich die Näherung benutzt.

In der Messung der Reaktion $A(e, e'pp)R$ wird der Relativimpuls der beiden Protonen im Endzustand:

$$\underline{P}'_{rel} := \frac{\underline{P}_{p'_v} - \underline{P}_{p'_r}}{2}$$

bestimmt. Ein Rückschluß auf den eigentlich interessanten, primären Relativimpuls, den die beiden Protonen vor der Streuung im Kernverbund hatten:

$$\underline{P}_{rel} := \frac{\underline{P}_{p_v} - \underline{P}_{p_r}}{2} ,$$

ist dagegen nicht voraussetzungslos möglich, weil die Messung keine Aufklärung darüber gibt, wie der durch das virtuelle Photon eingebrachte Impuls auf die beiden Protonen aufgeteilt wurde (es sei daran erinnert, daß auch schon der exklusive Übertrag des Photonimpulses auf das Proton-Proton-System eine Hypothese ist). Die beiden möglichen extremalen Annahmen zum Kopplungsszenarium des virtuellen Photons - vollständiger Impulsübertrag entweder auf das vor-

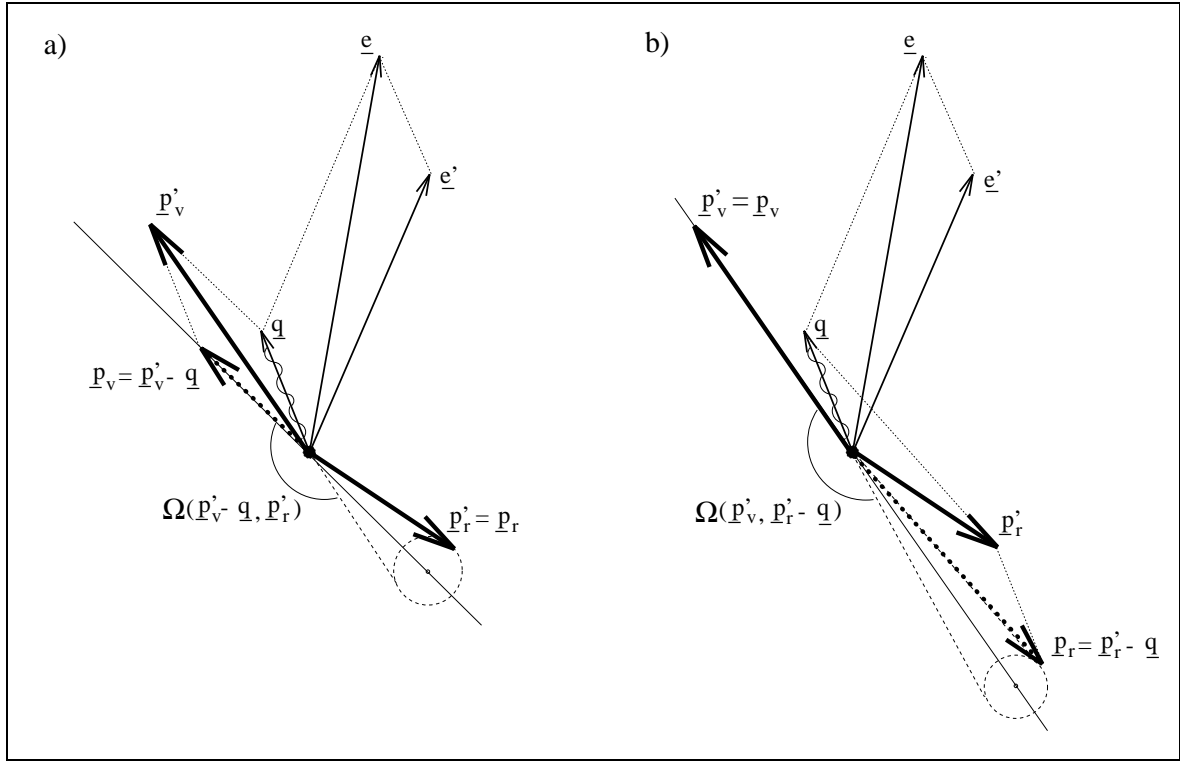


Abb.2.2: Die beiden möglichen extremalen Kopplungsszenarien des virtuellen Photons: vollständiger Impulsübertrag auf a) das vorwärtig detektierte Proton und b) das rückwärtig detektierte Proton; die meßbaren Impulse \underline{e} , \underline{e}' , \underline{p}'_v und \underline{p}'_r sind dabei für a) und b) gleich gewählt

wärtig oder aber das rückwärtig detektierte Proton - sind in der Abb. 2.2 als Vektordiagramme aufgezeichnet. Rechnerisch erhält man für diesen beiden Fälle:

$$\underline{P}_{rel,min} := \frac{(\underline{P}_{p'_v} - \underline{q}) - \underline{P}_{p'_r}}{2} = \underline{P}'_{rel} - \frac{\underline{q}}{2}$$

bzw.

$$\underline{P}_{rel,max} := \frac{\underline{P}_{p'_v} - (\underline{P}_{p'_r} - \underline{q})}{2} = \underline{P}'_{rel} + \frac{\underline{q}}{2} .$$

In dem gegenwärtigen Experiment werden Situationen beobachtet, in denen \underline{P}'_{rel} und \underline{q} überwiegend kleine Winkel einschließen; die beiden genannten Rekonstruktionen des primären Relativimpulses, $\underline{P}_{rel,min}$ und $\underline{P}_{rel,max}$, differieren daher betragslich, im Mittel um nahezu $\langle |\underline{q}| \rangle$ (im Experiment: $\langle |\underline{q}| \rangle \simeq 330 \text{ MeV}/c$). Gemäß der Erwartung einer mit ansteigendem Nukleonimpuls stark abfallenden Impulsdichte-Verteilung der Nukleonen [Sch86] kann unterstellt werden, daß die Rekonstruktions-Variante $\underline{P}_{rel,min}$ insgesamt wesentlich häufiger zutreffend sein wird; für Einzelereignisse kann jedoch keine Entscheidung zwischen den beiden Rekonstruktionen getroffen werden. Zieht man die Möglichkeit von Endzustandswechselwirkungen (FSI) und

Meson-Austauschströmen (MEC) in Betracht, so kann der Impuls des virtuellen Photons beliebig auf beide Endzustandsprotonen (und auf das Restsystem) aufgeteilt werden; inwieweit die einfachen, zu $\underline{P}_{rel, min}$ und $\underline{P}_{rel, max}$ führenden Annahmen tatsächlich gerechtfertigt sind, kann nur im Kontext dynamischer Modelle, d.h. im Vergleich des experimentellen, in diesen Variablen expandierten Wirkungsquerschnittes mit theoretischen Wirkungsquerschnitten, in denen die Gewichtsfunktion der Aufteilung des Photonimpulses variiert werden kann, überprüft werden.

Eine weitere Variable, die zur Charakterisierung des primären Proton-Proton-Systems herangezogen wird, ist der Winkel Ω zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen. Dessen Bestimmung ist freilich auch an Annahmen über die Aufteilung des Photonimpulses gebunden; für vollständigen Impulsübertrag auf das vorwärtig oder das rückwärtig detektierte Proton (siehe Abb. 2.2) ist :

$$\begin{aligned} \Omega(\underline{P}_{p'_v} - \underline{q}, \underline{P}_{p'_r}) &:= \operatorname{acos} \left\{ \frac{(\underline{P}_{p'_v} - \underline{q}) \cdot \underline{P}_{p'_r}}{|\underline{P}_{p'_v} - \underline{q}| \cdot |\underline{P}_{p'_r}|} \right\} \\ &= \operatorname{acos} \left\{ \frac{\frac{1}{4} P_{2m}^2 - P_{rel, min}^2}{|\frac{P_{2m}}{2} - P_{rel, min}| |\frac{P_{2m}}{2} + P_{rel, min}|} \right\} \end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned} \Omega(\underline{P}_{p'_v}, \underline{P}_{p'_r} - \underline{q}) &:= \operatorname{acos} \left\{ \frac{\underline{P}_{p'_v} \cdot (\underline{P}_{p'_r} - \underline{q})}{|\underline{P}_{p'_v}| \cdot |\underline{P}_{p'_r} - \underline{q}|} \right\} \\ &= \operatorname{acos} \left\{ \frac{\frac{1}{4} P_{2m}^2 - P_{rel, max}^2}{|\frac{P_{2m}}{2} - P_{rel, max}| |\frac{P_{2m}}{2} + P_{rel, max}|} \right\} . \end{aligned}$$

Dabei ist es instruktiv, sich zu vergegenwärtigen, daß über den Winkel Ω - wie in der jeweils zweiten Darstellung angegeben - der Relativimpuls der beiden Protonen und deren Schwerpunktsimpuls ins Verhältnis gesetzt werden, die Betrachtung des Wirkungsquerschnitts in dieser Variablen also über eine Untersuchung der Schwerpunktsbewegung des Protonen-Paars hinausgeht.

Die kinematischen Variablen, die zur Beschreibung der Reaktion $A(e, e'dp)R$ verwendet werden, entsprechen formal den in diesem Abschnitt definierten Variablen und werden nicht extra aufgeführt.

2.3 Das Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell und seine kinematischen Konsequenzen

Die Primärimpulse der Bestandteile des Targetkerns müssen in ihrer Summe im Laborsystem - d.h. im Ruhesystem des Targetkerns - gleich Null sein. Die Forderung läßt offen, wie diese Impuls-Balance im einzelnen verwirklicht wird; insbesondere ist es möglich, daß der Primärimpuls eines Nukleons nur von einem Teil des Restkerns, im Sonderfall sogar von nur einem anderen Nukleon, gegengehalten wird. Eine solche partielle Impuls-Balance bei hohem Relativimpuls zwischen zwei Nukleonen als Ausdruck deren kurzreichweitiger Korrelation zu verstehen, ist die Grundidee des sogenannten naiven Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modells [FrS88][Cio91].

Wenn der Primärimpuls des in der Reaktion $A(e, e'p)R$ nachgewiesenen Protons im Augenblick

der Absorption des virtuellen Photons nur von einem Teil des Restkerns, der die Masse M_x habe, balanciert wird, so wird auch nur dieser Teil mit dem Impuls $P_m = |\underline{q} - \underline{P}_{p'}|$ (der selbst nicht von Annahmen über die Primärimpulskonstellation oder die Aufteilung des Photonimpulses abhängt) rückgestoßen, während das übrige Restsystem - sozusagen als Zuschauer - unbeteiligt stehenbleibt. Die damit verbundene kinetische Energie T_x des rückgestoßenen Objekts der Masse M_x beträgt:

$$T_x = \sqrt{P_m^2 + M_x^2} - M_x .$$

Bei der Ermittlung der Missing-Energy, $E_m \simeq \tilde{E}_m = \omega - T_{p'} - T_{A-1}$ (die Modifizierung der kinetischen Energie des Restsystems infolge seiner der eingetragenen Energie entsprechenden Massenzunahme sei hier vernachlässigt, siehe Abschn. 2.1), wird dagegen nur die kinetische Energie T_{A-1} berücksichtigt, die mindestens - d.h. genau dann, wenn der Primärimpuls des Protons dem gesamten Restkern gegenüber besteht (für $M_x < M_{A-1}$ ist $T_x > T_{A-1}$) - aufgebracht werden muß. Sollte der Primärimpuls des Protons tatsächlich von dem gesamten Restkern gehalten und in der Reaktion keine weitere Energie in das Restsystem eingetragen worden sein, so ist:

$$E_m = E_{2KA} .$$

Wurde der Primärimpuls des Protons aber nur von einem Teil des Restkerns, mit der Masse M_x , balanciert und ist in der Reaktion außer der kinetischen Energie T_x der rückgestoßenen Masse sowie der zum Aufbruch des Targetkerns in das Proton p, die Rückstoßmasse M_x und das Zuschauersystem Z nötigen Energie, $E_{B(A, p M_x Z)} =: E_{thr}$, keine weitere Energie an das Restsystem transferiert worden, so erwartet man:

$$\begin{aligned} E_m &= E_{thr} - T_{A-1} + T_x \\ &= E_{thr} - \sqrt{P_m^2 + M_{A-1}^2} + M_{A-1} + \sqrt{P_m^2 + M_x^2} - M_x \end{aligned}$$

und in nichtrelativistischer Näherung:

$$\begin{aligned} E_m &= E_{thr} - \frac{P_m^2}{2M_{A-1}} + \frac{P_m^2}{2M_x} \\ &= E_{thr} + \frac{M_{A-1} - M_x}{M_{A-1}} \frac{P_m^2}{2M_x} . \end{aligned}$$

Im Fall des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modells, d.h. für $M_x = M_N$, erhält man im besonderen:

$$E_m = E_{thr} + \frac{A-2}{A-1} \frac{P_m^2}{2M_N} .$$

Für die Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)R$ kann die Aufbruch- bzw. Schwellen-Energie E_{thr} , je nach dem rückgestoßenen Objekt, mit dessen Dreikörper- oder Vierkörper-Aufbruch-Energie, $E_{3KA} = 26.1 \text{ MeV}$ oder $E_{4KA} = 28.3 \text{ MeV}$, identifiziert werden. Die zu erwartenden $E_m(P_m)$ -Abhängigkeiten für die diversen, in der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)R$ als Rückstoßmassen in Frage kommenden Teilchen und Teilchen-Cluster sind (zusammen mit Meßergebnissen) in der Abb. 5.7 gezeigt.

Diese Überlegungen können auf die Reaktion $A(e, e'pp)R$ ausgedehnt werden; d.h., der primäre Schwerpunktsimpuls des Proton-Proton-Systems kann ebenfalls nur einem Teil des Restkerns gegenüber bestanden haben. Im Spezialfall, daß in der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)nn$ beide residuellen Neutronen relativ zueinander ruhen und den Rückstoß, \underline{P}_{2m} , zusammen aufnehmen, ist:

$$E_{2m} = E_{4KA}$$

bzw. $M_{2m} = 2 \cdot M_N$;

nimmt dagegen nur eines der Neutronen den Rückstoß auf, während das andere als Zuschauer im Laborsystem ruhenbleibt (etwa infolge einer initialen Kopplung des virtuellen Photons an ein Quasideuteron bei anschließendem Proton-Proton Stoß), so ist:

$$E_{2m} = E_{4KA} + \frac{1}{2} \frac{P_{2m}^2}{2M_N}$$

bzw. $M_{2m} = 2 \cdot M_N + \frac{1}{2} \frac{P_{2m}^2}{2M_N}$.

Diese Abhängigkeit ist formal der Zwei-Nukleonen-Korrelations-Signatur in der Reaktion $(e, e'p)$ äquivalent. Die Energieauflösung des gegenwärtigen Experiments ($\Delta E_{2m} \simeq 30 \text{ MeV}$) reicht jedoch nicht hin, um eine solche etwaige Struktur isolieren zu können; für die höchsten in gegenwärtigem Experiment beobachtbaren Schwerpunktsimpulse P_{2m} , von je nach Kinematik (siehe Abb. 5.20, mitte-links) 300 bis 400 MeV/c , ist im letztgenannten Fall ein numerischer E_{2m} -Wert (M_{2m} -Wert) zu erwarten, der die Vierkörper-Aufbruch-Energie (die Ruhemasse zweier Neutronen) um nur 25 bis 40 MeV (MeV/c^2) übersteigt. Selbstverständlich können auch kinematische Situationen auftreten, die zwischen den genannten Extrema liegen; der Exzeß der Double-Missing-Energy über die Vierkörper-Aufbruch-Energie entspricht jedenfalls (sofern kein Pion produziert wurde) der kinetischen Energie T_{nn} der Relativbewegung der beiden Endzustandsneutronen in ihrem Schwerpunktsystem:

$$E_{2m} = E_{4KA} + T_{nn}$$

mit: $T_{nn} := \frac{P_{nn}^2}{2(2M_N)}$,

wobei $\underline{P}_{nn} := \underline{P}_{n'_1} - \underline{P}_{n'_2}$ den (doppelten) Relativimpuls der beiden Neutronen bezeichnet. Anders als in der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$, liegt für ${}^4\text{He}(e, e'dp)n$ die Double-Missing-Energy (bzw. die Double-Missing-Mass) unterhalb der Pionschwelle fest; die Kinematik erfordert hier: $E_{2m} = E_{3KA}$ bzw. $M_{2m} = M_N$.

Die Wahrscheinlichkeit, im Kern A ein Nukleon mit dem Impulsbetrag P_m , zu dessen Auslösung die Energie E_m aufgebracht werden muß, vorzufinden, wird durch die Spektralfunktion $S(E_m, P_m)$ beschrieben. Im Hinblick darauf, ob nach der Ejektion dieses Nukleons als Restsystem der gebundene, möglicherweise angeregte Restkern (A-1) oder ein fragmentierender Kontinuumzustand des Kerns (A-1) vorliegt, kann die Spektralfunktion in zwei Anteile zerlegt werden:

$$S(E_m, P_m) = S_0(E_m, P_m) + S_1(E_m, P_m) \text{ .}$$

Der Kontinuum-Anteil $S_1(E_m, P_m)$ ist für Ein-Teilchen-Modelle gleich Null; im Rahmen des Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modells wird angenommen, daß der Kontinuum-Anteil in einem gewissen, weiter unten spezifizierten (E_m, P_m) -Bereich nur durch die Grundzustands-Korrelationen zweier Nukleonen (Zwei-Teilchen - Zwei-Loch - Zustände des Targetkerns, die bei Ejektion eines dieser Teilchen auf Ein-Teilchen - Zwei-Loch - Zustände des Kerns (A-1) führen) bestimmt ist. Ein wesentlicher Mangel des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modells liegt in der Vorstellung eines in der Reaktion völlig ungerührt bleibenden, statischen Zuschauersystems. Diese Vorstellung impliziert, daß einem bestimmten Wert des Missing-Momentums genau ein Missing-Energy-Wert zugeordnet, die Spektralfunktion $S_1(E_m, P_m)$ also auf einen eindimensionalen Bereich eingeschränkt ist :

$$S_1(E_m, P_m)^{naiv} \propto \delta(E_m - (E_{thr} + \frac{A-2}{A-1} \frac{P_m^2}{2M_N})) .$$

Im sogenannten erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell [Cio91][Cio96] wird eine Verteilung des Relativimpulses \underline{P}_{cm} zwischen den Schwerpunkten der beiden korrelierten Nukleonen und des Restsystems zugelassen und damit eine von P_m abhängende Breite, $\Gamma_{E_m}(P_m)$, in der E_m -Ausdehnung der Spektralfunktion S_1 erzielt. Der Gültigkeitsbereich dieses Modells ist grundsätzlich auf solche, zu S_1 beitragende, physikalische Situationen beschränkt, für die die Wellenfunktion des Targetkerns in einen nur vom Relativimpuls der beiden korrelierten Nukleonen, \underline{P}_{rel} , und einen zweiten nur vom Schwerpunktsimpuls, \underline{P}_{cm} , zwischen den korrelierten Nukleonen und dem Restkern abhängigen Anteil faktorisiert. Es wird angenommen, daß diese Bedingung erfüllt ist, sofern der Restkern (A-2) nur gering angeregt ist und die beiden korrelierten Nukleonen bei hohem Relativimpuls ($P_{rel} > 300 \text{ MeV}/c$) gleichzeitig einen verhältnismäßig geringen Schwerpunktsimpuls ($P_{cm} < 300 \text{ MeV}/c$) gegen den Restkern besitzen. Für diese Situation erlaubt es das erweiterte Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell, die Spektralfunktion S_1 als Faltung der Impulsdichteverteilungen $n_{rel}(P_{rel})$ und $n_{cm}(P_{cm})$ zu approximieren :

$$S_1(E_m, P_m)^{erw.} \propto \int_{P_{cm}^-}^{P_{cm}^+} dP_{cm} P_{cm} n_{rel}(P_{rel}(E_m, P_m, P_{cm})) n_{cm}(P_{cm}) ;$$

als realistische Impulsdichteverteilungen werden dabei für n_{rel} die mit einem A - abhängigen Skalierungsfaktor versehene Impulsdichteverteilung des Deuterons, für n_{cm} eine Gauss-Verteilung angesehen. Die Spektralfunktion des Kontinuums von ${}^4\text{He}$ stellt einen Sonderfall dar, da die Bedingung eines gebundenen Restkerns (A-2) nur dann erfüllt ist, wenn es sich dabei um ein Deuteron handelt und der Energieübertrag in dieses Restsystem unter dessen Bindungsenergie von 2.2 MeV bleibt; alle anderen Desintegrationen sind Vierkörper-Aufbrüche. Daher muß für diese Fälle zusätzlich die Verteilung der kinetischen Relativenergie, $W(T_{NN})$, der beiden das Restsystem konstituierenden Nukleonen unter dem Faltungsintegral berücksichtigt werden. Unter der weiteren Annahme, daß die Spektralfunktion S_1 in der Umgebung ihres Maximums gaussförmig ist, kann die zu erwartende (als FWHM verstandene) Breite von S_1 , nach [Cio91][Cio96], in der folgenden geschlossenen Form angegeben werden :

$$\Gamma_{E_m}(P_m) \simeq a \cdot P_m \cdot \langle P_{cm}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{A-1}{A-2} \cdot \frac{\langle P_{cm}^2 \rangle}{\langle P_{rel}^2 \rangle} \right] ,$$

wobei $a = [8(\ln 2)/3]^{1/2}/M_N$ eine Konstante und $\langle P_{cm}^2 \rangle$ sowie $\langle P_{rel}^2 \rangle$ die mittleren quadratischen Impulse bezüglich der Verteilungen n_{rel} und n_{cm} bedeuten; auf Viel-Teilchen-Rechnungen basierende, numerische Werte dafür sind, nach [Cio96]: $\langle P_{cm}^2 \rangle \sim (140 \text{ MeV}/c)^2$ und $\langle P_{rel}^2 \rangle \sim (480 \text{ MeV}/c)^2$ für ${}^3\text{He}$ sowie nach [Sim00]: $\langle P_{cm}^2 \rangle \sim (320 \text{ MeV}/c)^2$ und $\langle P_{rel}^2 \rangle \sim (540 \text{ MeV}/c)^2$ für Nuclear-Matter. Darüberhinaus wird für S_1 eine zentrale Peak-Position erwartet, die dem naiven Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell gegenüber verringert ist:

$$E_m^{zentr.}(P_m) \simeq E_{thr} + \left[\frac{A-2}{A-1} - \frac{\langle P_{cm}^2 \rangle}{\langle P_{rel}^2 \rangle} \right] \cdot \frac{P_m^2}{2M_N} .$$

Der Gültigkeitsbereich des Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modells in E_m und P_m wird (aus dem Grad der Übereinstimmung damit bestimmter Spektralfunktionen mit solchen, die unter Verwendung fundamentalerer Verfahren für ${}^3\text{He}$ und Nuclear-Matter gewonnenen wurden und als realistisch betrachtet werden) folgendermaßen abgeschätzt [Cio96]:

$$P_m > 400 \text{ MeV}/c$$

$$E_L < E_m < E_m^{zentr.}(P_m) + \Gamma_{E_m}(P_m) ,$$

mit einer unteren Grenze, E_L , der Missing-Energy von $\sim 30 \text{ MeV}$ in ${}^3\text{He}$ bis $\sim 50 \text{ MeV}$ in Nuclear-Matter.

In [Cio91] für diverse, theoretisch ermittelte Spektralfunktionen $S_1(E_m, P_m)$ von ${}^3\text{He}$ und Nuclear-Matter angegebene Breiten, $\Gamma_{E_m}(P_m)$, werden in der Abbildung 5.8 im Vergleich mit FWHM-Werten der sechsfach-differentiellen, in gegenwärtigem Experiment bestimmten Wirkungsquerschnitte des Kontinuum-Aufbruch-Peaks der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)$ gezeigt.

2.4 Die Form der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (e,e'p) und (e,e'pp)

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $A(e, e'p)R$ und $A(e, e'pp)R$ haben die allgemeine Form:

$$\frac{d^6 \sigma}{d\underline{P}_{e'} d\underline{P}_{p'}} = 2\pi \overline{\sum_{if}} | \langle \Psi_{e', R, p'}^f | H_w | \Psi_{e, A}^i \rangle |^2 \delta(E_i - E_f)$$

bzw.

$$\frac{d^9 \sigma}{d\underline{P}_{e'} d\underline{P}_{p'_1} d\underline{P}_{p'_2}} = 2\pi \overline{\sum_{if}} | \langle \Psi_{e', R, p'_1, p'_2}^f | H_w | \Psi_{e, A}^i \rangle |^2 \delta(E_i - E_f) ;$$

dabei soll das stilisierte Summen-Symbol bedeuten, daß über die Anfangszustände, Ψ^i , gemittelt und über die Endzustände, Ψ^f , summiert werden muß; H_w kennzeichnet den jeweiligen

Hamilton-Operator der Reaktion; die Multiplikation mit $\delta(E_i - E_f)$ drückt die Forderung gleicher Gesamtenergie im Anfangs- und Endzustand aus.

In der Ein-Photon-Austausch-Näherung kann das invariante Matrixelement beider Wirkungsquerschnitte - z.B. [deF67],[deF83] und [GiP91] folgend - als Kontraktion eines Lepton-Tensors $L_{\mu\nu}$ und eines Hadron-Tensors $W^{\mu\nu}$ dargestellt werden :

$$\frac{d^6 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = P_{p'} E_{p'} \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E_{e'}}{E_e} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

bzw.

$$\frac{d^9 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'_1} d\Omega_{p'_1} dE_{p'_2} d\Omega_{p'_2}} = P_{p'_1} P_{p'_2} E_{p'_1} E_{p'_2} \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E_{e'}}{E_e} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} .$$

Der Lepton-Tensor beschreibt den Elektron-Photon-Vertex, ist nur vom elektronischen Strom j_μ abhängig und daher berechenbar; für unpolarisierte Elektronen (und unter Vernachlässigung der Masse des Elektrons) ist: $L_{\mu\nu} \propto 2 P_{e\mu} P_{e'\mu} + 2 P_{e'\mu} P_{e\mu} - Q^2 g_{\mu\nu}$, wobei $g_{\mu\nu}$ den metrischen Tensor bezeichnet. Im Hadron-Tensor :

$$W^{\mu\nu} := \langle J^\mu J^\nu \rangle := \overline{\sum_{if} J^\mu(\underline{q}) J^\nu(\underline{q})^* \delta(E_i - E_f)}$$

$$\text{mit: } J^\mu(\underline{q}) := \int \langle \Psi_{R, p'_1, p'_2}^f | \hat{J}^\mu(\underline{r}) | \Psi_A^i \rangle e^{i\underline{q}\underline{r}} d\underline{r}$$

sind die nur ansatzweise bekannten, eigentlichen Größen des Interesses - die Wellenfunktionen des Kern- Anfangs- und Endzustandes, Ψ^i und Ψ^f , und der nukleare Ladungs-Strom-Dichte-Operator, $\hat{J}^\mu(\underline{r}) = (\underline{\rho}(\underline{r}), \underline{J}(\underline{r}))$, - zusammengefaßt.

Aus der Symmetrie des Lepton-Tensors und allgemeinen Invarianzforderungen (Lorentzinvarianz, Eich-Invarianz) kann darauf geschlossen werden, daß in den beiden Reaktionen jeweils nur bestimmte Elemente des Hadron-Tensors wirksam sein können.

Zum sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $(e, e'p)$ tragen, wofern weder die Elektronen noch das Target eine ausgezeichnete Polarisation besitzen, nach [deF67], die folgenden vier Strukturfunktionen, d.h. Linearkombinationen von Elementen des Hadron-Tensors, bei :

$$W_C = \langle \rho^2 \rangle, \quad W_T = \langle J_\perp^2 \rangle, \quad W_S = \langle J_\parallel^2 \rangle - \langle J_\perp^2 \rangle,$$

$$W_I = - \langle \rho J_\parallel \rangle - \langle J_\parallel \rho \rangle ;$$

der Vektor des nuklearen Stroms \underline{J} ist dabei (wie durch das Dreibein in Abb.2.1 illustriert) in Komponenten J_L , J_\parallel und J_\perp entlang und orthogonal zur Richtung des virtuellen Photons zerlegt und im besonderen die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von der longitudinalen Komponente, J_L , durch die Forderung der Stromerhaltung am Kern-Photon-Vertex, d.h. unter

Verwendung der Kontinuitätsgleichung, $\underline{q} \cdot \underline{J} = \omega \rho$, eliminiert worden. Der sechsfach-differentielle Wirkungsquerschnitt kann damit schließlich in der Form:

$$\frac{d^6 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = P_{p'} E_{p'} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_{e'}} \right)_{Mott} \frac{Q^2}{q^2} \cdot \left[\frac{Q^2}{q^2} W_C + \frac{1}{\epsilon} W_T + \frac{q}{Q} \frac{2}{\sqrt{\epsilon}} \cos \Phi W_I + \frac{1}{4} \left(\frac{2 - \epsilon}{\epsilon} + \cos 2\Phi \right) W_S \right]$$

geschrieben werden, wobei Φ den Drehwinkel zwischen der Elektron-Streuebene und der Reaktionsebene (siehe Abb. 2.1), ϵ den in Abschn. 2.1 definierten Polarisationsparameter des virtuellen Photons und

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_{e'}} \right)_{Mott} = \frac{4 \alpha^2 E_{e'}^2}{Q^4} \cos^2 \frac{\Theta_{ee'}}{2}$$

den Mott-Wirkungsquerschnitt der Streuung unpolarisierter Elektronen an einer punktförmigen Ladung bedeutet.

Im Fall des neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $(e, e'pp)$ gilt, wenn Elektronen und Target unpolarisiert sind, nach [GiP91]:

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = 2 \frac{Q^2}{q^2} \epsilon f_{00} + f_{11} - \epsilon \left[f_{1-1} \cos 2\tilde{\Phi} + \bar{f}_{1-1} \sin 2\tilde{\Phi} \right] + \frac{Q}{q} \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \left[f_{01} \cos \tilde{\Phi} + \bar{f}_{01} \sin \tilde{\Phi} \right] ;$$

$\tilde{\Phi}$ bezeichnet den Drehwinkel um \underline{q} zwischen der Elektron-Streuebene und derjenigen der drei hier ausgezeichneten Reaktionsebenen, die durch \underline{q} und $\underline{P}_{p'_1}$ aufgespannt wird; die sechs auftretenden Strukturfunktionen, $f_{\lambda\lambda}$ ($\lambda = 0$ symbolisiert die Ladungskomponente, $\lambda = \pm 1$ die beiden transversalen Komponenten des Stromvektors), können als Linearkombinationen von Elementen des Hadron-Tensors (bis auf einen konstanten Faktor M - der Masse des Targetkerns -, [Bof82]) folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} f_{00} &\propto \langle \rho^2 \rangle, & f_{11} &\propto \langle J_{\parallel}^2 \rangle + \langle J_{\perp}^2 \rangle, \\ f_{1-1} &\propto \langle J_{\perp}^2 \rangle - \langle J_{\parallel}^2 \rangle, & \bar{f}_{1-1} &\propto \langle J_{\parallel} J_{\perp} \rangle + \langle J_{\perp} J_{\parallel} \rangle, \\ f_{01} &\propto -\sqrt{2} (\langle \rho J_{\parallel} \rangle + \langle J_{\parallel} \rho \rangle), & \bar{f}_{01} &\propto \sqrt{2} (\langle \rho J_{\perp} \rangle - \langle J_{\perp} \rho \rangle); \end{aligned}$$

die hier mit einem Überstrich versehenen Strukturfunktionen sind für Zweifach-Koinzidenz-Reaktionen $(e, e'N)$ gleich Null.

Da in gegenwärtigem Experiment auch „out-of-plane“-Ereignisse erfaßt werden (die Winkel Φ und $\tilde{\Phi}$ also auch von 0° bzw. 180° verschiedene Werte annehmen), können grundsätzlich alle

aufgeführten Strukturfunktionen, wenn auch mit unterschiedlicher Stärke, zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

In den gegebenen Zerlegungen der Wirkungsquerschnitte werden die verschiedenen Strukturfunktionen explizit mit dem Polarisationsparameter der virtuellen Photonen, ϵ , gewichtet. Diese Gewichtung reflektiert, daß transversal polarisierte Photonen an transversalen, longitudinal polarisierte an longitudinalen nuklearen Strömen bzw. der Ladungskomponente angreifen. Für die in gegenwärtigem Experiment gewählten kinematischen Situationen, die mit $\epsilon \simeq 0.95$ nahezu dessen theoretisch möglichen Höchstwert von $\epsilon = 1$ erreichen, wird im sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Einfluß der nur ladungsabhängigen Strukturfunktion, W_C , gegenüber den rein transversalen Strukturfunktionen, W_T und W_S , und der Interferenz-Strukturfunktion von Ladung und transversalem Strom, W_I , im neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Beitrag der nur ladungsabhängigen Strukturfunktion, f_{00} , gegen die rein transversale Strukturfunktion, f_{11} (die im Falle unpolarisierter reeller Photonen allein getestet wird), maximiert. Die bereits in der Einleitung erörterte Absicht dieser Maximierung ist es, Zwei-Nukleonen-Ejektionen aus Photon-Kopplungen an Meson-Austauschströmen und Anregungen der Δ -Resonanz (letztlich die Abregung $\Delta N \rightarrow NN$), die beide transversalen Charakter haben, möglichst gering zu halten und dadurch die Selektivität für kurzreichweitige Korrelationen zu erhöhen.

Die Berechnung konkreter Wirkungsquerschnitte erfordert theoretische Modelle für die Wellenfunktionen Ψ^i und Ψ^f wie auch für den Operator $\hat{J}^\mu(\underline{r})$. Um Korrelationen zu erfassen, ist eine möglichst realistische Beschreibung des Anfangszustandes, Ψ^i , notwendig; für Ψ^f und $\hat{J}^\mu(\underline{r})$ dagegen werden oft drastische Vereinfachungen gemacht: Insbesondere die Voraussetzung der PWIA, d.h. die Reduktion des Operators auf seinen durch die Formfaktoren des Nukleons beschreibbaren Ein-Teilchen-Anteil und die Behandlung der auslaufenden Teilchen als ebene Wellen, führt dabei auf instruktive Näherungsdarstellungen des Wirkungsquerschnitts.

Im Rahmen der PWIA zerfällt der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $(e, e'p)$ unter der zusätzlichen Forderung, daß tatsächlich dasjenige Proton nachgewiesen wird, an dem das virtuelle Photon absorbiert wurde, in zwei unabhängige Wirkungszusammenhänge [deF83][MoF84]: den elektromagnetischen, die Absorption des Photons an einem gebundenen Proton betreffenden und den Rest, der als Zustands-Verteilung des gebundenen Protons im Kern von dessen - der starken Wechselwirkung zuzuschreibenden - Dynamik bestimmt ist. Die Absorption des virtuellen Photons an einem Proton, das mit der Energie E_m in einem Kern gebunden ist und dabei den Impuls P_m gegen den Restkern besitzt, wird durch den „off-shell“-Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung, $\sigma_{ep}^{off}(E_e, \omega, \Theta_{ee'}, E_m, P_m)$, beschrieben, der formal in der gleichen Weise, wie oben für den allgemeinen Wirkungsquerschnitt angegeben ist, in Strukturfunktionen aufgespalten werden kann; der Rest, die für den Targetkern charakteristische Wahrscheinlichkeitsverteilung, mit der das betroffene Proton darin einen bestimmten Energie-Impuls-Zustand (E_m, P_m) innehat, ist die (im vorigen Abschnitt bereits erwähnte) Spektralfunktion $S(E_m, P_m)$. Der sechsfach-differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $(e, e'p)$ nimmt unter diesen Bedingungen die folgende, faktorisierte Form an:

$$\begin{aligned} \frac{d^6 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} & \stackrel{\text{PWIA}}{=} P_{p'} E_{p'} \sigma_{ep}^{off}(E_e, \omega, \Theta_{ee'}, E_m, P_m) S(E_m, P_m) \\ & \stackrel{[\text{deF83}]}{=} k \sigma_{cc1} S(E_m, P_m) . \end{aligned}$$

Bei Kenntnis des kinematischen Faktors, $k = P_{p'}E_{p'}$, und des „off-shell“-Wirkungsquerschnitts, σ_{ep}^{off} , kann damit aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt die kernphysikalisch relevante Spektralfunktion gewonnen werden. Zur Bestimmung des „off-shell“-Wirkungsquerschnitts wird der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung eines Elektrons an einem freien („on-shell“-) Proton, $\sigma_{ep}^{on}(E_e, \omega, \Theta_{ee'})$, für den Fall eines gebundenen („off-shell“-) Protons extrapoliert. Dieses Verfahren hängt jedoch an Modellannahmen, die sowohl die Diskrepanz zwischen „on-shell“- und „off-shell“- Kinematik als auch mögliche Unterschiede der Formfaktoren eines freien und eines gebundenen Protons betreffen und ist nicht eindeutig durchführbar. Zur konkreten Berechnung des „off-shell“-Wirkungsquerschnitts existieren diverse Vorschläge, deren Resultate - abhängig von der kinematischen Situation - bis zu 20 % voneinander abweichen [deF83][MoF84]. In der vorliegenden Arbeit wird eine von T. de Forest [deF83] vorgeschlagene Berechnungsvorschrift verwendet, die zu einem üblicherweise als σ_{cc1} bezeichneten „off-shell“-Wirkungsquerschnitt führt (cc steht für „conserved current“, was darauf hinweisen soll, daß σ_{cc1} mit der Forderung der Stromerhaltung am Kern-Photon-Vertex konsistent ist). Diese „off-shell“-Extrapolation, σ_{cc1} , hat den Vorteil, sich als De-facto-Standard zur Reduktion experimenteller Wirkungsquerschnitte etabliert zu haben, so daß bei deren Verwendung (u.a. im Falle von ${}^4\text{He}$) ein Vergleich mit einigen anderen experimentell gewonnenen Spektralfunktionen bzw. daraus abgeleiteten Impulsdichteverteilungen des Protons möglich ist.

Die Impulsdichteverteilung $\rho(P_m)$ eines Protons im Kern ist durch die Integration der Spektralfunktion über die Missing-Energy-Variable bis hin zu E_m^{max} , der maximalen auftretenden Missing-Energy, gegeben :

$$\rho(P_m) = \int_0^{E_m^{max}} S(E_m, P_m) dE_m ;$$

die Einschränkung der Integration auf gewisse Bereiche des Missing-Energy-Spektrums führt auf spezifische Impulsdichteverteilungen. Im besonderen erhält man für die Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)R$ bei Integration der Spektralfunktion über den Missing-Energy-Bereich des Zweikörper-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, die Impulsdichteverteilung $\rho_{pt}(P_m)$ zwischen Proton und Triton in ${}^4\text{He}$ sowie bei Integration über die im Missing-Energy-Spektrum nicht trennbaren Bereiche des Drei- und Vierkörper-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, die Impulsdichteverteilung $\rho_{pkont}(P_m)$ des Protons im Kontinuum von ${}^4\text{He}$.

Im Fall des Zweikörper-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, ist das Restsystem ein Triton, das keine angeregten gebundenen Zustände besitzt, und die Missing-Energy demzufolge eine Konstante (die im experimentellen Missing-Energy-Spektrum zu beobachtende Breite des Zweikörper-Aufbruch-Peaks ist eine Folge der begrenzten apparativen Auflösung). Das bedeutet, daß die im allgemeinen Fall zur Beschreibung der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)R$ notwendigen sechs Variablen im Spezialfall ${}^4\text{He}(e, e'p)t$ nicht unabhängig sind, und der sechsfach-differentielle Wirkungsquerschnitt mithilfe der δ -Funktion in der Missing-Energy auf einen fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnitt zu integrieren ist. Wählt man als Integrationsvariable die Energie $E_{p'}$ des detektierten Protons, so ist :

$$\frac{d^5 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'}} = \int_{\Delta E_m(2KA)} \frac{d^6 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} \frac{1}{R} dE_m$$

mit dem sogenannten Rückstoßfaktor [MoF84]: $R = \frac{\partial E_m}{\partial E_{p'}} = 1 - \frac{E_{p'}}{E_{A-1}} \frac{P_{p'}}{P_{p'}^2} \frac{P_m}{P_{p'}} .$

Für die Impulsdichteverteilung zwischen Proton und Triton in ${}^4\text{He}$ erhält man:

$$\rho_{pt}(P_m) = \frac{d^5 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'}} / (k \sigma_{cc1})|_{E_m = E_{2KA}} .$$

Aus der gegenwärtigen Messung gewonnene Impulsdichteverteilungen des Zweikörper-Aufbruchs und des Kontinuum-Aufbruchs von ${}^4\text{He}$ sind - im Vergleich mit Ergebnissen anderer Messungen und theoretischen Erwartungen - in den Abbildungen 5.17, 5.18 und 5.19 gezeigt.

Die dabei zum Vergleich herangezogenen, theoretischen Impulsdichteverteilungen des Zweikörper-Aufbruchs [Sch86] und des Kontinuum-Aufbruchs [Mor91] von ${}^4\text{He}$ beinhalten Grundzustandskorrelationen des Targetkerns. Die Rechnungen machen Gebrauch davon, daß die Impulsdichteverteilung dem Quadrat der Fourier-Transformation des Überlapps der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand proportional ist. Zur Beschreibung des Anfangszustandes werden Wellenfunktionen des Targetkerns verwendet, die mit realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen unter Einbeziehung von Paar-Korrelations-Operatoren konstruiert werden. Einflüsse von Meson-Austauschströmen (MEC) und virtueller Anregungszustände der Nukleonen auf die Absorption der Photonen werden nicht berücksichtigt. Der Endzustand wird in PWIA, als Produkt-Wellenfunktion, in der das auslaufende Proton als ebene Welle beschrieben wird, gefaßt; Endzustandswechselwirkungen (FSI) zwischen dem auslaufenden Proton und dem Restsystem bleiben also unbeachtet.

Eine Erweiterung der PWIA stellt die sogenannte DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) dar, in der die Störung durch Endzustandswechselwirkungen durch Einführung eines Streuung und Absorption des auslaufenden Protons am Restsystem simulierenden, optischen Potentials zu erfassen gesucht wird; das führt zu distordierten Spektralfunktionen und Impulsdichteverteilungen, $S^D(E_m, P_m, P_{p'})$ bzw. $\rho^D(P_m, P_{p'})$, die abweichend vom PWIA-Ansatz zusätzlich vom Impuls $P_{p'}$ des auslaufenden Protons abhängen. Ein Vergleich von PWIA- und DWIA-Ergebnissen mit experimentell aus dem Zweikörper-Aufbruch ${}^4\text{He}(e, e')t$ gewonnenen Impulsdichteverteilungen des Protons wird in [Bra88,2] angestellt. In gegenwärtiger Arbeit wird allerdings kein Bezug auf DWIA-Resultate genommen; es sei daher auf diesen Ansatz nicht weiter eingegangen, sondern lediglich festgehalten, daß eine $P_{p'}$ -Abhängigkeit in der experimentellen Spektralfunktion auf den Einfluß von Endzustandswechselwirkungen deuten kann. Eine detaillierte Diskussion der DWIA kann in [MoF84] gefunden werden.

Vor allem für leichte Kerne wird der Versuch unternommen, die Amplituden der wichtigsten elementaren Abläufe elektromagnetisch induzierter Reaktionen explizit zu berechnen und den Wirkungsquerschnitt als kohärente Addition dieser Elementar-Amplituden zu ermitteln [Lag81] [Lag86]. Ein solcher, gemeinhin mikroskopisch oder diagrammatisch genannter Ansatz beabsichtigt es, die Wirkungsquerschnitts-Anteile der verschiedenen möglichen Reaktionsmechanismen und die Effekte von Endzustandswechselwirkungen in ihren kinematischen Entwicklungen im einzelnen zu verfolgen. In der Abbildung 2.3 sind einige der für $(e, e'p)$ und $(e, e'pp)$ als relevant erachteten Reaktionsmechanismen: die quasifreie Streuung, die Streuung an einem korrelierten Nukleonen-Paar, die Kopplung an Meson-Austauschströme und Nukleonen-Resonanzen und die

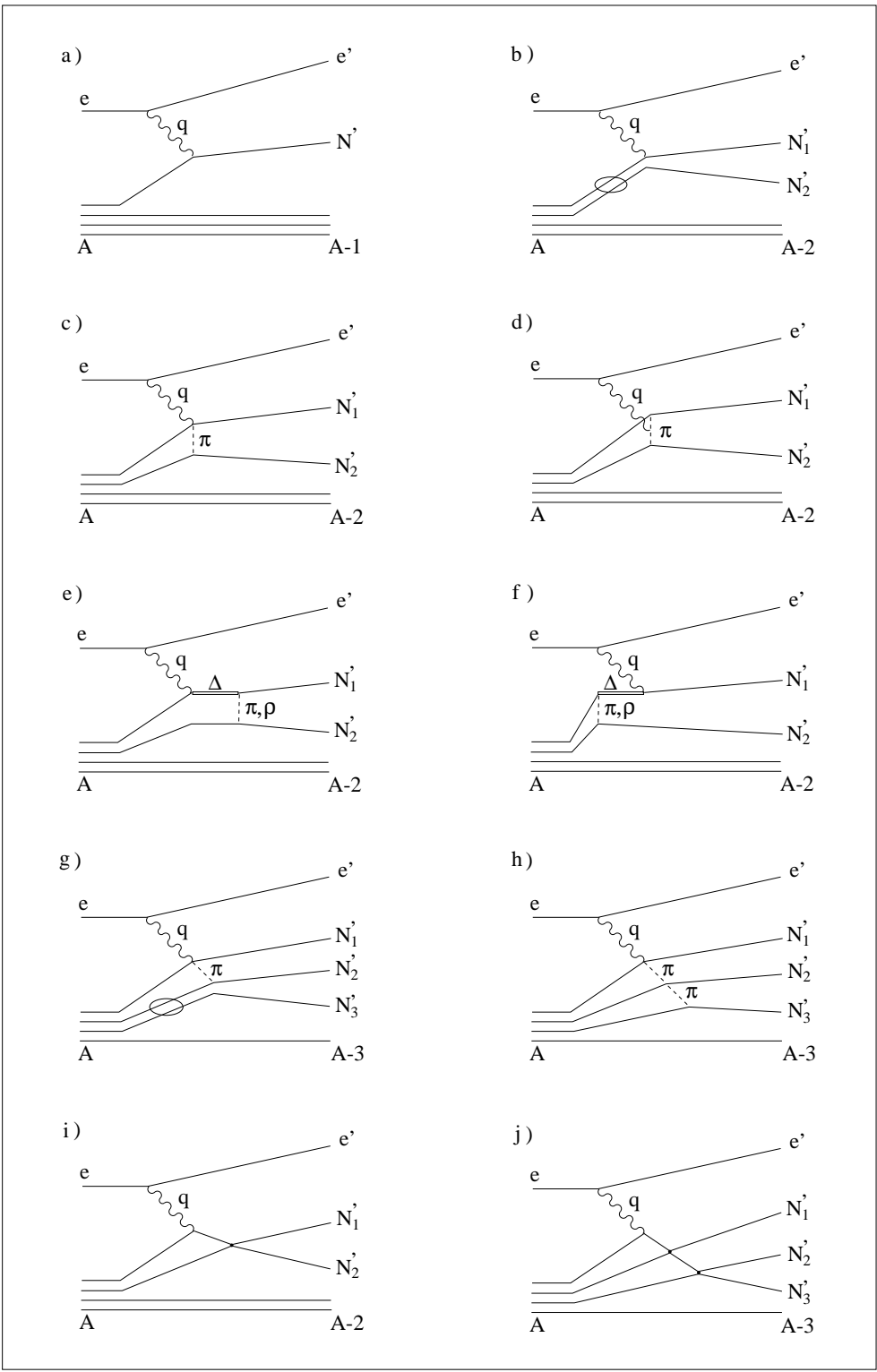


Abb.2.3: Feynman-Graphen in $(e, e'p)$ und $(e, e'pp)$ relevanter Reaktionsmechanismen: a) quasifreie Streuung, b) Streuung an einem korrelierten Nukleonen-Paar, c) - h) Kopplung an Meson-Austauschströme und Nukleonen-Resonanzen, i) - j) Endzustandswechselwirkungen

Wechselwirkung zwischen Endzustandsteilchen anhand von Feynman-Diagrammen illustriert; $(e, e'p)$ erlaubt Beiträge aller gezeigten Diagramme, $(e, e'pp)$ schließt eine bloß quasifreie Streuung freilich aus. Die Abbildung beschränkt sich - von der quasifreien Streuung abgesehen - auf die Darstellung der hier besonders interessierenden Mehrkörper-Endzustände.

Der Mechanismus des Zweikörper-Aufbruchs ${}^4He(e, e'p)t$ ist daher nur stark verkürzt wiedergegeben: In der Tat werden zu dessen theoretischer Beschreibung in aktuellen Rechnungen [Lag94] neben der quasifreien Streuung am Proton (Abb. 2.3 a)) auch die dazu komplementäre quasifreie Streuung am Triton (das sogenannte Triton-Austausch-Diagramm) und im weiteren solche intermediäre, über MEC und FSI vermittelte Zwei- und Drei-Nukleonen-Prozesse, die letztlich zu einem Proton-Triton-Endzustand rekombinieren, herangezogen. Letzteres führt, insbesondere bei höheren Protonimpulsen ($P_p > 300 MeV/c$), gegenüber der Berücksichtigung lediglich quasifreier (d.h. PWIA-) Mechanismen, zu einer deutlichen Annäherung an experimentell gewonnene ${}^4He(e, e'p)t$ -Wirkungsquerschnitte [Lee96].

In der Abbildung ebenfalls unterschlagen ist eine Darstellung der Ejektion eines am Nukleon quasifrei erzeugten Pions; ein Prozeß, der in der gegenwärtigen ${}^4He(e, e'p)$ -Messung über einen größeren kinematischen Bereich klar zu beobachten ist (Abb. 5.3-5.6), aber auch am Rande des Akzeptanzbereichs der ${}^4He(e, e'pp)$ -Messung beitragen kann (Abb. 5.21, 5.22).

Für den Kontinuum-Aufbruch ${}^4He(e, e'p)dn/pnn$ liegen mikroskopisch berechnete, die kinematischen Bedingungen des gegenwärtigen Experiments berücksichtigende Wirkungsquerschnitte vor [Lag95]. Die grundlegenden Implikationen dieser Rechnung entsprechen denen, die in [Lag94] für den Fall des Zweikörper-Aufbruchs dargelegt sind: dazu zählt insbesondere die Verwendung von Grundzustands-Korrelationen tragenden Wellenfunktionen (für 4He und 2H), die Variationslösungen der Schrödinger-Gleichung zum Urbana- v_{14} -Potential [Sch86] darstellen. Die Behandlung der Kinematik ist vom Ansatz relativistisch und wird nur für die elementaren Operatoren so reduziert, daß in deren Entwicklung alle Ausdrücke bis einschließlich der Ordnung $1/m^3$ beachtet werden. Ein besonderer Kunstgriff in [Lag95] besteht darin, daß explizit nur der Wirkungsquerschnitt des Dreikörper-Aufbruchs ${}^4He(e, e'p)dn$ berechnet wird; der vollständige, den Vierkörper-Aufbruch ${}^4He(e, e'p)pnn$ mit einbeziehende Wirkungsquerschnitt wird daraus durch Multiplikation mit einem Faktor 1.36 erhalten. Ein solches Vorgehen setzt offensichtlich die Annahme voraus, daß die Wirkungsquerschnitts-Anteile des Drei- und Vierkörper-Aufbruchs gleichen Verlauf haben. Im weiteren wird [Lag95] so verstanden, daß die Rechnung sich darauf beschränkt, die für dominant erachteten Eingangskanäle, in denen das Photon in einem zum Isospin $T=0$ gekoppelten pn-Paar angreift, zu berücksichtigen; die Streuung an Nukleonen-Paaren, die zum Isospin $T=1$ gekoppelt sind (insbesondere also an pp-Paaren), aber vernachlässigt wird. Auf dieser Basis sollte der besagte Faktor im wesentlichen das Verhältnis der effektiven Anzahlen der in 4He möglichen pn-Kopplungen mit $T=0$ zu den darunter befindlichen, einem Deuteron äquivalenten Paare reflektieren ([Sch86] kann entnommen werden: zur Anzahl in 4He möglicher pn-Paare mit $T=0$ (=3) tragen - sofern das Urbana-Potential zugrundegelegt wird - ~ 1.96 Deuteronen in einem dd-Zustand und ~ 0.46 Deuteronen in einem d(pn)-Zustand bei, der Rest entfällt auf einen (pn)(pn)-Zustand, wobei (pn) einen zu d orthogonalen $T=0$ -Zustand bedeutet; bricht das Photon nun irgendeines der Deuteronen des dd-Zustands auf, so wird ein Dreikörper-Aufbruch eingeleitet, im Falle der Kopplung an einen d(pn)-Zustand wird nur dann, wenn das Photon das (pn)-Paar zerlegt, d.h. in der Hälfte der Fälle, ein Dreikörper-Aufbruch erzielt, bei Kopplung an einen (pn)(pn)-Zustand resultiert in jedem Fall ein Vierkörper-Aufbruch; daraus erhält man: $(\#_{4KA}^{T=0} + \#_{3KA}^{T=0})/\#_{3KA}^{T=0} \simeq 3/(1.96 + 0.5 \cdot 0.46) \simeq 1.36$). Die explizite Berech-

nung des Dreikörper-Aufbruchs umfaßt in [Lag95] drei Typen von Beiträgen: zunächst solche Aufbrüche, die bei der Photonabsorption an einem der Nukleonen unmittelbar über die in der Wellenfunktion bestehenden Korrelationen erfolgen (Abb. 2.3 b) und als PWIA-Anteil bezeichnet werden, dann Zweikörper-MEC zwischen dem Proton und dem Neutron, wobei das „seagull“- , das „pion-in-flight“-Diagramm wie auch intermediäre Δ -Resonanz-Anregung bzw. die Abregung eines vorbestehenden Δ mit Zerfall in $N\pi$ und $N\rho$ in die Rechnung eingehen (Abb. 2.3 c) - f)) (das residuelle Quasi-Deuteron wird in Bezug auf MEC durchweg als unbeteiligtes Zuschauer- teilchen betrachtet) und schließlich FSI der Endzustands-Nukleonen sowohl untereinander als auch mit dem persistierenden Endzustands-Deuteron. Mit der kohärenten Addition dieser Beiträge werden gewisse Kombinationen derselben dann ebenfalls erfaßt. Die so ermittelten theoretischen Kontinuum-Wirkungsquerschnitte werden - aufgeschlüsselt nach ihren PWIA-, MEC- und FSI- Anteilen - in den Abbildungen 5.11 bis 5.16 zusammen mit den experimentell gewonnenen, sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)$ in Projektion auf die Missing-Energy, E_m , gezeigt.

Bereits in Abschnitt 1.3 wurde die Erwartung diskutiert, daß in der Reaktion $(e, e'pp)$, im besonderen unter Verwendung des Targetkerns ${}^4\text{He}$ und der kinematischen Bedingungen des gegenwärtigen Experiments, transversal induzierte Ejektionsmechanismen aber auch Endzustands- wechselwirkungen soweit zurücktreten, daß die in Abb. 2.3 b) begriffenen kurzreichweitigen Korrelationen entscheidend zum Wirkungsquerschnitt beitragen können. Theoretische Wirkungs- querschnitte zur Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$, die für eine quantitativ fundiertere Diskussion sehr wünschenswert wären, wurden bislang jedoch keine publiziert. Unter den in der Literatur vor- gebrachten Ansätzen zur Berechnung von $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitten erscheinen die von Ryckebusch [Ryc96] und Gil [Gil97], die beide an ${}^{12}\text{C}(e, e'pp)$ exemplifiziert werden, am ehe- sten auf die Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ ausdehnbar und auch sonst - [Ryc96] wegen der einfachen Struktur des Ansatzes, [Gil97] wegen der umfassenden und sehr flexiblen Methode - besonders erwähnenswert.

In [Ryc96] wird unter PWIA-Voraussetzungen - in formaler Analogie zur Vorgehensweise beim sechsfach-differentiellen $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitt - eine faktorisierte Darstellung des differen- tiellen $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts vorgestellt, in deren Rahmen es gelingt, den Einfluß der wesentlichen Relativdynamik der beiden Protonen durch eine analytische Näherung zu beschrei- ben. Der dort angegebene Wirkungsquerschnitt ist allerdings nur achtfach-differentiell, da in die- ser Rechnung über gewisse Anregungsenergie-Bereiche des Restkerns integriert wird; im Fall des durchaus kontinuierlichen Energiespektrums des nn-Restsystems aus ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ wäre das nicht sinnvoll. Auf die für den allgemeinen Fall obligate neunfache Differentialität übertragen, hat der Wirkungsquerschnitt die folgende, an die Überlegungen von Gottfried [Got58](sh. Abschn. 1.2) erinnernde Form:

$$\frac{d^9 \sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'_1} d\Omega_{p'_1} dE_{p'_2} d\Omega_{p'_2}} = P_{p'_1}^{PWIA} E_{p'_1} P_{p'_2} E_{p'_2} \sigma_{epp}(P_{rel}^{min}, P_{rel}^{max}, q^\mu) F_{h_1 h_2}(E_{2m}, P_{2m});$$

σ_{epp} bezeichnet den Wirkungsquerschnitt der Absorption des virtuellen Photons an einem im Targetkern gebundenen Diproton; $F_{h_1 h_2}(E_{2m}, P_{2m})$ ist die Spektralfunktion des Diprotons, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dieses in den kombinierten Einteilchen-Zuständen h_1 und h_2 bei einer Schwerpunktsenergie E_{2m} und einem Schwerpunktsimpuls P_{2m} vorzufinden (für den in [Ryc96] tatsächlich angegebenen achtfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt genügt an dieser Stelle die

Betrachtung der Impulsdichte $F_{h_1 h_2}(P_{2m})$; $P_{p'_1} E_{p'_1} P_{p'_2} E_{p'_2}$ ist ein kinematischer Faktor. Im Gegensatz zur faktorisierten Form des $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitts, steckt die relevante Dynamik hier hauptsächlich nicht in der Spektralfunktion, sondern im Absorptionsquerschnitt σ_{epp} . Für moderate (E_{2m}, P_{2m}) -Werte - wie in gegenwärtigem Experiment - wird eine Spektralfunktion $F_{h_1 h_2}$, die aus dem Produkt bloßer Einteilchen-Wellenfunktionen des Schalenmodells ermittelt wird, als hinreichend genau angesehen. Die Abhängigkeit der Absorptionswahrscheinlichkeit des virtuellen Photons von der Relativbewegung der beiden Protonen wird in Ryckebuschs Ansatz durch P_{rel}^{min} und P_{rel}^{max} - die möglichen extremalen Beträge des primären Relativimpulses der beiden Protonen, die in Impulsapproximation zu einem bestimmten, meßbaren Endzustand rekonstruiert werden können - parametrisiert (die formale Definition dieser auch in der aktuellen Auswertung bedeutsamen kinematischen Variablen ist in Abschnitt 2.2, Abb. 2.2 angegeben). Das Matrixelement zur Berechnung von σ_{epp} beinhaltet als realistisch angesehene Grundzustands-Wellenfunktionen, denen durch Korrelationsfunktionen kurzreichweitige-, Spin-Spin- und Tensor-Korrelationen eingepreßt sind (u.a. werden Korrelationsfunktionen nach [Ben93], zu deren kurzreichweisem Anteil in Abb. 1.2 Beispiele gezeigt sind, verwendet); die auslaufenden Nukleonen werden als ebene Wellen beschrieben; der zwischen Anfangs- und Endzustand vermittelnde Operator setzt sich aus dem Ein-Teilchen-Anteil der Ladungs-Strom-Dichte des Protons und intermediärer Δ -Anregung als Zwei-Teilchen-Anteil zusammen. Das Resultat der Rechnung ist ein vier Strukturfunktionen (w_L, w_T, w_{LT}, w_{TT}) umfassender, analytischer Ausdruck für σ_{epp} . Dabei ist es besonders bemerkenswert, daß mit Voraussetzung der Impulsapproximation zwar ein vollständiger Übertrag des Photonimpulses auf eines der Protonen unterstellt wird, die Strukturfunktionen - d.h. die Wahrscheinlichkeit der Photonabsorption - aber von kohärent addierten Korrelationsfunktionen beider in Impulsapproximation möglichen Fälle (also z.B. von $(g(P_{rel}^{min}) + g(P_{rel}^{max}))^2$, mit g als „kurzreichweitiger“ Korrelationsfunktion) abhängen. Endzustandswechselwirkungen und Pion-Reabsorption werden in [Ryc96] nicht berücksichtigt.

In [Gil97] wird ein breiter angelegtes Verfahren vorgestellt, das darauf abzielt, sämtliche Prozesse, die zur inklusiven Reaktion (e, e') in einem Energiebereich des virtuellen Photons von 100-600 MeV beitragen können, zu beschreiben. Die Anwendung dieses Verfahrens auf den Targetkern ${}^4\text{He}$ böte die bestechende Aussicht, allen in gegenwärtigem Experiment gemessenen Reaktionen über ihren gesamten ω -Bereich theoretische Wirkungsquerschnitte aus gleichsam einem Guß gegenüberstellen zu können. Methodisch verknüpft [Gil97] einen diagrammatischen Viel-Teilchen-Ansatz zur Berechnung der wichtigsten Photoabsorptions- und Reaktionsamplituden mit einer umfangreichen Simulations-Maschinerie. Die berücksichtigten Prozesse sind im einzelnen: die direkte Absorption des Photons mit Energieübertrag auf bis zu drei Nukleonen, die Photoproduktion von Pionen, die Propagation eines Pions mit den Möglichkeiten dessen quasielastischer Streuung an Nukleonen und der Absorption an 2N- und 3N-Clustern und schließlich die Propagation angeregter Nukleonen unter möglicher Streuung an anderen Nukleonen des Kerns. Bislang ist [Gil97] der einzige Ansatz zur Berechnung von $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitten, in dem die Produktion und Reabsorption reeller Pionen explizit behandelt wird (zu der quantitativen Bedeutung, die der Pion-Reabsorption darin zugesprochen wird, ist in Abschnitt 1.3 einiges gesagt). Das jeweilige Auftreten der genannten Prozesse und die kinematische Definition der dabei produzierten oder angeregten Teilchen wird mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen generiert. Die Berechnung der Amplituden und die Festlegung der Verteilungen (beispielsweise der Impulse angeregter Nukleonen), entlang derer die Simulationen erfolgen, gehen allerdings von den Bedingungen unendlich ausgedehnter Kernmaterie (Nuclear Matter) aus; die Spezifizierung auf einen bestimmten,

endlichen Kern wird erst in der Folge durch eine sogenannte Local-Density-Approximation (LDA) erreicht. In diesem Vorgehen kann ein gewisser Nachteil gesehen werden [GiP98], da keine originäre Verbindung zu realistischen Grundzustands-Wellenfunktionen oder auch den Impulsverteilungen der Nukleonen endlicher Kerne besteht. Kurzreichweitige Korrelationen werden dementsprechend auf eine Weise eingeführt, bei der die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und nicht die Struktur eines bestimmten Kerns im Vordergrund steht; formal geschieht dies durch die Substitution:

$$V(\underline{q}) \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k V(\underline{k}) \Omega(\underline{q} - \underline{k}) ,$$

mit der unkorrelierte Zwei-Nukleonen-Amplituden durch ihre Faltung mit $\Omega(\underline{q})$, der Fourier-Transformierten einer geeigneten Korrelationsfunktion, ersetzt werden [Gil97,2].

Weitere Ansätze zur Berechnung von (e,e'pp)-Wirkungsquerschnitten können in [Lag87], [GiP91] und [Giu98] gefunden werden.

3 Aufbau und Durchführung des Experimentes

3.1 Überblick

Die in dieser Untersuchung erstmals angegangene Messung der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)nn(\pi)$ bestimmte maßgeblich die Art und die geometrische Anordnung der Detektoren. Der zu erwartende kleine Wirkungsquerschnitt dieser Dreifach-Koinzidenz-Reaktion erforderte, um die Dauer der Messung in einem akzeptablen Rahmen zu halten, den Einsatz von Hadronendetektoren mit großer Raumwinkelabdeckung und, zur Maximierung des Flusses virtueller Photonen, den Nachweis der gestreuten Elektronen unter möglichst kleinem Streuwinkel.

Die erste Forderung wurde durch den Einsatz großflächiger Plastik-Szintillator-Teleskope erreicht. Die Verwendung solcher nichtmagnetischer Teilchendetektoren an Elektronenbeschleunigern ist allererst in jüngster Zeit mit extrahierten Elektronenstrahlen hohen Tastverhältnisses möglich geworden. Die Eignung zur Bereitstellung eines Elektronenstrahles bis zu einer Energie von 3.5 GeV, mit großem Tastverhältnis ist eine der wesentlichen Qualitäten der Elektronen-Stretcher-Anlage, ELSA, des Physikalischen Instituts der Universität Bonn, an der dieses Experiment durchgeführt wurde.

Als Target wurde flüssiges, von einer dünnwandigen Kaptonzelle eingeschlossenes Helium-4 mit einer Massenbelegung von 1.25 g/cm^2 verwendet. Das Target ist so konstruiert, daß die Targetzelle rasch befüllt und entleert werden kann, um während eines Experimentes Leertargetmessungen zur Bestimmung des vom Wandungsmaterial herrührenden Anteils an Untergrund-Ereignissen durchführen zu können. Die Streukammer ist so ausgelegt, daß der Nachweis von Kernejektilen in einem weiten Winkelbereich möglich ist.

Die gestreuten Elektronen wurden mit einem Magnetspektrometer detektiert. Dieses wurde unter $\Theta_{ee'} = 12^\circ$ positioniert, dem kleinsten Winkel relativ zum Elektronenstrahl, der durch die örtlichen Gegebenheiten (die Lage des Strahlrohres und die Ausdehnung des Spektrometers selbst) zugelassen wird.

Als Primärenergie der Elektronen wurde $E_0 = 1200 \text{ MeV}$ gewählt. Zum Zeitpunkt des Experimentes war dies die größtmögliche Strahlenergie, die einen stabilen und bezüglich des Tastverhältnisses und der Strahlintensität hochwertigen externen Elektronenstrahl gewährleistete.

Die Sollenergie des Elektronspektrometers wurde auf $E'_{soll} = 950 \text{ MeV}$ eingestellt. Mit der großen nutzbaren Energieakzeptanz des Elektronspektrometers von $E'_{akz} = (950 \pm 150) \text{ MeV}$ bzw. $\omega_{akz} = (250 \pm 150) \text{ MeV}$ konnte - bei nur einer Spektrometereinstellung - ein Bereich vermessen werden, der in der korrespondierenden Anregungsfunktion inklusiver Elektronstreuung von der hochenergetischen Flanke des quasielastischen Peaks bis in die Mitte der Δ -Resonanz reicht. Der durch diese Einstellungen festgelegte mittlere Betrag des Viererimpulses des virtuellen Photons beträgt $Q = 224 \text{ MeV}$ ($Q^2 = 0.05 \text{ GeV}^2$).

Der kleine Elektronstreuwinkel hat neben der Flußmaximierung der virtuellen Photonen den Effekt, einen hohen Anteil longitudinal polarisierter Photonen zu erzwingen: der Polarisationsparameter, der das Verhältnis von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen bemißt, ist hier $\epsilon \simeq 0.95$ (der Anteil longitudinaler Polarisation kann maximal dem der transversalen gleichkommen; dieser Situation entspräche $\epsilon = 1$).

Jeder der beiden zur Detektion von zwei koinzidenten Protonen notwendigen Detektor-Arme bestand aus vier dicht nebeneinanderstehenden, barrenförmigen, in etwa 1 m hohen Detektor-Teleskopen.

Die beiden Hadronendetektor-Arme wurden im Verlauf des Experimentes mehrfach repositioniert,

derart daß für Dreifach-Koinzidenzen bei unveränderten Bedingungen am Elektron-Photon-Vertex drei kinematische Situationen beobachtbar waren, die im folgenden mit Kinematik 1, 2 und 3 bezeichnet werden.

Diese Kinematiken unterscheiden sich in mehrfacher Hinsicht, insbesondere jedoch im mittleren Winkel $\gamma_{qp'}$ zwischen der Richtung des virtuellen Photons und der Impulsrichtung der detektierten Protonen und bezüglich des beobachtbaren Relativimpulses zwischen den beiden Protonen. Aufgrund der weiten Energieakzeptanz des Elektronspektrometers weisen die drei Kinematiken allerdings große überlappende Bereiche auf.

Die Stellung der vorwärtigen Hadrondetektoren ist in Kinematik 1 und 2 identisch. Das heißt, die simultan zu ${}^4He(e, e'pp)$ aufgenommenen Zweifach-Koinzidenzen ${}^4He(e, e'p)$ wurden für fünf verschiedene Winkel-Positionen der Hadrondetektor-Arme gemessen. Diese werden im weiteren über die Zugehörigkeit zu einer der Dreifach-Koinzidenz Kinematiken mit dem Zusatz vorwärtig oder rückwärtig (bezogen auf die mittlere Richtung des virtuellen Photons) referiert. Darüberhinaus erlaubt es die in Kinematik 3, vorwärts aufgenommene große Datenmenge, die von den beiden strahlferneren respektive strahlnäheren Teleskopen abgedeckten Winkelbereiche separat zu betrachten. Insgesamt werden also sechs ${}^4He(e, e'p)$ -Kinematiken unterschieden.

In der Abbildung 3.1 ist eine hybride Darstellung von apparativem Aufbau einerseits und verwendeter Elektronkinematik andererseits gezeigt. Die Darstellung entspricht einem horizontalen, in der Labormittelebene liegenden Schnitt. Die drei in der Tat nacheinander eingesetzten Aufbauten der beiden Hadrondetektor-Arme sind hier in der Zusammenschau gegeben.

Die Positionen der Detektor-Teleskope sind als Rechtecke eingezeichnet. Deren Abstände von der zylinderförmigen Targetzelle und die äußeren Winkel der Detektor-Arme in der Laborebene sind in die Abbildung eingetragen. Der Abstand der Teleskope vom Vertex, deren Ausdehnung und Winkelpositionen sind maßstäblich wiedergegeben, so daß anhand der Abbildung die kinematische „in-plane“ Situation der drei Aufbauten relativ zueinander und in Bezug auf die Elektronkinematik richtig eingeschätzt werden kann. Das Elektronspektrometer und der zur Bestimmung von Strahlintensität und akkumulierter Ladung verwendete total absorbierende Faraday-Cup sind nur symbolisch angedeutet.

Die Elektronkinematik ist durch Vektoren dargestellt, die das primäre Elektron und die gestreuten Elektronen mit dem minimalen und maximalen in der Auswertung berücksichtigten Energieübertrag repräsentieren. Die Differenzvektoren, d.h. die korrespondierenden extremalen Impulsvektoren der virtuellen Photonen, sind gestrichelt angedeutet. Deren an den Targetmittelpunkt parallelverschobene Darstellung erlaubt unmittelbar die Beurteilung der Hadrondetektor-Positionen relativ zu dem von den virtuellen Photonen überstrichenen horizontalen Winkelbereich und läßt zudem erkennen, daß der Energieübertrag und der Streuwinkel der Photonen gekoppelt sind.

Die Höhe der Detektor-Teleskope von etwa 1 m und der vertikale Öffnungswinkel des Spektrometers von $\Phi_{ee'} = \pm 2.5^\circ$ führen dazu, daß auch erhebliche „out-of-plane“-Winkel zwischen virtuellem Photon und detektiertem Proton, bis zu $\Phi_{qp'} = \pm 22^\circ$, auftreten (siehe Tab.3.2).

In vorwärtigen Positionen war es notwendig, die Szintillator-Teleskope durch ein 5mm dickes Bleischild gegen niederenergetischen Untergrund abzuschirmen; aus dem gleichen Grunde wurde in Kinematik 3 ein 1.1 mm starkes Eisenschild vor den rückwärtigen Szintillatoren angebracht. Trotz der Bleiabschirmung war die Untergrundbelastung des am meisten vorwärtig stehenden Teleskops in Kinematik 1/2 so groß, daß dieses wegen seiner zu hohen Einzelzählrate aus der Messung genommen wurde; in der Abbildung sind daher auch nur die drei aktiven vorwärtigen Teleskope dieser Kinematik gezeigt.

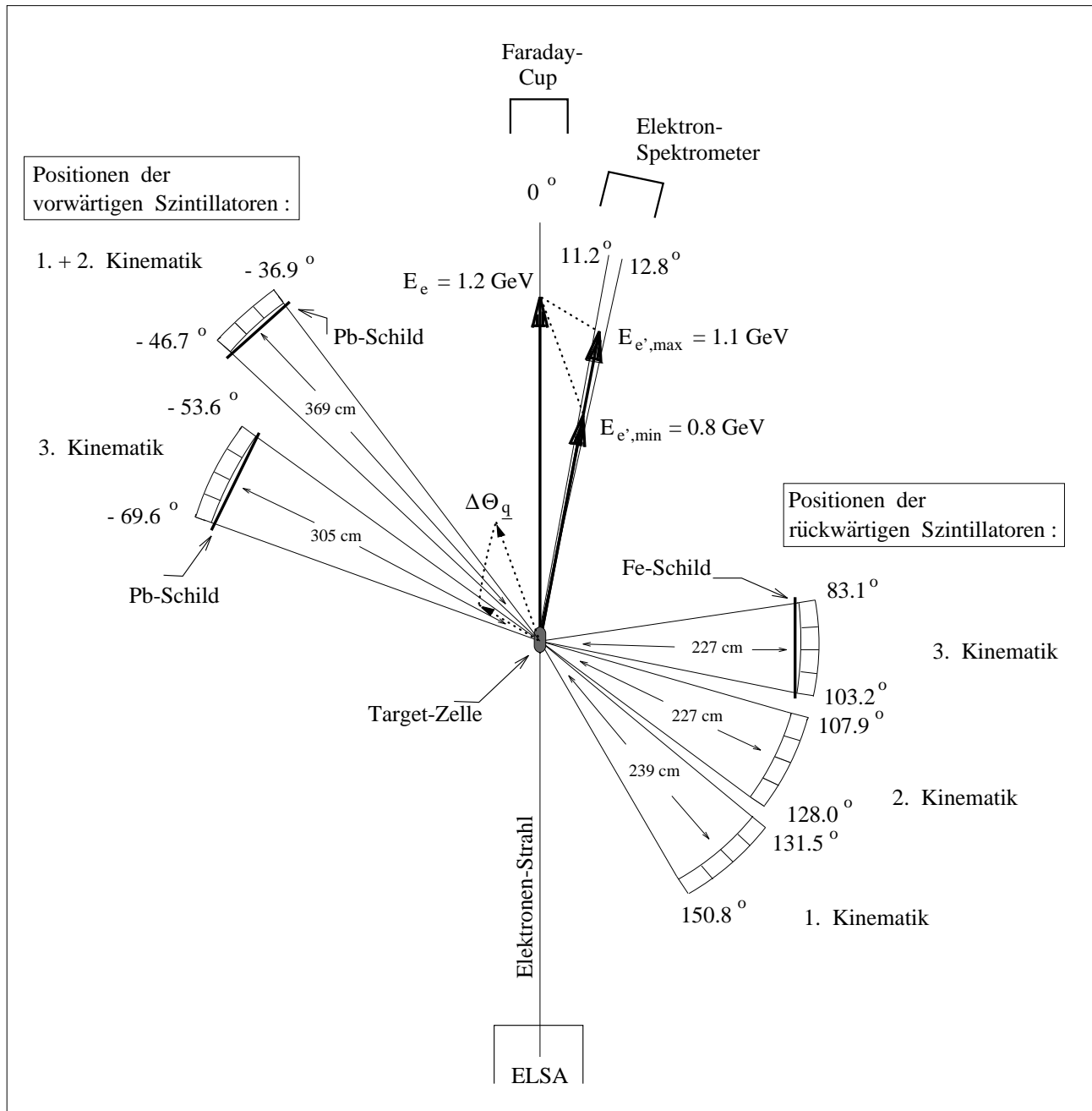


Abb.3.1: Experimenteller Aufbau und Kinematiken im Überblick

Die jeweils berücksichtigte akkumulierte Ladung des Faraday-Cups, die dazu aufgewendete reine Meßdauer, der aus beidem resultierende mittlere Strahlstrom und die - unter Verwendung der nominellen Massenbelegung des Targets - erzielte, mittlere Luminosität sind für die drei Kinematiken in der Tabelle 3.1 gegeben.

	<i>Kinematik 1</i>	<i>Kinematik 2</i>	<i>Kinematik 3</i>
Q_{total} / mC	1.79	1.31	2.22
T_{mess} / h	19.3	17.4	32.6
$\langle I_{e^-} \rangle / nA$	26	21	19
$\langle L \rangle / 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	3.0	2.5	2.2

Tab.3.1: Akkumulierte Ladung, Meßdauer, mittlere Strahlintensität und mittlere Luminosität

Unter der reinen Meßdauer von insgesamt 70 h wird dabei nur die Aufnahmezeit der letztlich in die Ergebnisse eingegangenen Koinzidenz-Messungen verstanden. Etwa 20 h weiterer Koinzidenz-Meßzeit, die im Verlauf der Auswertung aus unterschiedlichen Gründen suspekt erschienen (unverständliche Signaturen in den Rohdaten-Spektren, über das Maß der üblichen Strahloptimierung hinausgehende Veränderungen an den Strahlführungselementen während eines Meß-Runs, etc.; vorwiegend in den Kinematiken 1 und 2) wurden verworfen. Außerdem wurden etwa 10 h Strahlzeit für Sondermessungen (Leertargetmessung, Messung elastischer Streuung, Effizienz-Messung, Messung bei $\Theta_{ee'} = 27.3^\circ$) aufgewendet. Damit konnten knapp 40 % der 11-tägigen Strahlzeit für die eigentlichen Messungen genutzt werden. Weitere 40 % (4 Tage) wurden als Anlaufzeit zur Betriebsparameter-Optimierung des Beschleunigers und der Vielzahl der Detektoren unter Strahlbedingungen benötigt. Die verbleibenden 20 % (60 h) dienten Umbauarbeiten und der Reoptimierung der Betriebsparameter zu den diversen Kinematiken und Sondermessungen. Zahlenwerte zur Charakterisierung der Kinematiken sind in der folgenden Tabelle 3.2 aufgeführt. Dabei sind, um Gewohnheiten entgegenzukommen, auch redundante Größen angegeben. Im einzelnen sind die Akzeptanzbereichsgrenzen folgender Größen aufgeführt:

- Energie $E_{e'}$ sowie horizontaler und vertikaler Streuwinkel $\Theta_{ee'}$, $\Phi_{ee'}$ des gestreuten Elektrons
- Energie und Impulsbetrag ω und q sowie horizontaler und vertikaler auf die Strahlrichtung bezogener Winkel Θ_{eq} , Φ_{eq} des virtuellen Photons
- Energie und Impulsbetrag für im Detektor gestoppte Protonen und Deuteronen $E_{p'}$, $P_{p'}$ und $E_{d'}$, $P_{d'}$ sowie der horizontale und vertikale Winkel derselben relativ zur Strahlrichtung $\Theta_{ep'}$, $\Phi_{ep'}$ und relativ zur Richtung des virtuellen Photons $\Theta_{qp'}$, $\Phi_{qp'}$.

Elektronenspektrometer:

Alle Kinematiken:

	$E_{e'}$	ω	q	$\Theta_{ee'}$	$\Phi_{ee'}$	Θ_{eq}	Φ_{eq}
min.	800 MeV	100 MeV	240 MeV/c	11.2 °	-2.5 °	-61 °	-10.2 °
max.	1100 MeV	400 MeV	460 MeV/c	12.8 °	+2.5 °	-23 °	+10.2 °

Hadrondetektor-Arme:

Kinematik 1/2, vorwärts:

	$E_{p'}$	$E_{d'}$	$P_{p'}$	$P_{d'}$	$\Theta_{ep'}$	$\Phi_{ep'}$	$\Theta_{qp'}$	$\Phi_{qp'}$
min.	95 MeV	115 MeV	433 MeV/c	667 MeV/c	-46.7 °	-7.7 °	-28 °	-18 °
max.	195 MeV	260 MeV	636 MeV/c	1021 MeV/c	-36.9 °	+7.7 °	+26 °	+18 °

Kinematik 3, vorwärts:

	$E_{p'}$	$E_{d'}$	$P_{p'}$	$P_{d'}$	$\Theta_{ep'}$	$\Phi_{ep'}$	$\Theta_{qp'}$	$\Phi_{qp'}$
min.	95 MeV	115 MeV	433 MeV/c	667 MeV/c	-53.6 °	-9.3 °	-50 °	-20 °
max.	195 MeV	260 MeV	636 MeV/c	1021 MeV/c	-69.6 °	+9.3 °	+10 °	+20 °

Kinematik 1, rückwärts:

	$E_{p'}$	$E_{d'}$	$P_{p'}$	$P_{d'}$	$\Theta_{ep'}$	$\Phi_{ep'}$	$\Theta_{qp'}$	$\Phi_{qp'}$
min.	35 MeV	50 MeV	259 MeV/c	436 MeV/c	131.5 °	-11.8 °	150 °	-22 °
max.	170 MeV	230 MeV	590 MeV/c	957 MeV/c	150.8 °	+11.8 °	220 °	+22 °

Kinematik 2, rückwärts:

	$E_{p'}$	$E_{d'}$	$P_{p'}$	$P_{d'}$	$\Theta_{ep'}$	$\Phi_{ep'}$	$\Theta_{qp'}$	$\Phi_{qp'}$
min.	35 MeV	50 MeV	259 MeV/c	436 MeV/c	107.9 °	-11.8 °	125 °	-22 °
max.	170 MeV	230 MeV	590 MeV/c	957 MeV/c	128.0 °	+11.8 °	195 °	+22 °

Kinematik 3, rückwärts:

	$E_{p'}$	$E_{d'}$	$P_{p'}$	$P_{d'}$	$\Theta_{ep'}$	$\Phi_{ep'}$	$\Theta_{qp'}$	$\Phi_{qp'}$
min.	40 MeV	60 MeV	277 MeV/c	478 MeV/c	83.1 °	-11.8 °	100 °	-22 °
max.	175 MeV	235 MeV	599 MeV/c	968 MeV/c	103.2 °	+11.8 °	170 °	+22 °

Tab.3.2: Akzeptanzbereichsgrenzen der Detektoren in den drei Kinematiken

3.2 Die Präparation des Elektronenstrahls

Die Bonner Elektronenbeschleuniger-Anlage ist ein serieller Verbund aus insgesamt drei Beschleunigern [Alt68][Ant87]. Eine Gesamtansicht im Grundriß ist in der Abbildung 3.2 dargestellt. Die erste Stufe ist ein 20-MeV-Linearbeschleuniger, von dem aus die Elektronen in ein Synchrotron injiziert werden. Mit diesem können die Elektronen dann auf eine Endenergie von maximal 2.5 GeV beschleunigt werden. Vom Synchrotron aus kann der Elektronenstrahl (allerdings nur bei Energien bis zu 1.6 GeV) prompt in die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA transferiert und dort auf eine Endenergie bis zu 3.5 GeV nachbeschleunigt werden. Der gesamte Vorgang bis zur Bereitstellung eines transferierbaren Synchrotron-Strahls dauert 20 ms. Aufgrund der unterschiedlichen Umfänge von Synchrotron und ELSA-Ring, $U_{ELSA}/U_{Sync} = 2.36$, ist ELSA bei einer Länge des transferierten Strahles von nur einem Synchrotronumfang auch nur zum Teil gefüllt. Zur Verbesserung der Füllstruktur kann der Synchrotronstrahl konsekutiv über zwei oder drei Synchrotronumläufe transferiert werden.

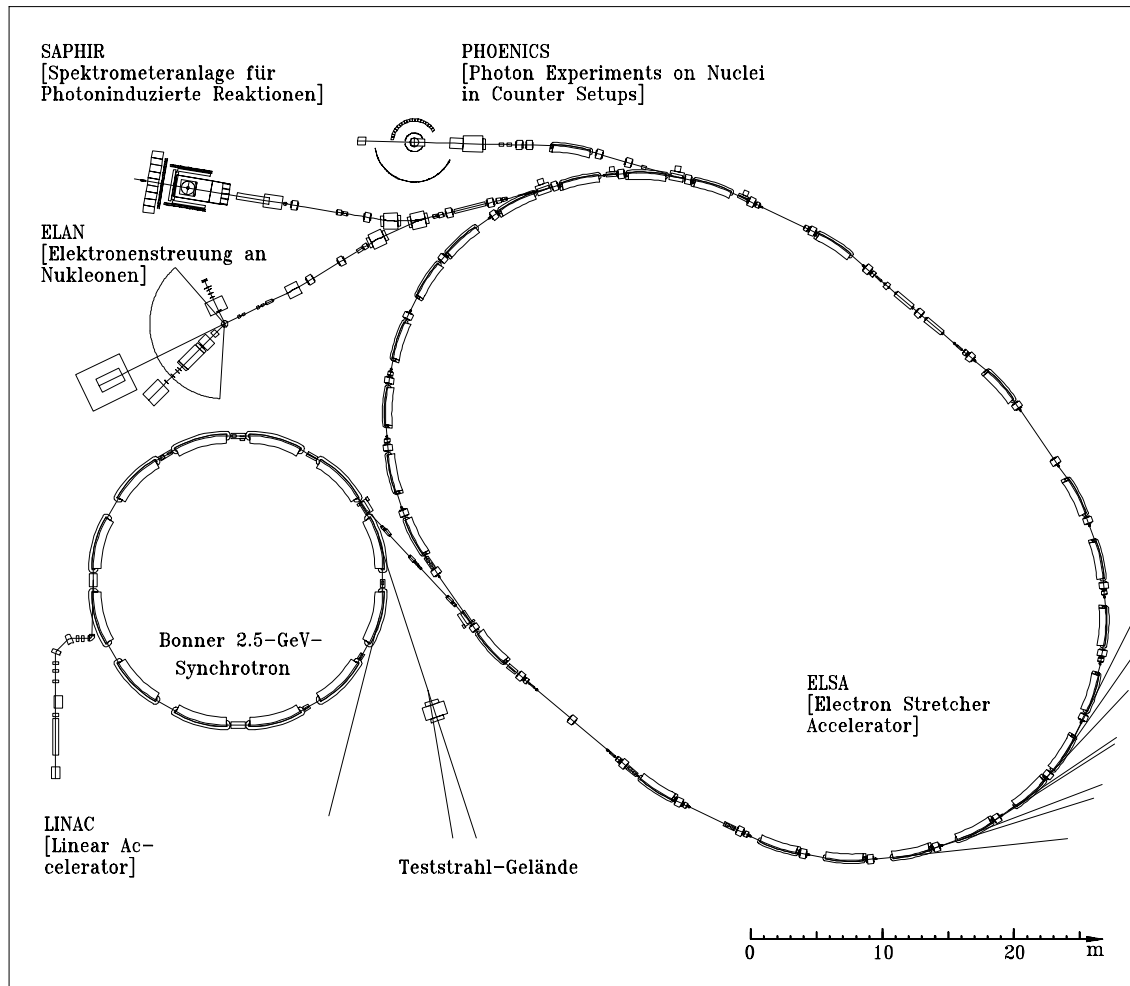


Abb.3.2: Gesamtansicht des Bonner Elektronenbeschleunigers

Während dieses Experimentes wurde zunächst über einen, dann über zwei Umläufe transferiert. Sobald der Transfer abgeschlossen ist, wird in Linac und Synchrotron ein neuer Beschleunigungszyklus initiiert.

Aus ELSA heraus kann der Elektronenstrahl schließlich in externe Strahlführungen extrahiert und so den Experimentierarealen zugeführt werden. Es besteht aber auch die Möglichkeit, den Elektronenstrahl über einen längeren Zeitraum in ELSA zu speichern und dabei als Synchrotronstrahlungsquelle zu nutzen.

Mit dem externen Elektronenstrahl selbst wird nur am ELAN-Strahlplatz experimentiert. An den weiteren Strahlplätzen SAPHIR und PHOENICS nutzt man an geeigneten Produktionstargets erzeugte Sekundärstrahlen energiemarkierter Photonen. Darüberhinaus gibt es diverse Austrittskanäle für Synchrotronstrahlung, die in der Abbildung 3.2 rechts unten angedeutet sind.

Das gegenwärtig besprochene Experiment wurde am ELAN-Strahlplatz durchgeführt. Eine detailliertere Ansicht des Strahlplatzes und seiner externen Strahlführung ist in der Abbildung 3.3 gegeben.

Für dieses Experiment wurde die Beschleunigeranlage im reinen Stretcher-Modus betrieben. Das heißt, bereits im Synchrotron wurde der Elektronenstrahl auf seine Endenergie von hier $E_0 = 1.2 \text{ GeV}$ beschleunigt und dann nach ELSA transferiert, wo durch die Beschleunigungseinheiten nur der über Synchrotronstrahlung erfolgende Energieverlust des Strahles kompensiert wurde - eine weitere Nachbeschleunigung fand nicht statt.

Die Beschleunigungselemente von ELSA werden durch Einstrahlung von Mikrowellen der Frequenz 499.68 MHz betrieben. Dadurch wird dem Elektronenstrahl in ELSA eine Mikrostruktur

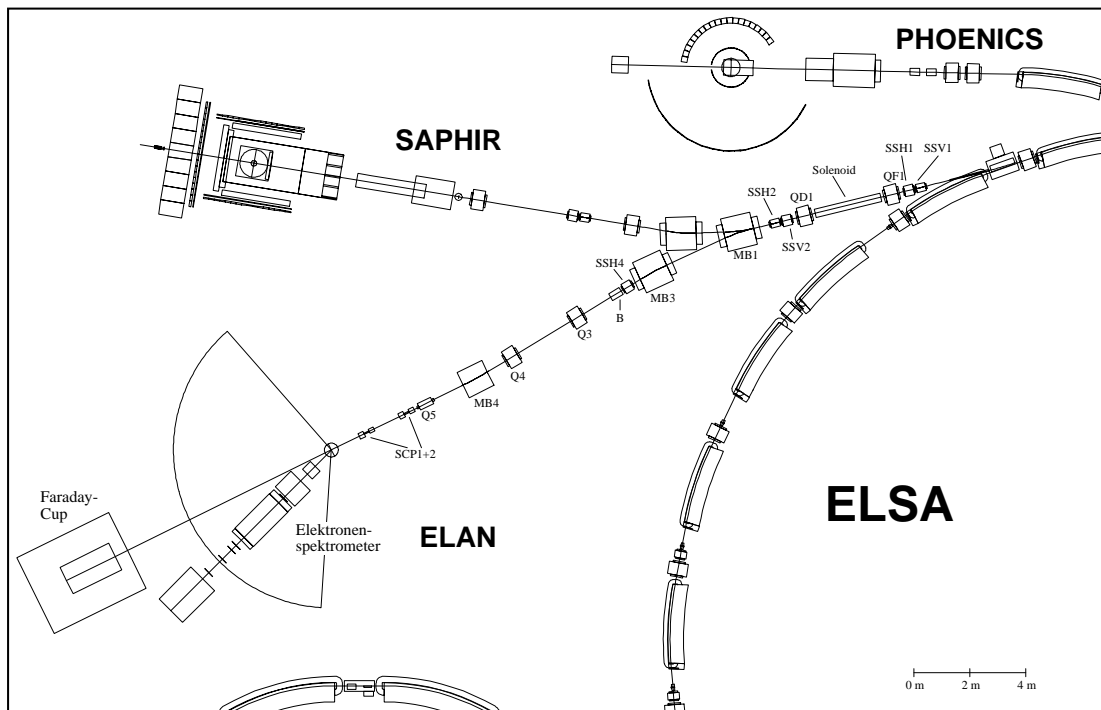


Abb.3.3: Der ELAN-Strahlplatz und seine Strahlzuführung

mit einer Periodenlänge von ungefähr 2 ns aufgeprägt. Relativ zu einer solchen Periode ist die zeitliche Position der Elektronen auf etwa 120 ps FWHM konstant. Das entspricht räumlich, entlang der Strahltrajektorie, einer Anordnung stabiler Elektronpositionen mit einem gegenseitigen Abstand von 60 cm und einer Weite von 3.5 cm FWHM. Diese Mikrostruktur kann im Experiment vorteilhaft zur präzisen, relativen Zeitkalibration der detektierten Ereignisse genutzt werden.

Die für dieses Experiment entscheidende Eigenschaft von ELSA ist die zeitliche Homogenisierung des gepulsten Synchrotronstrahls.

Die Durchführung nicht-inklusive Streuexperimente verlangt den koinzidenten Nachweis von zwei oder mehr Endzustandsteilchen einer Reaktion. Um das erfolgreich tun zu können, muß sichergestellt sein, daß zum Zeitpunkt dieser Reaktion kein (oder zumindest nur selten ein) weiterer Vorgang, der von den Detektoren registriert werden kann oder gar eine der Reaktion des Interesses vergleichbare Signatur aufweist, induziert wird - also sogenannte zufällige Koinzidenzen unterdrückt werden.

Das bedeutet insbesondere, daß die zeitliche Teilchendichte des reaktionsinduzierenden Strahls eine von der Zeitauflösung der Detektoren abhängige Obergrenze nicht überschreiten darf. Die Messung von Reaktionen kleinen Wirkungsquerschnitts erfordert andererseits eine möglichst große Strahlintensität. Beide Anforderungen sind offenbar optimal vereinbar bei zeitlich homogener Strahldichte (Gleichstrom).

Das Maß der zeitlichen Strahlhomogenität ist das Tastverhältnis (duty-cycle).

Die Verbesserung des Tastverhältnisses wird durch die langsame, sukzessive Resonanzextraktion des Elektronenstrahles aus ELSA heraus, mithilfe der Anregung einer horizontalen Betatronresonanz, erreicht. Der zeitliche Verlauf der Intensität des internen und des extrahierten ELSA-Strahls relativ zu den Einschußzeitpunkten des Synchrotrons sind in Abbildung 3.4 idealisiert dargestellt.

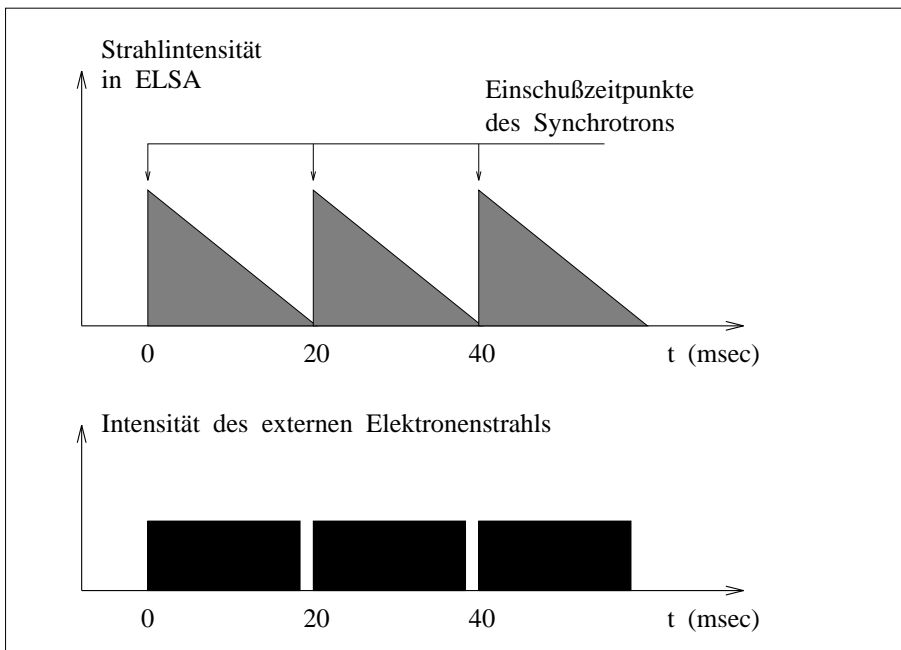


Abb.3.4: Verbesserung des Tastverhältnisses durch sukzessive Extraktion

Intensität und Tastverhältnis des externen Elektronenstrahls werden experimentseitig permanent aufgenommen und sind „on-line“ als Maßstab zur Strahloptimierung verfügbar.

Die Bestimmung der absoluten Intensität und der akkumulierten Ladung des Strahls erfolgt mithilfe eines total absorbierenden Faraday-Cups. Darüberhinaus wird der zeitliche Verlauf der Strahlintensität, relativ zur HF-Phase des Synchrotrons, mit einem unmittelbar vor dem Eintrittsfenster des Faraday-Cups angebrachten Glas-Čerenkov-Detektor beobachtet. Die Integration dieser Zeitspektren über einige Synchrotronzyklen gibt einen Eindruck von der mittleren Zeitstruktur des externen Elektronenstrahls. Ein solches, während des Experiments aufgenommenes Zeitspektrum ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Diese Zeitstruktur kann sich im Verlauf eines Experiments allerdings im Detail stark verändern. In dem dargestellten Spektrum ist die Intensität des sehr scharfen, in der ersten Milli-Sekunde der Extraktion liegenden Peaks - des sogenannten Einschub-Peaks - mit der Intensität im Rest des Spektrums vergleichbar; gelegentlich trat jedoch der Fall einer prompten Extraktion des ELSA-Strahls und eine damit verbundene, das aktuelle Tastverhältnis ruinierende, starke Intensitätserhöhung dieses Peaks auf.

Das aktuelle Tastverhältnis wird über den Vergleich der Einzelzählraten zur Koinzidenzzählrate eines Pärchens aus Plexiglas-Čerenkov-Zählern, die dicht beieinander, unter etwa 50° zum Elektronenstrahl und in einer Distanz von 1.5 m zum Target stehen, ermittelt. Mit diesen Zählern werden aus dem Strahl herausgestreute Elektronen nachgewiesen.

Die Einzelzählraten sind der Strahlintensität $I(t)$ proportional:

$$\frac{N_1}{\Delta t} \sim \frac{N_2}{\Delta t} \sim I(t) \quad ,$$

während die Rate statistischer (zufälliger) Koinzidenzen gleich dem Produkt der Einzelzählraten und der gewählten Koinzidenzbreite $\Delta\tau$ und damit dem Quadrat der Intensität proportional ist:

$$\frac{N_{koin}}{\Delta t} = \frac{N_1}{\Delta t} \cdot \frac{N_2}{\Delta t} \cdot \Delta\tau \sim I^2(t) \quad .$$

Das allgemein durch :

$$d := \frac{\left(\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} I(t) dt \right)^2}{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} I^2(t) dt}$$

definierte Tastverhältnis d erhält man damit experimentell als:

$$d = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{koin}} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta t} \quad .$$

Die hierbei vorausgesetzte Zufälligkeit der Koinzidenzen wird dadurch sichergestellt, daß die auf Koinzidenz untersuchten Signale der beiden Čerenkovzähler um 20 ns gegeneinander verzögert

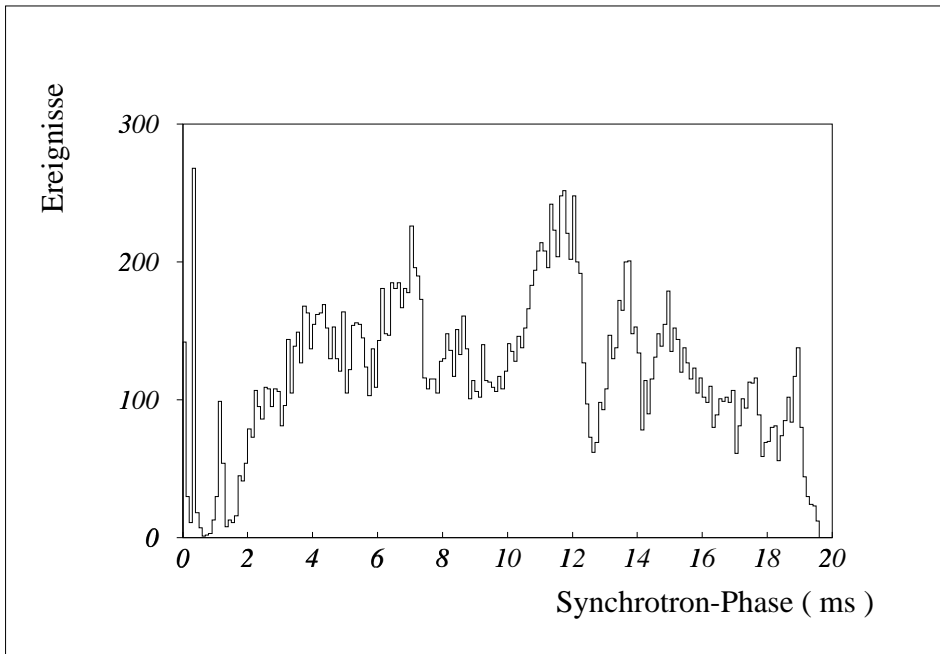


Abb.3.5: Beispiel zur mittleren Zeitstruktur des externen Strahls

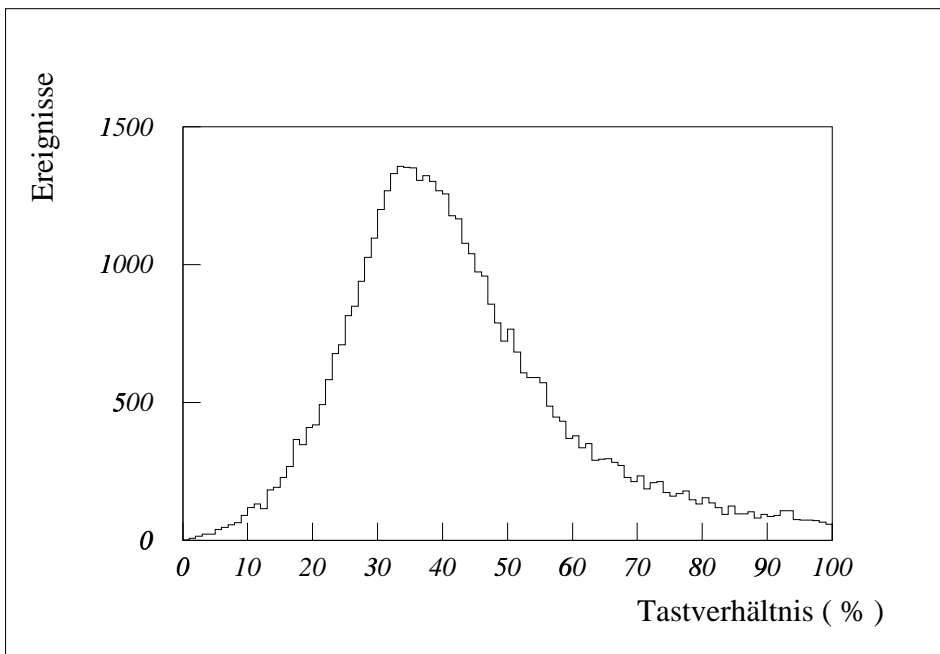


Abb.3.6: Beispiel eines Tastverhältnis-Spektrums

werden. Als Koinzidenzbreite wurde $\Delta\tau = 20 \text{ ns}$ gewählt; eine Meßperiode dauerte $\Delta t = 1 \text{ s}$. Abbildung 3.6 zeigt ein Spektrum derart gemessener Tastverhältnisse.

Der Mittelwert dieser spektralen Verteilungen des Tastverhältnisses lag während des Experimentes durchweg zwischen 30% und 50%.

Mit Rücksicht auf die Einzelzählraten der Hadronendetektoren und das Verhältnis von zufälligen und echten Koinzidenzen in der $(e, e'p)$ Messung war unter diesen Bedingungen eine maximale externe Strahlintensität von 25 nA bis 30 nA möglich.

Die Lage des externen Strahls wurde mit Leuchtschirmen überwacht. Der geometrische Querschnitt des Strahls ist mit solchen Schirmen nur schlecht bestimmbar, da die Leuchtstärke sich über einen weiten Bereich der Elektronendichte nicht signifikant ändert und so der eigentliche Strahl nicht eindeutig von dem ihn umgebenden Halo unterschieden werden kann. Ein in diesem Zusammenhang interessantes Detail ist es, daß am Ende des Experimentes in der Mitte der Eintritts- und Austrittsfolien der Targetzelle eine auf den Elektronenstrahl zurückzuführende Schwärzung mit einem Durchmesser von etwa 5 mm beobachtet werden konnte, die bestätigt, daß das Target zentral vom Elektronenstrahl durchsetzt wurde.

3.3 Der Faraday-Cup

Der nicht gestreute Anteil des externen Elektronenstrahls wird in einem Blei-Faraday-Cup vollständig absorbiert. Die deponierte Ladung fließt dann über ein doppelt abgeschirmtes Kabel einem Stromintegrator zu. Dabei treten Stromableitungen auf, die in einer Eichmessung mithilfe einer Präzisionsspannungsquelle und eines Eichwiderstandes für die verschiedenen Meßbereiche des Integrators bestimmt wurden [Wil93].

In diesem Experiment wurden zwei Meßbereiche des Integrators benutzt: der Strommeßbereich mit einem Maximalstrom $1 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ für einen Teil der Einarm-Elektron-Messungen zur Luminitätsbestimmung und der Meßbereich mit Maximalstrom $1 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ in allen anderen Messungen. In der Eichung wurden für diese beiden Meßbereiche die folgenden linearen Zusammenhänge zwischen der vom Integrator nach der Integrationszeit Δt angezeigten Ladung, Q_{mess} , und der dabei tatsächlich deponierten Ladung, Q_{echt} , ermittelt:

Integrator-Meßbereich bis 10^{-8} A :

$$Q_{echt} = 0.97909 \cdot Q_{mess} + 0.19931 \text{ nA} \cdot \Delta t$$

Integrator-Meßbereich bis 10^{-7} A :

$$Q_{echt} = 0.975417 \cdot Q_{mess} + 2.141 \text{ nA} \cdot \Delta t .$$

Der Faraday-Cup stammt ursprünglich vom Deutschen Elektronen Synchrotron, DESY; Details können in [DES66] gefunden werden.

3.4 Das Heliumtarget

Als Target wurde eine mit flüssigem ${}^4\text{He}$ gefüllte Kaptonzelle mit einer Länge von 10.0 cm und einem Durchmesser von 3.0 cm verwendet. Die Dichte flüssigen Heliums unter Normaldruck ist $\rho({}^4\text{He}_{\text{liquid}}, 1000\text{mbar}) = 0.125\text{ g/cm}^3$. Das Target hatte damit eine nominelle Massenbelegung von $\sigma({}^4\text{He}_{\text{liquid}}) = 1.25\text{ g/cm}^2$.

Im Helium der Targetzelle konnte mit und ohne Strahleinwirkung Dampfblasenbildung beobachtet werden; die Überprüfung der Luminosität durch Messungen des Wirkungsquerschnitts elastischer Elektronstreuung zeigte aber, daß die tatsächliche Massenbelegung mit einer Genauigkeit von 6% dem nominellen Wert entsprach.

Schnitte durch das Heliumtarget sind in der Abbildung 3.7 skizziert.

Die Targetzelle befindet sich in einer evakuierbaren Streukammer und ist über eine aus Edelstahl bestehende Zuleitung mit Gas befüllbar. Das Innere der Targetzelle steht unter Normaldruck. Die Zuleitung führt durch einen mit flüssigem Helium ($T = 4.2\text{ K}$) gefüllten Behälter, so daß das zugeführte Gas über eine große Oberfläche in wärmeleitendem Kontakt mit diesem Kältereservoir steht und dadurch selbst in kurzer Zeit verflüssigt wird. Die große Kontaktfläche wird insbesondere durch einen mit gereinigtem Kupferspan gefüllten Wärmetauscher hergestellt. Diese Konstruktion erlaubt ein rasches Befüllen und Entleeren der Targetzelle (jeweils ca. 20 Minuten), so daß Leertargetmessungen jederzeit unproblematisch durchgeführt werden konnten.

Der 40 l fassende Flüssig-Helium-Behälter ist durch viele Lagen Superisolationsfolie (doppelseitig aluminisierte Mylarfolie) gegen Wärmeeinstrahlung geschützt. Das Temperaturgefälle wird nach außen durch ein Kühlschild reduziert, das mithilfe eines Cryodyne Kühlkopfes (durch adiabatische Expansion komprimierten 4-Heliums) aktiv auf $T = 70\text{ K}$ gehalten wird. Heliumbehälter und Kühlschild sind wärmeisoliert mit Nylonstangen im äußeren Vakuum-Topf aufgehängt.

Während des Experiments wurde eine Standzeit des Targets von ca. 50 Stunden , bis die Nachfüllung des Behälters mit flüssigem Helium notwendig wurde, erreicht.

Die Targetzelle selbst hat eine Wandung aus $120\text{ }\mu\text{m}$ dicker Kaptonfolie und ist von einem Topf aus $50\text{ }\mu\text{m}$ starkem Aluminium umgeben, der wärmeleitend mit dem Kühlschild verbunden ist. In diesen Topf sind Fenster zum Ein- und Austritt des Elektronenstrahls und zur visuellen Beobachtung des Targets eingeschnitten. Um eine allmähliche Vereisung der Targetzelle durch das Ausfrieren der Wassermoleküle aus dem Restgas des Vakuum-Topfes zu verhindern, wurden diese Fenster mit $40\text{ }\mu\text{m}$ dicker Kaptonfolie verschlossen. Zur Verminderung der Wärmeeinstrahlung wurden zudem $50\text{ }\mu\text{m}$ dicke, aus mehreren Lagen aluminisierter Mylarfolie bestehende Mütchen, mit einem Loch am Ort des Elektronenstrahldurchtritts, über die Enden der Targetzelle gestülpt. Das äußere Fenster der Streukammer besteht aus $120\text{ }\mu\text{m}$ starker Kaptonfolie.

In Targetnähe durchsetzt der primäre Elektronenstrahl sechs Kaptonfolien (Massenformel Kapton: $(\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5)_n$) von insgesamt $560\text{ }\mu\text{m}$ Dicke; mit $\rho_{\text{Kapton}} = 1.42\text{ g/cm}^3$ entspricht das einer Massenbelegung $\sigma_{\text{Kapton}} = 0.0795\text{ g/cm}^2$ und damit $\sigma_{\text{Kapton}}/\sigma_{{}^4\text{He}} = 6.4\%$.

Wegen des sehr weiten in diesem Experiment beobachteten Winkelbereichs der Kernejektile durfte die Streukammer, um nicht von den Ejektilen getroffen zu werden, nur in einem kleinen Teil ihres Umfangs mit einer ortsfesten Stahlstrebe versteift sein. Diese Strebe allein hätte die evakuierte Streukammer nicht gegen den äußeren Luftdruck stabilisieren können; daher wurden zusätzlich einige - nach Maßgabe des in der jeweiligen Kinematik erforderlichen Öffnungswinkels - von außen versetzbare Stahlstreben angebracht.

Mit einer (in der Abbildung nicht gezeigten) Halterung kann die Apparatur auf dem Targetzapfen des ELAN-Strahlplatzes präzise positioniert werden.

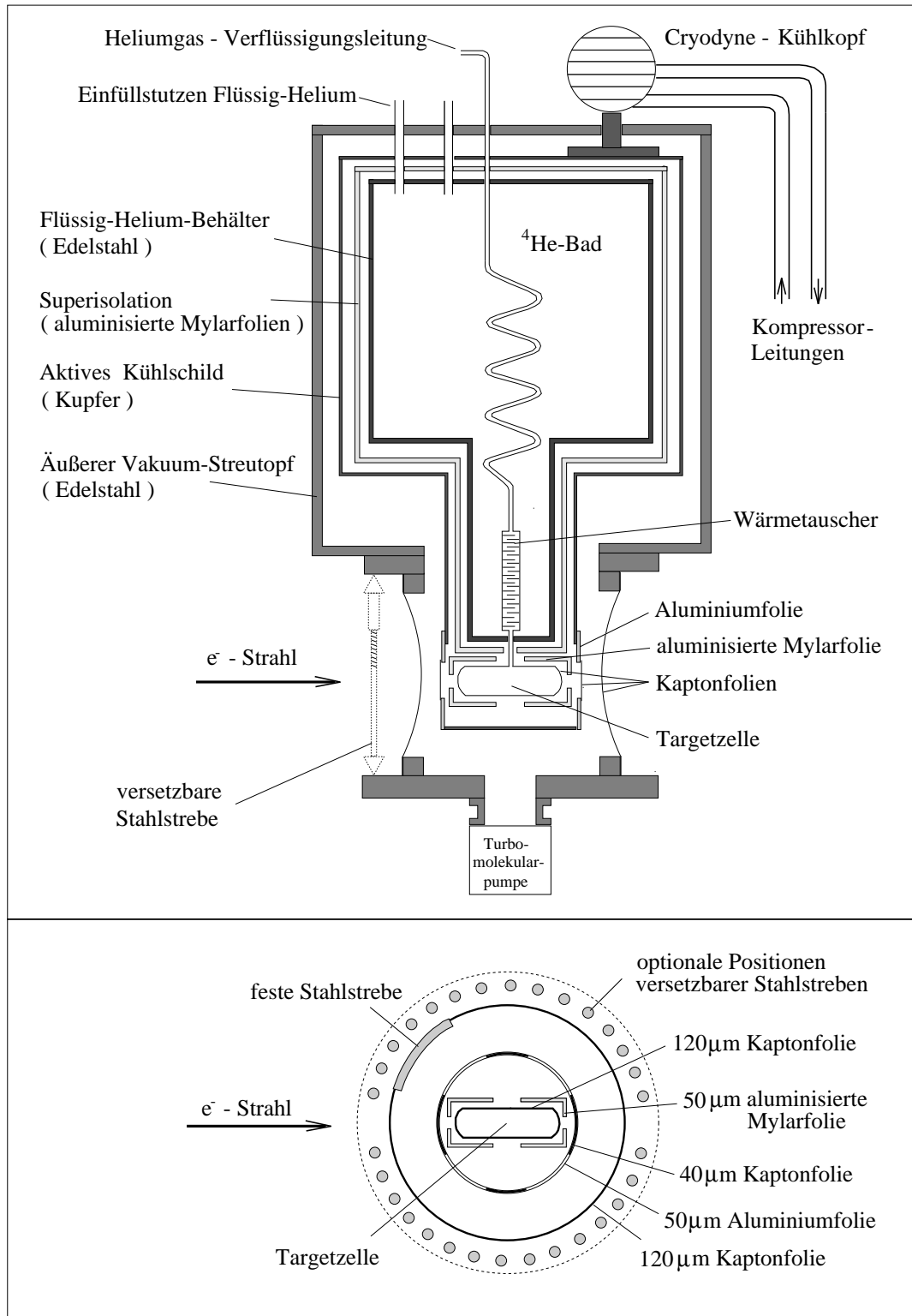


Abb.3.7: Längsschnitt durch das Heliumtarget und Querschnitt der Streukammer

Der Zustand der Targetzelle wurde während des Experiments mit einer Kamera und durch die Messung des Zelleninnendrucks überwacht.

Weitere Einzelheiten zu Konstruktion und Betrieb des Heliumtargets und seiner Komponenten (in einer früheren, aber weitgehend beibehaltenen Version) sind in [Weh90] und [Hap92] aufgeführt.

3.5 Das Magnetspektrometer

Die gestreuten Elektronen wurden mit einem Magnetspektrometer unter einem zentralen Streuwinkel $\Theta_{ee'} = 12^\circ$ und einer (über den Stromfluß in der Magnetspule) eingestellten Sollenergie von $E_{soll} = 950 \text{ MeV}$ detektiert.

Ein Längsschnitt durch die Standardkonfiguration dieses Spektrometers ist in Abbildung 3.8 gegeben.

Abweichend davon wurden in diesem Experiment die abbildenden Quadrupole (SP und QP) aus der Apparatur herausgenommen, um das Spektrometer näher an das Vakuumrohr des Primärstrahls heranschwenken zu können und so bei einem kleineren Elektronstreuwinkel zu messen. Anstelle der Quadrupole wurde zwischen Target und Eintrittsspalt des Sektormagneten ein mit Heliumgas gefüllter, dünnwandiger Plastiksack, zur Minderung von Vielfachstreuung der Elektronen gegenüber Luft, eingesetzt.

Mithilfe des Sektormagneten werden die Impulse der gestreuten Elektronen separiert. Die Impulsverteilung wird eindeutig auf eine Verteilung von Spurgeraden hinter dem Sektormagneten abgebildet.

Die Messung der Spurgeraden akzeptierter Elektronen erfolgt durch zweidimensional ortsempfindliche Vieldrahtproportionalkammern im feldfreien Raum hinter dem Sektormagneten. Das Spektrometer besitzt insgesamt vier solcher Kammern (K1 bis K4) mit jeweils zwei orthogonal zueinander (radial und axial) gespannten Drahtebenen. Die Bestimmung einer Spurgeraden erfordert, daß mindestens zwei der Kammern sinnvoll angesprochen haben. Sinnvoll meint hier, daß aus den Drahtansprechern mit geringer Standardabweichung eine mögliche Gerade berechnet werden kann. Die Auslese der Drahtkammern erfolgt über das PERSEUS-System [BrS72]. Die Spurbestimmung ermöglicht darüberhinaus eine Rückrechnung der Elektrontrajektorie durch den Sektormagneten und damit die Bestimmung des Streuwinkels und des Targetstartorts. Die Effizienz der Kammern hängt von eingestellten Betriebsparametern (HV, Gasfluß, Gasmischung) und von der Intensität der gestreuten Elektronen ab. Jedenfalls ist die Kammereffizienz während einer Messung Schwankungen unterworfen. Die totale Effizienz aller Kammern wird für ein Ensemble von Ereignissen als Verhältnis der Anzahl der Ereignisse mit rekonstruierbarer Spur zur Gesamtzahl der Ereignisse dieses Ensembles bestimmt. Die Gesamtzahl der Ereignisse ist dabei die Anzahl der mit den Trigger-Zählern nachgewiesenen Elektronen.

Der Erzeugung dieses schnellen Trigger-Signals für Elektron-Ereignisse dienen vier dünne Plastik-Szintillatoren (Z1 bis Z4). Diese Szintillatoren werden nur einseitig ausgelesen. Der jeweilige Durchstoßort eines Elektrons im Szintillator wird aus der Spurinformaton der Drahtkammern gewonnen. Damit kann das Zeitsignal dann nachträglich auf die vom Abstand zwischen dem Durchstoßort und der Auslesekannte dieser Detektoren abhängige Laufzeit des Lichtes im Szintillatormaterial korrigiert werden. Die Effizienz der Trigger-Zähler liegt oberhalb von 99% .

Der das Spektrometer abschließende Gas-Schwellen-Cerenkov-Detektor wird zur Diskriminierung gelegentlich einfallender, durch die Impulsseparation nicht von Elektronen unterscheidbarer, negativer Pionen benutzt.

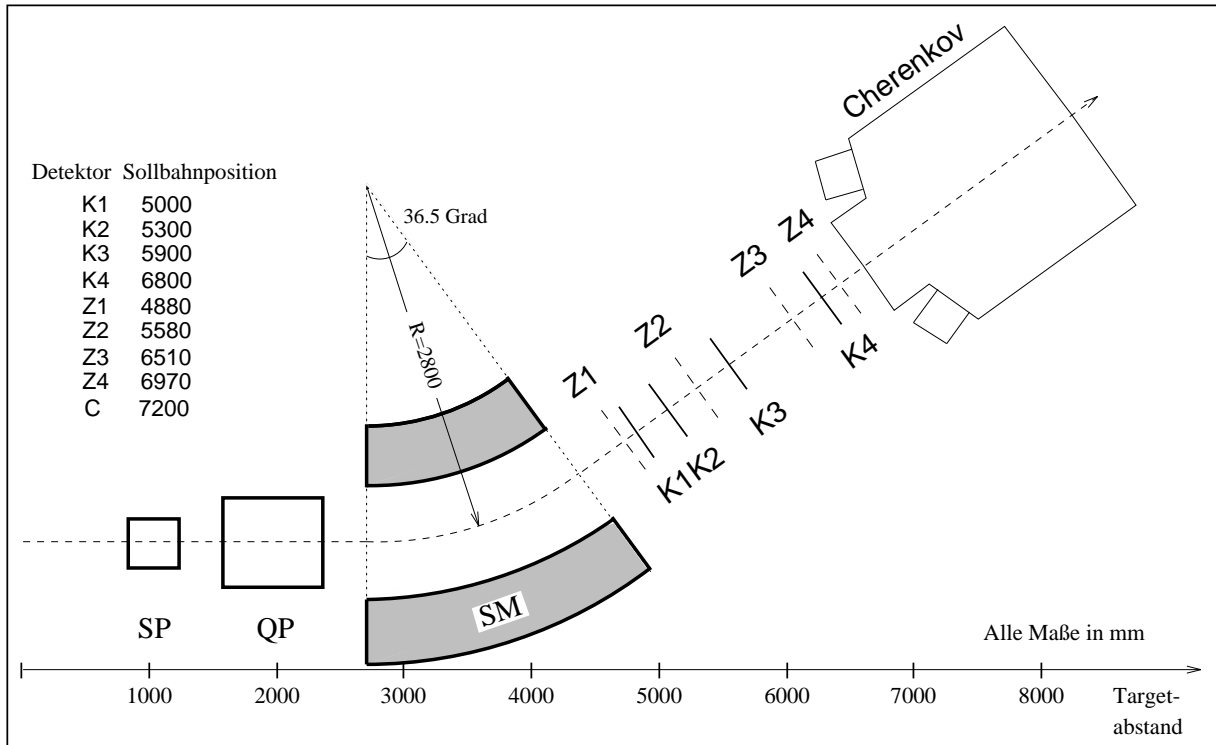


Abb.3.8: Längsschnitt durch das Magnetspektrometer

Durch die Einstellung eines möglichst kleinen Streuwinkels wird der Fluß virtueller Photonen, gemäß der Proportionalität

$$I(\Theta_{ee'}) \sim I_0 \cdot \sin^{-4}\left(\frac{\Theta_{ee'}}{2}\right)$$

der Rutherfordschen Streuformel, bei konstanter Primärintensität I_0 , also auch konstanter Teilchenbelastung der gleichzeitig eingesetzten Hadronszintillatoren ($\sim I_0$) und konstanter Rate zufälliger Koinzidenzen zwischen diesen Detektoren ($\sim I_0^2$), maximiert.

Ohne die Quadrupole ist der kleinste erreichbare Streuwinkel $\Theta_{ee'} = 12.0^\circ$, mit hingegen nur $\Theta_{ee'} = 19.5^\circ$. Diese Winkelverringerung entspricht einer Erhöhung der Intensität in das Spektrometer gestreuter Elektronen (und damit des Flusses virtueller Photonen) um einen Faktor 7.

Außerdem wird mit Verringerung des Elektronstreuwinkels der Anteil longitudinal polarisierter Photonen erhöht. Die quantitative Zunahme des Polarisationsparameters

$$\epsilon = \left(1 + \frac{2 \cdot q^2}{q^2 - \omega^2} \cdot \tan^2\left(\frac{\Theta_{ee'}}{2}\right)\right)^{-1},$$

der das Verhältnis von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen bemißt, ist in der folgenden Tabelle 3.3 für drei repräsentative Werte des Energie- und Impulsbetrages der virtuellen

Photonen angegeben. Die relative Zunahme des longitudinalen Anteils wird dabei mit wachsendem Energieübertrag größer.

(ω, q)	$\epsilon (\Theta_{ee'} = 19.5^\circ)$	$\epsilon (\Theta_{ee'} = 12.0^\circ)$
(100 MeV, 260 MeV/c)	0.95	0.98
(250 MeV, 335 MeV/c)	0.90	0.96
(400 MeV, 450 MeV/c)	0.82	0.92

Tab.3.3: Polarisationsparameter

Die Entfernung der Quadrupole beeinflusst allerdings die Energie- und Winkelaufösungen des Spektrometers und führt insbesondere zu einer starken Veränderung der Akzeptanzbereiche.

Mit den bekannten geometrischen und magnetoptischen Eigenschaften des Spektrometers, der Targetlänge und dem Querschnitt des Elektronenstrahls sind die jeweiligen Auflösungen und Akzeptanzen über Monte-Carlo-Simulationen kalkulierbar. Konkret wird dazu eine große Anzahl im Targetvolumen startender Elektronen mit gleichverteilten und die Akzeptanzen des Spektrometers überdeckenden Impuls- und Winkel-Spektren simuliert. Diese Startwerte werden dann, unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung in den penetrierten Materialien und Absorption an massiven Bauteilen, durch das Spektrometer propagiert. Die so erhaltenen Elektronspuren werden mit denselben Rückrechenalgorithmen wie echte, gemessene Elektronspuren analysiert. Der Vergleich der simulierten mit den daraus rückgerechneten Verteilungen gibt dann Aufschluß über die Auflösungen. Die Akzeptanzen erhält man als Verhältnis der rückgerechneten- zu den Start-Spektren.

Eine detaillierte Diskussion zur Bestimmung der Auflösungen und Akzeptanzbereiche des Spektrometers mithilfe von Monte-Carlo-Methoden für den Fall mit und ohne Quadrupole ist in [Fro93] gegeben.

Zahlenwerte der Auflösungen (als FWHM) mit und ohne die Quadrupole sind für die Sollenergie und die extremalen in der Auswertung dieses Experimentes berücksichtigten Elektronstreuenergien, $E_{e'}$, in der Tabelle 3.4 aufgeführt. Im einzelnen sind dort die Energieauflösung, $\delta E_{e'}$, die horizontale und die vertikale Winkelauflösung, $\delta\Theta_{ee'}$ und $\delta\phi_{ee'}$, sowie die Auflösung bei der Rekonstruktion des (in eine Ebene senkrecht zur Sollbahn) projizierten Targetstartortes, δy_0 , angegeben.

	$E_{e'}/ MeV$	$\delta E_{e'}/ MeV$	$\delta\Theta_{ee'}/ o$	$\delta\Phi_{ee'}/ o$	$\delta y_0/ mm$
mit Quadrupolen	1100	5.0	0.08	0.26	35
	950	5.0	0.09	0.28	38
	800	4.7	0.12	0.34	44
ohne Quadrupole	1100	10.3	0.32	0.16	27
	950	10.3	0.36	0.18	29
	800	10.3	0.40	0.20	34

Tab.3.4: Auflösungen des Spektrometers

Durch Herausnahme der Quadrupole ändert sich der Akzeptanzbereich des Spektrometers insbesondere mit der Aberration der Elektronen in der dispersiven, vertikalen Richtung des Sektormagneten - also mit dem vertikalen Elektronstreuwinkel, $\phi_{ee'}$.

Die Akzeptanzkonturen der relativen Streuenergie

$$Q_{e'} = \frac{E_{e'} - E_{e',soll}}{E_{e',soll}}$$

in Abhängigkeit vom vertikalen Streuwinkel der Elektronen sind für den Fall einer Messung mit und ohne Quadrupole in der Abbildung 3.9 gezeigt. Als horizontaler Öffnungswinkel des Spektrometers wurde für diese Darstellung - wie auch in der Auswertung - $(\Theta_{ee'} \pm \Delta\Theta_{ee'}) = (12.0 \pm 0.8)^\circ$ zugelassen. Zusammen mit dem in der Auswertung berücksichtigten vertikalen Öffnungswinkel $(\Phi_{ee'} \pm \Delta\Phi_{ee'}) = (0 \pm 2.45)^\circ$ beträgt der genutzte offene Raumwinkel des Spektrometers $\Delta\Omega_{ee'} = 2.4 \text{ msr}$.

Ohne die Quadrupole koppeln der vertikale Streuwinkel und die Streuenergie derart, daß nach unten gestreute Elektronen (negatives $\phi_{ee'}$) auch mit geringerer und nach oben gestreute Elektronen noch mit höherer magnetischer Steifigkeit das Spektrometer durchlaufen. Umgekehrte Verhältnisse von vertikalem Streuwinkel und magnetischer Steifigkeit führen hingegen eher dazu, daß die Elektronen an die Wände des Spektrometers stoßen und so verlorengehen.

Durch diese Kopplung wird der Bereich akzeptierter Streuenergien - bei Berücksichtigung der vollen vertikalen Winkelakzeptanz - in etwa verdoppelt.

Die Effizienz des Spektrometers ist über den ganzen von den jeweiligen Konturlinien in Abb. 3.9

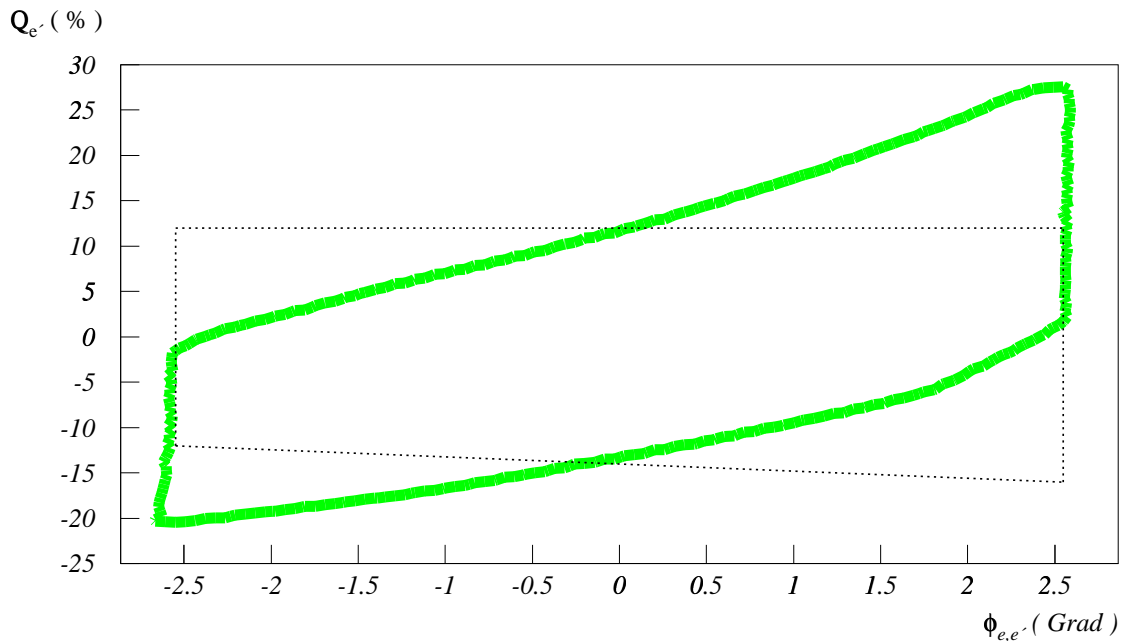


Abb.3.9: Konturen der Spektrometer-Akzeptanz-Bereiche der relativen Streuenergie $Q_{e'}$ in Abhängigkeit vom vertikalen Streuwinkel $\phi_{ee'}$ mit (dünne punktierte Linie) und ohne Quadrupole (dicke Linie)

eingeschlossenen $Q_{e'}-\phi_{ee'}$ -Bereich - unabhängig davon, ob mit oder ohne Quadrupole gemessen wird - konstant. Mittelt man diese Effizienz über $\phi_{ee'}$, so erhält man den Verlauf der geometrischen Effizienz - d.h. die Akzeptanz ϵ_{geom} - in der Streuenergie; deren mit Quadrupolen nahezu rechteckiger Verlauf ohne Quadrupole stark von der relativen Streuenergie abhängig. Dieser und der entsprechende Akzeptanzverlauf im vertikalen Streuwinkel sind für den Fall ohne Quadrupole in den folgenden Abbildungen 3.10 und 3.11 dargestellt.

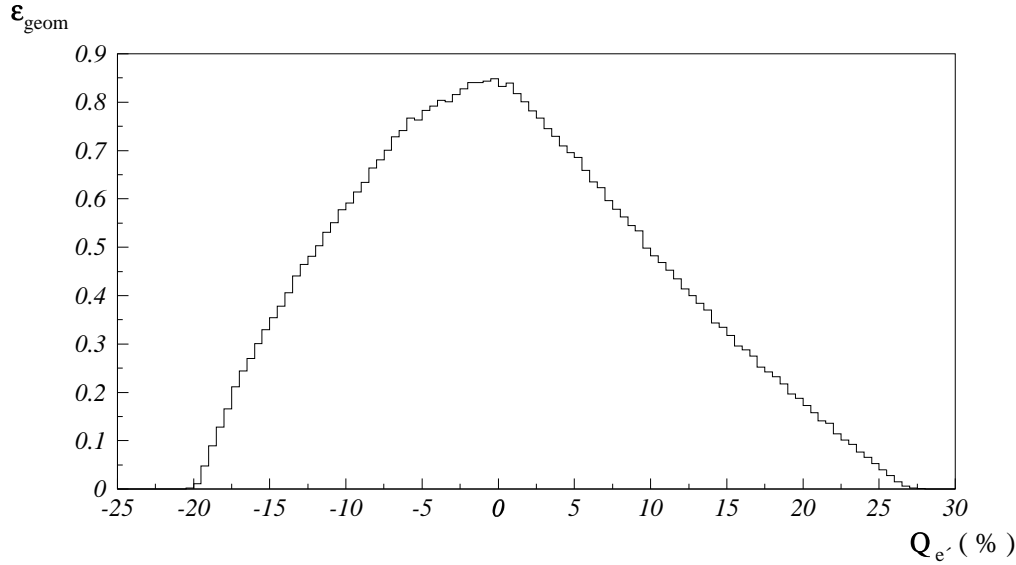


Abb.3.10: Akzeptanzverlauf in der rel. Streuenergie für $-2.5^\circ < \phi_{ee'} < 2.5^\circ$

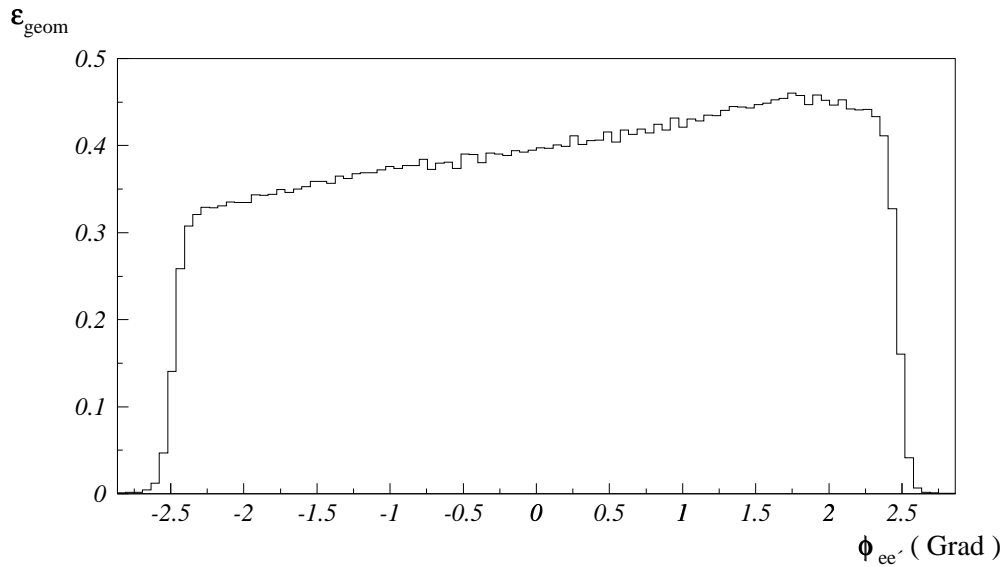


Abb.3.11: Akzeptanzverlauf in $\phi_{ee'}$ für $-25\% < Q_{e'} < +30\%$

3.6 Die Hadron-Detektoren

Die Spektroskopie der Kernejektile wurde mit sogenannten Detektor-Teleskopen unternommen; also mit Einheiten mehrerer Detektoren, die in Flugrichtung der Teilchen hintereinanderstehen und so eine fraktionierte Messung des Energieverlustes dieser Teilchen erlauben.

Der Aufbau der Teleskope, die Dimensionen der einzelnen Detektoren und deren relative Position können der Abbildung 3.12 entnommen werden.

Die Detektoren bestehen aus dem Plastik-Szintillatormaterial NE102.

Nach der Einsatzposition, ob mehr in oder gegen die Richtung des virtuellen Photons, wird zwischen Vorwärts- und Rückwärts-Teleskopen unterschieden. Diese zwei Teleskop-Typen sind auch konstruktiv verschieden. Die Vorwärts-Teleskope bestehen aus zwei dünnen ΔE -Detektoren (Trigger-Detektoren) und einem massiveren E-Detektor (Stopp-Detektor), die Rückwärts-Teleskope aus nur einem sehr dünnen ΔE -Detektor und einem mit dem vorwärtigen baugleichen E-Detektor. Die Dicke eines vorwärtigen ΔE -Detektors entspricht in etwa 2 %, die eines rückwärtigen in etwa 1 % der Strahlungslänge des Szintillatormaterials. Elektronischer und photonischer Untergrund können daher durch Forderung einer Minimalamplitude des Signals dieser Zähler effektiv diskriminiert werden. Dem in vorwärtiger Richtung höheren Untergrund wird durch die Verwendung der zwei ΔE -Detektoren in den dort eingesetzten Teleskopen Rechnung getragen. Dabei führt die etwas größere Dicke der einzelnen vorwärtigen ΔE -Szintillatoren zu einer höheren Lichtausbeute in der Messung des Energieverlustes.

Alle Detektoren werden zweiseitig, d.h. oben und unten, über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Die vertikale Position eines Teilchendurchgangs bzw. Teilchenstopps im Detektor ist aus der Differenz der Zeitsignale des oberen und unteren Auslesekanals ermittelbar; die horizontale Position ist durch die Zuordnung zu einem der Teleskope gegeben und kann darüberhinaus nicht aufgelöst werden. Die Summe der Zeitsignale beider Auslesezweige eines Detektors stellt ein Zeitsignal dar, das vom Durchgangsort des signalinduzierenden Teilchens im Detektor und von den unterschiedlichen Laufzeiten der Signale in den beiden Auslesezweigen unabhängig ist.

Die ΔE -Detektoren sind mit 2 "-, die E-Detektoren mit 5 "-Photomultipliern ausgestattet. Die E-Detektoren werden vornehmlich zur Ermittlung gut auflösbarer Energieverlustsignale der Teilchen genutzt, während die ΔE -Detektoren, deren geringerer Dicke und der Verwendung eines schnelleren Photomultiplier-Typs halber, besser zur Zeitpunktsbestimmung eines Teilchendurchgangs geeignet sind.

Der vorwärtige und der rückwärtige Hadron-Detektorarm sind jeweils aus vier Teleskopen des entsprechenden Typs aufgebaut, die dicht nebeneinandergestellt, fest auf einer massiven Stahlplatte montiert sind. Die Hadron-Detektorarme können so als Ganzes bewegt werden.

Die in den drei verschiedenen Kinematiken eingestellten Positionen der Detektorarme sind in der Abbildung 3.1 gezeigt. Die Höhenposition der Detektorarme wurde so eingerichtet, daß die Mitte der Detektoren auf Strahlhöhe lag. Diese, die Winkelpositionen und die Targetabstände der Teleskope wurden mithilfe eines Theodoliten vermessen.

Zur Absorption niederenergetischen, vom Target herkommenden Untergrunds wurde der vorwärtige Detektorarm in allen Kinematiken mit einem im Abstand von 5 cm vor die Teleskope gestellten, 5 mm dicken Bleischild, der rückwärtige Detektorarm nur in seiner vorwärtigsten Meßposition mit einem 1.1 mm starken, im Abstand von 5 cm vor die Teleskope gehängten Eisenschild abgeschirmt (siehe Abb. 3.1). Die Kernejektile erfahren in diesen Absorbern einen zusätzlichen Energieverlust, so daß der von den Detektoren akzeptierte Bereich der Vertex-Energie der Kernejektile zu höheren Energien hin verschoben wird. Die Einzelzählrate des strahl nächsten, vorwärtigen Teleskops in

Kinematik 1/2 lag trotz der Bleiabschirmung oberhalb der tolerablen Grenze, so daß dieses Teleskop aus der Messung genommen wurde: der vorwärtige Detektorarm bestand in Kinematik 1/2 also aus nur drei aktiven Teleskopen. Die Energie- und Winkelakzeptanzen der Detektoren für den Nachweis gestoppter Protonen und Deuteronen in den drei Kinematiken können der Tabelle 3.2 entnommen werden.

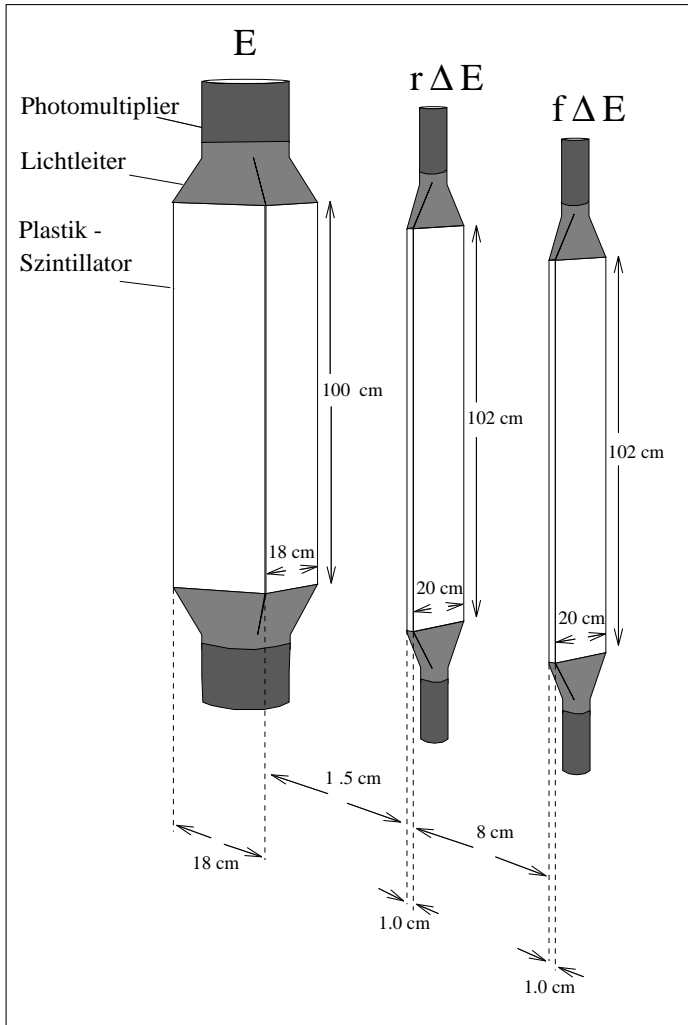
Die Raumwinkelabdeckungen der Detektorarme, Ω_{vor} und $\Omega_{rück}$, sind für die drei Kinematiken in der folgenden Tabelle 3.5 gegeben.

	Ω_{vor} / msr	$\Omega_{rück} / msr$
Kinematik 1	37.9	122
Kinematik 2	37.9	135
Kinematik 3	72.5	135

Tab.3.5: Raumwinkelabdeckung der Hadron-Detektorarme

Die Häufigkeit, mit der durch ein bestimmtes Teleskop - relativ zur Anzahl im Target, mit bestimmter kinetischer Energie $T_{p'}$ und in Richtung auf dieses Teleskop startender Protonen -, ein Nachweis auf ebendiese Vertexenergie $T_{p'}$ verweisender Protonen zu erwarten ist, wird durch die Effizienz $\varepsilon(T_{p'})$ des betreffenden Teleskops beschrieben. In der Auswertung des Experiments ist es, um einem Einzelereignis eine Vertexenergie zuzuordnen zu können, notwendig, zunächst von einem idealisiert festen Zusammenhang zwischen den bei der Detektion eines Protons aufgenommenen Signalamplituden und dessen Start- bzw. Vertexenergie auszugehen: einestils wird angenommen, daß Protonen einer gewissen Vertexenergie in den durchquerten Materialien zum Detektor und in diesem selbst immer dergleichen, mit der Bethe-Bloch-Beziehung (siehe Abschn. 4.3.1) gegebenen, rein durch Wechselwirkungen mit den Elektronen der penetrierten Materialien bedingten Energieverlust erleiden (wobei eine geradlinige, in der Mitte des Targets beginnende und auf der Szintillatorfront senkrecht stehende Standardtrajektorie der Protonen unterstellt wird); anderenteils, daß auch die Lichterzeugung und -ausbreitung in den Szintillatoren (bei Beachtung der Lichtabschwächung mit dessen Laufstrecke im Szintillator), die elektronische Umsetzung und Verstärkung der Lichtpulse in den Photomultipliern und die Amplitudenbewertung der Photomultiplier-Ausgangssignale durch die Schwellen der nachgeschalteten Diskriminator-Module (siehe Abschn. 3.7, Abb. 3.16) eindeutig von der Energiedeposition des Protons im Detektor und damit von dessen Vertexenergie abhängen. Statistische Fluktuationen der genannten Vorgänge und durch Vielfachstreuung hervorgerufene Richtungsänderungen, die ein Proton aus dem Akzeptanzbereich des Teleskops heraus- oder auch erst in diesen hineinlenken können, werden dabei nicht in Betracht gezogen. Unbeachtet bleiben aber vor allem gelegentliche starke Energieverluste durch inelastische Kernreaktionen, die ein betroffenes Proton entweder ganz dem Nachweis entziehen oder bei einer entsprechend niedrigeren als der korrekten Vertexenergie einordnen lassen; letzteres im besonderen dann, wenn ein solcher Energieverlust, der höchstens noch teilweise, über Wechselwirkungen von in der Reaktion freigesetzten Sekundärteilchen in Szintillationslicht umgesetzt werden kann, erst im Szintillator selbst stattfindet. Die Bedeutung inelastischer Kernreaktionen quantitativ zu verdeutlichen, sei angemerkt, daß auf der Basis der Reaktionsquerschnitte eines beispielsweise mit der kinetischen Energie $100 MeV$ in Blei bzw. in Kohlenstoff

Aufbau eines Vorwärts - Teleskops :



Aufbau eines Rückwärts - Teleskops :

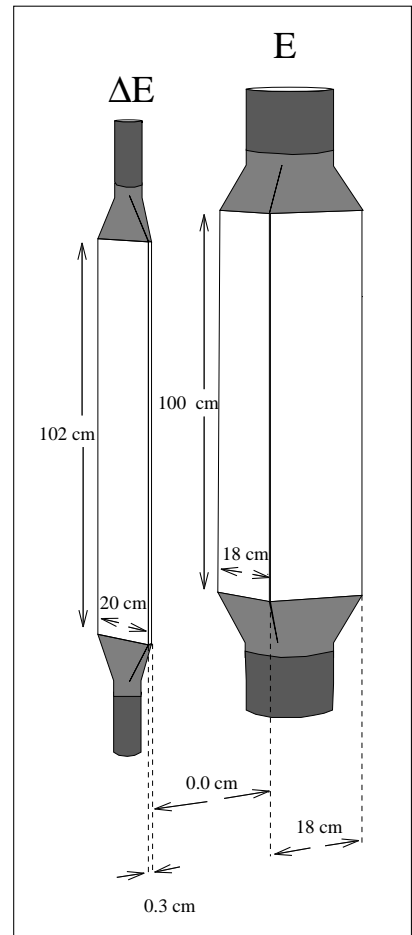


Abb.3.12: Elemente der Detektor-Teleskope

sich bewegenden Protons, $\sigma_p^{Pb}(100\text{MeV}) \simeq 1.8\text{ b}$ [GoS62] bzw. $\sigma_p^C(100\text{MeV}) \simeq 0.22\text{ b}$ [MeR69], Verlusten, V , solcher Protonen durch inelastische Kernreaktionen von etwa 8 % in dem 5 mm dicken Bleischild und von etwa 20 % in dem 18 cm dicken Stoppdetektor abgeschätzt werden können (dabei wurde die Beziehung $V = \rho l N_A / A \sigma_p$ zugrundegelegt; ρ bezeichnet die Dichte, l die Dicke des Absorbers, N_A die Avogadro-Konstante und A die Massenzahl der Absorberkerne). Elastische Proton-Kern-Stöße spielen wegen der im Verhältnis zur Energieauflösung nur geringen Energieverluste keine so große Rolle. Eine weitere merkliche Unsicherheit resultiert aus Abweichungen von den Bedingungen der unterstellten Standardtrajektorie: insbesondere Protonen, die schräg in Randzonen auftreffen, können den Szintillator streifend passieren, d.h. wieder verlassen, ohne die ihrer kinetischen Energie mögliche Dicke an Szintillatormaterial durchlaufen zu haben; die dabei entsprechend geringer ausfallende Energiedeposition läßt auf zu niedrige Vertexenergien schließen.

Die Korrektur der Einflüsse derartiger im Experiment unerkannt bleibender Sonderfälle auf die vorläufigen, mit dem Idealzusammenhang gewonnenen Verteilungen der Protonen-Vertexenergien wird für die einzelnen Teleskope in deren Effizienzen $\varepsilon(T_{p'})$ zusammengefaßt. Die Bestimmung der Effizienzen wurde mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen in einer eigenen, im Rahmen einer Diplomarbeit [Kle95] durchgeführten Studie unternommen. Unter Berücksichtigung der spezifischen geometrischen und materialen Verhältnisse der gegenwärtigen Experimentaufbauten wurde dabei wesentlicher Gebrauch von dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT [CER94] gemacht.

Die Hauptpunkte der Simulation seien im folgenden umrissen und die ermittelten Effizienzen $\varepsilon(T_{p'})$ für in den E-Szintillatoren gestoppte Protonen (auf die auch die Auswertung der Meßdaten sich beschränkt) vorgestellt.

Eine Schwierigkeit in der Grundlegung der Simulation rührt daher, daß das hier geforderte $\varepsilon(T_{p'})$ an einer Energieposition $T_{p'}$ nicht nur Teilchenverluste berücksichtigen muß, sondern auch Teilchenzugänge, die infolge der oben angeführten Sonderfälle, obwohl tatsächlich zu einer höheren Vertexenergie gehörend, fälschlicherweise an dieser Position eingeordnet werden; eine Konsequenz daraus ist, daß $\varepsilon(T_{p'})$ vom Verlauf des unbekanntes, tatsächlichen Spektrums der Vertexenergie abhängig, die Verwendung eines in dieser Energie gleichverteilten, simulierten Startspektrums der Protonen zur Ermittlung von $\varepsilon(T_{p'})$ jedenfalls nicht hinreichend ist. Als beste bekannte Näherungen werden daher Startenergie-Verteilungen simuliert, die die Form der aus der Messung gewonnenen, vorläufigen Verteilungen besitzen (vorwärtig: exponentiell abfallend, rückwärtig: für Energien oberhalb 110 MeV exponentiell abfallend, für geringere Energien flacher). Die Startorte der Protonen werden - in einem Volumen mit den Abmessungen der effektiven Wechselwirkungszone des Strahls im Target - längs des Strahls gleichverteilt und im Strahlquerschnitt gaußverteilt, die Startrichtungen isotrop verteilt angenommen. Für ein großes Ensemble solcherart simulierter Startwerte werden dann Spuren in einem das Teleskop weiträumig überdeckenden Kegel erzeugt. Die Spurkonstruktion erfolgt schrittweise über die bekannten physikalischen Wechselwirkungen der Protonen in den Materialien zwischen Target und Teleskop - also über Anregung und Ionisation der Atome, Vielfachstreuung und inelastische Kernreaktionen -, die jeweils mit einer Häufigkeitsverteilung, die deren Wirkungsquerschnitte für die aktuelle Proton-Energie simuliert, generiert werden. Energieverlust, Richtungsänderung und die Produktion von Sekundärteilchen sind so mit statistischen Schwankungen in die Spurpropagation eingebunden. Protonen und geladene Sekundärteilchen werden solange verfolgt, bis sie entweder ihre Energie vollständig abgegeben oder den Bereich des Interesses (den Simulationskegel) verlassen haben. Für den unterdessen

über atomare Anregung und Ionisation in einen Szintillator abgegebenen Energieanteil, wird die erzeugte Menge Szintillationslichts berechnet, das dann in Abhängigkeit von seinem Entstehungsort und unter Einbeziehung der aus dem Experiment bekannten Werte der Lichtdämpfung des Szintillators und der relativen Verstärkung der beiden Photomultiplier in relative Pulshöhen umgerechnet wird. Hier kommt ein freier Parameter ins Spiel, mit dem die relativen Pulshöhen der Simulation - für alle Szintillatoren - an die im Experiment durch die eingestellten Diskriminatorschwellen der Ausleseelektronik erfolgende absolute Pulshöhenbewertung angepaßt werden müssen (d.h., die Energieskalen simulierter und experimenteller Pulshöhen- bzw. ADC-Spektren müssen zur Deckung gebracht werden; dazu reicht ein freier Parameter, da die Verhältnisse der Diskriminatorschwellen festliegen). Die so erhaltenen simulierten, absoluten Pulshöhen der verschiedenen Detektoren eines Teleskops werden dergleichen logischen Bedingungen unterworfen, mit denen im Experiment durch die Trigger-Elektronik entschieden wird, ob ein Teleskop-Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Ob ein Proton im E-Szintillator gestoppt wurde, wird mit dergleichen Pulshöhenschwellen der ΔE -Detektoren, die dazu bei der Auswertung der experimentellen Daten verwendet werden, entschieden. Schließlich wird den simulierten Pulshöhen eines E-Szintillators (ebenso wie den gemessenen Pulshöhen) unter Annahme besagten Idealzusammenhangs eine Vertexenergie zugeordnet. Aus der Division der damit vorliegenden, simulierten Energie-Spektren akzeptierter, gestopppter Protonen durch die ursprünglich generierten, auf den Raumwinkel des Teleskops normierten (d.h. mit dem Faktor $\Omega_{Telesk.} / \Omega_{Sim.-Kegel}$ versehenen) Energie-Spektren der im Target startenden Protonen erhält man die Effizienz-Spektren des Nachweises gestopppter Protonen in Abhängigkeit von deren Vertexenergie.

Für den vorwärtigen Detektorarm sind die Effizienzen aller Teleskope nahezu gleich. Eines dieser Spektren ist in der Abbildung 3.13 wiedergegeben. Neben einem gleichmäßigen, leichten Rückgang der Effizienz mit ansteigender Vertexenergie, ist am niederenergetischen Rand des Akzeptanzbereichs der Einfluß der Diskriminatorschwellen des E -Detektors, am hochenergetischen der Einfluß der das Stopp-Kriterium ausmachenden, oberen Pulshöhenschwellen der ΔE -Detektoren zu erkennen.

Die Effizienz-Spektren der vier Rückwärts-Teleskope differieren erheblich. Der Grund dafür liegt in der Notwendigkeit einer individuelleren Einstellung der Diskriminatorschwellen und der Photo-

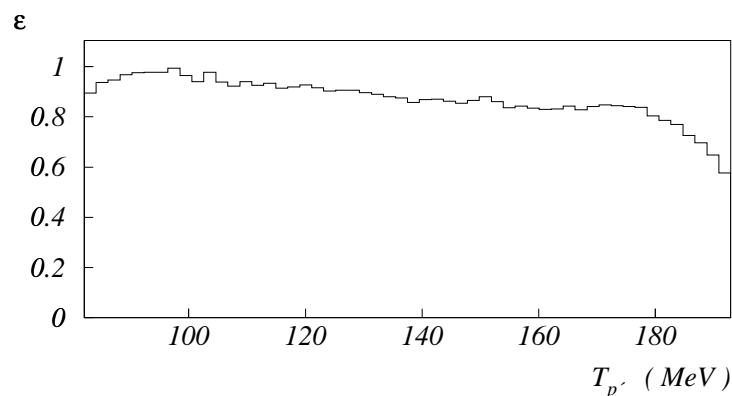


Abb.3.13: Effizienz des Nachweises in einem Vorwärts-Teleskop gestopppter Protonen in Abhängigkeit von deren kinetischer Energie am Vertex

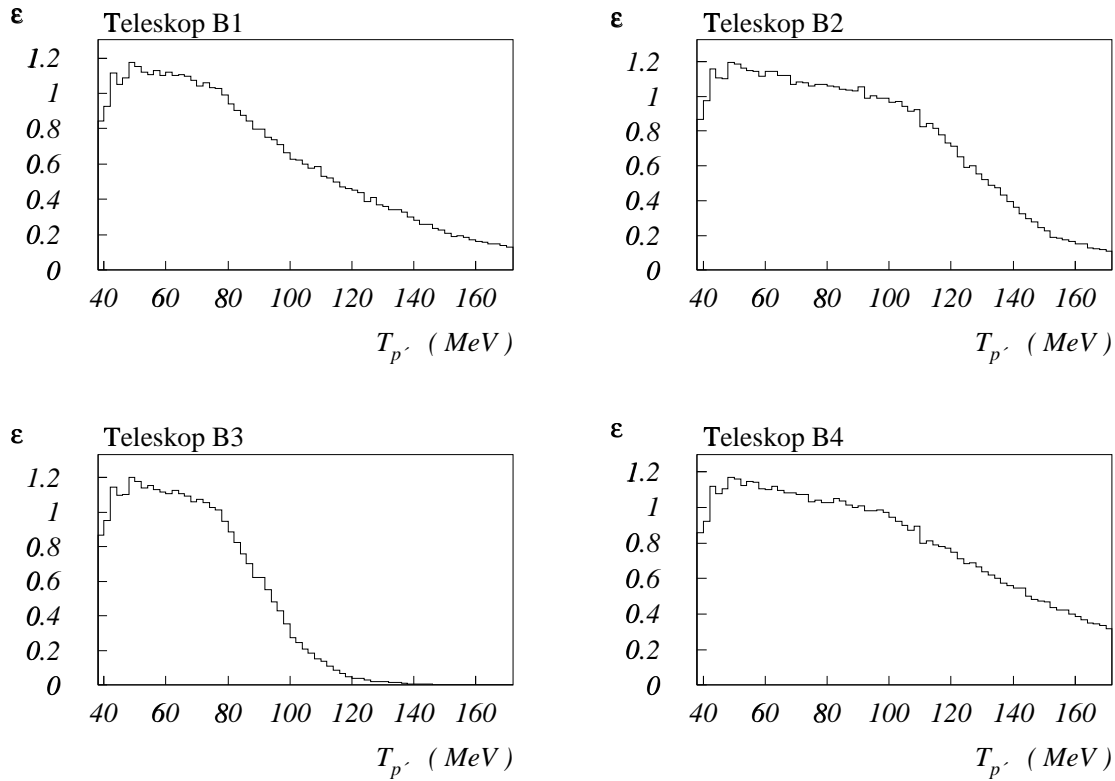


Abb.3.14: Effizienzen des Nachweises gestoppter Protonen für die vier Rückwärts-Teleskope in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Protonen am Vertex

multiplier-Hochspannungen bei diesen - nur mit einem ΔE -Detektor ausgerüsteten - Teleskopen. Die Diskriminatorschwellen der rückwärtigen ΔE -Detektoren wurden zudem sehr hoch eingestellt, um niederenergetischen und pionischen Untergrund zu unterdrücken. Dadurch wurde gleichzeitig die Nachweiswahrscheinlichkeit für höherenergetische Protonen, die nur geringen spezifischen Energieverlust erleiden und daher wenig Licht in einem dünnen ΔE -Detektor erzeugen, erheblich verringert. Effizienz-Spektren dieser Teleskope sind in der Abbildung 3.14 gezeigt.

Die Effizienz der rückwärtigen Teleskope wird im unteren Bereich der Energieakzeptanz größer als 1, während sie für die vorwärtigen Teleskope stets kleiner als 1 ist. Dieses Phänomen ist durch das Zusammenwirken zweier Effekte erklärbar. Einerseits führen die massive Abschirmung durch das 5 mm starke Bleischild und die dickere Ausführung der ΔE -Detektoren dazu, daß vorwärtig mehr Protonen als rückwärtig, bevorzugt bei niedrigen Energien, durch Streuung oder Kernabsorption dem Nachweis verlorengehen. Nur diesen Effekt betrachtend, wäre die Effizienz in beiden Fällen kleiner als 1, vorwärtig jedoch deutlicher als rückwärtig. Andererseits treten jene Protonereignisse (Kernabsorption im Szintillator, nur streifender Durchgang) ein, bei denen weniger Licht im E-Detektor erzeugt wird als es der tatsächlichen Energie der Protonen entspräche. Die Effizienz eines Protonnachweises bei niedrigen Energien wird dadurch, unter Minderung der Effizienz bei höheren Energien, vergrößert. Auf der Basis einer ohnehin hohen Effizienz im unteren Energieakzeptanz-Bereich führt dieser Effekt bei den Rückwärts-Teleskopen zu einer Effizienz, die größer als 1 ist.

In einer Sondermessung wurden ΔE -Detektor und E -Detektor bei logischem ODER (mit logi-

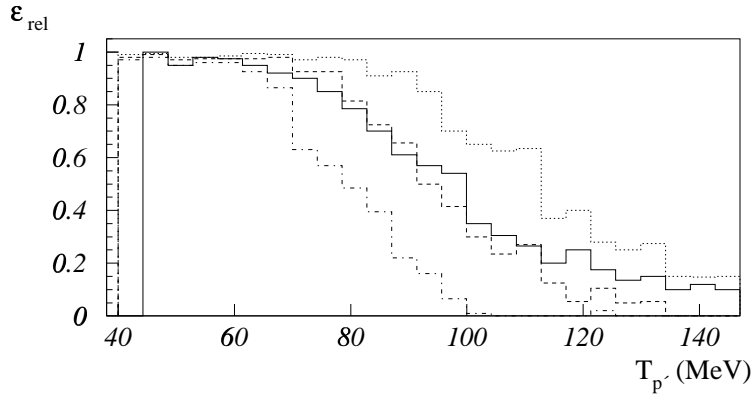


Abb.3.15: Experimentell gewonnene (durchgezogene Linie) und mit verschiedener Anpassung an die Diskriminatorschwellen simulierte Relativ-Effizienz des Rückwärts-Teleskops B3 gegen dessen E -Detektor

schem UND zum Elektronnachweis) betrieben. Aus dieser Messung kann das Verhältnis der Koinzidenzzählrate des Teleskops zur Einzelzählrate des E -Detektors, $N_{\Delta E \wedge E}(T_{p'}) / N_E(T_{p'})$, d.h. die relative Effizienz ε_{rel} von Teleskop und E -Detektor, bestimmt werden. Diese Größe ermöglicht eine gewisse experimentelle Überprüfung der Simulation, insbesondere was den Einfluß der Diskriminatorschwellen der ΔE -Detektoren betrifft. In der Abbildung 3.15 sind ein experimentell gewonnenes und das zugehörige simulierte Spektrum dieser relativen Effizienz für das rückwärtige Teleskop B3, dessen Effizienz am stärksten durch die hohen Diskriminatorschwellen reduziert wird, verglichen. Dabei ist gleichzeitig die oben erwähnte Anpassung der simulierten Spektren an die experimentellen Diskriminatorschwellen demonstriert: die experimentell ermittelte und die mit der aktuell verwendeten Schwellen-Anpassung simulierte Relativ-Effizienz stimmen gut überein, während Anpassungen, die einer 14 % höheren bzw. niedrigeren Diskriminatorschwelle entsprechen, den experimentellen Verlauf deutlich verfehlen.

Die Effizienz-Spektren variieren geringfügig mit der kinematischen Situation, da sowohl die Massenbelegung zwischen Target und Detektor sich ändert als auch Photomultiplier-Hochspannungen und Diskriminatorschwellen für die jeweilige Situation optimiert wurden. Die in den Abbildungen gezeigten Effizienzen beziehen sich alle auf Kinematik 3.

3.7 Die Trigger-Logik und das Datenaufnahmesystem

Die minimalen Bedingungen, die ein von den Detektoren nachgewiesenes Ereignis erfüllen muß, um als Kandidat für die Reaktion des Interesses zu gelten, werden durch die Trigger-Logik festgelegt. Nur die Meßwerte solcher Ereignisse, die diesen ersten, elektronisch realisierten Test bestehen, werden als Daten akquiriert.

Eine schematische Darstellung der Trigger-Logik dieses Experimentes ist in der Abbildung 3.16 gegeben.

Die Trigger-Logik ist so angelegt, daß der koinzidente Nachweis eines Elektrons und eines Protons in einem der beiden parallel betriebenen Hadronendetektor-Arme bereits zur Auslösung eines Master-Triggers - also dem Start des Datenaufnahmesystems - führt, sofern dieses nicht noch

durch die Digitalisierung eines vorherigen Ereignisses blockiert wird. Auf diese Weise werden sowohl die Zweifach-Koinzidenzen $(e, p_{vorw.})$, $(e, p_{rückw.})$ als auch die Dreifach-Koinzidenzen $(e, p_{vorw.}, p_{rückw.})$ erfaßt. Die Koinzidenzbreite, d.h. das Zeitintervall innerhalb dessen der Nachweis von Ereignissen in den einzelnen Detektor-Armen erfolgt sein muß, um deren Gesamtheit als koinzidentes, potentiell ein und derselben Kernreaktion entstammendes, Ereignis zu würdigen, ist von der Größenordnung 100 ns .

Die validen Elementar-Ereignisse im Spektrometer und den Teleskopen der beiden Hadronendetektor-Arme werden durch die Trigger-Logik in der folgenden Weise definiert:

- als potentielle Elektronen, e , werden die Ereignisse akzeptiert, die gleichzeitig in allen vier Szintillations-Detektoren des Spektrometers (Z1-Z4, Abb. 3.8) ein Signal erzeugen
- als potentielle vorwärtige Protonen, $p_{vorw.}$, werden die Ereignisse gewertet, die im oberen und im unteren Photomultiplier beider ΔE -Detektoren ein Signal erzeugen
- als potentielle rückwärtige Protonen, $p_{rückw.}$, werden Ereignisse betrachtet, die im oberen und im unteren Photomultiplier sowohl des ΔE -Detektors als auch des E -Detektors ein Signal erzeugen.

Die Entscheidung, ab welcher Amplitude ein Puls am Ausgang der diversen Photomultiplier als Signal zu werten ist, wird dabei durch einstellbare Schwellen in unmittelbar auf die Photomultiplier folgenden Diskriminator-Modulen getroffen. Für Pulse, deren Amplituden die Schwellen übersteigen, generieren diese Module logische Ausgangspulse, die den Ankunftszeiten der analogen Eingangspulse zeitkorreliert sind. Die Auslesekanäle der ΔE -Detektoren in den vorwärtigen Teleskopen sind mit Constant-Fraction Diskriminatoren ausgerüstet, wodurch die Messung des Trefferzeitpunkts eines Teilchens weitgehend unabhängig von der Anstiegszeit des im Detektor generierten Analogsignals wird. Alle anderen Auslesekanäle sind mit Leading-Edge Diskriminatoren bestückt. Die von diesen Modulen nicht kompensierte Kopplung zwischen der Trefferzeitpunkts-Bestimmung und der Signalhöhe, der sogenannte „time-walk“, wird nachträglich in der Auswertung korrigiert. Die Festlegung des Trefferzeitpunkts für „on-line“-Anforderungen, insbesondere der Koinzidenzstufen in der Trigger-Logik, kann mit Leading-Edge Diskriminatoren hinreichend genau durchgeführt werden.

Solange das Datenaufnahmesystem ein Ereignis bearbeitet, wird die Weiterleitung eines Elektron-Triggers, e_{live}^- , und damit die mögliche Auslösung eines neuerlichen Master-Triggers verhindert. Ein logisches UND zwischen einsatzbereiter Datenaufnahme und einem e_{live}^- -Trigger bildet den letztlich wirksamen Elektron-Trigger, e_{veto}^- .

Die durch den Datenaufnahmevergung verursachte Totzeit der Messung ist durch das Verhältnis der Trigger-Raten von e_{veto}^- zu e_{live}^- bestimmt.

Im Falle eines Master-Triggers werden sämtliche Detektor-Ausgänge derjenigen Detektor-Arme, in denen ein valides Elementar-Ereignis registriert wurde, ausgelesen. Dazu werden die Zeitpunkte und Amplituden der durch einen Teilchentreffer generierten Analogsignale jeweils mit TDCs (Time to Digital Converter) bzw. ADCs (Analog to Digital Converter) digitalisiert. Die aus Draht-Ansprechern in den Vieldrahtproportionalkammern des Spektrometers (K1-K4, Abb. 3.8) bestehende Information über die Elektronspur im Spektrometer wird mithilfe des PERSEUS-Systems [BrS72] ausgelesen, kodiert und in Scaler-Module eingetragen.

Alle Zeitpunkte von Teilchentreffern in den Detektoren werden relativ zum Detektionszeitpunkt

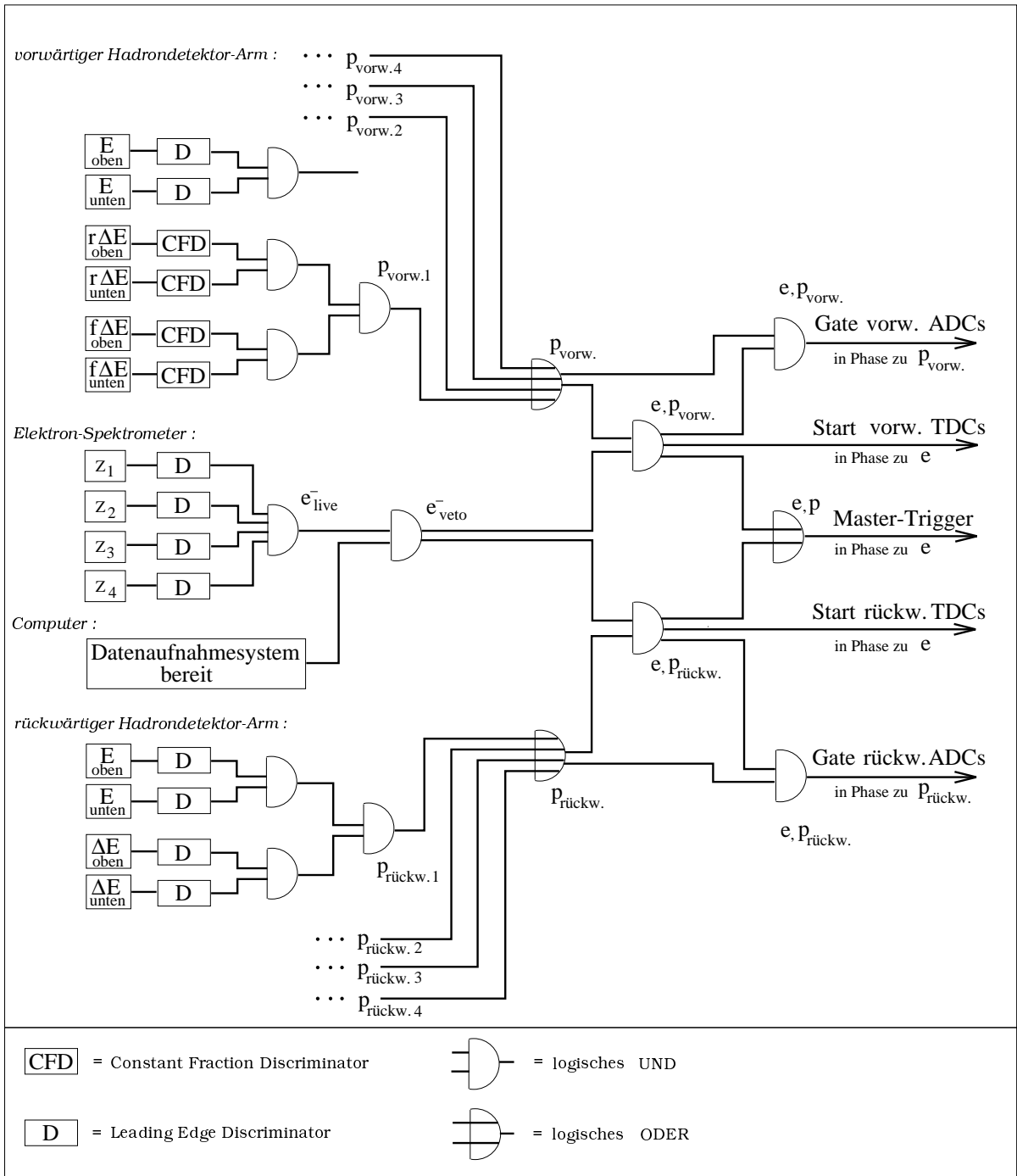


Abb.3.16: Schema der Trigger-Logik zur Aufnahme von $(e,e'p)$ und $(e,e'pp)$ Ereignissen

des Elektrons im Szintillator Z1 gemessen. Das heißt, alle TDCs der betroffenen Detektor-Arme werden in Phase zum Zeitsignal dieses Detektors gestartet. Die TDCs der Detektoren, in denen ein Teilchen nachgewiesen wurde, werden dann in Phase zu den dort generierten Signalen, die TDCs der nicht betroffenen Detektoren nach einer gewissen Zeit von selbst (durch das entsprechend verzögerte Startsignal) gestoppt.

Durch Setzen eines sogenannten Gates wird die Sensitivitäts-Periode der ADCs initiiert. Diese Gates werden gemeinsam mit dem Master-Trigger, aber in Phase zu den tatsächlich zu digitalisierenden Analogsignalen der jeweiligen Detektor-Arme, gesetzt. Dadurch wird der Initialisierungszeitpunkt der ADCs in den Hadronendetektor-Armen unabhängig von Flugzeitunterschieden der nachgewiesenen Teilchen. Die Länge der Sensitivitäts-Periode der ADCs (die Dauer, während der das Gate-Signal anliegt) kann so enger eingestellt werden, da die Flugzeit-Variabilität nicht berücksichtigt werden muß.

Synchron zu den Meßwerten der Detektor-Arme wird eine Reihe weiterer Daten festgehalten; unter anderem: der aktuelle Wert der vom Faraday-Cup akkumulierten Ladung, das momentane Tastverhältnis und die HF-Phase der Beschleuniger.

Zu Einstellungs- und Überwachungszwecken im Experimentverlauf (aber auch mit der Hoffnung auf eine einfachere Klassifikation der Daten in der Auswertung) wurde darüberhinaus eine große Menge grundsätzlich redundanter Information aufgenommen. So wurden für die Koinzidenzstufen „Teleskop-Ereignis“ und „Detektor-Arm-Ereignis“ der Trigger-Logik sogenannte Ereignis-TDCs eingesetzt, die nur dann im sinnvollen Bereich gestoppt werden, wenn die entsprechende Koinzidenz vorliegt. Die „Teleskop-Ereignisse“ wurden außerdem in Koinzidenzregister einsortiert, um eine Übersicht über die Treffer-Multiplizitäten in den Hadronendetektor-Armen zu erhalten. Schließlich wurden die Signale aller Detektorausgänge und Koinzidenzstufen mit Scaler-Modulen gezählt und teilweise über Sicht-Scaler während des Experiments direkt beobachtbar gemacht.

Die konkrete Realisierung der Auslese- und der Trigger-Elektronik wurde mit standardisierten NIM- und CAMAC-Modulen vorgenommen. Im einzelnen wurden für die Elektronik des Elektron-Arms und des vorwärtigen Hadronendetektor-Arms Module mit NIM-Standard verwendet, während die Elektronik des rückwärtigen Hadronendetektor-Arms durch Module mit ECL-Standard verwirklicht wurde. Erwähnenswert ist, daß die Koinzidenzen der Trigger-Logik des rückwärtigen Detektor-Arms mit zwei kaskadierten PLUs (Programmable Lookup Units) gebildet werden. Diese PLU-Module ermöglichen es, einem Eingangs-Muster aus 16 koinzidenten Logik-Pulsen, frei programmierbar, ein beliebiges Ausgangs-Muster von 16 Logik-Pulsen zuzuordnen. Ein Vorteil der ECL-Module ist der sehr kompakte Aufbau; es können allerdings nicht so hohe Zählraten prozessiert werden, wie dies mit NIM-Modulen möglich ist.

Die digitalisierten Meßwerte werden dann mit einem VME-Rechner, auf dem das an der Universität Mainz entwickelte Datenerfassungssystem MECDAS (Mainz Experiment Control and Data Acquisition System) eingerichtet ist, aus den CAMAC-Modulen ausgelesen und auf eine VAX3200 Workstation transferiert. Auf diesem Rechner ist das von der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt entwickelte Programmpaket GOOSY (GSI Online Offline Analysis System) installiert, mithilfe dessen die „on-line“-Analyse der Daten durchgeführt wird. Schließlich werden die Daten von der VAX-Station aus auf Magnetbändern gesichert. Einzelheiten zur Handhabung und zur Anpassung der Programmpakete MECDAS und GOOSY an die jeweilige logische Struktur eines Experiments sind in [För91] angegeben.

4 Auswertung des Experimentes

4.1 Überblick

Ziel der Auswertung ist es, die im Experiment aufgenommenen Rohdaten in physikalisch relevante, d. h. solche Größen zu überführen, in denen unmittelbar oder mittelbar - im Vergleich mit theoretisch abgeleiteten Erwartungen - die Natur des Streuvorgangs oder Eigenschaften des Targetkerns greifbar werden. Die Rohdaten bestehen in einer per Ereignis vorliegenden, strukturierten Gesamtheit von Meßwerten der eingesetzten Detektoren, die zunächst nur Auskunft über das Vorkommen, den Zeitpunkt der Detektion und großenteils auch über die Amplituden teilchen-induzierter Signale geben. Durch den experimentellen Aufbau im allgemeinen und im besonderen durch die Trigger-Logik und die mithilfe der „on-line“-Analyse eingestellten Schwellen und Betriebsparameter der Detektoren ist bereits eine gewisse Vorauswahl in der logischen Struktur und den Akzeptanzbereichen der Ereignisse getroffen.

Die einzelnen Meßwerte eines Detektors, für sich genommen, reflektieren dabei nicht unbedingt eindeutig eine Eigenschaft des detektierten Teilchens. Dies entweder deshalb, weil dieser Meßwert durch mehrere, unabhängig voneinander variierende Teilcheneigenschaften geprägt wird oder von wirksamen, zunächst nicht bekannten Parametern des Detektors - wie etwa der Verstärkung der Photomultiplier - abhängt.

Die Bestimmung dieser grundlegenden Parameter zur Herstellung einer eindeutigen Zuordnung zwischen den Meßwerten und Eigenschaften der nachgewiesenen Teilchen bildet die Basis der Auswertung. So sind die Signalamplituden der Szintillationsdetektoren vom Energieverlust und dem Trefferort der Teilchen im Szintillator aber auch von der Dämpfung des Szintillationslichts auf seinem Weg zu den Photomultipliern und der Verstärkung der Photomultiplier selbst abhängig. Bei den gemessenen Zeitpunkten einer Teilchendetektion in den Szintillatoren muß die vom Trefferort abhängige Laufzeit des Lichtes in diesen Detektoren und, sofern Leading-Edge-Diskriminatoren eingesetzt sind, eine Kopplung zwischen dem Detektionszeitpunkt und der Signalamplitude, der sogenannte „time-walk“, berücksichtigt werden.

Die Detektionszeitpunkte, oder vielmehr die daraus bestimmten relativen Flugzeiten der Teilchen, werden wesentlich zur Präzisierung des Koinzidenzkriteriums und damit der Klassifikation von Ereignistypen genutzt.

Die Summe der („time-walk“-korrigierten) Detektionszeitpunkte eines Teilchens im oberen und unteren Auslesearm eines Hadronendetektors ist ein von apparativen Einflüssen unabhängiges Maß für dessen Flugzeit relativ zur Detektion des ereigniszugehörigen Elektrons im Szintillator Z1 des Spektrometers. Die Flugzeitverteilungen sind von der Impulsverteilung der Teilchen und von deren - über die Koinzidenz entscheidenden - Phasenlagen zum Zeitpunkt der Detektion des Elektrons bestimmt. Die Auftragung der relativen Flugzeiten gegen die Lichtausbeuten der Teilchen separiert diese beiden Einflüsse und ist daher auch selektiv in der Teilchensorte, genauer der Masse der Teilchen. Die Bildung der Differenz zwischen der gemessenen Verteilung der Flugzeiten in Abhängigkeit von der Lichtausbeute und der entsprechenden, unter Berücksichtigung der materialen und geometrischen Gegebenheiten des experimentellen Aufbaus, berechneten, erwarteten Flugzeitverteilung führt zum sogenannten korrigierten Flugzeit- oder auch Startzeit-Spektrum der betrachteten Teilchensorte. Anhand dieses Spektrums, in dem die Phasenlagen der Teilchen eines Ereignisses isoliert vorliegen, wird letztlich zwischen echten und zufälligen Koinzidenzen unterschieden. Im Fall der Dreifach-Koinzidenzen werden zu diesem Zweck die korrigierten Flugzeiten beider Hadronendetektor-Arme gegeneinander aufgetragen.

Ein nächster Schritt im Hinblick auf die physikalische Interpretation der Rohdaten ist die Bestimmung der Impulsvektoren der einzelnen in den Detektor-Armen nachgewiesenen Teilchen. Der Impulsvektor der Elektronen wird mit Standardverfahren aus den Drahtkammer-Daten des Spektrometers gewonnen. Die Impulsrichtungen der in den vorwärtigen und rückwärtigen Hadronendetektoren nachgewiesenen Teilchen werden über die Verbindungslinie zwischen dem Target-Mittelpunkt und dem Trefferort eines Teilchens in den ΔE -Detektoren der Teleskope (im vorwärtigen Detektor-Arm, genauer, des vom Target aus gesehen zweiten ΔE -Detektors) festgelegt. Die Trefferorte ihrerseits sind im horizontalen Winkel durch die Position des betroffenen Teleskops gegeben und können nicht weiter aufgelöst werden; der vertikale Winkel eines Teilchendurchgangs ist durch die Differenz der Zeitsignale des oberen und unteren Ausleseziweiges dieser Detektoren ermittelbar. Die Lichtausbeuten der einzelnen Hadronendetektoren sind selektiv im Energieverlust der nachgewiesenen Teilchen. Die konsekutiv generierten Signalamplituden eines Teilchens in den ΔE - und E -Detektoren eines Teleskops ermöglichen darüberhinaus, gegeneinander im sogenannten E - ΔE -Plot aufgetragen, innerhalb auflösungsbedingter Grenzen die Identifizierung und die Bestimmung der Energie dieser Teilchen. Bei den rückwärtigen Teleskopen wird dieser Weg gegangen. Für die vorwärtigen Teleskope wird so nur eine Teilchenidentifizierung vorgenommen. Die Energiebestimmung der vorwärtig detektierten Protonen erfolgt über die Eichung der Signalamplituden der E -Detektoren an der mit dem Elektron-Spektrometer absolut gemessenen Energie der koinzidenten, gestreuten Elektronen für die kinematisch vollständig bestimmten Ereignisse im quasielastischen Rücken der Zweikörper-Aufbruch Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)t$.

Im weiteren werden dann die Impulsvektoren der Teilchen eines Ereignisses in Beziehung gesetzt, um Aufschluß über die im Target abgelaufene Reaktion zu erhalten. Die sechs respektive neun unabhängigen experimentellen Variablen der Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzen werden dazu auf eine geringere Anzahl sekundärer, physikalisch prägnanterer Variablen abgebildet. Dies ist einerseits zur Interpretation der Daten sinnvoll, andererseits aber auch notwendig, um in den experimentellen Verläufen der betrachteten Variablen Ereigniszahlen mit hinreichender statistischer Genauigkeit zu erreichen. Derartige sekundäre Variablen sind unter anderem der Energietransfer, ω , und für die Zweifach-Koinzidenzen die Missing-Energy, E_m , und das Missing-Momentum, P_m , und für Dreifach-Koinzidenzen entsprechend die Double-Missing-Energy, E_{2m} , das Double-Missing-Momentum, P_{2m} , oder auch der Winkel zwischen den beiden gemessenen Kernejektilen, $\Omega_{p1,p2}$, sowie deren Relativimpuls, P_{rel} .

Die Kontamination der echten Koinzidenzen mit zufälligen Koinzidenzen gleicher Phasenlage wird in den jeweils untersuchten sekundären Variablen korrigiert. Das heißt, die Verteilung der echten wie der zufälligen Koinzidenzen wird in Abhängigkeit von diesen Variablen bestimmt. Die Verteilung der zufälligen Koinzidenzen wird dann auf den von den echten Koinzidenzen im Startzeitspektrum eingenommenen Zeitbereich normiert und von der Verteilung der echten Koinzidenzen abgezogen.

In Leertargetmessungen wurde der Anteil und die Verteilung der Untergrundereignisse bestimmt. Die Form der Untergrundspektren ist für Zweifach-Koinzidenzen der mit vollem Target gewonnenen Spektrenform sehr ähnlich. Dieser Untergrund wird daher - nach Normierung auf die jeweils im Faraday-Cup akkumulierte Ladung - integral abgezogen. Die geringe Zählrate der Dreifach-Koinzidenzen erlaubt für diese keine dedizierte Leertargetmessung innerhalb einer akzeptablen Meßdauer. Es wird angenommen, daß der relative Untergrundanteil in den Dreifach-Koinzidenzen dem für die Zweifach-Koinzidenzen ermittelten entspricht.

Die bezüglich des Untergrunds und der zufälligen Koinzidenzen bereinigten Ereigniszahlen wer-

den dann, wiederum in den jeweils gewählten sekundären Variablen, auf homogene apparative Bedingungen bezogen. Das heißt, für jedes „bin“, in einer jeden dieser Darstellungen wird ein Korrekturfaktor berechnet, der die Effizienzen von Spektrometer und Hadron-Teleskopen und die geometrischen Akzeptanzen des apparativen Aufbaus in den verschiedenen Kinematiken berücksichtigt. Die Berechnung dieses sogenannten Phasenraums wird konkret mithilfe von Monte-Carlo Methoden durchgeführt.

Die Effizienz der Drahtkammern des Spektrometers und die Totzeit des Datenaufnahmesystems werden für jeden „Meß-run“ separat korrigiert.

Mit der Normalisierung der Ereigniszahlen auf die Massenbelegung des Targets, die mittels der Messung elastischer Streuung der Elektronen an ${}^4\text{He}$ überprüft wurde, und auf die in allen berücksichtigten „Meß-runs“ einer kinematischen Situation akkumulierte Ladung erhält man schließlich für die Zweifach-Koinzidenzen einen sechsfach-differentiellen und für die Dreifach-Koinzidenzen einen neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von den gewählten sekundären Variablen.

Diese Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf einen ideal verlaufenden Streuprozeß des Elektrons, bei dem neben der Abstrahlung des virtuellen Photons in der Reaktion des Interesses keine weiteren radiativen Prozesse erfolgen. Im realen Streuvorgang können freilich solche zusätzlichen Energieverluste des Elektrons durch Strahlungsabgabe auftreten. Das führt dazu, daß der gemessene Energieverlust des Elektrons größer ist als der tatsächliche Energietransfer in der eigentlichen Reaktion, - dem relevanten virtuellen Photon also eine zu hohe Energie (und auch eine unzutreffende Richtung) zugeschrieben wird. Die Wirkungsquerschnitte der Zweifach-Koinzidenzen werden auf der Basis eines von Mo und Tsai [MoT69] angegebenen Verfahrens mithilfe von Entfaltungsmethoden bezüglich radiativer Effekte korrigiert. Für die Dreifach-Koinzidenzen wird keine Strahlungskorrektur durchgeführt.

In der Folge werden aus den sechsfach-differentiellen, strahlungskorrigierten und auf die (E_m, P_m) -Ebene projizierten Wirkungsquerschnitten sogenannte reduzierte Wirkungsquerschnitte ermittelt. Die Reduktion besteht darin, den Wirkungsquerschnitt in jedem (E_m, P_m) -„bin“ durch eine für dieses „bin“ berechnete Größe $k \cdot \sigma_{cc1}$ zu dividieren; dabei ist $k = E_{p'} P_{p'}$ ein kinematischer Faktor und σ_{cc1} ein spezieller, durch eine Berechnungsvorschrift von T.deForest [deF83] definierter „off-shell“-Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung (sh. Abschn. 2.4). Unter Voraussetzung der Impulsapproximation und vernachlässigend, daß σ_{cc1} nur eine Näherungsdarstellung des tatsächlichen „off-shell“-Wirkungsquerschnitts ist, kann der reduzierte Wirkungsquerschnitt mit einem Ausschnitt der Spektralfunktion $S(E_m, P_m)$ eines Protons in ${}^4\text{He}$ identifiziert werden. Auf der Basis dieser Identifizierung erhält man durch die Integration der reduzierten Wirkungsquerschnitte über E_m einen Ausschnitt aus der Impulsdichteverteilung $\rho(P_m)$ eines Protons in ${}^4\text{He}$. Die Einschränkung der Integration auf den E_m -Bereich des Zweikörper-Aufbruchs ${}^4\text{He}(e, e'p)t$ bzw. des Mehrkörper-(Kontinuum-)Aufbruchs ${}^4\text{He}(e, e'p)pd/pnn$ liefert die entsprechenden spezifischen Impulsdichte-Verteilungen $\rho_{pt}(P_m)$ und $\rho_{p\text{kont}}(P_m)$.

Die technische Behandlung der Daten wurde größtenteils mit den Programmpaketen OASE (Offline Analyse System Elan) [Fro93,2] und PAW (Physics Analysis Workstation) [CER95] bestritten.

Das Programm OASE gibt einen an die Struktur von Datensätzen anpaßbaren Rahmen vor, der die Bearbeitung dieser Daten mit Benutzer-definierten, experimentenspezifischen FORTRAN-Routinen erlaubt. Routinen zur Lösung von Standardaufgaben, die in jedem Experiment anfallen, wie der Rückrechnung der Elektrontrajektorien, sind fest eingebunden. Die Daten können mit Rücksicht auf implementierbare Testbedingungen in Histogramme eingetragen oder in neue,

geeignet gefilterte Datensätze transformiert werden. Das Programm PAW wird wesentlich zur Bearbeitung von Histogrammen und der graphischen Darstellung der Daten benutzt.

4.2 Bestimmung grundlegender Parameter

4.2.1 Zeit-Eichung der TDCs und Bestimmung der ADC-Offsets

Die TDCs setzen die Zeitdifferenz zwischen den Eintreff-Zeitpunkten eines Start- und eines Stopp-Signals in Kanalzahlen eines Zeitspektrums um. Diese Digitalisierung ist nahezu linear. Der Skalierungsfaktor ist grob ($\pm 10\%$) einstellbar; für die TDCs des Elektranspektrometers wurde dieser auf 100 ps/Kanal , für die TDCs der Hadrondetektoren auf 50 ps/Kanal eingestellt. Die genauen Skalierungsfaktoren der einzelnen TDCs wurden mithilfe von Pulssignalen fester Zeitdifferenz bestimmt.

Die ADCs konvertieren die während ihrer Sensitivitäts-Periode akkumulierte Ladung des Photomultiplier-Ausgangssignals in Kanalzahlen eines Spektrums, das dann relativen Intensitäten des Szintillations-Lichts entspricht. Zwischen den Kanalzahlen und der in den Hadrondetektoren generierten Lichtmenge besteht ein linearer Zusammenhang. Untergründereignisse in den Szintillatoren und elektronisches Rauschen der Photomultiplier verursachen einen Offset im ADC-Spektrum (Pedestal), der während des Experiments Schwankungen unterliegt. Bei einem validen Elementarereignis in einem der Teleskope werden die ADCs aller Detektor-Ausgänge des betroffenen Detektor-Arms ausgelesen. Die ADCs nicht betroffener Detektoren zeigen in diesem Fall nur den Offset. Diese Situation wird technisch durch die Bedingung eines „time-out“ im zugehörigen TDC-Spektrum isoliert. Mit dieser Test-Bedingung werden - für jeden „Meß-run“ separat - die Offset-Spektren der einzelnen Detektor-Ausgänge erzeugt. Die Kanalzahlen der Mittelwerte dieser Spektren werden jeweils als die Nullpunkte der ADC-Spektren für valide Ereignisse festgelegt.

4.2.2 Zusammenhang zwischen der vertikalen Trefferposition und der Differenz der Zeitsignale in den Hadrondetektoren

Mit der vertikalen Trefferposition in den Szintillations-Detektoren ist eine Aufteilung der Laufstrecken und damit der Laufzeiten des entlang der Teilchen-Trajektorie generierten Lichts zum oberen bzw. unteren Photomultiplier gegeben. Die Summe der Laufstrecken ist konstant gleich der Höhe der Szintillator-Balken; da die Geschwindigkeit der Lichtpropagation im Szintillator nicht vom Ort abhängt, ist auch die Summe der Laufzeiten konstant. Die Differenz der Laufzeiten steht in linearem Zusammenhang mit der vertikalen Trefferposition. Unterschiedliche Leitungslängen und Verarbeitungszeiten der signalvermittelnden Elektronik im unteren und oberen Ausleseweig bedingen dabei einen zusätzlichen, aber für alle Ereignisse konstanten Offset, t_d , der Signal-Laufzeiten bis zu den jeweiligen TDCs.

Damit ist der Zusammenhang zwischen der vertikalen Trefferposition, x , und den Zeitpunkten der Signalfeststellung im unteren und oberen TDC, t_u und t_o , (unter Vernachlässigung des „time-walk“-Effekts) als:

$$x = (t_u - t_o + t_d) \cdot v$$

gegeben. Zur Ermittlung von x wird zunächst der Offset, t_d , für jeden Detektor so geschoben, daß die Spektren „ $(t_u - t_o + t_d)$ “ symmetrisch um Null liegen. Der Skalierungsfaktor, v , läßt

sich dann mit der bekannten Höhe, L , der Szintillator-Balken ermitteln, indem die extremalen Zeitdifferenzen, „ $\pm (t_u - t_o + t_d)_{max}$ “, mit Trefferpositionen am oberen bzw. unteren Ende der Balken identifiziert werden:

$$v = \frac{L}{2 \cdot |(t_u - t_o + t_d)_{max}|} .$$

Die extremalen Zeitdifferenzen werden an den Flanken der Spektren festgemacht. Diese Flanken sind allerdings nicht scharf begrenzt; als Endpunkte eines Spektrums werden pragmatisch die Positionen betrachtet, bei denen Ereigniszahlen von nurmehr 10 % der maximalen im jeweiligen Spektrum vorkommenden (differentiellen) Ereigniszahl erreicht werden.

4.2.3 Lichtdämpfungskorrektur und Ermittlung der Photomultiplier-Verstärkungen in den Hadronendetektoren

Beim Durchlaufen des Szintillatormaterials auf der Strecke zu den Photokathoden der Multiplier wird die Intensität des Szintillationslichts abgeschwächt. Diese Dämpfung zeigt bekanntermaßen eine exponentielle Abhängigkeit von der durchlaufenen Strecke. Die Intensität der Signale am Ort der Lichterzeugung kann mit dem folgenden Ansatz rekalkuliert werden:

$$\begin{aligned} a_u &= k_u \cdot (a_u^{mess} - a_u^{off}) \cdot e^{-mx} \\ a_o &= k_o \cdot (a_o^{mess} - a_o^{off}) \cdot e^{+mx} \end{aligned}$$

mit:

- a_u, a_o = Intensität des Szintillations-Signals an der vertikalen Trefferposition
- a_u^{mess}, a_o^{mess} = gemessene Kanalzahlen der Analogsignale im unteren bzw. oberen ADC
- a_u^{off}, a_o^{off} = Kanalzahlen der jeweiligen ADC-Offsets unten, oben
- k_u, k_o = Verstärkungsfaktoren des unteren und oberen Photomultipliers
- m = Abschwächungskoeffizient des Lichts im Szintillatormaterial
- x = vertikale Trefferposition; der Nullpunkt ist in die Mitte der Balken gelegt.

Die korrigierten Werte a_u und a_o beschreiben das gleiche physikalische Analogsignal und sollten daher, unabhängig von der vertikalen Trefferposition x , gleich groß sein; das heißt:

$$\begin{aligned} 1 =: \frac{a_u}{a_o} &= \frac{k_u}{k_o} \cdot \frac{a_u^{mess} - a_u^{off}}{a_o^{mess} - a_o^{off}} \cdot \frac{e^{-mx}}{e^{+mx}} \\ &= k \cdot \frac{a_u^c}{a_o^c} \cdot e^{-2mx} . \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$\ln\left(\frac{a_o^c}{a_u^c}\right) = \ln(k) - 2 m x .$$

Die Auftragung von $\ln(a_o^c/a_u^c)$ gegen die vertikale Trefferposition, x , liefert als Steigung den Abschwächungskoeffizienten, m , und über den Achsenabschnitt das Verhältnis, k , der Photomultiplier-Verstärkungen. Nur dieses Verhältnis ist bestimmbar, so daß ohne weitere Einschränkung $k_u = 1$ gesetzt wird und die dazu relative Verstärkung des oberen Photomultipliers in Einheiten der Verstärkung des unteren gemessen wird. In der folgenden Abbildung 4.1 ist $\ln(a_o^c/a_u^c)$ gegen die Trefferposition, x , für einen der vorwärtigen $r\Delta E$ -Detektoren in einem „Meß-run“ der dritten Kinematik zusammen mit der zur Ermittlung von m und k angepaßten Geraden gezeigt. Die Konstruktion der Geraden erfolgt so, daß zunächst x in Intervalle zerlegt, dann für diese jeweils der Schwerpunkt in $\ln(a_o^c/a_u^c)$ bestimmt und schließlich eine lineare Regression mit den Schwerpunkten durchgeführt wird. An den Rändern der Szintillator-Balken wird die Kopplung unlinear; zur Anpassung der Geraden wird daher nur der x -Bereich von -40 bis $+40$ cm herangezogen.

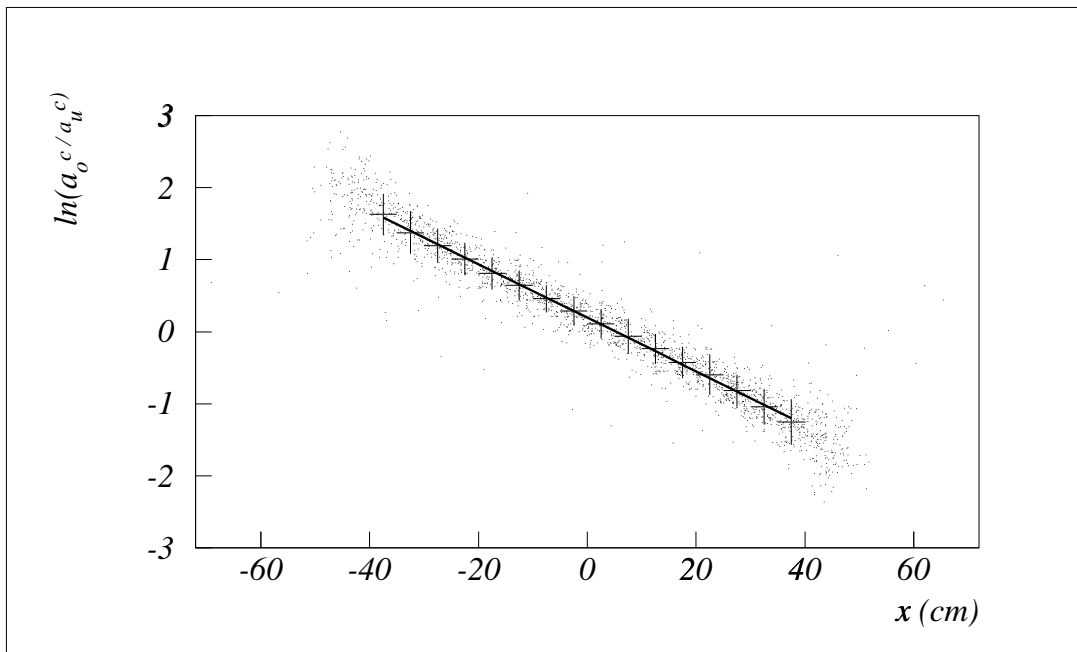


Abb.4.1: Logarithmus des Verhältnisses Offset-korrigierter Signalamplituden des unteren und oberen Ausleseziweigs eines der vorwärtigen $r\Delta E$ -Detektoren gegen die vertikale Trefferposition. Mit eingezeichnet ist die angepaßte Gerade

Mit Kenntnis der Abschwächungskoeffizienten, m , und der relativen Photomultiplier-Verstärkungen, k , kann die relative Intensität der Signale am Ort des Teilchentreffers, die Lichtausbeute, - dem Ansatz entsprechend - sowohl aus dem im oberen als auch dem im unteren Ausleseziweig

gemessenen Analogsignal rekonstruiert werden. Als Maß teilcheninduzierter relativer Lichtausbeute, A_{Licht} , wird letztlich das arithmetische Mittel beider Rekonstruktionen verwendet:

$$A_{Licht} = \frac{(k \cdot (a_o^{mess} - a_o^{off}) \cdot e^{+mx}) + (1 \cdot (a_u^{mess} - a_u^{off}) \cdot e^{-mx})}{2}.$$

4.2.4 Korrektur der Lichtlaufzeiten in den Szintillatoren des Elektronspektrometers und „time-walk“ Korrektur der Elektron-Zeitsignale

Der Zeitpunkt eines Teilchennachweises im Elektronspektrometer wird vier dünnen, rechteckigen Szintillatoren (Triggerdetektoren Z1 bis Z4, Abb. 3.8) entnommen. Während des Experimentes wird zur Bedienung der Triggerlogik und zur Auslösung der TDC-Starts stets die Zeitinformation des im Szintillator Z1 generierten Signals genommen. In der Auswertung kann jedoch die Zeitinformation eines jeden der Triggerdetektoren genutzt werden. Der Detektor Z2 zeigt die beste Zeitauflösung, daher werden in der Auswertung alle Zeiten auf das Signal dieses Detektors bezogen. Da im Experiment alle TDCs durch das gleiche Zeitsignal gestartet wurden, ist der Wechsel zu einem anderen Referenz-Zeitsignal ausnahmslos durch die Differenz der TDC-Spektren und des TDC-Spektrums des neuen Referenz-Signals gegeben; dieses Differenz-Spektrum ist insbesondere unabhängig von der ursprünglichen Referenz.

Der Zeitpunkt eines Teilchennachweises ist über die Lichtlaufzeit im Szintillatormaterial von der Position des Teilchendurchgangsortes im Szintillator abhängig. Da die Szintillatoren nur an einer Kante mit einem Photomultiplier ausgerüstet sind, ist die intrinsische Ortsbestimmung eines Teilchendurchgangs analog zu dem bei den Hadronendetektoren angewendeten Verfahren hier nicht möglich. Der Abstand des Elektronendurchtrittsortes von der Auslekante des Szintillators ist allerdings aus der Spurinformation der Drahtkammern (K1 bis K4, Abb. 3.8) ermittelbar.

Die Digitalisierung der Zeitsignale erfolgt mit „leading-edge“ Diskriminatoren und weist daher eine Pulshöhenabhängigkeit („time-walk“) auf.

Die Korrektur dieser beiden Einflüsse - der unterschiedlichen Lichtlaufzeiten im Szintillator und des „time-walk's“ - ist in der folgenden Gleichung zusammengefaßt:

$$T_e^{korr} = T_e^{mess} - \frac{X}{\beta_{eff} \cdot c} - \alpha \cdot \left(\frac{1}{L}\right)^\lambda$$

mit:

- T_e^{korr}, T_e^{mess} = korrigierter und gemessener Zeitpunkt des e^- -Nachweises
- X = Abstand des Elektronendurchstoßpunktes von der Auslekante
- $\beta_{eff} \cdot c$ = Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial
- L = Lichtausbeute des Elektronsignals
- α, λ = Fitparameter der „time-walk“-Korrektur

Die um die Lichtlaufzeiten (mit $\beta_{eff}=0.5$) reduzierten, gemessenen Zeitpunkte werden unter Variation der Fitparameter α und λ auf den „time-walk“ korrigiert. Als Maßstab für die Güte des Fits könnte dabei direkt die Eliminierung der Pulshöhenabhängigkeit in einer Darstellung von T^{korr} gegen die Pulshöhe, bzw. die Minimierung der Breite des Peaks im T^{korr} -Spektrum verwendet werden. Eine bessere Beurteilung der Fitparameter ist jedoch über die Rekonstruktion der Mikrostruktur, die dem Elektronenstrahl durch die Hochfrequenz des Beschleunigers (499.68 MHz) aufgeprägt wird, möglich.

Die Phasenlage des Elektron-Zeitsignals zur Beschleuniger-HF wird durch einen TDC erfaßt, der vom Elektron-Zeitsignal (Z1) gestartet und von dem (um den Faktor 15 unteretzten) HF-Signal des Beschleunigers gestoppt wird. Das unkorrigierte Zeitspektrum dieses TDCs zeigt die HF-Struktur nur ansatzweise. Die Korrektur dieses Spektrums bietet als Bewertungsgrundlage der Fitparameter α und λ nicht nur die Minimierung der Breite der Zeitpeaks, sondern auch die Optimierung des Peak/Valley-Verhältnisses in der Rekonstruktion der HF-Struktur.

Ein solches auf das Signal des Triggerdetektors Z2 bezogenes, korrigiertes HF-Spektrum für die in Kinematik 3 aufgenommenen ($e, e'p_{vorw.}$)-Ereignisse ist in der folgenden Abbildung 4.2 gezeigt. Das erreichte Peak/Valley-Verhältnis ist nahezu 20; die Breite der Peaks reflektiert hauptsächlich die Zeitauflösung des Detektors Z2 und beträgt ca. 800 ps FWHM. Die dabei für Z2 gefundenen

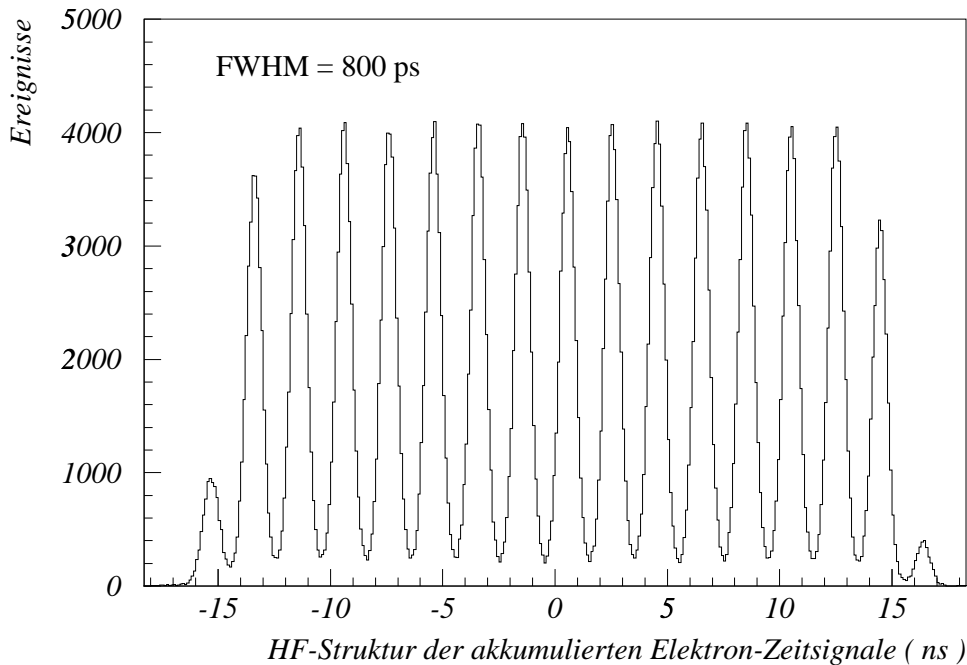


Abb.4.2: Korrigierte Elektron-Zeitsignale des Triggerdetektors Z2 relativ zur Zeitstruktur der Hochfrequenz des Beschleunigers für die akkumulierten ($e, e'p_{vorw.}$)-Ereignisse der Kinematik 3

Werte der Fitparameter sind $\alpha = 14.15 \text{ ns}$ (sofern die Pulshöhe in ADC-Kanälen gemessen wird) und $\lambda = 2.08$.

Auf der Basis des korrigierten HF-Spektrums kann die Zeitauflösung für die Ereignisse, die eindeutig genau einem der HF-Peaks zugeordnet werden können, auf die tatsächliche, von der Beschleuniger-HF bestimmte Zeitausdehnung der Elektronen-Pakete von 120 ps FWHM verbessert werden. Diese sogenannte HF-Korrektur besteht in der Zeitverschiebung der einzelnen Ereignisse in das Zentrum des ihnen zugehörigen HF-Peaks. Ereignisse, die nicht eindeutig einem Peak zugeordnet werden können, werden verworfen. Die HF-Korrektur hat jedoch nur dann einen signifikanten Einfluß auf die letztlich interessierende Genauigkeit der Phasenbestimmung zwischen dem Elektron und dem zugehörigen Hadron, wenn die Zeitauflösung der Hadrondetektoren besser als die Zeitauflösung des Elektronendetektors ist. Da dies hier nicht der Fall ist, wurde auf die HF-Korrektur verzichtet.

Eine ausführliche Diskussion der Korrektur der Elektron-Zeitsignale, ist in [Rei93] zu finden.

4.2.5 Korrektur der Hadrondetektor-Zeitsignale

Die TDCs der Hadrondetektoren werden in Phase zum Detektionszeitpunkt des Elektrons gestartet und im Fall eines Teilchentreffers in Phase zum Zeitsignal dieses Hadrons gestoppt. Die Zeitpunkte eines Teilchentreffers in den Hadrondetektoren werden also relativ zum Detektionszeitpunkt des zugehörigen Elektrons gemessen. Die im vorigen Abschnitt besprochenen Korrekturen zur Phasenlage des Elektron-Zeitsignals, sind daher auch an das Zeitsignal der Hadrondetektoren anzubringen. Für die (in Abschnitt 4.2.2 besprochene) Ermittlung der vertikalen Trefferposition eines Teilchens aus der Differenz der Zeitsignale des oberen und des unteren Auslesearmes eines Hadrondetektors ist die Korrektur der TDC-Startzeiten allerdings irrelevant, da beide TDCs mit dem gleichen Zeitsignal, das in der Differenzbildung herausfällt, gestartet werden.

Die Zeitpunkte der Signalankunft am oberen und unteren TDC sind über die Lichtlaufzeit im Szintillatormaterial von der vertikalen Trefferposition des Hadrons im Detektor abhängig. Die Summe der Zeitpunkte jedoch ist ein von der Trefferposition unabhängiges Maß für den Zeitpunkt der Hadrondetektion, da die Summe der Lichtlaufstrecken, unabhängig von der Trefferposition, konstant gleich der Höhe der Szintillator-Balken und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Szintillationslichts nicht ortsabhängig ist.

Die hauptsächliche physikalische Variabilität in der relativen Phase zwischen der Detektion des Elektrons und der des zugehörigen Hadrons reflektiert die spektrale Verteilung der kinetischen Energien der Hadronen. Der Zusammenhang von Flugzeit und kinetischer Energie eines Hadrons am Vertex bzw. der Lichtausbeute, die ein Teilchen dieser Energie in den Szintillatoren generiert, $TOF^{calc}(E_0)$ bzw. $TOF^{calc}(L)$, wird mithilfe der Bethe-Bloch-Beziehung und der von Wright [Wri53] angegebenen Beziehung

$$\frac{dL}{dx} = k \cdot \log\left(1 + a \cdot \frac{dE}{dx}\right)$$

zwischen spezifischem Energieverlust, dE/dx , und spezifischer Lichtausbeute, dL/dx , für die besonderen Materialien und geometrischen Verhältnisse des experimentellen Aufbaus kalkuliert. Die Material-Konstante der Wright-Formel ist für das verwendete Szintillatormaterial NE102 nach Gooding und Pugh [GoP60] $a = 0.02287 \text{ cm} \cdot \text{MeV}^{-1}$ (Gooding und Pugh geben diese

Material-Konstante eigentlich als $a = 23.6 \pm 2 \text{ mg/cm}^2 \text{ MeV}$ an; mit der Dichte des Szintillatormaterials $\rho_{NE102} = 1.032 \text{ g/cm}^3$ erhält man den vorgenannten Wert); k ist ein bloßer Normalisierungsfaktor, der hier zu $k = 0.304 \text{ cm}^{-1}$ gewählt wird, so daß Protonen der Energie 160 MeV eine totale Lichtausbeute von 1 zukommt. Ergebnisse dieser Rechnungen, für diverse Teilchen unter den Bedingungen der Kinematik 3, sind in der Abbildung 4.3 gezeigt.

Die Differenz zwischen der gemessenen, im Detektionzeitpunkt des Elektrons korrigierten und der kalkulierten Flugzeit sollte bis auf den „time-walk“ der mit „leading-edge“-Diskriminatoren ausgerüsteten Auslesekanäle unabhängig von der Lichtausbeute (bzw. der kinetischen Energie) der detektierten Hadronen sein. Die in diesen Differenz-Spektren noch vorhandene Pulshöhenabhängigkeit wird daher als „time-walk“ betrachtet und mittels einer Fitprozedur korrigiert.

Als korrigierte Flugzeit der Hadronen, CTOF, wird für den vorliegenden Fall, daß das Elektron-Signal des Triggerdetektors Z2 als Referenz-Zeitpunkt dient, die folgende Größe bezeichnet:

$$CTOF = TOF_{Hadron}^{mess}(L) - T_e^{korr}(Z2) - TOF_{Hadron}^{calc}(L) - \alpha \cdot \left(\frac{1}{L}\right)^\lambda$$

mit:

$$TOF_{Hadron}^{mess}(L) = \frac{TOF_{Hadron}^{mess, oben}(L) + TOF_{Hadron}^{mess, unten}(L)}{2} ;$$

α und λ sind hierbei die Fitparameter der „time-walk“-Korrektur und L bedeutet die Lichtausbeute.

4.3 Klassifikation von Ereignistypen

Die detektierten Ereignisse werden nach zwei Gesichtspunkten klassifiziert: der Art der detektierten Teilchen und der relativen Lage der Zeitpunkte, zu denen die verschiedenen nachgewiesenen Teilchen eines koinzidenten Gesamtereignisses am Vertex gestartet sind.

Die Identität der im Magnetspektrometer detektierten Ereignisse ist bis auf eine Kontamination mit negativen Pionen eindeutig. Mit den Hadronendetektor-Teleskopen hingegen wird eine Reihe verschiedener Teilchen nachgewiesen. Zur Identifizierung dieser Teilchen werden primär die in den einzelnen Teleskopen generierten Lichtausbeuten betrachtet, während die Untersuchung des näheren zeitlichen Bezuges koinzident nachgewiesener Ereignisse vornehmlich der Differenzierung zwischen echten und zufälligen Koinzidenzen dient, aber auch zur Identifizierung der detektierten Teilchen beiträgt.

Im folgenden wird zumeist nur Bezug auf die Kinematik 3 genommen; sofern nicht besonders angemerkt, liegen in den Kinematiken 1 und 2 dazu vergleichbare Verhältnisse vor.

4.3.1 Teilchenidentifizierung

Die mit den Hadronteleskopen registrierten Ereignisse sind über den Vergleich der konsekutiv in den ΔE - und E-Detektoren generierten Lichtausbeuten, d.h. mithilfe von E - ΔE -Plots, nach Masse und Ladung, also nach der Teilchenart, separabel. Dies kann der Bethe-Bloch-Beziehung (z.B. [Leo96]) oder auch der folgenden Proportionalität zwischen dem spezifischen Energieverlust

dE/dx , der Masse M , der Ladung Z und der Energie E eines detektierten Teilchens, die für den hier betrachteten Bereich der Teilchenenergien das wesentliche Verhalten der Bethe-Bloch-Beziehung erfaßt, entnommen werden:

$$\frac{dE}{dx} \sim M \cdot Z^2 \cdot \frac{1}{E} .$$

Die erwarteten E - ΔE -Verläufe von Protonen, Deuteronen und geladenen Pionen sind für den vorwärtigen und rückwärtigen Detektorarm unter den Bedingungen der Kinematik 3 in der Abbildung 4.3, oben gezeigt. Diese Darstellungen wurden mit der Bethe-Bloch-Beziehung und dem in Abschnitt 4.2.5 besprochenen Zusammenhang zwischen spezifischen Energieverlusten und Lichtausbeuten berechnet. Die Lichtausbeute im ΔE -Detektor nimmt mit zunehmender Energie der Teilchen ab, während die Lichtausbeute im E -Detektor, solange die Teilchen in diesem gestoppt werden - also bis zur Erreichung des markanten Durchstoßpunktes -, zunimmt; bei größeren Teilchenenergien wird die im E -Detektor deponierte Energie und damit die Lichtausbeute wieder kleiner. Der kalkulierte Zusammenhang zwischen der Teilchenenergie und der Lichtausbeute im E -Detektor ist in der Abbildung 4.3, unten dargestellt. Für Teilchen, die im E -Detektor gestoppt werden, ist der Kurvenverlauf im E - ΔE -Plot wesentlich durch die hyperbolische Abhängigkeit von dE/dx und E bestimmt.

Beispiele experimenteller E - ΔE -Plots für $(e, e'X)$ -Ereignisse eines vorwärtigen und eines rückwärtigen Teleskops in Kinematik 3 sind in der Abbildung 4.4 (in der die experimentellen Lichtausbeuten auf die berechneten Lichtausbeuten normiert worden sind) gezeigt.

$(e, e'p)$ -Ereignisse sind in der Abbildung 4.4 in beiden Fällen, d.h. vorwärtig und rückwärtig, als prominentes Band sichtbar. Der Durchstoßpunkt für Protonen liegt jedoch nur vorwärtig innerhalb des gemessenen Bereichs; rückwärtig übersteigen die Diskriminator-Schwellen für das ΔE -Signal diesen Punkt.

$(e, e'\pi)$ -Ereignisse können in Abbildung 4.4, vorwärtig wie rückwärtig, deutlich vom Band gestoppter Protonen getrennt werden. Vorwärtig liegen die pionischen Ereignisse direkt unterhalb des Astes nicht gestoppter Protonen; bei einer Ausschnittvergrößerung dieser Ereignisse ist die Doppelast-Struktur gestoppter und durchfliegender Pionen, wenn auch nicht so ausgeprägt wie bei den Protonen, sichtbar. Anders als die Protonen, werden die meisten Pionen nicht gestoppt. Rückwärtig ist nur ein Teil des Astes gestoppter Pionen - bei Lichtausbeuten des Stopp-Detektors, die nahe bei Null liegen, - erfaßt worden.

In den E - ΔE -Plots für die vorwärtigen Teleskope fällt außerdem eine Häufung bei gleichzeitig geringer Lichtausbeute im E - und im ΔE -Detektor auf, die von minimal ionisierenden, nahezu Lichtgeschwindigkeit besitzenden Teilchen herrührt.

Deuteronen, d.h. $(e, e'd)$ -Ereignisse, sind in den E - ΔE -Plots ohne weitere Schnitte nicht identifizierbar; deren Erkennung gelingt erst unter Heranziehung der Flugzeit-Information.

Zur weiteren Auswertung der Daten werden die gestoppten Protonen über Schnitte in den E - ΔE -Plots abgetrennt. Die Beschränkung auf den gestoppten Anteil erfolgt deshalb, weil für diesen eine genauere Energiebestimmung und eine klarere Trennung von Pionen möglich ist. Die Schnittkonturen sind dabei derart gewählt, daß auch Deuteronen - nach Maßgabe der Position des Deuteronen-Bandes in den berechneten E - ΔE -Plots - akzeptiert werden. Zur Differenzierung zwischen gestoppten und durchfliegenden Protonen werden die Schnitt-Grenzen so gelegt, daß eher ein kleiner Anteil gerade nicht mehr gestoppter Protonen akzeptiert als ein Anteil tatsächlich gestoppter Protonen verworfen wird; da die Anzahl der Proton-Ereignisse mit deren Energie

abnimmt, ist der Fehler in der Bestimmung der Ereigniszahl bei der Wahl dieser Alternative geringer. Die zur Separation der gestoppten Protonen und Deuteronen applizierten Schnitte sind in die Plots der Abbildung 4.4 mit eingezeichnet.

In die $E-\Delta E$ -Plots der Abbildung 4.5 sind nur diejenigen Ereignisse aus den entsprechenden $E-\Delta E$ -Plots der Abbildung 4.4 aufgenommen, die der zusätzlichen Bedingung genügen, die korrigierte Flugzeit eines prompt mit dem Elektron gestarteten Protons zu besitzen. Durch diese Bedingung werden die meisten nicht-protonischen Ereignisse (wie auch ein Teil der nicht-gestoppten Protonen) herausgefiltert; geringe Reste derselben, sind aber immer noch auszumachen. Die Selektion der prompten Protonen wird mithilfe der korrigierten Flugzeit-Spektren vorgenommen. Ein solches Spektrum (in dem allerdings nur Ereignisse akkumuliert sind, die innerhalb der $E-\Delta E$ -Schnitte aus Abbildung 4.4 liegen) ist in der Abbildung 4.7 gezeigt. Einzelheiten zu den Flugzeit-Spektren werden im nächsten Abschnitt mitgeteilt.

Auf die Wiedergabe von $E-\Delta E$ -Plots der Kinematiken 1 und 2 wird verzichtet, da diese genau die gleichen Strukturen wie die hier gezeigten Beispiele aus der Kinematik 3 aufweisen.

Zu erwähnen bleibt noch, daß zur Identifizierung der mit dem Magnetspektrometer detektierten Teilchen die Elektronen von negativ geladenen Pionen geschieden werden müssen. Dazu dient ein Čerenkov-Detektor, der den Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Elektronen und den Pionen ausnutzt. Im Unterschied zu den hochrelativistischen Elektronen erzeugen die langsameren Pionen kein Čerenkov-Licht in einem solchen Detektor.

4.3.2 Separation echter und zufälliger Koinzidenzen

Im Experiment werden solche Ereignisse aufgenommen, bei denen innerhalb einer Koinzidenzbreite von der Größenordnung 100 ns ein Elektron und mindestens ein valides Elementar-Ereignis in den Hadronendetektor-Teleskopen nachgewiesen wird. Die experimentelle Koinzidenzbreite ist dabei so weit gewählt, daß von der kinetischen Energie und der Teilchenart abhängige Unterschiede in der Flugzeit der Teilchen vom Vertex zu den Hadronendetektoren überdeckt werden. Die detektierten Elektronen sind alle hochrelativistisch, deren Flugzeitunterschiede vom Vertex zu den Szintillatoren des Spektrometers sind daher vernachlässigbar (die durch unterschiedliche Weglängen der Elektronen im Sektormagneten bedingte Variation beträgt maximal 1 ns).

Die so definierten experimentellen Koinzidenzen können ein und derselben Kernreaktion entstammen und damit echte Koinzidenzen, sie können aber auch verschiedenen Ursprungs und damit zufällig koinzident sein. Als Separationskriterium dient die notwendige Eigenschaft der echten Koinzidenzen, daß deren konstituierende Teilchen den gleichen Startzeitpunkt am Vertex haben. Die relative Lage dieser Startzeitpunkte ist durch die korrigierten Flugzeitspektren, deren Bestimmung in Abschnitt 4.2.5 näher erläutert wurde, gegeben.

4.3.2.1 Zweifach-Koinzidenzen

Die erwarteten Zusammenhänge zwischen den Flugzeiten und den Lichtausbeuten verschiedener Teilchen für die Bedingungen der Kinematik 3 sind in der Abbildung 4.3, mitte wiedergegeben. Die entsprechenden experimentell gewonnenen TOF-Lichtausbeute-Spektren sowie die daraus ermittelten, auf die Startzeitpunkte reduzierten CTOF-Lichtausbeute-Spektren sind in der Abbildung 4.6 gezeigt.

Für die vorwärtigen Teleskope weisen die experimentellen Spektren der Abbildung 4.6 drei ver-

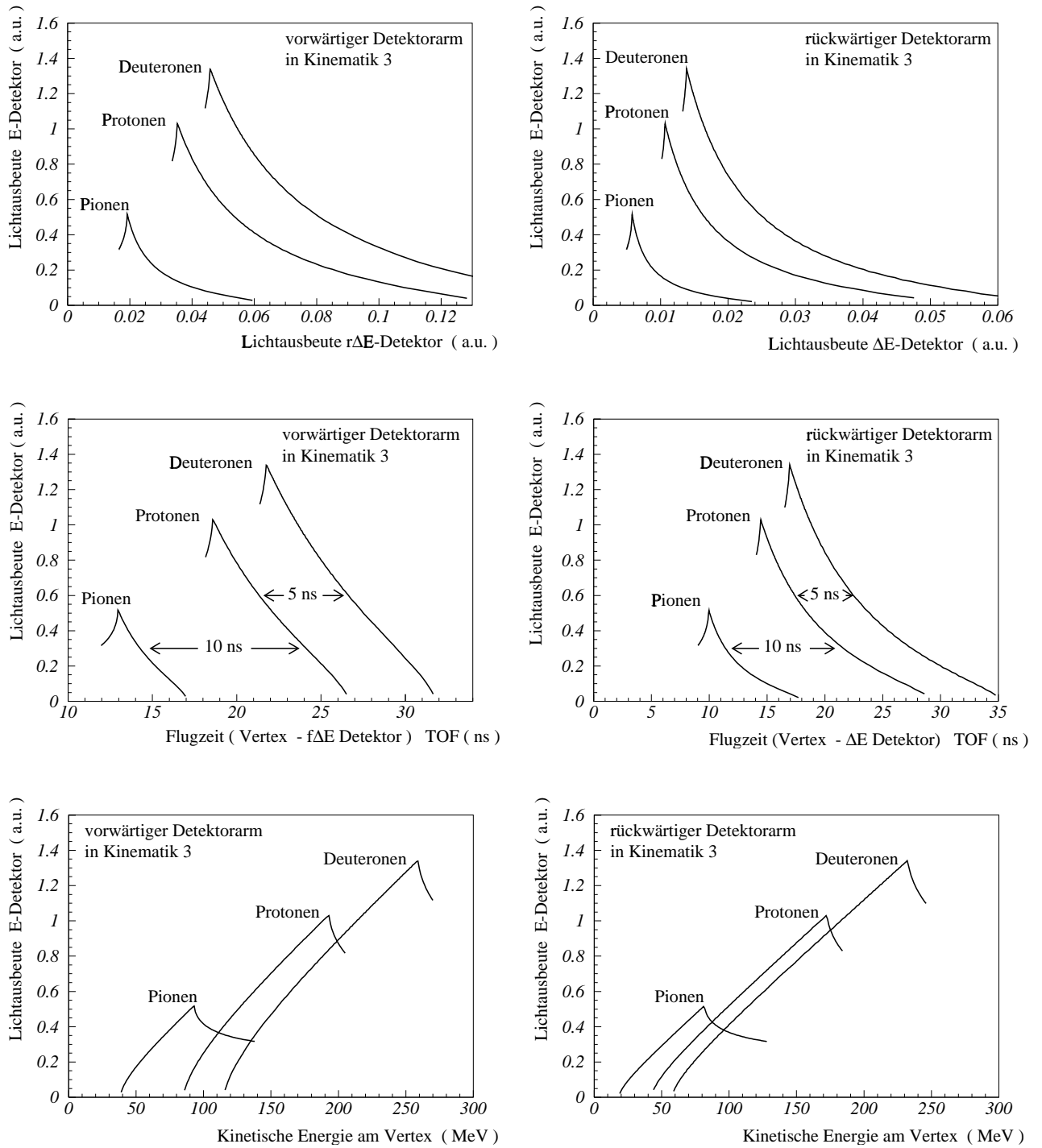


Abb.4.3: Kalkulierter Zusammenhang zwischen Lichtausbeuten, Flugzeiten und kinetischen Energien diverser Teilchen für die geometrischen und materialen Verhältnisse in Kinematik 3

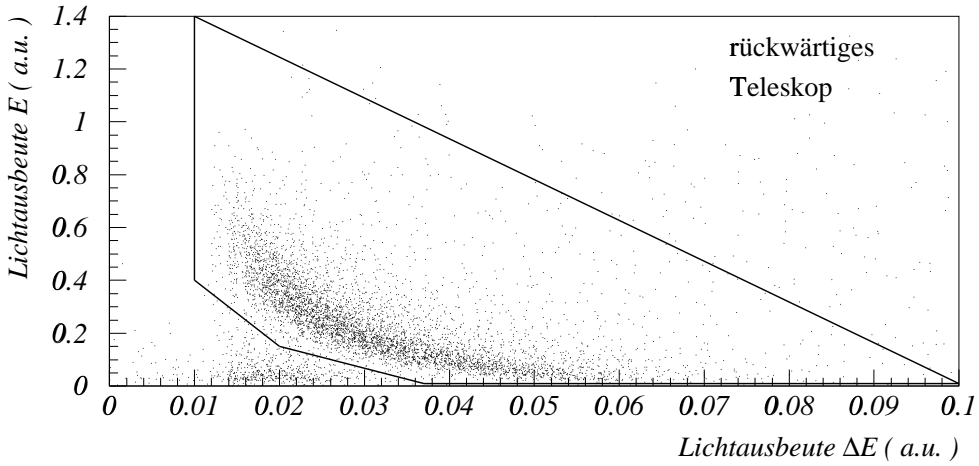
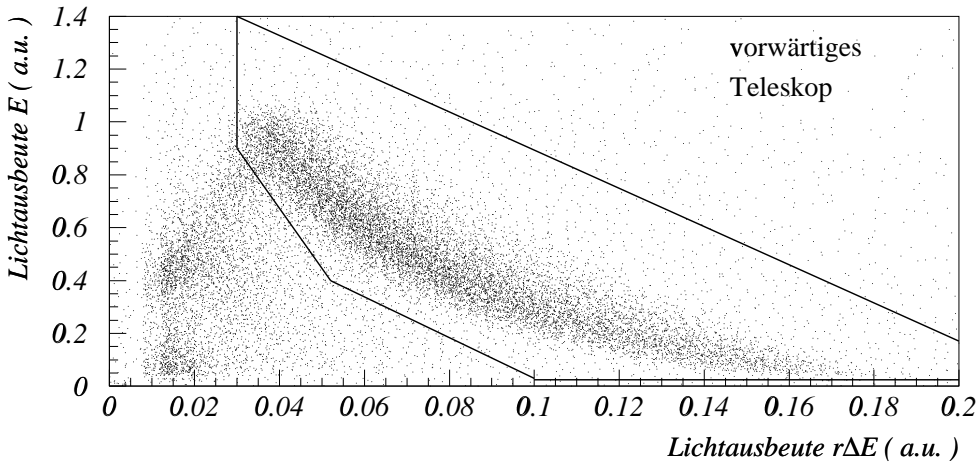


Abb.4.4: E - ΔE -Plots eines vorwärtigen und eines rückwärtigen Teleskops. Die Konturen der zur Selektion gestoppter Protonen und Deuteronen applizierten Schnitte sind mit eingezeichnet

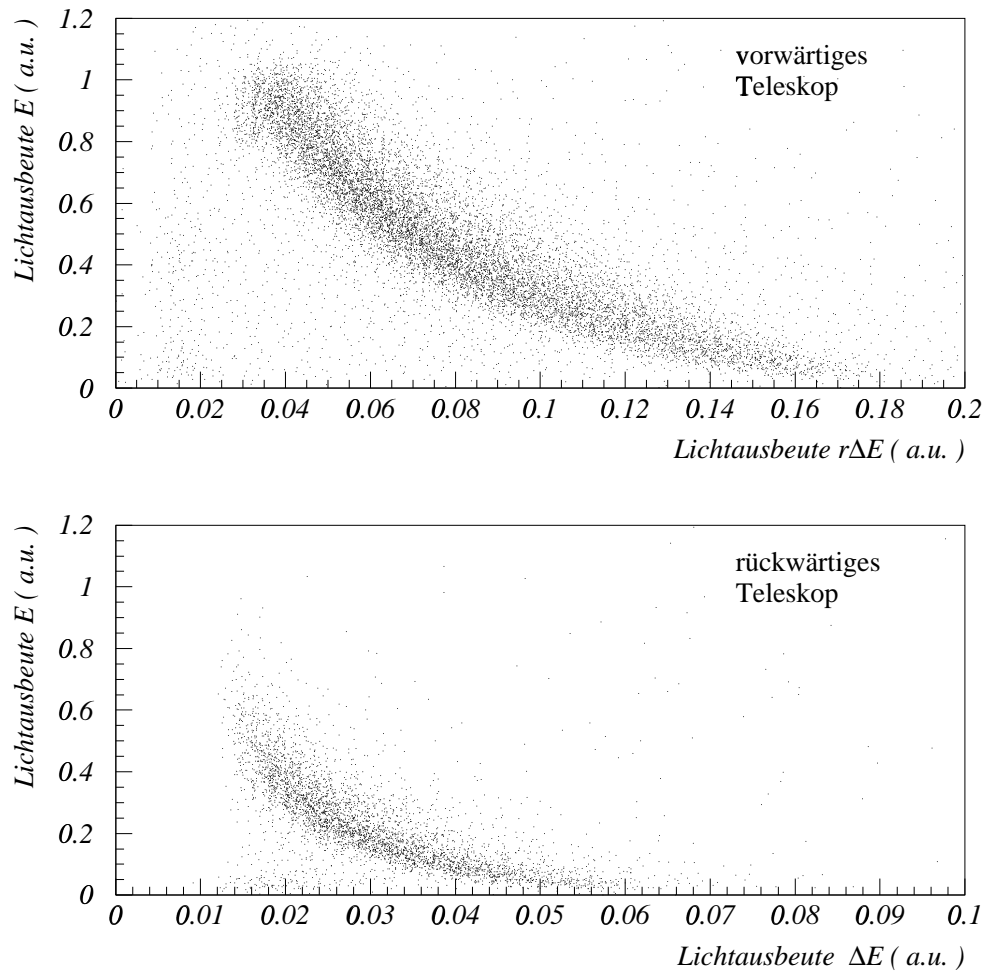


Abb.4.5: Die in Abbildung 4.4 bereits gezeigten E - ΔE -Plots, hier unter der zusätzlichen Forderung eines prompten $(e,e'p)$ -Zeitsignals in den korrigierten Flugzeit-Spektren der Abbildung 4.7, d.h.: $CTOF = (0 \pm 3) ns$ für das vorwärtige und $CTOF = (0 \pm 4) ns$ für das rückwärtige Teleskop

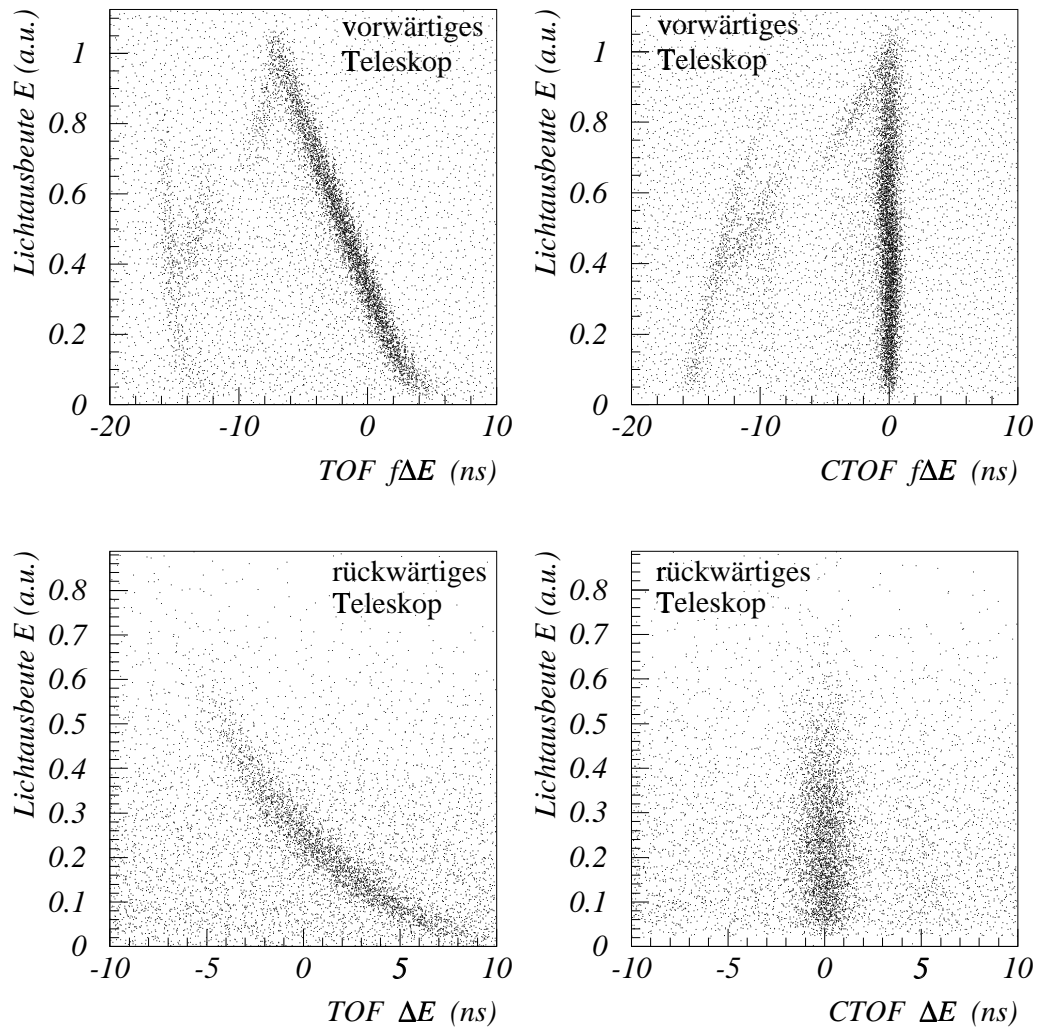


Abb.4.6: Auftragung der Lichtausbeute gegen die Flugzeit, TOF, und gegen die korrigierte Flugzeit, CTOF, für jeweils ein vorwärtiges und ein rückwärtiges Teleskop in Kinematik 3

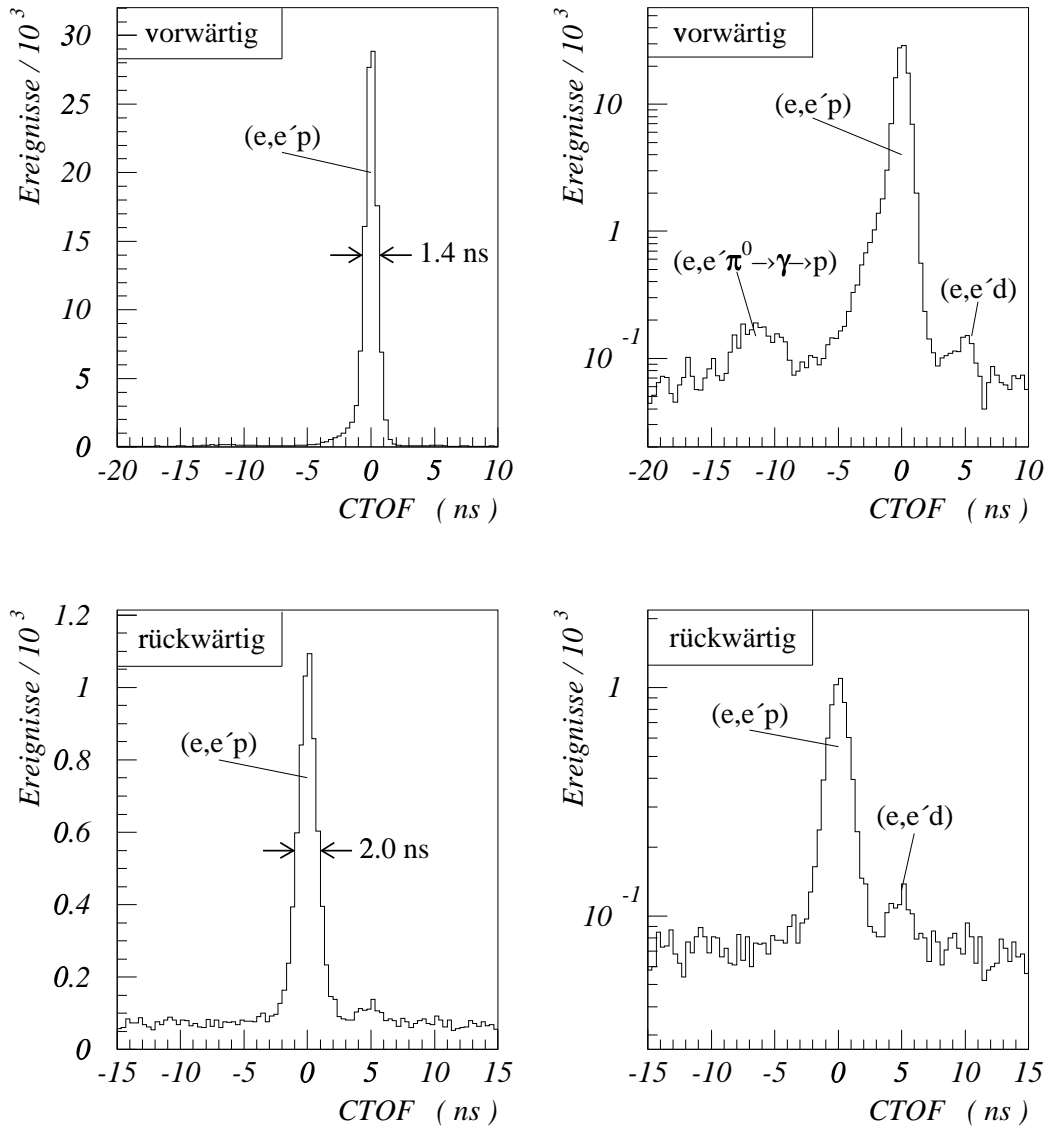


Abb.4.7: Korrigierte Flugzeit-Spektren eines vorwärtigen $f\Delta E$ - und eines rückwärtigen ΔE -Detektors in Kinematik 3 für Ereignisse innerhalb der in Abbildung 4.4 gezeigten E - ΔE - Schnittkonturen zur Selektion gestopp-ter Protonen und Deuteronen

schiedene Band-Strukturen auf. Neben dem prominenten Band der $(e, e'p)$ -Ereignisse ist, hin zu kleineren Flugzeiten, das Band der $(e, e'\pi)$ -Ereignisse erkennbar. Beide Bänder zeigen die charakteristische, gestoppte und durchfliegende Teilchen kennzeichnende Doppelast-Struktur. In der Abbildung 4.6, oben trifft der Ast nicht gestoppter Pionen bei kleinen Flugzeiten mit einem dritten Band zusammen. Dieses Band wird von Ereignissen, bei denen die Distanz zwischen Vertex und Hadronendetektor mit (beinahe) Lichtgeschwindigkeit überwunden wurde, gebildet. Dabei fällt allerdings auf, daß die Lichtausbeuten dieser Ereignisse über einen weiten, nahezu dem der Protonen entsprechenden Bereich verteilt, die nachgewiesenen Teilchen also nicht durchweg minimal ionisierend sind. Darüberhinaus liegt eine wenn auch geringe Kopplung zwischen der Lichtausbeute und der Flugzeit vor, derart daß Ereignisse mit größerer Flugzeit weniger Licht im E -Detektor generieren. Diese Befunde sprechen dafür, daß vielfach nicht die Lichtgeschwindigkeits-Teilchen selbst, sondern von diesen unmittelbar vor den Hadronendetektoren - vermutlich in der Bleiabschirmung der Teleskope - ausgelöste Sekundärteilchen nachgewiesen wurden.

In dem in Abbildung 4.6, unten gezeigten Spektrum eines rückwärtigen Teleskops sind nur die $(e, e'p)$ -Ereignisse als Band erkennbar. Dies ist jedoch nicht für alle Spektren dieser Art der Fall. Das dargestellte Spektrum gehört zu dem unter einem horizontalen Winkel $\Theta_{ep'} = 85.4^\circ$ stehenden Teleskop; mit Annäherung dieses Winkels an 180° tritt auch in den rückwärtigen Spektren zunehmend deutlich ein Band von $(e, e'\pi)$ -Ereignissen hervor.

Die Reduktion auf die Startzeitpunkte wird mithilfe des kalkulierten Zusammenhanges zwischen der Lichtausbeute und der Flugzeit für gestoppte Protonen durchgeführt. Für gestoppte Pionen und Deuteronen ist der Verlauf dieses Zusammenhanges dem der gestoppten Protonen sehr ähnlich, das heißt fast nur eine Parallel-Verschiebung entlang der Flugzeitachse (sh. Abb. 4.3, mitte). Daher sind in den so konstruierten CTOF-Lichtausbeute-Spektren die Startzeitpunkte der gestoppten Protonen, Pionen und Deuteronen zutreffend; nicht gestoppte Teilchen und Lichtgeschwindigkeits-Ereignisse dagegen werden - im Sinne einer Schärfung des projizierten Zeitsignals - nicht zweckmäßig korrigiert.

Die Projektion der CTOF-Lichtausbeute-Spektren unter der zusätzlichen Bedingung, daß nur Ereignisse, die innerhalb der gestoppte Protonen und Deuteronen definierenden Schnitt-Konturen des E - ΔE -Plots liegen, selektiert werden, führt zu den in der Abbildung 4.7 gezeigten CTOF-Spektren. Diese Spektren sind sowohl in linearer als auch in logarithmischer Darstellung gegeben, um einerseits das gute Signal-zu-Untergrund Verhältnis für gestoppte Protonen (vorwärtig: 500 : 1, rückwärtig: 16 : 1), andererseits die Struktur des Untergrundes und das Aufscheinen eines kleinen Peaks an der für Deuteronen zu erwartenden CTOF-Position - vorwärtig wie rückwärtig ca. 5 ns rechts des Proton-Peaks - hervorzuheben. Diese Peaks sind im Verhältnis zum Untergrund allerdings zu klein, um daraus hinreichend unkontaminierte $(e, e'd)$ -Ereignisse zur Bestimmung reaktionsspezifischer Wirkungsquerschnitte isolieren zu können.

Der Abbildung 4.7 kann insbesondere entnommen werden, daß bei der Festlegung der Startzeitpunkte gestoppter Protonen eine Auflösung von 1.4 ns FWHM mit den vorwärtigen und 2.0 ns FWHM mit den rückwärtigen Teleskopen erreicht wird.

Für die vorwärtigen Teleskope fällt in der Abbildung 4.7 - besonders in der logarithmischen Darstellung - ein geringfügiger, durch den E - ΔE -Schnitt nicht eliminiertes Rest ungestoppter Protonen als leichte Überhöhung der zu niedrigen Flugzeiten weisenden Flanke des Proton-Peaks auf. Außerdem ist in dieser Abbildung etwa 11 ns links des Proton-Peaks - also an der Erwartungs-Position für Pionen - ein kleiner Peak sichtbar. Kurioserweise handelt es sich dabei aber nicht um eine Kontamination mit Pionen, sondern um die durch Lichtgeschwindigkeits-Teilchen aus-

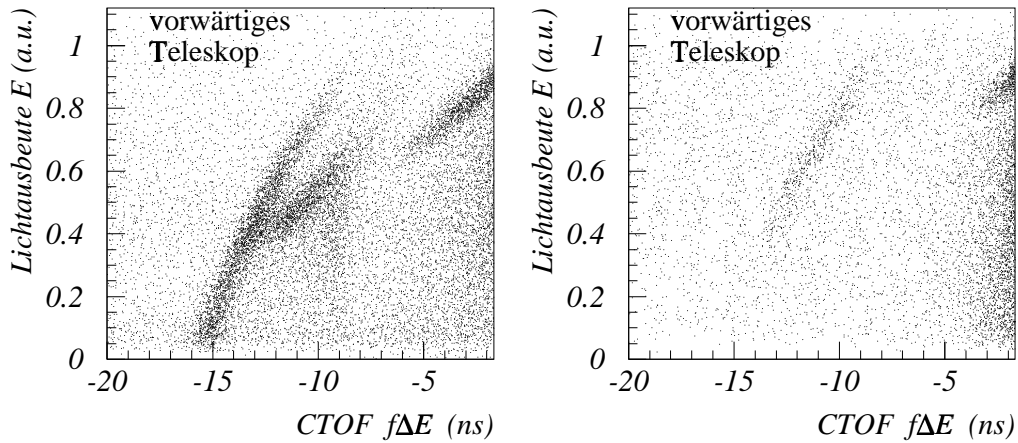


Abb.4.8: Dargestellt ist ein vergrößerter Ausschnitt des in Abbildung 4.6 bereits gezeigten vorwärtigen CTOF-Lichtausbeute Spektrums; links ohne und rechts mit Applikation des E - ΔE -Schnitts für gestoppte Protonen und Deuteronen

gelösten, gestoppten Protonen, die durch den applizierten E - ΔE -Schnitt natürlich nicht ausgesondert werden. Dieser Sachverhalt ist in der Abbildung 4.8 durch ein CTOF-Lichtausbeute-Spektrum ohne und mit Applikation des gestoppte Protonen und Deuteronen selektierenden E - ΔE -Schnitts demonstriert: Während das Pion-Band durch den Schnitt völlig entfernt wird, bleibt ein Teil der Lichtgeschwindigkeits-Ereignisse erhalten.

An den Rändern des vorwärtigen CTOF-Spektrums kommen nur rein zufällige Koinzidenzen vor; hier (besonders deutlich im Intervall von 20 ns bis 14 ns vor dem Proton-Peak in Abb. 4.7, oben rechts) ist eine von der Mikrostruktur des Elektronenstrahls herrührende 2 ns-Struktur bemerkbar. Im rückwärtigen CTOF-Spektrum (Abb. 4.7, unten) kann keine solche Struktur festgestellt werden; die Verteilung der zufälligen Koinzidenzen, scheint hier von statistischen Schwankungen dominiert und in diesem Rahmen konstant zu sein.

Als Startzeitbereich echter $(e', p_{gestoppt})$ -Koinzidenzen wird vorwärtig ein Intervall von $\text{CTOF} = (0 \pm 3) \text{ ns}$ und rückwärtig von $\text{CTOF} = (0 \pm 4) \text{ ns}$ um das Zentrum des jeweiligen Peaks gestoppter Protonen betrachtet. Bezüglich des Anteils in diesen Startzeitbereichen der echten Koinzidenzen vorkommender zufälliger Koinzidenzen wird angenommen, daß dieser in Quantität und Qualität den Ereignissen in einem beliebigen, gleich großen, nur zufällige Koinzidenzen enthaltenden Zeitbereich äquivalent ist. Die in den genannten Startzeitbereichen echter Koinzidenzen liegenden Ereigniszahlen, vermindert um den jeweiligen Anteil zufälliger Koinzidenzen, werden schließlich als die Anzahlen echter $(e', p_{gestoppt})$ -Koinzidenzen angesehen.

Am Rande sei noch auf den eigentümlichen Ursprung der beobachteten Lichtgeschwindigkeits-Teilchen hingewiesen. Die Untersuchung der korrigierten Flugzeiten in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Elektrons ergibt überraschenderweise, daß die Lichtgeschwindigkeits-Ereignisse erst bei einem minimalen Energieübertrag von ca. 200 MeV - simultan mit der Erzeugung von Pionen - einsetzen. Das deutet darauf hin, daß diese Ereignisse nicht atomaren, sondern nuklearen Reaktionen entstammen. Eine Darstellung dazu ist in der folgenden Abbildung 4.9 gegeben. Als naheliegende Hypothese erscheint, daß zunächst neutrale Pionen, π^0 , die bekanntermaßen schnell in Photonen zerfallen, erzeugt werden und eines der Zerfalls-Photonen dann seinerseits -

wie bereits erläutert - ein letztlich nachgewiesenes Teilchen, vorzugsweise in der Bleiabschirmung der Teleskope, auslöst.

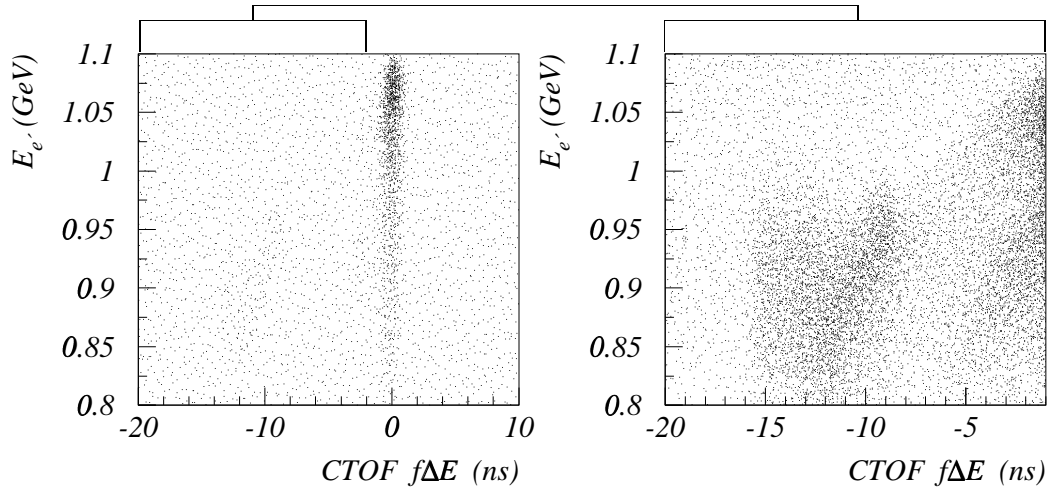


Abb.4.9: Aufgetragen ist die Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ gegen die korrigierte Flugzeit CTOF für vorwärtige Zweifach-Koinzidenzen. Links dominiert das vertikale Band der (e,e'p)-Koinzidenzen. Der vergrößerte Ausschnitt rechts soll verdeutlichen, daß die Lichtgeschwindigkeits-Ereignisse, gemeinsam mit Pionen, erst bei einem minimalen Energieübertrag von ca. 200 MeV einsetzen

4.3.2.2 Dreifach-Koinzidenzen

Zur Beurteilung der relativen Lage der Startzeitpunkte von Dreifach-Koinzidenzen werden die korrigierten Flugzeiten der im vorwärtigen und der im rückwärtigen Hadronendetektor-Arm nachgewiesenen Teilchen gegeneinander - im sogenannten doppelten CTOF-Plot - aufgetragen.

Eine solche Darstellung derjenigen Ereignisse der Kinematik 3, die vor- wie rückwärtig innerhalb der E - ΔE -Schnitte zur Selektion gestoppter Protonen und Deuteronen liegen, ist in der Abbildung 4.10, oben links gegeben. Die korrigierten Flugzeiten CTOF sind darin, wie bei den Zweifach-Koinzidenzen, als Differenz der gemessenen und der für den Fall gestoppter Protonen berechneten Flugzeiten bestimmt.

Generell können über die Startzeitpositionen fünf Typen von Dreifach-Koinzidenzen unterschieden werden: zunächst echte Dreifach-Koinzidenzen, dann drei Arten echter Zweifach-Koinzidenzen bei Nachweis eines zufälligen dritten Teilchens und schließlich Ereignisse bei denen alle drei Teilchen bloß zufällig koinzident sind. Für letztere wird im doppelten CTOF-Plot eine gleichmäßige Verteilung erwartet, während die Ereignisse mit echten Zweifach-Koinzidenzen drei charakteristische Bänder ausbilden sollten, in deren Schnitt-Bereich sich die echten Dreifach-Koinzidenzen befinden.

Im doppelten CTOF-Plot der Abbildung 4.10 müssen die echten Zweifach-Koinzidenzen ($e' p_{vorw.}$) in einem vertikalen, ($e' p_{rückw.}$) in einem horizontalen und ($p_{vorw.} p_{rückw.}$) in einem

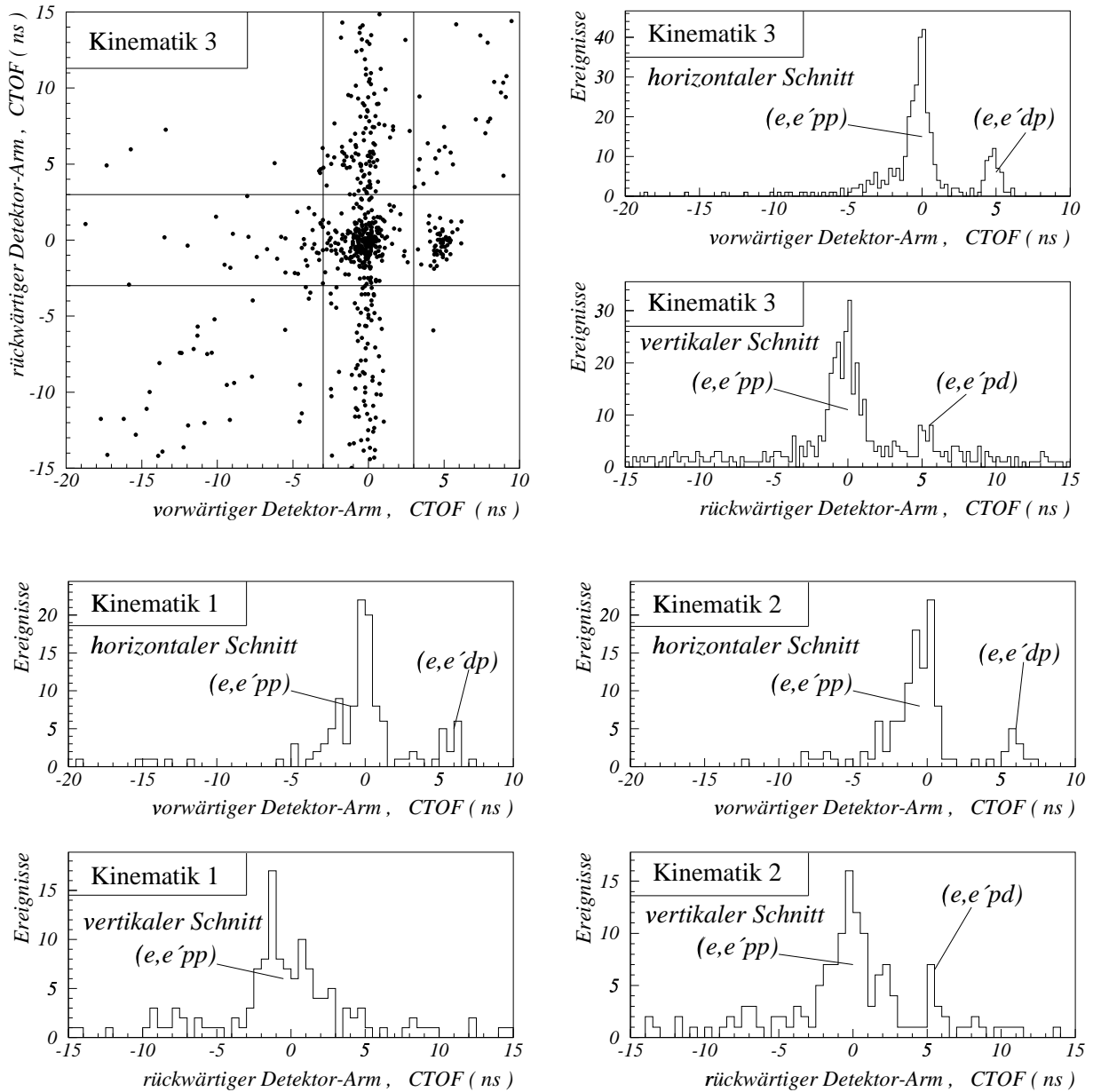


Abb.4.10: Aufgetragen sind die korrigierten Flugzeiten, CTOF, der vorwärts und rückwärts beobachteten Protonen und Deuteronen für Dreifach-Koinzidenzen. CTOF ist dabei die Differenz zwischen gemessener und - unter der Annahme es handle sich durchweg um gestoppte Protonen - kalkulierter Flugzeit. Für Kinematik 3 sind die korrigierten Flugzeiten gegeneinander aufgetragen und Projektionen der in diesem Plot markierten Schnitt-Bereiche gezeigt. Für Kinematik 1 und 2 sind - bei identischen CTOF-Schnitten - nur die Projektionen angegeben

längs der Hauptdiagonalen sich erstreckenden Band liegen. Tatsächlich sind der Peak echter ($e' p p$)-Koinzidenzen und das vertikale Band der echten ($e' p_{vorw.}$)-Koinzidenzen deutlich sichtbar; das horizontale und das diagonale Band dagegen sind, aufgrund der geringen Anzahl der beobachteten Dreifach-Koinzidenzen und des ca. 30-mal besseren Peak-zu-Untergrund Verhältnisses der ($e' p_{vorw.}$)- gegenüber ($e' p_{rückw.}$)-Koinzidenzen (Abschnitt 4.3.2.1), nur schwach ausgeprägt. Das diagonale Band ist darüberhinaus sehr breit und die Ereignisse darin sind so angeordnet, daß trotz der geringen Ereigniszahl der Eindruck entstehen kann, es handele sich um zwei oder drei parallele Bänder. Dies würde mit den weiter unten erwähnten ($e' d p$)-Koinzidenzen zusammenpassen, wenn man diese Andeutung diagonalen Sub-Bänder als echte ($p_{vorw.} d_{rückw.}$), ($p p$) und ($d_{vorw.} p_{rückw.}$)-Koinzidenzen mit einem zufällig koinzidenten Elektron interpretierte.

Eine genauere Beurteilung der Anzahl der detektierten Ereignisse und der CTOF-Verteilung je eines der Hadrondetektor-Arme bei gleichzeitig im anderen vorliegenden echten ($e' p$)-Koinzidenzen wird durch die Projektion des horizontalen und des vertikalen Bandes ermöglicht. Die zur Definition dieser Bänder verwendeten Schnitt-Linien sind im doppelten CTOF-Plot der Abbildung 4.10 mit eingezeichnet. Die projizierten CTOF-Verteilungen sind in der Abbildung 4.10 für alle drei Kinematiken angegeben.

In Kinematik 3 wurden ungefähr dreimal mehr Dreifach-Koinzidenzen als in Kinematik 1 und 2 aufgenommen (ein Blick auf Abb. 4.10 kann täuschen, da die gewählte Bin-Weite der Projektionen von Kinematik 3 $250 ps$, die von Kinematik 1 und 2 dagegen $500 ps$ beträgt).

In den CTOF-Verteilungen des vorwärtigen Detektor-Arms ist in allen Kinematiken die zu niedrigen Flugzeiten weisende Flanke des Peaks echter ($e' p p$)-Koinzidenzen leicht überhöht. Das ist - wie schon im Fall der Zweifach-Koinzidenzen bemerkt -, auf einen geringen, durch den $E-\Delta E$ -Schnitt nicht ausgesonderten Rest gerade nicht mehr gestoppter Protonen zurückzuführen.

Bei korrigierten Flugzeiten, sowohl des vorwärtigen als auch des rückwärtigen Detektor-Arms, etwa $5 ns$ nach der CTOF-Position echter ($e' p p$)-Koinzidenzen sind weitere Ereignis-Konzentrationen feststellbar. Diese Ereignisse können mit Dreifach-Koinzidenzen des Typs ($e' d_{vorw.} p_{rückw.}$) bzw. ($e' p_{vorw.} d_{rückw.}$) identifiziert werden. Die ($e' d_{vorw.} p_{rückw.}$)-Koinzidenzen sind insbesondere in Kinematik 3 klar erkennbar, während die ($e' p_{vorw.} d_{rückw.}$)-Koinzidenzen auf einem Untergrund zufälliger Koinzidenzen aufsitzen und nur schwach angedeutet sind. Zwar ist die Auflösung in $E-\Delta E$ für eine deutliche, direkte Trennung von Protonen und Deuteronen nicht hinreichend; die Revision der $E-\Delta E$ -Plots zeigt jedoch, daß bei Beschränkung auf Ereignisse innerhalb der jeweiligen echten ($e' p p$)- und ($e' d p$)-Koinzidenzen kennzeichnenden CTOF-Bereiche Bänder mit unterschiedlichen Schwerpunkten auftreten. Die relative Lage dieser Schwerpunkts-Linien entspricht den erwarteten $E-\Delta E$ -Verläufen für Protonen und Deuteronen und untermauert so deren Identifizierung im doppelten CTOF-Plot. Als Beispiel dazu sind in der Abbildung 4.11 die $E-\Delta E$ -Verteilungen derjenigen mit den vorwärtigen Teleskopen in Kinematik 3 detektierten Protonen und Deuteronen, die im CTOF-Bereich echter ($e' p p$)- bzw. ($e' d_{vorw.} p_{rückw.}$)-Koinzidenzen liegen, aufgetragen.

Zur Ermittlung der Zahl echter Dreifach-Koinzidenzen, sind die im Startzeitbereich der Echten akkumulierten Ereignisse um die Beiträge der vier möglichen Arten zufälliger Koinzidenzen zu vermindern. Als Startzeitbereich der Echten wird vor- wie rückwärtig für ($e' p p$)-Koinzidenzen ein CTOF-Intervall von $(0 \pm 3) ns$ und für ($e' d p$)-Koinzidenzen von $(0 \pm 2) ns$ um das Zentrum der jeweiligen Peaks betrachtet. Bei der kleinen Anzahl der aufgenommenen Dreifach-Koinzidenzen ist eine rigorose Zufälligen-Korrektur nicht möglich; allerdings ist die Kontamination mit zufälligen Koinzidenzen - dank des hohen Tastverhältnisses des Elektronenstrahls - auch nur von verhältnis-

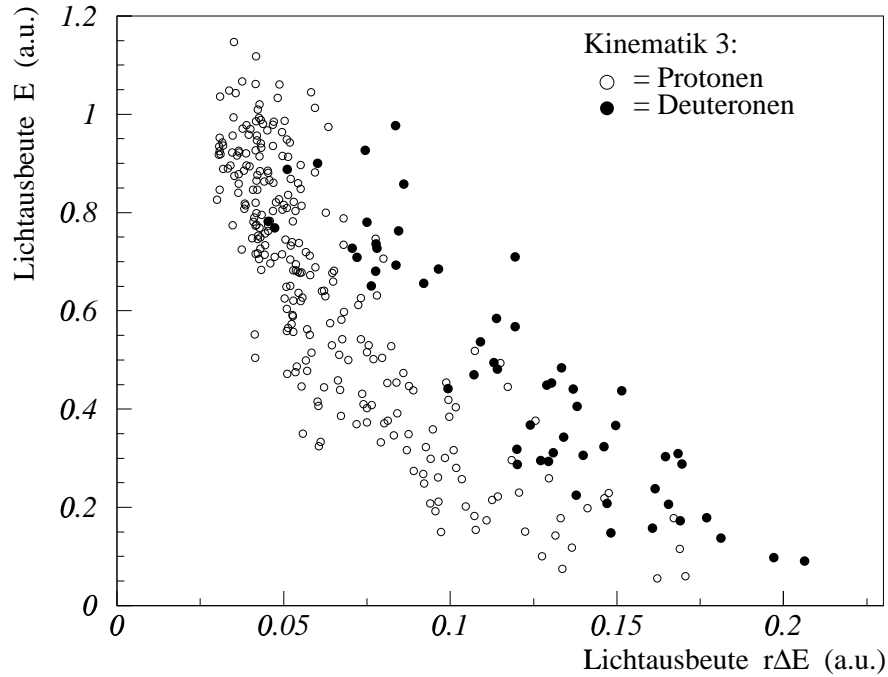


Abb.4.11: Lichtausbeuten der im doppelten Flugzeit-Plot als Protonen bzw. Deuteronen identifizierten Ereignisse in den vorwärtigen Teleskopen

mäßig geringer Bedeutung. Außerhalb der charakteristischen Bänder des doppelten CTOF-Plots können nur dreifach zufällige Ereignisse liegen; innerhalb dieser Bänder addieren sich die Beiträge der dreifach zufälligen und der jeweiligen nur ein zufälliges Teilchen enthaltenden Koinzidenzen. Der doppelte CTOF-Plot der Abbildung 4.10 zeigt, daß die Anzahl der dreifach zufälligen Koinzidenzen, zumal bei Normierung auf den Startzeitbereich der Echten, verschwindend gering ($\ll 1$ Ereignis) ist. Das gilt auch für die Kinematiken 1 und 2. Dreifach zufällige Koinzidenzen werden daher im weiteren außer Acht gelassen. Die anderen Arten zufälliger Koinzidenzen werden für $(e' pp)$ berücksichtigt, indem die in den charakteristischen Bändern vor dem Startzeitbereich der Echten liegenden Ereignisse, jeweils auf den Startzeitbereich der Echten normiert, von diesen abgezogen werden. Für $(e' d_{vorw. prückw.})$ -Koinzidenzen erscheint es bei Betrachtung der projizierten CTOF-Spektren gerechtfertigt, eine Zufälligen-Korrektur zu vernachlässigen. Anders bei $(e' p_{vorw. drückw.})$ -Koinzidenzen: hier ist in den Projektionen ein erheblicher Anteil zufälligen Untergrunds zu bemerken, so daß die Anzahl der echten Koinzidenzen dieses Typs nur grob abgeschätzt werden kann. Wirkungsquerschnitte können daher auch nur für $(e' pp)$ und $(e' d_{vorw. prückw.})$, nicht jedoch für $(e' p_{vorw. drückw.})$ sinnvoll bestimmt werden.

Bemerkenswert ist aber, daß das Verhältnis der echten Koinzidenzen $(e' p_{vorw.}) / (e' d_{vorw.})$ stark davon abhängt, ob zusätzlich der Nachweis eines echt koinzidenten Protons im rückwärtigen Detektor-Arm gefordert wird oder nicht. In Kinematik 3 beträgt das Verhältnis ohne diese Forderung ca. 220 / 1, mit nur noch ca. 5 / 1. Dreifach-Koinzidenzen des Typs $(e' d_{vorw. prückw.})$ werden in diesem Bezug um etwa einen Faktor 40 mehr favorisiert als $(e' pp)$ -Koinzidenzen. Das Verhält-

nis der echten Koinzidenzen ($e' p_{rückw.}$) / ($e' d_{rückw.}$) dagegen beträgt, ohne den Nachweis eines echt koinzidenten Protons im vorwärtigen Detektor-Arm zu fordern, etwa 15 / 1 und nimmt mit dieser Forderung, d.h. für echte Dreifach-Koinzidenzen ($e' p p$) / ($e' d_{rückw.} p_{vorw.}$), den nahezu unveränderten Wert von etwa 12 / 1 an. In den Kinematiken 1 und 2 sind diese Verhältnisse ähnlich, wenn auch aufgrund der geringeren statistischen Genauigkeit nicht gleichermaßen signifikant.

4.4 Bestimmung der Impulsvektoren nachgewiesener Teilchen

4.4.1 Impulsbestimmung der Elektronen

Die Bestimmung der Impulsvektoren der gestreuten Elektronen erfolgt mit den Standard-Auswerteroutinen des Spektrometers (EFIT). Die aktuelle Einrichtung des Spektrometers und die eingestellte Elektron-Kinematik werden durch einen Parameterfile übergeben. Mit den EFIT-Routinen wird versucht, der durch Draht-Ansprecher gegebenen Ortsverteilung von Elektron-Durchstoßpunkten in den Drahtkammern eine bestmögliche Gerade anzupassen. Dabei werden Bedingungen bezüglich der Anzahl der angesprochenen Kammern und der erlaubten Standardabweichung bei der Geraden-Anpassung gesetzt. In der gegenwärtigen Auswertung wurde die minimale Anzahl von zwei angesprochenen Kammern und eine maximale Standardabweichung von 5 (in Einheiten des Drahtabstandes der Kammern von 2 mm) gefordert. Ereignisse, die diese Bedingungen nicht erfüllen oder zu Geraden führen, die keiner sinnvollen Trajektorie durch das Spektrometer entsprechen, werden verworfen. Aus der Spurgeraden ist der Krümmungsradius der Elektronspur im Sektormagneten und damit der Impulsbetrag eines Elektrons ermittelbar. Der horizontale und vertikale Streuwinkel eines gestreuten Elektrons werden über die Rückrechnung der Elektronspur durch den Sektormagneten bestimmt. Dessen magnetoptische Eigenschaften liegen in Form von Rückrechenkoeffizienten vor. Eine weitere wichtige durch die Rückrechnung ermittelbare Größe ist der Targetstartort des Elektrons.

Erwähnenswert ist, daß vor der eigentlichen Auswertung mit einem repräsentativen Satz von Spektrometerdaten eine Fein-Justierung der Drahtkammerpositionen (die durch Bewegung des Spektrometers ein wenig ihre Lage verändern können) durchgeführt wird. Dazu werden die Verteilungen der Abstände zwischen den gemessenen Durchstoßpunkten der jeweils angepaßten Geraden und den vorgegebenen Positions-Koordinaten der angesprochenen Drähte in den vier Kammern bzw. acht Drahtebenen betrachtet. Die Fein-Justierung geschieht iterativ unter Variation der Positions-Koordinaten der Kammern und besteht darin, die Breite aller acht Abstandsverteilungen gleichzeitig, symmetrisch um Null zu minimieren.

4.4.2 Impulsbestimmung der Hadronen

Durch die gerade Verbindung des Trefferorts in einem der vorwärtigen $r\Delta E$ -Detektoren bzw. in einem der rückwärtigen ΔE -Detektoren mit dem Mittelpunkt des Targets wird die Impulsrichtung eines in den Hadronendetektor-Teleskopen nachgewiesenen Teilchens festgelegt. Als horizontale Trefferposition wird dabei die Mittelposition des betroffenen Detektor-Teleskops angenommen. Die Auflösung in horizontaler Richtung ist durch die Breite der Szintillatoren (18 cm) gegeben. Die Ermittlung der vertikalen Trefferposition aus dem Zeitdifferenz-Spektrum des oberen und unteren Auslesekanals eines Szintillators ist in Abschnitt 4.2.2 beschrieben. Die vertikale

Auflösung kann über den Vergleich der Ortsbestimmung in hintereinanderliegenden Szintillatoren abgeschätzt werden und beträgt in etwa 8 *cm FWHM*. Rechnet man dies unter Berücksichtigung der Teleskop-Abstände zum Target in Winkelbereiche um, so erhält man die in der folgenden Tabelle 4.1 aufgeführten Winkelauflösungen:

	horizontale Winkelauflösung	vertikale Winkelauflösung
vorwärtige Teleskope	$\Delta\Theta_{p'} = \pm 1.5^\circ$	$\Delta\Phi_{p'} = \pm 0.7^\circ$
rückwärtige Teleskope	$\Delta\Theta_{p'} = \pm 2.3^\circ$	$\Delta\Phi_{p'} = \pm 1.0^\circ$

Tab.4.1: Winkelauflösung der Teleskope

Der dynamische Bereich der Energieverluste bzw. der Lichtausbeuten und damit die prinzipielle Genauigkeit der Messung ist für die Stopp-Detektoren am größten; die Energiebestimmung wird daher auf der Basis der gemessenen Lichtausbeuten dieser Detektoren durchgeführt.

Die bezüglich des Offsets, der Lichtdämpfung und der Photomultiplier-Verstärkung korrigierten Lichtausbeuten A_{Licht} eines Teilchens (Abschnitt 4.2.3) stehen - für eine Teilchensorte - in eindeutigen Zusammenhang zu der Energie, die dieses Teilchen im Szintillator deponiert hat. Dieser Zusammenhang kann mit einer von Wright [Wri53] angegebenen Beziehung und einer das verwendete Szintillator-Material charakterisierenden Konstanten [GoP60] beschrieben werden (Abschnitt 4.2.5). Die Eichung der gemessenen Lichtausbeuten in absoluter deponierter Energie erfolgt dann so, daß mittels eines für jeden Szintillator spezifischen Normierungsfaktors g der gemessene und der berechnete Verlauf des Zusammenhangs zwischen der Lichtausbeute im ΔE -Detektor und im E -Detektor zur Deckung gebracht werden. Für jedes Teleskop werden also simultan die Normierungsfaktoren $g_{\Delta E}$ und g_E mit

$$A_{Licht, \Delta E}^{mess} = g_{\Delta E} \cdot A_{Licht, \Delta E}^{calc}$$

und

$$A_{Licht, E}^{mess} = g_E \cdot A_{Licht, E}^{calc}$$

angepaßt. Die Verlaufsform der im E - ΔE -Plot gegeneinander aufgetragenen Lichtausbeuten hintereinanderstehender Szintillatoren ist hinreichend charakteristisch, um diesen Abgleich eindeutig durchzuführen. Dazu ist es besonders hilfreich, wenn der markante Durchstoßpunkt (der Scheitelpunkt z.B. in Abb. 4.3) - also der Punkt, bei dem die Energie der Teilchen so groß wird, daß diese nicht mehr im hinteren Szintillator gestoppt werden - im gemessenen Bereich liegt.

Die Energie, die ein Teilchen in den Materialien entlang seiner Spur vom Target zu den Detektor-Teleskopen und insbesondere in den Szintillatoren selbst deponiert, wird mithilfe der Energieverlust-Beziehung von Bethe und Bloch in Abhängigkeit von der Startenergie der Teilchen am Vertex berechnet. In dieser Weise kann einer gemessenen Lichtausbeute schließlich die ihr entsprechende kinetische Energie eines Teilchens am Vertex zugeordnet werden.

Für die rückwärtigen Detektor-Teleskope wird diese Methode der Energieeichung angewendet. Aufgrund hoch eingestellter Schwellen in den Diskriminatoren der ΔE -Detektoren liegt der Durchstoßpunkt für diese Teleskope leider nicht im gemessenen Bereich; die für die Energieeichung entscheidenden Normalisierungskonstanten g_E können so nur mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 10\%$ festgelegt werden.

Der Verlauf der Protonen-Bänder in den experimentellen E - ΔE -Plots erweist sich für zwei der

verwendeten vorwärtigen Teleskope bedauerlicherweise als nicht über den gesamten Meßbereich zufriedenstellend mit dem berechneten Verlauf abgleichbar. Der Grund dafür ist wahrscheinlich in Veränderungen des (viele Jahre alten) Szintillatormaterials zu suchen, so daß die in der Berechnung verwendete Materialkonstante nicht mehr zutreffend ist. Die Energieeichung der vorwärtigen Teleskope wird daher nicht über den Vergleich der experimentellen und der berechneten E - ΔE -Plots durchgeführt, sondern mithilfe des berechenbaren Zusammenhangs zwischen dem absolut gemessenen Impuls der gestreuten Elektronen und dem Impuls in den Stopp-Detektoren koinzident nachgewiesener Protonen im kinematisch vollständig bestimmten, quasielastischen Zweikörperaufbruch des Targetkerns. Für diese Ereignisse ist die invariante Masse des Restkerns - die Missing-Mass M_m - gleich der Tritonmasse M_{3H} .
Ausgehend von der Definition der Missing-Mass,

$$\begin{aligned} M_m^2 &= \left(P_R^\mu \right)^2 = \left(P_{Target}^\mu + q^\mu - P_{p'}^\mu \right)^2 \\ &= \left(M_{\text{4He}} + \omega - T_{p'} - M_{p'} \right)^2 - \underline{P}_R^2, \quad \text{für } \underline{P}_{\text{4He}} = \underline{0}, \end{aligned}$$

erhält man den folgenden Ausdruck für die kinetische Energie $T_{p'}$ der Protonen in Abhängigkeit von den gemessenen Protonwinkeln und den Meßgrößen des Elektrons:

$$T_{p'} = \frac{M_{p'} \cdot a^2 + c \cdot a}{1 - a^2} \pm \sqrt{\left(\frac{M_{p'} \cdot a^2 + c \cdot a}{1 - a^2} \right)^2 - \frac{a^2 \cdot c^2}{1 - a^2}}$$

mit

$$a = \frac{E_e \cdot \cos \Phi_{ep'} \cdot \cos \Theta_{ep'} - E_{e'} \cdot (\cos \Phi_{ee'} \cdot \cos \Phi_{ep'} \cdot \cos \Theta_{e'p'} + \sin \Phi_{ee'} \cdot \sin \Phi_{ep'})}{M_{\text{4He}} + \omega}$$

und

$$c = \frac{(M_{\text{4He}} - M_{p'} + \omega)^2 - M_{\text{3H}}^2 - E_e^2 - E_{e'}^2 + 2 \cdot E_e \cdot E_{e'} \cdot \cos \Phi_{ee'} \cdot \cos \Theta_{ee'}}{2 \cdot a \cdot (M_{\text{4He}} + \omega)};$$

dabei bedeuten:

$$\begin{aligned} P_{Target}^\mu, q^\mu, P_{p'}^\mu, P_R^\mu &= \text{Viererimpulse des Targetkerns, des virtuellen Photons, des detektierten Protons und des Restkerns} \\ \underline{P}_{\text{4He}}, \underline{P}_R &= \text{Dreierimpulse des Targetkerns und des Restkerns} \\ T_{p'} &= \text{kinetische Energie des detektierten Protons} \\ M_{\text{4He}}, M_{\text{3H}}, M_{p'} &= \text{Massen von Targetkern, Triton und Proton} \\ E_e, E_{e'}, \omega &= \text{Energien des primären und des gestreuten Elektrons sowie des virtuellen Photons} \\ \Phi_{ij}, \Theta_{ij} &= \text{vertikaler und horizontaler Laborwinkel zwischen } i \text{ und } j. \end{aligned}$$

Das Vorzeichen der Wurzel in der Bestimmungsgleichung für $T_{p'}$ ist durch die spezifischen kinematischen Bedingungen bestimmt. Im hier vorliegenden Fall ist nur das positive Vorzeichen relevant.

Die Desintegration des Heliumkerns in ein Proton und ein Triton, d.h. ${}^4\text{He}(e, e'p)t$ durch quasielastische Streuung des Elektrons an einem der Protonen, ist in den vorwärtig beobachteten kinematischen Situationen die weitaus häufigste Reaktion, bei der ein Elektron und ein Proton in Koinzidenz detektiert werden (in den rückwärtigen Kinematiken hingegen ist diese Reaktion kaum feststellbar). In einem dedizierten Meßrun wurde - ohne die Einstellungen der Hadronendetektoren zu verändern - die Dominanz dieses Prozesses durch die Wahl des größeren Elektron-Streuwinkels $\Theta_{ee'} = 23.7^\circ$, das heißt durch eine näher zum Zentrum des quasielastischen Peaks gelegene Elektron-Kinematik, weiter erhöht.

Für die Hadrondetektor-Einstellungen der Kinematik 3 und $\Theta_{ee'} = 23.7^\circ$ ist die gemessene Lichtausbeute eines Protons in einem der Stopp-Detektoren gegen die kinetische Energie $T_{p'}(\text{Elektronimpuls}, \text{Protonwinkel})$ in der folgenden Abbildung 4.12 aufgetragen. Die quasielastischen Ereignisse heben sich darin als prominentes Band ab. An dieses Band wird eine Fit-Funktion angepaßt, die im weiteren als Eichkurve dieses Stopp-Detektors zur Umrechnung der Lichtausbeuten in kinetische Energien verwendet wird. Für die anderen Detektoren wird entsprechend verfahren.

Die Genauigkeit dieser Energieeichung beträgt, als FWHM des quasielastischen Bandes, in etwa 20 MeV .

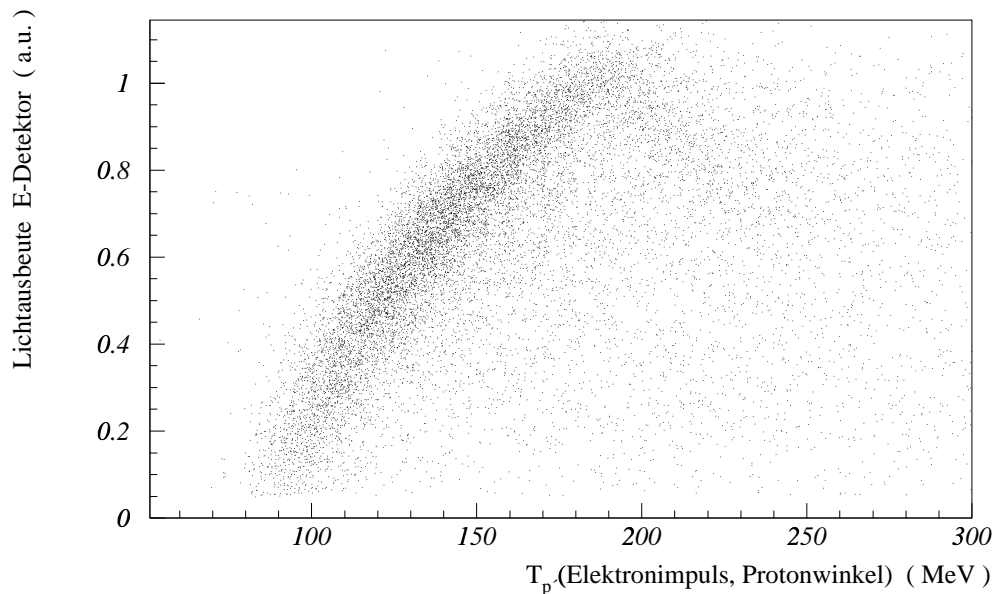


Abb.4.12: Lichtausbeuten von Protonen in einem der vorwärtigen Stopp-Detektoren der Kinematik 3, aufgetragen gegen die aus den gemessenen Protonwinkeln und den Meßgrößen der koinzidenten Elektronen ermittelte kinetische Energie der Protonen $T_{p'}(\text{Elektronimpuls}, \text{Protonwinkel})$; der Elektron-Streuwinkel beträgt $\Theta_{ee'} = 23.7^\circ$

4.5 Reduktion der Ereigniszahlen auf homogene apparative Bedingungen

Die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse ist zunächst von spezifischen Inhomogenitäten der Apparatur in den Bedingungen zur Auslösung und des Nachweises der Ereignisse mit beeinflusst. Zum einen trifft der einfallende Elektronenstrahl nicht nur auf das Target selbst, sondern auch auf die zu Einschluß und Isolation des flüssigen Targetmaterials notwendigen Folien und kann auch dort Kernreaktionen, deren Signatur von im Target ausgelösten Reaktionen nicht unterscheidbar ist, induzieren. Dieser apparative Einfluß wird durch den Abzug des in Leertargetmessungen bestimmten Untergrundanteils kompensiert. Zum anderen ist die Effizienz, d.h. die relative Häufigkeit mit der ein vorgekommenes Koinzidenz-Ereignis auch als solches registriert wird, keineswegs über den ganzen Nachweisbereich konstant, sondern eine von der Geometrie des Gesamtaufbaus und den Energie- und Winkel-Akzeptanzen der Einzeldetektoren bestimmte Funktion der experimentellen Variablen. Durch Division mit den über Monte-Carlo Verfahren berechneten Verteilungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Koinzidenz-Ereignisse werden die entsprechenden Ereignisverteilungen und Wirkungsquerschnitte auf eine konstante Effizienz von Eins bezogen.

4.5.1 Untergrundabzug

Mithilfe der Elektron-Rückrechnung ist der Targetstartort eines Elektronereignisses ermittelbar. Die dabei erreichte Auflösung (Tabelle 3.4) ist jedoch nicht so hoch, daß Startorte innerhalb der Targetzelle von solchen in den unmittelbar umgebenden Folien unterschieden werden könnten. Eine Rekonstruktion der Vertex-Position über die Hadron-Messung ist noch ungenauer.

Zur Bestimmung des Beitrages der in diesen Folien ausgelösten Ereignisse zur Gesamtzählrate wurden Leertargetmessungen durchgeführt. Die Targetzelle wurde dabei evakuiert und auch während der Messungen weiter bepumpt, um Reaktionen an in der Targetzelle verbliebenem Gas zu vermeiden. Der in diesen Messungen bestimmte Untergrundanteil beträgt integral für Zweifach-Koinzidenzen zwischen dem Elektronspektrometer und dem vorwärtigen Hadrondetektor-Arm $(10 \pm 3) \%$ und für Zweifach-Koinzidenzen zwischen dem Elektronspektrometer und dem rückwärtigen Hadrondetektor-Arm $(15 \pm 5) \%$.

Die Verteilung dieser Ereignisse in den relevanten Variablen - insbesondere in der Missing-Mass - ist nicht signifikant von den mit vollem Target aufgenommenen Verteilungen verschieden. Der Untergrund in den Zweifach-Koinzidenzen wird daher integral durch Multiplikation der vorwärtigen Zählraten mit 0.9 und der Rückwärtigen mit 0.85 berücksichtigt.

Die Zählraten echter Dreifach-Koinzidenzen ($e' p p$) sind in der Größenordnung um die Faktoren 10^3 bzw. 10^2 geringer als die echter Zweifach-Koinzidenzen des Typs ($e' p_{vorw.}$) bzw. ($e' p_{rückw.}$). Daher war es nicht möglich, den Leertarget-Untergrund für Dreifach-Koinzidenzen innerhalb einer akzeptablen Meßdauer mit hinreichender statistischer Genauigkeit zu bestimmen. Der Anteil, den die Dreifach-Koinzidenzen an den rückwärtigen Zweifach-Koinzidenzen haben, ist wesentlich größer als deren Anteil an den vorwärtigen Zweifach-Koinzidenzen; es wird angenommen, daß der für rückwärtige Zweifach-Koinzidenzen ermittelte Untergrundanteil von 15% auch für Dreifach-Koinzidenzen zutrifft; tatsächlich entspricht dieser Wert einer oberen Grenze. In Anbetracht der anderen, nicht zuletzt der statistischen Fehler der Dreifach-Koinzidenz-Ergebnisse sind Unsicherheiten von wenigen Prozent im Untergrundabzug unerheblich. Es sei jedoch nicht verschwiegen, daß hier ein wesentliches methodisches Defizit der Dreifach-Koinzidenz-Messung

liegt; streng genommen kann nur mit einer hinreichend langen Leertarget-Messung ausgeschlossen werden, daß irgendein obskurer Mechanismus eine im Verhältnis zu den Zweifach-Koinzidenzen erhöhte Produktion von Dreifach-Koinzidenzen in den Targetfolien bewirkt. Ein wesentlicher Beitrag von Dreifach-Koinzidenz-Ereignissen aus den Targetfolien, die nur etwa 6.4% der Massenbelegung mit Helium ausmachen (sh. Abschn. 3.4), erscheint jedoch äußerst unwahrscheinlich, da die Folien zum größten Teil aus Kohlenstoff bestehen und Untersuchungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ [Zon92],[Kes93],[Ede00] zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt dieser Dreifach-Koinzidenz-Reaktion von der gleichen Größenordnung wie der hier gefundene Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^4\text{He}(e,e'pp)$ ist.

4.5.2 Akzeptanzkorrektur

Das Volumenelement der Detektion eines Ereignisses ist in den experimentellen Variablen für Zweifach-Koinzidenzen sechs- und für Dreifach-Koinzidenzen neundimensional. Die Integration dieser Elementarvolumina über die Energie- und Winkel-Akzeptanzbereiche $A_{2.fach\ Koin.}$ und $A_{3.fach\ Koin.}$ der jeweils relevanten Detektoren führt auf die totalen Detektionsvolumina der apparativen Aufbauten zur Messung von Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzen:

$$V_{2.fach\ Koin.}^{total} = \int_{A_{2.fach\ Koin.}} dV^6$$

und

$$V_{3.fach\ Koin.}^{total} = \int_{A_{3.fach\ Koin.}} dV^9$$

mit

$$\begin{aligned} dV^6 &= dE_{e'} dT_{p'} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'} \\ &= dE_{e'} dT_{p'} \sin \Theta_{e'} \sin \Theta_{p'} d\Theta_{e'} d\Theta_{p'} d\Phi_{e'} d\Phi_{p'} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} dV^9 &= dE_{e'} dT_{p'_v} dT_{p'_r} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'_v} d\Omega_{p'_r} \\ &= dE_{e'} dT_{p'_v} dT_{p'_r} \sin \Theta_{e'} \sin \Theta_{p'_v} \sin \Theta_{p'_r} d\Theta_{e'} d\Theta_{p'_v} d\Theta_{p'_r} d\Phi_{e'} d\Phi_{p'_v} d\Phi_{p'_r} . \end{aligned}$$

Die so definierten totalen Detektionsvolumina beziehen sich auf den Fall einer konstanten Nachweiswahrscheinlichkeit, Eins, über den gesamten Akzeptanzbereich.

Tatsächlich ist die Wahrscheinlichkeit, mit der in einem bestimmten Elementarvolumen ein darin vorgekommenes Ereignis auch nachgewiesen wird, durch die totalen Effizienzen

$$\varepsilon(E_{e'}, T_{p'}, \Theta_{e'}, \Theta_{p'}, \Phi_{e'}, \Phi_{p'})$$

und

$$\varepsilon(E_{e'}, T_{p'_v}, T_{p'_r}, \Theta_{e'}, \Theta_{p'_v}, \Theta_{p'_r}, \Phi_{e'}, \Phi_{p'_v}, \Phi_{p'_r})$$

für Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzen gegeben. Die totale Effizienz ist dabei jeweils das Produkt aus den Effizienzen der aktuell berücksichtigten Einzeldetektoren. Die Effizienzen des Elektronenspektrometers und Beispiele zum Effizienzverlauf der Detektor-Teleskope für den Nachweis

von Protonen in Abhängigkeit von deren kinetischer Energie am Vertex wurden in den Abschnitten 3.5 und 3.6 vorgestellt. Der Effizienzverlauf über den Raumwinkel der Detektor-Teleskope wird (gestützt auf einen nahezu rechteckigen Verlauf der experimentellen Ereignisspektren über die vertikale Ausdehnung der Hadron-Detektoren) als konstant betrachtet.

Darüberhinaus können Kenntnisse über die kinematischen und energetischen Verhältnisse der untersuchten Reaktion dahingehend ausgenutzt werden, Bereiche des totalen Detektionsvolumens, in die aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung gar keine Ereignisse der Reaktion des Interesses gelangen können, von der weiteren Evaluation des Detektionsvolumens auszuschließen. Da bei den hier betrachteten Reaktionen ${}^4\text{He}(e, e'p)$, ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ immer wenigstens ein Endzustandsteilchen unbeobachtet bleibt und die Richtungen der primären Relativimpulse der Kernbestandteile nicht festliegen, gibt es keine expliziten Einschränkungen bezüglich der Impulsrichtung der nachzuweisenden Endzustandsteilchen. Die Energiebilanzen der Reaktionen dagegen führen auf Einschränkungen des totalen Detektionsvolumens.

Die geeigneten Variablen zur Beurteilung der Energiebilanzen sind für Zweifach-Koinzidenzen die Missing-Energy:

$$E_m = \omega - T_{p'} - T_{A-1} = \omega - T_{p'} - \sqrt{p_m^2 + M_{A-1}^2} + M_{A-1}$$

und für Dreifach-Koinzidenzen die Double-Missing-Energy:

$$E_{2m} = \omega - T_{p'_v} - T_{p'_r} - T_{A-2} = \omega - T_{p'_v} - T_{p'_r} - \sqrt{p_{2m}^2 + M_{A-2}^2} + M_{A-2} .$$

Es können nur solche echten Koinzidenz-Ereignisse vorkommen, bei denen die Missing-Energy bzw. die Double-Missing-Energy größer ist als die Schwellenenergie E_{thr} zur Auslösung der entsprechenden Reaktion. Es muß also gelten, daß

$$E_m - E_{thr}^{2KA} + \Delta E_{m,det} \geq 0$$

und

$$E_{2m} - E_{thr}^{4KA} + \Delta E_{2m,det} \geq 0 ,$$

wobei E_{thr}^{2KA} und E_{thr}^{4KA} hier die Schwellenenergien für den Zweikörper- und Vierkörper-Aufbruch von ${}^4\text{He}$ und $\Delta E_{m,det}$ die Energieauflösung des Detektors bedeuten. Die Werte dieser Größen sind $E_{thr}^{2KA}({}^4\text{He}) = 19.8 \text{ MeV}$, $E_{thr}^{4KA}({}^4\text{He}) = 28.3 \text{ MeV}$, $\Delta E_{m,det} \approx 20 \text{ MeV}$ und $\Delta E_{2m,det} \approx 30 \text{ MeV}$.

Die Akzeptanzkorrektur der Ereigniszahlen in einem beliebigen, von Ereignissen des Interesses grundsätzlich erreichbaren Teil des Detektionsvolumens besteht darin, diese durch die Akzeptanz dieses Teilvolumens zu dividieren. Unter der Akzeptanz des Teilvolumens wird dabei dessen effizienzgewichteter Volumeninhalt verstanden.

Zur besseren physikalischen Beurteilbarkeit, und um eine höhere statistische Genauigkeit in den betrachteten Ereignisverläufen zu erhalten, werden die gemessenen Ereignisverteilungen aus dem sechs- bzw. neundimensionalen Bereich der experimentellen Observablen zunächst auf zweidimensionale Darstellungen in physikalisch prägnanteren, sekundären Variablen abgebildet. Auch der Verlauf der Akzeptanz wird direkt in diesen Darstellungen ermittelt.

Für ein gegebenes Ereignis-Spektrum in den sekundären Variablen X und Y, ist zur Akzeptanzkorrektur der Ereigniszahlen in einem Bin (X^i, Y^j) die Summe der Akzeptanzen aller in dieses Bin

abgebildeten Elementarvolumina - das sogenannte Phasenraum-Volumen $V^{ps}(X^i, Y^j)$ - zu bestimmen. Die Phasenraum-Volumina sind damit für Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzen durch die folgenden Integrale gegeben:

$$V_{2fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j) = \int_{A_{2fachKoin}} \vartheta(E_m - E_{thr}^{2KA} + \Delta E_{m,det}) \cdot \delta(X - X^i) \cdot \delta(Y - Y^j) \cdot \varepsilon_{2fachKoin}^{total} dV^6$$

und

$$V_{3fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j) = \int_{A_{3fachKoin}} \vartheta(E_{2m} - E_{thr}^{3KA} + \Delta E_{2m,det}) \cdot \delta(X - X^i) \cdot \delta(Y - Y^j) \cdot \varepsilon_{3fachKoin}^{total} dV^9 ,$$

wobei

$$\vartheta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

und

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x = 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} .$$

Die Auswertung dieser Integrale erfolgt mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation. Dazu wird in den experimentellen Variablen, mit hinreichend feiner Bin-Struktur, ein großes Ensemble über den gesamten Akzeptanzbereich der Apparatur gleichverteilter, quasizufälliger Startgrößen N_{MC}^{total} generiert. Aus dieser Gesamtheit simulierter Ereignisse wird für jedes Bin in den experimentellen Variablen, d.h. für jeden im Rahmen dieser Bin-Struktur unterscheidbaren kinematischen Punkt, ein Anteil nach Maßgabe der totalen Effizienz dieses kinematischen Punktes akzeptiert. Die akzeptierten Ereigniszahlen derjenigen kinematischen Punkte, die unter der oben erläuterten energetischen Bedingung möglich sind, werden schließlich den ihnen entsprechenden Bins (X^i, Y^j) in den sekundären Variablen X und Y zugeschlagen, so daß

$$V_{2fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j) = \frac{N_{MC}(X^i, Y^j; E_m \geq E_{thr}^{2KA} - \Delta E_{m,det})}{N_{MC}^{total}} \cdot V_{2fachKoin}^{total}$$

und

$$V_{3fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j) = \frac{N_{MC}(X^i, Y^j; E_{2m} \geq E_{thr}^{4KA} - \Delta E_{2m,det})}{N_{MC}^{total}} \cdot V_{3fachKoin}^{total} .$$

Aus der Division der Ereignis- und Phasenraum-Spektren, versehen mit jeweils den gleichen Bin-Strukturen in den sekundären Variablen, erhält man, abgesehen von noch zu berücksichtigenden

globalen Effizienzen und der Luminosität, einen in den sekundären Variablen expandierten Mittelwert des sechsfach- bzw. neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts:

$$\left\langle \frac{d^6 \sigma}{dV^6}(X^i, Y^j) \right\rangle_{A(X^i, Y^j)_{2fach\ Koin}} \propto \frac{N_{2fach\ Koin}^{exp}(X^i, Y^j)}{V_{2fach\ Koin}^{ps}(X^i, Y^j)}$$

und

$$\left\langle \frac{d^9 \sigma}{dV^9}(X^i, Y^j) \right\rangle_{A(X^i, Y^j)_{3fach\ Koin}} \propto \frac{N_{3fach\ Koin}^{exp}(X^i, Y^j)}{V_{3fach\ Koin}^{ps}(X^i, Y^j)} .$$

$N_{2fach\ Koin}^{exp}(X^i, Y^j)$ und $N_{3fach\ Koin}^{exp}(X^i, Y^j)$ stehen dabei für die experimentellen Anzahlen der echten, um den Untergrund korrigierten Zweifach- bzw. Dreifach-Koinzidenzen im Bin (X^i, Y^j) . Die Darstellung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von nur zwei Variablen kann leicht zu der Annahme verleiten, es handele sich im Grunde nur um zweifach-differentielle Größen. Dem ist nicht so, da die Ordnung der Differentialität die Anzahl der unabhängigen Variablen angibt, in denen spezifische Randbedingungen vorliegen. Die Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt über die zu X und Y komplementären Variablen, die im Fall der Zweifach-Koinzidenzen r, s, t und u heißen mögen, gemittelt - die Ereignisse also in jeweils nur einem Bin r^0, s^0, t^0 und u^0 zusammengefaßt werden - ist dabei ohne Belang. So müßte beispielsweise der sechsfach-differentielle Wirkungsquerschnitt genauer in der Form

$$\left\langle \frac{d^6 \sigma}{dV^6}(X^i, Y^j, r^0, s^0, t^0, u^0) \right\rangle_{A(X^i, Y^j, r^0, s^0, t^0, u^0)_{2fach\ Koin}}$$

geschrieben werden. Anders läge der Fall, wenn die Randbedingungen in einer der Variablen nicht spezifisch wären, das heißt, wenn in dieser Variablen der Mittelwert über den gesamten physikalisch überhaupt nur möglichen Bereich - also der totale Wirkungsquerschnitt in dieser Variablen - gebildet würde. Dann hinge der differentielle Wirkungsquerschnitt freilich nicht mehr von der betreffenden Variablen ab und müßte in der Ordnung um Eins reduziert werden. Diese Situation ist z.B. bei Einschränkung auf den Zweikörper-Aufbruch ${}^4He(e, e'p)t$ gegeben, sofern der ganze (auflösungsbedingt breite) Peak um die Aufbruchenergie $E_{2KA} = 19.81\ MeV$ betrachtet wird. Vom begrifflich strengen Unterschied einmal abgesehen, kann der Verlauf des sechsfach-differentiellen, in den Variablen X und Y expandierten Wirkungsquerschnittes de facto allerdings als eine Approximation des entsprechenden zweifach-differentiellen Wirkungsquerschnittes betrachtet werden, die umso besser ausfällt, je geringer die Variation des sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnittes in den komplementären Variablen ist.

Für Zweifach-Koinzidenzen sind die sekundären Variablen der Wahl die Missing-Energy E_m und das Missing-Momentum P_m . Da hier nicht über E_m gemittelt wird, ist insbesondere die Beachtung der energetischen Bedingung unproblematisch, d.h. einfach durch die Beschränkung der Darstellung auf den erlaubten E_m -Bereich gegeben. Im Fall der Dreifach-Koinzidenzen dagegen werden zweidimensionale Darstellungen - wie z.B. des primären Relativimpulses der beiden Protonen gegen den Winkel, den die Primärimpulse derselben einschließen - verwendet, bei denen

implizit über die Double-Missing-Energy gemittelt wird. Hier ist es dann notwendig, die in der betrachteten Reaktion unerreichbaren Gebiete des totalen Detektionsvolumens, deren Akzeptanz durchaus nicht Null ist (mit einer anderen Reaktion, zumal einer exothermen, trügen auch diese Gebiete bei), von der Mittelwertbildung auszuschließen.

Die Kenntnis der Phasenraumverläufe ist aber nicht nur notwendig zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, sondern darüberhinaus auch sehr nützlich, um einen Eindruck davon zu bekommen, welche Bereiche in den physikalisch relevanten Variablen überhaupt mit der Apparatur beobachtet wurden und wie diese von der jeweils betrachteten Reaktion und der Kinematik, d.h. der Position der Hadrondetektor-Arme, abhängen.

Beispiele zu Ergebnissen der Phasenraumberechnung sind für Zweifach-Koinzidenzen in den Abbildungen 5.2, 5.9 und 5.10 und für Dreifach-Koinzidenzen in den Abbildungen 5.20, 5.28 und 5.31 gezeigt. Für Zweifach-Koinzidenzen sind dabei in den sekundären Variablen E_m und P_m nur die äußeren Kontur-Linien des Akzeptanz-Bereiches, d.h. die Isoeffizienzlinien, bei denen das Phasenraum-Volumen auf 10 % (im absoluten Sinne) abgesunken ist, angegeben; Gebiete mit kleinerer Akzeptanz werden nicht berücksichtigt. Für Dreifach-Koinzidenzen ist die Verteilung des Phasenraum-Volumens durch Isoeffizienzlinien, die einen relativen Effizienzunterschied von 10 % kennzeichnen, dargestellt. Wie bei den Zweifach-Koinzidenzen wird auch hier von einer Auswertung in Gebieten mit einer absoluten Akzeptanz unterhalb von 10 % abgesehen.

Neben der Ermittlung der Phasenraum-Volumina wird die Monte-Carlo-Simulation auch dazu benutzt, den Verlauf des „off-shell“-Wirkungsquerschnitts der Elektron-Proton-Streuung, genauer des Produktes aus dem kinematischen Faktor $k = E_{p'} \cdot P_{p'}$ und dem nach der Berechnungsvorschrift von T.deForest [deF83] gewonnenen „off-shell“-Wirkungsquerschnitt σ_{cc1} , in den sekundären Variablen zu bestimmen. Dabei wird für jedes simulierte, energetisch mögliche Koinzidenz-Ereignis der Inhalt des zugehörigen Bins (X^i, Y^j) um den Wert der Größe $k \sigma_{cc1}$, der seinerseits vom jeweiligen kinematischen Punkt in den experimentellen Variablen bestimmt ist, inkrementiert. Die Division der Bin-Inhalte durch die Anzahl der letztlich im jeweiligen Bin akkumulierten Ereignisse ergibt dann das Spektrum $k \sigma_{cc1}(X^i, Y^j)$. Das Spektrum $k \sigma_{cc1}(E_m^i, P_m^j)$ wird dazu verwendet, aus den Wirkungsquerschnitten die Spektralfunktion $S(E_m, P_m)$ und im weiteren die Impulsdichte-Verteilung $\rho(P_m)$ zu ermitteln.

4.6 Normalisierungen zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte und Abschätzung der systematischen Fehler

Zur Absolutwert-Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte müssen weitere Korrekturfaktoren berücksichtigt und die Ereigniszahlen auf die integrierte Luminosität:

$$\int_0^T L(t) dt = \int_0^T N_{e^-}(t) dt \cdot F_{^4He} = N_{e^-} \cdot F_{^4He}$$

- das Produkt aus der Anzahl während der Meßdauer T eingestrahelter Elektronen N_{e^-} und der Flächenbelegungsichte des Targets mit 4He -Kernen, $F_{^4He}$, - bezogen werden.

Die Ausdrücke zur Ermittlung der absoluten, in den Variablen X und Y expandierten Mittelwerte des sechsfach- bzw. neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts sind damit insgesamt:

$$\left\langle \frac{d^6 \sigma(X^i, Y^j)}{dE_{e'} dT_{p'} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'}} \right\rangle_{exp} = \frac{N_{2fachKoin}^{exp}(X^i, Y^j)}{V_{2fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j)} \cdot \frac{1}{N_{e^-} \cdot F_{4He}} \cdot \frac{1}{C_{korr}}$$

und

$$\left\langle \frac{d^9 \sigma(X^i, Y^j)}{dE_{e'} dT_{p'_v} dT_{p'_r} d\Omega_{e'} d\Omega_{p'_v} d\Omega_{p'_r}} \right\rangle_{exp} = \frac{N_{3fachKoin}^{exp}(X^i, Y^j)}{V_{3fachKoin}^{ps}(X^i, Y^j)} \cdot \frac{1}{N_{e^-} \cdot F_{4He}} \cdot \frac{1}{C_{korr}}.$$

Der erste Faktor bezeichnet jeweils das Verhältnis der Anzahl echter, untergrundkorrigierter Koinzidenz-Ereignisse im Bin (X^i, Y^j) zum entsprechenden Phasenraum-Volumen (im vorigen Abschnitt 4.5.2 näher erläutert).

Die Anzahl der eingestrahelten Elektronen, N_{e^-} , ist gleich der mit dem Faraday-Cup gemessenen Ladung, Q_{echt} , (Abschnitt 3.3) in Einheiten der Elementarladung e_0 ($= 1.602 \cdot 10^{-19} C$):

$$N_{e^-} = \frac{Q_{echt}}{e_0}.$$

Die Flächenbelegungsichte des Targets wird berechnet als:

$$F_{4He} = \frac{\rho_{4He}^{liquid} \cdot N_A \cdot l}{A_{4He}}.$$

Mit: $\rho_{4He}^{liquid} = 0.125 \frac{g}{cm^3}$, der nominellen Dichte von flüssigem 4He ,
 $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$, der Avogadro-Konstanten,
 $l = 10 cm$, der Länge des Targets und
 $A_{4He} = 4.0026 \frac{g}{mol}$, der molaren Masse von 4He

erhält man: $F_{4He} = 1.881 \cdot 10^{23} cm^{-2}$.

Der Korrekturfaktor

$$C_{korr} = \varepsilon_{e^-} \cdot \varepsilon_{PK} \cdot \varepsilon_{LT}$$

umfaßt drei Beiträge:

- die Triggerwahrscheinlichkeit des Elektronenspektrometers, ε_{e^-} , d.h. die Wahrscheinlichkeit eines koinzidenten Ansprechens der vier Trigger-Szintillatoren des Spektrometers (Z1-Z4, Abb. 3.8) bei der Passage eines Elektrons im untersuchten Energiebereich

- die Fitwahrscheinlichkeit, ε_{PK} , der Proportionalkammern des Spektrometers (K1-K4, Abb. 3.8), d.h. die relative Häufigkeit, mit der beim Nachweis eines Elektrons durch die Trigger-Szintillatoren ein sinnvoller Geradenfit der Elektronspur ausgeführt werden konnte
- die „Life-Time“ des Datenaufnahmesystems, ε_{LT} , d.h. die Fraktion der Meßzeit, während der das Datenaufnahmesystem tatsächlich zur Akquisition bereit, also nicht noch durch die Verarbeitung eines vorherigen Ereignisses blockiert war.

Die Triggerwahrscheinlichkeit, ε_{e^-} , ist bekanntermaßen größer als 99% [Rei93] und wird hier durchweg gleich 1 gesetzt. ε_{PK} und ε_{LT} hängen von Bedingungen, die während der Messung variieren können - wie etwa der Strahlintensität - ab und unterliegen daher auch selbst zeitlichen Schwankungen.

Die Korrektur der Ereigniszahlen erfolgt mit den für jeden Meß-Run einzeln bestimmten Mittelwerten dieser Größen; anschließend werden die korrigierten Ereigniszahlen addiert. Die totalen Mittelwerte über alle berücksichtigten Meß-Runs der jeweiligen Kinematiken, $\langle \varepsilon_{PK} \rangle$ und $\langle \varepsilon_{LT} \rangle$, sind in der folgenden Tabelle 4.2 aufgeführt:

	Kinematik 1	Kinematik 2	Kinematik 3
$\langle \varepsilon_{PK} \rangle$	0.80 ± 0.01	0.80 ± 0.01	0.77 ± 0.01
$\langle \varepsilon_{LT} \rangle$	0.80 ± 0.03	0.86 ± 0.03	0.90 ± 0.01

Tab.4.2: Mittelwerte der Fitwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern und der Life-Time der Datenaufnahme

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird die nominelle Dichte von flüssigem ${}^4\text{He}$ eingesetzt; die tatsächliche Dichte des Helium-Targets ist jedoch wegen des Auftretens von Siebbläschen etwas geringer. Durch die Messung des Wirkungsquerschnittes elastischer Elektronstreuung an ${}^4\text{He}$, dessen Größe präzise bekannt ist [Ott85], kann das Produkt aus Spektrometer-Akzeptanz und Targetdichte und - mittels der simulierten Akzeptanzen - die Targetdichte selbst bestimmt werden.

Zu diesem Zweck wurden Messungen des elastischen Wirkungsquerschnitts unter den gleichen Bedingungen am Elektron-Photon-Vertex wie bei den Koinzidenz-Messungen ($\Theta_{ee'} = 12^\circ$, $E_0 = 1200 \text{ MeV}$) durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Soll-Energien des Spektrometers ($\pm 25\%$ um die Energie-Position des elastischen Peaks liegend) eingestellt und so der Verlauf der Energie-Akzeptanz des Spektrometers durchfahren. Zur Ermittlung des Untergrundanteils wurden bei verschiedenen Einstellungen der Soll-Energie Leertarget-Messungen unternommen. Die Genauigkeit, mit der aus diesen Messungen die Targetdichte bestimmt werden kann, ist wesentlich durch die geringe Energieauflösung des Spektrometers, die die Trennung der elastisch von den inelastisch gestreuten Elektronen limitiert und durch den Fehler der Akzeptanz-Simulation gegeben. Darüberhinaus ist der Einfluß der großen Ausdehnung des Targets ($l = 10 \text{ cm}$) entlang der Strahlachse auf den effektiven Streuwinkel der Elektronen problematisch. Die vertrauenswürdigsten Ergebnisse konnten bei der größten gewählten Soll-Energie-Einstellung, $E_{soll} = 1.403 \text{ GeV}$,

erzielt werden, da dort der relative Anteil nachgewiesener inelastisch gestreuter Elektronen vernachlässigbar gering ist. Die dabei bestimmte Targetdichte entspricht dem nominellen Wert, allerdings mit einer größeren Unsicherheit von -6% .

Die Ungenauigkeit der Ladungsmessung ist demgegenüber mit $\pm 1.5\%$ klein.

Die Monte-Carlo-Simulation der Phasenraum-Volumina bringt einen statistischen Fehler von $\pm 2\%$ mit sich. Darüberhinaus gehen in die Berechnung der Phasenraum-Volumina mehrere Größen ein, deren absolute Kenntnis mit einiger Unsicherheit behaftet ist. Zu nennen sind hier die durch Vielfachstreuung der Elektronen bedingte Effizienzreduktion des Spektrometers, die Effizienz der Hadronteleskope in Abhängigkeit von der Energie der nachzuweisenden Protonen sowie die Öffnungswinkel des Spektrometers und der Hadronteleskope.

Die Effizienzreduktion des Spektrometers infolge der Vielfachstreuung der gestreuten Elektronen wurde mithilfe von Simulationsrechnungen ermittelt; als Unsicherheit wird hier deren statistischer Fehler von $\pm 2\%$ angenommen.

Der relevante Öffnungswinkel des Spektrometers wird durch (Software-) Schnitte in den gemessenen Streuwinkeln festgelegt. Die Sicherheit dieser Festlegung kann nicht besser sein als die energieunabhängigen (von der Kenntnis der Abbildungskoeffizienten des Magneten und dem Drahtabstand der Proportionalkammern bestimmten) Anteile der Auflösung des Spektrometers. Für den vorliegenden Fall einer Messung ohne die Quadrupole werden diese als $\sigma_{\Theta_{ee'}} = 1.05 \text{ mrad}$ und $\sigma_{\Phi_{ee'}} = 0.59 \text{ mrad}$ angegeben [Fro93]. Mit den in der vorliegenden Auswertung gewählten Öffnungswinkeln $\Delta\Theta_{ee'} = 28 \text{ mrad}$ und $\Delta\Phi_{ee'} = 86 \text{ mrad}$ erhält man bei quadratischer Addition der Fehler in diesen beiden Winkeln einen relativen Fehler des Öffnungsraumwinkels, $\Delta\Omega_{e'}$, von $\pm 4\%$.

Die Energieeffizienzen der Hadronteleskope wurden mithilfe des Simulationsprogramms GEANT [CER94] ermittelt; der statistische Fehler liegt bei $\pm 1\%$ [Kle95]. Eine mögliche Inkongruenz zwischen den tatsächlichen und den simulierten Effizienzverläufen, infolge der Unsicherheit in der Bestimmung der Energieschwellen des Protonennachweises von etwa $\pm 5 \text{ MeV}$, zieht hier einen weiteren Fehler nach sich. Bei dem flachen, nur wenig von der Energie abhängigen Effizienzverlauf der vorwärtigen Teleskope (Abb.3.13) ist dieser Fehler mit ca. $\pm 1\%$ klein; der steile Abfall der Energieeffizienzen der rückwärtigen Teleskope (Abb.3.14) bei höheren Protonenenergien (insbesondere im Fall des Teleskops B3) führt dagegen zu einer größeren Unsicherheit. Über alle rückwärtigen Teleskope gemittelt (und unter Beachtung der hier verwendeten oberen Abschneidegrenze in der Protonenenergie von 125 MeV) erscheint ein Fehler von $\pm 8\%$ möglich.

Die geometrischen Dimensionen und die Positionen der Hadronteleskope sind sehr genau bekannt; die wirksame Höhe der Teleskope ist jedoch nicht gleich der geometrischen, sondern wird (auf die in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Weise) an den Flanken der Zeitdifferenz-Spektren festgemacht. Bei dieser Festlegung kommt erschwerend hinzu, daß am oberen und unteren Ende der Teleskope eine geometrisch bedingte, die Flankensteilheit mindernde Effizienzreduktion vorliegt (ein radial vom Target ausgehendes Teilchen passiert das Teleskop an diesen Enden unter einem Winkel von etwa 10° und kann so bei einem Eintrittsort, der näher als 4 cm an diesen Enden liegt, nicht die ganze Tiefe des Teleskops erfahren). Eine mögliche Überschätzung der wirksamen Höhe eines Hadronteleskops von je 2 cm oben und unten und damit, bezogen auf die ganze Höhe, ein Fehler von $+4\%$ erscheint realistisch.

Schließlich ist noch der systematische Fehler bei der Ermittlung der Ereigniszahlen zu berücksichtigen. Zu diesem tragen die Fehler des Untergrundabzugs und der Schnitte zur Selektion gestopp-ter Protonen bzw. Deuteronen bei (der Fehler der Korrektur zufälliger Koinzidenzen dagegen

geht in den statistischen Fehler der Ereigniszahlen ein). Für den Untergrundabzug der Zweifach-Koinzidenzen wird in den vorwärtigen Kinematiken ein Fehler von $\pm 3\%$ und in den rückwärtigen Kinematiken ein Fehler von $\pm 5\%$ (als statistischer Fehler der Leertarget-Messungen) veranschlagt; für die Dreifach-Koinzidenzen wird ein Fehler von $\pm 5\%$ angenommen. Die Lage der Schnittkonturen ist besonders für die Unterscheidung zwischen gestoppten und nicht gestoppten Protonen kritisch; hier wird ein Fehler von $\pm 3\%$ bei den vorwärtigen Zweifach-Koinzidenzen und ein Fehler von $\pm 5\%$ bei Dreifach-Koinzidenzen eingeräumt; in den rückwärtigen Kinematiken, in denen alle nachgewiesenen Protonen gestoppt wurden, tritt dieser Fehler nicht auf. Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler sind in der folgenden Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Deren quadratische Addition dient als ein Maß des systematischen Gesamt-Fehlers des Wirkungsquerschnitts und ist in der letzten Zeile der Tabelle angegeben.

Fehlerquelle	vorwärtig	rückwärtig	3-fach-Koinzidenz
Flächenbelegungs-dichte des Targets	- 6%	- 6%	- 6%
Triggerwahrscheinlichkeit des Spektrometers	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Life-Time der Datenaufnahme	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
Fitwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern	$\pm 1.5\%$	$\pm 1.5\%$	$\pm 1.5\%$
Ladungsmessung	$\pm 1.5\%$	$\pm 1.5\%$	$\pm 1.5\%$
Phasenraum-Simulation	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
Effizienz-Simulation des Spektrometers	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
Effizienz-Simulation der Teleskope	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$
Öffnungswinkel des Spektrometers	$\pm 4\%$	$\pm 4\%$	$\pm 4\%$
Öffnungswinkel der Teleskope	+ 4%	+ 4%	+ 6%
Schwellenwert zur Energie-Effizienz der Teleskope	$\pm 1.5\%$	$\pm 8\%$	$\pm 8\%$
Untergrundabzug	$\pm 3\%$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Separation gestoppter und nicht gestoppter Protonen	$\pm 3\%$		$\pm 5\%$
Syst. Gesamt-Fehler des Wirkungsquerschnitts	+10% / - 7%	+13% / - 11%	+15% / - 12%

Tab.4.3: Die wesentlichen systematischen Fehler

4.7 Strahlungskorrektur

Die Richtigkeit (der Interpretation) der experimentellen Wirkungsquerschnitte gründet bis zu diesem Punkt auch auf der Annahme, daß der Viererimpuls des reaktionsinduzierenden Photons grundsätzlich als Viererimpuls-Differenz zwischen einem eingestrahlt und dem gestreuten, spektroskopierten Elektron rekonstruierbar ist. Diese Annahme ist in einem nicht vernachlässigbaren Maße falsch; das betreffende Elektron kann neben dem reaktionsinduzierenden Photon weitere Strahlung abgegeben haben. In diesem Fall werden für die Reaktion des Interesses sowohl ein zu großer Energietransfer ω ($\omega_{mess} > \omega_{echt}$) als auch eine unzutreffende Richtung des Impulstransfers konstatiert. In der Konsequenz wird dem $(e, e'p)$ -Koinzidenz-Ereignis dann eine zu hohe Missing-Energy, E_m , und ein entweder zu kleines oder zu großes Missing-Momentum, P_m , zugewiesen.

Im Hinblick auf die Korrektur dieses Effektes werden drei mit großer Genauigkeit berechenbare Strahlungsprozesse betrachtet:

- interne Bremsstrahlung, d.h. die Abstrahlung eines weiteren Photons oder das Auftreten virtueller elektromagnetischer Fluktuationen im Feld des Kerns, an dem auch das reaktionsinduzierende Photon angreift [Sch49]
- externe Bremsstrahlung, d.h. die Abstrahlung eines weiteren Photons im Feld eines anderen Targetkerns [BeH34]
- Ionisation der Targetatome [Lan44].

Die angegebenen Referenzen verweisen jeweils auf die erstmalige Abschätzung dieser Prozesse durch Schwinger, Bethe, Heitler und Landau; die Strahlungskorrekturen erfolgen konkret jedoch gemäß einer von Mo und Tsai vorgeschlagenen Entfaltungstechnik [MoT 69][Tsa71] und machen Gebrauch von den Originalarbeiten gegenüber verfeinerten Beschreibungen der erwähnten Strahlungsprozesse. Die besondere Fassung der hier verwendeten Entfaltungsprozedur und die Berechnung der einzelnen Strahlungsbeiträge sind in [Qui88] beschrieben.

Korrigiert wird der experimentelle, sechsfach-differentielle Wirkungsquerschnitt in seiner Projektion auf die (E_m-P_m) -Ebene. Ausgangspunkt ist der Wirkungsquerschnitt an der Missing-Energy-Schwelle der untersuchten Reaktion: also der Wirkungsquerschnitt des niedrigsten E_m -Bins. An dieser Stelle können Strahlungsprozesse den Wirkungsquerschnitt nur gemindert haben - es können nur Strahlungsverluste aufgetreten sein. Deren Umfang und Verteilung auf Ziel-Bins höherer Missing-Energy können, nach Maßgabe des experimentellen Wirkungsquerschnitts im ersten E_m -Bin, berechnet und so der strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt dieses Bins und der um dessen Strahlungsausläufer reduzierte Wirkungsquerschnitt des restlichen Akzeptanzbereichs ermittelt werden. Insbesondere ist nach dieser Korrektur das zweite E_m -Bin nur noch von Strahlungsverlusten betroffen, und die Prozedur kann so bis zur Korrektur des gesamten Akzeptanzbereichs iteriert werden.

Die (E_m-P_m) -Werte charakterisieren die Kinematik allerdings nicht vollständig (d.h., die sechs experimentellen Variablen sind aus diesen Werten nicht wiederherstellbar); für die Strahlungskorrektur wird vereinfachend angenommen, daß alle Ereignisse „in-plane“ ($\Phi_{ee'} = \Phi_{ep'} = 0^\circ$) waren. Bei der rechnerischen Verteilung der Strahlungsausläufer in der P_m -Richtung wird ferner davon ausgegangen, daß die Abstrahlung eines Photons entweder in Richtung des primären oder

in Richtung des gestreuten Elektrons geschieht („peaking-approximation“). Um Strahlungsgewinne des experimentellen Wirkungsquerschnitts, deren Ursprung außerhalb des gemessenen (E_m - P_m)-Bereiches liegt, berücksichtigen zu können, muß der Wirkungsquerschnitt in diese Bereiche extrapoliert werden. Das ist besonders dann problematisch, wenn auf verhältnismäßig große Wirkungsquerschnitte, denen auch ein intensiver Strahlungsausläufer entspricht, geschlossen werden muß. Genau das ist aber für die vorwärtigen Kinematiken (besonders Kinematik 1/2, vorwärts) der Fall, da große Bereiche zu niedrigem E_m und P_m , für die hohe Wirkungsquerschnitte zu veranschlagen sind, außerhalb des Akzeptanzbereichs liegen (siehe Abb.5.2).

Die folgende Abbildung 4.13 demonstriert die typischen Auswirkungen der Strahlungskorrektur im Vergleich des korrigierten und des unkorrigierten sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt-

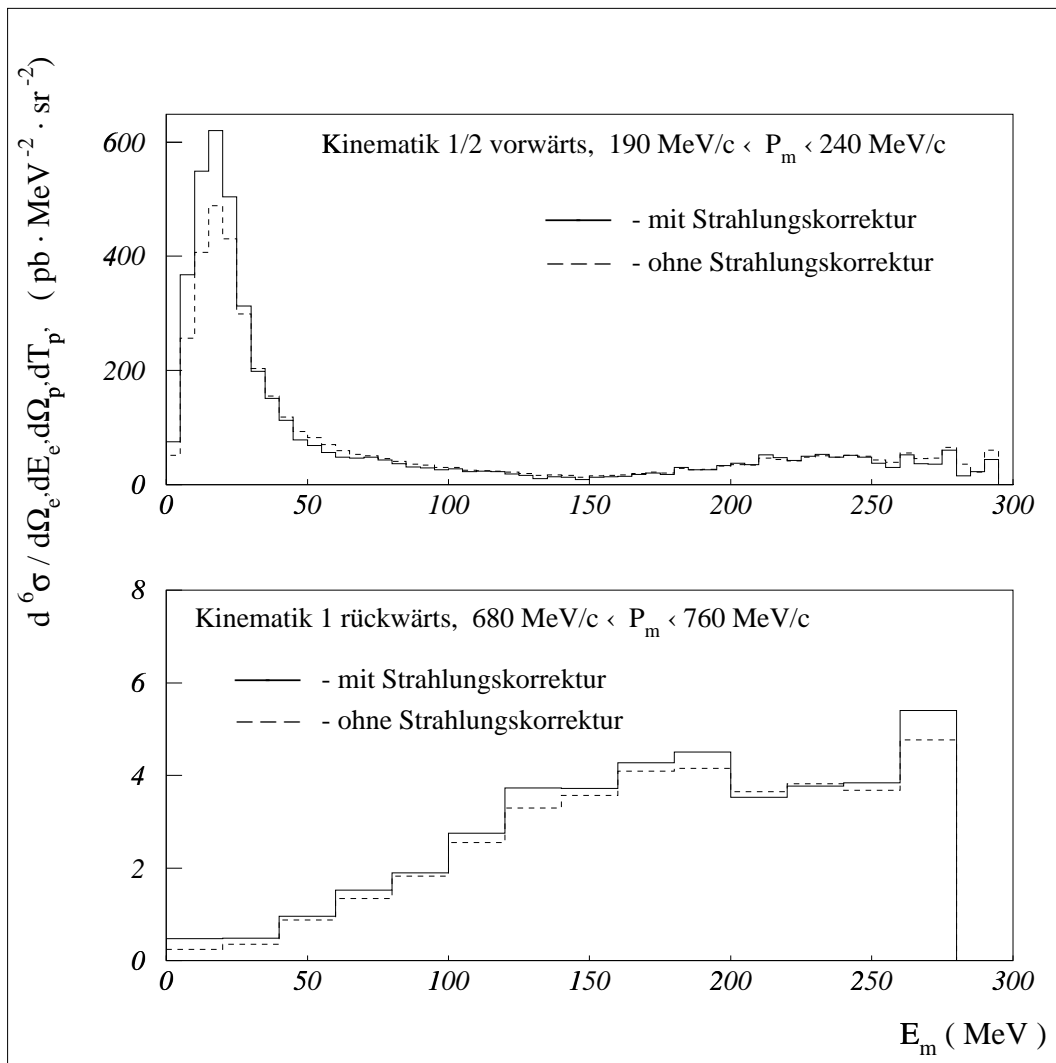


Abb.4.13: Vergleich strahlungskorrigierter und -unkorrigierter experimenteller Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$

tes mit jeweils einem in der Missing-Energy expandierten Spektrum zu den vorwärtigen und den rückwärtigen Kinematiken.

Die Strahlungskorrekturen machen sich am deutlichsten im Bereich des Zweikörper-Aufbruchs bemerkbar, in dem vorzugsweise Strahlungsverluste kompensiert werden müssen; dort erfährt der Wirkungsquerschnitt durch die Korrektur eine bis zu 1.5-*fache* Erhöhung. Im Kontinuum- und Δ -Resonanz-Bereich dagegen treten sowohl Strahlungsverluste als auch Strahlungsgewinne auf, die nur eine vergleichsweise geringe Gesamtkorrektur bewirken.

Der Algorithmus der Strahlungskorrektur propagiert den statistischen Fehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts, so daß ein Teil der durch diese Korrektur eingetragenen Unsicherheit im statistischen Fehler der als Ergebnisse präsentierten, strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte berücksichtigt ist.

Die neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte werden nicht strahlungskorrigiert.

An dieser Stelle sei besonders Eddy Jans für die viel Erfahrung (und ein bewährtes Computerprogramm) voraussetzende, rechnerische Durchführung der Strahlungskorrekturen gedankt.

5 Ergebnisse

5.1 Überblick

Die Ergebnisse dieses Experiments sind absolute, sechsfach- bzw. neunfach-differentielle Wirkungsquerschnitte der Koinzidenz-Reaktionen ${}^4\text{He}(e, e'p)$, ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$. Die Wirkungsquerschnitte erstrecken sich in Teilen über kinematische Bereiche, in denen ein merklicher Beitrag aus Nukleon-Nukleon-Korrelationen für möglich gehalten wird.

Präsentiert werden eindimensionale Projektionen dieser Wirkungsquerschnitte, d.h. in jeweils einer Variablen expandierte Mittelwerte, die über die gesamte Ausdehnung oder besonders definierte Teilbereiche der experimentellen Akzeptanz in den fünf bzw. acht jeweils nicht-expandierten, komplementären Dimensionen gebildet werden. Darüberhinaus werden spezifische Impulsdichteverteilungen eines Protons in ${}^4\text{He}$ vorgestellt, die mithilfe vereinfachender theoretischer Annahmen aus den experimentellen, sechsfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitten gewonnen werden können.

Die Hauptgliederung der Ergebnisse jeder Reaktion folgt den apparativ in der horizontalen Winkelposition der Hadronendetektor-Arme, $\Theta_{ep'}$, unterschiedenen Kinematiken (siehe Abb.3.1, Tab.3.2). Die Ergebnisse der einzelnen Kinematiken werden vergleichend gegenübergestellt.

Zur Beurteilung der ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Ergebnisse werden drei verschiedene Linien verfolgt: Dieselben Daten werden zunächst mit Erwartungen des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells, dann mit theoretisch ermittelten Wirkungsquerschnitten des ${}^4\text{He}$ -Kontinuum-Aufbruchs und schließlich sowohl mit theoretischen wie auch mit in anderen Experimenten gewonnenen Impulsdichteverteilungen konfrontiert.

In den beiden erstgenannten Untersuchungen werden Projektionen der sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte auf die Missing-Energy, E_m , betrachtet. Diese Projektion verspricht, die verschiedenen erfaßten Reaktionsmechanismen am deutlichsten zuzuordnen, insbesondere den im Blick auf Nukleon-Nukleon-Korrelationen vorrangig interessierenden Kontinuum-Aufbruch vom Zweikörper-Aufbruch einerseits und von Prozessen mit Δ -Anregung bzw. Pion-Produktion andererseits bestmöglich abgrenzen zu können. Bei der Ausführung der E_m -Projektionen werden in den beiden Fällen allerdings unterschiedliche Nebenbedingungen gesetzt: Für den Vergleich mit dem Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell wird über Akzeptanzbereiche zu konstanten mittleren Missing-Momenta, P_m , für den Vergleich mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten über Bereiche zu konstanten mittleren Energieüberträgen des virtuellen Photons, ω , projiziert.

In der dritten Untersuchung werden zwei spezifische Impulsdichteverteilungen, $\rho_{pt}(P_m)$ und $\rho_{pkont}(P_m)$, betrachtet, die Akzeptanz-Bereichen mit unterschiedlicher, jeweils konstanter mittlerer Missing-Energy, E_m , - zum einen dem E_m -Bereich des Zweikörper-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, zum anderen dem des Kontinuum-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, - zugehören. Für das Studium von Nukleon-Nukleon-Korrelationen ist unmittelbar nur $\rho_{pkont}(P_m)$ interessant; die Bedeutung, die $\rho_{pt}(P_m)$ für das gegenwärtige Experiment hat, liegt vor allem darin, als einzige der hier ermittelten Größen direkt mit vorliegenden Resultaten anderer ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Messungen vergleichbar zu sein und daher eine Konsistenzüberprüfung zu ermöglichen.

Die neunfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte werden in Projektion auf eine Reihe unterschiedlicher Variablen dargestellt. Damit wird versucht, verschiedene Aspekte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ - deren Anregungscharakteristik, die Relativbewegung der beiden Protonen, die Bewegung des Protonen-Paars als eines Ganzen dem residuellen Neutronen-Paar gegenüber und

die Energieabgabe in dieses Restsystem - zu beleuchten. Die zu diesem Zweck herangezogenen Projektionsvariablen sind im einzelnen:

- ω , der Energietransfer des virtuellen Photons, d.h. es wird die (differentielle) Anregungsfunktion der Reaktion ${}^4He(e, e'pp)$ gezeigt
- M_{2m} , die Double-Missing-Mass (äquivalent zur Double-Missing-Energy, E_{2m}), die als invariante Masse des Restsystems so definiert ist, daß hier der Exzeß über die Ruhemasse zweier Neutronen die kinetische Energie, T_{nn} , der Relativbewegung der beiden Endzustands-Neutronen in deren Schwerpunktssystem mißt
- P_{2m} , der Betrag des Double-Missing-Momentums, das in Impulsapproximation die Größe des Relativimpulses der Schwerpunkte des Proton-Proton- und des Neutron-Neutron-Paares vor der Absorption des virtuellen Photons wiedergibt
- P_{rel}^{min} , der Betrag des primären Relativimpulses der beiden Protonen; rekonstruiert unter der - auf den betragsmäßig geringsten Relativimpuls führenden und damit in Betracht erwarteter Impulsdichte-Verteilungen [Sch86] wahrscheinlichsten - Annahme, daß der Impuls des virtuellen Photons völlig dem vorwärtig, also mehr in Richtung des Photonimpulses detektierten Proton übertragen wurde
- $\Omega_{P_v P_r}$, der Winkel zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen; wobei hier beide in Impulsapproximation möglichen, extremalen Hypothesen zur Kopplung des virtuellen Photons - vollständiger Impulsübertrag entweder auf das vorwärtig oder aber auf das rückwärtig detektierte Proton - untersucht und die jeweiligen Verläufe der Wirkungsquerschnitte vergleichend gegenübergestellt werden.

Die formale Definition dieser Variablen kann in Abschnitt 2.2 gefunden werden.

Aufgrund der großen statistischen Unsicherheit der ${}^4He(e, e'pp)$ -Daten (in der Kinematik 3 wurden ca. 220, in den Kinematiken 1 und 2 nur ca. 70 bzw. 80 echte ${}^4He(e, e'pp)$ -Ereignisse aufgenommen) sind Projektionen unter Verwendung rigoroser Nebenbedingungen nicht möglich. Alle genannten Projektionen des ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts werden zunächst über den ganzen experimentellen Akzeptanzbereich, dann über einen Bereich zu eingeschränkter Double-Missing-Mass, $M_{2m} \leq 1.92 GeV/c^2$ (das entspricht $E_{2m} \leq 70 MeV$ bzw. $T_{nn} \leq 40 MeV$), ausgeführt.

Die neunfach-differentiellen ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitte werden in Projektion auf ω , M_{2m} , P_{2m} und $\Omega_{P_v P_r}$ gezeigt; wegen der äußerst geringen statistischen Genauigkeit (in Kinematik 3 wurden nur 53, in den Kinematiken 1 und 2 nur 15 bzw. 12 echte ${}^4He(e, e'dp)$ -Ereignisse, genauer ${}^4He(e, e'd_{vorw., p_{rückw.}})$ -Ereignisse, gemessen; siehe Abschn. 4.3.2.2) wird für ${}^4He(e, e'dp)$ durchweg über den gesamten experimentellen Akzeptanzbereich projiziert.

Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Ergebnisse der Zweifach-Koinzidenz-Messungen sind sämtlich auf Strahlungsprozesse des Elektrons korrigiert; die Ergebnisse der Dreifach-Koinzidenz-Messungen dagegen sind keiner Strahlungskorrektur unterzogen.

Als Fehler der Ergebnis-Spektren ist gewöhnlich nur der statistische Fehler der Messung bzw. der daraus abgeleitete statistische Fehler nach Anbringung der Strahlungskorrektur eingetragen. Die Unsicherheit im relativen Verlauf der Spektren ist hauptsächlich durch diesen Fehler

ler bestimmt. Zur Abschätzung der absoluten Unsicherheit muß der systematische Gesamtfehler (siehe Tab.4.3) hinzugenommen werden. Eine Ausnahme davon bildet die Fehlerangabe der Impulsdichte-Verteilung des Zweikörper-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, die den statistischen, den systematischen und einen weiteren, aus der auflösungsbedingten Unsicherheit der oberen Grenze des relevanten Missing-Energy-Bereiches resultierenden Fehler einschließt.

Es sei außerdem darauf hingewiesen, daß die hier gezeigten Ergebnisse mit Ergebnissen in der Dissertation von R. de Vries [deV95], die sich auf dasselbe Experiment wie die hier vorliegende Arbeit bezieht, - innerhalb der Fehlergrenzen - konsistent sein sollten. Tatsächlich treten jedoch an einigen direkt vergleichbaren Stellen über dieses Maß hinausgehende Abweichungen zwischen den dort präsentierten und den hier vorgestellten Ergebnis-Spektren auf. Diese Abweichungen können auf zwei in [deV95] vorliegende, inzwischen einvernehmlich geklärte Defizite zurückgeführt werden. Das erste Defizit besteht in der absoluten Normierung der in den rückwärtigen Detektor-Teleskopen nachgewiesenen Ereignisse und betrifft damit sowohl die Zweifach-Koinzidenz-Ergebnisse der rückwärtigen Kinematiken als auch sämtliche Ergebnisse der Dreifach-Koinzidenz-Messungen; die entsprechenden Wirkungsquerschnitte in [deV95] können integral, in etwa durch Division mit dem Faktor 1.7 korrigiert werden. Besonders anzumerken ist, daß durch diese Korrektur der Vergleich der experimentellen und theoretischen, nach dem Energietransfer, ω , separierten ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte nicht nur quantitativ revidiert werden muß, sondern auch qualitativ andere Entwicklungen sichtbar werden. Das zweite Defizit liegt in der Akzeptanzkorrektur der Dreifach-Koinzidenz-Messung und ist von differentieller Wirkung auf den Verlauf des ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnittes in seiner Projektion auf das Double-Missing-Momentum; in [deV95] nimmt der neunfach-differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ mit kleiner werdendem P_{2m} ($=P_{CM}$ in der Notation von [deV95]) ab; bei korrekter Berücksichtigung der Akzeptanz zeigt sich jedoch, daß dieser Wirkungsquerschnitt (in Übereinstimmung mit der Erwartung für zwei Nukleonen-Cluster, (pp) und (nn), die keinen relativen Drehimpuls besitzen) zu kleinen P_{2m} -Werten hin ansteigt. Verbleibende geringere und mit den angegebenen Fehlern kompatibel erscheinende Abweichungen zwischen der hier vorliegenden Arbeit und [deV95] rühren von Unterschieden in der tatsächlich verwendeten Datenbasis und der unterschiedlichen Ausführung einiger grundsätzlich subjektiv nuancierter Auswerteprozeduren her, wie etwa der Festlegung der Schnitt-Konturen zur Separation der verschiedenen Ereignistypen, der Bestimmung der Fitparameter zur absoluten Energieeichung oder der Festlegung der Bereiche zur Ermittlung des zufälligen Untergrundes. Darüberhinaus ist zu beachten, daß in vorliegender Arbeit unter der Double-Missing-Energy, E_{2m} , die invariante Energie (bzw. unter der Double-Missing-Mass, M_{2m} , die invariante Masse) des Restsystems verstanden wird (siehe Abschn.2.2), während in [deV95] von der Definition $E_{2m} := \omega - T_{p_v} - T_{p_r}$ Gebrauch gemacht wird.

5.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e')$

Zur Orientierung über die in allen hier behandelten Messungen unveränderte Elektronkinematik (Elektronstreuungswinkel $\Theta_{ee'} = 12^\circ$, Energie der Elektronen des Primärstrahls $E_0 = 1200 \text{ MeV}$) sei zunächst, mit Abbildung 5.1, die Anregungsfunktion der inklusiven, inelastischen Elektronstreuung, ${}^4\text{He}(e, e')$, unter diesen Bedingungen gezeigt. Aufgetragen ist ein dreifach-differentieller, nicht strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt, der im Verlauf dieses Experiments (in einer der Sondermessungen zur Luminositätsüberprüfung) bestimmt wurde.

Außerdem eingezeichnet ist ein theoretischer Wirkungsquerschnitt mit und ohne Strahlungs-

korrektur, der nach einem phänomenologischen Ansatz von Lightbody und O'Connell [LiO88] [LiO88,2] unter den gegebenen kinematischen Bedingungen erwartet wird; desweiteren dessen Zerlegung in drei beitragende, dem Ansatz zugrundeliegende spezifische Wirkungsquerschnitte der Reaktionsmechanismen: Zweikörper-Aufbruch, Mehrkörper-Aufbruch und Anregung der Δ -Resonanz. Das Zentrum des Zweikörper-Aufbruchs (d.h. des quasielastischen Peaks) liegt bei $\langle \underline{q} \rangle^2 / (2 M_N) \simeq (330^2 / (2 \cdot 938)) \text{ MeV} \simeq 58 \text{ MeV}$. Als in engen Grenzen freier Parameter, über den wesentlich die Breite des quasielastischen Peaks festgelegt wird, geht der maximale Fermi-Impuls eines Nukleons in ${}^4\text{He}$ in diese Rechnungen ein; dieser Parameter wurde hier - nach Maßgabe einer bestmöglichen Feinabstimmung zwischen der Rechnung und den gezeigten Daten - zu $Q_F = 230 \text{ MeV}/c$ angenommen. In der sogenannten „dip“-Region zwischen dem quasielastischen Peak und der Δ -Resonanz trägt der Mehrkörper-Aufbruch in einer ω -Ausdehnung von etwa 100 MeV dominant zum inklusiven Wirkungsquerschnitt bei. Die absolute Anpassung der Rechnung beruht für den Bereich des Mehrkörper-Aufbruchs auf gemessenen Wirkungsquerschnitten der Elektrosplattung des Deuterons und skaliert in ihrer integralen Stärke (dem Quasideuteron-Modell der totalen Photoabsorption [LeB50] entsprechend) mit dem Faktor NZ/A . Der berechnete Wirkungsquerschnitt des Mehrkörper-Aufbruchs berücksichtigt damit ausschließlich Zwei-Nukleonen-Ejektionen, die infolge einer Kopplung der Photonen an dipolartige (pn)-Paare ausgelöst werden.

Auf zwei Eigenheiten der gewählten Elektronkinematik, die einer Beobachtung von Mehrkörper-Aufbrüchen, vor allem in Bezug auf die Koinzidenz-Messungen, günstig sind, sei ausdrücklich aufmerksam gemacht: Zum einen bringt der kleine Streuwinkel verhältnismäßig große Absolutwerte des Wirkungsquerschnitts mit sich, zum anderen ist die Anregung der Δ -Resonanz infolge des kleinen Streuwinkels ($\tan^2(\Theta/2)$ -Abhängigkeit des transversalen Anteils des inklusiven Wirkungsquerschnitts) relativ gering, der Verlauf der Gesamt-Anregungsfunktion im Bereich der Δ -Resonanz daher ausgesprochen flach.

Die Wirkung des kleinen Streuwinkels findet ihren Ausdruck auch darin, daß der Anteil longitudinal polarisierter virtueller Photonen dem der transversal polarisierten beinahe gleichkommt (Polarisationsparameter: $\epsilon \simeq 0.95$). Während Zwei- und Mehrkörper-Aufbrüche auch durch longitudinale Photonen induziert werden (experimentelle Separationen von longitudinalem und transversalem Anteil in ${}^4\text{He}(e,e')$ und ${}^4\text{He}(e,e'p){}^3\text{H}$ können in [Zgh91] bzw. [Mag89] gefunden werden), wird die Δ -Resonanz nahezu ausschließlich durch transversal polarisierte Photonen angeregt ($M1$ -Übergang); die Rechnung jedenfalls betrachtet die Δ -Resonanz als rein transversale Anregung. Die Gesamtbreite des Δ -Resonanz-Beitrages setzt sich in der Rechnung aus der natürlichen Breite der Resonanz und der Fermi-Bewegung eines Δ 's im Kern zusammen.

Experimenteller und berechneter Wirkungsquerschnitt stimmen im ganzen betrachteten Bereich gut überein. Besonders bemerkenswert erscheint, daß der im Bereich des Mehrkörper-Aufbruchs auf die skalierte Deuteronspaltung reduzierte Ansatz der Rechnung zur Ausschöpfung des gemessenen Wirkungsquerschnittes hinreicht, auch wenn dies in gewissem Maße durch die erwähnte Anpassung von Q_F forciert wird. Es sei jedoch betont, daß weder die Messung noch die rein phänomenologisch ansetzende Rechnung den Anspruch einer Präzisionsbestimmung des inklusiven, inelastischen Wirkungsquerschnittes erheben, vielmehr nur einer ersten Orientierung dienen sollen.

In die Abbildung 5.1 eingezeichnet sind auch die ω -Fenster der Koinzidenz-Messungen: Bei der Untersuchung der Zweifach-Koinzidenz-Reaktion wird der betrachtete Bereich des Energietransfers für alle Kinematiken auf $100 \text{ MeV} \leq \omega \leq 400 \text{ MeV}$ eingeschränkt (die untere Grenze

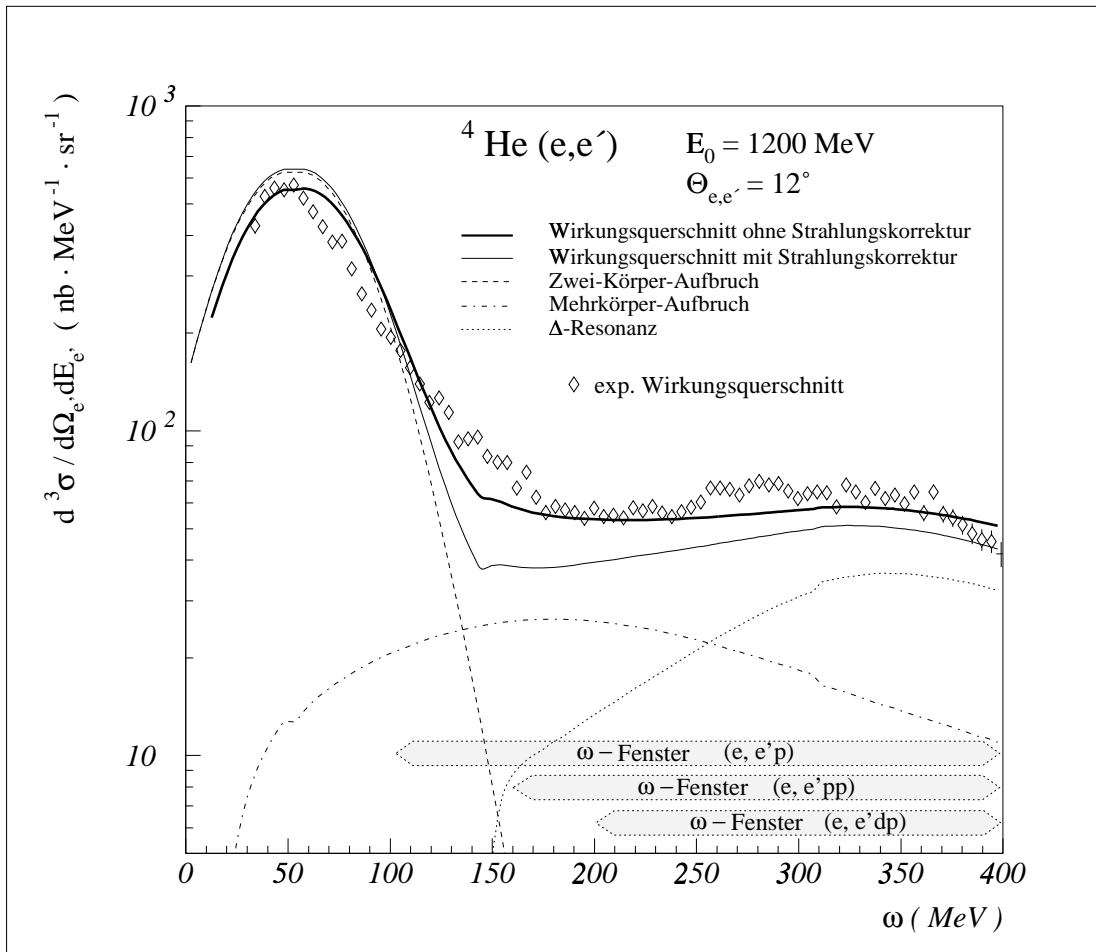


Abb.5.1: Hier gemessene Anregungsfunktion der inklusiven, inelastischen Elektronstreuung, ${}^4\text{He}(e, e')$, im Vergleich mit prozeßspezifischen, phänomenologisch ansetzenden Kalkulationen nach Lightbody und O'Connell. Gekennzeichnet sind ferner die in den Koinzidenz-Messungen untersuchten ω -Bereiche

entspricht der Energie-Nachweisschwelle der vorwärtigen Detektor-Teleskope zuzüglich der aufzubringenden Bindungsenergie E_{2KA} ; rückwärtig könnte der Bereich hinab bis $\omega \simeq 50\text{ MeV}$ ausgedehnt werden). Im Fall der Dreifach-Koinzidenzen ist der kleinste beobachtbare Energietransfer durch die Summe der unteren Energie-Nachweisschwellen des vorwärtigen und des rückwärtigen Detektor-Arms sowie der aufzubringenden Bindungsenergien, E_{4KA} bzw. E_{3KA} , auf ca. 160 MeV für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ca. 200 MeV für ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ festgelegt (vgl. Abb.5.20 und 5.31).

5.3 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)$

Die gemessenen, sechsfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte werden in Projektionen auf die Missing-Energy, E_m , vorgestellt. Zur Beurteilung der Wirkungsquerschnitte werden Erwartungen des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells [Cio91] [Cio96] und theoretische Wirkungsquerschnitte des Kontinuum-Aufbruchs von ${}^4\text{He}$ [Lag95] herangezogen.

Motiviert durch die Vorstellungen des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells wird nach kinematischer Evidenz für das Auftreten von Nukleon-Nukleon-Korrelationen (pn- und pp-Korrelationen können in $(e, e'p)$ freilich nicht unterschieden werden) gesucht. Als charakteristisches Indiz für Paar-Korrelationen wird dabei das Aufscheinen eines Peaks im Kontinuum-Bereich des E_m -Spektrums angesehen, dessen Position mit zunehmendem P_m - quadratisch von P_m abhängig - zu größeren E_m -Werten wandert (siehe Abschn. 2.3). Die Entwicklung der in E_m expandierten experimentellen Wirkungsquerschnitte wird daher bei stufenweise konstanter Zunahme des Missing-Momentums, P_m , studiert.

Die dazu verwendeten P_m -Schnitte sind in die Darstellungen der Abbildung 5.2, die die jeweiligen Akzeptanz-Konturen der sechs apparativ unterschiedenen $(e, e'p)$ -Kinematiken in der (E_m, P_m) -Ebene zeigen, eingetragen. Der Abstand der P_m -Schnitte (vorwärtig: $\pm 25 \text{ MeV}/c$, rückwärtig: ± 40 bzw. $\pm 35 \text{ MeV}/c$) ist mit Rücksicht auf die in P_m erzielte Auflösung und eine befriedigende statistische Genauigkeit der projizierten Wirkungsquerschnitte gewählt; die Lage der P_m -Schnitte folgt der Absicht, projizierte Wirkungsquerschnitte möglichst großer E_m -Ausdehnung, die gleichzeitig die Bereiche des Zweikörper-Aufbruchs, des Kontinuum-Aufbruchs und der Anstiegsflanke der Δ -Anregung umfassen, zu erhalten. Die Auslassung des niedrigen P_m -Bereichs der Kinematik 1/2, vorwärts ($P_m \leq 190 \text{ MeV}/c$) hat einen weiteren Grund in der Vermutung, daß die Strahlungskorrekturen in dieser Region nicht ordentlich greifen (auf diesen Punkt wird in Abschn. 5.5 zurückgekommen).

Im übrigen sei betont, daß die Konstruktionsdefinition des Missing-Momentums, $P_m = |\underline{q} - \underline{P}_{p'}|$, keineswegs antizipiert, daß tatsächlich dasjenige Proton der Detektion zugegangen ist, an dem zuvor das virtuelle Photon absorbiert wurde; erst die eventuelle Interpretation des Missing-Momentums als Negativum des Proton-Primärimpulses impliziert diese Voraussetzung. Die Darstellungen der (E_m, P_m) -Konturen und vor allem die in der Folge zu bestimmten P_m -Werten angegebenen Wirkungsquerschnitte hängen also an sich nicht an der Annahme der Stoßnäherungshypothese (abgesehen von einer leichten Modellabhängigkeit, die über die Strahlungskorrektur eingetragen wird).

Die den Zerlegungen der Abbildung 5.2 gemäß projizierten Wirkungsquerschnitte sind für die vorwärtigen Kinematiken in der Abbildung 5.3, für die rückwärtigen in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 gezeigt. In Abbildung 5.3 werden die Wirkungsquerschnitte halblogarithmisch dargestellt; eine lineare, die Größenverhältnisse besser verdeutlichende Ansicht des darin angegebenen Wirkungsquerschnitts zu $P_m = (215 \pm 25) \text{ MeV}/c$ aus Kinematik 1/2 kann in Abbildung 4.13 (dort als Beispiel zur Auswirkung der Strahlungskorrektur gezeigt) gefunden werden. Außerdem sei darauf aufmerksam gemacht, daß in Abbildung 5.3 eine progressive, mit E_m und P_m zunehmende Bin-Weite gewählt wurde, um den statistischen Fehler der Wirkungsquerschnitte auch für die kleineren Ereigniszahlen bei größerem E_m und P_m gering zu halten (für die beiden niedrigsten P_m -Schnitte aller drei Kinematiken ist: $\Delta E_m = 5 \text{ MeV}$, 10 MeV bzw. 20 MeV in den Bereichen $E_m = 0 - 60 \text{ MeV}$, $60 - 120 \text{ MeV}$ bzw. $120 - 280 \text{ MeV}$, für den jeweils höchsten P_m -Schnitt der Kinematiken 3 ist: $\Delta E_m = 10 \text{ MeV}$ bzw. 20 MeV in den Bereichen $E_m = 0 - 120 \text{ MeV}$ bzw. $120 - 280 \text{ MeV}$).

Die Wirkungsquerschnitte der vorwärtigen Kinematiken in Abbildung 5.3 weisen drei durch augenscheinlich verschiedene Verlaufsformen gekennzeichnete E_m -Bereiche auf, die den drei besagten Reaktionsmechanismen zugeordnet werden können: Um die Zweikörper-Aufbruchenergie von ${}^4\text{He}$, $E_{2KA} = 19.8 \text{ MeV}$, erhebt sich erwartungsgemäß ein Peak, der die Wirkungsquerschnitte bei niedrigem und mittlerem P_m in der relativen Größe dominiert; bei $E_m \simeq 40 \text{ MeV}$ gehen

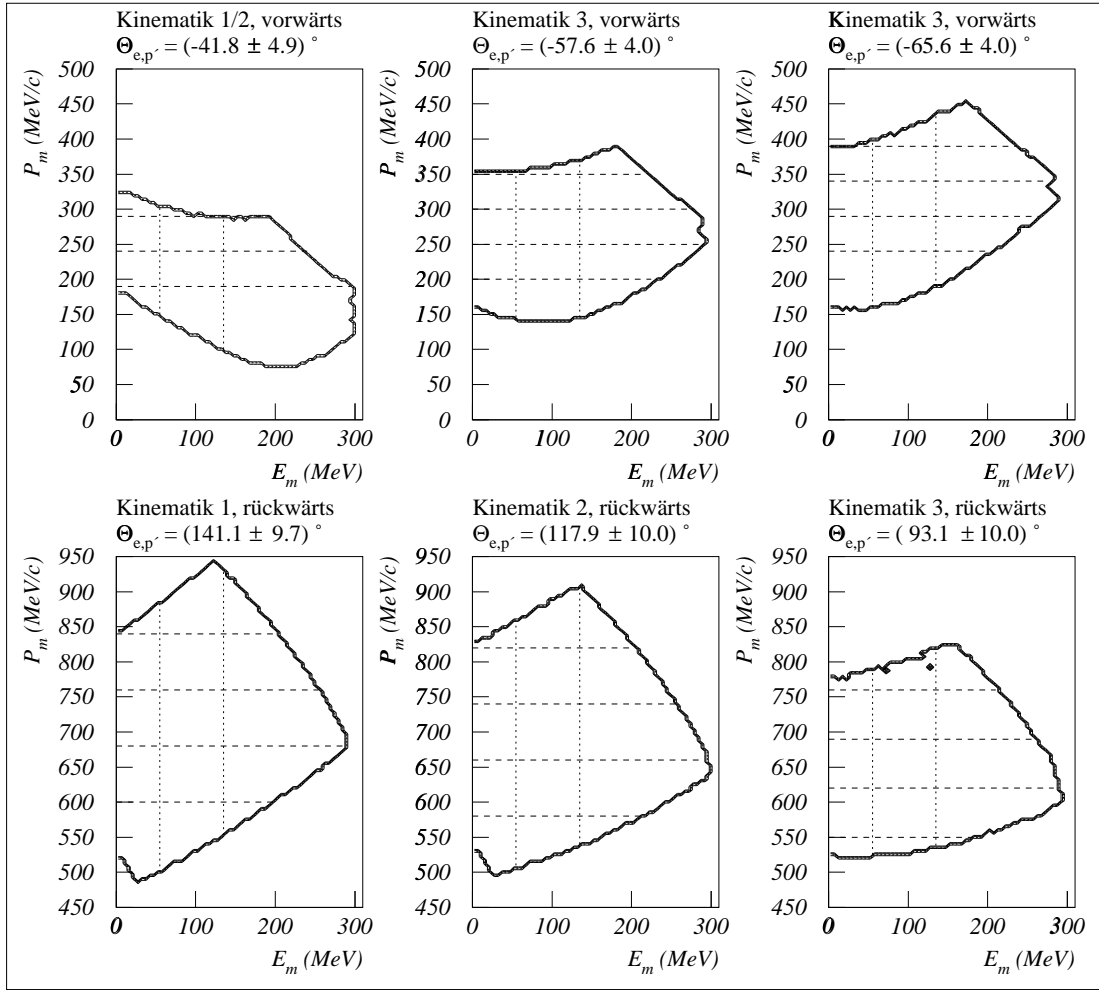


Abb.5.2: Akzeptanz-Konturen (= Isoeffizienzlinien, bei denen die absolute Akzeptanz nurmehr 10% beträgt) der verschiedenen Kinematiken in der (E_m, P_m) -Ebene. Zusätzlich eingezeichnet (gestrichelt) sind die Grenzen der P_m -Bereiche, für die (in Abb. 5.3-5.6) ein mittlerer Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von E_m angegeben wird sowie (gepunktet) die Grenzen der E_m -Bereiche, über die zur Ermittlung der Impulsdichte-Verteilung des Kontinuums (Abb. 5.18 und 5.19) integriert wird

die Wirkungsquerschnitte dann in einen flacheren, leicht abfallenden Verlauf über, in dem sich der Kontinuum-Aufbruch bemerkbar macht; oberhalb $E_m \simeq 140 \text{ MeV}$ zeigen die Wirkungsquerschnitte ein Minimum; der nachfolgende stete Wiederanstieg der Wirkungsquerschnitte wird als Anstiegsflanke der Δ -Resonanz identifiziert, d.h. solchen (Zwei- oder Mehr-Körper-) Aufbrüchen zugeschrieben, in denen zudem letztlich ein reelles Pion erzeugt und freigesetzt wurde.

Wegen der geringen Energieauflösung ($\Delta E_m \simeq 20 \text{ MeV}$ FWHM, festgemacht an der Breite des Zweikörper-Aufbruch-Peaks) in Verbindung mit der überragenden Stärke des Zweikörper-Aufbruchs, dessen abfallende, hochenergetische Flanke sich in den Bereich des Kontinuum-Aufbruchs

fortsetzt, ist in den vorwärtigen Kinematiken keine hinreichende Trennung zwischen diesen beiden Regimen gegeben, um eigenständige Kontinuum-Peaks erkennen zu können. Damit ist es insbesondere nicht möglich, die erwartete Verschiebung der E_m -Positionen dieser Peaks mit P_m zu beobachten (die Erwartungen des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells für die Positionen der Kontinuum-Peak-Maxima in Abhängigkeit von P_m sind in Abb. 5.3 durch gepunktete Pfeile angedeutet).

Feststellbar ist jedoch, daß die Stärke des Kontinuum-Aufbruchs im Verhältnis zum Zweikörper-Aufbruch weniger von P_m abhängt (was der sozusagen diffuseren Aufteilung des Rückstoßimpulses bei Mehrkörper-Aufbrüchen zugeschrieben werden kann) und mit zunehmendem P_m so an relativer Bedeutung gewinnt, daß im höchsten hier untersuchten P_m -Bereich, $P_m = (365 \pm 25) \text{ MeV}/c$, beide Regime in etwa gleiche Stärken aufweisen. Die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts und die Entwicklung, die die relative Stärke des Wirkungsquerschnitts in den drei E_m -Regimen unter Veränderung von P_m nimmt, zeigen sich aber auch von der Kinematik, d.h. von $\Theta_{ep'}$ abhängig: In Kinematik 1/2 ist der Wirkungsquerschnitt im Kontinuum-Bereich für beide unterschiedenen P_m -Bereiche nahezu gleich, während die Stärken im Zweikörper-Aufbruch-Peak und im Δ -Resonanz-Bereich mit zunehmendem P_m deutlich kleiner werden; unterstellt man einen Beitrag der hochenergetischen Flanke des Zweikörper-Aufbruchs, der mit dessen Peakgröße anwächst, so ist zu mutmaßen, daß der Anteil von Mehrkörper-Aufbrüchen an der Gesamtstärke des Wirkungsquerschnitts im energetisch vorderen Kontinuum-Bereich mit zunehmendem P_m sogar leicht ansteigt. In den Kinematiken 3 dagegen nimmt die Stärke aller drei E_m -Regime mit zunehmendem P_m ab; inwieweit die Abnahme im Kontinuum-Bereich dabei auf den Einfluß der hochenergetischen Flanke des Zweikörper-Aufbruchs oder auf originäre Kontinuum-Aufbrüche zurückgeht, kann nicht beurteilt werden. Ein Kuriosum findet sich bei einem E_m -Wert von etwa 115 MeV , für den der Wirkungsquerschnitt unabhängig von P_m und $\Theta_{ep'}$ immer dieselbe Größe von etwa $30 \text{ pb}/(\text{MeV}^2 \text{ sr}^2)$ annimmt (in den unteren beiden Darstellungen der Abb. 5.3 als Knoten besonders auffallend). Dieser E_m -Wert liegt einigermaßen weit von der Peakposition des Zweikörper-Aufbruchs wie von der Δ -Resonanz-Anregung entfernt, und scheint mit seinem unter großer Stärkeveränderung im Zweikörper-Aufbruch konstant bleibenden Wirkungsquerschnitt davon zu zeugen, daß an dieser Stelle nurmehr Mehrkörper-Aufbrüche beitragen; bemerkenswerterweise bildet sich bei sehr geringer Zweikörper-Aufbruch-Stärke, d.h. für $P_m = (365 \pm 25) \text{ MeV}/c$, in Abbildung 5.3 ganz unten, im Wirkungsquerschnitt des Kontinuums ein breites Plateau ebendieser Stärke, $30 \text{ pb}/(\text{MeV}^2 \text{ sr}^2)$, aus. Zur absoluten Variation des Wirkungsquerschnitts mit $\Theta_{ep'}$ sei nur soviel gesagt, daß für vergleichbares P_m die maximale Stärke des Zweikörper-Aufbruchs in Kinematik 3, $\Theta_{ep'} = (-57.6 \pm 4)^\circ$ erreicht wird; wie eine Inspektion von Abbildung 3.1 zeigt, werden in dieser Situation Photonen des geringsten betrachteten Energieübertrags, $\omega \simeq 100 \text{ MeV}$, die dem Zentrum des quasielastischen Peaks der (e,e') -Anregungsfunktion am nächsten kommen (sh. Abb. 5.1), weitgehend parallel zur Detektionsrichtung der Protonen eingeschossen.

Der Übergang zwischen Kontinuum-Aufbruch und Δ -Resonanz-Anregung ist verhältnismäßig klar bestimmbar: Insbesondere kann an den E_m -Positionen, bei denen der Anstieg der Δ -Resonanz sich abzuzeichnen beginnt (in Abb. 5.3 durch Pfeile gekennzeichnet), eine Verschiebung mit dem Missing-Momentum festgestellt werden, die - formal analog zur NN-Dynamik im Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell - als Ausdruck einer $N\pi$ -Dynamik gedeutet werden kann; auf diese Erscheinung wird weiter unten (in Zusammenhang mit Abb. 5.7) näher eingegangen.

Die Wirkungsquerschnitte der rückwärtigen Kinematiken (sh. Abb. 5.4 bis 5.6) sind erheblich kleiner als die der vorwärtigen und zeigen diesen gegenüber einen wesentlich anderen Verlauf:

${}^4\text{He}(e,e'p)$, vorwärtige Kinematiken

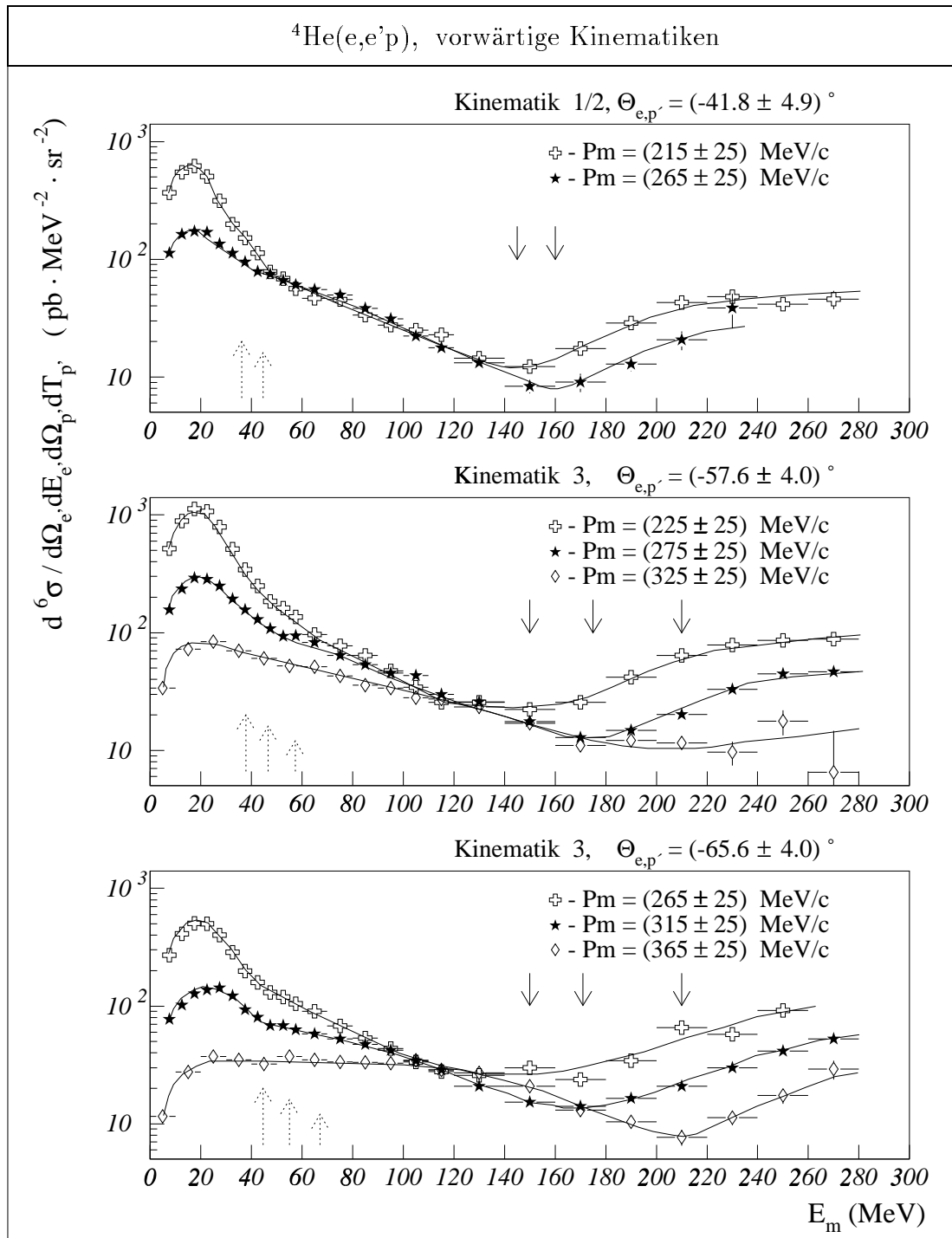


Abb.5.3: Nach dem Missing-Momentum P_m separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in den drei vorwärtigen Kinematiken, aufgetragen gegen die Missing-Energy E_m . Die gepunkteten Pfeile markieren die Erwartungs-Positionen des Kontinuum-Peaks im naiven 2-Nukleonen-Korrelationsmodell, die durchgezogenen Pfeile die experimentellen Minima zwischen dem Kontinuum-Bereich und der Anregung der Δ -Resonanz (auf die in Abb. 5.7 zurückgekommen wird). Die eingezeichneten Linien sollen das Auge führen und haben sonst keine Bedeutung

Beiträge aus Zweikörper-Aufbrüchen, die bei $E_m = E_{2KA} = 19.8 \text{ MeV}$ ein Maximum haben müßten, sind in den Spektren nicht bemerkbar; die beherrschende Struktur in allen Kinematiken und P_m -Bereichen ist ein breiter, jeweils über den ganzen erfaßten E_m -Bereich ausgedehnter Peak, dessen Maximum im Kontinuum-Bereich liegt; der hochenergetischen Flanke dieser Kontinuum-Peaks ist eine weitere, bei E_m -Werten zwischen etwa 200 MeV und 250 MeV einsetzende Struktur überlagert, die als Auswirkung der beginnenden Δ -Resonanz-Anregung bzw. Pion-Erzeugung eingeordnet wird.

Daß Zweikörper-Aufbrüche hier ausbleiben, ist angesichts der Erkenntnisse über die Impulsdichteverteilung zwischen Proton und Triton in ${}^4\text{He}$, $\varrho_{pt}^{4\text{He}}$ (sh. Abschn. 5.4), ein durchaus erwarteter Effekt; zumindest, wenn für diesen Aufbruch-Typus von direkter, idealerweise in der Stoßnäherung beschreibbarer Ejektion des detektierten Protons ausgegangen wird: denn in diesem Fall müßten den Protonen sehr hohe Primärimpulse ($500 \text{ MeV}/c - 900 \text{ MeV}/c$, betraglich P_m entsprechend), die nur mit geringer Dichte vorkommen, zugeschrieben werden (den neuesten Daten [Lee96] zufolge nimmt $\varrho_{pt}^{4\text{He}}(P_m)$ von $P_m = 250 \text{ MeV}/c$ auf $P_m = 700 \text{ MeV}/c$, d.h. von einem für die vorwärtigen Kinematiken auf einen für die rückwärtigen typischen Wert, um vier Größenordnungen ab). Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte bestätigt aber nicht nur diese Stoßnäherungserwartung, sondern zeigt darüberhinaus, daß auch alternativ denkbare Zweikörper-Aufbruch-Mechanismen - in erster Linie die direkte Ejektion des Tritons, die unter den gegebenen Bedingungen um etwa $\langle |\underline{q}| \rangle \simeq 330 \text{ MeV}/c$ geringere primäre pt-Relativimpulse erforderte - hier keine merkliche Rolle spielen.

Für Kontinuum-Aufbrüche gilt freilich ganz genauso, daß die übliche Stoßnäherungsunterstellung die genannten hohen Protonen-Primärimpulse - wenn auch hier als pN- oder pd-Relativimpulse verstanden - implizierte. Unterstellt man dagegen, daß der Impuls des Photons nicht oder nicht vollständig auf das letztlich detektierte, sondern ganz oder teilweise auf ein diesem ursprünglich, d.h. im Augenblick der Photonkopplung, korreliertes Nukleon (oder evtl. Deuteron) übertragen wurde (daß also der eingetragene Photonimpuls anstatt oder neben der Bremsung des letztlich detektierten Protons die positive Beschleunigung eines korrelierten Nukleons oder Deuterons bewirkt hat), so sind entsprechend geringere pN- bzw. pd-Relativimpulse vonnöten (sh. Abb. 2.2). In welchem Grade der Kontinuum-Peak durch stoßnäherungskonform herausgeschlagene oder durch (partiell) rückgestoßene Protonen verursacht ist, hängt maßgeblich von der allererst gesuchten Dichte-Verteilung der pN- bzw. pd-Relativimpulse ab und kann demzufolge ohne weiteres nicht entschieden werden. Es sei vorweggenommen, daß theoretische Wirkungsquerschnitte [Lag95] unter den hier gegebenen experimentellen Bedingungen den Hauptbeitrag zum Kontinuum-Peak nicht auf kurzreichweitige Korrelationen zurückführen, sondern im Aufbruch solcher Nukleonpaare sehen, die im Augenblick der Photonkopplung ein Meson austauschen, wobei der komplizierte Fall einer Aufteilung des Photonimpulses auf beide beteiligten Nukleonen naheliegt.

Die Entwicklung der Wirkungsquerschnitte mit dem Missing-Momentum, P_m , (in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 jeweils untereinander dargestellt), scheint auf den ersten Blick bezüglich der Stärke, Position und Breite der Kontinuum-Peaks sowie des relativen Beitrags der von Δ -Resonanz-Anregung betroffenen Aufbrüche für die drei Kinematiken nahezu identisch zu sein. Dabei ist allerdings zu beachten, daß an der Vermittlung dieses Eindrucks auch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von $\Theta_{ep'}$ ihren Anteil hat. D.h., vergleicht man beispielsweise die mittlere Darstellung in Abb. 5.4 mit der untersten in Abb. 5.6, die beide ungefähr demgleichen P_m -Bereich zugehören, so wird deutlich, daß die Abnahme des Winkels $\Theta_{ep'}$ (die bei Annahme der Stoßnäherungshypothese einer geringer werdenden mittleren Gegenläufigkeit zwischen dem Impuls des vir-

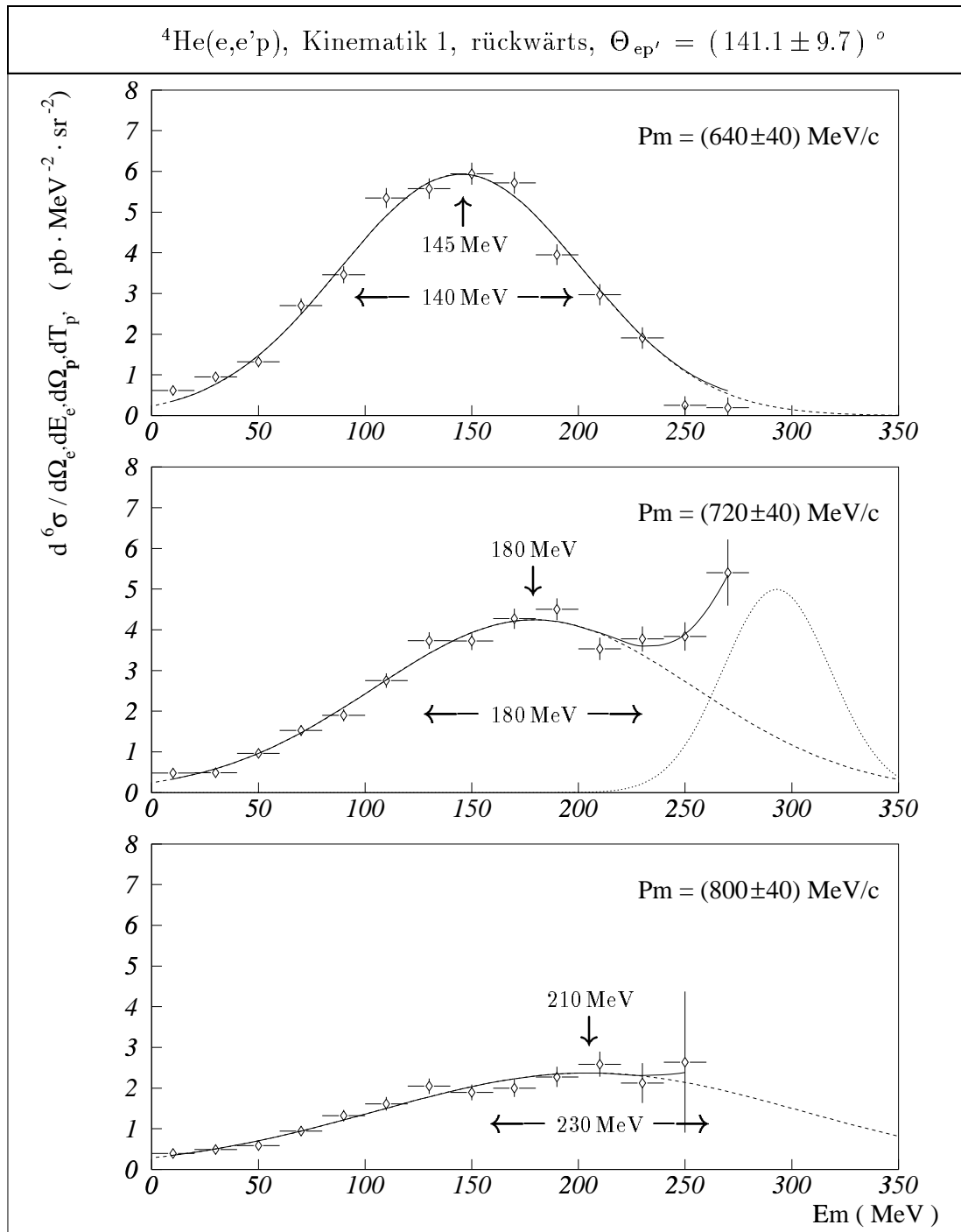


Abb.5.4: Nach dem Missing-Momentum P_m separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 1, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (141.1 \pm 9.7)^\circ$, aufgetragen gegen die Missing-Energy E_m . Maximum-Position und FWHM des ersten Peaks des eingezeichneten Doppel-Gauss-Fits sind jeweils durch Pfeile gekennzeichnet

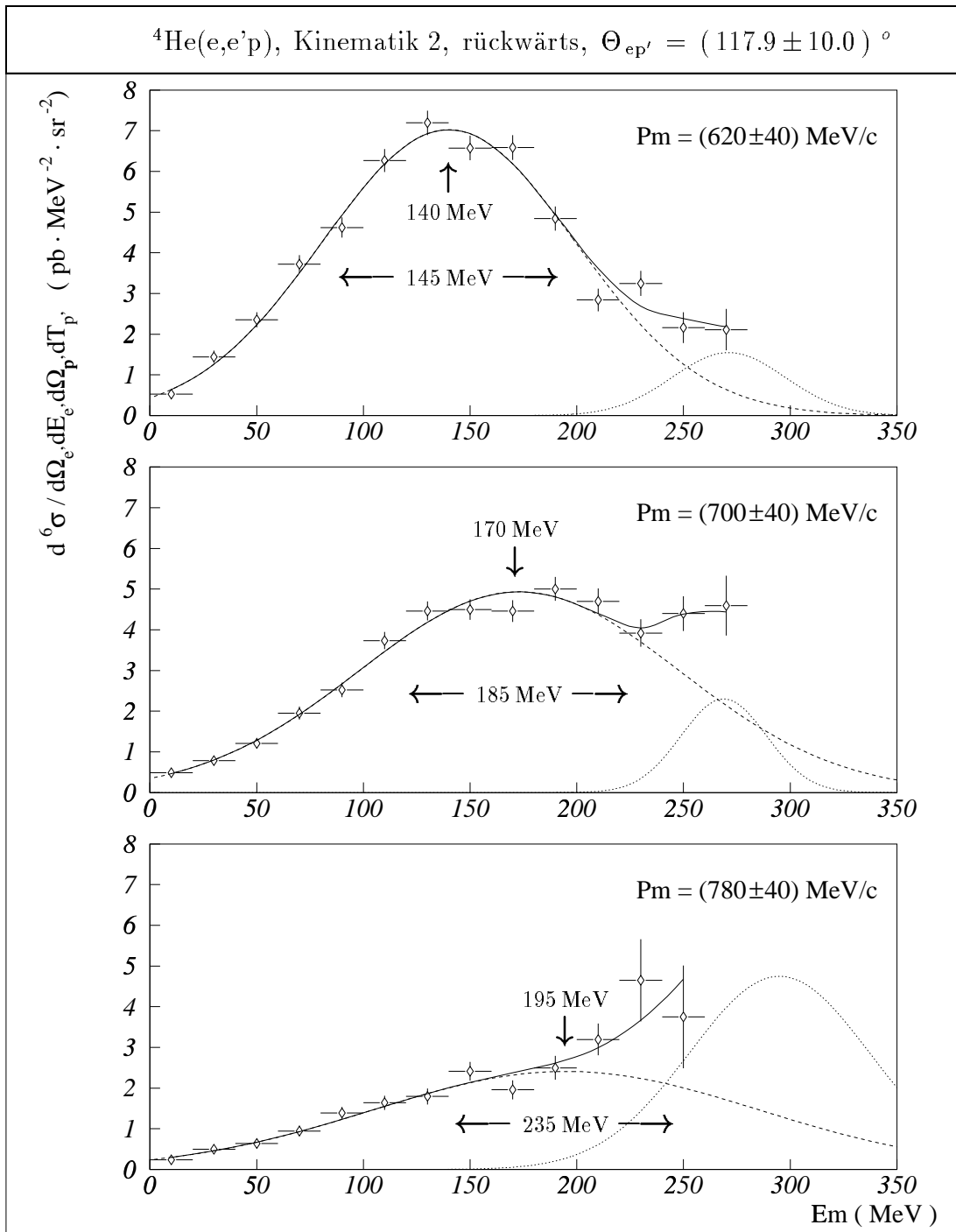


Abb.5.5: Nach dem Missing-Momentum P_m separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 2, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (117.9 \pm 10.0)^\circ$, aufgetragen gegen die Missing-Energy E_m . Maximum-Position und FWHM des ersten Peaks des eingezeichneten Doppel-Gauss-Fits sind jeweils durch Pfeile gekennzeichnet

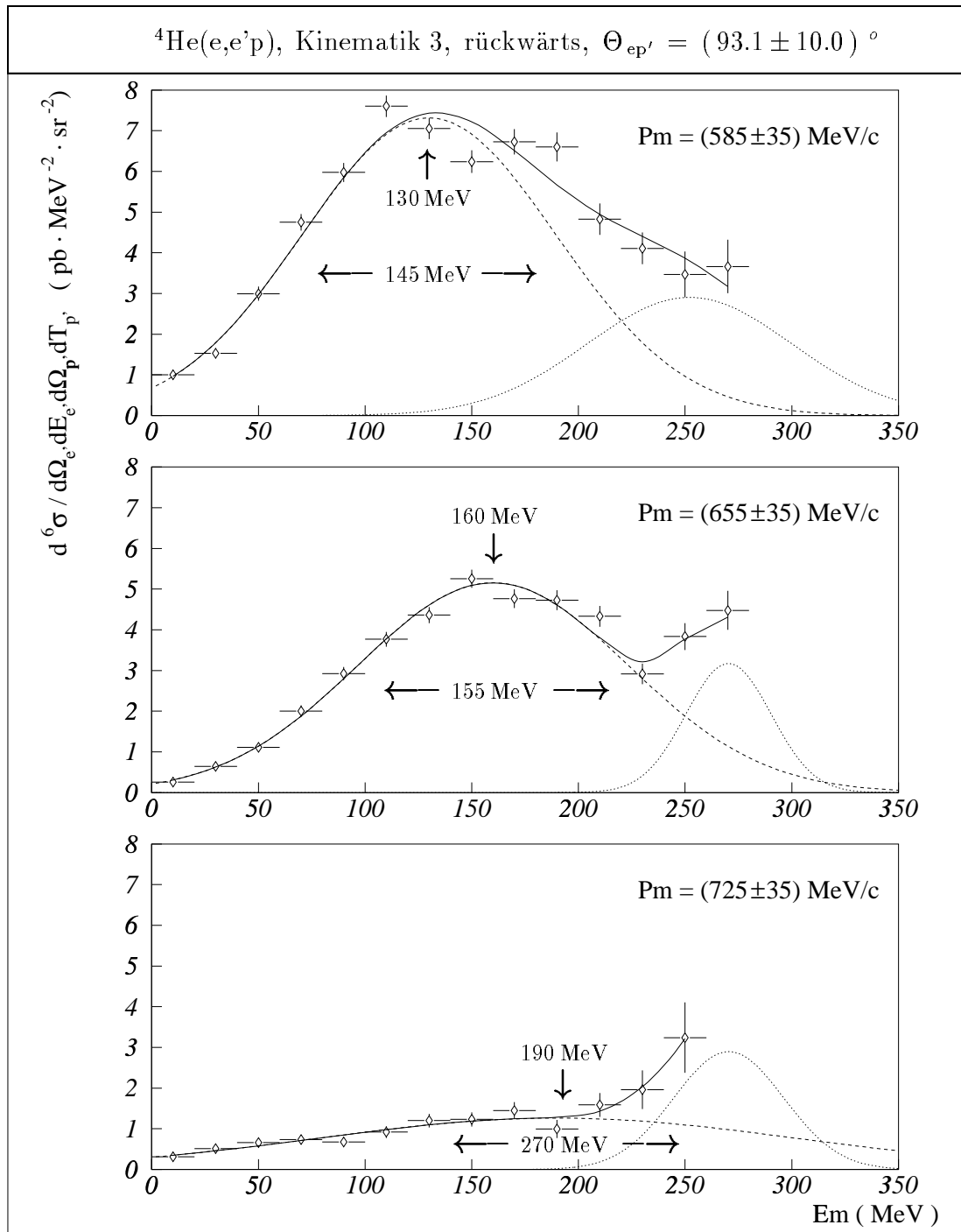


Abb.5.6: Nach dem Missing-Momentum P_m separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 3, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (93.1 \pm 10.0)^\circ$, aufgetragen gegen die Missing-Energy E_m . Maximum-Position und FWHM des ersten Peaks des eingezeichneten Doppel-Gauss-Fits sind jeweils durch Pfeile gekennzeichnet

tuellen Photons und dem Primärimpuls des Protons entspräche, sh. Abb. 5.10) tendentiell einen ähnlichen Einfluß auf den experimentellen Wirkungsquerschnitt zeigt, wie er für ansteigendes P_m feststellbar ist.

Die Anregung der Δ -Resonanz deutet sich rückwärtig nur leicht an und ist weniger klar vom Kontinuum-Aufbruch trennbar als in den vorwärtigen Kinematiken. Eine zusätzliche Unsicherheit im Δ -Bereich der Wirkungsquerschnitte rührt daher, daß dort teilweise entlang der krummlinigen, äußeren Akzeptanz-Konturen projiziert wird, der P_m -Bereich unter der Projektion also nicht mehr strikt konstant ist, sondern sich innerhalb der angegebenen Grenzen verschiebt (siehe Abb. 5.2). Dies trifft auf die vorwärtigen wie die rückwärtigen Wirkungsquerschnitte zu; für die vorwärtigen Kinematiken ist die krummlinige Begrenzung allerdings erst bei E_m -Werten oberhalb der kritischen Übergangszone zwischen Kontinuum und Δ -Anregung von Bedeutung; rückwärtig dagegen sind in den Abbildungen 5.4 bis 5.6, in deren jeweils obersten und untersten Darstellungen, die letzten drei Datenpunkte und damit der gesamte erfaßte Δ -Bereich betroffen. Daß die Verlaufsänderung der rückwärtigen Wirkungsquerschnitte aber nicht nur auf solchen Randeffekten beruht, sondern wirklich eine neue Struktur (d.h. die Δ -Resonanz) anhebt, zeigen die jeweils mittleren Darstellungen der Abbildungen 5.4 bis 5.6, in denen erst bei dem höchsten angegebenen E_m -Wert eine Verengung des P_m -Bereiches einsetzt, die Änderung der Verlaufsform des Wirkungsquerschnitts aber schon davor beginnt. Bemerkenswert ist außerdem, daß im Gegensatz zu den vorwärtigen Kinematiken keine merkliche Verschiebung der E_m -Position des Minimums zwischen Kontinuum und Δ -Resonanz mit P_m auftritt.

Die für die gegenwärtige Untersuchung bedeutsamste Eigenschaft der rückwärtigen Wirkungsquerschnitte besteht jedoch darin, in allen drei Kinematiken ausgeprägte und hinreichend eigenständige Kontinuum-Peaks zu zeigen, die eine Bewegung ihrer E_m -Position mit dem Missing-Momentum erkennen lassen. Um die zentralen E_m -Positionen, aber auch die Breiten der Kontinuum-Peaks möglichst genau festmachen zu können, wird eine Trennung des Kontinuum- und Δ -Resonanz-Anteils der Wirkungsquerschnitte durch die Anpassung gleichzeitig jeweils zweier Gauss-Funktionen versucht; diese Doppel-Gauss-Fits an die Wirkungsquerschnitte sind in die Abbildungen 5.4 bis 5.6 mit eingezeichnet. Dabei stellt sich heraus, daß die Wirkungsquerschnitte bis zum Einsetzen der Δ -Resonanz sehr gut der Form einer Gauss-Verteilung folgen und die Parameter dieser jeweils ersten Gauss-Funktionen weitgehend bereits durch die Daten des Vor- Δ -Bereichs festgelegt sind; der Umstand, den Δ -Bereich auch durch eine Gauss-Funktion zu beschreiben, hat nur einen geringen Einfluß auf die Festlegung von Zentral-Position und Breite der jeweils ersten Gauss-Funktion. Die Werte dieser beiden Parameter sind in den einzelnen Darstellungen angegeben und werden im folgenden als die experimentellen E_m -Positionen und Breiten der Kontinuum-Peaks betrachtet. Die jeweils zweiten Gauss-Funktionen lassen keine signifikanten Entwicklungen erkennen und scheinen insbesondere nicht geeignet, auf den wirklichen Verlauf der Δ -Resonanz zu extrapolieren (was der geringen Anzahl der relevanten Datenpunkte und dem die Steigung verfälschenden Einfluß der oben erwähnten P_m -Bereichs-Änderungen unter der Projektion in diesem hohen E_m -Bereich zugeschrieben werden kann).

In Abbildung 5.7 sind die experimentellen E_m -Positionen der Kontinuum-Peaks aus den Abbildungen 5.4 bis 5.6 gegen die mittleren P_m -Werte der jeweiligen Projektionsbereiche aufgetragen und mit den Erwartungen des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells in Vergleich gesetzt. Um die Selektivität des naiven Korrelationsmodells zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.7 neben der kinematischen Erwartung für den Fall, daß der Rückstoßimpuls des detektierten Protons, P_m , von einem einzigen Nukleon aufgenommen wurde (mit N bezeichnete Kurve), weitere Kur-

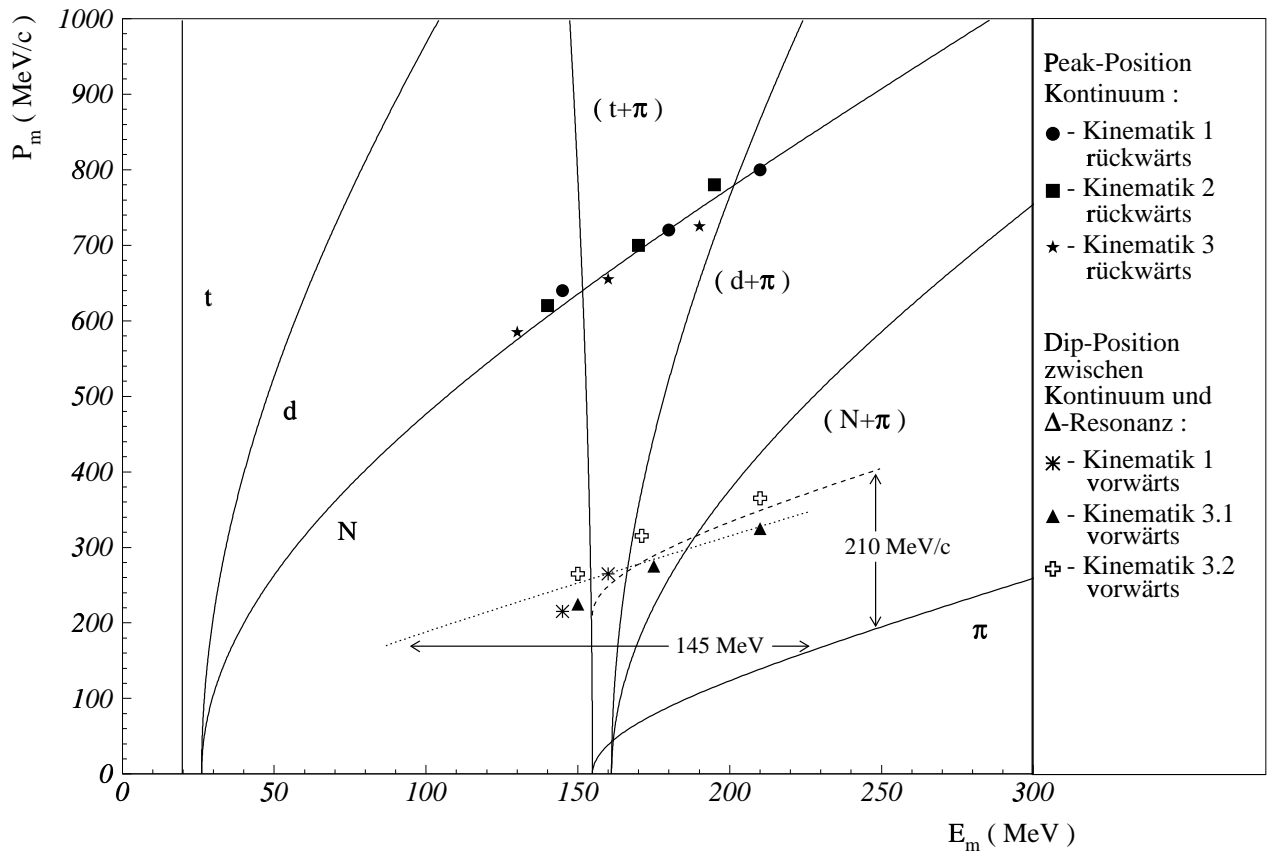


Abb.5.7: Auftragung einiger markanter Punkte der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'p)$, die in den Abbildungen 5.3 bis 5.6 durch Pfeile gekennzeichnet sind. Die eingezeichneten Kurven zeigen die naiv zu erwartende E_m - P_m -Abhängigkeit für diverse Hypothesen bezüglich der Masse des den Rückstoß aufnehmenden Objekts (t = Triton-Masse, d = Deuteron-Masse, N = Nukleon-Masse, π = Pion-Masse, $(t+\pi)$ = Summe aus Triton- und Pion-Masse, etc.); die mit N gekennzeichnete Kurve entspricht dem Spezialfall des naiven 2-Nukleonen-Korrelations-Modells. Die Bedeutung der gestrichelten und der gepunkteten Kurve wird im Text erläutert

ven eingezeichnet, die eine Aufnahme des Proton-Rückstoßes durch Objekte mit anderer Masse charakterisieren. Als alternative Rückstoßpartner kommen hier zunächst ein Triton, ein Deuteron oder ein Pion in Frage; die naiven E_m - P_m -Abhängigkeiten der entsprechenden Zwei-Körper-Kinematiken sind in Abbildung 5.7 mit t , d und π bezeichnet. Der Rückstoßimpuls könnte aber auch von einem einzelnen Δ oder einem Deuteron oder Triton, in denen ein Nukleon in die Δ -Resonanz angeregt worden ist, getragen werden. Bezogen auf die Δ -Masse von $1232 \text{ MeV}/c^2$ liegen die naiv zu erwartenden Kurven, die die energetisch zentralen Situationen dieser Zwei-Körper-Kinematiken angeben, allerdings knapp oberhalb des hier untersuchten E_m -Bereichs (für $P_m = 0 \text{ MeV}/c$ bei $E_m \simeq 320 \text{ MeV}$); deren abfallende Flanken reichen jedoch durchaus in den gemessenen Bereich hinein. Einen Anhalt für den ungefähren Verlauf des niedrigen E_m -Bereichs dieser Flanken mögen die in Abbildung 5.7 mit $(t+\pi)$, $(d+\pi)$ und $(N+\pi)$ bezeichneten Kurven

geben, die in der Tat die naiven Erwartungen für die Fälle eines kohärent rückgestoßenen (t, π)-, (d, π)- oder (N, π)-Clusters mit nicht gebundenem, relativ zu t , d bzw. N ruhendem Pion beschreiben (womit selbstverständlich nicht gemeint ist, daß solchen statischen Clustern hier eine physikalische Bedeutung an sich zukäme). Neben Zwei-Körper-Kinematiken sind aber auch Drei- oder Mehr-Körper-Kinematiken, die zu weniger eindeutigen E_m - P_m -Abhängigkeiten führen, möglich (etwa eine Verteilung von Rückstoßimpuls und Energie auf Deuteron und Neutron oder auf ein Nukleon und ein Pion etc.). Der wichtige Sonderfall einer nur wenig gestörten Zwei-Nukleonen-Kinematik wird im sogenannten erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell betrachtet (siehe Abschn. 2.3).

Die Abbildung 5.7 zeigt jedenfalls, daß die experimentellen E_m - P_m -Entwicklungen der rückwärtigen Kontinuum-Peak-Positionen den naiven Erwartungen für den Aufbruch korrelierter Nukleonenpaare nahezu perfekt entsprechen. Die gegenwärtige Messung stellt die erste Beobachtung dieses Phänomens in E_m -Projektionen des Wirkungsquerschnitts zu wirklich konstant gehaltenem P_m - wie es im Korrelationsmodell gefordert ist - dar.

Zwar wurden Anzeichen des besagten Phänomens bereits in zwei früheren Experimenten an den Targetkernen ${}^3\text{He}$ [Mar88] und ${}^4\text{He}$ [LeG94] gefunden; neben der geringeren statistischen Genauigkeit dieser Experimente liegt jedoch eine besondere Schwierigkeit für deren Interpretation im Sinne des Korrelationsmodells darin, daß die E_m -Projektionen des Wirkungsquerschnitts dort nicht zu konstantem P_m , sondern nur zu konstantem $\gamma_{qp'}$, dem Winkel zwischen den Impulsrichtungen des virtuellen Photons und des detektierten Protons, gewonnen werden konnten (was vor allem durch die kleine Winkelakzeptanz der in diesen Experimenten verwendeten Proton-Detektoren bedingt ist). In diesen Projektionen hängt der beobachtete P_m -Ausschnitt stark von E_m ab, derart daß das mittlere P_m eines solchen Ausschnitts über den relevanten Kontinuum-Bereich hin mit zunehmendem E_m in etwa linear bis zu ca. einem Faktor 2 (absolut bis zu ca. 150 MeV/c) kleiner wird [LeG91][LeG94] (zur Veranschaulichung kann Abb. 5.9 dienen, in der für konstant gehaltenes ω ein vergleichbarer Sachverhalt auftritt, wie er hier für konstant gehaltenes $\gamma_{qp'}$ beschrieben ist). Dabei sind im Kontinuum-Bereich der Wirkungsquerschnitte von [Mar88] und [LeG94] Peak-Strukturen erkennbar, deren mittlere E_m -Positionen in aufeinanderfolgenden Bereichen zu jeweils konstantem $\gamma_{qp'}$ eine Verschiebung aufweisen. Diese Verschiebung auf P_m zu beziehen, gelingt aber nur indirekt unter Heranziehung der (sozusagen nur schief definierbaren) mittleren P_m -Werte zu den tatsächlich betrachteten ($\gamma_{qp'}$, E_m)-Gebieten. Die so festgestellten E_m - P_m -Entwicklungen der Kontinuum-Peaks kommen den Erwartungen des naiven Korrelationsmodells allerdings nahe.

In diesem Zusammenhang ist ein neueres ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Experiment [Lee96] sehr aufschlußreich, in dem auf ein und derselben Datenbasis E_m -Projektionen des Wirkungsquerschnitts sowohl für Bereiche zu konstantem $\gamma_{qp'}$ als auch zu konstantem P_m ermittelt werden konnten: Dabei zeigt sich in der $\gamma_{qp'}$ -Zerlegung ein ähnliches Bild wie in [LeG94]; insbesondere sind auch in [Lee96] Kontinuum-Peaks erkennbar, deren E_m -Position sich mit $\gamma_{qp'}$ verschiebt. Mit dem gleichen Verfahren wie in [LeG94] können daraus wie gehabt E_m - P_m -Entwicklungen der Peak-Positionen abgeleitet werden, die den Erwartungen des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells nahekommen (siehe [Pan97]). Interessanterweise ist eine solche Entwicklung in den korrespondierenden, zu wirklich konstantem P_m ermittelten E_m -Projektionen dieser Wirkungsquerschnitte jedoch entschieden weniger deutlich (siehe [Lee96]).

Bei dem Vergleich der drei Experimente ist jedoch zu beachten, daß die kinematischen Bedingungen der rückwärtigen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Messungen des gegenwärtigen Experiments sich sowohl

am Elektron-Photon-Vertex als auch in den untersuchten Endzuständen erheblich von denen in [LeG94] und [Lee96] unterscheiden: Während in gegenwärtigem Experiment Photonen eines außerordentlich weiten, die „dip“-Region überdeckenden, in den quasielastischen- und den Δ -Bereich hinein ausgreifenden (ω, q) -Bereichs akzeptiert werden, werden in [LeG94] und [Lee96] nur Photonen aus einem eng begrenzten innerhalb der „dip“-Region liegenden (ω, q) -Bereich verwendet ([LeG94]: $(\omega, q) = (199 \text{ MeV}, 278 \text{ MeV}/c)$, [Lee96]: $(\omega, q) = (215 \text{ MeV}, 401 \text{ MeV}/c)$, wobei die Akzeptanzbreiten in ω und q etwa 5-10 % der angegebenen zentralen Werte betragen; in gegenwärtigem Experiment dagegen ist: $(100 \text{ MeV} < \omega < 400 \text{ MeV}, 240 \text{ MeV}/c < q < 460 \text{ MeV}/c)$, siehe Abb. 1.3 und Abb. 5.1). Im Endzustand decken [LeG94] und [Lee96], bei geringen Unterschieden beider Experimente, einen Winkelbereich von etwa $(0^\circ < \gamma_{qp'} < 110^\circ)$ und einen (E_m, P_m) -Bereich von ungefähr $(0 \text{ MeV} < E_m < 150 \text{ MeV}, 250 \text{ MeV}/c < P_m < 600 \text{ MeV}/c)$ ab; mit den rückwärtigen Kinematiken des gegenwärtigen Experiments werden daran anschließende Bereiche von $(100^\circ < \gamma_{qp'} < 220^\circ)$ und $(0 \text{ MeV} < E_m < 280 \text{ MeV}, 550 \text{ MeV}/c < P_m < 840 \text{ MeV}/c)$ untersucht. Ein weiterer Unterschied besteht im Polarisationsparameter ϵ ([LeG94]: $\epsilon \simeq 0.82$, [Lee96]: $\epsilon \simeq 0.63$, gegenwärtiges Experiment: $\epsilon \simeq 0.95$).

Als Konsequenz dieser unterschiedlichen kinematischen Bedingungen werden unterschiedliche Sensitivitäten für bestimmte Reaktionsmechanismen erwartet. Insbesondere zeigen theoretisch ermittelte Wirkungsquerschnitte für die drei Experimente (jeweils von Laget berechnet) einen deutlich verschiedenen Einfluß von Meson-Austauschströmen (MEC), deren Beitrag zum Kontinuum-Wirkungsquerschnitt für [LeG94] als $< 25\%$, für [Lee96] als zwischen etwa 60-70% liegend und für die rückwärtigen Kinematiken des gegenwärtigen Experiments auf bis zu etwa 90% eingeschätzt wird (diese theoretischen Wirkungsquerschnitte für das gegenwärtige Experiment [Lag95], die als E_m -Projektionen zu konstanten ω -Bereichen vorliegen, sind in den Abb. 5.11-5.16 dargestellt).

Die Übereinstimmung der experimentellen E_m -Positionen der Kontinuum-Peaks mit den naiven Erwartungen widerspricht diesem theoretischen Befund übrigens nicht: Abbildung 5.7 deutet lediglich darauf hin, daß Korrelationen zwischen zwei Nukleonen beobachtet wurden; welcher Natur diese Paar-Korrelationen sind - ob kurzreichweitig oder durch MEC oder FSI vermittelt -, ist allein aus dem Verlauf der Peak-Positionen nicht aufklärbar. Ob allerdings die in gegenwärtigem Experiment verglichen mit [LeG94] und [Lee96] sehr klare Beobachtung des in Rede stehenden Phänomens nur eine Folge des mutmaßlich hohen MEC-Anteils ist, bleibt eine offene Frage.

Indes darf nicht übersehen werden, daß die in Abbildung 5.7 eingetragenen Kontinuum-Peak-Positionen nur Mittelwerte sind, denen eine erhebliche Breite zukommt. Die geringe Energie- und Impulsauflösung der Daten wie auch die mit der Separation der Kontinuum- und Δ -Beiträge verbundene Unsicherheit, lassen im Grunde ein mehrere 10 MeV weites, um die naiven Erwartungen liegendes Band möglicher Verläufe der Peak-Positionen zu. Aus der engen Korrespondenz der experimentellen Mittelwerte und der naiv erwarteten Kurve, auf ein unbeteiligtes Restsystem schließen zu wollen, würde daher zu weit gehen. Daß dem Restsystem tatsächlich kein reiner Zuschauerstatus beigelegt werden kann, zeigt der hierfür empfindlichere Parameter der Peak-Breite, auf den mit Abbildung 5.8 zurückgekommen wird.

Zunächst sei jedoch die in Abbildung 5.7 ebenfalls zusammengefaßte E_m - P_m -Entwicklung des Minimums zwischen dem Kontinuum- und dem Δ -Bereich in den vorwärtigen Kinematiken betrachtet. Diese Entwicklung folgt einer Linie, die nahezu parallel zu der naiv erwarteten 2-Körper-Kinematik eines Nukleons und eines Pions (d.h. zu der in Abb. 5.7 mit „ π “ gekennzeichneten

Kurve) verläuft. Der Abstand, den die Datenpunkte dabei gegen die „ π “-Kurve haben, kann auf zwei Arten gedeutet werden: Zunächst entsprechen die experimentellen Positionen der Minima in etwa dem Beginn der Δ -Resonanz (nicht deren Zentrum) und sollten daher bei geringeren E_m -Werten als die „ π “-Kurve liegen; eine Interpretation in nur diesem Sinne ist in Abbildung 5.7 durch die gepunktete Kurve illustriert, die einer Verschiebung der „ π “-Kurve um -145 MeV entlang der E_m -Achse entspricht. Andererseits kann der Abstand auch dadurch erklärt werden, daß neben dem Pion auch dem Restsystem Rückstoßimpuls zugekommen ist; eine Deutung in nur diesem Sinne (unter Vernachlässigung der damit verbundenen geringfügigen Vergrößerung von E_m) ist in Abbildung 5.7 durch die gestrichelte Kurve, die eine Verschiebung der „ π “-Kurve um $+210 \text{ MeV}$ entlang der P_m -Achse darstellt, illustriert. Es ist zu erwarten, daß der Abstand tatsächlich durch eine Kombination beider Effekte bedingt ist.

Für die rückwärtigen Kinematiken kann der Abbildung 5.7 im weiteren ein Hinweis darauf entnommen werden, warum die E_m -Position des Auftauchens der Δ -Resonanz sich dort weniger als in den vorwärtigen Kinematiken verschiebt: Denn der Vergleich der entsprechenden Datenpunkte aus den Abbildungen 5.4-5.6 mit den Kurven $(t+\pi)$, $(d+\pi)$, $(N+\pi)$ und π in Abbildung 5.7 legt es nahe, anzunehmen, daß der Rückstoßimpuls im Δ -Bereich der rückwärtigen Kinematiken eher durch ein (t,π) - oder (d,π) -System als durch ein (N,π) -System oder gar ein einzelnes π aufgenommen wurde. Besonders attraktiv erscheint dabei die Vorstellung, daß ein solches (t,π) - oder (d,π) -System direkt aus einer Anregung der Δ -Resonanz in einem Triton oder Deuteron, das im Augenblick der Photon-Kopplung dem letztlich detektierten Proton korreliert war, hervorgegangen sein könnte; es erscheint allerdings ebenso möglich, daß auf dem Weg zu einem finalen (t,π) - oder (d,π) -System Meson-Austauschströme oder gar die Rekombination von Nukleonen im Zuge von FSI eine Rolle spielen.

In Abbildung 5.8 sind die experimentellen Breiten (FWHM) der rückwärtigen Kontinuum-Peaks, Γ_{E_m} , aus den Abbildungen 5.4-5.6 in Abhängigkeit von P_m aufgetragen. Die Peak-Breiten nehmen mit ansteigendem P_m zu. In der Tendenz wird damit die Erwartung des erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells, das dem naiven Modell gegenüber zusätzlich den Relativimpuls zwischen den Schwerpunkten des korrelierten Nukleonenpaars und der residuellen Nukleonen in Betracht zieht (sh. Abschn. 2.3), bestätigt. Zur quantitativen Einordnung sind den experimentellen Breiten FWHM-Werte des Kontinuums theoretischer Spektralfunktionen von ${}^4\text{He}$ [Mor91][Mor95], ${}^3\text{He}$ und Nuclear Matter [Cio91] gegenübergestellt. Dieses Vorgehen ist jedoch nicht unproblematisch und bedarf einer näheren Qualifikation, da Wirkungsquerschnitt und Spektralfunktion sowohl bezüglich der Breiten selbst als auch bezüglich deren Impulspositionen nur bedingt vergleichbar sind. Zunächst ist dazu vorauszusetzen, daß der Verlauf der Spektralfunktion durch die vermittelnde Elektron-Kopplung nicht wesentlich moduliert wird - der als Faktor zwischen Wirkungsquerschnitt und Spektralfunktion stehende „off-shell“-Wirkungsquerschnitt der Elektron-Kopplung im betrachteten (E_m, P_m) -Bereich also hinreichend flach verläuft. Darüberhinaus meint der Impuls in der Spektralfunktion den Primärimpuls eines Nukleons; der Wert des Missing-Momentums, P_m , ist aber nur in dem (rückwärtig sicher nur mit geringer Häufigkeit vorkommenden) Extremfall eines PWIA-konformen Reaktionsablaufs, in dem der Impuls des virtuellen Photons ganz dem letztlich detektierten Proton übertragen wurde, mit dem Primärimpuls dieses Protons identifizierbar. Im anderen Extrem, daß der Impuls des Photons nicht auf das detektierte Proton, sondern ganz auf ein diesem im Augenblick der Photokopplung korreliertes Nukleon transferiert wurde, kann auf Primärimpulse der detektierten Protonen geschlossen werden, die um den im Mittel transferierten Photonimpuls, $\langle q \rangle \simeq 330 \text{ MeV}/c$,

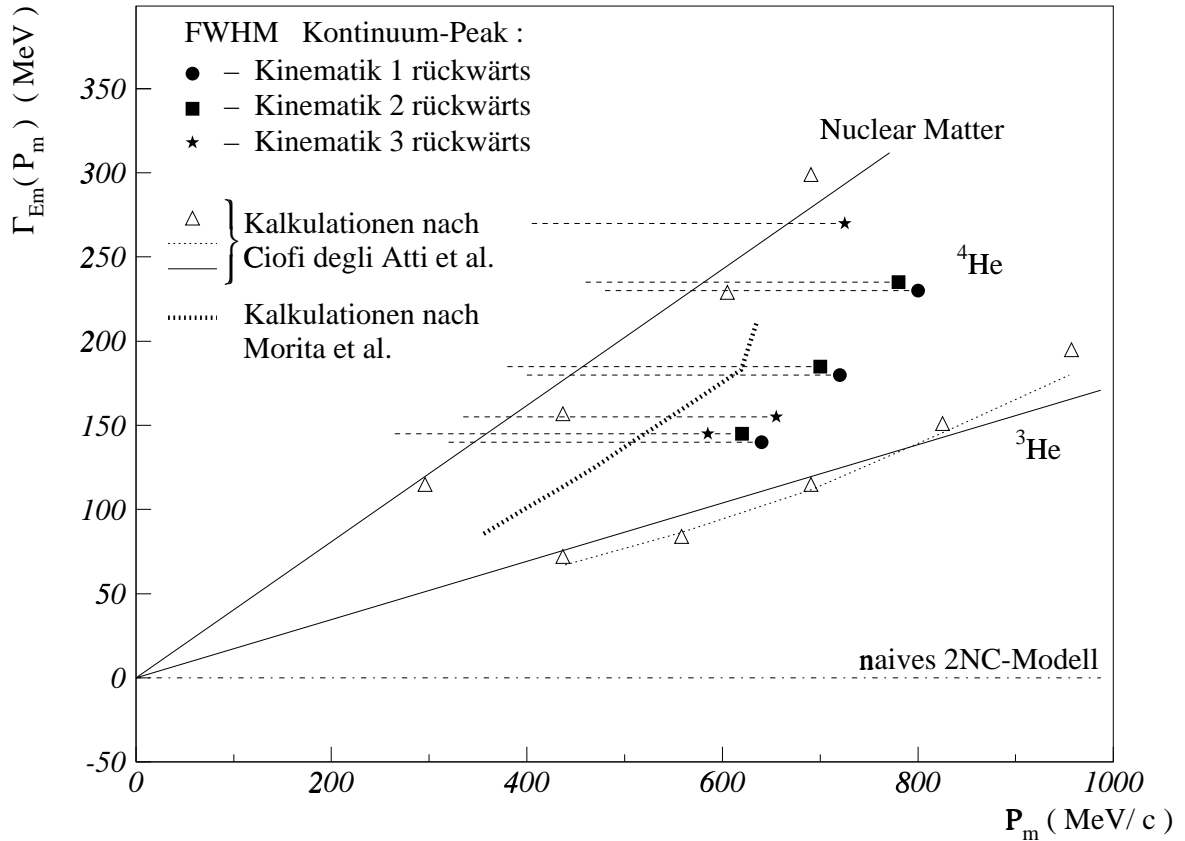


Abb.5.8: FWHM des Kontinuum-Aufbruch-Peaks der auf E_m projizierten sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in den rückwärtigen Kinematiken (sh. Abb. 5.4- 5.6). Zum Vergleich sind FWHM-Werte theoretisch ermittelter Spektralfunktionen von ${}^4\text{He}$ [Mor91][Mor95], ${}^3\text{He}$ und Nuclear Matter [Cio91] mit eingezeichnet; zur Berechnung der letzteren wurden unterschiedliche Verteilungen des Relativ- und CM-Impulses des relevanten Nukleonen-Paares verwendet: Gauss-Verteilungen (durchgezogene Linien) und realistische Verteilungen (gepunktete Linie und Dreieck-Symbole). Die Bedeutung der gestrichelten, horizontalen Linien wird im Text erklärt. Im naiven Zwei-Nukleonen-Korrelations-Modell ist die Breite gleich Null, was durch die strichpunktierte Linie angedeutet wird

geringer ausfallen. Der damit mögliche Bereich der relativen Positionierung der experimentellen Breiten des Wirkungsquerschnitts gegen die theoretischen Breiten der Spektralfunktionen - auf einer im Sinne von Proton-Primärimpulsen reinterpretierten Impulsachse ($P_m = |\underline{q} - \underline{P}_{p'}|$ selbst ist freilich eine unzweideutige, aus Meßdaten abgeleitete Größe) - ist in Abbildung 5.8 durch die 330 MeV/c-weiten, gestrichelten Linien markiert. Es zeigt sich, daß unter der Annahme, der Photonimpuls sei ganz dem korrelierten Nukleon übertragen worden, die Positionen der experimentellen ${}^4\text{He}$ -Breiten bereits jenseits der für Nuclear Matter theoretisch erwarteten Breiten

liegen würden. Die Vermutung, daß keiner der beiden Extremfälle des Impulsübertrags, sondern eine irgendwie geartete Aufteilung des eingetragenen Photonimpulses auf beide korrelierten Nukleonen die Regel ist, drängt sich auf. Eine solche Impulsaufteilung wird mit der für die rückwärtigen Kinematiken theoretisch präferierten Vorstellung durch Meson-Austausch korrelierter Nukleonenpaare für verträglich gehalten. Die theoretischen $\Gamma_{E_m}(P_m)$ -Erwartungen für ${}^4\text{He}$ wurden einer Spektralfunktion von Morita et al. [Mor91][Mor95] abgenommen (sh. dazu auch Abschn. 5.5); der E_m -Verlauf dieser Spektralfunktion wird für steigendes P_m zunehmend flacher und nähert sich dabei einer nach oben offenen Stufenfunktion an, so daß die FWHM-Breite der Verteilung schließlich abknickt und rapide ansteigt. Der Abgleich der experimentellen und theoretischen Breiten unterhalb dieses Abknickpunktes verlangt eine Aufteilung des Photonimpulses im Verhältnis von $\sim 2/3$ (für das detektierte Proton) zu $\sim 1/3$ (für das korrelierte Nukleon). Inwieweit diese Aufteilungs-Hypothese Bestand hat, hängt freilich insbesondere noch von dem oben angesprochenen unbekanntem, wirklichen Stärkeverlauf der Elektron-Kopplung ab, dessen theoretische Bestimmung, mit der erforderlichen expliziten Berücksichtigung eines virtuellen Mesons im Photon-Kern-Vertex, über die üblichen PWIA-Berechnungen des „off-shell“-Wirkungsquerschnitts hinausginge. Das Thema wird in Abschnitt 5.5 nocheinmal aufgegriffen.

Die absolute Größe der Wirkungsquerschnitte kann in den Projektionen zu konstantem P_m mangels experimenteller wie theoretischer Vergleichswerte leider nicht beurteilt werden. Eine solche absolute Einordnung gegenüber theoretischen Vorhersagen erschließt sich aber mit den im folgenden vorgestellten, zu konstanten mittleren Energieüberträgen, ω , ausgeführten E_m -Projektionen des Wirkungsquerschnitts und - bis zu einem gewisse Grade - auch durch die in den darauffolgenden Abschnitten, 5.4 und 5.5, unter PWIA-Annahmen aus den Wirkungsquerschnitten abgeleiteten Impulsdichte-Verteilungen.

Den Wirkungsquerschnitten der nach ω separierten Daten seien zunächst einige Anmerkungen, die deren wesentliche kinematische Implikationen aufzeigen sollen, vorausgeschickt. Die Unterteilung der sechs experimentellen Kinematiken in je einen Satz 50 MeV breiter, von $\omega = (125 \pm 25) \text{ MeV}$ bis $\omega = (375 \pm 25) \text{ MeV}$ reichender ω -Intervalle führt in der (E_m-P_m) -Ebene auf die in Abbildung 5.9 gezeigten Zerlegungen der jeweiligen Akzeptanzbereiche. Von niedrigem zu hohem ω gehend werden damit überlappende (E_m-P_m) -Gebiete mit größer werdenden zentralen E_m -Werten ausgewählt. Die Längsausdehnung dieser Gebiete, d.h. die zur ω -Entwicklung orthogonale Richtung, ist hauptsächlich durch die kinetische Energie der detektierten Protonen, $T_{p'}$, bestimmt; insbesondere wird in den E_m -Projektionen zu konstantem ω die Variable $T_{p'}$ so durchlaufen, daß kleinen E_m -Werten hohe $T_{p'}$ - bzw. hohen E_m - kleine $T_{p'}$ -Werte entsprechen - wie aus der Beziehung $E_m \simeq \omega - T_{p'} - T_{A-1}$ hervorgeht. Innerhalb der einzelnen ω -Intervalle nimmt das Missing-Momentum, P_m , mit anwachsendem E_m -Wert stark ab (eine Sachlage, die - nebenbei bemerkt - dem oben diskutierten, mit ansteigendem E_m einhergehenden Abfall von P_m in den von [LeG94] und [Lee96] verwendeten $\gamma_{qp'}$ -Schnitten durchaus vergleichbar ist). Es ist dabei offensichtlich, daß im allgemeinen nicht davon ausgegangen werden kann, daß E_m -Projektionen des Wirkungsquerschnitts, die auf solchen schief zu den Achsen ausgerichteten (E_m-P_m) -Gebieten basieren, unter Bezug auf die zentralen P_m -Werte dieser Gebiete, den erwarteten E_m - P_m -Zusammenhang des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells unmittelbar erkennen lassen. Es sei ferner daran erinnert, daß die Energie ω und der Streuwinkel Θ_{eq} der virtuellen Photonen gekoppelt sind und infolgedessen auch der Winkel $\gamma_{qp'}$ zwischen den Impulsrichtungen des Photons und des detektierten Protons von ω abhängt (sh. Abb. 3.1). Der physikalischen Beurteilung aufschlußreicher erscheint allerdings die damit zusammenhängende

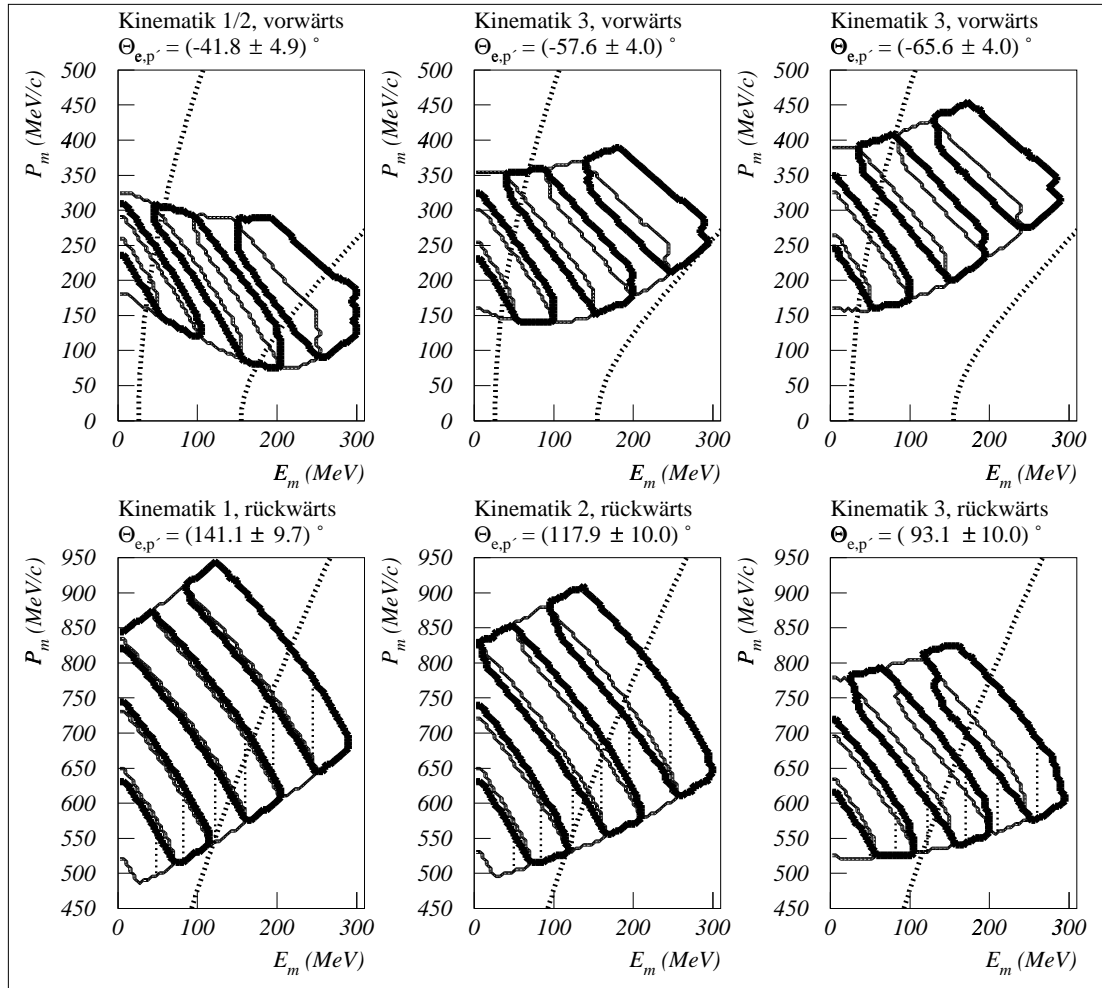


Abb.5.9: Akzeptanz-Konturen (= 10 %- Isoeffizienzlinien) in der $(E_m - P_m)$ -Ebene bei einer Separation in 50 MeV breite Bereiche des Energietransfers ω . ω läuft dabei von (125 ± 25) MeV (jeweils der Bereich ganz links) bis (375 ± 25) MeV (jeweils der Bereich ganz rechts). Aufeinanderfolgende ω -Bereiche sind durch unterschiedliche Liniendicke voneinander abgesetzt. Zur leichteren Orientierung ist in allen Darstellungen der Verlauf der 2N-Aufbruch-Kinematik (die „N“-Kurve aus Abb.5.7), in den vorwärtigen außerdem der Verlauf der Pion-Nukleon-Kinematik (die „ π “-Kurve aus Abb.5.7) quergestrichelt eingezeichnet. Die Bedeutung der gepunkteten, vertikalen Linien in den einzelnen ω -Bereichen der rückwärtigen Kinematiken wird im Text erklärt. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte sind in den Abb. 5.11 - 5.16 gezeigt

Kopplung von ω und γ_{qp} - dem Winkel, den der Photonimpuls und der hypothetische, unter den üblichen PWIA-Annahmen rekonstruierte Primärimpuls des detektierten Protons einschließen. Die letztgenannte Kopplung ist in der Abbildung 5.10 demonstriert. Anhand berechneter Effizienzen des $(e,e'p)$ -Nachweises ist dort wiedergegeben, wie die γ_{qp} -Bereiche, aus denen überhaupt nur Protonen zur Detektion gelangen können, sich in den einzelnen Kinematiken mit dem Ener-

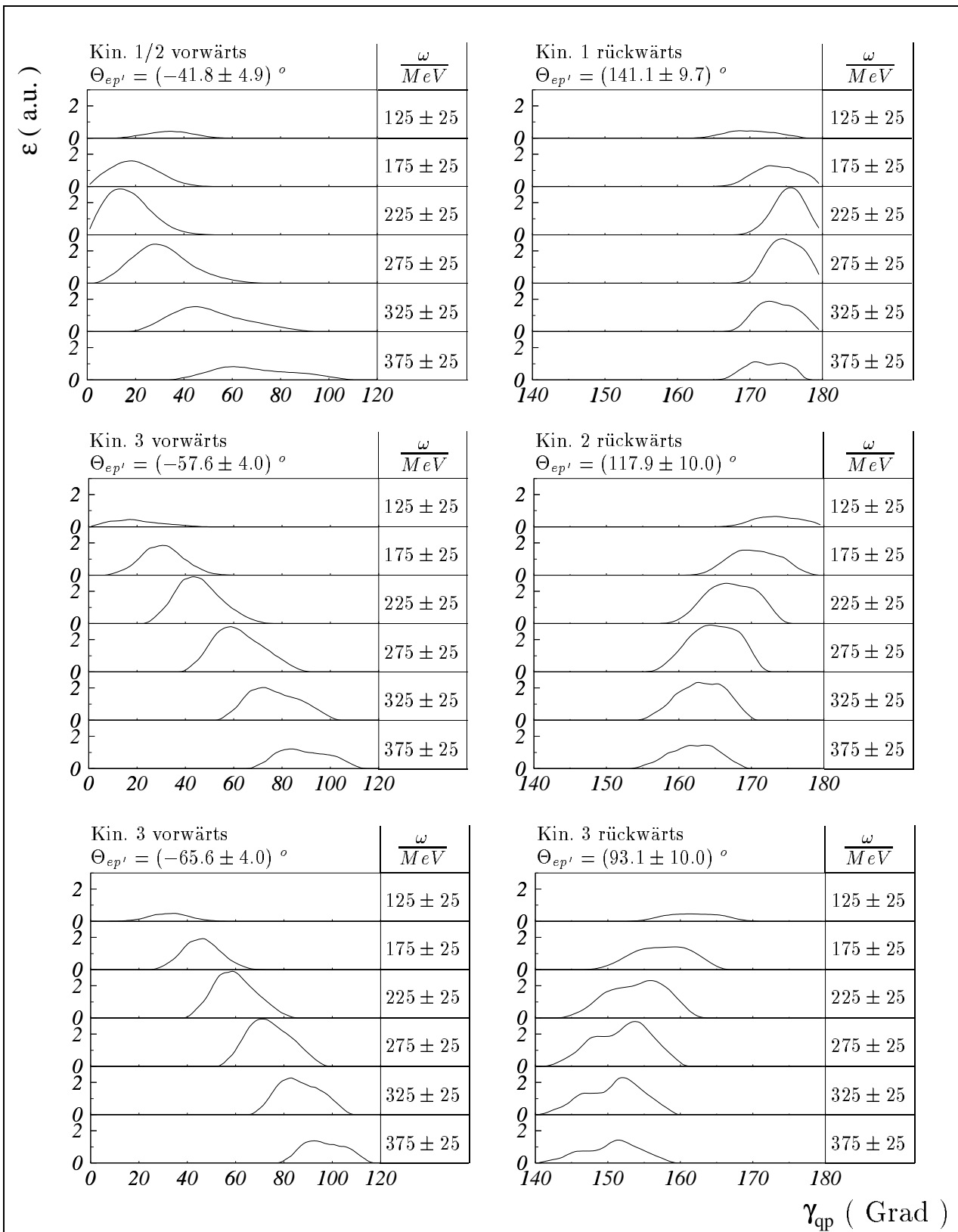


Abb.5.10: Effizienz des (e,e'p)-Nachweises als Funktion von γ_{qp} , separiert nach ω -Intervallen und experimentellen Kinematiken. γ_{qp} ist dabei der Winkel, den der Photonimpuls und der hypothetische, unter den üblichen PWIA-Annahmen rekonstruierte Primärimpuls des detektierten Protons einschließen

gietransfer ω verschieben (da hier nur die jeweils beobachtbaren γ_{qp} -Ausdehnungen interessieren, sind die Effizienzen in „beliebigen Einheiten“, a.u., angegeben und nur innerhalb jeder Kinematik konsistent normiert). Die Kopplung von ω und γ_{qp} steht dabei einerseits als Beispiel für die implizite Winkelabhängigkeit selbst (die in ihrer Entwicklung, wenn auch in anderen absoluten Grenzen, genauso zwischen ω und $\gamma_{qp'}$ besteht), gibt andererseits aber auch ein gewisses Maß an die Hand, die Möglichkeit PWIA-konformer Reaktionsabläufe in Abhängigkeit von ω kritisch zu bewerten. Schließlich sei darauf hingewiesen, daß hier - anders als für die Projektionen zu konstantem P_m - der gesamte innerhalb der 10 %-Isoeffizienzlinien liegende Akzeptanzbereich zugrundegelegt wird; im besonderen also auch jener Bereich der Kinematik 1/2, vorwärts ($P_m \leq 190 \text{ MeV}/c$), dessen Strahlungskorrektur mit vorgreifendem Hinweis auf Ergebnisse in Abschnitt 5.5 oben bereits als problematisch ausgewiesen wurde. Diese Ergebnisse lassen vermuten, daß die Strahlungskorrekturen in den ersten drei ω -Schnitten der Kinematik 1/2 den Wirkungsquerschnitt an seiner abfallenden, hochenergetischen Flanke zu sehr verkleinern (sh. Abschn. 5.5).

Die den Zerlegungen in Abbildung 5.9 zugehörigen E_m -Projektionen des experimentellen Wirkungsquerschnitts sind zusammen mit theoretischen Wirkungsquerschnitten für den Kontinuum-Aufbruch [Lag95], die leider nur für einige der experimentell unterschiedenen kinematischen Situationen berechnet wurden, in den Abbildungen 5.11-5.16 aufgeführt.

Die Projektionen zu den drei vorwärtigen Kinematiken (Abb. 5.11, 5.12, 5.13) zeigen im Grundzug die in Abbildung 5.3 bereits beobachtete dreigliedrige, auf Zwei-Körper-Aufbrüche, Kontinuum-Aufbrüche und zusätzliche Δ -Resonanz-Anregung zurückgehende E_m -Strukturierung des Wirkungsquerschnitts, die hier mit dem stufenweisen Anstieg von ω sukzessive überstrichen wird. Darüberhinaus können auch gewisse Entwicklungen des Wirkungsquerschnitts, die an fester E_m -Position hier von ω abhängig erscheinen, - insbesondere die mit zunehmendem ω abnehmende Stärke des Zwei-Körper-Aufbruchs - über die implizite Kopplung von ω und P_m (sh. Abb. 5.9) mit entsprechenden, in Abbildung 5.3 von P_m abhängig erscheinenden Entwicklungen in Verbindung gebracht werden.

Für nämliche ω -Intervalle, sind mit der Kinematik, d.h. mit $\Theta_{ep'}$, zwar erhebliche Unterschiede in den maximal erreichten Stärken des Zwei-Körper-Aufbruchs anzutreffen (was hauptsächlich an den unterschiedlichen jeweils akzeptierten P_m -Bereichen liegt); in der Form der Wirkungsquerschnitte aber sind nur leichte Veränderungen feststellbar, unter denen der mit ansteigendem $|\Theta_{ep'}|$ relativ zum Zwei-Körper-Aufbruch deutlicher hervortretende Beitrag von Kontinuum-Aufbrüchen besonders erwähnenswert erscheint.

Bemerkenswerte Unterschiede zwischen den gegenwärtigen und den Projektionen der Abbildung 5.3 treten in der Verlaufsform des Kontinuum-Aufbruchs und der von Δ -Resonanz-Anregung begleiteten Aufbrüche auf:

Der Kontinuum-Aufbruch hebt sich hier im ganzen etwas deutlicher von der hochenergetischen Flanke des Zwei-Körper-Aufbruchs ab, besitzt für $\langle \omega \rangle = 275 \text{ MeV}$ in allen Kinematiken sogar eine regelrechte, von merklichen Beiträgen aus Zwei-Körper-Aufbrüchen frei scheinende Peak-Struktur (nach der in den Projektionen zu konstantem P_m vergeblich Ausschau gehalten wurde) und zeigt in den höchsten ω -Schnitten, $\langle \omega \rangle = 325 \text{ MeV}$ und $\langle \omega \rangle = 375 \text{ MeV}$, einen nahezu konstanten Verlauf, der sich über einen bis zu 90 MeV weiten E_m -Bereich erstreckt. Dabei sieht es so aus, als würde dieser konstante Verlauf, der für hohes ω isoliert sichtbar wird, - als Komponente - auch den bei mittlerem ω gefundenen Projektionsverläufen unterliegen. Für diese Spekulation sprechen (unbesehen der theoretischen Wirkungsquerschnitte, auf deren Beziehung

zu diesem Punkt weiter unten zurückgekommen wird) zwei Beobachtungen: Erstens, zeigen die für $\langle \omega \rangle = 275 \text{ MeV}$ auftretenden Peak-Strukturen an ihrer hochenergetischen Flanke nur einen allmählichen Stärkeabfall, derart daß die zentralen E_m -Positionen der Peaks in allen drei Kinematiken relativ hoch, d.h. zwischen etwa 75 MeV und 90 MeV , liegen (in Kinematik 1/2 läge dieser Wert ohne die mutmaßliche Überreduktion der abfallenden Flanke durch die Strahlungskorrektur eher noch etwas höher); wollte man diese Peaks rein als Reflektion von 2N-Aufbrüchen im Sinne des naiven Korrelationsmodells verstehen, so erforderte eine zentrale E_m -Position von 75 MeV aber bereits einen zugehörigen P_m -Wert von etwa $400 \text{ MeV}/c$ (wie der in Abb. 5.9 wiederholten „ N “-Kurve aus Abb. 5.7 abgesehen werden kann), der gar nicht mehr innerhalb (bzw. nur am Rande) des Akzeptanzbereichs zu finden ist. Zweitens, zeichnet sich in den Projektionen zu $\langle \omega \rangle = 225 \text{ MeV}$ für beide Kinematiken 3 im Kontinuum ein doppelhöckeriger Verlauf des Wirkungsquerschnitts ab, der in einer zweikomponentigen Zusammensetzung eine zwanglose Erklärung fände. Es liegt nahe, den physikalischen Hintergrund dieser Erscheinung darin zu vermuten, daß die eine Komponente durch 2N-Aufbrüche, die andere, den mehr oder weniger konstanten Verlauf zeigende Komponente aber durch 3N- oder 4N-Aufbrüche (die sowohl direkt, durch Mehr-Nukleonen-Absorption des Photons als auch durch Pion-Reabsorption vermittelt denkbar sind) konstituiert wird.

Im Bereich der zusätzlichen Δ -Anregung bzw. Pion-Erzeugung fällt zunächst auf, daß hier auch ein Teil der abfallenden Flanke der Resonanz (in ihrer E_m -Ausdehnung), in den Projektionen zu konstantem P_m dagegen nur deren Anstieg zu beobachten ist. Für Kinematik 1/2 ist der Hauptgrund dafür schlicht der, daß die $(E_m - P_m)$ -Gebiete, in denen der Abfall der Peaks sich hier zeigt, in den Projektionen zu konstantem P_m weitgehend von der Betrachtung ausgeschlossen wurden (vgl. Abb. 5.2 mit Abb. 5.9). Es kommt aber noch hinzu, daß die Maxima der Resonanz hier auch schneller erreicht werden: die ansteigenden Flanken der Peaks weisen in den Projektionen zu konstantem ω Steigungswerte auf, die diejenigen zu konstantem P_m im Mittel um einen Faktor 2 – 3 übertreffen; den Peaks kommt hier also eine geringere E_m -Breite zu. Daß auch in den beiden Kinematiken 3 eine abfallende Flanke sich zumindest andeutet, ist allerdings überraschend, da die Akzeptanzbereiche dort den zu erwartenden Ort des Resonanz-Maximums, die „ π “-Kurve aus Abbildung 5.7 (sh. Abb. 5.9), gar nicht erreichen; wenigstens zum Teil scheint dieser Verlauf jedoch dadurch erklärbar, daß sich in den Kinematiken 3 Beiträge aus Kontinuum-Aufbrüchen ohne Pion-Erzeugung bis unter den Anstieg der Resonanz erstrecken und so nicht eigentlich ein Abfall der hochenergetischen Flanke, sondern vielmehr eine Überhöhung des niederenergetischen Peak-Bereichs vorliegt. Wie in den Projektionen der Abbildung 5.3 ein Anstieg der E_m -Position der Resonanz mit zunehmendem P_m , so ist hier ein solcher Anstieg mit der Zunahme von ω beobachtbar. Darüberhinaus ist in Kinematik 1/2 hier aber auch eine mit der Zunahme von ω verbundene Verbreiterung der Peaks feststellbar; im besonderen können den Datenpunkten der Resonanz-Peaks in Kinematik 1/2, Abbildung 5.11, symmetrische Peakverläufe angepaßt werden, deren jeweilige Zentralposition und Halbwertsbreite (FWHM) für die Folge $\langle \omega \rangle = 275 \text{ MeV}, 325 \text{ MeV}, 375 \text{ MeV}$ die Werte $(E_m^{\Delta, max} \pm \Gamma_{\Delta}(E_m)/2) \simeq (190 \pm 25) \text{ MeV}, (215 \pm 35) \text{ MeV}, (245 \pm 50) \text{ MeV}$ annehmen. Die diesen Peaks (über die Akzeptanzkonturen in Abb. 5.9) zuzuordnenden zentralen P_m -Werte sind $P_m^{\Delta, max} \simeq 110 \text{ MeV}/c, 160 \text{ MeV}/c, 190 \text{ MeV}/c$. Die Wertepaare $(E_m^{\Delta, max}, P_m^{\Delta, max})$ folgen damit genau der „ π “-Kurve aus Abbildung 5.7. Die Breiten dieser Peaks, $\Gamma_{\Delta}(E_m)$, reflektieren hauptsächlich die Impulsverteilung des die Pion-Erzeugung assoziierenden Protons gegen das Restsystem und liegen hier sozusagen quer zu Ausschnitten der genuinen Anregungsfunktion der

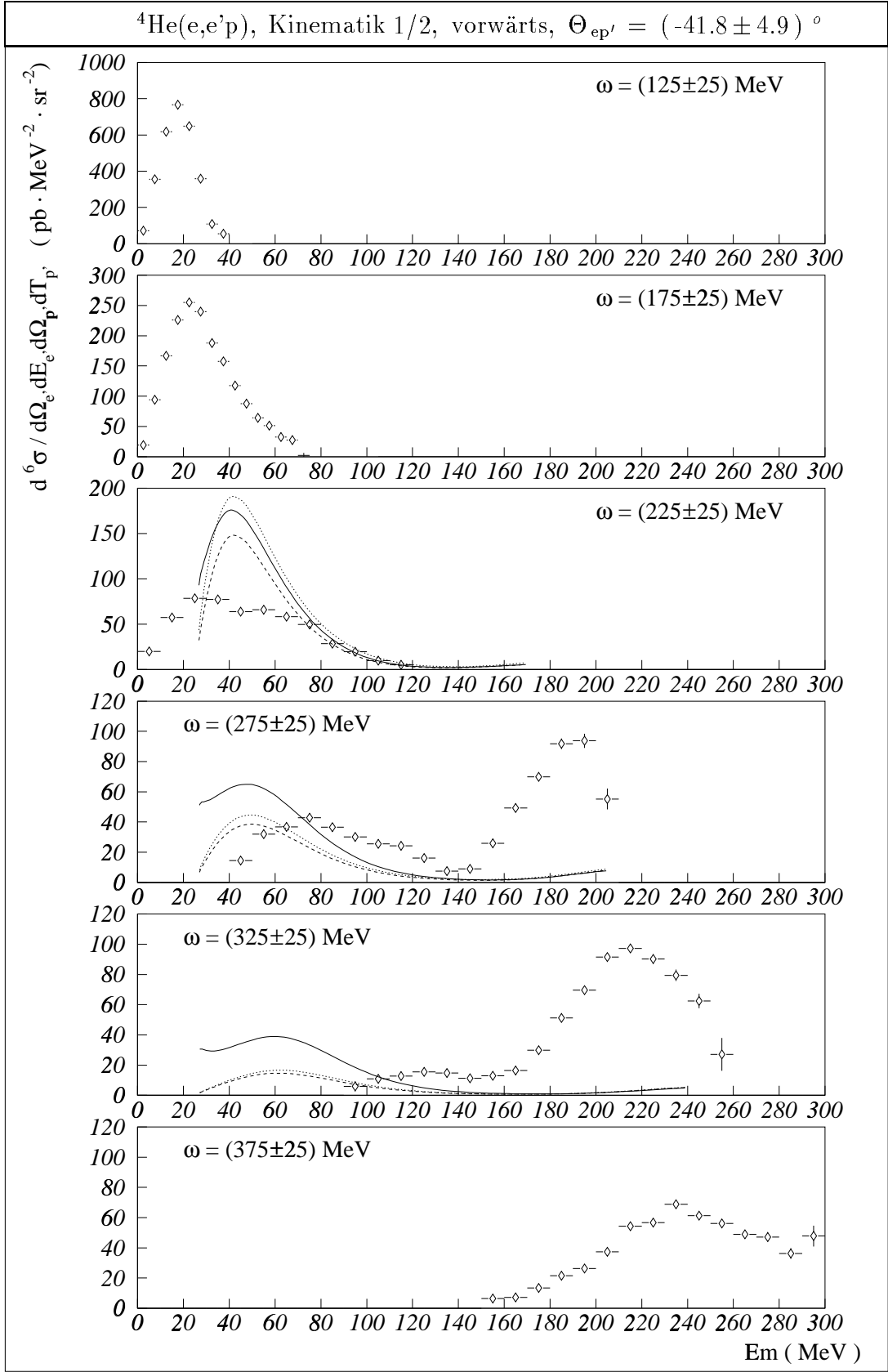


Abb.5.11: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 1/2, vorwärts, $\Theta_{ep'} = (-41.8 \pm 4.9)^\circ$. Laget-Kurven: \cdots (PWIA), $---$ (PWIA+FSI), $---$ (PWIA+FSI+MEC)

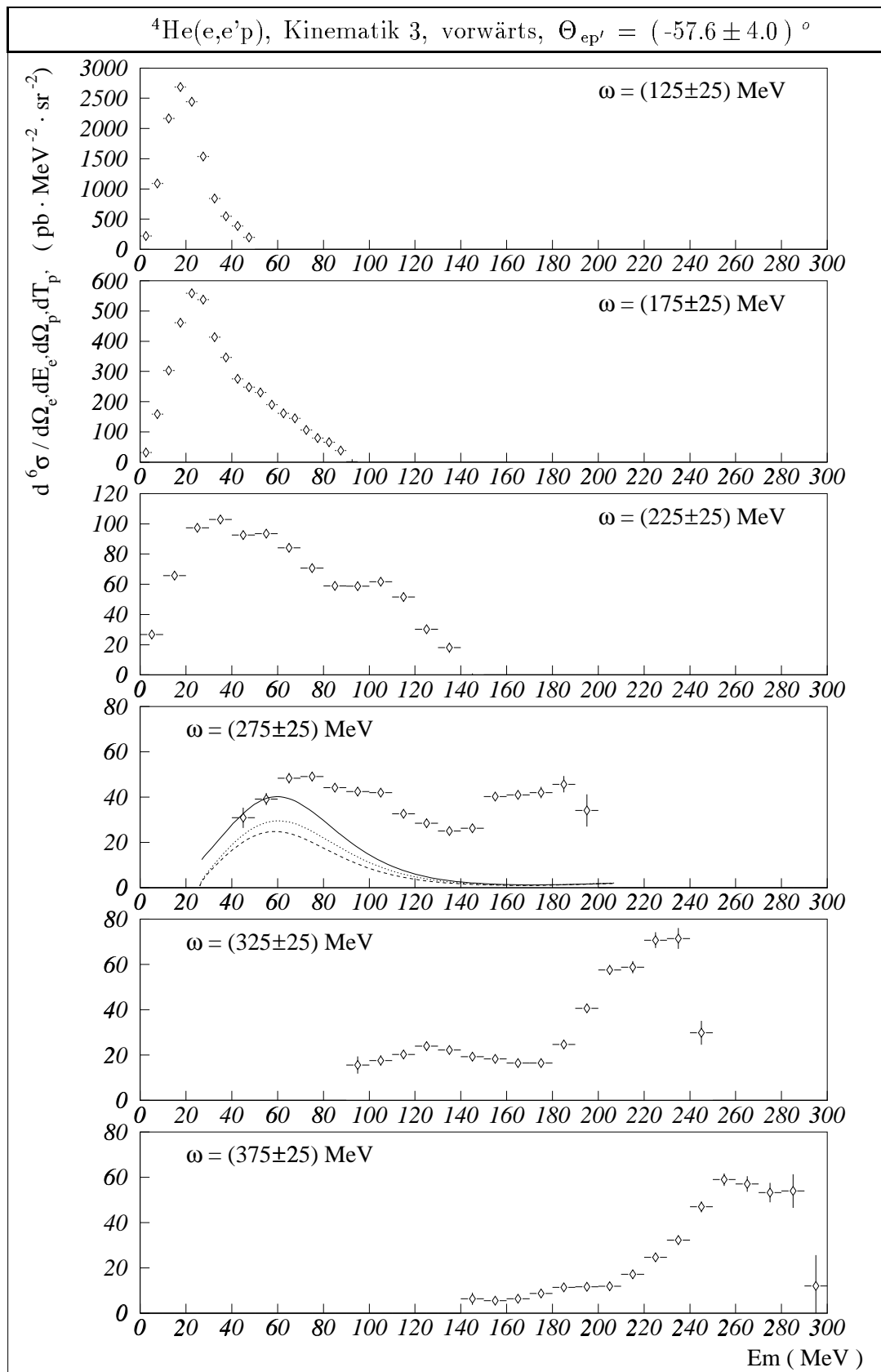


Abb.5.12: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 3, vorwärts, $\Theta_{ep'} = (-57.6 \pm 4.0)^\circ$. Laget-Kurven: \cdots (PWIA), $---$ (PWIA+FSI), $---$ (PWIA+FSI+MEC)

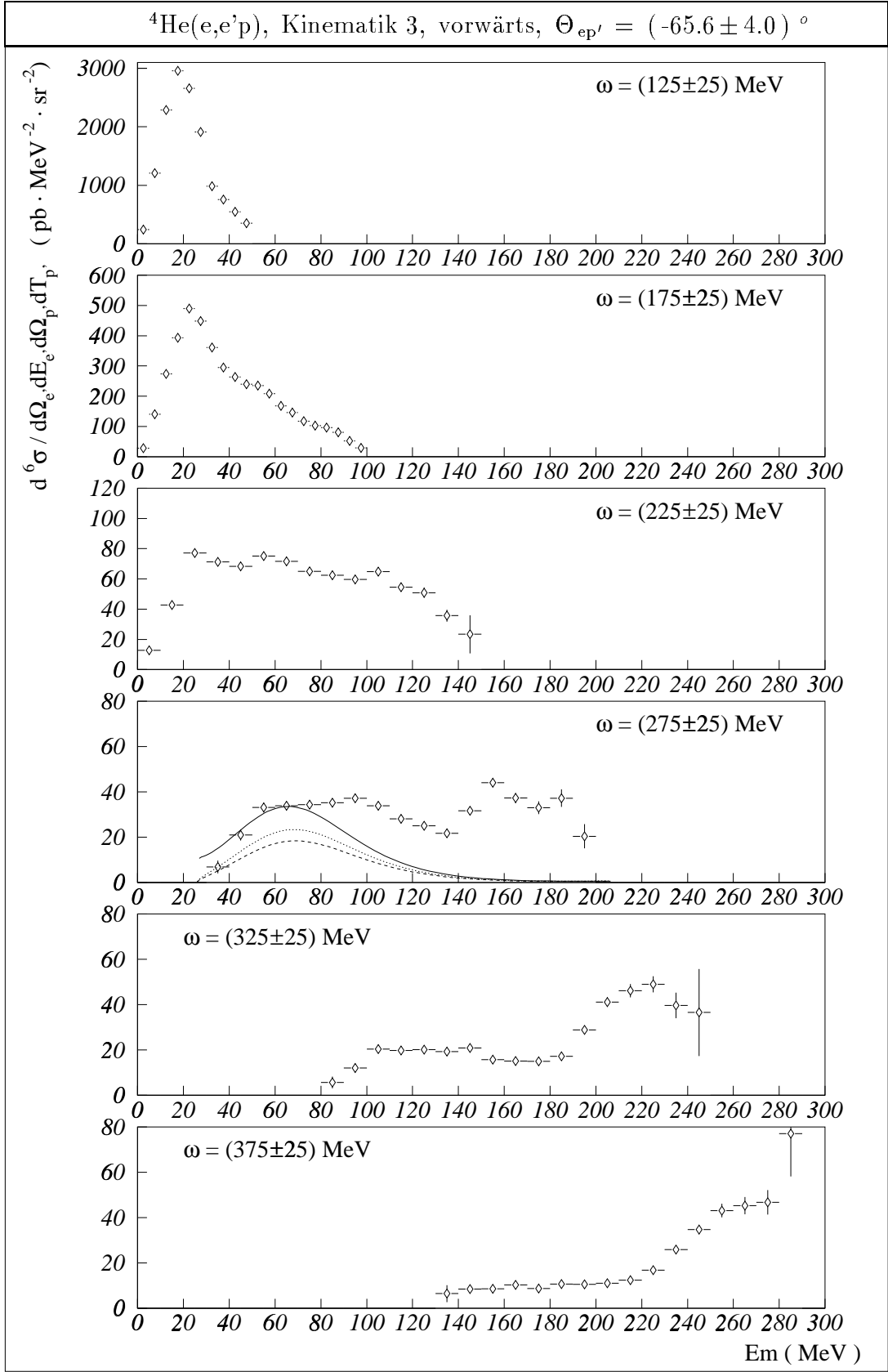


Abb.5.13: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 3, vorwärts, $\Theta_{ep'} = (-65.6 \pm 4.0)^\circ$. Laget-Kurven: \cdots (PWIA), $---$ (PWIA+FSI), $---$ (PWIA+FSI+MEC)

Δ -Resonanz (die in der ω -Richtung sich entwickelt und in ihrer freien Anregung insgesamt eine Halbwertsbreite von $\Gamma_{\Delta}(\omega) \simeq 115 \text{ MeV}$ (FWHM) zeigt).

Zwei Gesichtspunkte, die die projektionsbedingten Verlaufsunterschiede im Kontinuum- und Δ -Bereich plausibel machen können, sind die folgenden: Erstens, daß ein Teil der in Abbildung 5.3 als P_m -abhängig sich zeigenden Entwicklungen sich hier in E_m -abhängigen Entwicklungen zu konstantem ω manifestiert; d.h., da P_m für konstantes ω mit ansteigendem E_m fällt (sh. Abb. 5.9) und ferner mit abfallendem P_m auf einen insgesamt, d.h. über den ganzen betrachteten E_m -Bereich hinweg, an Stärke gewinnenden Wirkungsquerschnitt zugeschritten wird (ein Faktum, das der Abb. 5.3 entnommen werden kann), ist zu erwarten, daß die Projektionen zu konstantem ω in der Tendenz einen mit ansteigendem E_m progressiv weniger abfallenden bzw. stärker steigenden Verlauf zeigen als die Projektionen zu konstantem P_m . Zweitens, daß für konstantes ω die Beobachtungsrichtung mehr entlang des Rückens der Pion-Nukleon-Kinematik - d.h., mehr entlang der durch die „ π “-Kurve aus Abbildung 5.7 gegebenen Hauptentwicklungslinie dieser Struktur - verläuft, der Resonanz-Höhenzug von den ω -Schnitten also mehr in Richtung seiner in der $(E_m - P_m)$ -Ebene geringsten Breite durchsetzt wird (eine dem Zwei-Nukleonen-Aufbruch, d.h. der „ N “-Kurve aus Abb. 5.7, parallele Beobachtung erforderte dagegen Schnitt-Konturen, deren Längsausrichtung ungefähr mittig zwischen denen der beiden tatsächlich ausgeführten Arten von Projektionen verlief; für den Zwei-Körper-Aufbruch wird bei konstantem P_m in Richtung dessen erwarteter $(E_m - P_m)$ -Entwicklung, d.h. der „ t “-Kurve aus Abb. 5.7, beobachtet).

Die Projektionen zu den drei rückwärtigen Kinematiken (Abb. 5.14, 5.15, 5.16) lassen jeweils nur einen einzigen Peak erkennen, dessen Maximum mit ansteigendem ω in etwa linear zu höheren E_m -Werten wandert. Die an den Stellen der Maxima genommenen Verlustfraktionen, $(E_m^{max} - E_{3KA}) / \langle \omega \rangle$, worin $E_{3KA} = 26.1 \text{ MeV}$ die Drei-Körper-Aufbruch-Energie von ${}^4\text{He}$ bedeutet, steigen dabei (bei geringen Unterschieden zwischen den drei Kinematiken) mit ω kontinuierlich von ~ 0.19 (bei $\langle \omega \rangle = 125 \text{ MeV}$) auf ~ 0.6 (bei $\langle \omega \rangle = 375 \text{ MeV}$) an. Innerhalb gleicher ω -Intervalle zeigen die absoluten E_m -Positionen der Maxima beim Übergang von Kinematik 1 auf Kinematik 2 und in den drei niedrigsten ω -Schnitten auch beim Übergang von Kinematik 2 auf 3 keine merklichen Unterschiede; in den drei höchsten ω -Schnitten dagegen tritt von Kinematik 2 zu 3 gehend eine leichte Versetzung der Maxima von $\sim 10 - 15 \text{ MeV}$ zu höheren E_m -Positionen auf.

Die gleichmäßige E_m -Verschiebung der Peak-Maxima mit ω deutet zwar auf einen Mehrkörper-Aufbruch, der einer besonderen kinematischen Gesetzmäßigkeit folgt; unmittelbare Evidenz dafür, daß diese Peaks hauptsächlich 2N-Aufbrüche reflektieren (wie die Projektionen der gleichen Daten zu konstantem P_m in den Abb. 5.4-5.6 bzw. die Zusammenfassung in Abb. 5.7 sie geben), kann hier allerdings nicht gefunden werden: Denn in der (E_m, P_m) -Ebene beschreiben die Orte der Peak-Maxima Entwicklungen, die (sofern E_m die Abszisse einnimmt) durchweg flacher als die Kurve der naiv erwarteten 2N-Aufbruch-Kinematik verlaufen. Dargestellt ist dieser Sachverhalt in den drei unteren Graphiken der Abbildung 5.9, in denen die experimentellen Maximum-Orte als vertikale, gepunktete Linien in die Akzeptanz-Konturen der jeweiligen ω -Intervalle eingezeichnet und dem Verlauf der 2N-Aufbruch-Kinematik gegenübergestellt sind. Die Abweichung zwischen der experimentellen Entwicklung der Maximum-Positionen und der 2N-Aufbruch-Kurve zeigt dabei die Tendenz, mit der Kinematik, d.h. mit abnehmendem $\Theta_{ep'}$, größer zu werden. Näherungsweise können die experimentellen Entwicklungen der Peak-Maxima durch Linien nahezu konstanter, relativ niedriger kinetischer Energie der detektierten Protonen, $T_{p'}$, charakterisiert werden.

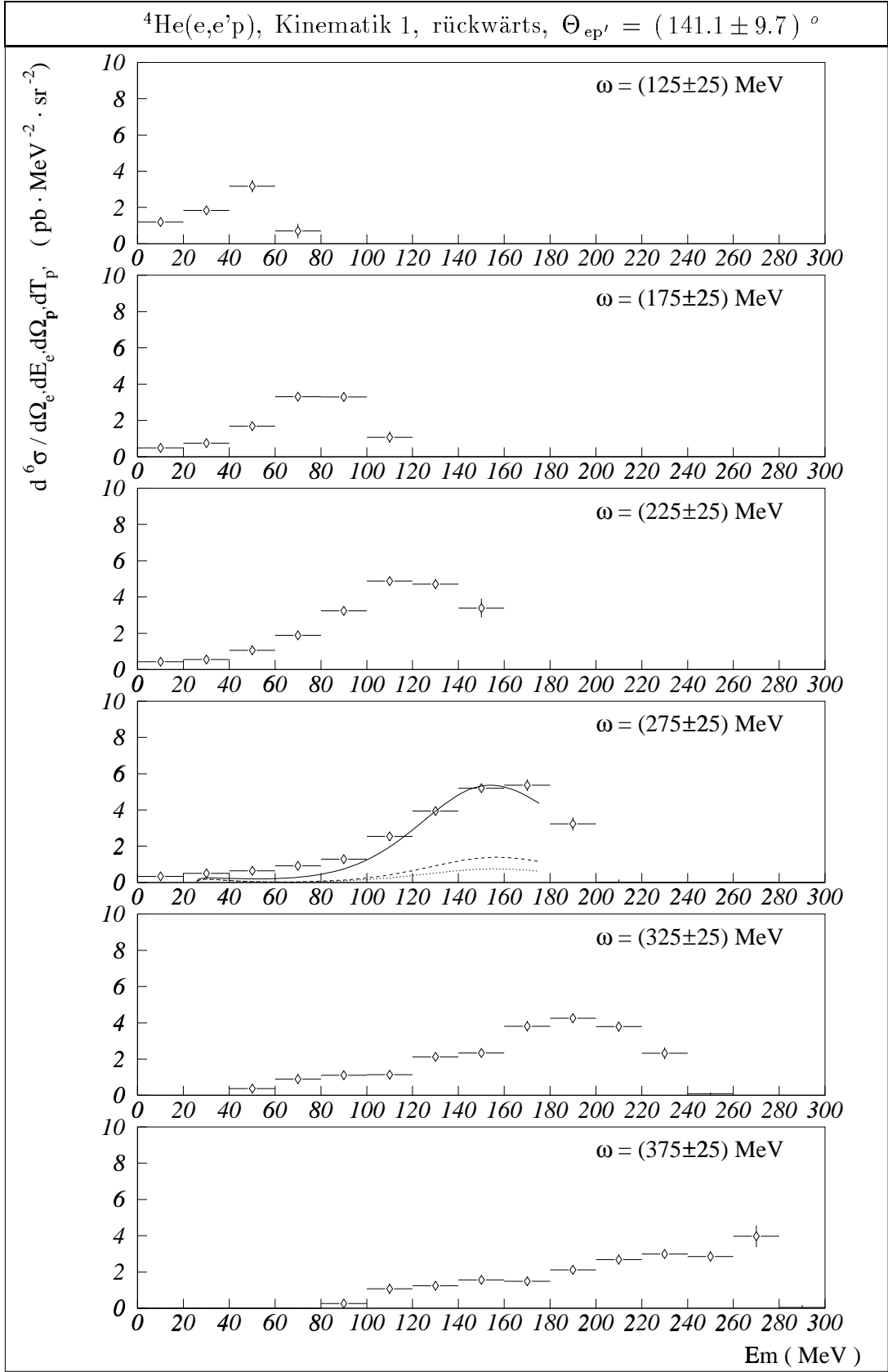


Abb.5.14: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 1, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (141.1 \pm 9.7)^\circ$. Laget-Kurven: \cdots (PWIA), $---$ (PWIA+FSI), $---$ (PWIA+FSI+MEC)

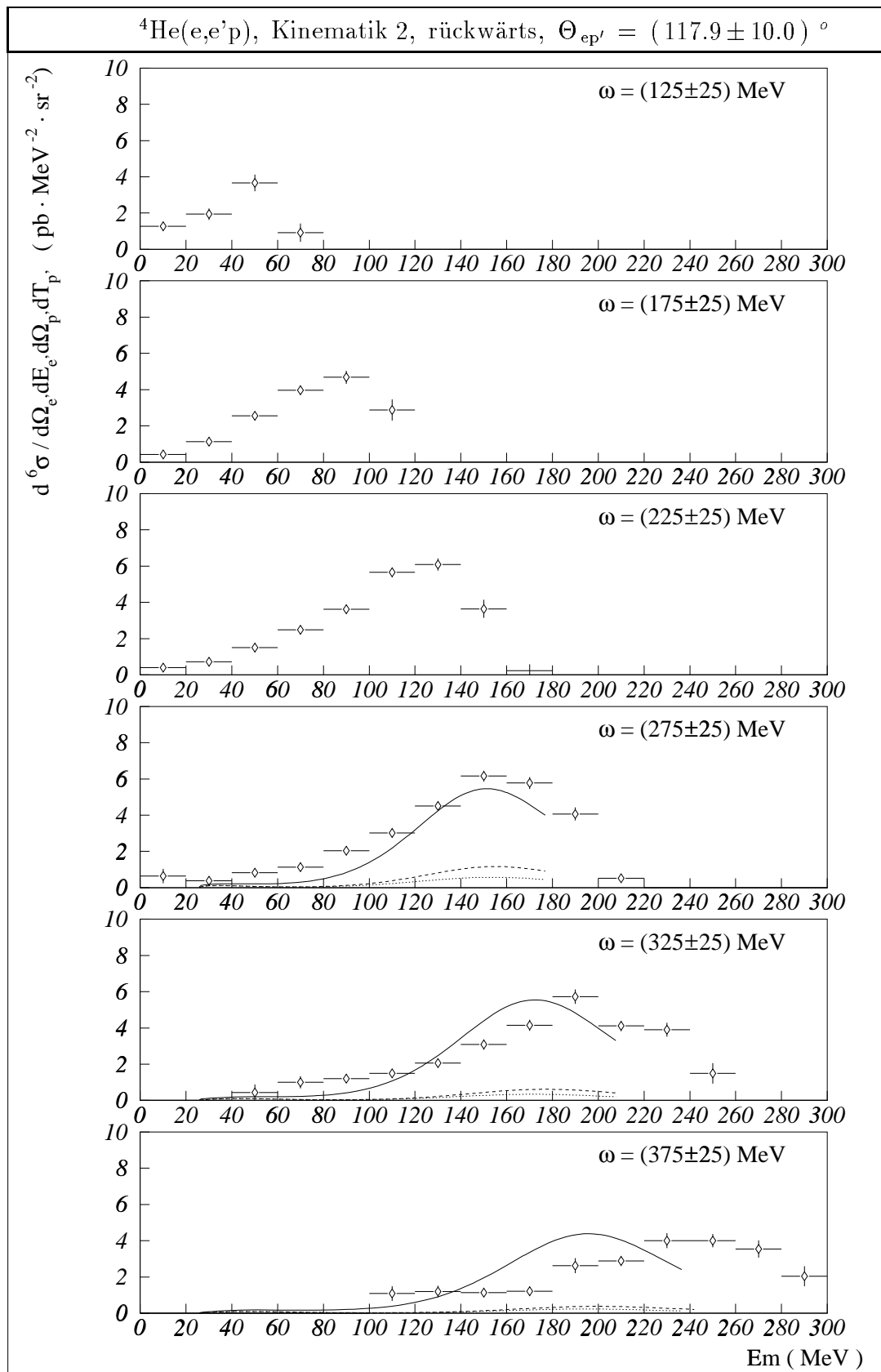


Abb.5.15: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 2, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (117.9 \pm 10.0)^\circ$. Laget-Kurven: \cdots (PWIA), $---$ (PWIA+FSI), $---$ (PWIA+FSI+MEC)

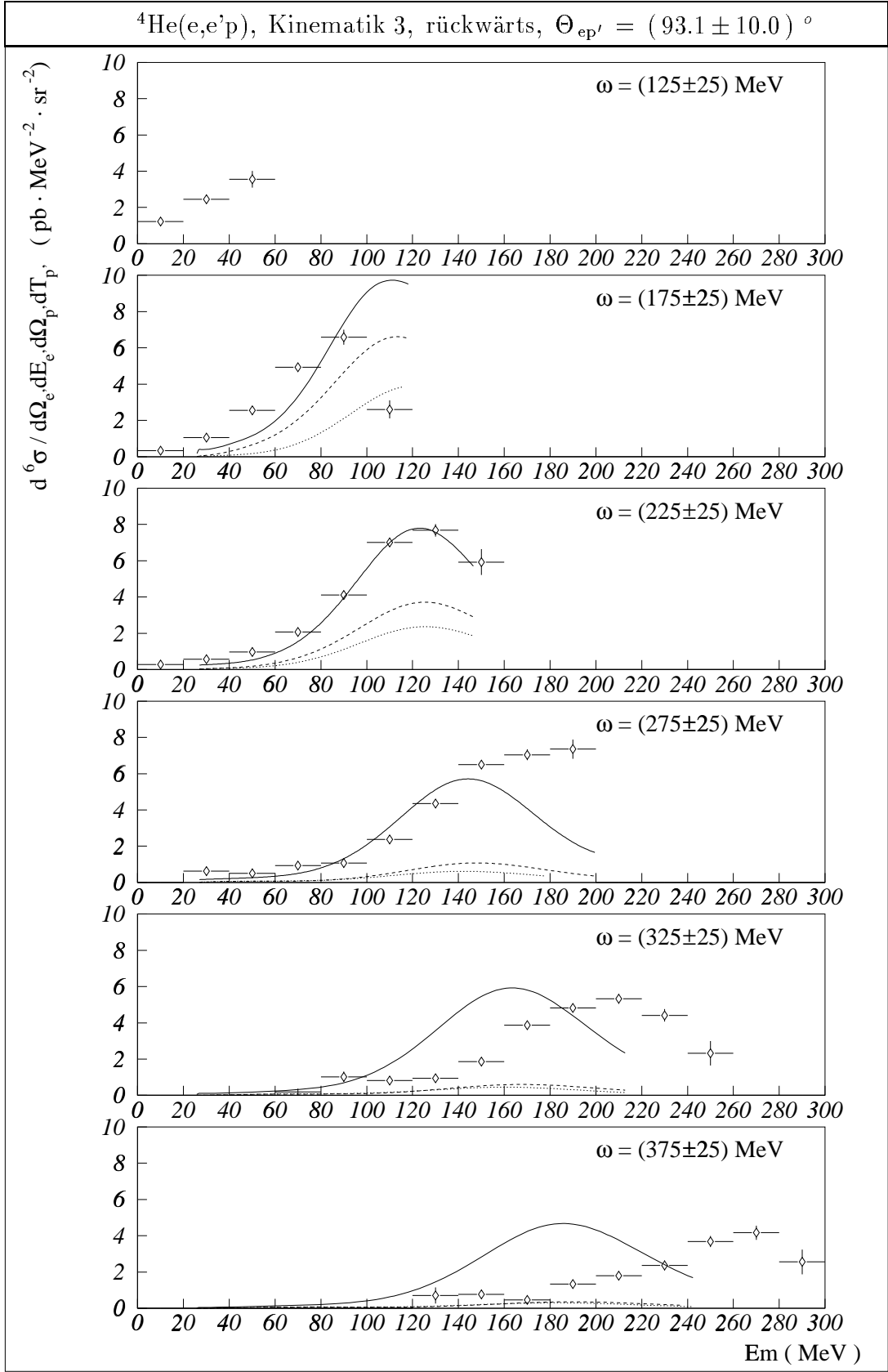


Abb.5.16: Nach dem Energietransfer ω separierte, differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)$ in Kinematik 3, rückwärts, $\Theta_{ep'} = (93.1 \pm 10.0)^\circ$. Laget-Kurven: (PWIA), --- (PWIA+FSI), — (PWIA+FSI+MEC)

Die Stärke des Wirkungsquerschnitts (an den Peak-Maxima) durchläuft in Abhängigkeit von ω ein Maximum und zeigt dabei über die gesamte ω -Akzeptanz hinweg Veränderungen, die - je nach Kinematik - bei einem Faktor 1.7 bis 2.2 liegen. Interessanterweise, scheint im Verlauf dieser Stärkevariation ein Hinweis auf den 2N-Aufbruch-Charakter der Ereignisse zu liegen: denn in allen drei Kinematiken wird das Stärkemaximum zwischen $\langle \omega \rangle = 225 \text{ MeV}$ und $\langle \omega \rangle = 275 \text{ MeV}$, d.h. an der Stelle, an der die experimentelle (E_m, P_m) -Entwicklung der Peak-Positionen die Kurve der 2N-Aufbruch-Kinematik kreuzt (sh. Abb. 5.9), erreicht.

Mit der Abnahme von $\Theta_{ep'}$ steigt die Stärke des Wirkungsquerschnitts leicht, im Mittel um etwa den Faktor 1.2 beim Übergang von einer Kinematik zur nächsten an.

Die Form der Wirkungsquerschnitte betreffend fällt als erstes auf, daß die Peak-Flanken auf der Seite geringerer E_m -Werte (damit bei höherem P_m und $T_{p'}$) einen flacheren Verlauf besitzen, der mit zunehmendem ω und $\Theta_{ep'}$ den Eindruck einer dem eigentlichen Peak vorgelagerten stufenförmigen Struktur von relativ geringer Stärke vermittelt. Aus rein kinematischer Sicht könnten zur Erklärung dieser vorgelagerten Stufe solche Kontinuum-Aufbrüche, in denen der Rückstoßimpuls des detektierten Protons von einem Deuteron aufgenommen wurde, herhalten (sh. die „d“-Kurve in Abb. 5.7). Die Breiten der Peaks nehmen von $\sim 40 \text{ MeV}$ (FWHM) bei $\langle \omega \rangle = 125 \text{ MeV}$ auf $\sim 90 \text{ MeV}$ (FWHM) bei $\langle \omega \rangle = 225 \text{ MeV}$ zu und behalten diesen Wert im weiteren ω -Verlauf mehr oder weniger bei. Diese Breiten liegen erheblich unterhalb derer, die in den Projektionen zu konstantem P_m ermittelt wurden ($140 \text{ MeV} - 270 \text{ MeV}$ (FWHM), sh. Abb. 5.4- 5.6); im besonderen ist eine Verbindung zum erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell, auf die die Peak-Breiten bzw. deren Entwicklung in den Projektionen zu konstantem P_m klar hinweisen (sh. Abb. 5.8), hier nicht erkennbar. Im weiteren erscheint es erstaunlich, daß die Wirkungsquerschnitte schon vor Erreichen des Kreuzungspunktes mit der 2N-Aufbruch-Kurve, d.h. für $\langle \omega \rangle < 225 \text{ MeV}$, (sh. Abb. 5.9) auf der Seite höherer E_m -Werte eine abfallende Flanke zeigen (daß nach Durchgang durch die 2N-Aufbruch-Kurve, für $\langle \omega \rangle > 275 \text{ MeV}$, die abfallende Flanke bei niedrigem E_m erhalten bleibt, erstaunt dagegen weniger, da dies mit einem Anstieg von P_m , der ein Fallen der Stärke erwarten läßt, zusammentrifft). Schließlich sei darauf hingewiesen, daß im Gegensatz zu den Projektionen zu konstantem P_m der Anstieg der Δ -Resonanz als getrennte Struktur hier nicht sichtbar ist; eine Erklärung dafür kann - im Rückgriff auf die in Zusammenhang mit Abbildung 5.7 erwogene Hypothese, daß der Rückstoßimpuls im Δ -Bereich der rückwärtigen Kinematiken durch ein (t, π) - oder (d, π) -System getragen wird - darin gefunden werden, daß die „ $(t+\pi)$ “- und „ $(d+\pi)$ “-Kurve aus Abbildung 5.7 von den Schnitten zu konstantem P_m nahezu orthogonal (sh. Abb. 5.2), von den Schnitten zu konstantem ω aber unter wesentlich kleinerem Winkel (sh. Abb. 5.9) durchsetzt werden, hier also in einer Richtung beobachtet wird, in der eine entlang der besagten Kurven fortschreitende Δ -Struktur gewissermaßen hinter der Struktur des 2N-Aufbruchs verschwindet bzw. mit dieser zusammenfällt.

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte des ${}^4\text{He}$ -Kontinuum-Aufbruchs [Lag95], die den Abbildungen 5.11- 5.16 beigegeben sind, umfassen jeweils drei Kurven, die neben der Gesamterwartung, PWIA + FSI + MEC, den bloßen PWIA- und den PWIA+FSI-Anteil darstellen. Unterschiede in den theoretischen Erwartungen für die vorwärtigen und die rückwärtigen Kinematiken betreffen die Gesamtstärke, die rückwärtig um etwa eine Größenordnung geringer ist, aber auch die relativen Beitragsstärken der drei berücksichtigten Mechanismen: Vorwärtig, wird dem für kurzreichweitige Korrelationen entscheidenden PWIA-Anteil eine erhebliche, mit Zunahme von ω allerdings zugunsten des MEC-Anteils abnehmende Beitragsstärke zugeschrieben; rückwärtig wird ein merklicher PWIA-Beitrag nur bis $\langle \omega \rangle = 225 \text{ MeV}$ gesehen, oberhalb davon aber ein bei

weitem überwiegender MEC-Anteil erwartet. Darüberhinaus besteht ein qualitativ bemerkenswerter (quantitativ weniger bedeutender) Trend darin, daß durch FSI die Gesamtstärke in den vorwärtigen Kinematiken durchgängig vermindert, in den rückwärtigen aber vergrößert wird. Anmerkungen zu den Rahmenbedingungen der Bestimmung dieser Wirkungsquerschnitte können in Abschnitt 2.4 gefunden werden.

Der Vergleich von Experiment und Theorie zeigt ein uneinheitliches, vieldeutiges Bild: Zwar kommen die theoretischen Wirkungsquerschnitte den experimentellen Werten in Stärke und Verlaufsform nahe, insbesondere wird der Stärkeunterschied zwischen den vorwärtigen und den rückwärtigen Kinematiken von der Theorie ganz richtig wiedergegeben; von einer insgesamt - auch im Detail - zufriedenstellenden Beschreibung der Daten kann jedoch - auch unter Berücksichtigung der systematischen Fehler der Daten (vorwärtig +10 %/-7 %, rückwärtig +13 %/-11 %, sh. Tab.4.3) - keine Rede sein.

Vorwärtig werden vor allem Diskrepanzen in der absoluten Stärke der Wirkungsquerschnitte deutlich, wobei die Daten von der Rechnung - nicht ohne eine gewisse Systematik - teilweise über- teilweise unterschritten werden. Die oberhalb der Daten liegenden theoretischen Erwartungen sind auf den niedrigen E_m -Bereich des Kontinuums (Kinematik 1/2, Abb. 5.11) beschränkt und fallen so aus, daß sie eher zur Beschreibung der Daten des jeweils nächst-niedrigeren ω -Intervalls gereichten. Die Größe der Überschätzung, scheint dabei hauptsächlich an die Stärke des jeweiligen PWIA-Beitrags gebunden zu sein. Der Befund läßt die Spekulation auf ein Defizit in der Berechnung der Stärke des PWIA-Beitrags selbst als auch in dessen ω -Abhängigkeit gleichermaßen zu. Experimentelle Stärke, die die Vorhersagen übersteigt, tritt in allen vorwärtigen Kinematiken im mittleren und hohen E_m -Bereich des Kontinuums auf, erstreckt sich dabei aber zu weit zu niedrigem E_m , um nur dem Einfluß der aufkommenden Δ -Resonanz zugeschrieben werden zu können. Hier sei daran erinnert, daß für den in Rede stehenden E_m -Bereich oben - im Verlauf des experimentellen Wirkungsquerschnitts allein - bereits Grund gefunden wurde, das Vorkommen von 3N- oder 4N-Aufbruch-Mechanismen zu vermuten. Solche Mechanismen werden von der Rechnung nicht in Betracht gezogen und könnten - neben den in Abschnitt 2.4 angesprochenen vereinfachenden Annahmen der Rechnung (wobei besonders an die Verlaufsformidentifizierung des Drei- und Vierkörper-Aufbruchs gedacht ist) - einen weiteren möglichen Ansatz bieten, die Unterschätzung der Daten durch die Theorie zumindest partiell zu erklären.

In den rückwärtigen Kinematiken werden die experimentellen Wirkungsquerschnitte von den theoretischen Vorhersagen - was den bloßen Augenschein angeht - vor allem in der Stärke aber auch in der Form nachgerade überraschend genau getroffen. Auf Grundlage der Erkenntnisse aus den Abbildungen 5.4 - 5.6 muß diese gute Übereinstimmung für bestimmte ω -Intervalle allerdings revidiert, d.h. als in Grenzen zufällig angesehen werden: denn dort zeigt sich, daß ein merklicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt von solchen Aufbrüchen herrührt, bei denen zusätzlich ein Pion erzeugt wurde. Von Pion-Produktion begleitete Aufbrüche werden von der Rechnung jedoch gar nicht berücksichtigt. Dem Vergleich der Abbildungen 5.4 - 5.6 mit den (E_m, P_m) -Konturen der ω -Intervalle in Abbildung 5.9 kann weiterhin entnommen werden, daß Aufbrüche mit Pion-Produktion auf die beiden höchsten ω -Intervalle, $\langle \omega \rangle = 325 \text{ MeV}$ und $\langle \omega \rangle = 375 \text{ MeV}$, beschränkt sind. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte zu diesen ω -Intervallen, scheinen daher so bewertet werden zu müssen, daß sie die Stärke des von ihnen tatsächlich gemeinten Anteils des experimentellen Wirkungsquerschnitts klar überschätzen (sh. Abb. 5.15, 5.16). Das in den rückwärtigen Kinematiken augenfälligste Mißverhältnis zwischen Daten und theoretischen Erwartungen besteht jedoch darin, daß die jeweiligen E_m -Positionen der Peak-Maxima - bei

Kongruenz in der Nähe von $\omega \simeq 250 \text{ MeV}$ - in Abhängigkeit von ω systematisch auseinanderlaufen. Diese Entwicklung entspricht übrigens nahezu der in Abbildung 5.9, unten dargestellten Abweichung der experimentellen Peak-Positionen von der Kurve der 2N-Aufbruch-Kinematik, da die Peak-Positionen der theoretischen Wirkungsquerschnitte dieser Kurve eng folgen. Das Auseinanderlaufen der Maxima wird durch die Kontamination mit den von Pion-Produktion betroffenen Aufbrüchen wohl verstärkt, ist dadurch allein aber nicht erklärbar; es liegt nahe, die ω -Abhängigkeit des theoretischen Wirkungsquerschnitts, besonders des hier dominanten MEC-Anteils in Zweifel zu ziehen.

5.4 Impulsdichte-Verteilung des Zweikörper-Aufbruchs ${}^4\text{He}(e, e'p)t$

In Abbildung 5.17 sind die aus den Zwei-Körper-Aufbrüchen, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, der drei vorwärtigen Kinematiken ermittelten, spezifischen Impulsdichte-Verteilungen, $\rho_{pt}(P_m)$, gezeigt. Zur Reduktion der sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde dabei die von T.deForest [deF83] vorgeschlagene „off-shell“-Extrapolation des Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts, $E_{p'} P_{p'} \sigma_{cc1}(E_0, \omega, \Theta_{ee'}, E_m, P_m)$, verwendet (grundlegende Anmerkungen zur Reduktion des Wirkungsquerschnitts können in Abschn. 2.4 gefunden werden). Die Division des experimentellen Wirkungsquerschnitts durch diesen „off-shell“-Wirkungsquerschnitt wurde „bin“-weise in der (E_m, P_m) -Ebene durchgeführt. Wegen der geringen Energieauflösung des gegenwärtigen Experiments ($\sim 20 \text{ MeV}$ FWHM) stellt die Separation von Zwei-Körper- und Kontinuum-Aufbrüchen, d.h. die Festlegung der oberen, für die Integration des Zwei-Körper-Aufbruch-Peaks relevanten E_m -Grenze, ein besonderes Problem dar. Der E_m -Wert, der mit Blick auf die vorwärtigen E_m -Spektren (Abb. 5.3, Abb. 4.13) für diese Grenze als pragmatischer Kompromiß tatsächlich gewählt wurde, ist $E_m = 40 \text{ MeV}$. Um die Unsicherheit dieser Wahl zu berücksichtigen, wurden zudem Integrationen bis zu den Grenzen $E_m = 35 \text{ MeV}$ und $E_m = 45 \text{ MeV}$ ausgeführt. Die jeweils auftretenden Differenzen gegen den Mittelwert werden als zusätzliche Fehler betrachtet; d.h., die in Abbildung 5.17 angegebenen Fehlerbalken setzen sich aus dem statistischen, dem systematischen und dem gerade definierten „Integrationsgrenzen“-Fehler zusammen. Die so abgeleiteten Impulsdichte-Verteilungen mögen nicht sehr präzise, für die eigentliche Absicht einer bloßen Konsistenzüberprüfung gegenüber anderen Resultaten aber hinreichend sein.

Zum Vergleich sind in Abbildung 5.17 einige in anderen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Experimenten [Bra88,2][Fro93][LeG94][Lee96] gewonnene ρ_{pt} -Verteilungen (die, von [Fro93] abgesehen, alle mithilfe der deForestschen „off-shell“-Extrapolation, σ_{cc1} , reduziert wurden) kompiliert. Darüberhinaus sind die beiden in [Sch86] auf der Basis des Urbana- bzw. des Argonne-Potentials [LaP81] berechneten PWIA-Erwartungen für die Impulsdichte-Verteilungen eingetragen. Die theoretischen Verteilungen sind dabei so normiert, daß $\int_0^\infty 4\pi \rho(p) p^2 dp = Z({}^4\text{He}) = 2$.

Es stellt sich heraus, daß die ρ_{pt} -Verteilungen beider Kinematiken 3, die im Rahmen der Fehlerbreiten identisch sind, sich in guter Übereinstimmung mit den PWIA-Erwartungen befinden und damit bei niedrigem P_m den Resultaten der Kinematik I von van den Brand [Bra88,2], bei hohem P_m (mit der Ausnahme des letzten Datenpunkts von Kinematik 3, $\Theta_{ep'} = (-57.6 \pm 4)^\circ$) den Resultaten von van Leeuwe [Lee96] bemerkenswert nahekommen. Die ρ_{pt} -Verteilung der Kinematik 1/2 weist demgegenüber sowohl eine geringere Stärke als auch eine geringere Steigung auf: Die Datenpunkte folgen mehr dem Verlauf der von LeGoff [LeG94] ermittelten Daten und nähern

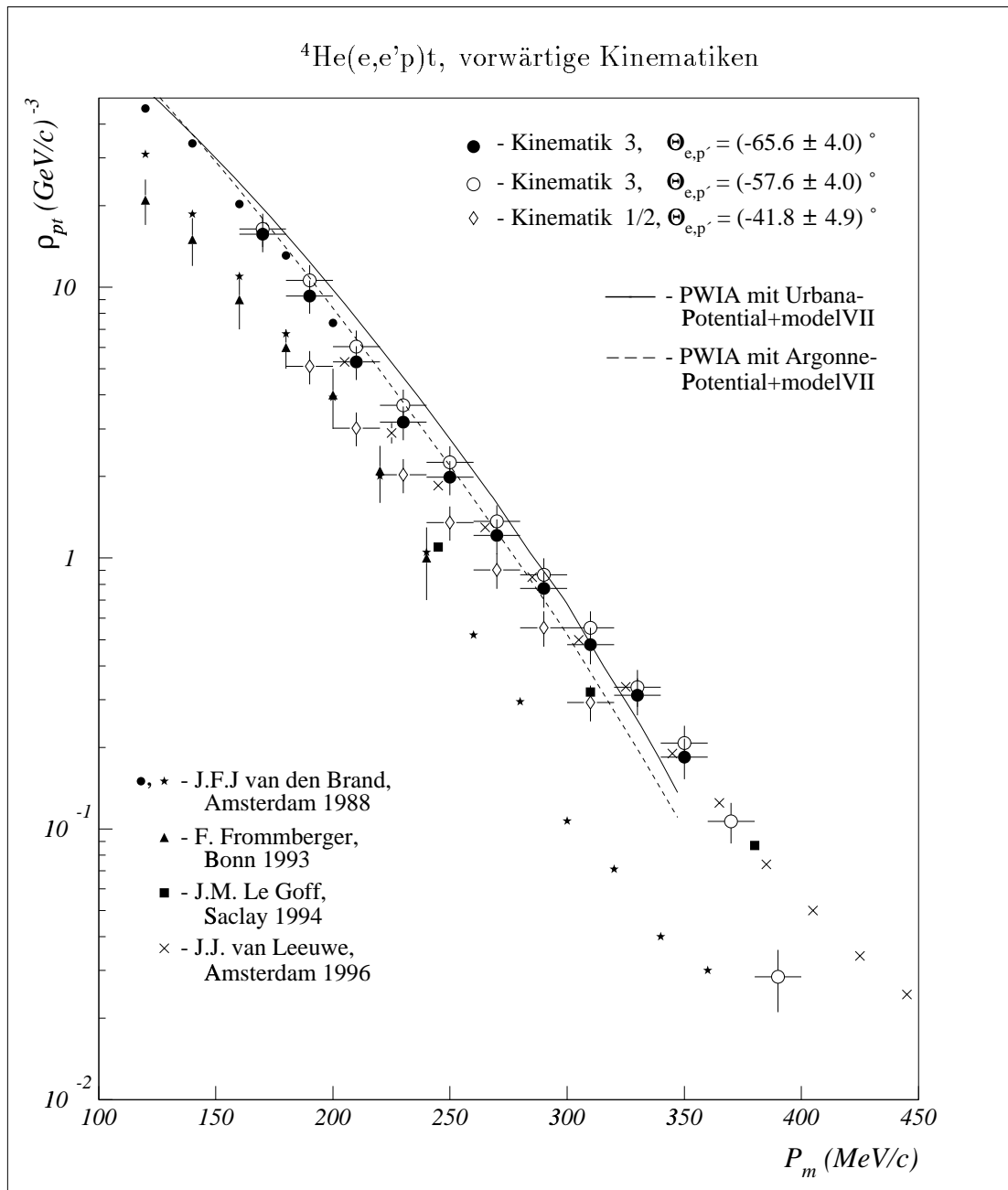


Abb.5.17: Proton-Impulsdichte-Verteilungen aus der Zweikörper-Aufbruch Reaktion ${}^4\text{He}(e,e'p)t$ in den drei vorwärtigen Kinematiken. Mit eingezeichnet sind PWIA-Kalkulationen von Schiavilla [Sch86] und Daten anderer Messungen [Bra88,2][Fro93][LeG94][Lee96] (die Daten von van den Brand, Frommberger und van Leeuwe sind nur auszugsweise eingetragen, geben aber den Gesamtverlauf dieser Messungen für den gezeigten P_m -Ausschnitt wieder; für [Bra88,2] entspricht jeder hier gezeigte Datenpunkt tatsächlich dem arithmetischen Mittel von vier originalen Datenpunkten; die zwei unterschiedlichen für [Bra88,2] eingeführten Symbole verweisen auf die zwei verschiedenen dort untersuchten Kinematiken)

sich bei niedrigem P_m den Resultaten von Frommberger [Fro93] und der Kinematik II von van den Brand. Dabei erscheint die Erwartung passabel, daß die Abweichungen, die die ρ_{pt} -Verteilung der Kinematik 1/2 gegen die PWIA-Vorhersagen zeigt, auf der Grundlage eines DWIA-Ansatzes - wie es für die teilweise ähnlich liegenden Daten der Kinematik II von van den Brand mit gutem Erfolg getan wurde [Bra88,2] - erklärt werden können.

Insgesamt scheinen die Ergebnisse dieses Abschnitts geeignet, das Vertrauen in die Auswertung und im besonderen in die Normierung der Daten zu stützen.

5.5 Impulsdichte-Verteilung des Kontinuum-Aufbruchs ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$

Die Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen formal-PWIA-basierte, spezifische „Proton-Impulsdichte“-Verteilungen, $\rho_p^{exp\ kont}(P_m)$, die aus den Kontinuum-Aufbrüchen, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, der drei vor- bzw. rückwärtigen Kinematiken gewonnen wurden. Der Terminus Proton-Impulsdichte ist hier in Anführungszeichen gesetzt, da die experimentellen Verteilungen nur in einem begrenzten Bereich der betrachteten kinematischen Situationen an die üblicherweise darunter verstandene Größe heranreichen - was unten weiter erläutert wird. Wie im Fall der ρ_{pt} -Verteilungen des vorigen Abschnitts wurden die sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte mithilfe der „off-shell“-Extrapolation des Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts, $E_{p'} P_{p'} \sigma_{cc1}$, von T.deForest [deF83] reduziert. Darüberhinaus wurden die experimentellen Verteilungen hier aber noch durch den Faktor $Z({}^4\text{He}) = 2$ dividiert, um sie an die entsprechende Normierung der im folgenden herangezogenen theoretischen Verteilungen anzupassen. Die Integration der reduzierten Wirkungsquerschnitte erstreckt sich über das Intervall $55 \text{ MeV} < E_m < 135 \text{ MeV}$, in dem Beiträge aus Zwei-Körper-Aufbrüchen und der Anregung der Δ -Resonanz für vernachlässigbar gering gehalten werden. Da die Integrationsgebiete in P_m nicht glatt abgeschnitten, sondern die äußeren Akzeptanzkonturen als Grenzen gewählt wurden, wird an den Rändern der Verteilungen allerdings nur über Teilbereiche des genannten E_m -Intervalls integriert; dadurch kommen insbesondere die abfallenden Flanken an den Enden der gezeigten Verteilungen zustande. Die exakten Integrationsgebiete in der (E_m, P_m) -Ebene sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Das für die E_m -Integrationen gewählte Intervall schöpft in den rückwärtigen Kinematiken freilich nur einen verhältnismäßig geringen Teil des gemessenen Kontinuum-Wirkungsquerschnitts aus (in etwa 1/3, vgl. Abb. 5.4-5.6); die Verwendung des gleichen Integrationsintervalls für alle Kinematiken zielt darauf ab, prinzipiell vergleichbare Verteilungen zu erhalten.

Die Verteilungen $\rho_p^{exp\ kont}(P_m)$ werden formal-PWIA-basiert genannt, um anzuzeigen, daß deren Ableitung von der PWIA-Annahme (genauer, der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt in $\sigma_{cc1}(E_m, P_m)$ und die Spektralfunktion $S(E_m, P_m)$, worin P_m jeweils als Negativum des Primärimpulses des detektierten Protons verstanden wird, faktorisiert) sozusagen blind Gebrauch macht. Die Berechenbarkeit von σ_{cc1} (bzw. dessen Identifizierung mit dem „off-shell“-Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung) ist ex definitione an die Gültigkeit der PWIA gebunden. Für die vorwärtigen Kinematiken mag die PWIA-Annahme näherungsweise zutreffend sein und die Vorgehensweise sich damit als mehr oder weniger gerechtfertigt erweisen. Dagegen wird erwartet, daß in den rückwärtigen Kinematiken der Reaktions-Mechanismus tatsächlich (wenigstens in den meisten Fällen) nicht einmal näherungsweise PWIA-konform verläuft; das berechnete σ_{cc1} also außerhalb seiner Definitionsbedingungen liegt und die Elektron-Kern-Kopplung nicht

korrekt beschreibt. Es ist daher klar, daß die resultierenden $\rho_{p\ kont}^{exp}(P_m)$ -Verteilungen dort nicht mit den eigentlichen Impulsdichte-Verteilungen $\rho_{p\ kont}(P_m)$ eines Protons im Kontinuum von 4He übereinstimmen werden. Die Abweichungen zwischen $\rho_{p\ kont}^{exp}(P_m)$ und theoretischen Erwartungen für $\rho_{p\ kont}(P_m)$ scheinen nichtsdestoweniger interessant, allerdings vielmehr in Absicht darauf, die Entwicklung des Zusammenbruchs der PWIA-Annahme studieren als direkte Aufschlüsse über die wirkliche Impulsdichte oder gar den subtilen Einfluß von Korrelationen in derselben gewinnen zu können.

Die $\rho_{p\ kont}(P_m)$ -Verteilungen, die den Abbildungen beigegeben sind, wurden durch Integration einer theoretischen, von H. Morita et al. [Mor91][Mor95] angegebenen Spektralfunktion, die den Drei- und Vier-Körper-Aufbruch von 4He umfaßt, erhalten. Die Berechnung dieser Spektralfunktion gründet auf PWIA-Vorstellungen, läßt insbesondere also MEC- und FSI-Effekte außen vor. NN-Korrelationen werden von der Rechnung insoweit einbezogen, als die Wellenfunktionen des 4He -Grundzustands und gebundener Teilzustände des 4He -Kontinuums mithilfe der sogenannten ATMS-Methode (Amalgamation of Two-body correlation into the Multiple Scattering process)[Aka75][Mor87][Mor88] und des „Reid soft core V_8 (RSCV₈)“ NN-Potentials [LaP81] [Rei68] konstruiert werden. Den E_m -Integrationen dieser Spektralfunktion liegt jeweils das gleiche (E_m, P_m) -Gebiet wie den entsprechenden reduzierten Wirkungsquerschnitten zu Grunde.

Die Abbildung 5.18 zeigt, daß in jeder der vorwärtigen Kinematiken in einem Teil des jeweils betrachteten P_m -Bereichs die experimentellen und theoretischen Verteilungen gut übereinstimmen. Die Folgerung, daß in den betreffenden Bereichen tatsächlich ein PWIA-naher Reaktionsablauf vorliegt und die Verteilungen dort der wahren Protonen-Impulsdichte im 4He -Kontinuum nahekommen, scheint mit den beobachteten Verhältnissen zwischen den experimentellen und theoretischen Kontinuum-Wirkungsquerschnitten (Abb. 5.11- 5.13) einigermaßen vereinbar.

Diskrepanzen zwischen $\rho_{p\ kont}^{exp}$ und $\rho_{p\ kont}$ treten vorwärtig in der niedrigen P_m -Region der Kinematik 1/2 und in der hohen P_m -Region beider Kinematiken 3 auf:

In Kinematik 1/2, vorwärts (Abb. 5.18, oben) fällt $\rho_{p\ kont}^{exp}$ bei niedrigem P_m , abweichend von $\rho_{p\ kont}$ außerordentlich stark ab (so, daß die experimentelle Verteilung für $P_m < 150 MeV/c$ bereits unter den in der Abbildung erfaßten Dichte-Bereich absinkt). Bewirkt wird dieser starke Abfall hauptsächlich durch die Strahlungskorrektur. Dies zu demonstrieren, ist die experimentelle Verteilung, die aus dem nicht-strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt folgt, ebenfalls in die Abbildung eingetragen: Zwar nehmen zunächst, bei $P_m \simeq 225 MeV/c$, sowohl die strahlungskorrigierte als auch die -unkorrigierte Verteilung (vielleicht verursacht durch FSI) leicht ab, entwickeln sich dann aber, ab $P_m \simeq 200 MeV/c$, so stark auseinander, daß von einem Problem in der Strahlungskorrektur auszugehen ist. Dieser Verdacht liegt hier auch deshalb besonders nahe, weil die Strahlungskorrektur an dieser Stelle von heiklen Extrapolationen in den nicht-gemessenen Bereich des Zweikörper-Aufbruchs zu $P_m < 190 MeV/c$ (sh. Abb. 5.2), die einen starken radiativen Ausläufer in den Kontinuum-Bereich schicken, Gebrauch machen muß. Daß die nicht-strahlungskorrigierte Verteilung der Kinematik 1/2 und die strahlungskorrigierten Verteilungen beider Kinematiken 3 einen sehr ähnlichen Gesamtverlauf zeigen, der durch die Strahlungskorrektur in Kinematik 1/2 aufgehoben wird, kann als weiteres Indiz dafür gelten, daß die Strahlungskorrektur dort in die Irre geht.

In beiden Kinematiken 3, vorwärts (Abb. 5.18, mitte und unten) nimmt die $\rho_{p\ kont}^{exp}$ -Verteilung im höheren P_m -Bereich, d.h. ab $\sim 250 MeV/c$ bzw. $\sim 280 MeV/c$, einen flacheren Verlauf an und überschreitet dabei leicht die Stärke der $\rho_{p\ kont}$ -Verteilung. Betrachtet man die mittlere Ent-

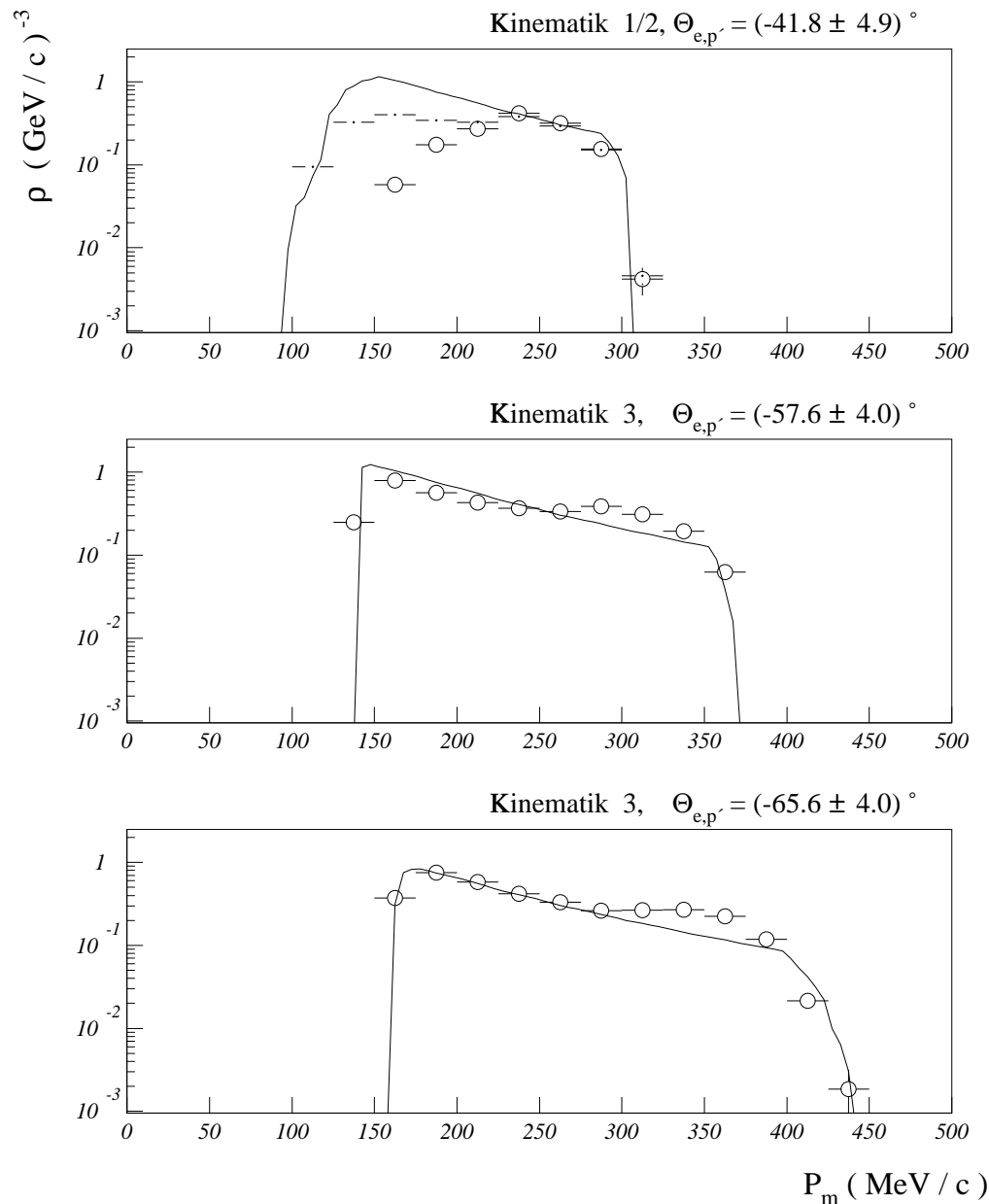


Abb.5.18: PWIA-basierte „Proton-Impulsdichte“-Verteilung, $\rho_{p\text{ kont}}^{exp}(P_m)$, des Kontinuum-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e,e'p)dn/pnn$, in den drei vorwärtigen Kinematiken für $55 \text{ MeV} < E_m < 135 \text{ MeV}$. Die kleineren Punkte in der obersten Graphik stellen die aus dem nicht strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt folgende Verteilung dar. Zum Vergleich sind theoretische Impulsdichteverteilungen, $\rho_{p\text{ kont}}(P_m)$, die durch Integration der ${}^4\text{He}$ -Spektralfunktion von Morita et al. [Mor91][Mor95] über die exakten experimentellen (E_m, P_m) -Schnitte (sh. Abb. 5.2) erhalten wurden, mit eingezeichnet

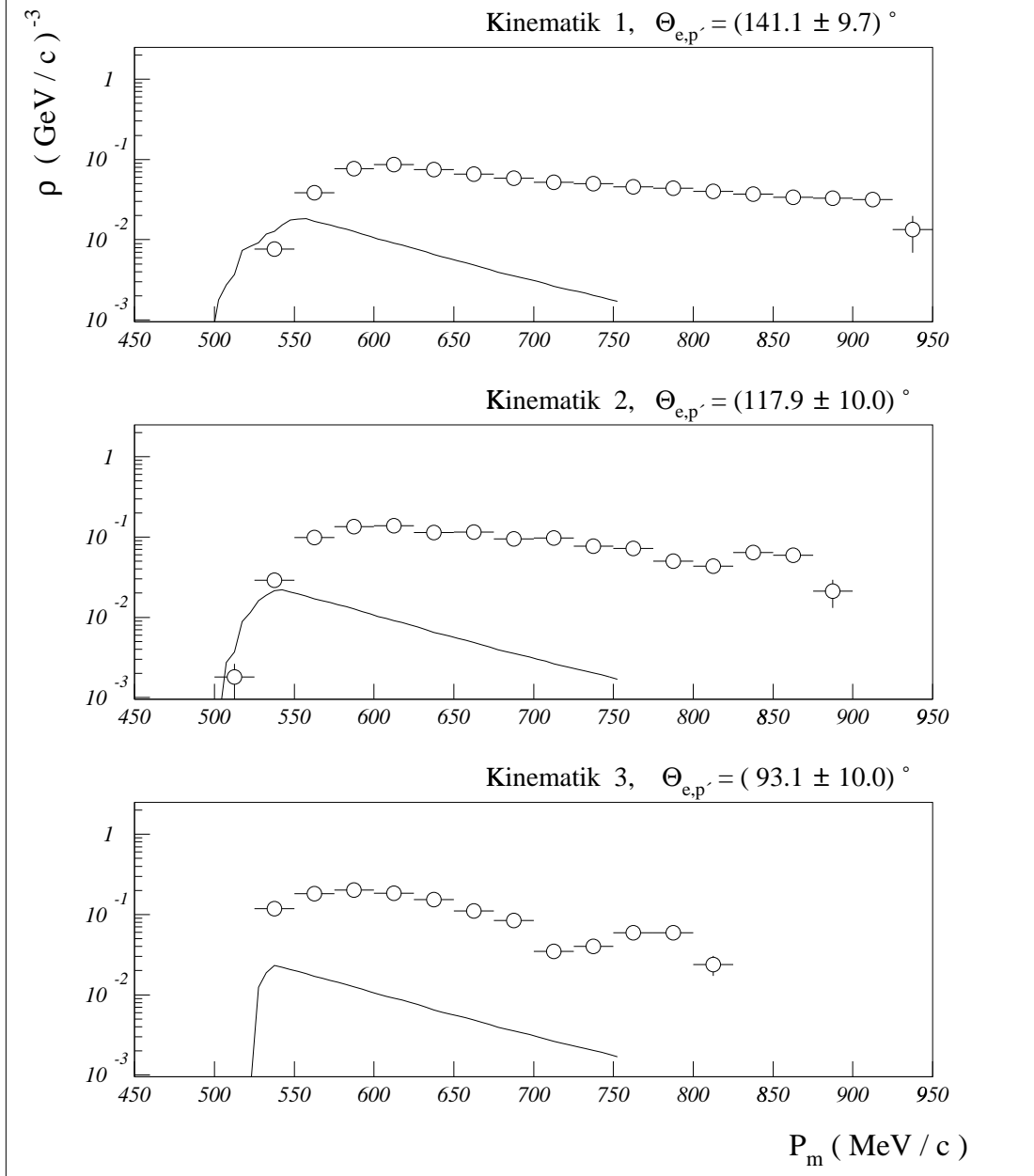


Abb.5.19: PWIA-basierte „Proton-Impulsdichte“-Verteilung, $\rho_{p\text{ kont}}^{\text{exp}}(P_m)$, des Kontinuum-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, in den drei rückwärtigen Kinematiken für $55 \text{ MeV} < E_m < 135 \text{ MeV}$. Zum Vergleich sind theoretische Impulsdichte-Verteilungen, $\rho_{p\text{ kont}}(P_m)$, die durch Integration der ${}^4\text{He}$ -Spektralfunktion von Morita et al. [Mor91][Mor95] über die exakten experimentellen (E_m, P_m) -Schnitte (sh. Abb. 5.2) erhalten wurden, mit eingezeichnet

wicklung dieser Abweichungen im Vergleich mit den experimentellen Verteilungen der rückwärtigen Kinematiken in Abbildung 5.19 (ohne, die abfallenden Flanken, die nur die Verjüngung der unterliegenden Integrationsgebiete reflektieren, zu beachten), so wird eine gewisse Kontinuität sichtbar: Es scheint so, als ob der leichte Exzeß der $\rho_{p\ kont}^{exp}$ -Verteilungen in den vorwärtigen Kinematiken rückwärtig seine Fortsetzung fände und als eine erste Ankündigung des mit P_m graduell zunehmenden Zusammenbruchs der Gültigkeit der PWIA-Annahme, der dann in den rückwärtigen Kinematiken massiv deutlich wird, interpretiert werden könnte. Dabei ist es besonders sinnfällig und ins Bild der Interpretation passend, daß die P_m -Positionen, an denen die Verlaufsänderung (bzw. der Überschuß) der experimentellen Verteilungen einsetzt, in der Nähe des Fermi-Impulses eines Protons in ${}^4\text{He}$, $Q_F \simeq 230\text{ MeV}/c$ (sh. Abschn. 5.2), liegen.

Gestützt wird diese Sicht durch die auf der Ebene der Wirkungsquerschnitte erhaltenen Ergebnisse: Der Überschuß von $\rho_{p\ kont}^{exp}$ gegen $\rho_{p\ kont}$, vor allem aber auch dessen erhebliche, mit dem Übergang von vor- zu rückwärtiger Kinematik auftretende Steigerung, wiederholt qualitativ die Entwicklung des Stärkeverhältnisses, die zwischen dem experimentellen, sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem PWIA-Anteil des theoretischen Kontinuum-Wirkungsquerschnitts [Lag95] gefunden wurde (sh. Abb. 5.11-5.16). Die Beobachtbarkeit von Schwellen des Einsetzens nicht PWIA-konformer Prozesse stellt allerdings einen den Wirkungsquerschnitten gegenüber neuen und bemerkenswerten Gesichtspunkt dar.

Indes darf nicht übersehen werden, daß die Unterschiede zwischen Experiment und PWIA-Theorie in den rückwärtigen Impulsdichte-Verteilungen quantitativ klar größer sind als in den Wirkungsquerschnitten: Betrachtet als Multiplum der Verteilung $\rho_{p\ kont}$, die in sehr guter Näherung von der Kinematik unabhängig ist, beträgt der Überschuß von $\rho_{p\ kont}^{exp}$ an der Stelle $P_m = 600\text{ MeV}/c \sim (8 \pm 1)$ in Kinematik 1, $\sim (13 \pm 1)$ in Kinematik 2 und $\sim (17 \pm 1)$ in Kinematik 3; mit größer werdendem P_m laufen die experimentellen Stärken der drei Kinematiken langsam zusammen, so daß deren multiplikativer Überschuß an der Stelle $P_m = 750\text{ MeV}/c$, dem Endpunkt der theoretischen Verteilung, durch den gemeinsamen Faktor $\sim (35 \pm 10)$ erfaßt wird.

Zu vergleichen sind damit auf Seiten der Wirkungsquerschnitte hauptsächlich (wie der Abb. 5.9 entnommen werden kann) für $P_m = 600\text{ MeV}/c$ die Projektionen zu $\langle \omega \rangle = 175\text{ MeV}$ und $\langle \omega \rangle = 225\text{ MeV}$ und für $P_m = 750\text{ MeV}/c$ die Projektionen zu $\langle \omega \rangle = 275\text{ MeV}$ in den Kinematiken 1 und 2 sowie in Kinematik 3 die Projektionen zu $\langle \omega \rangle = 275\text{ MeV}$ und $\langle \omega \rangle = 325\text{ MeV}$. Im ersten Fall, $P_m = 600\text{ MeV}/c$, sind theoretische Wirkungsquerschnitte leider nur für Kinematik 3 verfügbar; die Verhältnisse von experimentellem Wirkungsquerschnitt und theoretischem PWIA-Wirkungsquerschnitt liegen dort (sh. Abb. 5.16) nur bei $\sim (4 \pm 1)$. Im zweiten Fall, $P_m = 750\text{ MeV}/c$, betragen die entsprechenden Verhältnisse über alle Kinematiken gesehen $\sim (10 \pm 3)$ (sh. Abb. 5.14-5.16, wobei zur Ermittlung der Verhältnisse für $\langle \omega \rangle = 325\text{ MeV}$ in Kinematik 3 davon ausgegangen wurde, daß der experimentelle und der theoretische Wirkungsquerschnitt so gegeneinander zu verschieben sind, daß deren Maxima zur Deckung kommen). Relativ zur jeweiligen PWIA-Erwartung sind die experimentellen Überschüsse in den Impulsdichten damit insgesamt etwa 3–4-mal größer als in den Wirkungsquerschnitten.

Daß dem so ist, sollte, soweit von möglichen innertheoretischen Differenzen abgesehen werden kann, darauf zurückzuführen sein, daß $\rho_{p\ kont}^{exp}(P_m)$ nicht nur - wie der experimentelle Wirkungsquerschnitt - durch das bloße Auftreten der Nicht-PWIA-Prozesse, MEC und FSI, an Stärke gewinnt, sondern zusätzlich, gewissermaßen künstlich, durch die kinematisch und physikalisch unzutreffende PWIA-Basierung vergrößert wird. Was die kinematische Fehleinschätzung

der PWIA-Basierung, d.h. die Annahme, daß der in den Kern eingebrachte Photonimpuls ganz dem detektierten Proton zugekommen sei, angeht, ist diese Tendenz plausibel. Denn in dem Maße, in dem Photonimpuls nicht auf das detektierte Proton, sondern auf andere Bestandteile des Kerns übertragen wird, ist nicht mehr $P_m := |\underline{q} - \underline{P}_{p'}|$, sondern ein geringerer, zwischen P_m und $P_{p'}$ liegender Impulswert (wobei $\langle P_{p'}^{min} \rangle \simeq \langle P_m \rangle - \langle q \rangle \simeq \langle P_m \rangle - 330 \text{ MeV}/c$) mit dem Betrag P_p des Proton-Primärimpulses (als dem genuinen Argument von Spektralfunktion und Impulsdichte) zu identifizieren; in der Folge muß die $\rho_{p \text{ kont}}^{exp}$ -Verteilung entsprechend gegen die $\rho_{p \text{ kont}}$ -Verteilung zu niedrigeren Impulsen hin verschoben werden, wodurch der Stärkeunterschied zwischen diesen beiden Verteilungen sich verringert.

Hier sei darauf zurückgekommen, daß bereits der Vergleich der FWHM-Breiten der Kontinuum-Peaks, $\Gamma_{E_m}(P_m)$, des experimentellen Wirkungsquerschnitts einerseits und der Moritaschen ${}^4\text{He}$ -Spektralfunktion andererseits eine solche Verschiebung, darüberhinaus aber auch eine gewisse Abschätzung der Größe dieser Verschiebung von etwa $-\langle q \rangle / 3 \simeq -110 \text{ MeV}/c$ nahelegt (was der Unterstellung einer durchschnittlichen Aufteilung des eingetragenen Photonimpulses im Verhältnis von $\sim 2/3$ zu $\sim 1/3$ zwischen dem detektierten Proton und einem zweiten Nukleon - bei dem es sich in der Regel freilich um ein Neutron handeln dürfte - entspricht; sh. Abb. 5.8 und die im Umkreis davon gemachten Bemerkungen).

Mit dieser Verschiebung der $\rho_{p \text{ kont}}^{exp}$ -Verteilungen um $-110 \text{ MeV}/c$ wird deren multiplikativer Überschuß gegen $\rho_{p \text{ kont}}$ an den beiden ins Auge gefaßten Impulsstellen um die Faktoren $\rho_{p \text{ kont}}(490 \text{ MeV}/c) / \rho_{p \text{ kont}}(600 \text{ MeV}/c) \simeq 3.3$ bzw. $\rho_{p \text{ kont}}(640 \text{ MeV}/c) / \rho_{p \text{ kont}}(750 \text{ MeV}/c) \simeq 3.9$ untersetzt. Es stellt sich also heraus, daß die in diesem Maße verschobenen $\rho_{p \text{ kont}}^{exp}$ -Verteilungen in der Tat ungefähr im gleichen Verhältnis zu $\rho_{p \text{ kont}}$ stehen wie die experimentellen Wirkungsquerschnitte zum PWIA-Anteil der theoretischen Wirkungsquerschnitte. Dieses Resultat verleiht der bislang nur auf den Breiten-Abgleich in Abbildung 5.8 gegründeten Quantifizierung der Verschiebung und der damit verbundenen „ $2/3$ zu $1/3$ “-Hypothese zur Aufteilung des Photonimpulses zusätzlich Gewicht.

Erstaunlich ist allerdings, daß diese zum mindesten ungefähre Übereinstimmung der Stärkenverhältnisse bereits ohne ausdrückliche Berücksichtigung des Unterschieds zwischen σ_{cc1} und einer realistischeren Kopplungsstärke des Photons (die den theoretischen Wirkungsquerschnitten zufolge im wesentlichen den Einfluß von MEC im Photon-Kern-Vertex einbeziehen müßte), d.h. ohne explizite Korrektur der eigentlich physikalischen Fehleinschätzung der PWIA-Basierung, zustandekommt. Der Spielraum, der im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten für einen Beitrag der letzteren verbleibt, ist jedenfalls bei weitem geringer als die mit der aktuellen Verschiebung von $\rho_{p \text{ kont}}^{exp}$ zwangsläufig schon einhergehende Stärkekorrektur. Andererseits besteht freilich die Erwartung, daß die kinematische und die physikalische Fehleinschätzung zusammenhängen und im Grunde gemeinsam aus der besonderen, MEC-Beiträge einschließenden Struktur des Photon-Kern-Vertex zu erklären sind; es erscheint daher nicht ganz abwegig, zu vermuten, daß die vordergründig auf die Korrektur der kinematischen Fehleinschätzung zielende Verschiebung implizit die physikalische Fehleinschätzung wenigstens teilweise sinnvoll mitkorrigiert. Ein wirkliches Verständnis dieser Zusammenhänge scheint ohne weitere theoretische Zuarbeit jedoch nicht möglich.

Offensichtlich unzureichend wird eine nur in der besagten Verschiebung bestehende Korrektur bei Annäherung an die Schwellen des Einsetzens nicht PWIA-konformer Prozesse; ohne P_m -Abhängigkeit der Korrektur würde die Stetigkeit der Verteilung dort aufgehoben. Gerade die Kenntnis der $\rho_{p \text{ kont}}^{exp}$ -Verteilungen im Bereich dieser Schwellen (die - nach allem Dafürhalten -

in den beiden vorwärtigen Kinematiken 3 zu beobachten sind) erscheint daher besonders vielversprechend dafür, dem theoretischen Bemühen, über eine PWIA-Beschreibung der Photon-Kern-Kopplung hinauszugelangen, weitere Anhaltspunkte an die Hand geben zu können.

Schließlich sei noch auf das rätselhafte Phänomen aufmerksam gemacht, daß die $\rho_p^{exp\ kont}$ -Verteilung der rückwärtigen Kinematik 3 eine an Beugungserscheinungen erinnernde Struktur mit einem Minimum bei $P_m \simeq 700 \text{ MeV}/c$ aufweist (eine solche Struktur deutet sich evtl. auch schon in Kinematik 2, rückwärts mit dem bei $P_m \simeq 800 \text{ MeV}/c$ liegenden, aber weit weniger ausgeprägten Minimum an); dazu ist anzumerken, daß die eingehenden berechneten Größen, σ_{cc1} wie auch die Detektorakzeptanz, hier durchweg glatt verlaufen, die besagte Struktur jedenfalls nicht von diesen her eingetragen sein kann.

5.6 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)nn$

Mit dem Übergang von ${}^4\text{He}(e, e'p)$ zu ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ ist neben der Ausblendung von Zweikörper-Aufbrüchen allem voran die Erwartung einer Fokussierung auf Nukleon-Nukleon-Korrelationen, die nicht durch Pion-Austauschströme vermittelt sind, verbunden. Von solchen Korrelationen wird allgemein angenommen, daß sie (bei im weiteren geeigneten kinematischen Bedingungen) in erhöhtem Maße als Kandidaten für die besonders interessierenden kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Korrelationen in Frage kommen. Nähere Erläuterungen hierzu können in den „Methodischen Bemerkungen“ des Abschnitts 1.3 gefunden werden. Rückblickend auf die Ergebnisse des vorigen Abschnitts 5.5 sei zudem hervorgehoben, daß für ein pionlos korreliertes Nukleonenpaar die Annahme der stoßnäherungskonformen Kopplung des virtuellen Photons, in Sonderheit des vollständigen Übertrags des Photonimpulses auf genau eines dieser korrelierten Nukleonen (und damit die prinzipielle Rekonstruierbarkeit der primären Nukleonen-Kinematik) begründeter erscheint als im Falle pionvermittelter Korrelationen.

Experimentiertechnisch ist die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$, die hier erstmals unternommen wurde, die ambitionierteste Zielsetzung dieser Arbeit. Dazu sei daran erinnert, daß der diese Herausforderung hauptsächlich reflektierende Schritt der Auswertung - die Identifikation der Dreifach-Koinzidenzen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und deren Abgrenzung gegen zufällige Koinzidenzen - mithilfe der Flugzeitspektren, die insbesondere auch dank des hohen Tastverhältnisses des Elektronenstrahls recht deutlich ausfallen, klar und unproblematisch durchgeführt werden konnte (sh. Abschn. 4.3.2.2, besonders Abb. 4.10).

Die Anzahl der gemessenen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Ereignisse ist allerdings gering: in der Kinematik 3 wurden ca. 220, in den Kinematiken 1 und 2 nur ca. 70 bzw. 80 echte ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Koinzidenzen aufgenommen. Die statistische Unsicherheit der daraus ermittelten neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte ist dementsprechend groß und die Möglichkeit, das apparative Akzeptanzvolumen durch Software-Schnitte weiter zu zerlegen, d.h. den Wirkungsquerschnitt unter zusätzlichen, die experimentellen Kinematiken spezifizierenden Bedingungen zu projizieren, sehr begrenzt.

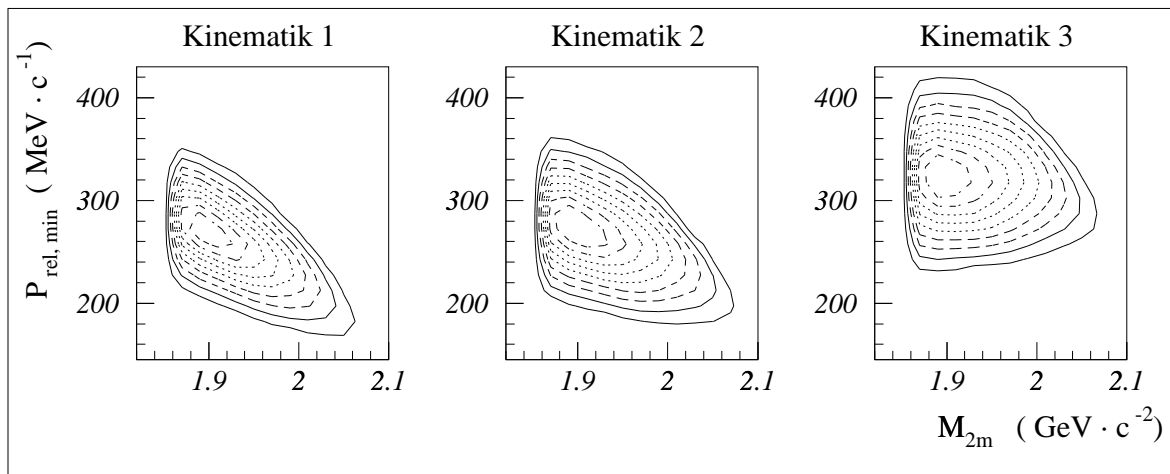
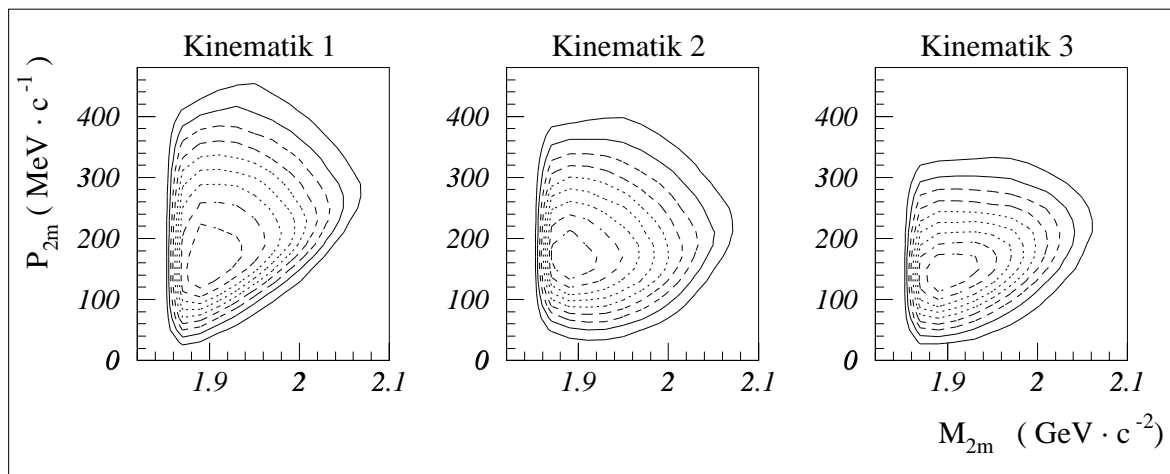
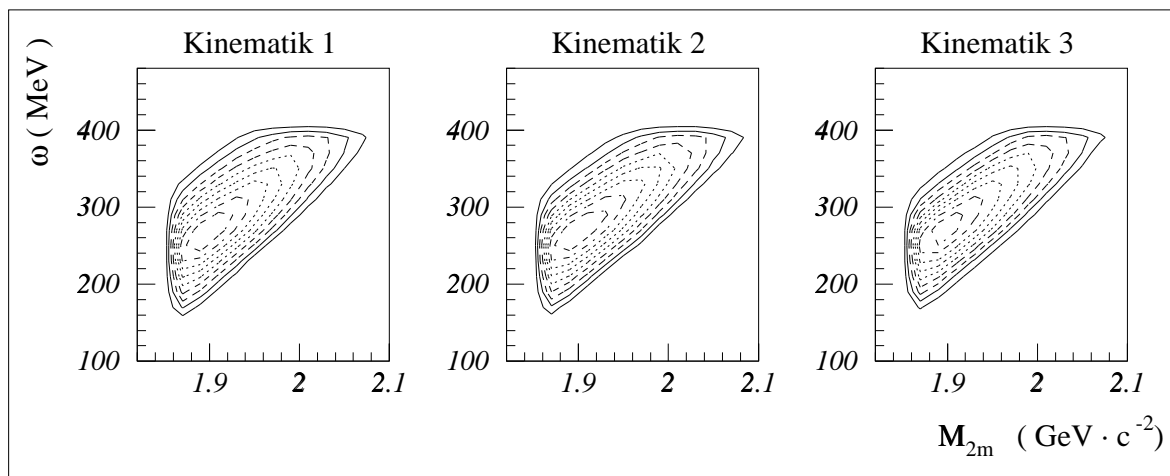
Dabei sind die Formen der totalen, apparativ vorgegebenen Akzeptanzvolumina durchaus kompliziert. Wie diese Formen auf zweidimensionale Projektionen der Akzeptanz in den sekundären Variablen, in denen der Wirkungsquerschnitt hier expandiert wird, durchschlagen, ist in den Abbildungen 5.20 und 5.28 anhand von Isoeffizienzlinien des ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Nachweises dargestellt. Die dabei verwendeten Variablen sind: die Energie ω des virtuellen Photons, die Double-

Missing-Mass M_{2m} , das Double-Missing-Momentum P_{2m} , die Rekonstruktionsvariante $P_{rel}^{min} = P_{rel}(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ des primären Relativimpulsbetrages der beiden Protonen sowie die zwei kinematisch extremalen Rekonstruktionsvarianten des Winkels zwischen den beiden primären Protonimpulsen, $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ und $\Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$; für eine Erläuterung zu diesen Variablen sei auf den Überblick dieses Kapitels, Abschnitt 5.1, für deren formale Definition auf Abschnitt 2.2 verwiesen.

Die Darstellungen lassen zunächst erkennen, welche Bereiche in den physikalisch relevanten sekundären Variablen durch die Apparatur überhaupt erfaßt werden und wo die Unterschiede der drei experimentell im Winkel $\Theta_{ep'}$ differierenden Kinematiken in diesen Variablen liegen. Hier ist im besonderen zu bemerken, daß von Kinematik 1 zu 3 gehend die obere Grenze des beobachteten Double-Missing-Momentums, P_{2m} , auf niedrigere Werte absinkt (von etwa $450 \text{ MeV}/c$ auf $330 \text{ MeV}/c$), der Bereich des beobachteten Relativimpulsbetrages, P_{rel}^{min} , dagegen ansteigt (von $170 \text{ MeV}/c < P_{rel}^{min} < 340 \text{ MeV}/c$ in Kinematik 1 auf $230 \text{ MeV}/c < P_{rel}^{min} < 420 \text{ MeV}/c$ in Kinematik 3). Damit in Verbindung stehen die mit der Kinematik erfolgenden Akzeptanzbereichsveränderungen in den beiden Rekonstruktionsvarianten des Winkels Ω , in denen die (Stoßnäherungs-) Relativ- und Schwerpunktsimpulse des primären Protonenpaares nach ihrem Betrag und ihrer relativen Richtung gewichtet in Beziehung gesetzt werden. Diese Winkelakzeptanzen zeigen insbesondere, daß in der Kinematik 2 - und zwar für beide der angesprochenen Rekonstruktionsvarianten - die Beobachtung insgesamt am stärksten auf die Situation einer idealen Zwei-Nukleonen-Kinematik, d.h. sich gegenläufig bewegender primärer Protonen eingeschränkt wird (sh. Abb. 5.28). Daß die akzeptierten Winkelintervalle für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ dabei absolut ausgedehnter sind als für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$, rührt hauptsächlich daher, daß im letztgenannten Fall zu gleichbleibender Rekonstruktion der Schwerpunktsimpulsbeträge, P_{2m} , die größeren Relativimpulsbeträge, $P_{rel}^{max} = P_{rel}(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$, rekonstruiert werden (sh. Abb. 2.2).

Darüberhinaus machen die Abbildungen 5.20 und 5.28 aber vor allem deutlich, daß die eindimensionalen Projektionen des neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitts, die im folgenden vorgestellt werden, im allgemeinen nicht nur direkt dem Lauf der jeweils gewählten Projektionsvariablen unterliegen, sondern auch von implizit damit einhergehenden Lage- wie Ausdehnungsänderungen des in anderen physikalisch relevanten Variablen erfaßten Meßbereichs abhängig sein können. Solche impliziten Kopplungen reflektieren zum einen funktionale Beziehungen zwischen den verwendeten Variablen (so findet z.B. der mit $E_{2m} \simeq \omega - T_{p1'} - T_{p2'} - T_{A-2}$ gegebene Zusammenhang, daß jedes bestimmte E_{2m} ein bestimmtes minimales, mit E_{2m} linear ansteigendes ω erfordert, seinen Niederschlag in dem „schrägen“ Verlauf der „unteren“ Akzeptanzkontur in der M_{2m} - ω -Ebene; sh. Abb. 5.20, oben links), zum anderen das Zusammenwirken der verschiedenen geometrischen und energetischen Begrenzungen in den neun voneinander unabhängigen experimentellen Variablen. Die Kopplungen sind jedenfalls vielzählig und so verschachtelt, daß eine gesicherte Beurteilung des Einflusses, den diese bei Projektionen über den gesamten Akzeptanzbereich auf den Wirkungsquerschnitt haben, erst mit der Verfügbarkeit theoretischer Wirkungsquerschnitte, die die experimentellen Akzeptanzen exakt zu berücksichtigen vermögen, erwartet werden kann. Auf der anderen Seite ist das probate Mittel, die potentiellen Kopplungseinflüsse unmittelbar am experimentellen Wirkungsquerschnitt zu studieren, nämlich eine geeignete, hinreichend kleinschrittige Zerlegung des Akzeptanzbereichs, wegen der ungenügenden statistischen Genauigkeit der Daten verwehrt.

Die einzig erkennbare Schnitt-Möglichkeit, die bei noch akzeptabel erscheinender Statistik zu



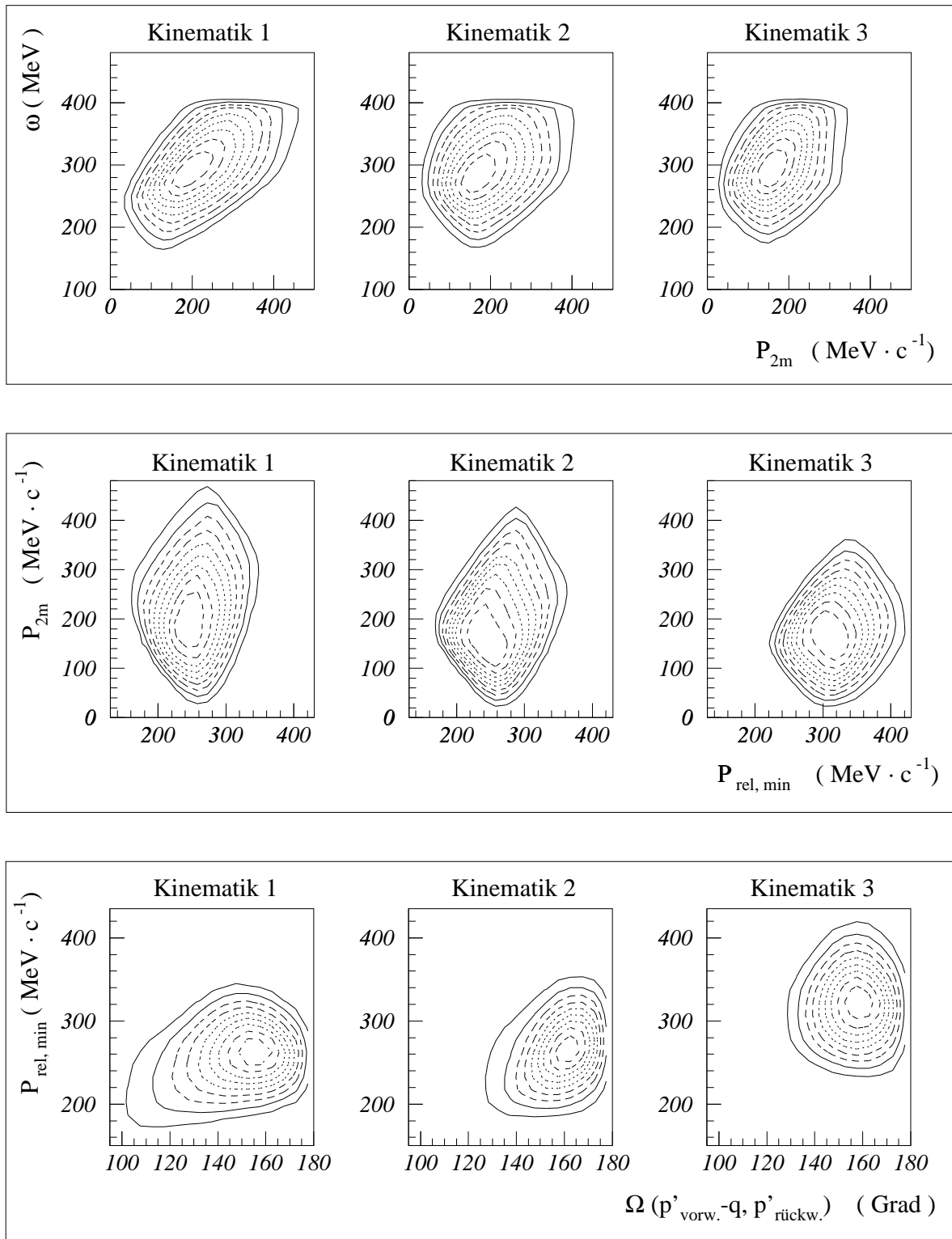


Abb.5.20: Isoeffizienzlinien zu den apparativen Akzeptanzen der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für zwei-dimensionale Projektionen in einigen wichtigen sekundären Variablen. Aufeinander-folgende Isoeffizienzlinien kennzeichnen (von innen nach außen) eine relative Effizienz-reduktion um 10 %

weitgehend regulär konturierten Akzeptanzbereichen führt, besteht in der Begrenzung auf niedrige M_{2m} -Werte. Die hierzu für das Weitere konkret gewählte Grenze ist $M_{2m} = 1.92 \text{ GeV}/c^2$, was $E_{2m} = 70 \text{ MeV}$ entspricht (ein noch engerer Schnitt erscheint, von der Statistik abgesehen, auch in Anbetracht der Energieauflösung von $\Delta E_{2m} \simeq 30 \text{ MeV FWHM}$ nicht sinnvoll). Durch diesen Schnitt werden insbesondere die mit ansteigendem M_{2m} sich fortschreitend verjüngenden Akzeptanzbereiche in den beiden Impulsvariablen P_{2m} und P_{rel}^{min} , von denen zu erwarten ist, daß der Wirkungsquerschnitt erheblich von ihnen abhängt, ausgeschlossen; die für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ verbleibenden Akzeptanzgebiete dagegen weisen in der M_{2m} - P_{2m} - und M_{2m} - P_{rel}^{min} -Ebene eine etwa rhomboide, vor allem in Kinematik 3 fast rechteckige Kontur auf, wobei die in P_{2m} und P_{rel}^{min} erfaßten Ausdehnungen durch den Schnitt nahezu ungeschmälert bleiben (sh. Abb. 5.20, links, mitte und unten). In den M_{2m} - Ω -Ebenen zieht der Schnitt eine ähnlich deutliche Regularisierung der Akzeptanzkonturen nach sich (sh. Abb. 5.28).

In physikalischer Hinsicht ist eine solche Begrenzung auf niedrige M_{2m} -Werte freilich auch von großem Interesse. Der Überschuß, den M_{2m} gegenüber der Ruhemasse des nn-Restsystems, $2 \cdot M_{Neutron} \simeq 1.879 \text{ GeV}/c^2$, besitzt, bemißt die kinetische Energie, T_{nn} , die in der Relativbewegung der beiden Endzustandsneutronen steckt. Geringes M_{2m} selektiert also Ereignisse, die einem Quasi-Dreikörper-Aufbruch, p p (nn), nahekommen. Für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ (bzw. $E_{2m} \leq 70 \text{ MeV}$) ist $T_{nn} \leq 40 \text{ MeV}$; was mit $\omega \geq \omega_{min} \simeq 160 \text{ MeV}$ und $E_{4KA} \simeq 28 \text{ MeV}$ bedeutet, daß der reinen Relativbewegung der Neutronen höchstens 1/3 aller auf die Endzustandsteilchen verteilten kinetischen Energie zukommt - umgekehrt also wenigstens 2/3 derselben mit der Bewegung der Protonen verbunden ist; dabei bleibt allerdings offen, inwieweit davon der Relativimpuls der Protonen einerseits und der Schwerpunktsimpuls zwischen dem Proton-Proton- und dem Neutron-Neutron-Paar andererseits profitiert. Ein Maßstab für letzteres ist das Double-Missing-Momentum, P_{2m} . Es sei außerdem angemerkt, daß die Relativbewegung der Endzustandsneutronen zwei verschiedene Ursachen haben kann, deren eine darin besteht, daß der Schwerpunkts- bzw. Rückstoßimpuls des Protonen-Paares mehr von nur einem der Neutronen gegengehalten wird. Ein solcher kinematischer Bezug zwischen den Protonen und Neutronen kann bereits im Grundzustand vorgelegen haben, aber auch auf Endzustandswechselwirkungen zurückgehen. Eine dadurch in das Neutron-Neutron-System eingetragene kinetische Energie bleibt unterhalb von 40 MeV , wofern $P_{2m} \leq 400 \text{ MeV}/c$ ist (siehe Abschn. 2.3). Ereignisse, bei denen ein Relativimpuls der Endzustandsneutronen allein auf diesem Mechanismus beruht, werden damit durch den M_{2m} -Schnitt (von der begrenzten Auflösung abgesehen) nicht ausgesondert; dazu muß die andere mögliche Ursache - ein bereits im Grundzustand des Kerns vorliegender Relativimpuls der beiden Neutronen, dem vorderhand kein direkter kinematischer Bezug zu den Impulsen der Protonen unterstellt werden kann - hinzukommen oder für sich schon von hinreichender Größe, d.h. $\geq 400 \text{ MeV}/c$, sein.

Bemerkenswert erscheint aber darüberhinaus, daß mit Beschränkung der Double-Missing-Mass auch die Größe möglicher Fehlrekonstruktionen des Viererimpulses des virtuellen Photons aus den Meßgrößen des Elektrons, die als Folge gelegentlicher Strahlungsprozesse des Elektrons auftreten, begrenzt wird. Nahe der Energieschwelle der Reaktion kann zwar die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse und damit der experimentelle Wirkungsquerschnitt durch Strahlungsprozesse gemindert (d.h. zu höheren Double-Missing-Masses hin versetzt) sein; die dort aufscheinenden Ereignisse sind aber, wenn überhaupt, dann nur relativ geringfügig - eben nach Maßgabe ihres Abstandes zur Schwelle - durch Strahlungsverluste verschoben. Für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ bleibt die Fehleinschätzung der Energie des virtuellen Photons, $\Delta \omega_{rad}$, jedenfalls auf $\Delta \omega_{rad} \leq$

$E_{2m}^* = 40 \text{ MeV}$ beschränkt (wobei E_{2m}^* die Missing-Energie bedeutet, die über die hier obligatorisch aufzubringende Bindungsenergie $E_{4KA} = 28 \text{ MeV}$ hinausgeht; ohne Abstrahlung eines Stör-Photons entspricht E_{2m}^* der in das Restsystem eingebrachten Energie und kann bis zur π -Schwelle mit der kinetischen Energie der Relativbewegung der beiden Neutronen, d.h. mit der oben eingeführten Größe T_{nn} , identifiziert werden). Für die mit $\Delta\omega_{rad}$ zugleich bestehende Fehleinschätzung des Impulsbetrags des virtuellen Photons, $|\Delta\mathbf{q}_{rad}|$, gilt: $|\Delta\mathbf{q}_{rad}| = \Delta\omega_{rad}$ (wegen $q^2 = \omega^2 + 4E_e E_{e'} \sin^2(\Theta_{ee'}/2)$) und mit der für Strahlungskorrekturen üblichen Unterstellung der „peaking-approximation“, daß das Stör-Photon, γ_{rad} , in Impulsrichtung des Elektrons abgestrahlt wird, d.h. für $\Theta_{e\gamma_{rad}} = 0^\circ$ bzw. $\Theta_{ee'} = 0^\circ$). Es ist zu erwarten, daß die strahlungsbedingten Fehleinschätzungen ($\Delta\omega_{rad}$, $|\Delta\mathbf{q}_{rad}|$) für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ im Mittel tatsächlich erheblich kleiner als (40 MeV , $40 \text{ MeV}/c$) sind und so durchaus unterhalb der Energie- und Impulsaufösungen der gegenwärtigen Messung liegen. Das bedeutet insbesondere, daß der Verlauf des Wirkungsquerschnittes in sekundären Variablen, die in der technischen Rekonstruktion vom Impuls des virtuellen Photons abhängig sind, aber keinen unmittelbaren physikalischen Zusammenhang zu Strahlungsprozessen des Elektrons haben - wie etwa dem primären Relativimpuls der beiden Protonen - in dieser Nähe zur Missing-Mass-Schwelle der Reaktion von Stärkeverschiebungen infolge solcher radiativer Prozesse, die nicht aus dem gewählten M_{2m} -Schnitt hinausführen, kaum verändert sein sollte. Gerade vor dem Hintergrund, daß eine methodische Strahlungskorrektur, wie sie für den $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitt durchgeführt wurde (sh. Abschn. 4.7), wegen der geringen Statistik hier nicht geleistet werden kann, erscheint dieser Effekt der M_{2m} -Beschränkung nicht unbedeutend.

Eine weitere wichtige Konsequenz der Beschränkung auf niedrige M_{2m} -Werte besteht darin, Beiträge zum $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt, die über die Reabsorption photoproduzierter reeller Pionen verlaufen, zu reduzieren. In Absicht auf die Untersuchung kurzreichweitig korrelierter Nukleonen stellen derartige Beiträge eine unerwünschte Kontamination der eigentlich interessierenden, direkten Photoejektion des Protonenpaares dar (und zwar im engeren physikalischen Sinn und in Bezug auf die kinematische Rekonstruktion der Primärimpulse). Wie bereits in Abschnitt 1.3 besprochen, lassen theoretische, am Beispiel der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$, für $\omega = 400 \text{ MeV}$, $\Theta_{ee'} = 33.6^\circ$, $\epsilon = 0.63$ gewonnene Ergebnisse [Gil97] erwarten, daß das Verhältnis durch Pion-Reabsorption vermittelter und direkter Zwei-Protonen-Ejektion, $(1\pi+\text{FSI})/(2p+\text{FSI})$, für geringe Double-Missing-Energies, $E_{2m} \leq 70 \text{ MeV}$, integral nur etwa 6% ausmacht; nur wenig darüber aber, ab etwa $E_{2m} = 100 \text{ MeV}$, die Pion-Reabsorption zum dominanten Mechanismus der Zwei-Protonen-Ejektion avanciert. Im Falle $^4\text{He}(e, e'pp)$ und der hier eingerichteten Parameter der Elektronkinematik sollte das Verhältnis, $(1\pi+\text{FSI})/(2p+\text{FSI})$, für $E_{2m} \leq 70 \text{ MeV}$ noch günstiger sein als in dem von der Theorie betrachteten Beispiel (sh. Abschn. 1.3).

In den folgenden Abbildungen werden die neunfach-differentiellen $^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte in Projektion auf die verschiedenen genannten Variablen vorgestellt. Die Projektionen wurden dabei jeweils sowohl über das ganze experimentelle (innerhalb der 10%-Isoeffizienzlinien liegende) Akzeptanzvolumen ausgeführt wie auch über dessen Einschränkung zu $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$. Die Wirkungsquerschnitte sind nicht strahlungskorrigiert. Die Fehlerbalken bezeichnen allein den statistischen Fehler; die hinzukommenden systematischen Fehler betragen insgesamt +15% / -12% (sh. Tab. 4.3).

Abbildung 5.21 gibt die Projektionsverläufe für die drei Kinematiken in Abhängigkeit von M_{2m} wieder. Im Vergleich der Kinematiken sind dabei weder in der absoluten Größe noch im Verlauf der Wirkungsquerschnitte signifikante Unterschiede erkennbar. Der Verlauf selbst ist so

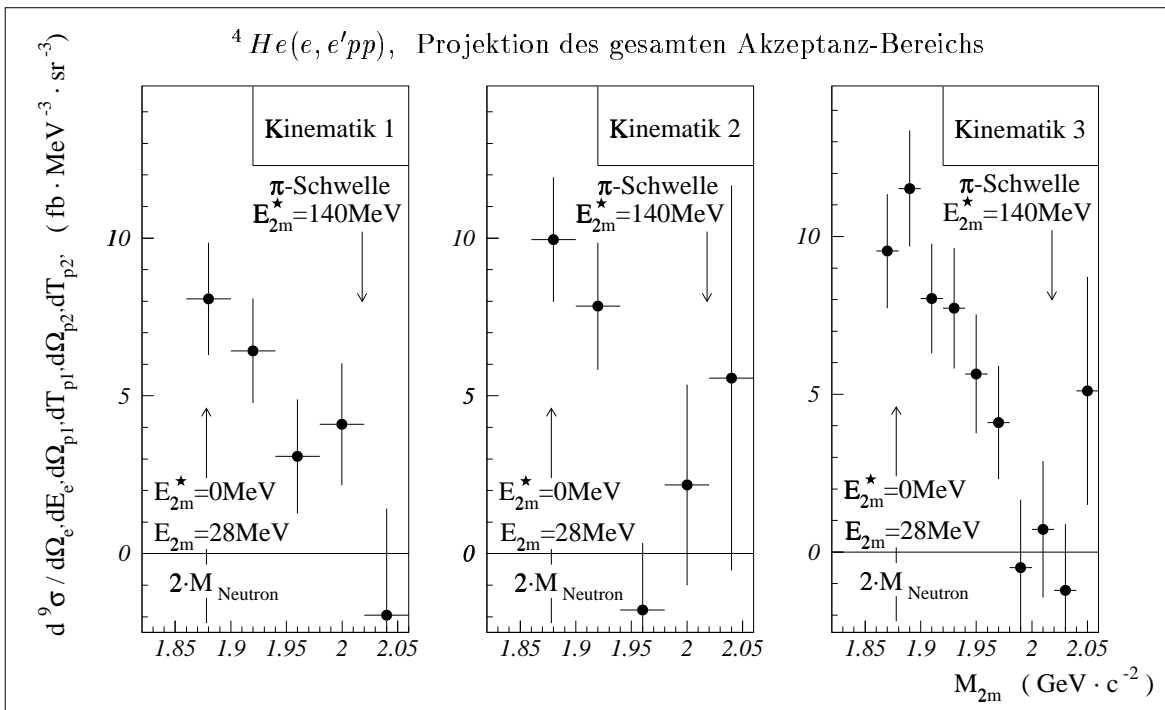


Abb.5.21: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit von der Double-Missing-Mass M_{2m}

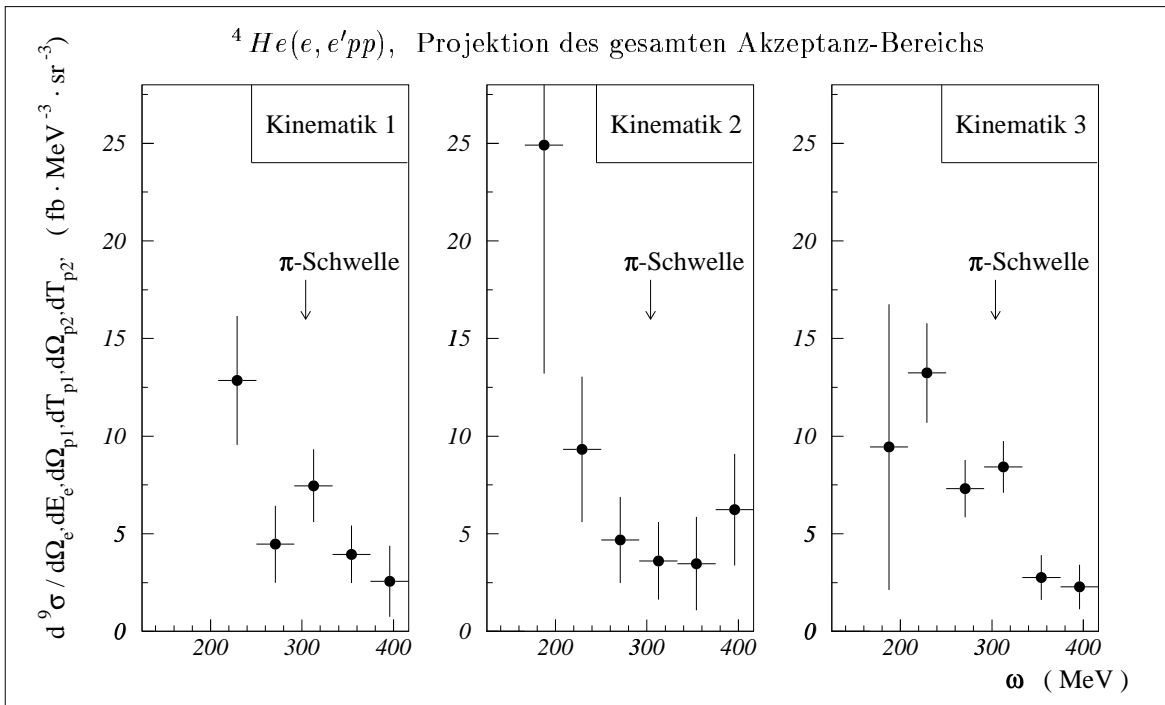


Abb.5.22: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Energieübertrag ω

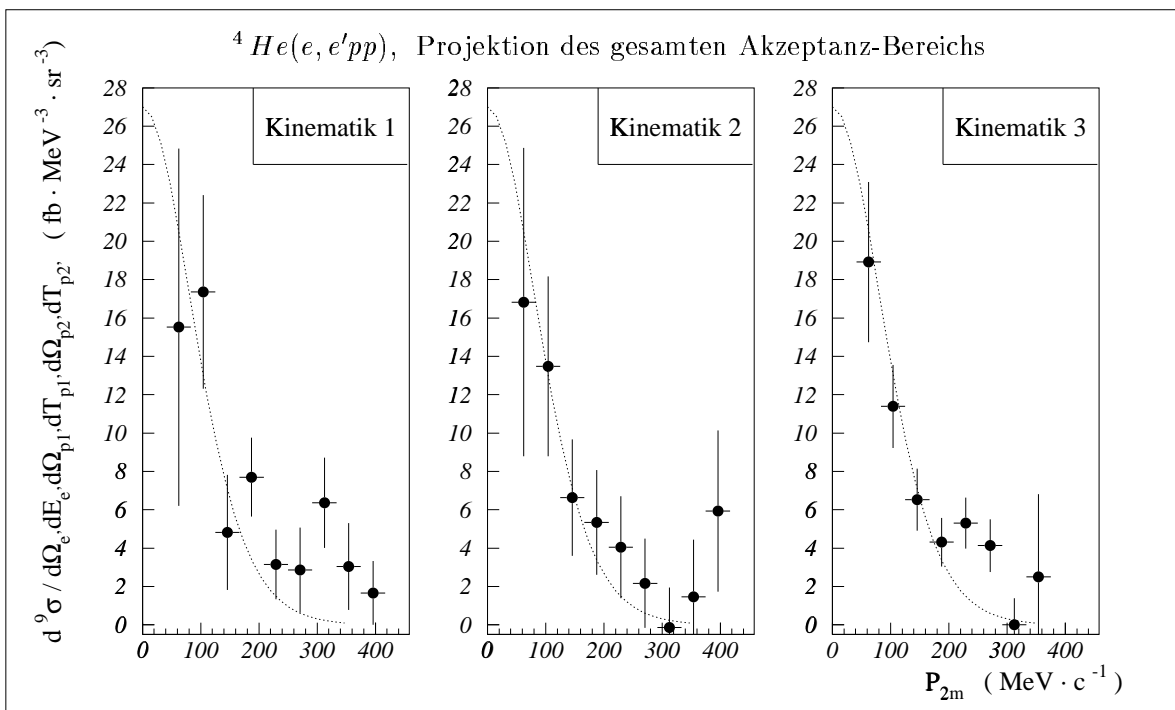


Abb.5.23: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Double-Missing-Momentum P_{2m} . Die eingezeichneten Kurven entsprechen in der Form der theoretisch erwarteten Deuteron-Deuteron Impulsdichteverteilung in ${}^4\text{He}$ nach [Sch86]; deren absolute Normierung wurde den Daten angepaßt

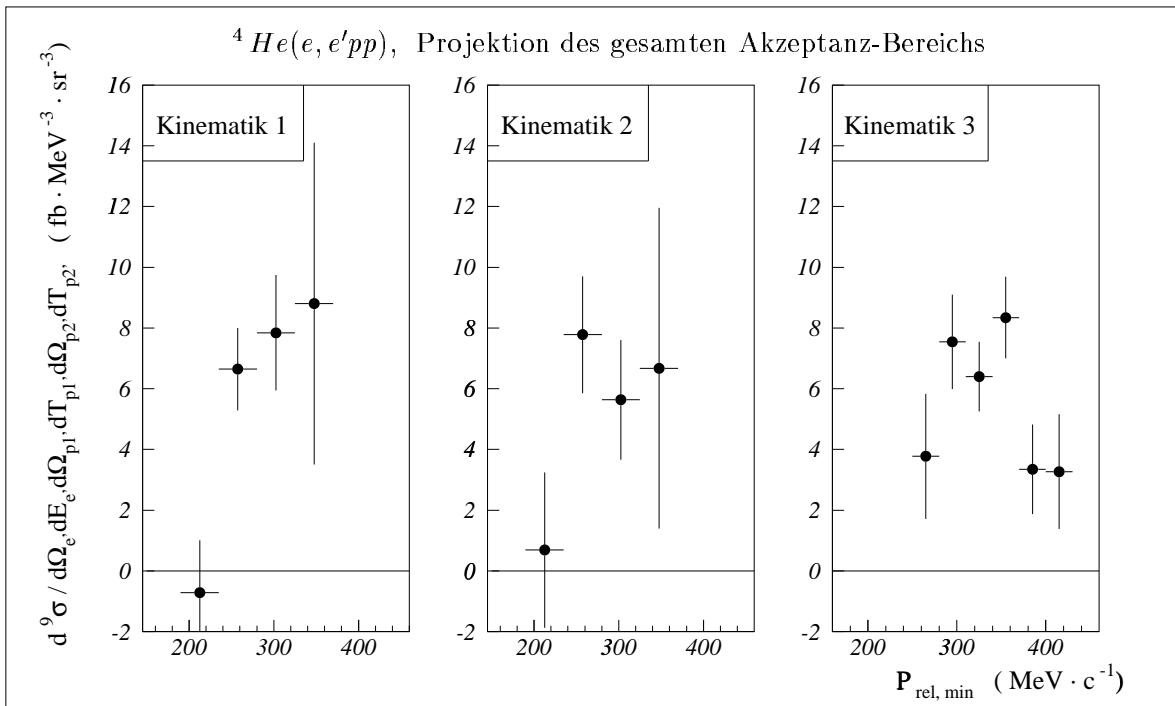


Abb.5.24: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Relativimpuls $P_{rel}^{min} = P_{rel}(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ der beiden Protonen unter der Annahme, das virtuelle Photon habe an das vorwärtig detektierte Proton gekoppelt

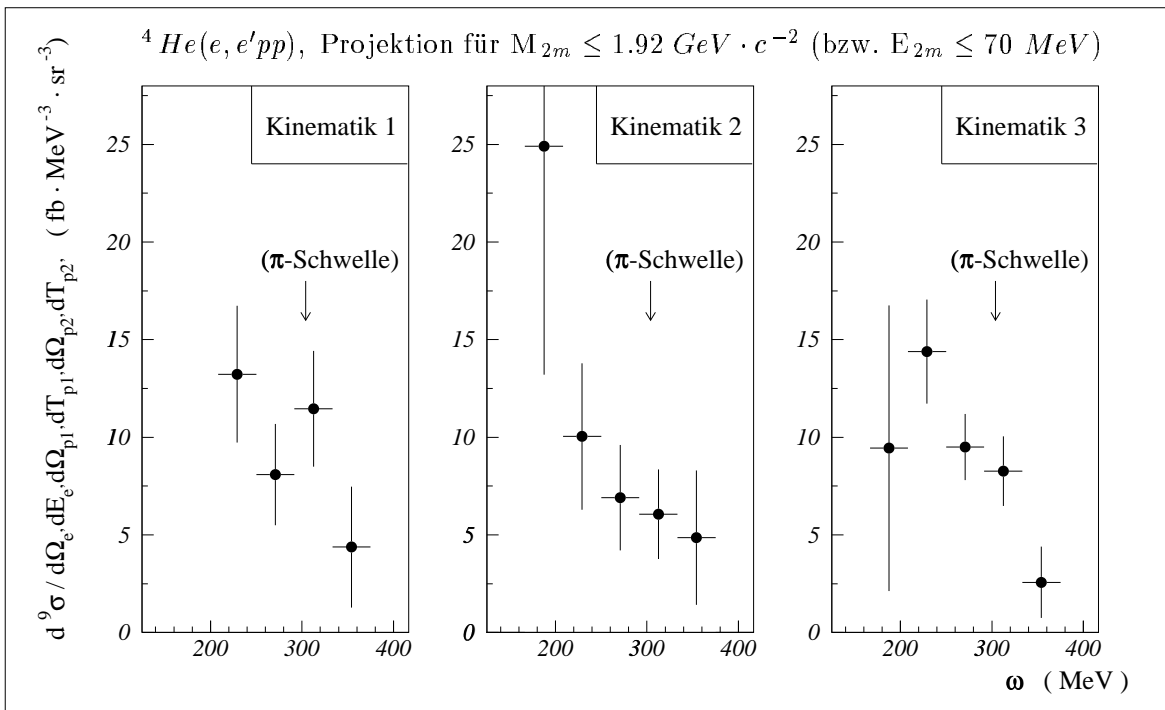


Abb.5.25: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Energieübertrag ω

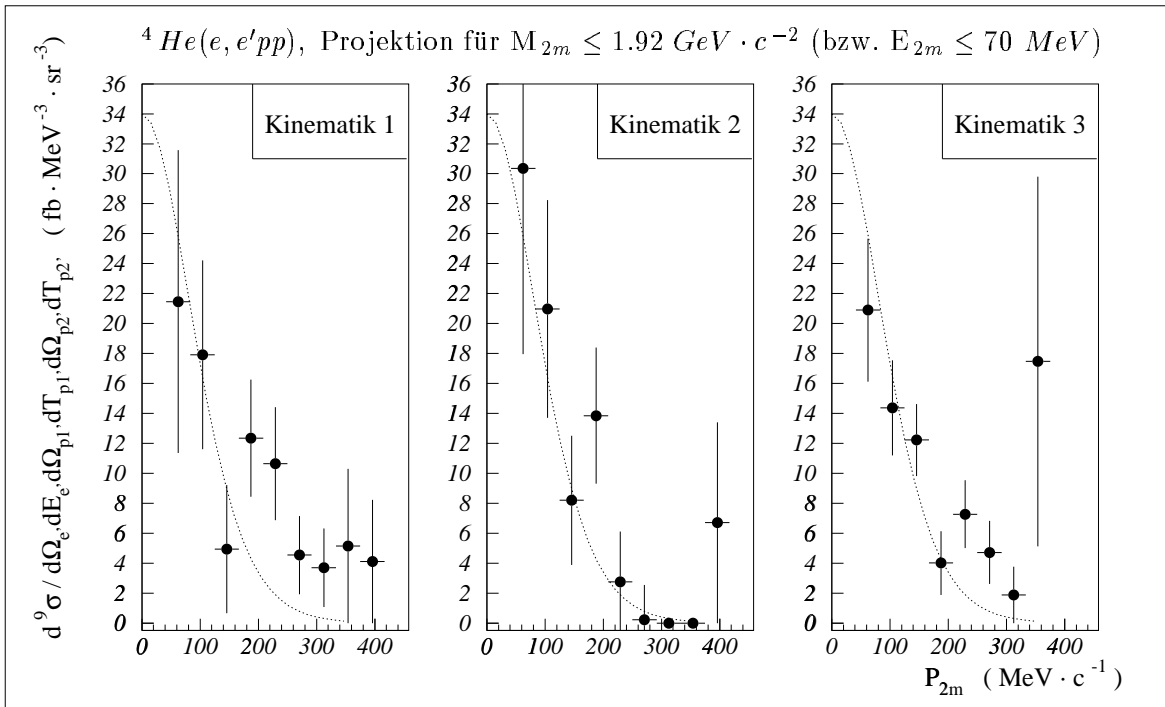


Abb.5.26: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Double-Missing-Momentum P_{2m} . Die eingezeichneten Kurven entsprechen in der Form der theoretisch erwarteten Deuteron-Deuteron Impulsdichteverteilung in ${}^4\text{He}$ nach [Sch86]; deren absolute Normierung wurde den Daten angepaßt

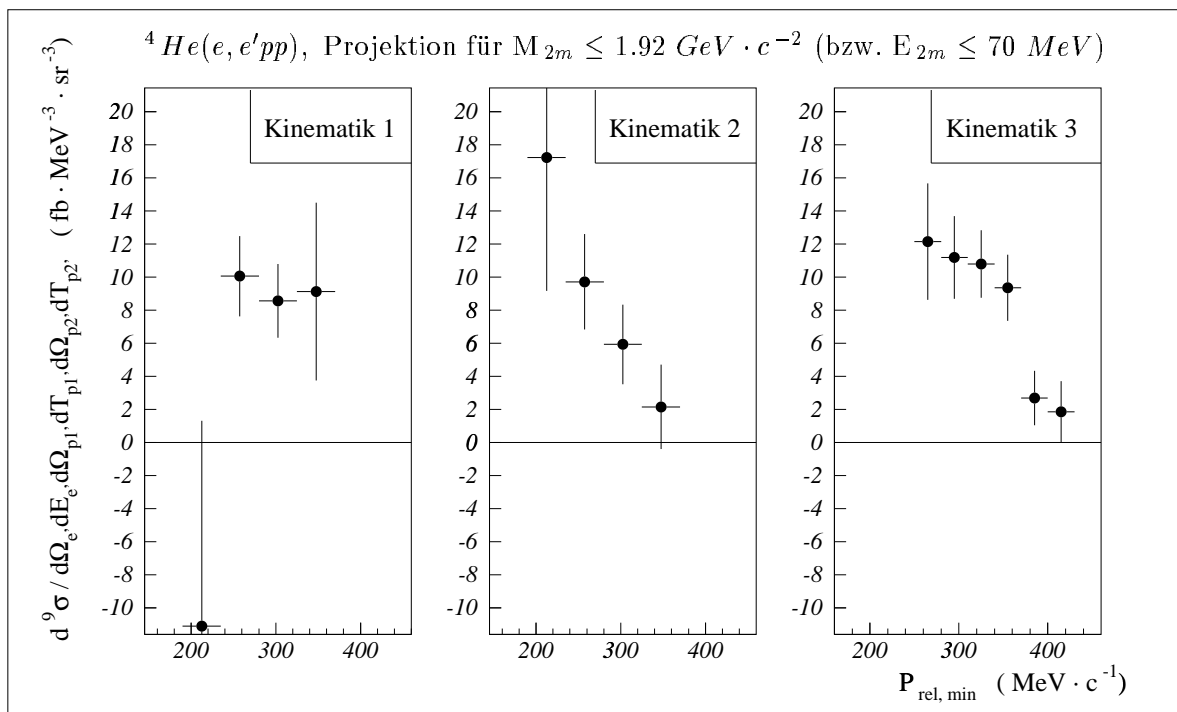


Abb.5.27: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Relativimpuls $P_{rel}^{min} = P_{rel}(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ der beiden Protonen unter der Annahme, das virtuelle Photon habe an das vorwärtig detektierte Proton gekoppelt

beschaffen, daß der Wirkungsquerschnitt nahe der Ruhemasse zweier Neutronen, $2 \cdot M_{Neutron} \simeq 1.879 \text{ GeV}/c^2$, bzw. der Missing-Energy-Schwelle der Reaktion, $E_{2m} = E_{AKA} \simeq 28 \text{ MeV}$, ein Maximum mit einem Absolutwert von $\sim 10 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$ aufweist und darüber, mit zunehmendem M_{2m} , bis etwa zur Schwelle der möglichen Freisetzung eines reellen Pions, $M_{2m} \simeq 2.019 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $E_{2m} \simeq 168 \text{ MeV}$ bzw. $E_{2m}^* \simeq 140 \text{ MeV}$, auf Werte um Null zurückgeht; oberhalb von $E_{2m}^* = 140 \text{ MeV}$ sind die Daten mit einem erneuten Anstieg des Wirkungsquerschnitts, der die dort zu erwartende Δ -Anregung bzw. Pion-Produktion kennzeichnen sollte, zwar verträglich, aber - wegen der großen Fehler - nicht signifikant indikativ dafür. Der geschilderte Verlauf stimmt übrigens gut mit dem in [Gil97] dargestellten, erwarteten Verlauf der E_{2m} -Projektion des ${}^{12}\text{C}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts zusammen (wobei allerdings bemerkenswert ist, daß dieser theoretische Wirkungsquerschnitt von geringerer Differentialität als der experimentelle ist und insbesondere keine Spezifizierung der Richtungen der ejizierten Protonen beinhaltet). Der Befund, daß der Wirkungsquerschnitt an (oder wenig oberhalb) der Missing-Energy-Schwelle der Reaktion maximal wird, spricht dafür, daß den im Falle korrelierter Protonenpaare erwarteten nahezu „quasielastischen“ Zwei-Protonen-Ejektionen in der gegenwärtigen Messung tatsächlich die größte Bedeutung zukommt. Der Terminus „quasielastisch“ steht hier in Anführungszeichen, da die ungebundene Natur des Restsystems, nn, zwangsläufig eine Inelastizität mit sich bringt: ein im Grundzustand vorbestehender Relativimpuls zwischen den Neutronen muß bei der Auflösung des Kernverbundes energetisch bedient werden; der Zwei-Protonen-Peak, der bei idealer Quasielastizität in der M_{2m} -Projektion eine scharfe, exakt an der Schwelle gelegene Linie darstellte, reflektiert in seinem wirklichen experimentellen Verlauf zunächst die Verteilung dieses Energiebedarfs, die mit dem intrinsischen Relativimpulsspektrum der beiden Neutronen verbunden ist (zeigt also, wenn man so will kurioserweise, die Korrelation der Neutronen). Dem überlagert sich

das eigentliche „Kontinuum 2.ten Grades“, das kinematisch in unterschiedlichen Relativimpulsen des Proton-Proton-Schwerpunkts gegen das eine und das andere Neutron gründet. Die Projektion der statistisch genauesten, der Kinematik 3 läßt mit ihrem etwa 20 MeV oberhalb der Schwelle liegenden Maximum und dem zunächst nur langsamen, allmählichen Abfall des Wirkungsquerschnitts vage Andeutungen der gerade skizzierten Erwartungen erahnen. Darüberhinaus erscheint - im Blick auf zukünftige Experimente - der Nebengedanke erwähnenswert, daß das „Kontinuum 2.ten Grades“ in seiner (M_{2m}, P_{2m}) -Projektion Strukturen, die Rückschlüsse auf spezielle Reaktionsmechanismen zulassen, besitzen könnte (sollte z.B. die initiale Kopplung des virtuellen Photons an einem Quasideuteron mit anschließendem Proton-Proton-Stoß, bei dem das zweite Neutron Zuschauer bleibt, ein Mechanismus großer relativer Häufigkeit sein, so müßte dies in einem mit P_{2m} sich in definierter Weise bewegenden M_{2m} -Peak offenbar werden - ganz so wie die NN-Korrelations-Signatur in der (E_m, P_m) -Projektion des Kontinuums zur quasielastischen Ein-Proton-Ejektion, sh. Abb. 5.7). Die statistische Genauigkeit der gegenwärtigen Daten und vor allem die Energieauflösung dieser Messung reicht zur Aufklärung solcher etwaigen Strukturen freilich nicht hin; zumal hier auch noch ein möglicher Einfluß der oben angesprochenen, aus den komplizierten Akzeptanzkonturen erwachsenden Variablen-Kopplungen auf den Verlauf des Wirkungsquerschnitts besorgt werden muß.

Die Abbildungen 5.22 und 5.25 zeigen die Projektionsverläufe in Abhängigkeit vom Energieübertrag, ω , einmal auf der Grundlage des gesamten experimentellen Akzeptanzbereiches, dann unter der Einschränkung $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$. Für alle Kinematiken und beide Projektionsbedingungen, nimmt der Wirkungsquerschnitt mit steigendem ω ab (von $\sim 14 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$ bei $\omega \simeq 200 \text{ MeV}$ auf $\sim 2 - 5 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$ bei $\omega \simeq 400 \text{ MeV}$). Es ist anzunehmen, daß dieser Abfall des Wirkungsquerschnitts teilweise mit dem für ansteigendes M_{2m} konstatierten in Verbindung steht, da ω und M_{2m} gekoppelt sind (sh. Abb. 5.20, oben links). In Abbildung 5.22 ist die ω -Schwelle für die Freisetzung eines reellen Pions eingezeichnet; es fällt auf, daß der Wirkungsquerschnitt in den Kinematiken 1 und 3 gerade an dieser Stelle einen gewissen, wenn auch wenig signifikanten Sprung aufweist. Daß dieser Sprung aber wohl nichts mit der besagten Schwelle zu tun hat, scheint sich in Abbildung 5.25 anzudeuten, in der an dieser ω -Position Unregelmäßigkeiten im Verlauf bestehen bleiben, obwohl für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ die Freisetzung eines Pions nicht mehr möglich ist.

Die Abbildungen 5.23 und 5.26 geben die Projektionsverläufe in Abhängigkeit vom Double-Missing-Momentum, P_{2m} , unter den beiden Projektionsbedingungen wieder. Auch hier zeigen sich nur geringfügige, von der Kinematik und den Projektionsbedingungen abhängende Verlaufsunterschiede. In allen Fällen steigt der Wirkungsquerschnitt für gegen Null gehendes P_{2m} deutlich an. Dabei werden hier - unter allen ausgeführten Projektionen - die im Mittel größten Maximalwerte des Wirkungsquerschnitts erreicht (von $\sim 18 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$ in Betracht des gesamten Akzeptanzbereiches und $\sim 22 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$ für $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$). In der Form folgt der Wirkungsquerschnitt recht gut einer (mit in die Abbildungen aufgenommenen) theoretisch erwarteten Deuteron-Deuteron-Impulsdichteverteilung für ${}^4\text{He}$ [Sch86], die der eigentlich erforderlichen (pp) - (nn) -Impulsdichteverteilung nicht ganz unähnlich sein sollte. Anstieg und Form sprechen dafür, daß Drehimpulse - jedenfalls im Bereich $P_{2m} \leq 200 \text{ MeV}/c$ - für die gemessenen Ereignisse keine wesentliche Rolle spielen, hauptsächlich also pp -Paare beobachtet werden, die sich in einem relativen S-Zustand mit dem nn -Paar befinden; oberhalb von $P_{2m} \simeq 200 \text{ MeV}/c$ sind vor allem in Kinematik 3 leichte Abweichungen von der Form der theoretischen Kurve sichtbar, die möglicherweise auf höhere Drehimpulszustände zwischen (pp) und (nn) hinweisen.

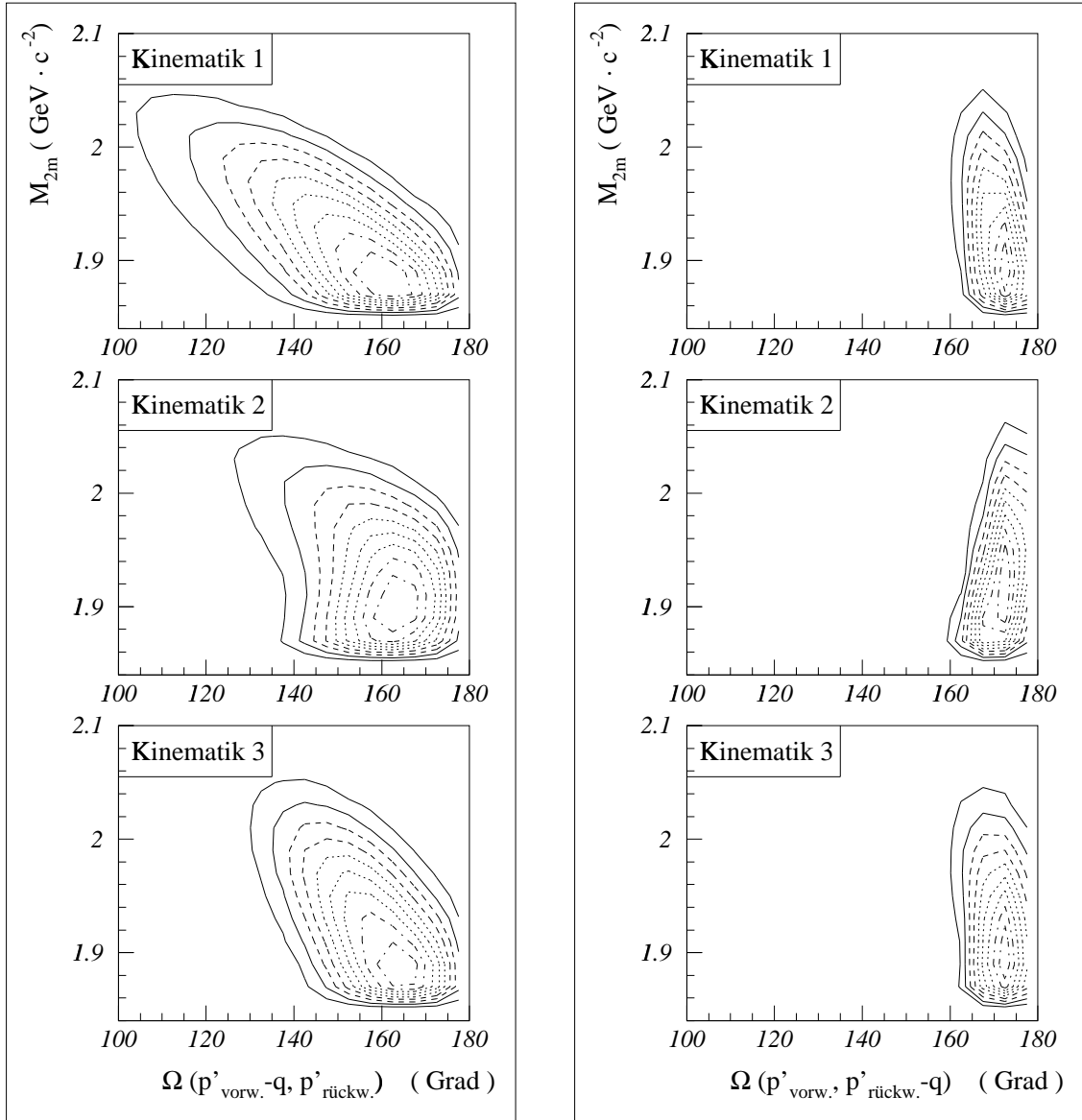


Abb.5.28: Isoeffizienzlinien zur apparativen Akzeptanz der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ in der M_{2m} - Ω -Ebene. Aufeinanderfolgende Isoeffizienzlinien kennzeichnen (von innen nach außen) eine relative Effizienzreduktion um 10%. M_{2m} bedeutet die Double-Missing-Mass, Ω den Winkel zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen für die zwei extremalen Kopplungsszenarien des virtuellen Photons:

Linke Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das vorwärtig detektierte Proton gekoppelt.

Rechte Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das rückwärtig detektierte Proton gekoppelt

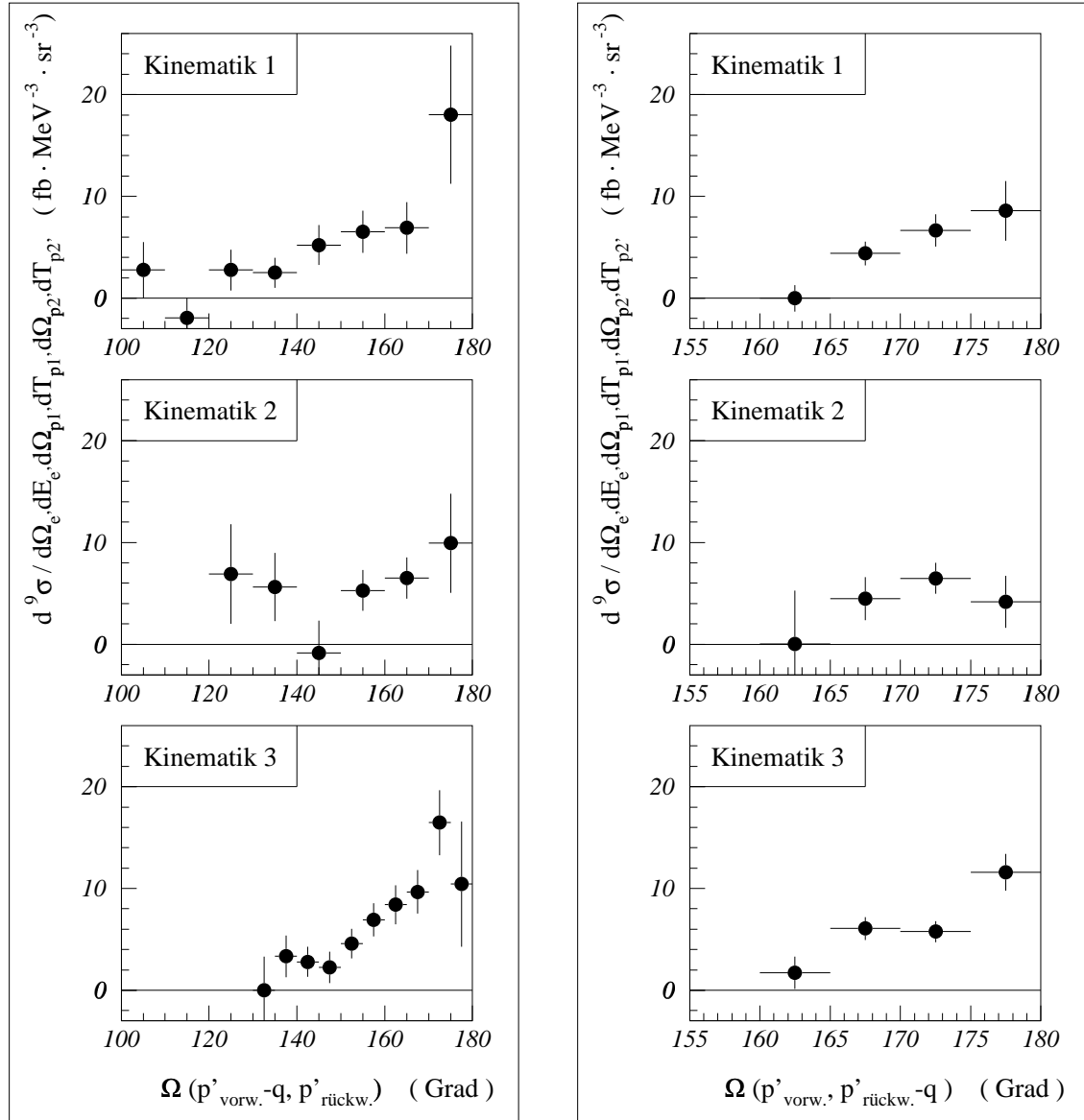


Abb.5.29: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ in Abhängigkeit vom Winkel Ω zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen für die zwei extremalen Kopplungsszenarien des virtuellen Photons.

Linke Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das vorwärtig detektierte Proton gekoppelt.

Rechte Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das rückwärtig detektierte Proton gekoppelt

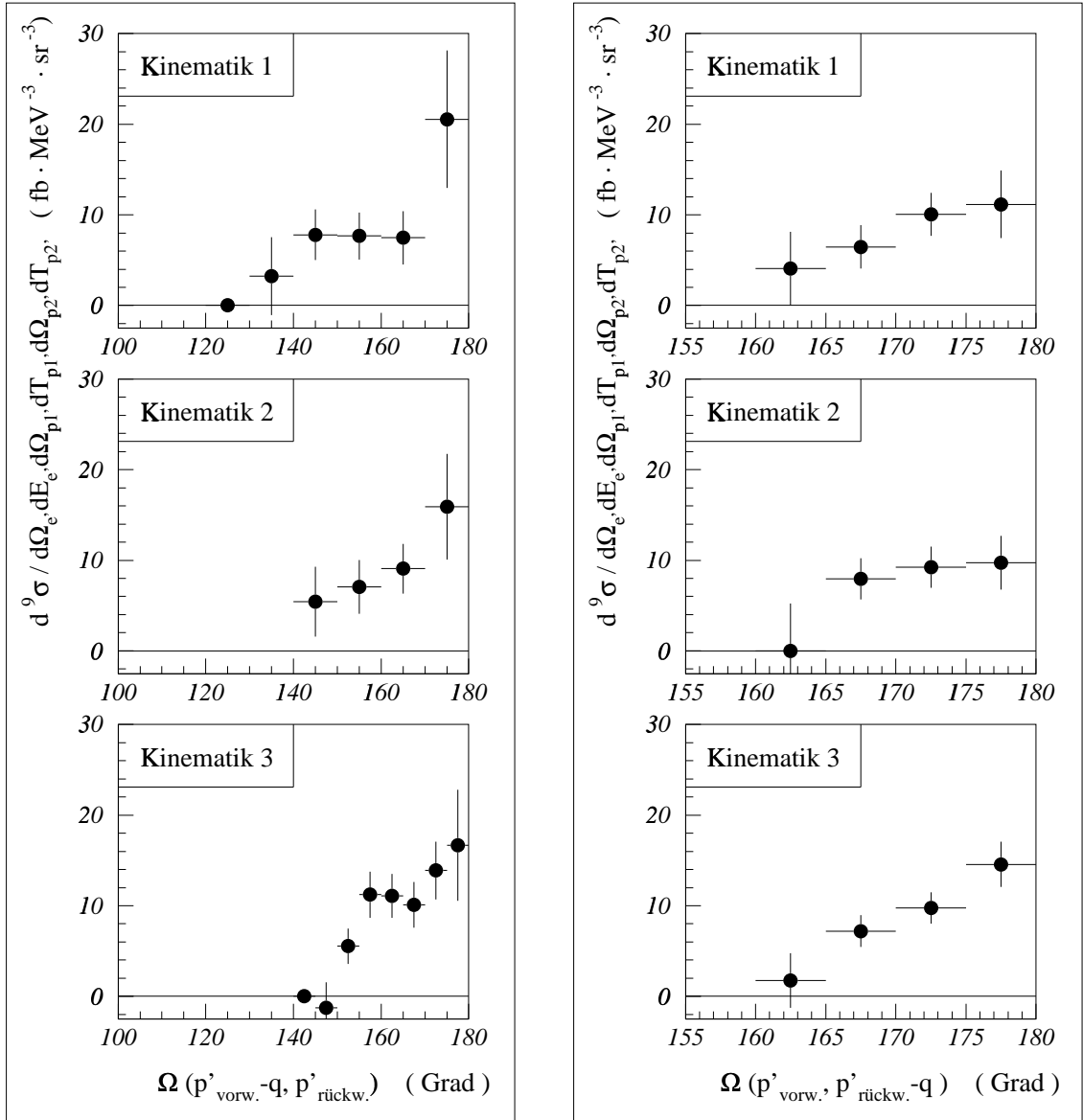


Abb.5.30: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ in Abhängigkeit vom Winkel Ω zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen für die zwei extremalen Kopplungsszenarien des virtuellen Photons.

Linke Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das vorwärtig detektierte Proton gekoppelt.

Rechte Spalte: $\Omega = \Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$, d.h. es wird angenommen, das Photon habe an das rückwärtig detektierte Proton gekoppelt

Die Abbildungen 5.24 und 5.27 zeigen die Projektionsverläufe in Abhängigkeit vom geringstmöglichen primären Relativimpulsbetrag der Protonen, P_{rel}^{min} . Abweichend von den anderen Projektionen, ist hier ein erheblicher Einfluß der M_{2m} -Beschränkung auf die Form des Wirkungsquerschnitts zu verzeichnen: während die Projektionen über den gesamten Akzeptanzbereich einen indifferenten, in der statistisch genauesten Kinematik 3 am ehesten als peak-förmig zu fassenden Verlauf zeigen, nimmt der Wirkungsquerschnitt für $M_{2m} \leq 1.92 GeV/c^2$ mit ansteigendem P_{rel}^{min} durchgehend ab (von $\sim 13 fb MeV^{-3} sr^{-3}$ bei $P_{rel}^{min} \simeq 220 MeV/c$ auf $\sim 2 fb MeV^{-3} sr^{-3}$ bei $P_{rel}^{min} \simeq 400 MeV/c$); in den Kinematiken 2 und 3 ist die beschriebene Entwicklung offensichtlich, Kinematik 1 läßt eine solche im Rahmen der Fehler zumindest zu. Der Abfall des Wirkungsquerschnitts läßt zwar nicht unmittelbar auf einen ebenfalls abfallenden Verlauf der unterliegenden pp -Impulsdichteverteilung schließen, legt einen solchen (auch aus theoretischer Sicht zu vermutenden, auf einen wesentlichen Beitrag von Protonenpaaren in relativem S-Zustand deutenden) Verlauf aber immerhin nahe. Inwieweit die experimentellen Verläufe der P_{rel}^{min} -Projektionen den eigentlichen Korrelationsverlauf (d.h. die Korrelationsfunktion) der beiden Protonen extrahieren und darin möglicherweise kurzreichweitige Korrelationen erkennen lassen, inwieweit andererseits der „off-shell“-Wirkungsquerschnitt der Elektronkopplung, Strahlungsprozesse, Auswirkungen der komplexen Akzeptanzkonturen oder auch Endzustandswechselwirkungen hineinspielen und die Korrelationsfunktion verdecken, wird erst mithilfe spezifischer theoretischer Wirkungsquerschnitte in die Reichweite einer substantiellen Beurteilung kommen können.

Die Abbildungen 5.29 und 5.30 geben die Projektionsverläufe in Abhängigkeit von zwei Rekonstruktionsvarianten des Winkels Ω zwischen den Primärimpulsen der beiden Protonen wieder. Diese Rekonstruktionsvarianten beziehen sich auf die beiden in Impulsapproximation möglichen Szenarien der Kopplung des virtuellen Photons - vollständiger Impulsübertrag entweder auf das vorwärtig oder aber auf das rückwärtig detektierte Proton -, d.h. die Hypothesen des geringst- und des größtmöglichen primären Relativimpulsbetrags der beiden Protonen, P_{rel}^{min} und P_{rel}^{max} ; die damit folgenden hypothetischen Primär-Winkel werden $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ bzw. $\Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$ genannt. Es zeigt sich, daß der Wirkungsquerschnitt in allen Fällen, d.h. für beide Rekonstruktionsvarianten, für alle Kinematiken und beide Projektionsbedingungen, mit Annäherung an $\Omega = 180^\circ$ - also mit Annäherung an eine kollineare, gegenläufige Bewegung der beiden primären Protonen - ansteigt (und zwar auf mittlere Maximalwerte von $\sim 15 fb MeV^{-3} sr^{-3}$ für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ und $\sim 12 fb MeV^{-3} sr^{-3}$ für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$). Die Auswirkungen der M_{2m} -Beschränkung sind hier - von Abschneideeffekten für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ abgesehen - durchweg marginal. Der deutliche Anstieg des Wirkungsquerschnitts gegen $\Omega = 180^\circ$ wird als direkte Indikation dafür angesehen, daß hier tatsächlich bevorzugt korrelierte Protonenpaare beobachtet werden. Daß für beide Rekonstruktionsvarianten ein nahezu gleichstarker Anstieg auftritt, erstaunt allerdings; zwar spiegelt sich darin sicher der für beide Rekonstruktionen gleichermaßen zu Buche schlagende starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts für gegen Null gehende P_{2m} -Werte wider, ob das allein zur Erklärung hinreichen kann, erscheint jedoch fraglich. Bemerkenswert ist außerdem, daß der Wirkungsquerschnitt in allen Fällen innerhalb des beobachteten Winkelbereichs auf Werte, die mit Null verträglich sind, abfällt; d.h., es scheint so, daß jeweils die gesamte relevante Winkelverteilung aufgenommen wurde (deren Breiten liegen für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ bei $\sim (22 \pm 4)^\circ FWHM$ und für $\Omega(\underline{p}'_{vorw.}, \underline{p}'_{rückw.} - \underline{q})$ bei $\sim (10 \pm 3)^\circ FWHM$). Die Breiten der Winkelverteilungen stellen ein Maß für die Abweichung von der Geometrie der idealen Zwei-Nukleonen-Kinematik

dar, reflektieren also die Störung durch die beiden Neutronen; der Unterschied zur Betrachtung des Relativimpulsbetrags zwischen den Schwerpunkten des Protonen- und des Neutronenpaars in den P_{2m} -Projektionen liegt darin, daß hier die mit zunehmendem Relativimpuls der Protonen geringer werdende Störbarkeit (bzw. die größer werdende Richtungssteifigkeit) der Proton-Proton-Bewegung mit in den Blick genommen wird. Darüberhinaus ist aber zu erwarten, daß noch weitere Einflüsse den Verlauf des Wirkungsquerschnitts in $\Omega_{p_v p_r}$ merklich mitprägen. Gedacht ist dabei in erster Linie an Entwicklungen der Kopplungsstärke im Photon-Proton-Vertex, die über die weit ausgedehnte Akzeptanz des Winkels zwischen den Impulsrichtungen des virtuellen Photons und des den Photonimpuls aufnehmenden Protons, γ_{qp_v} bzw. γ_{qp_r} , statthaben; zumal diese Winkel mit dem Energie- und Impulsübertrag des Photons gekoppelt sind (eine Darstellung der γ_{qp_v} - und γ_{qp_r} -Akzeptanzen in Abhängigkeit von der Kinematik und von ω ist für die $(e, e'p)$ -Messung in Abb. 5.10 gegeben; für $(e, e'pp)$ sind allerdings - vor allem wegen der hier höheren ω -Schwelle von $\sim 160 \text{ MeV}$ - nur Teilbereiche davon aktuell; die Kopplung von ω und $|q|$ kann der Abb. 1.3 entnommen werden). Eine in [deV95] vorgenommene Untersuchung des ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts in Projektion auf $\gamma_{qp'_v}$, den Winkel zwischen dem Photonimpuls und dem Impuls des vorwärtig detektierten Protons, deutet jedoch (vorbehaltlich möglicher Einflüsse der in Abschn. 5.1 erwähnten Defizite) darauf hin, daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Photon-Proton-Winkel nur verhältnismäßig schwach ist, den Verlauf in $\Omega_{p_v p_r}$ jedenfalls nicht dominieren sollte.

Insgesamt ist festzuhalten, daß die gezeigten Projektionen des ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts in M_{2m} , P_{2m} und $\Omega_{p_v p_r}$ für kinematische Situationen, die einer möglichst geringen Energie- und Impulsaufnahme des Restsystems entsprechen, d.h. mit Annäherung an die ideale Zwei-Nukleonen-Kinematik, ein klares Maximum annehmen und damit durchaus so verlaufen, wie dies im Fall einer Korrelation der beiden beobachteten Protonen zu erwarten ist. Der abfallende Projektionsverlauf in ω wie auch das ausgeprägte, mit Null verträgliche Minimum, das die M_{2m} -Projektionen im Bereich der Pion-Schwelle aufweisen, scheinen zudem dafür zu sprechen, daß Aufbrüchen, die über eine Anregung der Δ -Resonanz oder die Reabsorption von Pionen erfolgen, in den beobachteten Proton-Proton Ereignissen keine große Bedeutung zukommt. Daß sich die Verlaufsform des Wirkungsquerschnitts unter der Einschränkung $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ einzig in der Projektion auf die Variable P_{rel}^{min} , die am engsten mit der Korrelationsfunktion verbunden sein sollte, merklich verändert, erscheint besonders beachtenswert und könnte auf eine Änderung der Qualität der Korrelation bei geringen Missing-Energies hinweisen. In allen Projektionen zeigen sich sowohl im Absolutwert als auch im Verlauf des Wirkungsquerschnitts kaum Unterschiede in Abhängigkeit von der Kinematik; dies wird als Berechtigung dafür angesehen, einen über alle Kinematiken und Projektionen gemittelten Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Bezogen auf den gesamten experimentellen Akzeptanzbereich beläuft dieser sich auf $6 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$, bezogen auf $M_{2m} \leq 1.92 \text{ GeV}/c^2$ auf $9 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$; die statistische Unsicherheit dieser beiden Werte beträgt $\pm 15\%$, die absolute, den systematischen Fehler mit einschließende Unsicherheit liegt bei $\pm 20\%$.

Die eingangs dieses Abschnitts und in Abschnitt 1.3 geäußerten qualitativen Argumente legen es nahe, daß die hier gemessenen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte in erheblichem Maße durch kurzreichweitige Korrelationen bestimmt sein sollten. Dies auf einen festeren, quantitativen Grund zu stellen, ist ein Vergleich der Verläufe und vor allen Dingen der Absolutwerte der vorgelegten experimentellen Wirkungsquerschnitte mit spezifischen, d.h. die experimentellen Kinematiken und Akzeptanzen respektierenden, theoretischen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitten, die

kurzreichweitige (Test-)Korrelationen implementieren und zudem den Einfluß von MEC und FSI berücksichtigen, notwendig. Es wird gehofft, daß die vorliegenden Daten die Ausführung solcher Berechnungen stimulieren mögen.

5.7 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'dp)n$

Die Ereignisse der zweiten aufgenommenen Dreifach-Koinzidenz-Reaktion, ${}^4\text{He}(e, e'dp)$, können in die Fälle ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw. prückw.}})$ und ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{rückw. pvorw.}})$, also danach geschieden werden, ob das Deuteron vorwärtig oder rückwärtig nachgewiesen wurde. Die ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{rückw. pvorw.}})$ -Ereignisse sind in erheblichem Maße von zufälligen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Ereignissen (d.h. von solchen mit einem rückwärtig zufällig koinzident detektierten Proton) überlagert, während für die ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw. prückw.}})$ -Ereignisse kein nennenswerter zufälliger Untergrund bemerkbar ist (siehe Abschn. 4.3.2.2, besonders Abb. 4.10). Eine weitergehende Beurteilung ist daher nur für die Ereignisse des letztgenannten Falls möglich. Deren absolute Anzahlen von 53, 15 und 12 in den Kinematiken 3, 1 und 2 sind zwar äußerst gering; dennoch erscheint eine Präsentation des Verlaufs der zugehörigen neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Projektionen - sozusagen a posteriori - dadurch gerechtfertigt, daß diese - selbst für die Kinematiken 1 und 2 (wenn auch dort nur mit geringer Signifikanz) - eine sinnvolle Strukturierung erkennen lassen.

Zur absoluten Bestimmung des ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnittes werden zwei simplifizierende Voraussetzungen verwendet, von denen angenommen wird, daß sie die Größe des Wirkungsquerschnittes in Anbetracht dessen großer statistischer Unsicherheit nicht wesentlich verfälschen. Zum einen wird vorausgesetzt, daß der relative Leertargetuntergrund von (e'dp)-Koinzidenzen gleich dem von (e'pp)-Koinzidenzen (d.h. gleich 15 %) ist; zum anderen, daß die Nachweiseffizienz für ein Deuteron der eines Protons mit gleichen Energieverlusten in den ΔE - und E -Szintillatoren der Detektor-Teleskope entspricht (d.h., für Deuteronen wurden keine gesonderten Effizienzspektren simuliert, sondern die für Protonen simulierten, aus Abb. 3.13, unter Berücksichtigung des Unterschiedes des Energieverlustes eines Protons und eines Deuterons gleicher kinetischer Energie entsprechend umgerechnet).

Gezeigt werden jeweils über den ganzen experimentellen (innerhalb der 10 %-Isoeffizienzlinien liegenden) Akzeptanzbereich ausgeführte Projektionen auf die Double-Missing-Mass, M_{2m} , das Double-Missing-Momentum, P_{2m} , den Energietransfer, ω , und den Winkel $\Omega_{d_v p_r}$ zwischen rekonstruierten, hypothetischen Primärimpulsen des Deuterons und des Protons. Die Akzeptanzkonturen der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ sind ähnlich kompliziert wie die für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ (sh. Abb. 5.31), so daß in den gezeigten Projektionen - ebenso, wie dies für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ im vorigen Abschnitt ausführlich thematisiert wurde - mit dem Einfluß möglicher Abhängigkeiten von implizit mit der laufenden Projektionsvariablen, in den jeweils nicht expandierten Dimensionen sich mitändernden Bedingungen gerechnet werden muß. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte sind nicht strahlungskorrigiert. Die Fehlerbalken bezeichnen allein die statistischen Fehler, die wegen des hier verschwindenden Anteils zufälligen Untergrunds (sh. Abb. 4.10) sogar etwas kleiner als für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ ausfallen; die hinzukommenden systematischen Fehler sollten etwa denen der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$, insgesamt + 15 % / - 12 % (sh. Tab. 4.3), entsprechen.

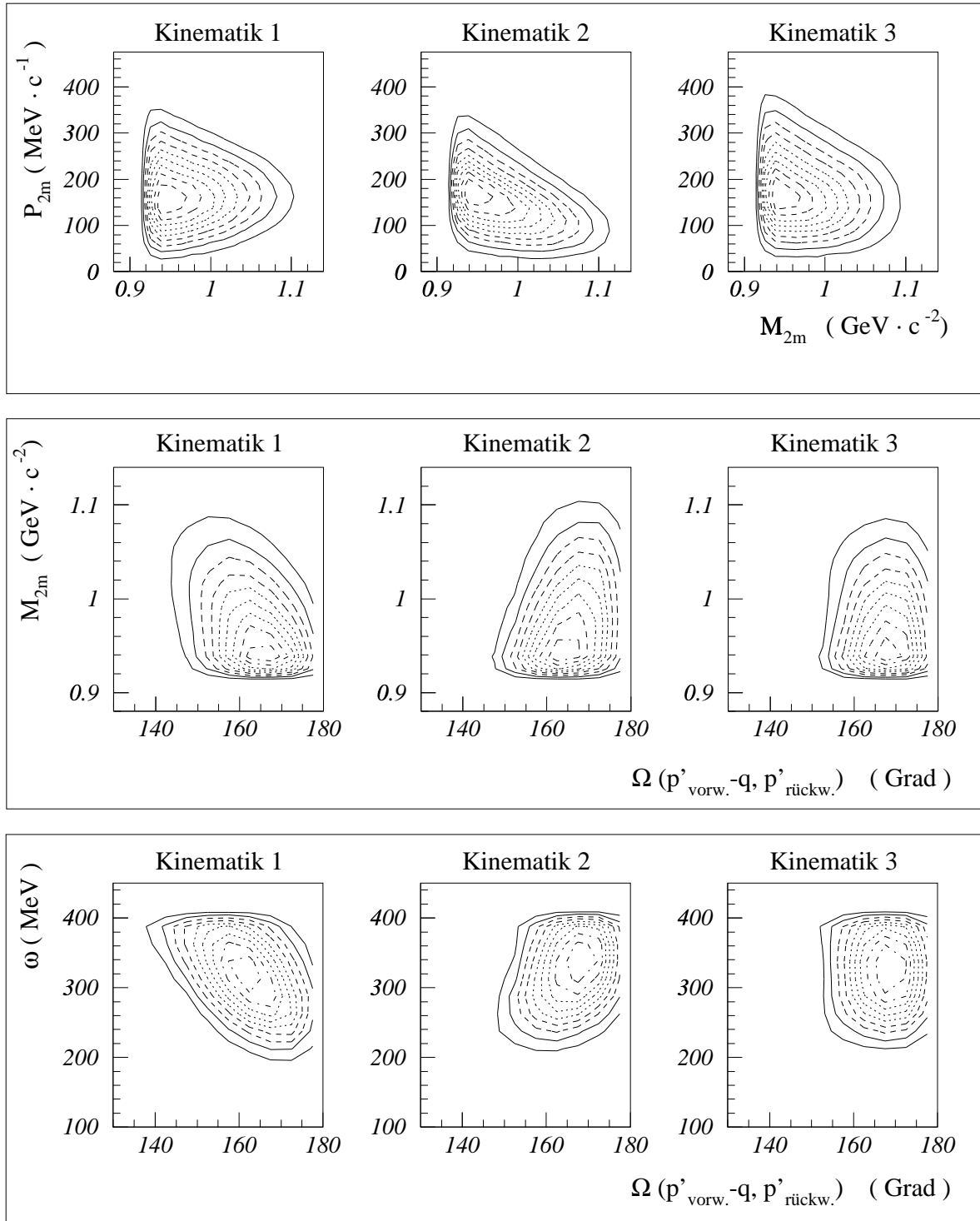


Abb.5.31: Isoeffizienlinien zur apparativen Akzeptanz der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw.}}p_{\text{rückw.}})$ für zweidimensionale Projektionen in einigen wichtigen sekundären Variablen. Aufeinanderfolgende Isoeffizienlinien kennzeichnen (von innen nach außen) eine relative Effizienzreduktion um 10 %

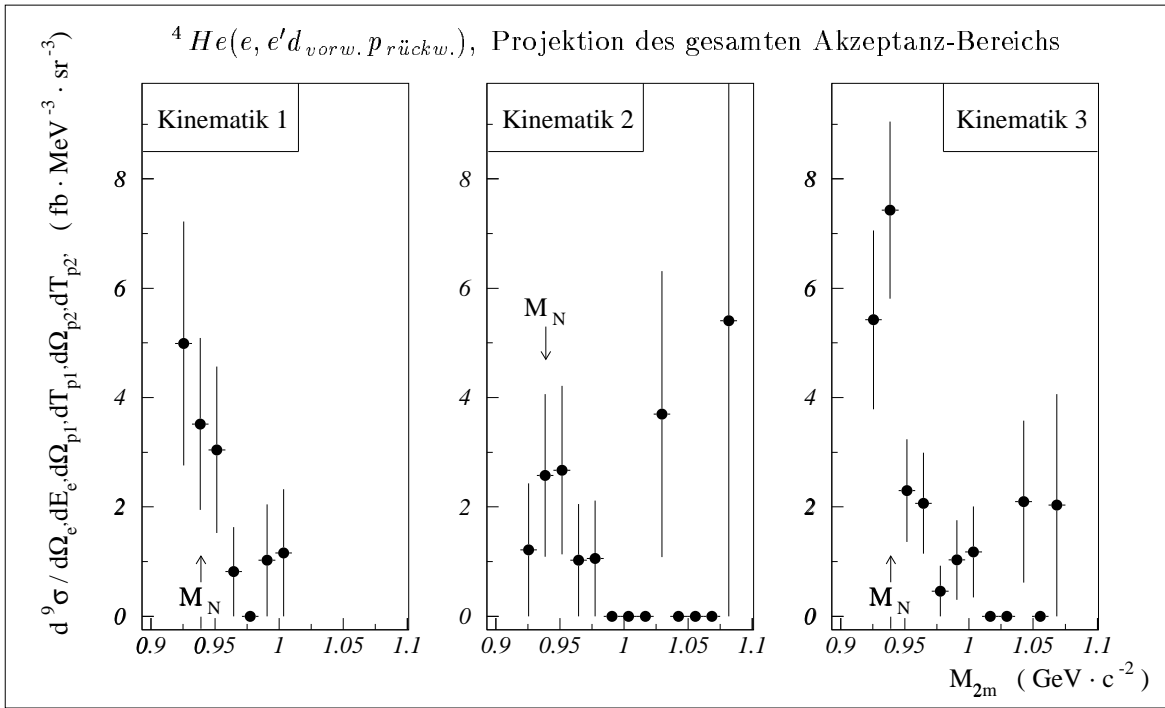


Abb.5.32: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw.}} p_{\text{rückw.}})$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit von der Double-Missing-Mass M_{2m} . Die Marke M_N kennzeichnet die Ruhemasse eines Neutrons

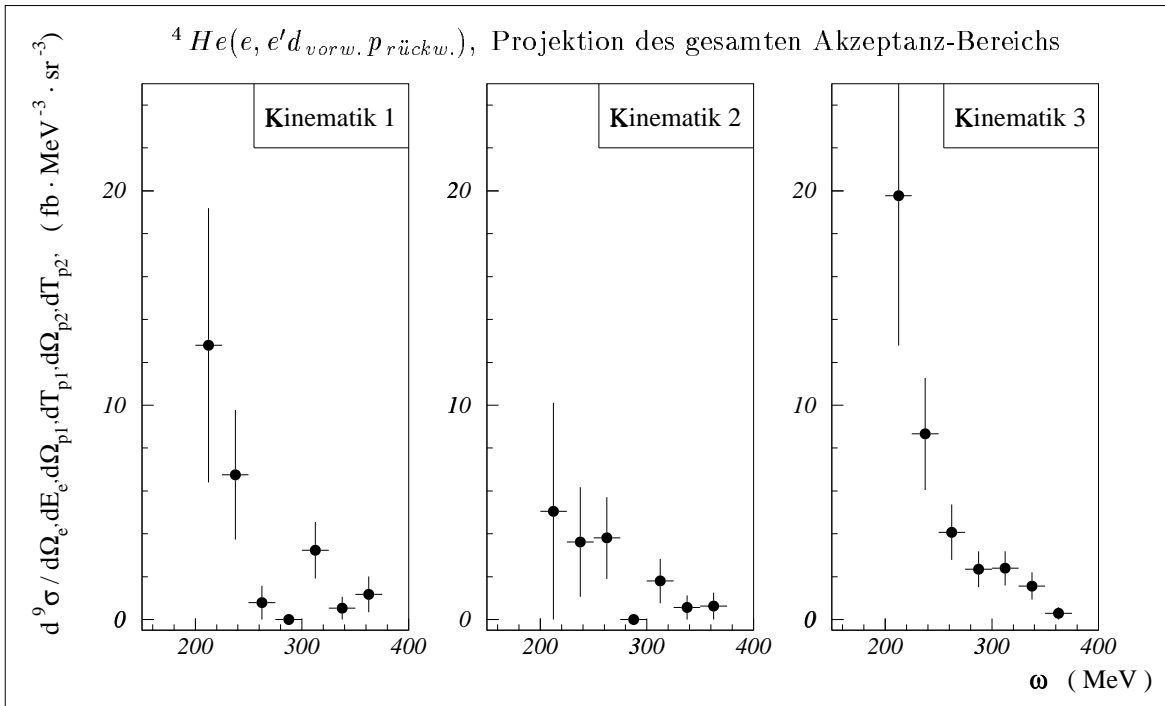


Abb.5.33: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw.}} p_{\text{rückw.}})$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Energieübertrag ω

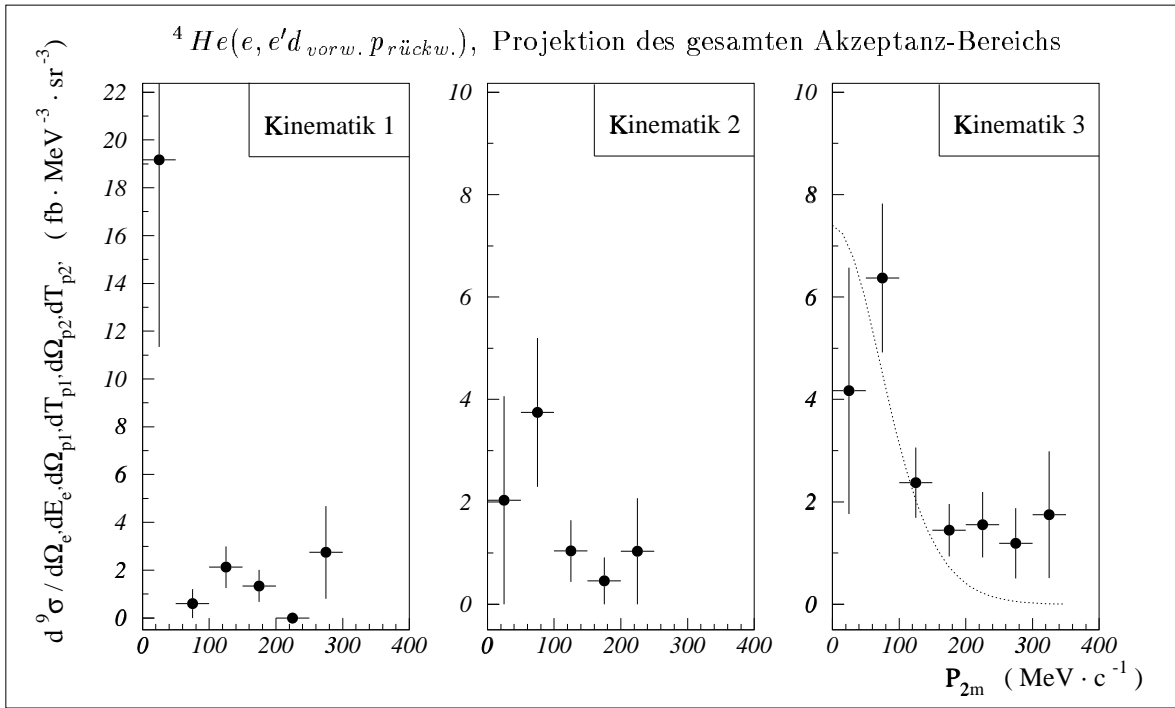


Abb.5.34: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw.}} p_{\text{rückw.}})$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom Double-Missing-Momentum P_{2m} . Zu Kinematik 3 ist eine (in der Normierung den Daten angepaßte) tp -Impulsdichteverteilung von ${}^4\text{He}$ nach Schiavilla et al. [Sch86] mit eingezeichnet

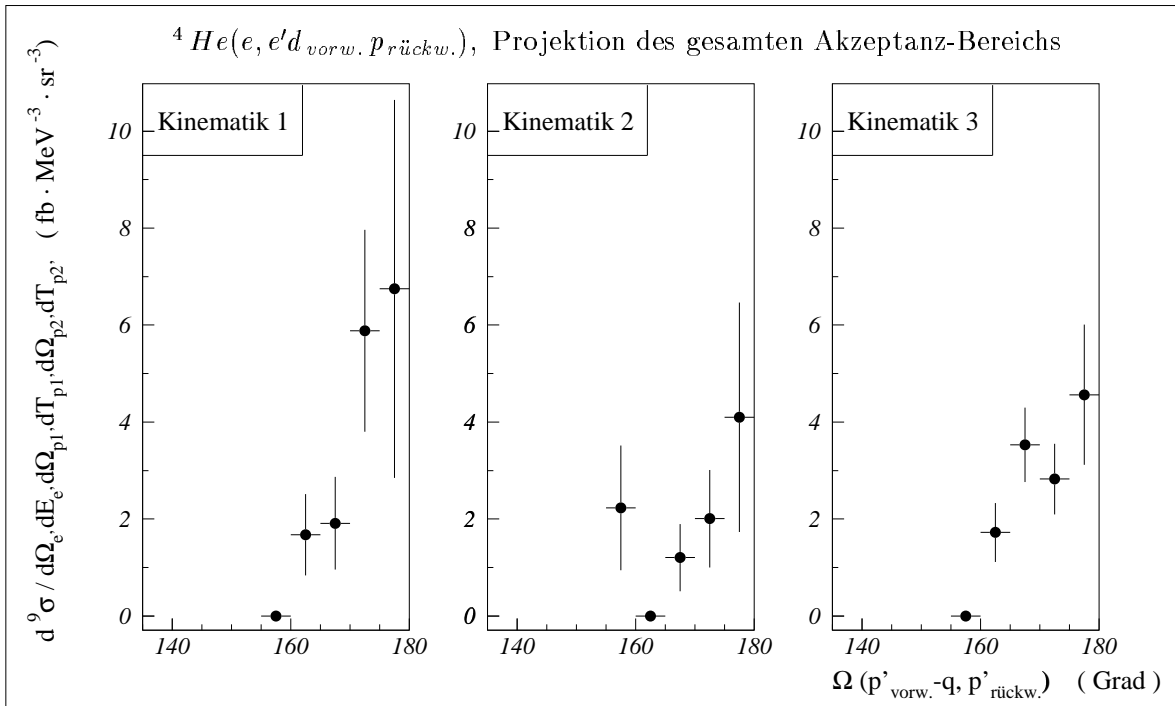


Abb.5.35: Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw.}} p_{\text{rückw.}})$ für die drei Kinematiken in Abhängigkeit vom hypothetischen Primärwinkel $\Omega = \Omega(p'_{\text{vorw.}} - q, p'_{\text{rückw.}})$ zwischen dem vorwärtig detektierten Deuteron und dem rückwärtig detektierten Proton unter der Annahme, das virtuelle Photon habe an das Deuteron gekoppelt

Im Unterschied zu den anderen hier untersuchten Koinzidenzreaktionen ist ${}^4\text{He}(e, e'dp)n$ eine exklusive, kinematisch vollständig bestimmte Reaktion. Die M_{2m} -Projektion des Wirkungsquerschnitts sollte daher einzig einen bei der Ruhemasse des Neutrons, M_N , liegenden Peak, dessen Breite die Energieauflösung der Messung widerspiegelt, zeigen. Soweit das residuelle Neutron ein reines Zuschauer-Teilchen darstellt, ist außerdem zu erwarten, daß die P_{2m} -Projektion die (${}^3\text{He}n$)-Impulsdichteverteilung des ${}^4\text{He}$ -Grundzustands reflektiert, die der (tp) -Impulsdichteverteilung, die als theoretische Erwartung verfügbar ist [Sch86], nahezu gleichkommen sollte.

Die Rekonstruktion des hypothetischen Primärwinkels $\Omega_{d_v p_r} = \Omega(\underline{p}'_{vorw.} - \underline{q}, \underline{p}'_{rückw.})$ erfolgt hier unter der Annahme, daß der Impuls des virtuellen Photons ganz auf ein primäres (Quasi-)Deuteron - oder, was kinematisch einerlei ist, auf ein primäres Proton (bzw. Neutron), das sich dann in einer pick-up Reaktion mit einem Zuschauer-Neutron (bzw. -Proton) zu einem Deuteron ergänzt - übertragen wurde. Die Annahme, daß der Photonimpuls dem Deuteron zugekommen sei, ist dann berechtigt, wenn ein möglichst geringer primärer Relativimpuls zwischen dem Deuteron (bzw. dessen Vorläufer-Nukleonen) und dem letztlich rückwärtig detektierten Proton den entscheidenden Einfluß auf die Häufigkeit der Reaktion nimmt. Die große Bedeutung der besagten pick-up Reaktionen wird in [Pla00] für π^+ -induzierte Aufbrüche von ${}^4\text{He}$, unter Verwendung kinetischer Pionen, deren Energieeintrag mit dem der hier eingesetzten Photonen vergleichbar ist, demonstriert. Dabei erscheint im Blick auf Nukleon-Nukleon-Korrelationen der Gesichtspunkt interessant, daß die $(e, e'dp)$ -Koinzidenzen im Falle des Nukleonen-pick-up gewissermaßen als (durch eine Sonderform von FSI) verkappte $(e, e'NN)$ -Ereignisse aufgefaßt werden können.

Der experimentelle Wirkungsquerschnitt ist erwartungsgemäß bei der Ruhemasse des Neutrons, $M_{2m} = M_N \simeq 0.940 \text{ GeV}/c^2$, konzentriert (sh. Abb. 5.32). Dabei ist besonders beachtenswert, daß in der Tat ein relativ scharfer M_{2m} -Peak vorliegt; jedenfalls (vor allem in Kinematik 3) ein merklich steilerer Stärke-Abfall zu verzeichnen ist als für den M_{2m} -Peak in ${}^4\text{He}(e, e'pp)$. Die Breite dieses Peaks bestätigt im übrigen grob die schon für $(e, e'pp)$ veranschlagte Energieauflösung von $\sim 30 \text{ MeV FWHM}$. Im weiteren sind die sich abzeichnenden Verläufe der Wirkungsquerschnitte denen der entsprechenden Projektionen des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ sehr ähnlich: Hin zu kleinen ω -Werten, zu kleinen P_{2m} -Werten und mit Annäherung an $\Omega_{d_v p_r} = 180^\circ$ steigt der Wirkungsquerschnitt an (sh. Abb. 5.33-5.35). Angesichts der geringen statistischen Genauigkeit sind dabei keine signifikanten Unterschiede zwischen den drei Kinematiken erkennbar. Die Verläufe der ω -Projektionen wie auch der M_{2m} -Projektionen, scheinen dafür zu sprechen, daß Anregungen der Δ -Resonanz oder der Reabsorption von Pionen in den beobachteten Aufbrüchen keine große Bedeutung zukommt. Der experimentellen P_{2m} -Projektion zur Kinematik 3 ist die theoretisch ermittelte (tp) -Impulsdichteverteilung aus [Sch86] beigegeben (sh. Abb. 5.34); daß der experimentelle Verlauf durch die theoretische Kurvenform einigermaßen gut beschrieben wird, kann als Argument für den überwiegenden Zuschauerstatus des residuellen Neutrons oder - anders gewendet - dafür gewertet werden, daß die eigentliche Reaktion hier vornehmlich auf ein Quasi- $({}^3\text{He})$ -Subsystem im ${}^4\text{He}$ -Kern beschränkt ist. Die Winkelverteilungen $\Omega_{d_v p_r}$ zeigen einen ebenso deutlichen Anstieg gegen $\Omega = 180^\circ$ und einen vergleichbar schnell, jedenfalls innerhalb des Akzeptanzbereichs auf Null abfallenden Verlauf wie die $\Omega_{p_v p_r}$ -Projektionen der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$; dieser Verlauf ist ebenfalls indikativ für den Zuschauerstatus des residuellen Neutrons. Ähnliche, auch auf quasifreie Reaktionen an Drei-Nukleonen-Subsystemen des ${}^4\text{He}$ -Kerns hinweisende Beobachtungen wurden in Experimenten zur Absorption negativer und positiver kinetischer Pionen in ${}^4\text{He}$ gemacht [Bac87][Bac88][Mat98][Pla00]. Vergleiche zwischen pion- und photoninduzierten Reaktionen werden in [Bau92] angestellt.

Die mittleren, jeweils auf den ganzen Meßbereich bezogenen Absolutwerte des neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'd_{\text{vorw. prückw.}})$ fallen für alle drei Kinematiken in den Bereich $(2.5 \pm 1) \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$. Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist damit - im Mittel - nur um ungefähr einen Faktor 2 – 3 kleiner als der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$. Eine unmittelbare physikalische Bewertung dieses Verhältnisses erscheint beim gegenwärtigen theoretischen Verständnis der beiden Reaktionen nicht möglich; zumal das Verhältnis sowohl von der Natur der beiden Reaktionen als auch von den spezifischen kinematischen Bedingungen der Messung, besonders von den unterschiedlichen jeweils erfaßten Energiebereichen der Protonen und Deuteronen abhängen wird.

Schließlich sei erwähnt, daß auch aus der Absorption kinetischer ($P_\pi = 220 \text{ MeV}/c$), positiver und negativer Pionen in ${}^4\text{He}$ Verhältnisse differentieller Wirkungsquerschnitte zwischen dN - und NN -Koinzidenzen (für relativ zum π -Strahl festen d - bzw. p -Emissionswinkel von $(113 \pm 15)^\circ$) gewonnen werden konnten [Bac87]. Die in [Bac87] angegebenen Verhältnisse sind: $\sigma(\pi^- {}^4\text{He} \rightarrow dn(n))/\sigma(\pi^- {}^4\text{He} \rightarrow pn(nn)) = 1.6 \pm 0.3$ und $\sigma(\pi^+ {}^4\text{He} \rightarrow dp(p))/\sigma(\pi^+ {}^4\text{He} \rightarrow pp(pn)) = 0.16 \pm 0.03$; für das Verhältnis von dp - zu dn -Koinzidenzen wird dort der Wert $\sigma(\pi^+ {}^4\text{He} \rightarrow dp(p))/\sigma(\pi^- {}^4\text{He} \rightarrow dn(n)) = 1.1 \pm 0.2$ gefunden. Der Wert des letztgenannten Verhältnisses läßt darauf schließen, daß der Unterschied in den beiden erstgenannten hauptsächlich durch den Unterschied der dort im Nenner stehenden Wirkungsquerschnitte für die π^- -Absorption an einem pp -Paar einerseits und die π^+ -Absorption an einem pn -Paar andererseits bedingt ist. Dabei erscheint es besonders interessant, daß der Wirkungsquerschnitt für die π -Absorption an einem dN -System den für die π^- -Absorption an einem pp -Paar klar überschreitet, wogegen in der gegenwärtigen Messung, für die Desintegration von dp - und pp -Subsystemen durch die Absorption virtueller Photonen umgekehrte Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte vorliegen. Ob darin nur Unterschiede der kinematischen Bedingungen sich ausdrücken oder verschiedene Reaktionsmechanismen dahinterstehen, ist ohne weiteres nicht entscheidbar.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das hier vorgestellte Experiment wurde am Elektronenbeschleuniger ELSA der Universität Bonn durchgeführt. Es wurden absolute, differentielle Wirkungsquerschnitte der Koinzidenzreaktionen ${}^4\text{He}(e, e'p)$, ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ gemessen. Für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ und ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ ist dies die erste Messung überhaupt; ${}^4\text{He}(e, e'p)$ wurde über einen großen kinematischen Bereich untersucht, der in weiten Teilen bislang auch noch nicht gemessen worden ist und vom Zweikörper-Aufbruch, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, über den Kontinuum-Aufbruch, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, bis hin zu zusätzlicher Δ -Anregung bzw. π -Erzeugung, ${}^4\text{He}(e, e'p)\pi t/\pi dn/\pi pnn$, reicht.

Die Elektronen wurden mit einem Magnet-Spektrometer, die Hadronen mit zwei aus großflächigen Plastik-Szintillator-Teleskopen bestehenden Detektor-Armen nachgewiesen.

Die vorrangige physikalische Motivation des Experiments lag darin, Hinweise auf Nukleon-Nukleon-Korrelationen im Grundzustand des ${}^4\text{He}$ -Kerns - unter Bedingungen, die nach Möglichkeit eine Fokussierung auf kurzreichweitige Korrelationen versprechen, - zu suchen. Das Hauptinteresse galt dabei der ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Messung.

Die Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ wurde in insgesamt drei, apparativ durch unterschiedliche Winkelpositionen der beiden Hadronendetektor-Arme relativ zur Strahlrichtung der Elektronen, $\Theta_{ep'_{vorw.}}$ und $\Theta_{ep'_{rückw.}}$, gekennzeichnete Kinematiken gemessen. Die Einschubenergie der Elektronen sowie die Energie- und Winkelakzeptanz des Elektronspektrometers, $E_0 = 1200 \text{ MeV}$, $(E_{e'_{soll}} \pm \Delta E_{e'}) = (950 \pm 150) \text{ MeV}$ und $\Theta_{ee'} = (12 \pm 0.8)^\circ$ (bzw. die kinematische Situation am Elektron-Photon-Vertex: $\omega = (250 \pm 150) \text{ MeV}$, $q = (350 \pm 110) \text{ MeV}/c$, $Q^2 = 0.05 \text{ GeV}^2$, $\epsilon = 0.95$), wurde während der gesamten Messung konstant gehalten.

Unter der Voraussetzung PWIA-konformer Kopplung des virtuellen Photons an dem einen oder dem anderen der beiden letztlich detektierten Protonen und sofern FSI-Effekte vernachlässigt werden, erfassen die Akzeptanzbereiche aller drei Kinematiken solche $(e, e'pp)$ -Koinzidenzen, die nur wenig (bis zu einigen 10°) von einer kollinear-gegenläufigen, perfekte Zwei-Nukleonen-Kinematik kennzeichnenden, rekonstruierten Relativbewegung der primären Protonen abweichen. Die Akzeptanz für die rekonstruierten, geringstmöglichen primären Relativimpulsbeträge der Protonen, $P_{rel}^{min} := |(\underline{P}_{p'_v} - \underline{q} - \underline{P}_{p'_r})/2|$, ist für die drei Kinematiken etwas verschieden und überdeckt insgesamt den Bereich $180 \text{ MeV}/c < P_{rel}^{min} < 420 \text{ MeV}/c$; das entspricht, sofern man zur Umrechnung von Impulsen in Distanzen die Konversionskonstante, $\hbar c \simeq 197 \text{ MeV fm}$, heranzieht, d.h. die deBroglie-Wellenlänge der Protonen als ungefähren Anhalt für deren relevante Wechselwirkungs- oder Korrelationsdistanz nimmt, $0.5 \text{ fm} < (\hbar c / P_{rel}^{min}) < 0.9 \text{ fm}$.

Die ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ - und ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Koinzidenzen wurden in den ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Messungen beiläufig mitaufgenommen. Für ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ lassen die drei besagten Kinematiken auch nur solche Koinzidenzen erfassen, bei denen die PWIA-konform rekonstruierte primäre Relativbewegung des Deuterons und des Protons nahezu kollinear-gegenläufig ist. Für ${}^4\text{He}(e, e'p)$ wurden die drei Dreifach-Koinzidenz-Kinematiken in drei Vorwärts-Kinematiken und drei Rückwärts-Kinematiken, bei denen das detektierte Proton zum einen mehr in, zum anderen mehr gegen die mittlere Richtung der Photonimpulse ejiziert wurde, aufgespalten. Insgesamt erstrecken sich die drei Vorwärts-Kinematiken in der Missing-Energy, E_m , und im Missing-Momentum, P_m , über den Bereich $(0 \text{ MeV} < E_m < 280 \text{ MeV}$, $100 \text{ MeV}/c < P_m < 400 \text{ MeV}/c)$, die Rückwärts-Kinematiken über den Bereich $(0 \text{ MeV} < E_m < 280 \text{ MeV}$, $500 \text{ MeV}/c < P_m < 900 \text{ MeV}/c)$.

Die Missing-Energy-Auflösung der Messungen ist mit $\Delta E_m \simeq 20 \text{ MeV FWHM}$ für die Zweifach-Koinzidenzen und $\Delta E_{2m} \simeq 30 \text{ MeV FWHM}$ für die Dreifach-Koinzidenzen nur gering.

Die statistische Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte ist für ${}^4He(e, e'p)$ durchaus zufriedenstellend; für die Dreifach-Koinzidenzen jedoch - mit insgesamt aufgenommenen Anzahlen von nur etwa 370 echten ${}^4He(e, e'pp)$ - und sogar nur etwa 80 echten ${}^4He(e, e'dp)$ -Koinzidenzen - ausgesprochen niedrig. Die systematischen Gesamt-Fehler belaufen sich auf $+10\% / -7\%$ für die vorwärtigen Zweifach-Koinzidenzen, $+13\% / -11\%$ für die rückwärtigen Zweifach-Koinzidenzen und $+15\% / -12\%$ für die Dreifach-Koinzidenzen.

Die sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^4He(e, e'p)$ wurden sämtlich auf Strahlungsprozesse des Elektrons korrigiert. Die neunfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Dreifach-Koinzidenz-Reaktionen dagegen konnten keiner Strahlungskorrektur unterzogen werden.

Die sechsfach-differentiellen ${}^4He(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte wurden zunächst in E_m -Projektionen zu stufenweise konstantem Anstieg des Missing-Momentums, P_m , untersucht und mit Vorstellungen des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells [Cio91][Cio96] verglichen. Den Wirkungsquerschnitten kann im wesentlichen folgendes entnommen werden:

- In den Vorwärts-Kinematiken dominieren Zwei-Körper-Aufbrüche, ${}^4He(e, e'p)t$, den Wirkungsquerschnitt. Die geringe E_m -Auflösung läßt keine hinreichende Trennung zwischen Zwei-Körper- und Kontinuum-Aufbrüchen zu, um in den letzteren gemäß des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells erwartete (E_m, P_m) -Entwicklungen erkennen zu können. Der Übergang zwischen Kontinuum-Aufbrüchen und einsetzender Pion-Erzeugung ist dagegen klar trennbar und weist eine Verschiebung seiner E_m -Position mit dem Missing-Momentum auf, die - formal analog zur NN-Dynamik im Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell - als Ausdruck einer $N\pi$ -Dynamik gedeutet werden kann.
- In den Rückwärts-Kinematiken sind Zwei-Körper-Aufbrüche nicht wahrnehmbar. Der Wirkungsquerschnitt wird über den ganzen Akzeptanzbereich hinweg von Kontinuum-Aufbrüchen dominiert. Die (E_m, P_m) -Entwicklungen der Kontinuum-Peak-Maxima folgen nahezu perfekt den Erwartungen des naiven Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells für den Aufbruch korrelierter Nukleonenpaare. Dieses Phänomen konnte hier - für Schnitte zu wirklich konstantem P_m - erstmals beobachtet werden. Die $FWHM$ -Breiten der Kontinuum-Peaks, Γ_{E_m} , nehmen mit P_m so zu, wie es im erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodell, das den Einfluß des Restsystems auf das korrelierte pN-Paar einbezieht, erwartet wird. Der Vergleich der Breiten-Entwicklungen $\Gamma_{E_m}(P_m)$ mit denen theoretischer Spektralfunktionen [Cio91][Cio96][Mor91][Mor95] stellt die PWIA-konforme Kopplung des virtuellen Photons in Frage und legt im besonderen eine Aufteilung des Photonimpulses im Verhältnis von $\sim 2/3$ (für das detektierte Proton) zu $\sim 1/3$ (für das korrelierte Nukleon) nahe. Im hohen Missing-Energy-Bereich, bei E_m -Werten zwischen etwa $200 MeV$ und $250 MeV$ setzt zusätzliche, die Aufbrüche begleitende Pion-Erzeugung ein. Die Anstiegsflanke der Pion-Erzeugung ist weniger deutlich vom Kontinuum-Aufbruch trennbar und weist eine entschieden geringere E_m -Verschiebung mit P_m auf als in den vorwärtigen Kinematiken; die (E_m, P_m) -Entwicklung des Anstiegs deutet im besonderen darauf hin, daß der Rückstoßimpuls des detektierten Protons hier nicht - wie in den vorwärtigen Kinematiken - von dem erzeugten Pion allein, sondern sehr wahrscheinlich von einem $(t + \pi)$ - oder $(d + \pi)$ -System aufgenommen wurde.

In einer zweiten Untersuchung wurden die sechsfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte in E_m -Projektionen zu stufenweise konstantem Anstieg der Energie des virtuellen Photons, ω , dargestellt und mit spezifischen, die experimentellen Akzeptanzen respektierenden theoretischen Wirkungsquerschnitten des Kontinuum-Aufbruchs, ${}^4\text{He}(e, e'p)dn/pnn$, die in ihre PWIA-, MEC- und FSI-Anteile aufgeschlüsselt sind [Lag95], verglichen. Dabei ist im wesentlichen folgendes feststellbar:

- In den vorwärtigen Kinematiken werden in den Bereichen der Kontinuum-Aufbrüche und der Pion-Erzeugung erheblich andere Detail-Verläufe der Wirkungsquerschnitte sichtbar als in den Projektionen zu konstantem P_m . Im Kontinuum-Bereich zeigen sich hier regelrechte Peak-Strukturen, deren Maximum-Positionen allerdings nicht ohne weiteres mit kinematischen Erwartungen des Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells erklärt werden können. Für $\omega > 300 \text{ MeV}$ werden bis zu 90 MeV weite Flach-Passagen des Kontinuum-Wirkungsquerschnitts erkennbar, die für das Auftreten von $3N$ - oder $4N$ -Aufbrüchen zu sprechen scheinen. Die Peaks der zusätzlichen Pion-Erzeugung bzw. Δ -Resonanz-Anregung weisen eine (E_m, P_m) -Entwicklung ihrer Maximum-Position auf, die genau der $N\pi$ -Kinematik folgt; die Breiten dieser Peaks, die hauptsächlich die Impulsverteilung des detektierten, die Pion-Erzeugung assoziierenden Protons gegen das Restsystem reflektieren, nehmen mit ansteigendem ω deutlich zu.
- In den rückwärtigen Kinematiken ist jeweils ein einziger Peak erkennbar, dessen E_m -Maximum mit ansteigendem ω in etwa linear zu höheren E_m -Werten wandert. Unmittelbare kinematische Evidenz dafür, daß dieser Peak hauptsächlich $2N$ -Aufbrüche reflektiert - wie die Projektionen der gleichen Daten zu konstantem P_m sie geben - kann hier nicht gefunden werden. Auch die Entwicklung, die die E_m -Breite dieses Peaks mit ω nimmt, läßt ohne weiteres keine Verbindung zu Erwartungen des erweiterten Zwei-Nukleonen-Korrelationsmodells erkennen. Auf der Seite geringerer E_m -Werte zeigt der Peak einen Ausläufer, der mit zunehmendem ω und $\Theta_{ep'}$ den Eindruck einer dem Peak vorgelagerten Stufe geringer Stärke vermittelt; aus rein kinematischer Sicht könnten zur Erklärung dieser Stufe Beiträge solcher Aufbrüche herhalten, bei denen der Rückstoßimpuls des detektierten Protons von einem Deuteron aufgenommen wurde. Die in den Projektionen zu konstantem P_m offenbar werdende Pion-Erzeugung fällt hier mit den Kontinuum-Aufbrüchen zusammen, so daß sie als eigene Struktur nicht mehr wahrnehmbar ist.
- Die theoretischen Wirkungsquerschnitte weisen für die vorwärtigen Kinematiken einen erheblichen PWIA-Anteil auf, der mit Zunahme von ω allerdings zugunsten des MEC-Anteils abnimmt. Für die rückwärtigen Kinematiken wird ein merklicher PWIA-Beitrag nur bis $\omega \simeq 225 \text{ MeV}$ gesehen, oberhalb davon aber ein bei weitem überwiegender MEC-Anteil erwartet. Das legt es insbesondere nahe, die in den Projektionen zu konstantem P_m kinematisch evident werdenden pN -Aufbrüche auf MEC-bedingte Paar-Korrelationen zurückzuführen. FSI wird in den theoretischen Wirkungsquerschnitten insgesamt ein nur geringer Einfluß zugeschrieben, der die Gesamtstärke in den vorwärtigen Kinematiken durchgängig etwas vermindert, in den rückwärtigen dagegen etwas vergrößert. Die theoretischen Gesamt-erwartungen kommen den experimentellen Wirkungsquerschnitten in Stärke und Verlaufsform zwar nahe - insbesondere wird der große Stärkeunterschied zwischen den vorwärtigen

und rückwärtigen Kinematiken von der Theorie ganz richtig wiedergegeben -; von einer insgesamt zufriedenstellenden Beschreibung der Daten kann jedoch keine Rede sein: Vorwärtig werden vor allem Diskrepanzen in der absoluten Stärke der Wirkungsquerschnitte deutlich, die hauptsächlich an die Stärke des jeweiligen PWIA-Beitrags gebunden zu sein scheinen. In den rückwärtigen Kinematiken beschreibt die Theorie die Stärke und die Form des experimentellen Verlaufs zwar überraschend genau; die E_m -Positionen der experimentellen und theoretischen Kontinuum-Peak-Maxima jedoch laufen - bei Kongruenz in der Nähe von $\omega \simeq 250 \text{ MeV}$ - in Abhängigkeit von ω systematisch auseinander. Es erscheint naheliegend, die ω -Abhängigkeit des theoretischen Wirkungsquerschnitts, insbesondere des hier dominierenden MEC-Anteils in Zweifel zu ziehen.

Schließlich wurden spezifische Proton-Impulsdichteverteilungen, $\rho_{pt}(P_m)$ und $\rho_{p\text{kont}}^{exp}(P_m)$, durch Reduktion und E_m -Integration der sechsfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte des Zwei-Körper-Aufbruchs der vorwärtigen Kinematiken einerseits und eines festen E_m -Ausschnitts des Kontinuum-Aufbruchs aller Kinematiken andererseits, abgeleitet. Zur Reduktion der sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde von der deForestschen „off-shell“-Extrapolation des freien Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts, σ_{cc1} [deF83], Gebrauch gemacht und damit insbesondere ein PWIA-konformer Reaktionsmechanismus vorausgesetzt. Die $\rho_{pt}(P_m)$ -Verteilungen sind die einzigen Ergebnisse dieses Experiments, die direkt mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden können. Außerdem bestehen für $\rho_{pt}(P_m)$ theoretische Erwartungen von Schiavilla et al. [Sch86]. Die Verteilungen $\rho_{p\text{kont}}^{exp}(P_m)$ wurden mit theoretischen Impulsdichteverteilungen, $\rho_{p\text{kont}}(P_m)$, in Vergleich gesetzt, die durch E_m -Integration der auf PWIA-Vorstellungen beruhenden, Grundzustandskorrelationen beinhaltenden ${}^4\text{He}$ -Spektralfunktion von Morita et al. [Mor91][Mor95] über die jeweiligen experimentellen (E_m, P_m) -Schnitte erhalten wurden. Es kann im wesentlichen folgendes festgestellt werden:

- Die $\rho_{pt}(P_m)$ -Verteilungen erstrecken sich über einen P_m -Bereich von etwa $150 \text{ MeV}/c$ bis $400 \text{ MeV}/c$. Die Verteilungen stimmen gut mit Ergebnissen anderer Messungen [Bra88,2] [Fro93][LeG94][Lee96] überein und sind für zwei der drei vorwärtigen Kinematiken durchgängig mit den theoretischen PWIA-Erwartungen [Sch86] kompatibel. In der dritten Kinematik treten Abweichungen von der PWIA-Erwartung auf, die aber mit Ergebnissen anderer Messungen verträglich und vermutlich - wie dort - im Rahmen eines DWIA-Ansatzes erklärbar sind. Die Konsistenz der hier gewonnenen ρ_{pt} -Verteilungen mit denen anderer Messungen und den theoretischen Erwartungen ist vornehmlich dazu geeignet, das Vertrauen in die Auswertung und insbesondere in die Normierung der Daten zu bestärken.
- Die $\rho_{p\text{kont}}^{exp}(P_m)$ -Verteilungen überdecken einen P_m -Bereich von etwa $150 \text{ MeV}/c$ bis $400 \text{ MeV}/c$ in den vorwärtigen und von etwa $550 \text{ MeV}/c$ bis $900 \text{ MeV}/c$ in den rückwärtigen Kinematiken. In jeder der vorwärtigen Kinematiken stimmen die $\rho_{p\text{kont}}^{exp}(P_m)$ -Verteilungen in einem Teil des jeweils betrachteten P_m -Bereichs recht gut mit den theoretischen Erwartungen, $\rho_{p\text{kont}}(P_m)$, überein. In einer der vorwärtigen Kinematiken fällt $\rho_{p\text{kont}}^{exp}(P_m)$ für $P_m < 220 \text{ MeV}/c$ stark ab und unterschreitet $\rho_{p\text{kont}}(P_m)$ dabei erheblich; dieses unerwartete Abfallen, scheint hauptsächlich auf Probleme in der Strahlungskorrektur eines sehr begrenzten Akzeptanzausschnitts zurückzugehen. In zwei der vorwärtigen

Kinematiken, beginnt bei $P_m \sim 250 \text{ MeV}/c$ bzw. $\sim 280 \text{ MeV}/c$, d.h. nur wenig oberhalb des Fermi-Impulses eines Protons in ${}^4\text{He}$, $Q_F \simeq 230 \text{ MeV}$, ein leichter Exzeß der experimentellen Verteilungen über die theoretischen Erwartungen sichtbar zu werden, der mit ansteigendem P_m größer wird. In den rückwärtigen Kinematiken setzt diese Entwicklung sich kontinuierlich fort. Der experimentelle Überschuß scheint als Auswirkung des graduell mit P_m zunehmenden Zusammenbruchs der PWIA-Annahme interpretierbar. Qualitativ jedenfalls widerspiegelt die beschriebene Entwicklung diejenige des Stärkeverhältnisses, die zwischen dem experimentellen, sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem PWIA-Anteil des theoretischen Kontinuum-Wirkungsquerschnitts [Lag95] gefunden wurde; quantitativ sind die experimentellen Überschüsse in den Impulsdichten jedoch etwa 3–4-mal größer als in den Wirkungsquerschnitten. Es ist bemerkenswert, daß diese zusätzliche Vergrößerung durch Aufgabe der kinematischen PWIA-Basierung der experimentellen Impulsdichten, d.h. der Identifizierung von P_m mit dem primären Relativimpulsbetrag des detektierten Protons, aufgehoben werden kann: Im besonderen zeigt sich, daß durch eine Verschiebung der rückwärtigen $\rho_{p\text{kont}}^{\text{exp}}(P_m)$ -Verteilungen um $-\langle q \rangle/3 \simeq -110 \text{ MeV}/c$, relativ zu den theoretischen Impulsdichten und hin zu niedrigeren Impulsen (was der Hypothese einer durchschnittlichen Aufteilung des eingetragenen Photonimpulses, q ($\langle q \rangle \simeq 330 \text{ MeV}/c$), im Verhältnis von $\sim 2/3$ zu $\sim 1/3$ zwischen dem detektierten Proton und einem zweiten Nukleon entspricht, wie sie bereits aus dem Vergleich der FWHM-Breiten der Kontinuum-Peaks, $\Gamma_{E_m}(P_m)$, des experimentellen Wirkungsquerschnitts einerseits und der Moritaschen ${}^4\text{He}$ -Spektralfunktion andererseits nahegelegt wurde), der multiplikative Überschuß der $\rho_{p\text{kont}}^{\text{exp}}$ -Verteilungen gerade um einen Faktor 3–4 untersetzt wird. Dieses Resultat, scheint der „2/3 zu 1/3“-Hypothese zur Aufteilung des Photonimpulses zusätzlich Gewicht zu verleihen.

Der Verlauf der neunfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte wurde in verschiedenen Projektionen über den gesamten experimentellen Akzeptanzbereich und in denselben Projektionen zu eingeschränkter Double-Missing-Mass, $M_{2m} < 1.92 \text{ GeV}/c^2$, untersucht. Angesichts der erheblichen statistischen Unsicherheit der Daten kann der Wirkungsquerschnitt nur bezüglich genereller Entwicklungen beurteilt werden. In diesem Rahmen sind keine entscheidenden Unterschiede zwischen den drei apparativ eingestellten kinematischen Situationen erkennbar. Die Beschränkung der Double-Missing-Mass hat auf den Verlauf der projizierten Wirkungsquerschnitte - mit einer Ausnahme, der Projektion auf den primären Relativimpuls der Protonen, - einen nur geringen Einfluß. Den einzelnen Projektionen kann im wesentlichen folgendes entnommen werden:

- Der Absolutwert des neunfach-differentiellen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts liegt - über alle drei Kinematiken und den ganzen jeweiligen experimentellen Meßbereich gemittelt - bei $6 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$; mit der Einschränkung auf $M_{2m} < 1.92 \text{ GeV}/c^2$ erhält man für alle Kinematiken einen Mittelwert von $9 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$; die statistische Unsicherheit der Größe dieser beiden Werte beträgt $\pm 15\%$; die absolute, den systematischen Fehler mit einschließende Unsicherheit liegt bei $\pm 20\%$.
- Abhängig von der jeweiligen Projektion erreicht der ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt im Akzeptanzbereich Maximalwerte von etwa 10 bis $25 \text{ fb MeV}^{-3} \text{ sr}^{-3}$.

- Mit ansteigendem Energietransfer, ω , verliert der ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt über den betrachteten Akzeptanzbereich, $180 \text{ MeV} < \omega < 400 \text{ MeV}$, etwa 80 % seiner Stärke und erreicht an der oberen ω -Grenze Werte, die nahe bei Null liegen. Der Verlauf scheint dafür zu sprechen, daß Reaktionen, die über eine Anregung der Δ -Resonanz oder die Reabsorption eines Pions verlaufen, keine große Bedeutung zukommt.
- Der ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt besitzt erwartungsgemäß nahe der Double-Missing-Mass-Schwelle der Reaktion ($M_{2m} = 2 \cdot M_{Neutron} \simeq 1.879 \text{ GeV}/c^2$) ein Maximum und fällt bis zur Schwelle für die Erzeugung eines freien Pions ($M_{2m} \simeq 2.019 \text{ GeV}/c^2$) auf Werte, die mit Null verträglich sind, ab. Letzteres scheint wiederum darauf zu deuten, daß Δ -Resonanz-Anregung oder Pion-Reabsorption hier nicht von großer Bedeutung sind.
- Die Projektion des ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts auf das Double-Missing-Momentum, P_{2m} , das in PWIA den Relativimpuls zwischen dem Protonen- und dem Neutronen-Paar bemißt, folgt in der Form recht gut einer von Schiavilla et al. [Sch86] theoretisch bestimmten Deuteron-Deuteron Impulsdichteverteilung in 4He und weist dementsprechend einen steilen Anstieg für $P_{2m} \leq 150 \text{ MeV}/c$ auf. Dieser Verlauf deutet darauf hin, daß zumindest für geringes P_{2m} hauptsächlich pp -Paare beobachtet wurden, die sich in einem relativen S-Zustand mit dem nn -Paar befinden.
- Die Stärke der ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Winkel $\Omega_{P_v P_r}$ zwischen PWIA-konform rekonstruierten, hypothetischen Primärimpulsen der Protonen nimmt mit Annäherung dieses Winkels an 180° - d.h. bei Annäherung an eine kollinear-gegenläufige Bewegung der beiden primären Protonen - zu; darin zeigt sich direkt und deutlich die Korrelation der beiden Protonen; bemerkenswerterweise ist dieses Verhalten für beide der extremalen PWIA-Hypothesen zur Kopplung des virtuellen Photons feststellbar (wenn auch etwas ausgeprägter für die Unterstellung einer Kopplung des Photons an das mehr in dessen Impulsrichtung ejizierte Proton). Auf der anderen Seite der Winkelverteilungen fällt der Wirkungsquerschnitt innerhalb des Akzeptanzbereichs auf Werte ab, die mit Null verträglich sind; bei Unterstellung der Kopplung des Photons an das mehr in dessen Impulsrichtung ejizierte Proton liegt die Breite der $\Omega_{P_v P_r}$ -Verteilung bei $\sim (22 \pm 4)^\circ \text{ FWHM}$.
- Die Projektion des ${}^4He(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitts auf den rekonstruierten, geringstmöglichen primären Relativimpuls der beiden Protonen, P_{rel}^{min} (Unterstellung der Kopplung des Photons an das vorwärtig detektierte Proton), zeigt ohne Beschränkung in M_{2m} einen indifferenten, am ehesten peakförmigen Verlauf; für $M_{2m} < 1.92 \text{ GeV}/c^2$ dagegen nimmt der Wirkungsquerschnitt - mit unterschiedlicher Deutlichkeit in den drei Kinematiken - mit ansteigendem Relativimpuls ($200 \text{ MeV}/c < P_{rel}^{min} < 420 \text{ MeV}/c$) durchweg ab und legt damit die Vermutung nahe, daß bei geringem M_{2m} Protonenpaare aus einem relativen S-Zustand beobachtet wurden.

Die neunfach-differentiellen ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitte (d.h. die ${}^4He(e, e'd_{vorw. p_{rückw.}})$ -Wirkungsquerschnitte; die ${}^4He(e, e'p_{vorw. d_{rückw.}})$ -Ereignisse entziehen sich wegen eines zu hohen Anteils zufälligen Untergrunds einer weiteren Analyse) wurden in Projektionen auf M_{2m} ,

ω , P_{2m} und $\Omega_{d_v p_r}$ untersucht. Den Projektionen wurde jeweils der ganze experimentelle Akzeptanzbereich zugrundegelegt. Bei der äußerst geringen Statistik der Daten sind mehr oder weniger nur Tendenzen in der Entwicklung der Wirkungsquerschnitte beurteilbar; signifikante Differenzen zwischen den drei apparativ unterschiedenen Kinematiken sind dabei nicht auszumachen. Die Projektionen lassen im wesentlichen folgendes erkennen:

- Die Projektion des ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitts auf die Double-Missing-Mass, M_{2m} , zeigt - der Erwartung bei dieser exklusiven, kinematisch vollständig bestimmten Reaktion gemäß - einen bei der Ruhemasse des Neutrons, $M_{2m} = M_N \simeq 0.940 GeV/c^2$, konzentrierten Peak, dessen Breite von $\sim 30 MeV FWHM$ die Energieauflösung der Messung wiedergibt.
- Mit ansteigendem Energietransfer, ω , fällt der ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitt über den Akzeptanzbereich, $200 MeV < \omega < 400 MeV$, durchaus ab und erreicht bei hohem ω Werte, die nahe Null liegen.
- Die Projektion des ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitts auf das Double-Missing-Momentum, P_{2m} , das den Impuls des residuellen Neutrons bemißt, steigt für gegen Null gehendes P_{2m} an. Die Form der experimentellen Verteilung kommt dabei der von Schiavilla et al. [Sch86] theoretisch ermittelten (tp)-Impulsdichteverteilung des 4He -Grundzustandes nahe, was als Hinweis auf den Zuschauercharakter des residuellen Neutrons, bzw. darauf, daß die Reaktion in der Hauptsache ein Quasi- (3He)-Subsystem betrifft, gedeutet werden kann. Ähnliche Beobachtungen, die auf quasifreie Reaktionen an Drei-Nukleonen-Subsystemen des 4He -Kerns hinweisen, wurden in Experimenten zur Absorption negativer und positiver kinetischer Pionen in 4He gemacht [Bac87][Bac88][Mat98][Pla00].
- In Projektion auf den Winkel $\Omega_{d_v p_r}$ zwischen den PWIA-konform rekonstruierten, hypothetischen Primärimpulsen des Deuterons und des Protons (wobei hier unterstellt wird, daß der Photonimpuls ganz dem Deuteron oder einem Nukleon, das in der Folge über den pick-up eines Zuschauer-Nukleons zu einem Deuteron kombiniert, zugekommen ist), nimmt der ${}^4He(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitt mit Annäherung dieses Winkels an 180° - d.h. an eine kollinear-gegenläufige Bewegung des primären Deuterons und Protons - zu; auf der anderen Seite der Winkelverteilungen fällt der Wirkungsquerschnitt innerhalb des Akzeptanzbereichs auf Werte, die mit Null verträglich sind, ab. Dieser Verlauf ist ebenfalls indikativ für den Zuschauercharakter des residuellen Neutrons.
- Der Absolutwert des neunfach-differentiellen ${}^4He(e, e'd_{vorw. prückw.})$ -Wirkungsquerschnitts fällt für alle drei Kinematiken - bei Mittelung über die ganze jeweilige Akzeptanz - in den Bereich $(2.5 \pm 1) fb MeV^{-3} sr^{-3}$ und erweist sich damit als ungefähr einen Faktor 2–3 kleiner als der mittlere, neunfach-differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^4He(e, e'pp)$. Es ist besonders bemerkenswert, daß in einem Experiment zur Absorption kinetischer Pionen in 4He [Bac87] ein Faktor (1.6 ± 0.3) zwischen den Wirkungsquerschnitten der π^- -Absorption an einem dN -System und der π^- -Absorption an einem pp -Paar gemessen und damit ein dem hier gefundenen gegenüber umgekehrtes Verhältnis der Häufigkeit dieser beiden Desintegrationen beobachtet wurde; ob das nur auf Unterschiede in den kinematischen Bedingungen der Messungen zurückgeht oder auf verschiedene Reaktionsmechanismen deutet, kann ohne weiteres nicht beurteilt werden.

Festgehalten sei insgesamt, daß in den hier untersuchten Koinzidenz-Reaktionen, ${}^4\text{He}(e, e'p)$ und ${}^4\text{He}(e, e'pp)$, Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, die mit Annäherung an die energetischen und geometrischen Bedingungen idealer Zwei-Nukleonen-Kinematik ein klares Maximum annehmen und damit für die Beobachtung der Elektrodesintegration korrelierter Nukleonenpaare zeugen. Die gemessenen ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitte zeigen entsprechende Entwicklungen, die eine Korreliertheit des Deuterons und des Protons erkennen lassen; letzteres könnte, wenn das Deuteron erst im Endzustand, durch den Aufgriff eines Zuschauer-Nukleons sich bildete, ebenfalls Ausdruck des primären Aufbruchs korrelierter Nukleonenpaare sein. In den ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitten sind noch weitere Phänomene beobachtbar, deren Untersuchung hier mitverfolgt wurde - unter anderem der Zwei-Körper-Aufbruch, ${}^4\text{He}(e, e'p)t$, und die quasifreie Δ -Resonanz-Anregung bzw. Pion-Erzeugung am Proton wie auch an Nukleonen-Gruppen.

Im Fall der ${}^4\text{He}(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte läßt der Vergleich mit theoretischen Wirkungsquerschnitten darauf schließen, daß die dort beobachteten pN -Korrelationen ganz überwiegend durch Meson-Austauschströme (MEC) vermittelt sind. Der Vergleich mit einer theoretisch erwarteten PWIA-Spektralfunktion bzw. Impulsdichteverteilung des Protons im Kontinuum von ${}^4\text{He}$ legt darüberhinaus die bemerkenswerte Hypothese nahe, daß der eingebrachte Photonimpuls eine Aufteilung zwischen dem detektierten Proton und dessen korreliertem Nukleon erfährt, die im Mittel das Verhältnis von $\sim 2/3$ zu $\sim 1/3$ annimmt.

Für ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ existieren bislang keine theoretischen Wirkungsquerschnitte, die es erlauben, die Natur der beobachteten pp -Korrelationen zu erhellen. Zwar lassen qualitative Argumente hier eine große Bedeutung kurzreichweitiger Korrelationen erhoffen; eine quantitative theoretische Erklärung der gemessenen ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitte, die sowohl Grundzustandskorrelationen als auch MEC und FSI-Effekte berücksichtigt, bleibt jedoch abzuwarten. Ohne eine solche Theorie ist die Absicht, aus der Projektion des experimentellen Wirkungsquerschnitts auf den primären Relativimpulsbetrag der beiden Protonen, die den Grundzustand betreffende Korrelationsfunktion zu extrahieren, jedenfalls nicht durchführbar.

Ebenso ist auch ein näheres Verständnis der gemessenen ${}^4\text{He}(e, e'dp)$ -Wirkungsquerschnitte an die künftige Berechnung entsprechender theoretischer Wirkungsquerschnitte gebunden.

In experimenteller Hinsicht ist vor allem die statistische Genauigkeit der hier vorgelegten Daten, aber auch deren Energieauflösung verbesserungswürdig. Die hier gewonnenen Ergebnisse scheinen geeignet, die Durchführung weiterer, die „dip“-Region ins Auge fassender ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Messungen zur Untersuchung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen zu ermutigen.

Schließlich sei erwähnt, daß andernorts, an der TJNAF (JLAB) in Newport News, Virginia, USA, inzwischen ein zweites ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ -Experiment durchgeführt wurde, das einen sehr großen kinematischen Bereich abdeckt (der allerdings, mit $Q^2 > 0.4 \text{ GeV}^2$, erst bei einem erheblich höheren Viererimpuls des virtuellen Photons als dem des hier besprochenen Experiments, $Q^2 = 0.05 \text{ GeV}^2$, einsetzt und damit nicht der „dip“-Region, sondern dem Bereich des quasielastischen Peaks korrespondiert). Es ist besonders interessant, daß dabei gleichzeitig auch die erstmalige Messung der Reaktion ${}^4\text{He}(e, e'pn)$ angegangen wurde. Dieses Experiment wird - im besonderen Dank des innovativen Detektor-Konzepts CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometre) - deutlich höhere statistische Genauigkeiten und auch bessere Energieauflösungen erreichen als das gegenwärtige. Erste Ergebnisse dieses Experiments sind in Kürze zu erwarten [Zha03].

Literaturverzeichnis

- [Aka 75] Y. Akaishi et al., The ATMS Method and the Three-Nucleon System with Realistic Potentials; Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 56 (1975) 6-31
- [Alt 68] K.-H. Althoff et al., The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University; Nucl. Instr. and Meth. 61 (1968) 1-30
- [Ant 87] G. Anton et al., ELSA - Ein neuer Beschleuniger in der Mittelenergiephysik; Universität Bonn; Bonn-IR-87-30 (1987)
- [Are 80] J. Arends et al., Experimental Study of Photoemission of Protons off ^{12}C Using Tagged Photons in the Energy Range 200-385 MeV; Z. Phys. A 298 (1980) 103-111
- [Aud 97] G. Audit et al., Study of three-nucleon mechanisms in the photodisintegration of ^3He ; Nucl. Phys. A 614 (1997) 461-467
- [Bac 87] G. Backenstoss et al., Observation of a Quasifree Three-Nucleon-Absorption Mode of Pions in ^4He ; Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 767-770
- [Bac 88] G. Backenstoss et al., New Pion-Absorption Modes Observed from Triple Coincidences in ^4He ; Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 923-926
- [Bau 92] Th. S. Bauer, Multi-Nucleon Emission after Absorption of Pions and Photons; Nucl. Phys. A546 (1992) 181c-198c
- [BeH 34] H. A. Bethe, W. Heitler, On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons; Proc. Roy. Soc. A146, London (1934) 83-112
- [Ben 90] O. Benhar et al., Occupation Probabilities and hole-state strengths in nuclear matter; Phys. Rev. C 41 (1990) 24-27
- [Ben 93] O. Benhar et al., Electron-scattering studies of correlations in nuclei; Rev. Mod. Phys. 65,3 (1993) 817-828
- [Blo 98] K.I. Blomqvist et al., Investigation of short-range nucleon-nucleon correlations using the reaction $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in close to 4π geometry; Phys. Lett. B 421 (1998) 71-78
- [Blo 98,2] K.I. Blomqvist, Suche nach kurzreichweitigen Korrelationen in der Reaktion $^3\text{He}(e,e'pp)n$; Jahresbericht 1996/97, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg - Universität Mainz, Mainz (1998), Seite 35-37
- [Bof 82] S. Boffi et al., Structure Functions in Quasi-Free $(e,e'p)$ Reactions; Nucl. Phys. A386 (1982) 599-616
- [Bra 88] J. F. J. van den Brand et al., Electrodisintegration of ^4He studied with the Reaction $^4\text{He}(e,e'p)^3\text{H}$; Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2006-2009
- [Bra 88,2] J. F. J. van den Brand, The Two-Body Electrodisintegration of ^4He studied through the $(e,e'X)$ Reaction; Ph.D. thesis, University of Amsterdam (1988)

- [BrS 72] H. Brechtel, H. J. Stuckenberg; Interner Bericht DESY, F 56-72/1 (1972)
- [Car 91] J. Carlson, Monte-Carlo Methods and Applications in Nuclear Physics; Proceedings of the international summer school on "Structure of Hadrons and Hadronic Matter", Dronten, The Netherlands, August 5-18 (1990), Herausgeber: O. Scholten, J. H. Koch, World Scientific, Singapore (1991), p.43-83
- [Car 91,2] J. Carlson et al., Many-Body Theory of Electron-Nucleus Scattering: Light Nuclei; Modern Topics in Electron Scattering, Herausgeber: B. Frois, I. Sick, World Scientific, Singapore (1991), p.177-218
- [CaS 98] J. Carlson, R. Schiavilla, Structure and dynamics of few-nucleon systems; Rev. Mod. Phys. 70,3 (1998) 743-841
- [CER 94] GEANT Version 3.21, CERN (1994)
- [CER 95] PAW Version 2.07, CERN (1995)
- [Cio 91] C. Ciofi degli Atti et al., Two-nucleon correlations and the structure of the nucleon spectral function at high values of momentum and removal energy; Phys. Rev. C 44,1 (1991) R7-R11
- [Cio 94] C. Ciofi degli Atti, S. Simula, Nucleon-Nucleon Correlations and Six-Quark Cluster Effects in Semi-Inclusive Deep Inelastic Lepton Scattering off Few-Nucleon Systems; preprint: nucl-th/9409017 21 sep 1994, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy
- [Cio 96] C. Ciofi degli Atti, S. Simula, Realistic model of the nucleon Spectral-Function in few- and many-nucleon systems; Phys. Rev. C 53,4 (1996) 1689-1710
- [deF 67] T. deForest, Nucleon Emission in Electron Scattering; Ann. of Phys. 45 (1967) 365-403
- [deF 83] T. deForest, Off-shell electron-nucleon cross-sections, The impulse approximation; Nucl. Phys. A392 (1983) 232-248
- [DES 66] DESY; Handbuch, Blatt M1 (1966)
- [deV 95] R. de Vries, Investigation of nucleon-nucleon correlations in ^4He with the reactions $(e,e'p)$ and $(e,e'pp)$; Ph.D. thesis, University of Utrecht (1995)
- [Dor 93] S. M. Doran et al., The $^4\text{He}(\gamma,2N)$ reaction measured with tagged photons; Nucl. Phys. A559 (1993) 347-367
- [Ede 00] R. Edelhoff, Nukleon-Nukleon Korrelationen in ^{12}C ; Dissertation, Universität Mainz, Mainz (2000)
- [Emu 91] T. Emura et al., Measurement of the $^4\text{He}(\gamma,npp)n$ reaction in the Δ -resonance region; Phys. Lett. B 267 (1991) 460-464
- [Emu 92] T. Emura et al., The total cross section for the $^4\text{He}(\gamma,npp)n$ reaction in the Δ -resonance region; Phys. Lett. B 286 (1992) 229-233

- [Emu 94] T. Emura et al., Total cross-section for photon absorption by two protons in ^3He ; Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 404-407
- [Emu 94,2] T. Emura et al., Three-body ^3He photodisintegration in the Delta region; Phys. Rev. C 49 (1994) R597-R600
- [Emu 97] T. Emura et al., A step-like rise in the $^4\text{He}(\gamma, pn)^2\text{H}$ cross-section near the pion production threshold; Phys. Lett. B 393 (1997) 295-300
- [ErW 88] T. Ericson, W. Weise, Pions and Nuclei; The International Series Of Monographs On Physics, Clarendon Press, Oxford (1988)
- [För 91] W. Förster, Umrüstung der ELAN-Datenerfassung auf ein integriertes System mit VME-Frontend-Erfassung und VAX-Workstation-Analyse; Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-91-37 (1991)
- [Fro 93] F. Frommberger, Messung der links-rechts Asymmetrie in der Elektrosplattung des Deuterons; Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-93-63 (1993)
- [Fro 93,2] F. Frommberger, OASE - Offline Analyse System ELAN, Interner Bericht, Physikalisches Institut, Universität Bonn (1993)
- [FrP 87] B. Frois, C. N. Papanicolas, Electron Scattering and Nuclear Structure; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 133-176
- [FrS 88] L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, Hard nuclear processes and microscopic nuclear structure; Phys. Rep. 160 (1988) 235-427
- [Gil 97] A. Gil et al., Inclusive $(e, e'N)$, $(e, e'NN)$, $(e, e'\pi)$, ... reactions in nuclei; Nucl. Phys. A627 (1997) 599-619
- [Gil 97,2] A. Gil et al., Many Body approach to the inclusive (e, e') reaction from the quasielastic to the Δ excitation region; Nucl. Phys. A627 (1997) 543-598
- [GiP 91] C. Giusti, F. D. Pacati, Two-Proton Emission induced by Electron Scattering; Nucl. Phys. A535 (1991) 573-591
- [GiP 95] C. Giusti, F. D. Pacati, Charge exchange in final-state interactions of $(e, e'pp)$ reactions; Nucl. Phys. A585 (1995) 618-626
- [GiP 98] C. Giusti, F. D. Pacati, Photon-induced two-nucleon knockout reactions to discrete final states; Nucl. Phys. A641 (1998) 297-320
- [Giu 98] C. Giusti et al., Selectivity of the $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ reaction to discrete final states; Phys. Rev. C 57 (1998) 1691-1702
- [GoP 60] T. J. Gooding, H. G. Pugh, The response of plastic scintillators to high-energy particles; Nucl. Instr. and Meth. 7 (1960) 189-192 und Erratum dazu in: Nucl. Instr. and Meth. 11 (1961) 365
- [GoS 62] R. Goloskie, K. Strauch, Measurement Of Proton Inelastic Cross Sections Between 77 MeV and 133 MeV; Nucl. Phys. 29 (1962) 474-485

- [Got 58] K. Gottfried, On The Determination Of The Nuclear Pair Correlation Function From The High Energy Photo-Effect; Nucl. Phys. 5 (1958) 557-587
- [Got 63] K. Gottfried, The Determination of the Nuclear Pair Correlation Function and Momentum Distribution; Ann. of Phys. 21 (1963) 29-46
- [Gra 96] P. Grabmayer et al., Excitation functions for the two-nucleon photoabsorption in ${}^6\text{Li}$; Phys. Lett. 370B (1996) 17-21
- [Gro 99] D.L. Groep et al., Electron-induced two-proton knockout from ${}^3\text{He}$; Few-Body Systems Suppl. 10, Proceedings of the 16th European Conference on Few-Body Problems in Physics, Autrans, June 1-6, 1998, Editors: B. Desplanques et al., (1999) 351-354
- [Hap 92] G. Happe, Optimierung eines Helium-Kryostaten für Elektronenstreuexperimente; Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-92- (1992)
- [Har 50] N. Hartmann, Philosophie der Natur, Abriß der speziellen Kategorienlehre; Walter de Gruyter & Co, Berlin (1950)
- [Har 96] P.D. Harty et al., The contribution of 2N photon absorption in ${}^{12}\text{C}(\gamma, 2\text{N})$ reactions for $E_\gamma = 150 - 400 \text{ MeV}$; Phys. Lett. 380B (1996) 247-252
- [Hax 49] O. Haxel et al., On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure; Phys. Rev. 75 (1949) 1766
- [Hei 31] W. Heisenberg, Über die inkohärente Streuung von Röntgenstrahlen; Physik. Zeitschr. XXXII (1931) 737-740
- [Jan 95] E. Jans, The (e,e'pp) reaction: a way to study short-range nucleon-nucleon correlations; Proceedings of the "Second Workshop on Electromagnetically Induced Two-nucleon Emission", University of Gent, May 17-20 (1995), Herausgeber: J. Ryckebusch, M. Waroquier, Gent (1995)
- [Jas 55] R. Jastrow, Many-Body Problems with Strong Forces; Phys. Rev. 98,5 (1955) 1479-1484
- [Kan 87] M. Kanazawa et al., (γ, p) , (γ, pn) , and (γ, pp) reactions on light nuclei in the $\Delta(1232)$ resonance region; Phys. Rev. C 35,5 (1987) 1828-1843
- [Kes 93] L. Kester, Investigation of short range correlations in ${}^{12}\text{C}$ with the (e,e'p) and (e,e'pp) reactions; Ph.D. thesis, University of Amsterdam (1993)
- [Kle 95] R. van der Kleij, Proton detection efficiencies of the scintillation telescopes of the ${}^4\text{He}(e, e'pp)$ experiment; Master's thesis, University of Amsterdam (1995)
- [Lag 81] J. M. Laget, Pion Photoproduction on Few Body Systems; Phys. Rep. 69,1 (1981) 1-84
- [Lag 85] J. M. Laget, Δ -Nucleus Physics; Nucl. Phys. A446 (1985) 489c-498c

- [Lag 85,2] J.M.Laget, Many-Body Effects in Deep Inelastic Electron Scattering on ^3He ; Phys. Lett. 151B (1985) 325-329
- [Lag 86] J.M.Laget, Meson (Photo- and) Electro-Production and the structure of Nuclei at short Distances; "New Vistas in Electronuclear Physics", Herausgeber E.Tomusiak et al., Plenum, New York (1986) 361-429
- [Lag 87] J.M.Laget, Role of correlations in the $^3\text{He}(e,e'2p)n$ reaction; Phys. Rev. C 35,2 (1987) 832-835
- [Lag 88] J.M.Laget, Three-body exchange mechanisms in the $^3\text{He}(\gamma,2p)n$ reaction; J. Phys. G 14 (1988) 1445-1451
- [Lag 91] J.M.Laget, Electrodisintegration of Few-Nucleon Systems; Modern Topics in Electron Scattering, Herausgeber: B.Frois, I.Sick, World Scientific, Singapore (1991) 290-319
- [Lag 94] J.M.Laget, Reaction mechanisms in two-body photodisintegration and electrodisintegration of ^4He ; Nucl. Phys. A579 (1994) 333-368
- [Lag 95] J.M.Laget, Private Mitteilung
- [Lan 44] L.Landau, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation; J. Phys. (USSR) 8 (1944) 201
- [Lap 93] L.Lapikás, Quasi-Elastic Electron Scattering off Nuclei; Nucl. Phys. A553 (1993) 297c-308c
- [LaP 81] I.E.Lagaris, V.R.Pandharipande, Phenomenological Two-Nucleon Interaction Operator; Nucl. Phys. A359 (1981) 331-348
- [LeB 50] J.S.Levinger, H.A.Bethe, Dipole-Transitions in the Nuclear Photo-Effect; Phys. Rev. 78,2 (1950) 115-128
- [Lee 96] J.J.van Leeuwe, Investigation of nucleon-nucleon correlations in ^4He ; Ph.D. thesis, University of Utrecht (1996)
- [LeG 91] J.M.LeGoff, Etude De L'Interaction A Courte Distance Entre Deux Nucleons Dans Le Noyaux D'Helium-3 Et D'Helium-4 Par La Diffusion (e,e'p); Thèse, Université de Paris-sud (1991)
- [LeG 94] J.M.LeGoff et al., Short range interaction of nucleons inside the nucleus via $^4\text{He}(e,e'p)R$ reactions; Phys. Rev. C 50 (1994) 2278-2287
- [Leo 96] W.R.Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments; Springer-Verlag, Berlin (1996)
- [LiO 88] J.W.Lightbody,Jr., J.S.O'Connell, Modeling single arm electron scattering and nucleon production from nuclei by GeV electrons; Computers in Physics, May/June (1988) 57-64

- [LiO 88,2] J. W. Lightbody, Jr., J. S. O'Connell, FORTRAN-Code QFS; beziehbar von den Autoren
- [Lyt 78] D. H. Lyth, Exclusive Electroproduction Processes; Electromagnetic Interactions of Hadrons, Volume 1, Herausgeber: A. Donnachie, G. Shaw; Plenum Press, New York (1978)
- [Mac 91] I. J. D. MacGregor et al., The $^{16}\text{O}(\gamma, 2N)$ reaction measured with tagged photons; Nucl. Phys. A553 (1991) 269-291
- [Mac 98] I. J. D. MacGregor et al., Mechanisms in the $^{12}\text{C}(\gamma, pn)$ and (γ, pp) Reactions; Phys. Rev. Lett. 80,2 (1998) 245-248
- [Mag 89] A. Magnon et al., A Study Of The Electrodissintegration Reaction $^4\text{He}(e, e'p)^3\text{H}$ With Transverse Longitudinal Separation; Phys. Lett. B 222 3,4 (1989) 352-356
- [Mar 88] C. Marchand et al., High Proton Momenta and Nucleon-Nucleon Correlations in the Reaction $^3\text{He}(e, e'p)$; Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1703-1706
- [Mat 98] A. O. Mateos et al., Total and partial pion absorption cross sections on ^4He in the Δ resonance region; Phys. Rev. C 58,2 (1998) 942-952
- [May 49] M. Goeppert Mayer, On Closed Shells in Nuclei. II; Phys. Rev. 75 (1949) 1969
- [McV 62] K. W. McVoy, L. Van Hove, Inelastic Electron-Nucleus Scattering and Nucleon-Nucleon Correlations; Phys. Rev. 125,3 (1962) 1034-1043
- [MeR 69] D. F. Measday, C. Richard-Serre, The Loss Of Protons By Nuclear Inelastic Interactions In Various Materials; Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 45-54
- [MoF 84] J. Mougey, S. Frullani, Single-Particle Properties of Nuclei through $(e, e'p)$ Reactions; Advances in Nuclear Physics, Volume 14, Herausgeber: J. W. Negele, E. Vogt; Plenum Press, New York-London (1984)
- [Mor 87] H. Morita et al., Realistic Density Function of Alpha Particle; Prog. Theor. Phys. 78,5 (1987) 1117-1131
- [Mor 88] H. Morita et al., Realistic Momentum Distribution of the α particle; Prog. Theor. Phys. 79,4 (1988) 863-875
- [Mor 91] H. Morita, T. Suzuki, A Realistic Spectral Function of ^4He ; Prog. Theor. Phys. 86,3 (1991) 671-684
- [Mor 95] H. Morita, Private Mitteilung via NIKHEF
- [MoT 69] L. W. Mo, Y. S. Tsai, Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering; Rev. Mod. Phys. 41,1 (1969) 205-235
- [Mul 90] P. J. Mulders, Modifications of Nucleons in Nuclei and other Consequences of the Quark Substructure; Phys. Rep. 185 (1990) 83-169

- [Müt 95] H. Mütter et al., Correlations and the Momentum Distribution in Nuclei; Proceedings of the “Second Workshop on Electromagnetically Induced Two-nucleon Emission”, University of Gent, May 17-20 (1995), Herausgeber: J. Ryckebusch, M. Waroquier, Gent (1995)
- [Ond 97] G. Onderwater et al., Dominance of 1S_0 Proton-Pair Emission in the $^{16}\text{O}(e,e'pp)$ Reaction; Phys. Rev. Lett. 78, 26 (1997) 4893-4897
- [Ott 85] C. R. Ottermann et al., Elastic Electron Scattering From ^3He and ^4He ; Nucl. Phys. A436 (1985) 688-698
- [Pan 97] V. R. Pandharipande et al., Independent particle motion and correlations in fermion systems; Rev. Mod. Phys. 69,3 (1997) 981-992
- [Per 82] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics; Addison-Wesley 2nd Edition (1982)
- [Pla 00] M. Planinić et al., Pion absorption on ^4He into the ppd final state; Phys. Rev. C 61, 054604 (2000) (12 pages)
- [Qui 88] E. N. M. Quint, Limitations of the Mean-Field Description for Nuclei in the Pb-Region, observed with the $(e,e'p)$ Reaction; Ph.D. thesis, University of Amsterdam (1988)
- [Rad 94] M. Radici et al., Many-body effects in $^{16}\text{O}(e,e'p)$; Phys. Rev. C 50 (1994) 3010-3017
- [Red 90] K. F. von Reden et al., Quasielastic electron scattering and Coulomb sum rule in ^4He ; Phys. Rev. C 41,3 (1990) 1084-1094
- [Rei 68] R. V. Reid, Jr., Local Phenomenological Nucleon-Nucleon Potentials; Ann. of Phys. 50 (1968) 411-448
- [Rei 93] H. Reike, Messung des magnetischen Neutronformfaktors bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0.255 (\text{GeV}/c)^2$; Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-93-72 (1993)
- [Ros 97] G. Rosner, Short Range Nucleon - Nucleon Correlations Investigated In $^{12}\text{C}(e,e'pp)^{10}\text{Be}$ And $^{16}\text{O}(e,e'pp)^{14}\text{C}$; Proceedings of the Conference on “Perspectives in Hadronic Physics”, Trieste, Italy, May 12-16 (1997), editors: S. Boffi, C. Ciofi degli Atti, and M. M. Giannini, World Scientific, Singapore (1997), p. 185
- [Ryc 96] J. Ryckebusch, Photoinduced two-proton knockout and ground-state correlations in nuclei; Phys. Lett. B 383 (1996) 1-8
- [Sch 49] J. Schwinger, Quantum Electrodynamics. III. The Electromagnetic Properties of the Electron - Radiative Corrections to Scattering; Phys. Rev. 76 (1949) 790-817
- [Sch 86] R. Schiavilla et al., Momentum Distributions in A=3 and 4 Nuclei; Nucl. Phys. A449 (1986) 219-242

- [Sch 89] R. Schiavilla et al., Coulomb sum rule of $A=2,3$ and 4 nuclei; Phys. Rev. C 40,3 (1989) 1484-1490
- [Sim00] S. Simula, Private Mitteilung
- [SiP 84] R. R. Silbar, E. Piasezky, Isospin dependence of pion absorption on nucleon pairs; Phys. Rev. C 29,3 (1984) 1116-1118
- [Sri 64] Y. N. Srivastava, Nuclear Pair-correlation Function via Electron Scattering; Phys. Rev. B 135 (1964) 612-627
- [Tsa 71] Y. S. Tsai; SLAC publication 848 (1971)
- [Weh 90] D. Wehrmeister, Bau und erste Tests eines ^3He -Kryostaten für den Einsatz an Streuexperimenten; Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-90-61 (1991)
- [Wil 93] M. Wilhelm, Private Mitteilung; Bonn (1993)
- [Wit 90] P. K. A. de Witt Huberts, Proton spectral functions and momentum distributions in nuclei from high-resolution $(e,e'p)$ experiments; J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 507-544
- [Wri 53] G. T. Wright, Scintillation Response of Organic Phosphors; Phys. Rev. 91 (1953) 1282-1283
- [Yu 66] D. U. L. Yu, Two-Nucleon Correlation Function and Final-State Interactions; Ann. of Phys. 38 (1966) 392-430
- [Zgh 94] A. Zghiche et al., Longitudinal and transverse responses in quasi-elastic electron scattering from ^{208}Pb and ^4He ; Nucl. Phys. A572 (1994) 513-559
- [Zha 03] B. Zhang, Searching for Short Range Correlations Using $(e, e'NN)$ Reactions; Ph.D. thesis in preparation, Massachusetts Institute of Technology (2003)
- [Zon 92] A. Zondervan, Two-nucleon correlation processes studied with the reactions $^{12}\text{C}(e,e'p)$ and $^{12}\text{C}(e,e'pp)$; Ph.D. thesis, University of Amsterdam (1992)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. B. H. Schoch danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit am Physikalischen Institut der Universität Bonn.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. T. Reichelt für seinen unermüdlichen Einsatz beim Experiment und die unzähligen anregenden Diskussionen zur Auswertung und Interpretation der Daten.

Besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. P. David für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Dr. Robert deVries für die außerordentlich gute und freundschaftliche Zusammenarbeit bei der gemeinsamen Durchführung und Auswertung des Experiments und ebenso bei Dr. Eddy Jans für seinen umfassenden Einsatz, die richtunggebenden Hilfen und Ratschläge bei der Auswertung der Daten und nicht zuletzt für die freundschaftliche Atmosphäre bei diversen Aufenthalten am NIKHEF in Amsterdam.

Im weiteren möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen des Experiments ihren Beitrag geleistet haben. Im einzelnen sind hier die Mitglieder der ELAN-Gruppe des Physikalischen Instituts der Universität Bonn zu nennen, insbesondere Dr. F. Frommberger, Dr. R. Gothe, Dr. W. Hillert, Dr. D. Jakob, Dr. G. Kranefeld, H. Putsch, Dr. H. Reike, Dr. D. Wehrmeister und Dr. M. Wilhelm; die am Experiment beteiligten Gruppen vom NIKHEF in Amsterdam, von der Universität Utrecht, der Freien Universität Amsterdam und der University of Maryland, darunter insbesondere Dr. T. S. Bauer, Dr. E. Bruins, Dr. J. J. Kelly, R. van der Kleij, Dr. J. J. van Leeuwe, Dr. P. Markowitz, Dr. J. A. Templon und Dr. H. Willering.

Besonderer Dank gebührt der ELSA-Gruppe, insbesondere Herrn Prof. Dr. D. Husmann und Herrn Dr. W. von Drachenfels sowie den Beschleuniger-Operateuren für ihre Bemühungen um den einwandfreien Betrieb des Elektronenbeschleunigers.

Herrn Dr. J. M. Laget gilt mein besonderer Dank für die Berechnung und Zurverfügungstellung experimentenspezifischer $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitte.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Technikern und Handwerkern des Physikalischen Instituts, des Instituts für Strahlen- und Kernphysik und der Zentralwerkstatt der Physikalischen Institute, die zum Aufbau des Experiments einen Beitrag geleistet haben.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei der „Hartmut und Lore Schuler - Stiftung“ und ganz besonders bei den beiden Stiftern, Herrn Hartmut und Frau Lore Schuler, für die Gewährung eines zweijährigen, sehr großzügigen Stipendiums während der Durchführung dieser Arbeit.

Mein herzlichster Dank aber gehört meiner Mutter, Marlis Eickhoff, ohne deren moralische und finanzielle Unterstützung mir die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Gegendarstellung :

Laß die Moleküle rasen,
was sie auch zusammenknobeln !
Laß das Tüfteln, laß das Hobeln,
heilig halte die Ekstasen !

(Christian Morgenstern, aus : „Alle Galgenlieder“)