

Die Strahlasymmetrie in der  
Deuteron-Photospaltung  
im Bereich von 160 bis 410 MeV

Dissertation  
Sebastian Wartenberg

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
Oktober 1997

Dekan:

Prof. Dr. D. Drechsel

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. H.J. Arends

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. R. Neuhausen

Tag der mündlichen Prüfung:

23.01.1998

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2. Physikalischer Hintergrund</b>	<b>5</b>
2.1 Strahlasymmetrie $\Sigma$	5
2.2 Berechnung der T-Matrix	7
2.3 Messungen der Strahlasymmetrie $\Sigma$	13
2.4 Übersicht über frühere Experimente	16
<b>3. Experimenteller Aufbau</b>	<b>18</b>
3.1 Mainzer Mikrotron MAMI	19
3.2 Tagging-Spektrometer	20
3.3 Detektorsystem DAPHNE	23
3.3.1 Kryotarget	24
3.3.2 Drahtkammern	27
3.3.3 Szintillationszähler	29
3.4 Paardetektor und Bleiglaszähler	31
<b>4. Linear polarisierte Photonen</b>	<b>34</b>
4.1 Kinematik des Bremsstrahlungsprozesses	34
4.2 Einfluß der Kristallstruktur	36
4.3 Debye-Waller-Faktor	38
4.4 Polarisationsgrad des Photonenstrahles	39
4.5 Polarisationsgrad im Experiment	43
4.5.1 Fehlerbehandlung für $P_\gamma$	46
<b>5. Analyse der Meßdaten</b>	<b>48</b>
5.1 Vorarbeiten	48
5.2 Photospaltung und Strahlasymmetrie	52
5.2.1 Ereignisstruktur und globale Schnitte	54
5.2.2 Identifizierung der Protonen	56
5.2.3 Prozeßidentifizierung	61
5.2.4 Bestimmung der Strahlasymmetrie	68
5.2.5 Drehung der Polarisations Ebene und Stabilität der Kantenposition	72
5.2.6 Systematische Fehler bei der Bestimmung der experimentellen Asymmetrie $\Sigma_{exp}$	74
<b>6. Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>77</b>
6.1 Diskussion der Ergebnisse	79
6.2 Vergleich mit anderen experimentellen Daten	80
6.3 Vergleich mit theoretischen Rechnungen	82
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>99</b>

<b>A. Zusammenstellung der Ergebnisse</b> . . . . .	<b>101</b>
A.1 Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie . . . . .	101
A.2 Anregungsfunktionen . . . . .	106
A.3 Zerlegungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes . . . . .	108
A.4 Ergebnisse der Vorarbeiten . . . . .	113
<b>B. Begriffe aus der Festkörperphysik</b> . . . . .	<b>114</b>
B.1 Kristallstruktur . . . . .	114
B.2 Reziprokes Gitter . . . . .	116
<b>C. Mathematische Hilfen</b> . . . . .	<b>117</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Deuteron-Photospaltung ist schon seit mehr als 60 Jahren die am meisten und intensivsten untersuchte Kernphotoreaktion überhaupt. Die Gründe dafür sind relativ schnell benannt. Eines der zentralen Themen in der Kernphysik ist die Erforschung der Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen oder zwischen Nukleon und  $\Delta$ . Dazu werden unter anderem N-N-Streuexperimente durchgeführt. Diese liefern allerdings nur Informationen über den langreichweitigen Teil der N-N-Wechselwirkung, da die experimentellen Observablen in diesem Fall über die Streuphasen vom asymptotischen Teil der Wellenfunktion bestimmt werden. Die Eigenschaften des Zwei-Körper-Systems bei kleinen und mittleren Abständen lassen sich mit Sonden erforschen, die mit diesem rein elektromagnetisch wechselwirken: durch Elektronenstreuung oder auch Absorption von reellen Photonen. Als Untersuchungsobjekt bietet sich das Deuteron dazu in idealer Weise an. Es ist das einfachste gebundene Mehrkörpersystem in der Kernphysik und besitzt daher eine fundamentale Bedeutung sowohl im Experiment als auch in der Theorie, vergleichbar dem Wasserstoff in der Atomphysik. Die oben genannten Wechselwirkungen lassen sich am Deuteron in besonders einfacher Form studieren. Einerseits ist die Wellenfunktion des Zwei-Körper-Systems exakt berechenbar, wenn die wirkenden Kräfte bekannt sind. Andererseits, da die elektromagnetische Wechselwirkung sehr gut bekannt und berechenbar ist, liefert ein Vergleich zwischen Experiment und Theorie einen empfindlichen Test für die Modellannahmen, welche über die Wechselwirkung zwischen den Bestandteilen des Zwei-Körper-Systems gemacht werden. Weiterhin ist die elektromagnetische Wechselwirkung der Sonde mit dem betrachteten System schwach genug, daß sie in niedrigster Ordnung Störungstheorie behandelt werden kann. Bei der Deuteron-Photospaltung liegt zudem der besonders einfache Fall einer reinen Zwei-Körper-Kinematik vor. Außerdem kann sie, wegen der kleinen Bindungsenergie des Deuterons, mit einer Vielzahl von Photonenquellen untersucht werden, angefangen mit niederenergetischer Kernstrahlung bis hin zu hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung, wie sie an Beschleunigern erzeugt wird.

Alles dies hat bewirkt, daß schon eine große Anzahl an Experimenten zur Deuteron-Photospaltung mit den unterschiedlichsten Zielen durchgeführt wurden. Dabei haben insbesondere zwei Faktoren zu einer wesentlichen Verbesserung in der Qualität der Daten beigetragen:

- Die Verwendung von energiemarkierten Photonenstrahlen

- Der Einsatz von Detektorsystemen mit großer Raumwinkelakzeptanz in Kombination mit Dauerstrich-Elektronenbeschleunigern, die es gestatten, Photonenstrahlen mit 100 % Tastverhältnis und hoher Qualität zu erzeugen.

Neben den Messungen des differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnittes mit unpolarisierten Photonen (z.B. [Are84], [Cra96]) spielen seit langem auch Experimente zur Strahlasymmetrie  $\Sigma$  eine wichtige Rolle, für die ein linear polarisierter Photonenstrahl benötigt wird. Ganz allgemein können in einem Experiment mit polarisiertem Strahl oder Target Größen gemessen werden, die sonst nicht beobachtbar sind: die Polarisationsobservablen. In solchen Experimenten lassen sich detailliertere Informationen über das untersuchte Objekt gewinnen, als in Messungen, in denen Strahl und Target nicht polarisiert sind. Aus Messungen der Strahlasymmetrie erhofft man sich u.a. ein erweitertes Verständnis der Reaktionsmechanismen, die in der Deuteron-Photospaltung eine Rolle spielen. Verschiedene Modelle können anhand ihrer Vorhersage über die Strahlasymmetrie miteinander verglichen oder verbessert werden, wenn hinreichend genaue Messungen dieser Größe vorliegen. Aus den bisherigen Messungen zur Strahlasymmetrie sei an dieser Stelle exemplarisch auf die Experimente von Gorbenko und Mitarbeitern [Gor82] sowie die letzten Messungen von LEGS [Lgs94] hingewiesen, auf die später noch eingegangen wird. Die bisherigen Messungen unterlagen jedoch stets Einschränkungen im überdeckten Polarwinkel- oder Photonenergiebereich. Im Frühjahr 1994 haben wir am Institut für Kernphysik der Universität Mainz im Rahmen der A2-Kollaboration ein Experiment zur Deuteron-Photospaltung mit linear polarisierten Photonen durchgeführt, welches *gleichzeitig* einen großen Polarwinkelbereich für das Proton und einen großen Photonenergiebereich überdeckt hat. Dabei haben wir die  $\Delta$ -Resonanz komplett abgedeckt. Über dieses Experiment soll in der vorliegenden Arbeit berichtet werden.

# Kapitel 2

## Physikalischer Hintergrund

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, hat die Erforschung der Photospaltung des Deuterons eine lange Geschichte, sowohl im Experiment als auch in der Theorie. Ein geschichtlicher Überblick ist in [ArS91] zu finden, er soll deswegen hier nicht gegeben werden. Zum totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Deuteron-Photospaltung existiert inzwischen eine große Zahl an Messungen. Diese decken zusammengenommen einen weiten Photonenergiebereich und einen großen Polarwinkelbereich für das emittierte Proton ab. Zu den Polarisationsobservablen in dieser Reaktion sind dagegen, wegen des damit verbundenen experimentellen Aufwandes, bisher weniger Experimente durchgeführt worden. In diesem Kapitel wird vertieft, warum Messungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  von Interesse sind und auf welche Weise Modellannahmen in die theoretische Beschreibung der Deuteron-Photospaltung eingehen. Tabelle 2.1 enthält zur Erinnerung einige elementare Eigenschaften des Deuterons.

Ruhemasse	1875.6134 MeV
Bindungsenergie $E_b$	-2.2246 MeV
Magnetisches Moment <sup>1</sup>	0.8574 $\mu_K$
Quadrupolmoment	0.286 fm <sup>2</sup>
D/S-Verhältnis (asympt.)	0.0264
el. Ladung	+1
Spin	1
Isospin	0
Parität	+

Tabelle 2.1: Eigenschaften des Deuterons

### 2.1 Strahlasymmetrie $\Sigma$

Die Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten wird mit dem T-Matrix-Formalismus durchgeführt. Die Elemente  $T_{fi}$  der T-Matrix, die den Übergang vom Anfangszustand in den Endzustand beschreiben, sind in erster Ordnung Störungsrechnung (hinsichtlich der elektromagnetischen Wechselwirkung)

---

<sup>1</sup>Für Proton und Neutron ist  $\mu_p = 2.7928 \mu_K$  und  $\mu_n = -1.9130 \mu_K$

im Schwerpunktsystem der Reaktion durch

$$T_{fi} = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi^2}} \langle P_f | J_\lambda(0) | P_i \rangle \quad (2.1)$$

gegeben.  $J_\lambda(0) = \epsilon^\mu(\lambda) J_\mu(0)$  beschreibt die Wechselwirkung des Photons mit der Viererstromdichte im ‘System’ Deuteron.  $J_\mu(0)$  ist der Stromdichteoperator, der Polarisationszustand des Photons ist durch  $\epsilon^\mu(\lambda)$  definiert.  $\lambda$  kann, entsprechend den beiden Basiszuständen für die Polarisation des Photons, die Werte  $\pm 1$  annehmen. Die Wechselwirkung führt zum Aufbruch des Deuterons in Proton und Neutron. Im Anfangszustand gilt  $\vec{p}_d = -\vec{p}_\gamma$ . Im ungebundenen p-n-Endzustand haben Proton und Neutron entgegengesetzten Impuls:  $\vec{p}_p = -\vec{p}_n =: \vec{p}_f$ . Die Bewegung des Deuterons innerhalb des Schwerpunktsystems der Reaktion wird von seiner intrinsischen Wellenfunktion  $|d\rangle$  absepariert. Das Ruhesystem des Endzustandes ist mit dem Schwerpunktsystem identisch. Man erhält dann

$$T_{fi} \propto \langle p, n | J_\lambda(\omega) | d \rangle, \quad (2.2)$$

wobei  $|d\rangle$  und  $|p, n\rangle$  auch die Spinzustände des Deuterons und des Endzustandes spezifizieren. Der Anfangszustand ist demnach durch  $\vec{p}_d$ ,  $|1; m_d\rangle$  und  $\lambda$  charakterisiert, der Endzustand durch  $\vec{p}_f$  und  $|s, m_s\rangle$ , mit  $s = 0, 1$ .

Die Berechnung der T-Matrixelemente ist der zentrale Punkt bei der theoretischen Beschreibung. Physikalische Modelle und Annahmen werden an dieser Stelle eingebracht. Darauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Die übrige Rechnung besteht aus einem festen Formalismus, mit dessen Hilfe aus den Elementen der T-Matrix die experimentellen Observablen berechnet werden, siehe [ArS91]. Im Anfangszustand können sowohl der Photonenstrahl als auch das Deuteron target polarisiert sein. Art und Stärke der Polarisation werden durch die Dichtematrix  $\rho_i$  des Anfangszustandes berücksichtigt. Sie ist das direkte Produkt  $\rho^\gamma \otimes \rho^d$  der Dichtematrizen für den Photonenstrahl und das Deuteron target. Wenn die Polarisation der auslaufenden Nukleonen nicht beobachtet wird, erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (siehe Anhang C):

$$\frac{d\sigma(\rho_i)}{d\Omega} = \text{Tr}(T\rho_i T^\dagger) = \sum_{s m_s \lambda \lambda' m_d m'_d} T_{s m_s \lambda m_d} \rho_{\lambda \lambda'}^\gamma \rho_{m_d m'_d}^d T_{s m_s \lambda' m'_d}^* \quad (2.3)$$

In unserem Fall ist nur der Photonenstrahl linear polarisiert. Sein Polarisationsgrad ist  $P_\gamma$ , mit  $0 < P_\gamma \leq 1$ . Das Deuteron target ist unpolarisiert. Dann ergibt sich bei fester Photonenergie in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\Theta$  und dem Azimutwinkel  $\Phi$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \Phi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta) (1 + P_\gamma \Sigma(\Theta) \cos(2\Phi)) \quad (2.4)$$

Darin ist  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta)$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen nicht polarisierten Photonenstrahl. Die relative Amplitude der Modulation im  $\cos(2\Phi)$ -Term,

$P_\gamma \Sigma(\Theta)$ , ist die im Experiment beobachtbare Asymmetrie  $\Sigma_{exp}(\Theta)$ , wenn der Polarisationsgrad des Strahles  $P_\gamma$  beträgt.  $\Sigma(\Theta)$  ist die Strahlasymmetrie, die Größe, für die wir uns interessieren. Abb. 2.1 zeigt zur Definition der kinematischen Variablen den Aufbruch eines Deuterons durch ein Photon im Schwerpunktsystem.  $\vec{E}$  ist der elektrische Feldvektor des einlaufenden Photons und  $\Phi$  der Azimutwin-

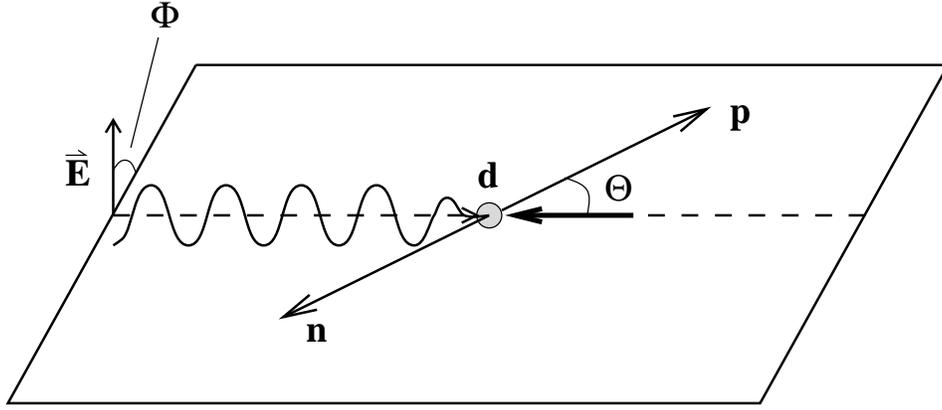


Abbildung 2.1: Kinematik

kel zwischen der Polarisationssebene des Photons und der Reaktionsebene, welche durch die Impulse der auslaufenden Teilchen definiert ist.  $\Theta$  ist der Polarwinkel zwischen den Impulsen des einlaufenden Photons und des auslaufenden Protons. Mit  $\sigma_{\parallel}$  ( $\Phi = 0^\circ$  in Gl. 2.4) und  $\sigma_{\perp}$  ( $\Phi = 90^\circ$ ), erhält man

$$\Sigma_{exp}(\Theta) := P_\gamma \Sigma(\Theta) = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}, \quad (2.5)$$

den allgemein üblichen Ausdruck für eine Asymmetrie. Ein Detektor wie DAPHNE, der die auslaufenden Protonen im kompletten Azimut nachweisen kann, ist besonders zur Messung von  $\Sigma$  geeignet. Die Messung findet für alle Azimutwinkel  $\Phi$  *gleichzeitig* statt. Eine getrennte Bestimmung von  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$  ist daher nicht nötig. Dann kann die Normierung auf den Photonenfluß entfallen und die Asymmetrie ergibt sich direkt aus der  $\Phi$ -Abhängigkeit der beobachteten Protonenzahlen. Damit entfällt eine wichtige Quelle für systematische Fehler.

## 2.2 Berechnung der T-Matrix

Die Berechnung der Matrixelemente  $T_{fi}$  gliedert sich, wie Beziehung 2.2 zeigt, im wesentlichen in drei Schritte:

- die Beschreibung des Deuterons durch die Wellenfunktion  $|d\rangle$ ,

- die Beschreibung der Wechselwirkung des Photons mit dem Deuteron über den Operator  $J_\lambda(\omega)$ .
- sowie die Behandlung der Endzustandswechselwirkung im ungebundenen p-n-Systems  $|p, n\rangle$

Neben bereits gesicherten Erkenntnissen fließen in jeden dieser Schritte in den verschiedenen Rechnungen zur Deuteron-Photospaltung eine Reihe von Modellannahmen ein, welche die Vorhersagen über die experimentellen Observablen, so auch die Strahlasymmetrie  $\Sigma$ , zum Teil empfindlich beeinflussen können.

Die Wellenfunktion  $|d\rangle$  des Deuterons erhält man im Prinzip durch Lösen der Schrödingergleichung für das gebundene System:

$$\hat{H}|d\rangle = (\hat{T} + \hat{V})|d\rangle = E_b|d\rangle . \quad (2.6)$$

$\hat{T}$  ist wie üblich der Operator der kinetischen Energie der Relativbewegung der beiden Nukleonen und  $\hat{V}$  das zugrunde gelegte N-N-Potential (z.B. Bonn-OBEP, Paris, ...). Die erhaltene Lösung muß die schon bekannten Eigenschaften des Deuterons wie z.B. das asymptotische D/S-Verhältnis  $\eta$  des Grundzustandes wiedergeben, vergl. Tab. 2.1. Aufgrund ihrer inneren Struktur werden die gebundenen Nukleonen bei der gegenseitigen Wechselwirkung deformiert. Das führt dazu, daß eines oder auch beide Nukleonen im Anfangszustand virtuell angeregt sein können. So treten z.B. die Konstellationen  $|N, P_{11}\rangle$  oder  $|\Delta, \Delta\rangle$  auf<sup>2</sup>. Der Zustand  $|N, \Delta\rangle$  hingegen ist wegen der Isospinerhaltung nicht möglich. Solche Beiträge nennt man Isobarenkonfigurationen. Sie werden bei der Konstruktion der Wellenfunktion berücksichtigt. Der Beitrag von  $|\Delta, \Delta\rangle$  im Deuteron liegt z.B. nach dem derzeitigen Wissen bei höchstens 1 %. Die Beiträge der Resonanzen  $N(1520)$  und  $N(1535)$  zur Deuteron-Photospaltung in Form von Isobarenkonfigurationen wurden von [Schw93] untersucht.

Bei der Wechselwirkung des Photons mit dem Deuteron unterscheidet man zwischen mehreren Reaktionsmechanismen, die mit wachsender Photonenergie zunehmend an Bedeutung gewinnen. Im einfachsten Fall greift das Photon nur an *einem* der beiden Nukleonen an. Dies sind die sog. Einkörperströme, schematisch dargestellt durch Diagramm i) in Abb. 2.3. Die zweite ‘Blase’ in diesem Diagramm symbolisiert die Endzustandswechselwirkung. Schon bei kleinem  $E_\gamma$  werden Prozesse wichtig, in denen das Photon mit beiden Nukleonen wechselwirkt, z.B. über Mesonaustauschprozesse. Man spricht dann von Zweikörperströmen. Für Photonenergien bis etwa 100 MeV kann der dominante Anteil der Mesonaustauschprozesse implizit mit Hilfe von Siegert-Operatoren behandelt werden. Darauf soll hier kurz eingegangen werden. Für den Operator  $J_\lambda(\omega)$  wird eine Entwicklung in elektrische und magnetische Multipoloperatoren der Ordnung L durchgeführt. Diese sind definiert durch:

$$\hat{T}_{e/m}^{[L]} = \int d^3x \vec{j}(\vec{x}) \vec{A}_{e/m}^{[L]} . \quad (2.7)$$

---

<sup>2</sup>Mit  $P_{11}$  ist hier die Resonanz  $N(1440)$  (Roperresonanz) gemeint.

Im angesprochenen Bereich bis  $E_\gamma = 100$  MeV liefern, bis auf Energien direkt über der Schwelle ( $E_\gamma < 2.5$  MeV), elektrische Übergänge den dominanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Die elektrischen Multipolfelder  $\vec{A}_e^{[L]}$  können geschrieben werden als:

$$\vec{A}_e^{[L]} = \frac{i^{L+1}}{\omega} \vec{\nabla}(\Phi_L(\omega r)Y^{[L]}) + \vec{A}_e'^{[L]}. \quad (2.8)$$

Die  $Y^{[L]}$  sind die sphärischen Kugelflächenfunktionen vom Grade L. Die skalaren Funktionen  $\Phi_L$  können im Prinzip beliebig gewählt werden, es muß nur im Grenzfall  $\omega \rightarrow 0$  gelten<sup>3</sup>:

$$\Phi_L(\omega r) \rightarrow \sqrt{\frac{L+1}{L}} \frac{(\omega r)^L}{(2L+1)!!} + \mathcal{O}((\omega r)^{L+2}). \quad (2.9)$$

Der Restterm  $\vec{A}_e'^{[L]}$  ist von der Ordnung  $\mathcal{O}((\omega r)^{L+2})$ . Man setzt Gl. 2.8 in Gl. 2.7 ein und integriert den ersten Summanden partiell. Das dabei auftretende Volumenintegral über  $\vec{\nabla}(\vec{j}(\vec{x})\Phi_L(\omega r)Y^{[L]})$  ist Null, wie man mit dem Gauß'schen Integralsatz sieht:  $\vec{j}(\vec{x})$  geht schnell gegen Null, da es nur Vorgänge im Kern beschreibt. Die Oberfläche des Integrationsvolumens kann aber in weite Ferne gelegt werden. Mit der Stromerhaltung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{x}) + i[\hat{H}, \hat{\rho}(\vec{x})] = 0 \quad (2.10)$$

erhält man für die elektrischen Multipoloperatoren:

$$\hat{T}_e^{[L]} = -\frac{i^L}{\omega} [\hat{H}, \int d^3x \hat{\rho}(\vec{x})\Phi_L(\omega x)Y^{[L]}] + \int d^3x \vec{j}(\vec{x})\vec{A}_e'^{[L]}. \quad (2.11)$$

$T_e^{[L]}$  enthält nur interne Größen des Zwei-Nukleonen-Systems:  $\hat{H}$  ist dessen Hamiltonoperator,  $\hat{\rho}(\vec{x})$  der Ladungsdichteoperator und  $\vec{j}(\vec{x})$  der Kernstromoperator. Der *erste* Summand in Gl. 2.11 ist als Siegert-Operator bekannt. Das Siegert-Theorem besagt, daß für kleine Photonenergien der zweite Summand aufgrund des asymptotischen Verhaltens gegenüber dem ersten vernachlässigt werden kann. Für das Übergangsmatrixelement ergibt sich dann:

$$\langle pn | \hat{T}_e^{[L]} | d \rangle^{Siegert} = -\frac{i^L}{\omega} (E_f + E_b) \int d^3x \langle pn | \hat{\rho}(\vec{x}) | d \rangle \Phi_L(\omega x) Y^{[L]} \quad (2.12)$$

$E_f$  ist die Energie im Endzustand, mit  $\hat{H}|p, n\rangle = E_f|p, n\rangle$ . Bei kleinen Photonenergien reicht zur Berechnung von  $T_{fi}$  also die Kenntnis der Kernladungsdichte aus. Eine explizite Kenntnis der Stromverteilung im Kern ist nicht nötig. Die

---

<sup>3</sup>Die sphärischen Besselfunktionen  $j_L(\omega r)$  zeigen das geforderte Verhalten, man kann daher die Wahl  $\Phi_L(\omega r) = \sqrt{(L+1)/L} j_L(\omega r)$  treffen.

implizite Berücksichtigung der Mesonaustauschprozesse ergibt sich aus dem Potentialanteil des Hamiltonoperators im Kommutator von Gl. 2.11.

Bei weiter steigender Photonenergie gewinnen der zweite Summand in Gl. 2.11 und die magnetischen Übergänge zunehmend an Bedeutung. Zu ihrer Berechnung ist die Kenntnis der Kernstromverteilung nötig. Formal sieht man die Notwendigkeit zur Berücksichtigung von Zwei-Körper-Austauschströmen wie folgt. Strom- und Ladungsdichteoperatoren werden in der nichtrelativistischen Theorie als Summe aus Ein- und Mehrkörperoperatoren geschrieben:

$$\hat{\rho}(\vec{x}) = \hat{\rho}_{(1)}(\vec{x}) + \hat{\rho}_{(2)}(\vec{x}) + \dots \quad (2.13)$$

$$\vec{j}(\vec{x}) = \vec{j}_{(1)}(\vec{x}) + \vec{j}_{(2)}(\vec{x}) + \dots \quad (2.14)$$

Die Kontinuitätsgleichung 2.10 separiert in Anteile mit Ein- und Mehrkörperoperatoren, bei Beschränkung auf Zweikörperoperatoren (Deuteron!) ist

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{(1)}(\vec{x}) + i[\hat{T}, \hat{\rho}_{(1)}(\vec{x})] = 0 \quad (2.15)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{(2)}(\vec{x}) + i[\hat{T}, \hat{\rho}_{(2)}(\vec{x})] + i[\hat{V}, \hat{\rho}_{(1)}(\vec{x})] = 0 \quad (2.16)$$

Die Zwei-Körper-Austauschladungsdichte  $\hat{\rho}_{(2)}(\vec{x})$  verschwindet im nichtrelativistischen Grenzfall, wie Abb. 2.2 verdeutlicht. Die durch den Austausch der Pionen verursachte, ‘zusätzliche’ Ladungsdichte ist im zeitlichen Mittel 0. Allerdings addieren sich die geladenen Ströme, da sie in unterschiedlicher Richtung laufen und entgegengesetztes Vorzeichen haben. Man muß einen Beitrag von  $\vec{j}_{(2)}$  berücksichtigen, wenn  $\hat{\rho}_{(1)}$  *nicht* mit dem Potential  $\hat{V}$  kommutiert. Das ist für *alle* realistischen N-N-Potentiale wegen ihrer Isospin- und/oder Impulsabhängigkeit der Fall<sup>4</sup>. Diejenigen Mesonaustauschprozesse, die von den Siegert-Operatoren nicht

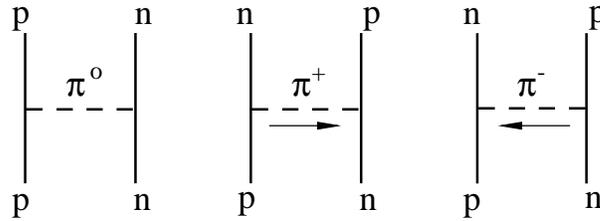


Abbildung 2.2: Die Austauschladungsdichte  $\hat{\rho}_{(2)}$

beschrieben werden, müssen nun explizit in die Rechnung mit einbezogen werden. Die Diagramme ii) in Abb. 2.3 zeigen links den Kontaktstrom und rechts den Flugstrom. Bei dem ausgetauschten Meson kann es sich z.B. um ein  $\pi$  oder ein  $\rho$  handeln.

Bei weiter steigender Photonenergie wird die Anregung des  $\Delta$  an einem der beiden Nukleonen zum beherrschenden Reaktionsprozeß. Am freien Nukleon liegt das

<sup>4</sup> $[\hat{V}, \hat{\rho}_{(1)}(\vec{x})] = 0$  gilt nur für rein ortsabhängige Potentiale

entsprechende Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts ungefähr bei  $E_\gamma = 340$  MeV, mit einer Breite  $\Gamma$  von ca. 120 MeV. Später treten Anregungen von weiteren Nukleonresonanzen hinzu. Deren leichteste ist die schon erwähnte Roperresonanz  $N(1440)$  ( $E_\gamma \approx 630$  MeV am freien Nukleon,  $\Gamma \approx 350$  MeV). Die Möglichkeit der Anregung einer Nukleonresonanz durch das einlaufende Photon wird,

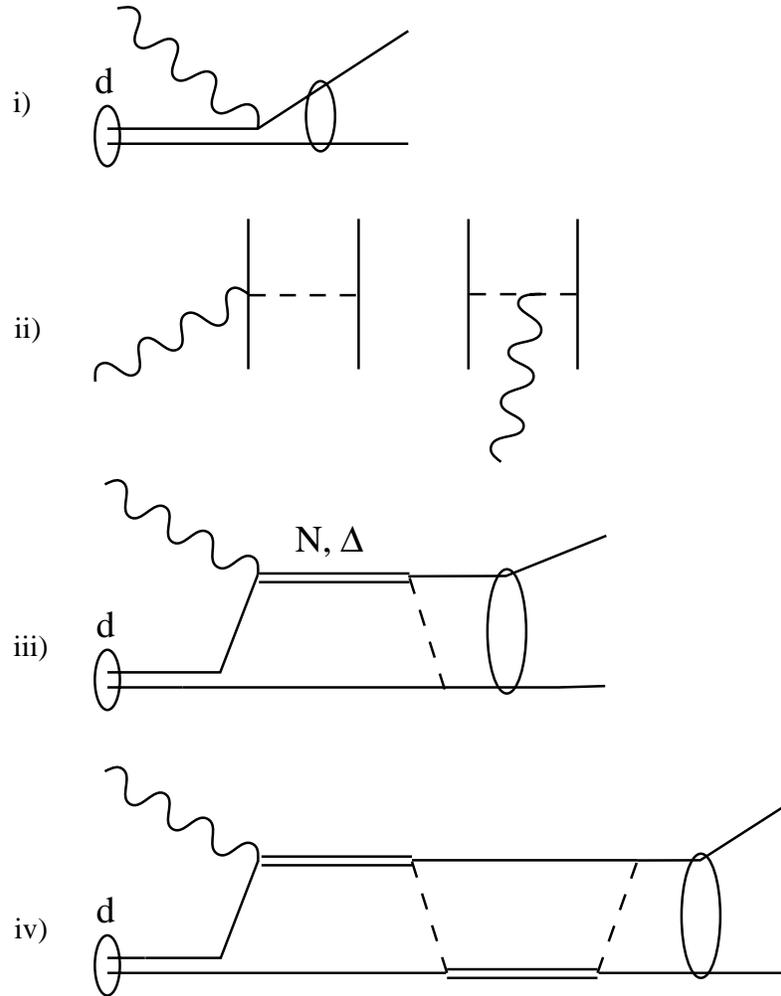


Abbildung 2.3: Diagramme zur Deuteron-Photospaltung

ebenso wie die virtuellen Anregungen im Anfangszustand, zu den Isobarenkonfigurationen gezählt. Das  $\Delta$  zerfällt fast ausschließlich wieder in Nukleon und Pion, die Roperresonanz in  $N\pi$ ,  $N\pi\pi$  und einige weitere Kanäle. Im Endzustand der Photospaltung des Deuterons werden aber nur Proton und Neutron beobachtet. Im Falle des  $\Delta$  zum Beispiel muß das Zerfallspion also vom bis dato 'unbeteiligten' Nukleon im Deuteron wieder absorbiert werden, vergl. Diagramm iii) in Abb. 2.3.

Damit ist zum dritten Punkt in der Berechnung der Matrixelemente  $T_{fi}$  überge-

leitet. Man kann die Endzustandswechselwirkung nach der Anregung einer Nukleonresonanz so behandeln, daß zwar das Zerfallspion reabsorbiert wird, danach aber *keine* weitere Nukleonresonanz mehr auftritt. Trotzdem können dann noch mehrfach Mesonen ( $\pi, \rho, \omega \dots$ ) zwischen den beiden Nukleonen ausgetauscht werden. Dieses Verfahren ist als die Stoßnäherung bekannt, da eine Resonanz *nur* in der direkten Kollision mit dem einlaufenden Photon auftritt. Bei der Absorption des Zerfallspions kann allerdings auch erneut eine Nukleonresonanz angeregt werden. Das bei deren Zerfall entstehende Pion wird dann wieder am ‘ersten’ Nukleon absorbiert, vergl. Diagramm iv) in Abb. 2.3. Dies kann sich noch mehrfach wiederholen, bevor die Endzustandswechselwirkung abbricht. Generell können so in der Endzustandswechselwirkung noch an beliebiger anderer Stelle weitere Nukleonresonanzen auftreten. Solche Prozesse werden in geschlossener Form im Rahmen einer gekoppelten NN-N $\Delta$ -Kanalrechnung behandelt [Wil93]. Unterhalb der  $\Delta$ -Resonanz wird die Endzustandswechselwirkung nur durch ein- oder mehrfachen Mesonaustausch beschrieben. Das dabei benutzte N-N-Potential ist das gleiche, welches auch bei der Konstruktion der Wellenfunktion  $|d\rangle$  des Deuterons verwendet wurde.

Der Endzustand ist eine auslaufende Streuwelle, die durch den asymptotischen Relativimpuls  $\vec{p}_f$  der beiden Nukleonen sowie den Spin  $s = s_p + s_n$  und dessen Projektion  $m_s$  auf  $\vec{p}_f$  spezifiziert ist (s.o.). Aufgrund des Tensoranteils im N-N-Potential ist der Bahndrehimpuls  $l$  keine Erhaltungsgröße, dies wird bei der Partialwellenentwicklung des Endzustandes berücksichtigt, siehe z.B. [Par64].

Relativistische Korrekturen werden in der Hauptsache an den folgenden Stellen verwendet:

- in der intrinsischen Wellenfunktion  $|d\rangle$  des Deuterons.
- bei der Transformation vom Ruhesystem des Deuterons ins Schwerpunktsystem. Dadurch werden sowohl Spin-Observablen als auch die räumliche Struktur des Deuterons beeinflusst (Lorentzkontraktion!).
- im Stromoperator.

Diese Korrekturen stehen jedoch in enger Beziehung zueinander, was deren konsistente Behandlung nötig macht [ArS91]. Man erwartet, daß relativistische Korrekturen erst bei höheren Photonenergien, im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz und darüber, notwendig werden. Im Falle der Deuteron-Photospaltung hat sich jedoch gezeigt, daß beim differentiellen Wirkungsquerschnitt unter  $0^\circ$  relativistische Spin-Bahn-Korrekturen schon ab  $E_\gamma = 20$  MeV einen wichtigen Beitrag liefern.

Ein Ansatzpunkt für relativistische Korrekturen ist z.B., daß ein instantaner Mesonaustausch, wie er in den Abb. 2.2 und 2.3, ii) gezeigt wird, streng genommen nicht möglich ist. Das die Wechselwirkung vermittelnde Teilchen braucht stets eine endliche Laufzeit, was zu Retardierungseffekten führt. Die Verwendung von statischem, d.h. instantanem Mesonaustausch durch viele realistische Potentialmodelle ist eine nichtrelativistische Näherung.

## 2.3 Messungen der Strahlasymmetrie $\Sigma$

Die Elemente der T-Matrix sind nach 2.2 und 2.3 durch die Spinquantenzahlen von Anfangs- und Endzustand sowie die Quantenzahl für die Photonpolarisation charakterisiert:

$$T_{fi} = T_{s_m s_\lambda m_d}(\Theta, E_\gamma) . \quad (2.17)$$

Dies sind insgesamt 24 komplexe Amplituden, von denen wegen Paritätserhaltung nur 12 unabhängig sind. Da eine Phase unbestimmt bleibt, sind somit 23 unabhängige Observablen als Funktion von  $\Theta$  und  $E_\gamma$  zu messen (siehe Anh. C). Dann ist die T-Matrix und damit der Prozeß der Deuteron-Photospaltung vollständig festgelegt. Zu diesen Observablen gehören der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt, die Strahlasymmetrie  $\Sigma$ , die Polarisation der auslaufenden Nukleonen und weitere Größen, zu deren Beobachtung aber ein vektor- oder tensorpolarisiertes Deuteron-Target nötig ist (Mehrfachpolarisationsexperimente). Im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt treten nur Betragsquadrate der T-Matrix-Elemente auf. Bei unpolarisiertem Strahl und Deuteron-Target sind die Dichtematrizen  $\rho^\gamma$  und  $\rho^d$  diagonal:  $\rho_{\lambda\lambda'}^\gamma = \frac{1}{2}\delta_{\lambda\lambda'}$  bzw.  $\rho_{m_d m'_d}^d = \frac{1}{3}\delta_{m_d m'_d}$ . Die Summe in Gl. 2.3 enthält dann, bis auf einen konstanten Faktor, nur Produkte von T-Matrix-Elementen mit ihrem konjugiert komplexen.

Polarisationsobservablen enthalten dagegen Interferenzterme zwischen verschiedenen Elementen der T-Matrix, da die Dichtematrizen i.a. nicht mehr diagonal sind, wenn Strahl und/oder Target polarisiert sind. Sie sind daher u.U. empfindlicher auf kleine Reaktionsamplituden oder interessante Beiträge zur Dynamik des untersuchten Systems. Die in dieser Arbeit gemessene Strahlasymmetrie  $\Sigma$  reagiert empfindlich auf die Differenz zwischen elektrischen und magnetischen Matrixelementen. Daher ergibt sich eine starke Abhängigkeit vom Reaktionsmechanismus. In Abb. 2.4 ist gezeigt, wie sich die Voraussagen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Strahlasymmetrie bei 197 MeV entwickeln, wenn sukzessive die verschiedenen Reaktionsmechanismen in die Rechnung [Schw97] mit einbezogen werden, zusammen mit experimentellen Daten. Benutzt wurde das Bonn-Potential OBEPQ-C<sup>5</sup>, die Daten für  $d\sigma/d\Omega$  stammen von [Cra96], die Daten für  $\Sigma$  aus dem vorliegenden Experiment. In den mit 'N' bezeichneten Kurven wurden nur Einkörperströme und Siegert-Operatoren in der Rechnung benutzt, 'N + MEC' bedeutet die zusätzliche Berücksichtigung von expliziten Mesonaustauschprozessen. Die volle Rechnung ist mit 'N + MEC +  $\Delta$ ' bezeichnet. Sie enthält auch die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz, behandelt in gekoppelter Kanalrechnung. Sowohl für den Wirkungsquerschnitt als auch für die Strahlasymmetrie liefert die  $\Delta$ -Anregung den dominanten Beitrag. Die Strahlasymmetrie enthält aber über ihr Vorzeichen zusätzliche Information über den Reaktionsprozeß. Positives  $\Sigma$  bedeutet, daß Proton und Neutron den Wechselwirkungsort vorwiegend in Richtung des  $\vec{E}$ -Feldes des Photons verlassen ( $\sigma_{\parallel} > \sigma_{\perp}$ ). Die Reaktion ist dann

---

<sup>5</sup>One Boson Exchange Potential in Q-Space (Impulsraumdarstellung)

durch elektrische Übergänge dominiert. In einer vereinfachten Vorstellung greift das  $\vec{E}$ -Feld an der Ladung des Protons an und legt so die Flugrichtung der beiden Nukleonen fest. Entsprechend zeigt ein negativer Wert von  $\Sigma$  eine magnetische Dominanz an. Das  $\vec{B}$ -Feld des Photons zieht beide Nukleonen in entgegengesetzter Richtung auseinander, da deren magnetische Momente antiparallel stehen. Die Flugrichtung der beiden Nukleonen wird nun also überwiegend in Richtung des  $\vec{B}$ -Feldes und damit senkrecht zum  $\vec{E}$ -Feld des Photons liegen. Ein Vorzeichenwechsel von  $\Sigma$  bei fester Photonenergie in Abhängigkeit vom Polarwinkel des

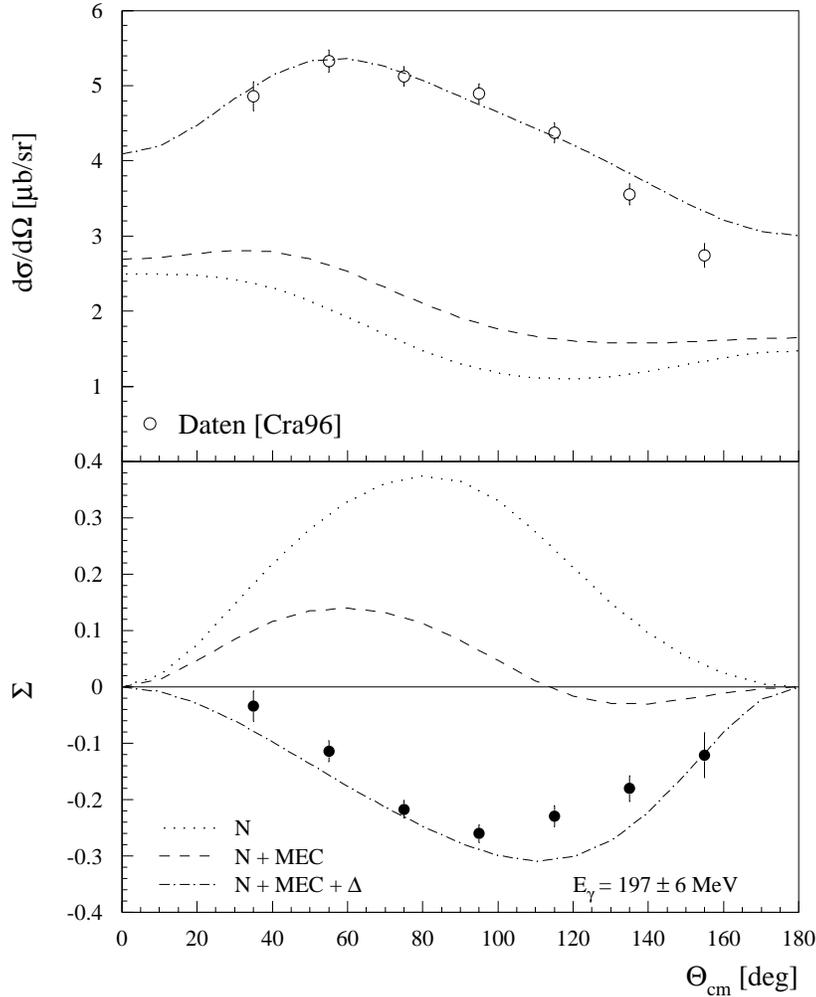


Abbildung 2.4: Beiträge der verschiedenen Reaktionsmechanismen

Protons weist daher auf einen Zusammenhang dieser Größe mit dem Reaktionsmechanismus hin. Ein solches Verhalten deutet sich in unseren Resultaten für  $E_\gamma = 161 \text{ MeV}$  an und ist bei noch kleinerem  $E_\gamma$  auch zu beobachten [Gor82]. Es ist bei alleiniger Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts nicht sichtbar.

Die Modellabhängigkeit der Vorhersagen für  $d\sigma/d\Omega$  und  $\Sigma$  ist in Abb. 2.5 demonstriert. Gezeigt ist jeweils die volle Rechnung für verschiedene Potentialmodelle,  $E_\gamma$  und die Quellen der experimentellen Daten sind die gleichen wie in Abb. 2.4. Man sieht, daß Messungen von  $\Sigma$  teilweise dazu beitragen können, Rechnungen nach verschiedenen Modellen gegeneinander abzuwägen. So liefern z.B. die Potentialmodelle OBEPR<sup>6</sup> sowie OBEPQ-B und C sehr ähnliche Vorhersagen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, insbesondere für Protonwinkel zwischen

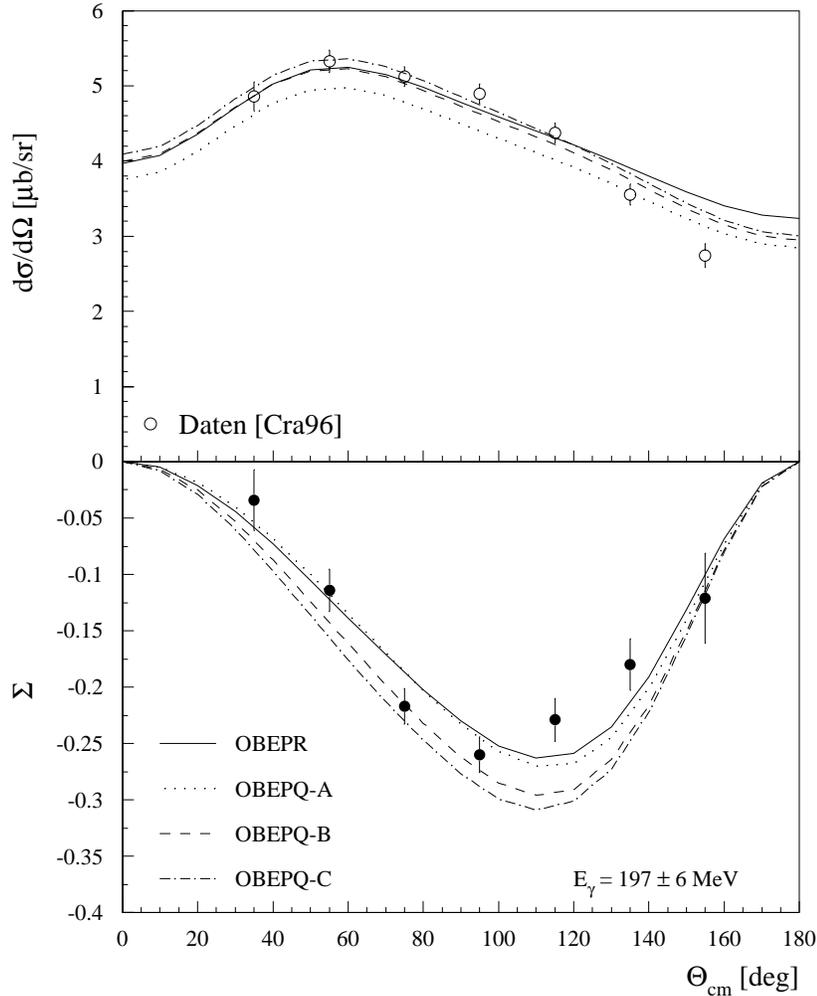


Abbildung 2.5: Modellabhängigkeit von  $d\sigma/d\Omega$  und  $\Sigma$

40° und 120°. Im gleichen Winkelbereich ergeben sich jedoch recht unterschiedliche Ergebnisse für die Strahlasymmetrie  $\Sigma$ . Man wird also eine Entscheidung für oder gegen eines dieser Potentialmodelle treffen oder die Rechnungen modifizieren müssen, um die Übereinstimmung mit dem Experiment zu verbessern.

<sup>6</sup>One Boson Exchange Potential in R-Space (Ortsraumdarstellung)

## 2.4 Übersicht über frühere Experimente

Zum Abschluß dieses Kapitels und als Motivation für unser neues Experiment soll kurz auf drei frühere Messungen der Strahlasymmetrie in der Deuteron-Photospaltung eingegangen werden. Deren Resultate werden in Kapitel 6.2 mit unseren Ergebnissen verglichen. Wir haben uns auf neuere Messungen beschränkt, die, wie unser Experiment, größere Bereiche der Photonenergie und des Polarwinkels abgedeckt haben und damit gut für einen Vergleich geeignet sind. Weitere Referenzen sind in [ArS91] zu finden. Die hier ausgewählten Experimente besitzen mit unserer Messung Überschneidungen im Energiebereich der  $\Delta$ -Resonanz und im gemessenen Polarwinkelbereich für das Proton im Schwerpunktsystem. Es handelt sich um die Experimente von Gorbenko [Gor82], Adamian [Ada91] sowie Sandorfi [Lgs94], und ihren Mitarbeitern. Tabelle 2.2 zeigt den kinematischen

	Experiment	$\Theta_{cm}^p$ [°]	$E_\gamma$ [MeV]
(1)	[Gor82]	75 - 155	80 - 600
(2)	[Ada91]	45 - 90	300 - 1000
(3)	[Lgs94]	19 - 160	113 - 325

Tabelle 2.2: Kinematischer Bereich einiger früherer Experimente

Bereich dieser Messungen. Ihnen allen ist gemeinsam, daß die eingesetzten Detektorsysteme die Protonen nur unter festen Winkeln und nicht über einen kontinuierlichen Bereich nachweisen konnten. In der Tabelle sind jeweils der größte und der kleinste gemessene Protonwinkel im Schwerpunktsystem angegeben. Auch für  $E_\gamma$  sind nur die größten und kleinsten Werte eingetragen, zu denen Daten existieren. Die überdeckten Bereiche für  $E_\gamma$  sind für alle Experimente vom Protonwinkel abhängig und z.T. erheblich kleiner, als die hier angegebenen Grenzen. Die genauen Werte können den Referenzen entnommen werden.

Die linear polarisierten Photonen wurden in den Experimenten (1) und (2) wie in unserer Messung mit kohärenter Bremsstrahlung an Diamant-Einkristallen erzeugt (vergl. Kap. 4). In Experiment (3) wurde dazu die Methode der Laser-Rückstreuung (Laser-Backscattering) angewendet. Dabei werden Photonen aus einem Laser an den Elektronen aus einem Beschleuniger rückgestreut (Compton-Effekt), wodurch man energiereiche Photonen mit einem hohen linearen Polarisationsgrad erhält. Die Energie der Photonen wurde in (1) und (2) aus der Reaktionskinematik bestimmt. In Experiment (3) wurde dazu die Energie der Elektronen nach der Laser-Rückstreuung gemessen. Die Stärken und Schwächen der hier angeführten Experimente lassen sich wie folgt kurz zusammenfassen:

- Experiment (1) überdeckt den kompletten Bereich der  $\Delta$ -Resonanz und hat auch bei Photonenergien unterhalb 100 MeV gemessen. Der Nulldurchgang von  $\Sigma$  zwischen 100 und 200 MeV ist in den Daten gut zu sehen. Für Protonwinkel  $< 75^\circ$  sind jedoch keine Daten vorhanden.

- Ein Vorteil von Experiment (2) ist die hohe Obergrenze von  $E_\gamma$  von 1 GeV. Es wurde mit Hinblick auf mögliche Beiträge von höheren Nukleon- und Dibaryonresonanzen durchgeführt. Allerdings liegt auch die Untergrenze von  $E_\gamma$  mit 300 MeV recht hoch. Daher ist die Überdeckung der  $\Delta$ -Resonanz nicht ganz vollständig. Leider ist auch der vermessene Bereich für die Protonwinkel recht klein und auf die Vorwärtsrichtung beschränkt.
- Experiment (3) konnte, im Gegensatz zu (1), auch bei kleinen Vorwärtswinkeln messen, die Obergrenze im Winkelbereich ist vergleichbar. Die Untergrenze für die Photonenergie liegt deutlich höher. Die Obergrenze für  $E_\gamma$  ist, bis auf eine Einstellung für den Protonwinkel, 315 MeV. Deswegen wird die  $\Delta$ -Resonanz auch in dieser Messung nicht komplett überdeckt.

In unserem Experiment haben wir mit Photonenergien von 160 - 410 MeV den Bereich der  $\Delta$ -Resonanz komplett abgedeckt. Das betrifft sowohl die  $\Delta$ -Anregung am freien Nukleon, als auch das relative Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts aufgrund der  $\Delta$ -Anregung, welches bei etwa 265 MeV liegt. Bei Energien über 410 MeV ließ sich mit unserem experimentellen Aufbau nur noch ein schwacher maximaler Polarisationsgrad des Photonstrahles (unter 30%) erreichen. Die Protonen konnten wir, dank der Geometrie unseres Detektors DAPHNE, im Gegensatz zu den oben genannten Experimenten unabhängig von  $E_\gamma$  für *alle* Polarwinkel zwischen  $21^\circ$  und  $159^\circ$  im Laborsystem nachweisen. Der Azimut wurde *komplett* abgedeckt. Wie schon am Ende von Kap. 2.1 erwähnt, erhält man die experimentelle Asymmetrie  $P_\gamma\Sigma$  dann auf einfache und elegante Weise. Die früheren Experimente verfügten nicht über diese Möglichkeit.

In den folgenden beiden Kapiteln soll unser experimenteller Aufbau und die Erzeugung der linear polarisierten Photonen beschrieben werden. Die Kapitel 5 und 6 werden sich dann mit der Analyse der Daten sowie der Diskussion der Ergebnisse befassen.

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

Wie bereits am Ende der Einleitung erwähnt, wurde das dieser Arbeit zugrunde liegende Experiment von der A2-Kollaboration am Institut für Kernphysik der Universität Mainz durchgeführt. Abb. 3.1 zeigt die A2-Experimentierhalle. Dort werden Experimente mit energiemarkierten, reellen Photonen durchgeführt. Der Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons MAMI wird über eine Strahlführung in die Halle gelenkt, passiert zwei Strahllagemonitore und trifft danach auf einen

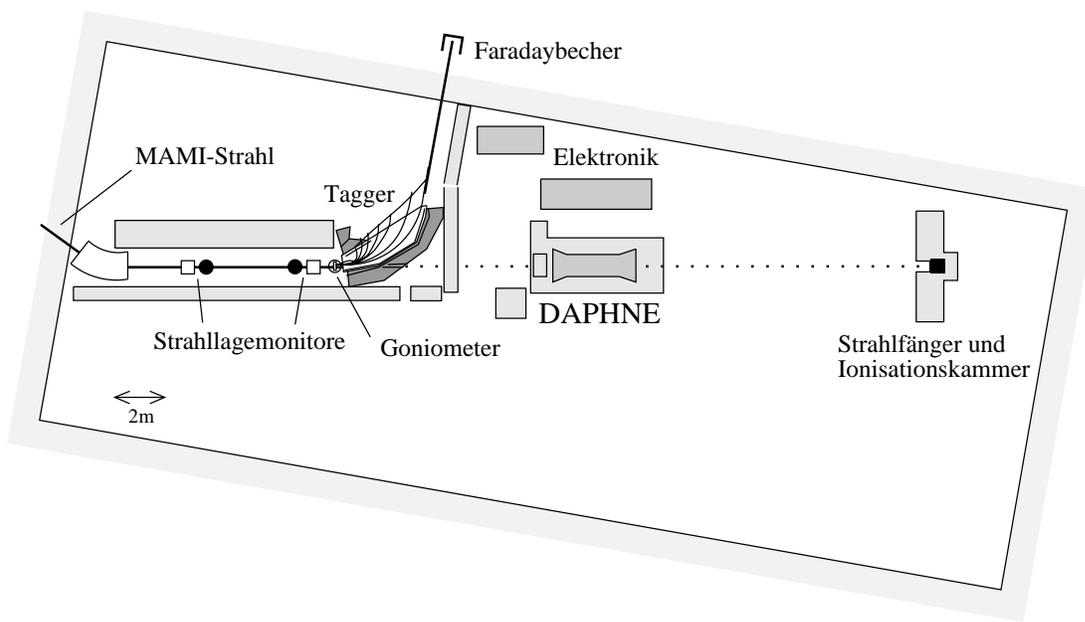


Abbildung 3.1: A2-Experimentierhalle

Bremsstrahlungsradiator, der in einem Goniometer montiert ist. Die Radiatoren sind z.B. Gold- oder Nickelfolien von wenigen  $\mu\text{m}$  Dicke oder aber ein Diamant-Einkristall zur Erzeugung von linear polarisierter, kohärenter Bremsstrahlung, siehe Kap. 4. Die Energie der Elektronen, die ein Bremsstrahlungsphoton erzeugt und damit dessen Energie verloren haben, wird im dahinter aufgebauten Magnetspektrometer, dem sog. Tagging-Spektrometer (von engl. to tag - markieren) gemessen, vergl. Abschnitt 3.2. Gleichzeitig werden die Elektronen, die keine Bremsstrahlung erzeugt haben, abgelenkt und in die benachbarte Experimentierhalle geführt. Dort werden sie in einem Faradaybecher in einem Strahlfänger absorbiert. Daher gibt es in der A2-Halle keinen nennenswerten Untergrund durch

den primären Elektronenstrahl. Die Bremsstrahlungsphotonen fliegen in Richtung des einfallenden Elektronenstrahls und stehen am Hauptdetektor, im Falle dieser Arbeit DAPHNE, für Experimente zur Verfügung. Am Ende der A2-Halle trifft der durchgehende Photonenstrahl auf eine Ionisationskammer, mit der seine Intensität überwacht wird. Direkt danach wird auch er in einem Strahlfänger absorbiert.

In den folgenden Abschnitten soll kurz auf MAMI, das Tagging-Spektrometer und natürlich DAPHNE eingegangen werden. Eine wirklich detaillierte Beschreibung soll und kann jedoch nicht Bestandteil dieser Arbeit sein, dafür sei nachdrücklich auf die angegebene Literatur verwiesen. Dem linear polarisierten Photonenstrahl ist das Kapitel 4 gewidmet.

### 3.1 Mainzer Mikrotron MAMI

Der Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI ist in [Her76] sowie in [Jah88] ausführlich beschrieben und soll daher hier nur kurz vorgestellt werden. MAMI ist ein Dauerstrich-Beschleuniger, d.h. das Tastverhältnis des Elektronenstrahls beträgt, durch das gewählte Beschleunigerkonzept bedingt, 100%. MAMI besteht aus einer Kaskade von drei Rennbahn-Mikrotronen, die mit RTM1 bis RTM3 bezeichnet werden, nach dem englischen Fachbegriff *Race Track Microtron*. Ein Rennbahn-Mikrotron arbeitet wie folgt, vergleiche dazu Abb. 3.2: Die Elektronen werden in einer Linac-Sektion an einer Seite der Vorrichtung beschleunigt. Über

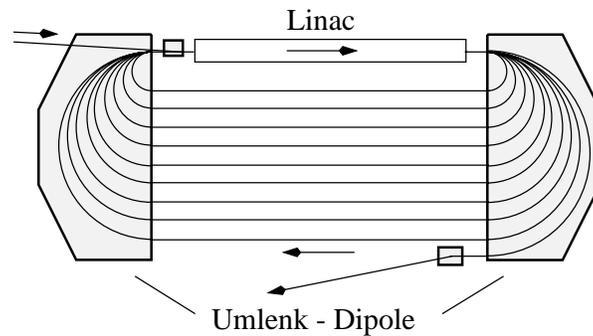


Abbildung 3.2: Prinzip eines Rennbahn-Mikrotrons

zwei  $180^\circ$ -Umlenk-Dipole sowie ein gerades Stück Strahlführung werden sie dann in die Linac-Sektion zurückgeführt (rezirkuliert). Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt. Bei jedem Beschleunigungsschritt vergrößert sich dabei die Energie und damit der Bahnradius der Elektronen in den Umlenkmagneten, sie laufen auf separaten Bahnen zurück, die immer weiter von der Linac-Sektion entfernt liegen, bis schließlich die gesamte Breite der Magnete ausgenutzt ist. Dann wird der Strahl extrahiert.

Die Injektion in RTM1 geschieht durch einen 3.5 MeV-Linearbeschleuniger. Die

einzelnen Mikrotronstufen beschleunigen die Elektronen dann weiter auf 14, 180 und schließlich 855 MeV. Die Endenergie des Elektronenstrahls kann in RTM3 zwischen 180 und 855 MeV in Schritten von 15 MeV variiert werden. Nach der Extraktion aus der letzten Beschleunigerstufe werden die Elektronen durch Strahlführungen wahlweise in die Experimentierhallen der Kollaborationen A1, A2 und A3/A4 gelenkt. Die großen experimentellen Vorzüge von MAMI sind, neben dem schon erwähnten Tastverhältnis, die sehr genau definierte Energie des Elektronenstrahles sowie exzellente Werte und eine hohe Stabilität für dessen Intensität und Emittanz. Der Strahlstrom kann von wenigen pA bis auf über  $100 \mu\text{A}$  verändert werden. Daher ist MAMI gleichermaßen z.B. für photonukleare Experimente an Detektoren mit großer Raumwinkelakzeptanz, die nur relativ *kleine* Strahlströme vertragen, als auch für Mehrfach-Koinzidenzexperimente in der Elektronenstreuung, in denen *große* Strahlströme nötig sind, geeignet.

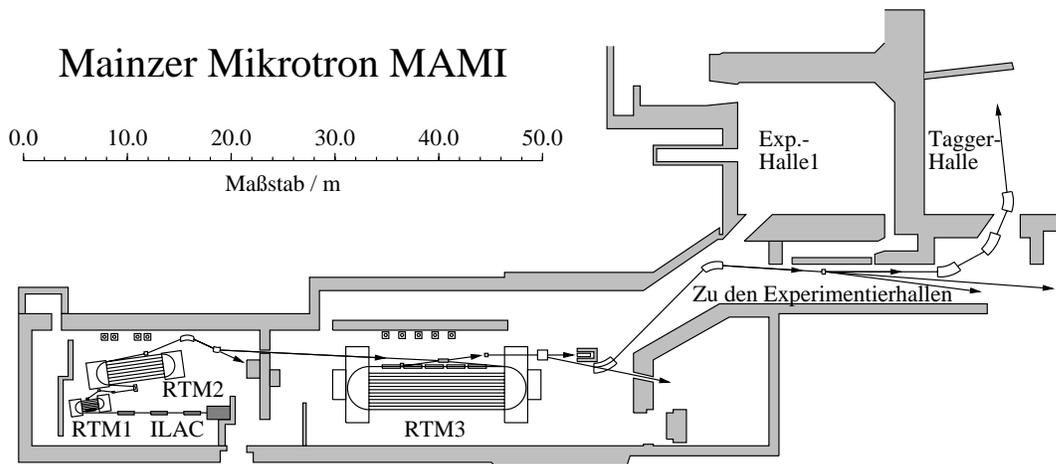


Abbildung 3.3: Die Mainzer Beschleunigeranlage (Status von 1994)

## 3.2 Tagging-Spektrometer

Bei einem Bremsstrahlungsprozeß wird ein Elektron im Feld eines Atomkernes im Radiator beschleunigt und strahlt dadurch Energie in Form eines reellen Photons ab. Der Energieübertrag auf den Kern kann dabei vernachlässigt werden und für die Energie des Photons gilt somit

$$E_\gamma = E_0 - E . \quad (3.1)$$

$E_0$  ist die Energie der Elektronen aus dem Beschleuniger und  $E$  die Energie des Elektrons nach dem Bremsstrahlungsprozeß. Das in Mainz zur Messung von  $E$  eingesetzte Tagging-Spektrometer, im folgenden kurz Tagger genannt, wurde von der Universität Glasgow gebaut [Ant91]. Es ist in Abb. 3.4 vereinfacht

dargestellt, zusammen mit dem Prinzip einer Messung mit energiemarkierten Photonen. Herzstück des Taggers ist ein großer Dipolmagnet, der den primären Elektronenstrahl um etwa  $80^\circ$  ablenkt. In seiner Fokalebene ist eine Detektorleiter montiert, eine Anordnung von 353 etwa 3 cm breiten, überlappenden Szintillationszählern [Hal96]. Die Elektronen, welche ein Bremsstrahlungsphoton erzeugt haben, werden im Feld des Magneten, je nach ihrer verbliebenen Energie, verschieden stark abgelenkt und in den Zählern der Leiter registriert. Benachbarte Zähler überlappen sich zur Hälfte und sind zur besseren Reduktion von Untergrund in Koinzidenz geschaltet. Auf diese Weise werden 352 energiedefinierende

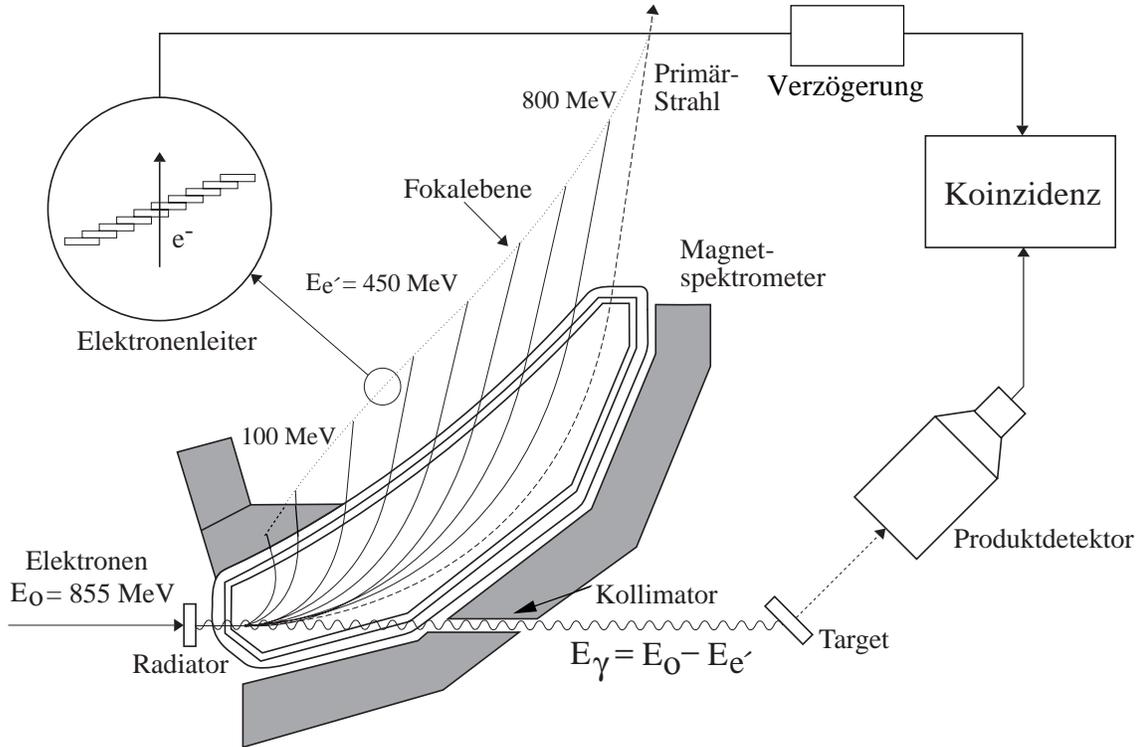


Abbildung 3.4: Das Tagging-Spektrometer

Leiterkanäle gebildet. Bei  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  können damit Elektronenergien von 64 bis 813 MeV nachgewiesen werden, das entspricht Photonenergien von 791 bis hinab zu 42 MeV. Die Energieauflösung der Kanäle beträgt wegen der Breite der Leiterdetektoren im Mittel 2 MeV, die intrinsische Auflösung des Taggers ist jedoch weitaus besser, sie liegt bei 120 keV. Der MAMI-Elektronenstrahl besitzt eine sehr kleine Emittanz, bei 855 ist  $\epsilon_h \approx 0.012\pi \text{ mm mrad}$  und  $\epsilon_v \approx 0.001\pi \text{ mm mrad}$ , vergl. [Jah92]. Sein Durchmesser am Radiator unseres Taggers ist kleiner als 1 mm. An dieser nahezu punktförmigen Quelle wird der recht schmale Strahl der Bremsstrahlungsphotonen erzeugt. Etwa die Hälfte der Photonen wird innerhalb eines engen Kegels um die Richtung des einfallenden Elektronenstrahls

emittiert. Sein Öffnungswinkel ist  $\Theta_c = m_e c^2 / E_0$ , für  $E_0 = 855$  MeV sind das etwa 0.6 mrad. Um am Ort des Reaktionstargets einen klar definierten Strahl zu haben, werden die Photonen am Ausgang des Taggers kollimiert. Löst ein Bremsstrahlungsphoton eine Reaktion im Target des Hauptdetektors aus, so werden deren Endprodukte in Koinzidenz mit demjenigen Elektron auf der Leiter, welches das Photon erzeugte, nachgewiesen. Über den angesprochenen Leiterkanal ist dann die Energie des Photons bekannt. Dazu muß das Zeitsignal aus den Leiterdetektoren so lange verzögert werden, bis von der Elektronik des Hauptdetektors der Experimenttrigger, im folgenden auch X-Trigger genannt, vorliegt, der anzeigt, daß eine interessierende Reaktion stattgefunden hat. Wird ein Taggersignal in Koinzidenz zum X-Trigger gefunden, werden die Ereignisdaten ausgelesen. Während der Auslese ist die gesamte Meßelektronik blockiert, so daß spätere Totzeitkorrekturen an den Meßdaten nicht nötig sind. Die Tagger-Elektronik liefert bei jedem ausgelesenen Ereignis die folgenden Informationen von der Leiter:

- die Nummer des angesprochenen Leiterkanals und somit die Energie des Photons (s.o).
- eine Zeitinformation für den angesprochenen Leiterkanal. Die entsprechenden TDC's<sup>1</sup> werden durch die Signale aus den ihnen zugeordneten Leiterkanälen gestartet, das gemeinsame Stop-Signal wird vom X-Trigger geliefert.

Jeder Leiterkanal ist mit einem Zähler ausgestattet, der, wenn die Elektronik nicht durch die Auslese eines Ereignisses blockiert ist, die den Kanal treffenden Elektronen zählt. Die so erhaltenen Zahlen,  $N_{e^-}^{Leiter}$ , sind der Zahl der energiemarkierten Photonen,  $N_{\gamma}^{Target}$ , die das Target treffen proportional. Diese Zähler werden regelmäßig, z.B. alle 10000 Ereignisse, und zuletzt am Ende einer Meßreihe ausgelesen. Für eine Wirkungsquerschnittsbestimmung benötigt man den Photonenfluß, den man bei Kenntnis der Proportionalität zwischen Elektronen- und Photonenrate leicht erhält. Die Proportionalitätszahl nennt man die Markierungseffizienz (Tagging efficiency)  $\epsilon_{\gamma}$ :

$$\epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{N_{\gamma}^{Target}(E_{\gamma})}{N_{e^-}^{Leiter}(E_{\gamma})} . \quad (3.2)$$

Wegen der Kollimation des Photonenstrahls ist  $\epsilon_{\gamma}$  immer kleiner als 1, typischerweise  $\approx 50\%$ .  $\epsilon_{\gamma}$  wäre aber auch ohne Kollimation kleiner als 1, da Elektronen auch durch strahlungslose Prozesse im Radiator Energie verlieren können, z.B. durch Møllerstreuung. Man bestimmt  $\epsilon_{\gamma}$  mit einem totalabsorbierenden Photondetektor wie z.B. einem Bleiglaszähler. Ein solcher Detektor befindet sich bei A2 in Strahlrichtung gesehen hinter dem Hauptdetektor, vergl. Abschnitt 3.4. Zur Messung von  $\epsilon_{\gamma}$  wird er im Photonenstrahl positioniert und das Koinzidenzspektrum Tagger-Bleiglaszähler ( $\hat{=} N_{\gamma}^{Target}(E_{\gamma})$ ) sowie die Elektronenzahlen ( $\hat{=} N_{e^-}^{Leiter}(E_{\gamma})$ ) gemessen.

---

<sup>1</sup>Time to Digital Converter

$N_{e^-}^{Leiter}(E_\gamma)$ ) gemessen. Die Division beider Spektren ergibt direkt  $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ . Bei unpolarisiertem Photonenstrahl hängt  $\epsilon_\gamma$  nur leicht von der Photonenergie ab, typische Werte in unserem experimentellen Aufbau waren 30 bis ca. 38% bei einem Kollimator mit 2.5 mm Durchmesser. Die Messung von  $\epsilon_\gamma$  kann nicht simultan zum eigentlichen Experiment durchgeführt werden, sie muß bei kleinen Strahlintensitäten erfolgen, damit die Photonen vom Bleiglaszähler noch zeitlich getrennt registriert werden können. Für das eigentliche Experiment wird er aus dem Strahl entfernt. Die Strahlintensität wird wieder erhöht, und  $\epsilon_\gamma$  wird durch einen weiteren Monitor, den ‘Paar-Detektor’, überwacht, siehe Abschnitt 3.4. Die Leiter ist auf Flüsse von maximal  $10^8$  energiemarkierten Photonen/s im interessierenden Energiebereich ausgelegt, um den relativ kleinen Wirkungsquerschnitten von photoninduzierten Reaktionen Rechnung zu tragen. Wegen der Drahtkammern in DAPHNE und der hohen Raumwinkelakzeptanz dieses Detektors konnte im vorliegenden Experiment jedoch nur mit Photonflüssen von ca.  $10^6$ /s gearbeitet werden.

### 3.3 Detektorsystem DAPHNE

Der Detektor DAPHNE [Aud91] wurde in Zusammenarbeit zwischen dem CEN (Centre des Études Nucléaires) in Saclay bei Paris und dem INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare), Sektion Pavia, gebaut. Der Name steht für **D**étecteur à grande **A**ccceptance pour la **P**Hysique photo **N**ucléaire **E**xpérimentale. DAPHNE ist also ein Detektor mit großer Raumwinkelakzeptanz für Experimentalphysik

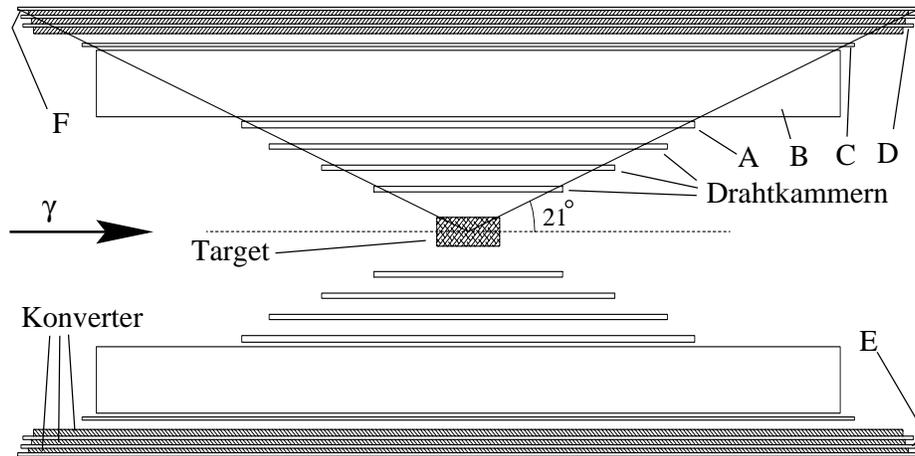


Abbildung 3.5: Längsschnitt durch DAPHNE

mit realen Photonen, der speziell für Photonenergien bis etwa 1 GeV konzipiert wurde. Bei den nachzuweisenden Endzustandsteilchen aus den untersuchten Reaktionen handelt es sich daher im wesentlichen um Protonen, Pionen, Neutronen und Photonen. DAPHNE ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut.

Damit überdeckt DAPHNE den gesamten Azimut und einen Bereich von  $21^\circ$  -  $159^\circ$  für den Polarwinkel  $\Theta$ , so daß die totale Raumwinkelakzeptanz im Laborsystem etwa  $0.94 \cdot 4\pi$  sr beträgt. In den Abbildungen 3.6 und 3.5 ist der Detektor schematisch dargestellt. DAPHNE besitzt *kein* Magnetfeld, es kann also z.B. nicht direkt zwischen  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Mesonen unterschieden werden. Die Identifikation und Separation von Teilchen im Endzustand und die Rekonstruktion der Reaktionskinematik geschieht mit Hilfe der Meßinformationen aus hochauflösenden Drahtkammern und aus Szintillationszählern. Darauf wird in Kapitel 5 noch näher eingegangen. DAPHNE besteht, von innen nach außen, aus:

- dem Kryotarget
- drei zylindrischen Vieldraht-Proportionalkammern mit Kathodenauslese
- und sechs Ebenen Szintillationszählern, angeordnet in 16 Sektoren.

Alle diese Komponenten werden in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt.

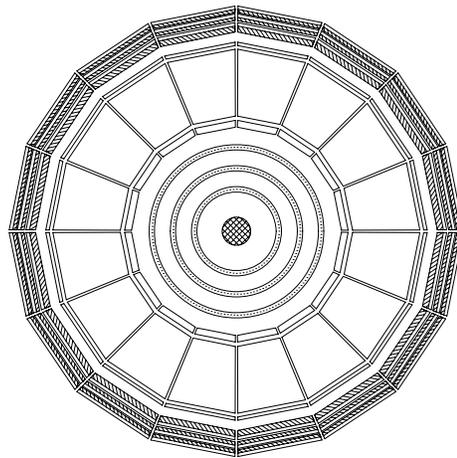


Abbildung 3.6: Querschnitt durch DAPHNE

### 3.3.1 Kryotarget

Im Zentrum von DAPHNE befindet sich die zylindrische Targetzelle aus Mylarfolie mit einer Länge von etwa 270 mm und einem Durchmesser von 43 mm. Sie ist in Abb. 3.7 schematisch dargestellt. Diese Zelle wird bei einer Messung von der angeschlossenen Kältemaschine mit dem verflüssigten Targetmaterial gefüllt, wahlweise Deuterium bei einer Temperatur von 23.6 K, Wasserstoff (20.4 K),  $^4\text{He}$  (4.2 K) oder auch  $^3\text{He}$  (2.6 K). Dadurch ist dieses Targetsystem besonders vielseitig und für eine große Zahl von Experimenten einsetzbar. Das Targetgas wird unter einem Druck von etwa 1.5 bar in großen Vorratstanks gespeichert, fließt

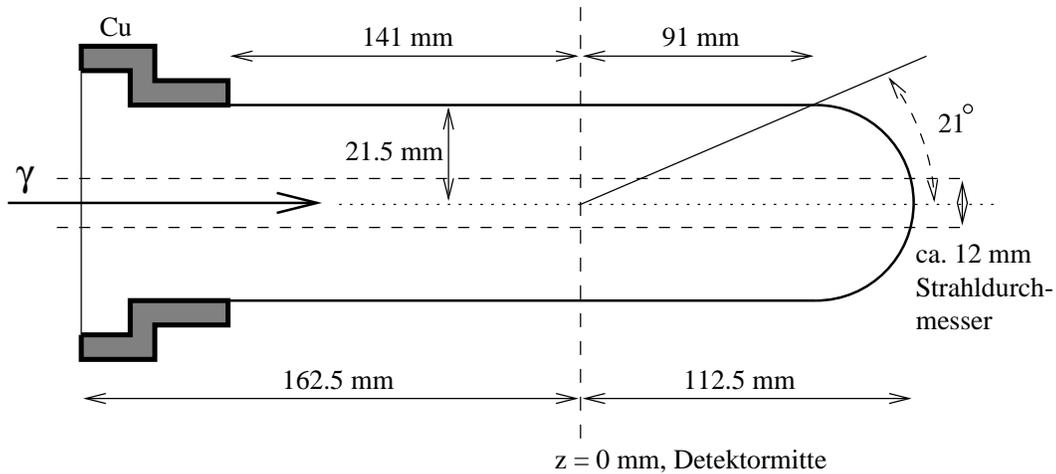


Abbildung 3.7: DAPHNE-Targetzelle

von dort durch die Wärmetauscher des Verflüssigers und wird dabei abgekühlt. Schließlich kondensiert es, wird in einem Reservoir gesammelt und kann von dort in die Targetzelle fließen. Der Verflüssiger benutzt hochreines  $^4\text{He}$  als Arbeitsgas, streng getrennt vom Targetgas und besitzt zwei Kühlkreisläufe (vergl. Abb. 3.8):

- Der erste Kreislauf arbeitet nach dem Gifford-McMahon-Verfahren. Sein Herzstück ist eine Expansionskolbeneinheit, in der sich das Arbeitsgas von 21 bar auf 9 bar entspannt, dabei eine äußere Arbeit verrichtet und sich abkühlt (adiabatische Expansion). In zwei Wärmetauschern, in denen Temperaturen von 80 K und 17 K bei Kühlleistungen von 20 bzw. 5 Watt erreicht werden können, entzieht es dem Targetgas dann Wärme. Der Kompressor für diesen Kreislauf kann pro Stunde eine Arbeitsgasmenge, die einem Volumen von  $80 \text{ m}^3$  unter Normalbedingungen entspricht, rückverdichten. Beim Einsatz von Deuterium oder Wasserstoff als Target ist dieser Kühlkreislauf allein ausreichend.
- Um die tiefen Temperaturen zur Verflüssigung von  $^4\text{He}$  und  $^3\text{He}$  zu erreichen, wird dem ersten Kühlkreislauf noch ein Joule-Thomson-Kreislauf zugeschaltet. Er wird aus einer Abzweigung an der Hochdruckseite des Gifford-McMahon-Kreislaufes gespeist und benutzt drei eigene Gegenstromkühler sowie zusätzlich die beiden Wärmetauscher des ersten Kreislaufes. Die Kühlleistung beträgt 1.5 Watt. Da der Enddruck hinter dem Joule-Thomson-Ventil mit 1 bar bei  $^4\text{He}$  und sogar nur 0.12 bar bei  $^3\text{He}$  deutlich niedriger ist als der für den ersten Kreislauf, wird ein zweiter Kompressor gebraucht, der das Arbeitsgas vor der Rückspeisung in den ersten Kreislauf wieder auf dessen Enddruck verdichtet.

Diese Kombination von einem Expansions-Kreislauf mit einem Joule-Thomson-Kreislauf wird manchmal auch als Claude-Verfahren bezeichnet. Wenn nur Deu-

terium oder Wasserstoff verflüssigt werden sollen, wird die Joule-Thomson-Düse geöffnet und der zweite Kreislauf ohne Last betrieben. Neben der Targetzelle selber werden auch deren Zuleitungen und der größte Teil der Kühlkreisläufe im Vakuum betrieben, um Verluste durch Wärmeleitung zu minimieren. Das gesamt-

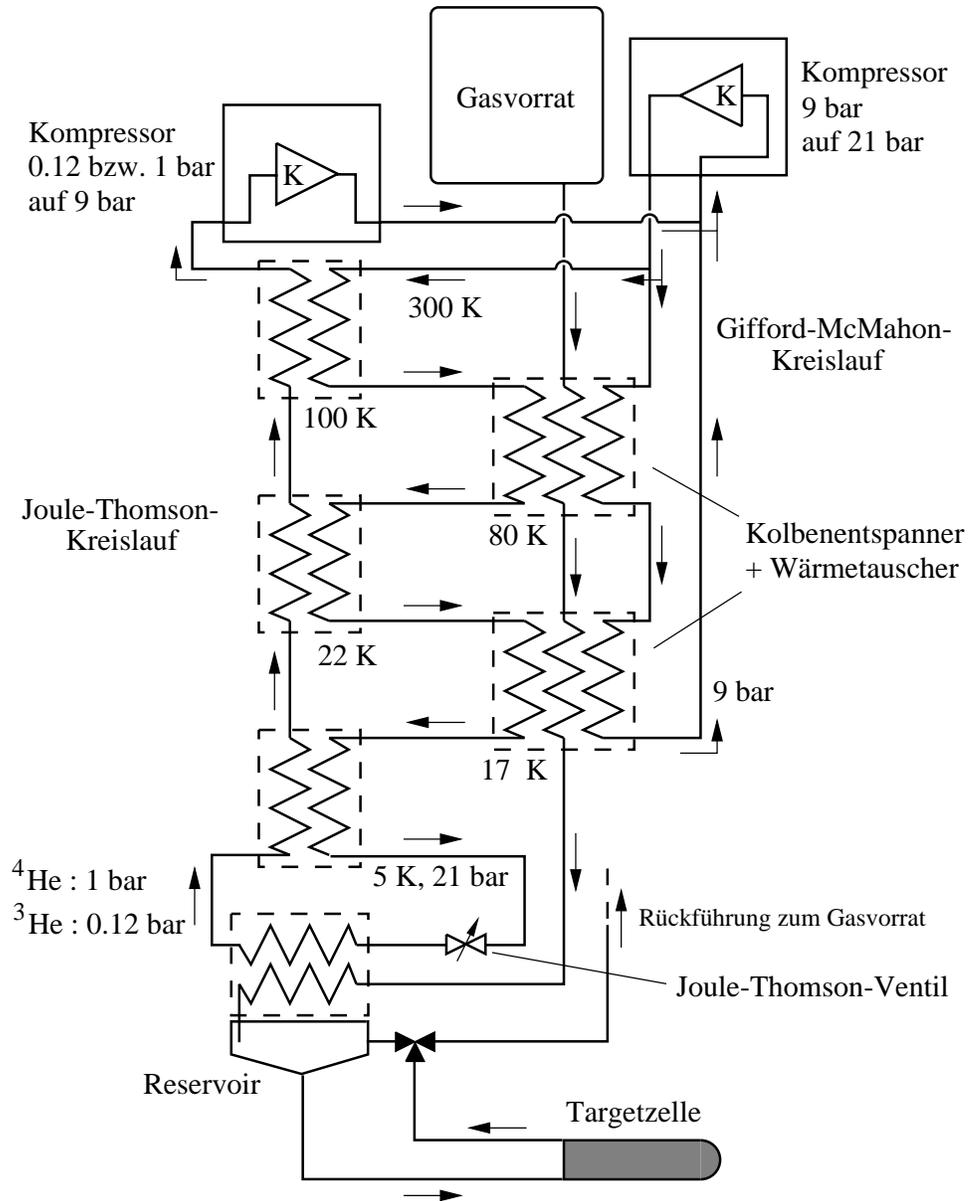


Abbildung 3.8: Das DAPHNE-Targetsystem

te Targetsystem wird von einer Schaltautomatik gesteuert und überwacht. Das betrifft zum einen die für die Betriebssicherheit wichtigen Parameter und deren gegenseitige Abhängigkeiten, wie z.B. Stellungen von diversen Ventilen, die Güte des Vakuums, Betriebszustände der Vakuumpumpen und Kontrollen auf

ungewollt ausströmendes Gas (Explosionsgefahr bei  $H_2$  und  $D_2$ ). Zum anderen werden die Temperaturen in den verschiedenen Kühlstufen gemessen und ggf. durch Gegenheizung geregelt. Die Targettemperatur kann für die Dauer des Experimentes mit großer Genauigkeit konstant gehalten werden. Alle Betriebsdaten werden über eine Schnittstelle an einen Rechner weitergeleitet, von dem aus das Targetsystem auch fernbedient werden kann.

### 3.3.2 Drahtkammern

Die drei Vieldraht-Proportionalkammern ermöglichen die Messung der Trajektorien geladener Endzustandsteilchen und die Rekonstruktion der Vertexpositionen. Sie haben zylindrische Form, sind coaxial um den Strahl angeordnet und in ihren Abmessungen aufeinander abgestimmt, um den überdeckten Raumwinkel optimal auszunutzen, vergl. Abb. 3.5. Alle Kammern sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut, Abb. 3.9 zeigt eine schematische Darstellung: Eine Ebene Signaldrähte,

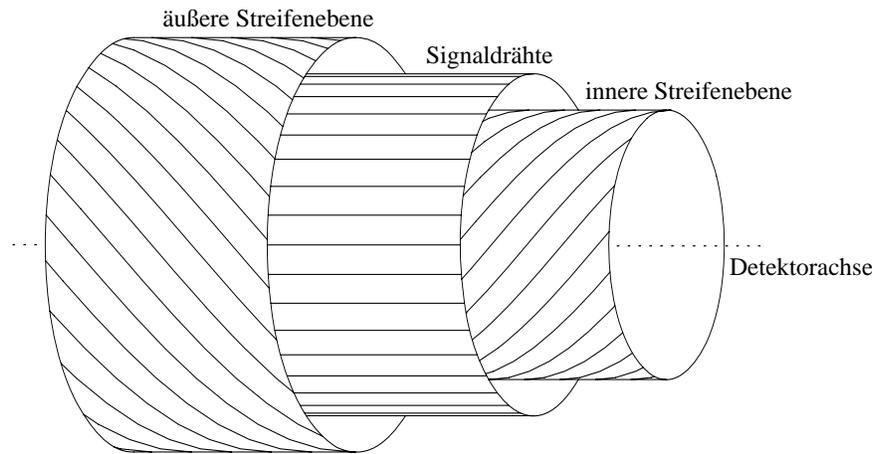


Abbildung 3.9: DAPHNE-Drahtkammer (schematisch)

parallel zur Detektorachse gespannt, befindet sich zwischen zwei Lagen Kathodenstreifen, die auf den Innenseiten der beiden Kammerwände auf Kaptonfolie aufgebracht sind. Der Abstand zwischen der Drahtebene und den Streifenlagen beträgt einheitlich 4 mm. Die Kathodenstreifen verlaufen wie Schraubenlinien mit einem Winkel von  $+45^\circ$  gegenüber den Drähten auf der inneren und  $-45^\circ$  auf der äußeren Streifenlage. Jedes Streifenpaar aus Innen- und Außenlage besitzt *zwei* Kreuzungspunkte, die aber bei deutlich verschiedenen Signaldrähten liegen. Die Kammerwände selbst bestehen aus 1 mm Rohacell ( $\rho = 0.05g/cm^3$ ) und sind von außen nochmals mit  $25\ \mu m$  starker Kaptonfolie verkleidet. Das Zählgas besteht aus Argon, Ethan und Freon<sup>2</sup> im Mischungsverhältnis 70 : 29.5 : 0.5 Vol.-%. Weitere Daten zu den Kammern sind in Tabelle 3.1 zusammengetragen. Die

<sup>2</sup>Freon = Bromtrifluormethan ( $CBrF_3$ ), auch R13B1

Kammer	1	2	3
Länge [mm]	360	560	760
Radius innere Streifenebene [mm]	60	92	124
Radius äußere Streifenebene [mm]	68	100	132
Anzahl der Drähte	192	288	384
Anzahl der internen Streifen	60	92	124
Anzahl der externen Streifen	68	100	132
Drahtmaterial	Wolfram		
Drahtdurchmesser	20 $\mu\text{m}$		
Drahtabstand	2 mm		
Streifenmaterial	Aluminium		
Streifendicke	0.1 $\mu\text{m}$		
Streifenbreite	4 mm		
Streifenabstand	0.5 mm		

Tabelle 3.1: Abmessungen der DAPHNE-Drahtkammern

Kammersignale eines Ereignisses werden elektronisch verstärkt und dann ausgelesen. Für die Drähte werden dazu lediglich Pattern-Units benutzt (Eigenbau CEN Saclay), da bei ihnen nur die Information benötigt wird, welcher Draht angesprochen hat. Bei den Streifen ist man an der Höhe der induzierten Signale interessiert, daher werden sie mit Analog-Digital-Wandlern ausgelesen (System FERA 4300 von LeCroy).

Die Bestimmung *eines* Raumpunktes auf der Spur eines geladenen Teilchens geschieht wie folgt: Die Elektronenlawine, die an einem Signaldraht nach dem Durchflug eines geladenen Teilchens durch eine Kammer ausgelöst wird, induziert auf jeweils einer Gruppe benachbarter Streifen sowohl der inneren als auch der äußeren Lage meßbare Signale. Bestimmt man für diese Gruppen die Schwerpunkte der gemessenen Pulshöhenverteilungen, so lassen sich damit zwei gegenläufige Schraubenlinien festlegen, die ungefähr den Mitten der beiden angesprochenen Streifengruppen entsprechen. Der Spurpunkt liegt dann an einem der beiden Kreuzungspunkte (s.o.) der zwei Schraubenlinien. Die Lage des angesprochenen Drahtes hilft dann, aus diesen beiden möglichen Spurpunkten den richtigen herauszufinden.

Bei *einem* geladenen Teilchen im Endzustand einer Reaktion gibt es also im Idealfall drei gemessene Durchstoßpunkte, aus denen die Spur des Teilchens durch Anpassung einer Geraden rekonstruiert werden kann. Diese drei Punkte werden in der Regel nie exakt auf einer Geraden liegen, sondern die Ecken eines flachen Dreiecks bilden. Als Bedingung, daß sie einer Spur zugeordnet werden, wird gefordert, daß der Scheitelwinkel  $\beta$  dieses Dreiecks größer als  $172^\circ$  ist, siehe Abb. 3.10. Das bedeutet, daß der mittlere Spurpunkt in Kammer 2 um nicht mehr als etwa 2.3 mm (also etwa ein Signaldrahtabstand) von der Verbindungsgeraden der bei-

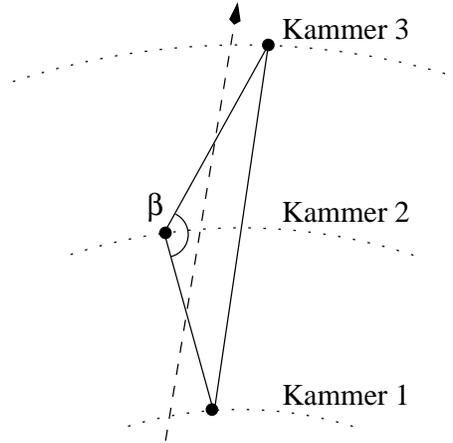


Abbildung 3.10: Spurrekonstruktion mit den Kammern

den anderen Punkte abweichen darf. Mit zunehmender Zahl geladener Teilchen im Endzustand einer Reaktion wachsen natürlich die Schwierigkeiten bei der eindeutigen Zuordnung der registrierten Durchstoßpunkte zu den einzelnen Spuren. Das Analyseprogramm ist in der Lage, Ereignisse mit bis zu 5 geladenen Spuren im Endzustand zu behandeln.

Die Winkelauflösung der Kammern beträgt aufgrund der festen Drahtabstände konstant  $\pm 2^\circ$  für den Azimutwinkel  $\Phi$  über den gesamten sensitiven Bereich. Die Auflösung für den Polarwinkel  $\Theta$  hängt von dessen Größe ab, für Spuren mit  $\Theta = 90^\circ$  wird der beste Wert,  $\pm 0.7^\circ$  FWHM, erreicht. Auch die Ortsauflösungen der Kammern bei der Bestimmung von z-Koordinaten entlang einer Spur (z.B. Durchstoßpunkte durch Szintillatoren) und bei der Rekonstruktion von Vertices hängen von  $\Theta$  ab. Beide haben wieder bei  $\Theta = 90^\circ$  ihren besten Wert, erstere mit  $350 \mu\text{m}$  FWHM und letztere mit etwa 1 mm. Die gesamte Effizienz bei der Spurrekonstruktion beträgt 98.5% für Ereignisse mit einer geladenen Spur und 95% für Ereignisse mit zwei Spuren.

### 3.3.3 Szintillationszähler

Die dritte Komponente in DAPHNE bilden die insgesamt 96 Szintillationszähler im Hauptdetektor. Mit ihren Signalen können verschiedene Experimenttrigger auf geladene und neutrale Endzustandsteilchen gebildet werden. Im Zusammenspiel mit den Informationen aus den Drahtkammern wird die Natur geladener Endzustandsteilchen und deren Energie bestimmt. Sie sind, der Geometrie von DAPHNE folgend, in 6 Zylindern aus je 16 Zählern um die Drahtkammern herum angeordnet. Diese Zylinder werden von innen nach außen mit 'Ebene A' bis 'Ebene F' bezeichnet. Vor jedem der Szintillatoren in den Ebenen D bis F befinden sich zusätzlich Metallkonverter, um den Nachweis von Photonen aus dem Zerfall

neutraler Pionen zu ermöglichen. Diese segmentierte und geschichtete Anordnung der Szintillatoren und Konverter ist in den Abb. 3.5 und 3.6 gut zu erkennen. Alle Szintillatoren, bis auf die in der Ebene A, werden an beiden Detektorenden, d.h. an der Eintritts- und an der Austrittsseite für den  $\gamma$ -Strahl, mit Photomultipliern ausgelesen. In der Ebene A geschieht dies aus räumlichen Gründen jedoch nur an der Eintrittsseite. In Tab. 3.2 sind einige Daten der Szintillatoren und Konverter zusammengestellt.

Die Szintillatoren der Ebenen A, B und C liefern den X-Trigger und die wichtigsten Energieinformationen bei geladenen Teilchen im Endzustand einer Reaktion. Die Zähler der Ebene A werden dazu meist als  $\Delta E$ -Detektoren benutzt, die 10 cm dicken Zähler in der Ebene B meist als Energiezähler, da speziell viele Protonen aus den untersuchten Reaktionen bereits hier stoppen. Da diese Szintillatoren aufgrund ihrer Dicke für Neutronen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 10 bis 20% haben, kann man mit den Zählern der Ebenen B und C einen Neutronen-trigger bilden.

Mit der Kombination aus den Szintillatoren der Ebenen D, E und F und den Konvertern können, wie schon erwähnt, Photonen, z.B. aus dem  $\pi^0$ -Zerfall, nachgewiesen werden, die angeschlossene Elektronik bietet daher auch die Möglichkeit

Ebene	Material	Radius [mm]	Dicke [mm]	Länge [mm]
A	NE110	161	10	865
B	NE102A	222.5	100	1420
C	NE102A	280.6	5	1475
Konverter	Fe		5	
Konverter	Pb		5	
D	NE102A	309.75	5	1700
Konverter	Pb		5	
E	NE102A	322.75	5	1708
Konverter	Al		5	
F	NE102A	334.75	5	1720

Tabelle 3.2: Abmessungen und Anordnung der DAPHNE-Szintillatoren und Konverter. In der Spalte Radius ist der Abstand der Zählermitten zur Detektorachse angegeben.

eines Photonen-Triggers. Energiereiche Protonen und vor allem Pionen stoppen natürlich nicht immer in den inneren drei Szintillatorebenen, sondern dringen auch bis in die Ebenen D bis F vor oder verlassen DAHPNE sogar. Bei solchen Teilchen werden die Meßinformationen aus *allen* getroffenen Szintillatoren zur Identifikation und Energiebestimmung hinzugezogen. Eine gute Energiekalibrierung der DAPHNE-Szintillationszähler ist daher für die Datenanalyse unerlässlich. Vor Beginn des hier beschriebenen Experimentes wurden die Szintillatoren der Ebene A ersetzt. Für diese war also eine Erstkalibrierung sowie die Bestimmung

der Abschwächlängen erforderlich. Ferner stellte sich am Anfang der Datenanalyse heraus, daß eine Neukalibrierung der Szintillatoren der Ebene B notwendig geworden war. Darüber soll im ersten Teil von Kapitel 5 berichtet werden.

### 3.4 Paardetektor und Bleiglaszähler

Die beiden letzten in diesem Kapitel zu beschreibenden Detektoren dienen der Messung des Photonенflusses und der Markierungseffizienz  $\epsilon_\gamma$ . Auf die Verwendung eines Bleiglaszählers für diesen Zweck wurde schon einmal am Ende von Abschnitt 3.2 eingegangen. Der bei A2 eingesetzte Bleiglaszähler hat die Abmessungen  $25 \times 25 \times 25$  cm ( $\hat{=}$  30 Strahlungslängen) und befindet sich, in Strahlrichtung gesehen, an hinterster Stelle im gesamten Detektorsystem. Auf einer Verschiebevorrichtung kann er ferngesteuert in den  $\gamma$ -Strahl hinein- und wieder herausgefahren werden. Die Bestimmung der Markierungseffizienz mit diesem Bleiglaszähler kann nur bei sehr kleinem Photonенfluß durchgeführt werden, da jedes Photon einzeln gemessen werden muß. Es ist aber aus folgenden Gründen vorteilhaft, über einen weiteren  $\gamma$ -Monitor zu verfügen, mit dem man während des Experimentes bei ‘normalem’ Photonенfluß in Koinzidenz mit dem Tagger Photonenspektren messen kann:

- Das Photonenspektrum und die Markierungseffizienz sind von  $E_\gamma$  abhängig.
- Mit dem unter 3.2 beschriebenen Verfahren kann  $\epsilon_\gamma$  nur in größeren Zeitabständen gemessen und kontrolliert werden. Eine permanente und damit umfassendere Überwachung ist wünschenswert.
- Zur Bestimmung des Polarisationsgrades des Photonenstrahles  $P_\gamma$  werden die Energieabhängigkeiten der kohärenten und inkohärenten  $\gamma$ -Spektren benötigt. Eine Messung dieser Spektren parallel zum eigentlichen Experiment ist daher sinnvoll. Auf die Bestimmung von  $P_\gamma$  aus den experimentellen Spektren wird in Kapitel 4.5 eingegangen.

Die am Ende des Photonenstrahles aufgestellte Ionisationskammer ist zwar ständig in Betrieb, liefert aber keine Energieinformation – sie mißt nur die integrale  $\gamma$ -Intensität, was lediglich zu einer oberflächlichen Kontrolle von  $\epsilon_\gamma$  benutzt werden kann. Um den obigen Ansprüchen zu genügen, wird bei Experimenten mit DAPHNE ein ‘Paardetektor’ eingesetzt, der direkt vor der Position des Bleiglaszählers permanent im Photonenstrahl steht. Er besteht aus einem 0.5 mm dicken Kupferkonverter, hinter dem zwei dünne (2 mm) Szintillationszähler angebracht sind, vergl. Abb. 3.11. Ein kleiner Teil der Photonen konvertiert im Kupfer in Elektron-Positron-Paare, welche dann von den beiden Szintillationszählern in Koinzidenz nachgewiesen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{Paar}$  des Paardetektors für Photonen wird in den gleichen Messungen bestimmt, aus denen man auch die absolute Markierungseffizienz  $\epsilon_\gamma$  erhält, vergl. Abschnitt 3.2. Dazu wird

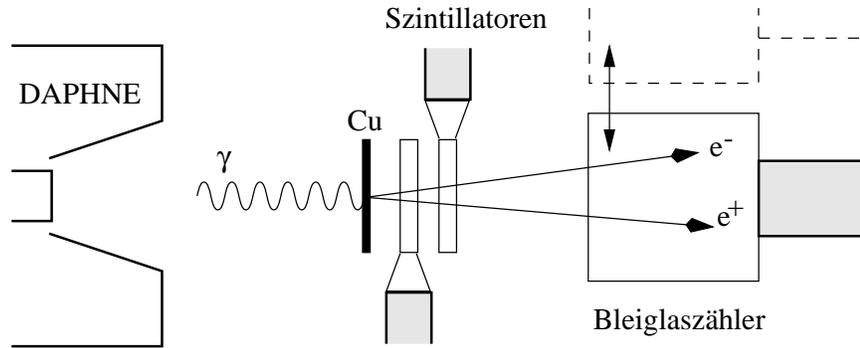


Abbildung 3.11: Paardetektor und Bleiglaszähler

zusätzlich zu den Elektronenzahlen auf der Leiter und dem Koinzidenzspektrum Bleiglaszähler-Tagger das Koinzidenzspektrum Paardetektor-Tagger aufgenommen. Die beiden letzten Spektren werden miteinander verglichen. Damit parallele Messungen mit den verschiedenen Detektoren überhaupt möglich sind, müssen neben DAPHNE auch der Paardetektor und der Bleiglaszähler den X-Trigger auslösen können. Dieser ist daher ein logisches Oder aus Einzeltriggern dieser drei Komponenten. Dabei ist das Folgende zu beachten:

- Bei der normalen Datennahme sind DAPHNE und der Paardetektor zusammen in Betrieb, der Bleiglaszähler ist aus dem Strahl entfernt. Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung im Konverter des Paardetektors ist um einen Faktor  $10^4$  bis  $10^5$  größer als die Wirkungsquerschnitte für die mit DAPHNE untersuchten photonuklearen Reaktionen. Berücksichtigt man Material, Abmessungen und Dichte des Reaktionstargets in DAPHNE und des Konverters am Paardetektor, erwartet man vom Paardetektor eine weitaus höhere Triggerrate als von DAPHNE selber. Um sinnvoll messen zu können, muß die Triggerrate des Paardetektors in diesem Fall mit einem Untersetzer stark reduziert werden, etwa um den Faktor 400. Dann wird die X-Triggerrate zu etwa gleichen Teilen von DAPHNE und dem Paardetektor bestimmt.
- Bei den Bestimmungen von  $\epsilon_\gamma$  und  $\epsilon_{Paar}$  befindet sich zusätzlich der Bleiglaszähler im Strahl. Seine Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen liegt praktisch bei 100%. Eine analoge Überlegung wie oben führt dazu, daß man jetzt vom Bleiglaszähler eine höhere Triggerrate erwartet als vom Paardetektor. Daher wird in diesen Messungen die Triggerrate des Paardetektors nur geringfügig ( $\sim$  Faktor 2) und die Triggerrate des Bleiglaszählers um den Faktor 40 - 50 herabgesetzt. Dann dominieren Bleiglaszähler und Paardetektor die X-Triggerrate und tragen zu etwa gleichen Teilen dazu bei. Die Triggerrate von DAPHNE fällt dann nicht ins Gewicht (s.o).

Unter Berücksichtigung der Untersetzungsfaktoren  $U_{Paar}$  und  $U_{Pb}$  der Triggerraten von Paardetektor und Bleiglaszähler gilt für  $\epsilon_{Paar}$ :

$$\epsilon_{Paar}(E_\gamma) = \frac{N_{Tagger-Paar}^{koinz.}(E_\gamma) \cdot U_{Paar}}{N_{Tagger-Pb}^{koinz.}(E_\gamma) \cdot U_{Pb}} . \quad (3.3)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{Paar}$  hängt leicht von der Photonenergie ab und nimmt Werte zwischen 3 und 5% an.

# Kapitel 4

## Linear polarisierte Photonen

Die Quelle des für unser Experiment benötigten, linear polarisierten Photonenstrahles war kohärente Bremsstrahlung, die an einem Diamant-Einkristall erzeugt wurde ('Überall-Effekt', [Übe56]). Eine ausführliche Darstellung dieses Verfahrens, insbesondere mit Hinblick auf Diamant als Bremsstrahlungstarget, befindet sich in [Tim69]. Die wesentlichen Sachverhalte sollen in diesem Kapitel erläutert werden. Anhang B gibt dazu eine kurze Zusammenstellung einiger Begriffe aus der Festkörperphysik.

Die Kinematik der Bremsstrahlung spielt im Folgenden eine wesentliche Rolle. Sie führt zu erheblichen Bevorzungen von bestimmten Impulsüberträgen  $\vec{q}$  auf das Objekt, an dem die Bremsstrahlung erzeugt wird. In den nächsten Abschnitten wird mit einem Einheitensystem gearbeitet, in dem  $\hbar = c = m_e = 1$  ist. SI-Einheiten erhält man zurück, indem man Längen mit  $\lambda_c = \hbar/m_e c$ , Impulse mit  $m_e c$  und Energien mit  $m_e c^2$  multipliziert.

### 4.1 Kinematik des Bremsstrahlungsprozesses

Die Kinematik des Bremsstrahlungsprozesses ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Impulse des Elektrons vor und nach dem Prozeß sind mit  $\vec{p}_0$  und  $\vec{p}$  bezeichnet, der Impuls des Photons sowie der Impulsübertrag auf das Target mit  $\vec{k}$  bzw.  $\vec{q}$ . Da Rotationssymmetrie bezüglich  $\vec{p}_0$  besteht, zerlegt man  $\vec{q}$  in seine zu  $\vec{p}_0$  longitudi-

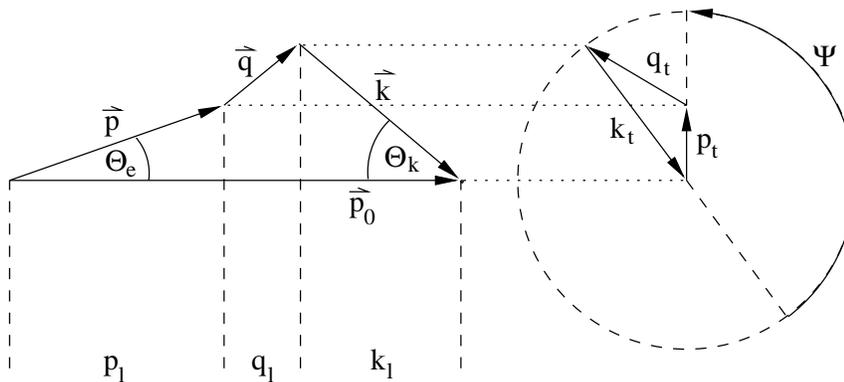


Abbildung 4.1: Kinematik der Bremsstrahlung

nalen und transversalen Anteile,  $\vec{q}_l$  und  $\vec{q}_t$ . Es gilt  $\vec{q} = \vec{p}_0 - (\vec{p} + \vec{k})$  und somit

$$q_l = p_0 - p \cos(\Theta_e) - k \cos(\Theta_k) \quad (4.1)$$

$$q_t^2 = p^2 \Theta_e^2 + k^2 \Theta_k^2 + 2p\Theta_e k \Theta_k \cos(\Psi) \quad (4.2)$$

mit der üblichen Näherung  $\sin(\Theta) \approx \Theta$  für kleine Winkel. Für  $\Theta_e = \Theta_k = 0$  wird der Impulsübertrag  $q$  rein longitudinal (d.h.  $q_t = 0$ ) und nimmt seinen minimalen Wert  $q^{min}$  an. Mit der für hohe Energien guten Näherung

$$p = \sqrt{E^2 - 1} = 1 - \frac{1}{2E} \quad (4.3)$$

erhält man aus der Gleichung für  $q_l$

$$q^{min} = \frac{E_\gamma}{2E_0 E} = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x} =: \delta(x) . \quad (4.4)$$

Darin ist  $x = \frac{E_\gamma}{E_0}$  die relative Photonenergie, die für die nachfolgenden Überlegungen als konstant angenommen wird. Den minimalen Impulsübertrag  $q^{min}$  für gegebenes  $x$  bezeichnet man üblicherweise mit  $\delta(x)$ . Abb. 4.2 zeigt  $\delta(x)$  für eine primäre Elektronenergie von 855 MeV. Von Interesse ist nicht nur der Bereich für  $q_t = 0$ , sondern vor allem der Bereich, in dem  $q_t \neq 0$  ist. Tatsächlich kann  $q_t$  sehr

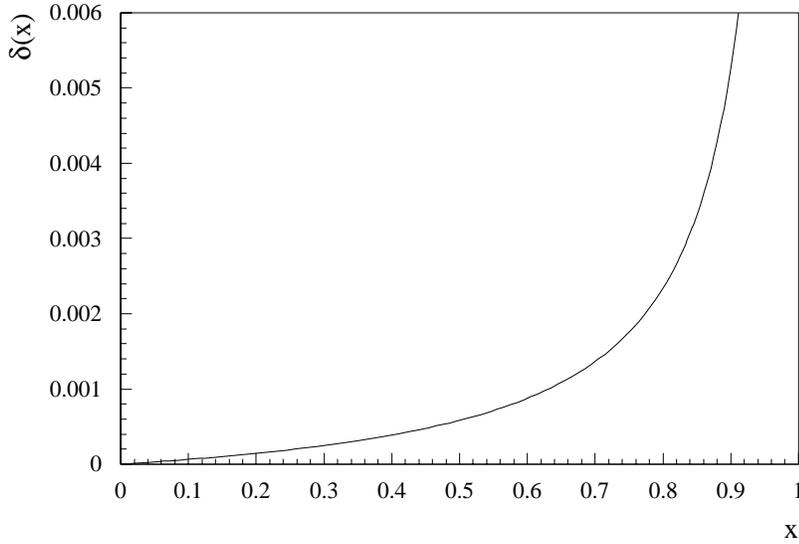


Abbildung 4.2:  $\delta(x)$  für  $E_0 = 855$  MeV

viel größere Werte annehmen als  $q_l$ . In [Tim69] wird gezeigt, daß  $\vec{q}$  innerhalb der folgenden kinematischen Grenzen, ausgedrückt durch  $q_l$  und  $q_t$ , liegen muß:

$$0 \leq q_t \leq 1 \quad (4.5)$$

$$\delta \leq q_l \leq 2\delta, \quad q_t = 0 \quad (4.6)$$

$$\delta + \frac{q_t^2}{2E_0} \leq q_l \leq \frac{\delta}{x}, \quad q_t \neq 0 \quad (4.7)$$

Dieser erlaubte Bereich für  $\vec{q}$  wird nach Überall [Übe56] ‘Pancake’ (Pfannkuchen) genannt. Er ist in Abb. 4.3 dargestellt, die Achse für  $q_t$  ist dabei gegenüber der für  $q_l$  stark gestaucht. Die Untergrenze für  $q_l$  hat die Form eines extrem flachen Rotationsparaboloiden und ist *scharf*. Man findet sie, indem man für  $q_l > \delta(x)$  (dann ist nach dem oben gesagten  $q_t \neq 0$ ) das maximale  $q_t$  sucht. Wenn  $\vec{q}$  auf ihr liegt, gilt  $\Psi = 0$  und  $\Theta_e = \Theta_k$ . Die obere Grenze für  $q_l$  wird abgeschätzt, indem als maximaler Wert für  $\Theta_k$  der mittlere Öffnungswinkel  $\Theta_c = 1/E_0$  (vergl. Abschnitt 3.2) gewählt wird. Sie ist *nicht* scharf, da  $\Theta_c$  keine absolute Obergrenze für den Emissionswinkel der Photonen darstellt. Wegen  $q_l \ll q_t$  genügt es im

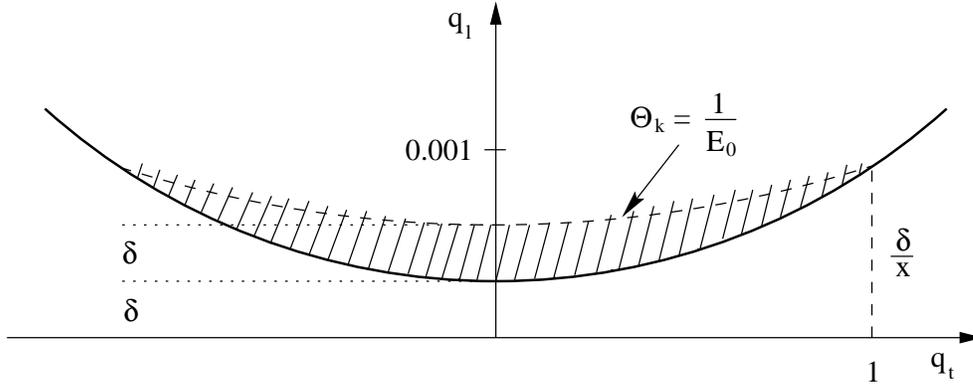


Abbildung 4.3: Der erlaubte Bereich für  $\vec{q}$  bei  $x = 0.3$ ,  $E_0 = 855$  MeV

weiteren, sich den ‘Pancake’ als eine dünne Scheibe der Dicke  $\delta$  im Impulsraum vorzustellen, die senkrecht auf  $\vec{p}_0$  steht und deren Unterkante den Abstand  $\delta$  vom Ursprung hat. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie die Kristallstruktur des Diamant-Radiators zu weiteren Einschränkungen für  $\vec{q}$  führt.

## 4.2 Einfluß der Kristallstruktur

Wird die Bremsstrahlung an einem Kristall<sup>1</sup> produziert, nimmt unter geeigneten Bedingungen nicht ein einzelner Atomkern, sondern im Idealfall der gesamte Kristall den Impulsübertrag auf. Die Rückstoßenergie,  $E_r = q^2/(2(N \cdot M_{Atom}))$ , ist dabei extrem klein, ein Verhalten, welches auch vom Mößbauereffekt her bekannt ist. Bedingung für einen solchen Prozeß ist, daß der Impulsübertrag  $\vec{q}$  einem reziproken Gittervektor  $\vec{g}_{hkl}$  entspricht:

$$\vec{q} = \vec{g}_{hkl} \quad (\text{Braggbedingung}). \quad (4.8)$$

Für  $\vec{q}$  sind also nur diskrete Werte möglich. Es treten konstruktive Interferenzen und damit kohärente Überhöhungen im Bremsstrahlspektrum auf, in denen

<sup>1</sup>Das Wort Kristall wird hier immer synonym mit Einkristall benutzt

die Photonen in hohem Maße linear polarisiert sind. Abb. 4.4 zeigt ein derartiges Spektrum, gemessen mit der Leiter des Tagging-Systems. Argumente für das Auftreten der Interferenz werden z.B. in [Übe56], [Dia68] und [Tim69] angeführt und sollen deswegen hier nicht wiederholt werden.

Ein Wirkungsquerschnitt ist in erster Bornscher Näherung durch die Fourier-transformierte des Wechselwirkungspotentials in den Impulsraum gegeben:

$$V(\vec{q}) = \int V(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} d^3r \quad (4.9)$$

Für die Bremsstrahlung am Diamant muß das Potential des einzelnen Atoms durch das periodische Kristallpotential ersetzt und dabei die atomare Struktur der Diamant-Einheitszelle berücksichtigt werden. Das Ergebnis ist

$$d\sigma_{Krist.} = D(\vec{q}) d\sigma_{B.H.} . \quad (4.10)$$

$D(\vec{q})$  ist der sog. Diffraktionsfaktor,  $d\sigma_{B.H.}$  der Wirkungsquerschnitt am einzel-

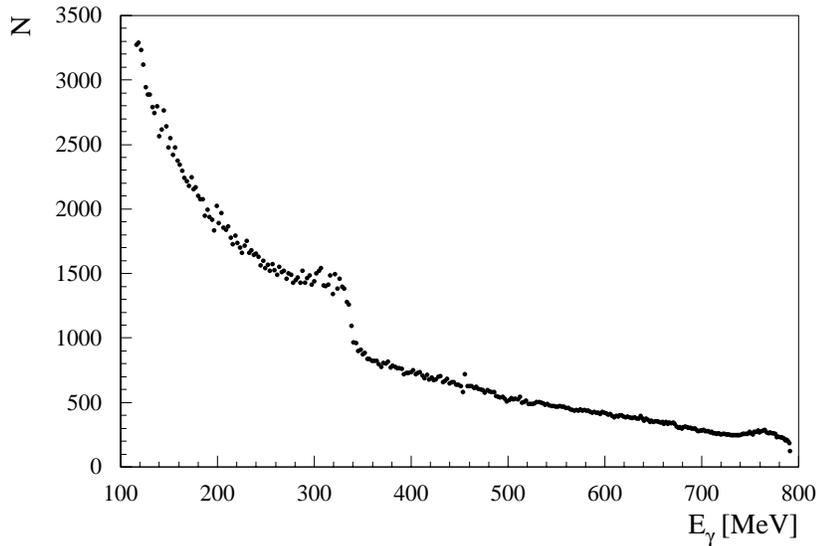


Abbildung 4.4: Bremsstrahlungsspektrum an einem Diamanten

nen Atom nach Bethe und Heitler. Der Diffraktionsfaktor für das Diamantgitter wird von Diambri Palazzi [Dia68] wie folgt angegeben:

$$D(\vec{q}) = \frac{N}{8} \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \sum_{g_\nu} |S(\vec{g}_\nu)|^2 \delta(\vec{q} - \vec{g}_\nu) . \quad (4.11)$$

Die Summation läuft über die Vektoren des reziproken Kristallgitters. Die darin auftretende  $\delta$ -Funktion ist der Grund für die Gültigkeit von Gl. 4.8 auch im Fall der Bremsstrahlung an Kristallen.  $N$  ist die Gesamtzahl der Atome im Kristall und 8 die Zahl der Atome in der Diamant-Einheitszelle, der Bruch  $\frac{N}{8}$  gibt also

die Anzahl der Einheitszellen im betrachteten Kristall an. Die Konstante  $a$  ist die Gitterkonstante von Diamant.  $S(\vec{g})$  heißt der Strukturfaktor, er hat die Form

$$S(\vec{g}) = \left(1 + e^{i\pi(h+k)} + e^{i\pi(k+l)} + e^{i\pi(h+l)}\right) \left(1 + e^{i\frac{\pi}{2}(h+k+l)}\right) . \quad (4.12)$$

Er berücksichtigt die Tatsache, daß beim Bremsstrahlprozeß sowohl konstruktive als auch destruktive Interferenzen auftreten können und nimmt die folgenden Werte an:

- $|S(\vec{g})|^2 = 64$ , wenn  $h$ ,  $k$  und  $l$  gerade sind sowie  $(h + k + l)$  durch 4 teilbar.
- $|S(\vec{g})|^2 = 32$ , wenn  $h$ ,  $k$  und  $l$  ungerade sind.
- $|S(\vec{g})|^2 = 0$  in allen anderen Fällen.

Zusätzlich zu den Einschränkungen, die für  $\vec{q}$  durch die Kinematik des Bremsstrahlungsprozesses bestehen, ergibt sich also eine Diskretisierung der möglichen Werte aufgrund der Kristallstruktur des Radiators.

### 4.3 Debye-Waller-Faktor

In einem idealen Kristall würde Gl. 4.10 den Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung beschreiben. In einem realen Kristall bedeuten die immer vorhandenen thermischen Gitterschwingungen eine Störung der Periodizität des Gitters. Nur ein Bruchteil  $f$  der Atome im Kristall kann gemeinsam den Impulsübertrag bei einem Bremsstrahlprozeß aufnehmen, so daß Interferenz auftritt. Die restlichen  $N(1 - f)$  Atome nehmen den Rückstoßimpuls inkohärent auf, es entsteht keine Interferenz. Der Wirkungsquerschnitt aus Gl. 4.10 muß umgeschrieben werden auf

$$d\sigma_{Krist.} = [D(\vec{q})f + N(1 - f)] d\sigma_{B.H.} = d\sigma_{koh.} + d\sigma_{inkoh.} . \quad (4.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt besteht also aus einem kohärenten und einem inkohärenten Anteil. Der Faktor  $f$  heißt Debye-Waller-Faktor:

$$f = e^{-A(T)q^2} . \quad (4.14)$$

$A(T)$  beschreibt darin die mittlere Auslenkung der Atome aufgrund der thermischen Gitterschwingungen. Sie ist abhängig von der Masse  $M$  eines Atoms und der Debye-Temperatur  $\Theta$  des Kristalls, ferner von der Temperatur  $T$ , der Boltzmann-Konstanten  $k_B$  und der Elektronenmasse  $m_e$ :

$$A(T) = \frac{3m_e^2c^2}{4Mk_B\Theta} \left[1 + 4\frac{T}{\Theta} \Psi\left(\frac{\Theta}{T}\right)\right] , \quad (4.15)$$

mit der Debye-Funktion

$$\Psi\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{T' dT'}{e^{T'} - 1} . \quad (4.16)$$

Ein großer Wert von  $f$  und damit auch für den kohärenten Anteil des Wirkungsquerschnitts ergibt sich bei kleinem  $A$ . Deswegen eignen sich Kristalle mit hoher Debye-Temperatur gut als Radiatoren. Für Diamant ( $\Theta = 2230^\circ \text{K}$ ) bei  $T = 293^\circ \text{K}$  ist  $\Psi = 0.230$  und  $A = 101.2$ , vergl. [Tim69]. Wegen der Braggbedingung gilt

$$q^2 = g_{hkl}^2 = \frac{2\pi}{a}(h^2 + k^2 + l^2) . \quad (4.17)$$

Wenn man für  $\vec{q}$  z.B. den reziproken Gittervektor [022] einsetzt, findet man mit  $a = 925.4$ , daß  $f = 0.96$ . Niedrig indizierte Gittervektoren führen also zu einem hohen kohärenten Anteil im Wirkungsquerschnitt.

Wenn man in Gl. 4.13 durch die Zahl  $N$  der Atome im Kristall dividiert, erhält man schließlich den Wirkungsquerschnitt pro Atom für Bremsstrahlung an einem Kristall :

$$d\sigma_{Krist.} = \left[ \frac{1}{8} \left( \frac{2\pi}{a} \right)^3 e^{-Aq^2} \sum_{g\nu} |S(\vec{g}_\nu)|^2 \delta(\vec{q} - \vec{g}_\nu) + (1 - e^{-Aq^2}) \right] d\sigma_{B.H.} . \quad (4.18)$$

## 4.4 Polarisationsgrad des Photonenstrahles

Um einen linear polarisierten Photonenstrahl zu erhalten, muß die Orientierung des elektrischen Feldvektors der Photonen in einer Ebene fixiert werden. Die kohärente Bremsstrahlung an Diamant eröffnet genau diese Möglichkeit. Der Impuls  $\vec{p}_0$  des einlaufenden Elektrons und der Impulsübertrag  $\vec{q}$  spannen eine Ebene auf. Für den Fall, daß  $\vec{q}$  auf seiner kinematischen Untergrenze liegt und  $q_t \neq 0$  ist, sind nach dem unter 3.3.1 gesagten alle beteiligten Impulse koplanar. In diesem Grenzfall liegt damit auch der elektrische Feldvektor des Photons in der durch  $\vec{p}_0$  und  $\vec{q}$  definierten Ebene.

Durch den primären Elektronenstrahl ist  $\vec{p}_0$  vorgegeben. Mit Hilfe des Goniometers [Loh94] kann der Diamantkristall relativ zu  $\vec{p}_0$  so orientiert werden, daß für eine gegebene Photonenergie nur ein reziproker Gittervektor an der Unterkante des ‘Pancake’ liegt. Dann ist  $\vec{q}$  und somit die Polarisationssebene für die Photonen festgelegt. Das Verfahren zur Orientierung des Kristalls wird in [Schm95] ausführlich beschrieben. Das Prinzip soll hier anhand Abb. 4.5 kurz erklärt werden. Gezeigt ist die Lage des reziproken Kristallgitters relativ zu  $\vec{p}_0$  und dem ‘Pancake’, die Blickrichtung ist entgegen der Achse  $\vec{b}_3$  (siehe Anh. B). Links sieht man die Grundposition. Der primäre Elektronenstrahl verläuft parallel zur Achse  $\vec{b}_1$ . Die drei Drehachsen des Goniometers fallen in dieser Einstellung mit den Achsen  $\vec{b}_i$  des Kristalls zusammen. Hier ist bei  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  erst ab Photonenergien oberhalb der Akzeptanz des Tagging-Spektrometers mit Kohärenzeffekten zu rechnen [Schm95]. Daher ist dieser Fall für uns ohne Bedeutung. Rechts wurde der Kristall um den Winkel  $\Theta$  um die Achse  $\vec{b}_3$  verdreht. Da die Achsen  $\vec{b}_i$  des reziproken Gitters bei Diamant mit den Achsen  $\vec{a}_i$  des Gitters im Ortsraum übereinstimmen (vergl. Anh. B), sind die Drehungen im Impulsraum mit

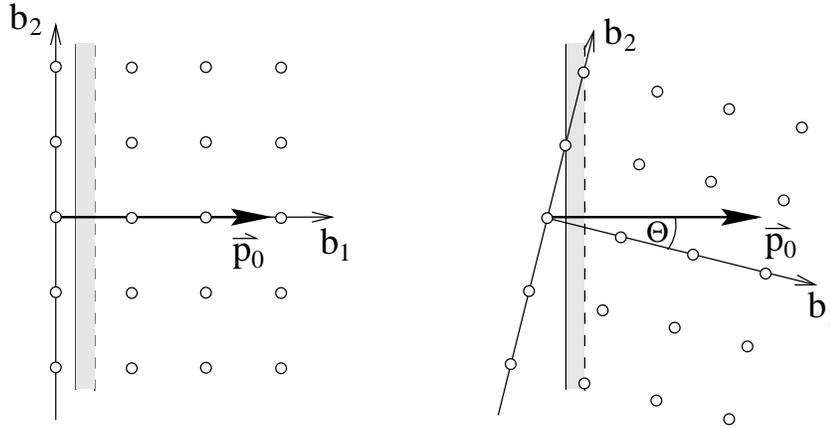


Abbildung 4.5: Die Kristallorientierung im Elektronenstrahl

denen im Ortsraum identisch. Man sieht, wie ein reziproker Gittervektor nun an der Unterkante des ‘Pancake’ liegt. Da der Kristall nur um eine Achse verdreht wurde, ist dies allerdings für eine ganze Schar von Gittervektoren der Fall, dazu denke man sich das Bild senkrecht zur Zeichenebene fortgesetzt. Das entstehende Bremsstrahlspektrum ist ein sog. Mehrpunktspektrum, da mehrere Gittervektoren beitragen. Dementsprechend gibt es mehrere Möglichkeiten für die Polarisationsebene ( $\vec{p}_0, \vec{q}$ ) der Photonen, so daß sich kaum eine effektive Polarisation ergibt.

Erst durch weitere Drehungen um die anderen Goniometerachsen erreicht man, daß nur ein reziproker Gittervektor bei gegebener Photonenergie die Unterkante des ‘Pancake’ erreicht [Schm95], man erhält dann ein Einpunktspektrum, in dessen Intensitätsspitzen die Photonen wie gewünscht linear polarisiert sind. Abb. 4.6 zeigt als Beispiel ein normiertes Intensitätsspektrum, in dem die kohärenten Überhöhungen besonders gut zu sehen sind. Es entsteht, wenn ein kohärentes Diamantspektrum, in diesem Beispiel dasjenige aus Abb. 4.4, durch ein inkohärentes Spektrum von einem Kohlenstoff-Radiator dividiert wird. Beide Spektren wurden aus Gründen der Statistik mit der Leiter des Tagging-Systems gemessen. Die Gittervektoren, deren Beiträge zum kohärenten Teil des Wirkungsquerschnitts 4.18 zu den ersten beiden Peaks führen, sind mit angegeben.

Den Verlauf der normierten Intensität in Abb. 4.6 kann man verstehen, wenn man bedenkt, daß bei gegebenem  $E_0$  Lage und Dicke des ‘Pancake’ im Impulsraum nur von  $x = \frac{E_\gamma}{E_0}$  abhängen. Wird bei fester Einstellung des Kristalls  $x$  von Null her vergrößert, verschiebt sich die Unterkante des ‘Pancake’ entlang  $\vec{p}_0$  vom Ursprung her zu wachsenden Werten  $\delta(x)$ , gleichzeitig nimmt er die Dicke  $\delta(x)$  an, vergl. dazu auch Abb. 4.5. Ein reziproker Gittervektor taucht zuerst von der unscharfen Oberkante her in den ‘Pancake’ ein, sein Beitrag zum kohärenten Teil des Wirkungsquerschnitts 4.18 nimmt langsam zu. Wird  $x$  noch größer, erreicht der Gittervektor irgendwann die *scharfe* Unterkante des ‘Pancake’ und fällt dann

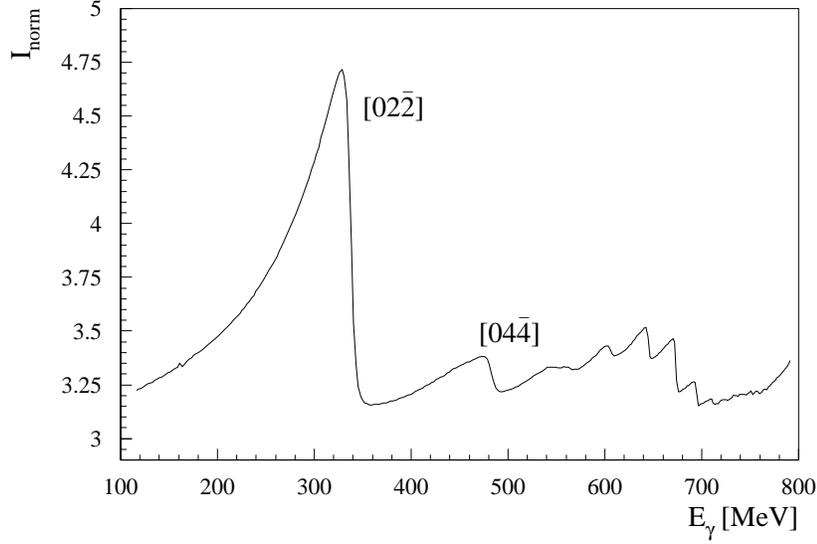


Abbildung 4.6: Normiertes Intensitätsspektrum

abrupt aus dem kinematisch erlaubten Bereich heraus. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.6 gut zu sehen: Bei  $E_\gamma \approx 330$  MeV verläßt der Gittervektor  $[02\bar{2}]$  die Unterkante des ‘Pancake’, die Intensität fällt scharf ab. Diese Stelle im Spektrum wird mit Polarisationskante, Kante oder auch mit Diskontinuität bezeichnet. Zu erkennen ist auch der zu kleinen Energien auslaufende Teil des Polarisationspeaks, der durch den Gittervektor  $[04\bar{4}]$  hervorgerufen wird. Dessen Kante liegt bei  $\approx 470$  MeV, schwache Beiträge zum Spektrum sind aber auch schon bei 330 MeV zu erwarten.

Um für eine bestimmte Kristallorientierung die Intensitätsverteilung und schließlich den Polarisationsgrad  $P_\gamma$  des Photonenstrahls in Abhängigkeit von  $x$  zu berechnen, muß der Wirkungsquerschnitt 4.18 über alle Photon- und Elektronemissionswinkel integriert werden. In den Arbeiten von Diambrini Palazzi [Dia68] und Timm [Tim69] wird dazu anstelle  $d\sigma_{B.H.}$  der Wirkungsquerschnitt nach May [May51] verwendet, der die Polarisation der emittierten Photonen berücksichtigt. Das Intensitätsspektrum wird ebenfalls durch eine Überlagerung des kohärenten mit einem inkohärenten Anteil beschrieben:

$$I(x) = I_k(x) + I_i(x) . \quad (4.19)$$

Die sehr aufwendige Rechnung und das Ergebnis sind in den zitierten Arbeiten zu finden, sollen aber hier nicht näher behandelt werden. Für den Fall, daß nur ein einziger reziproker Gittervektor zum kohärenten Teil des Wirkungsquerschnitts beiträgt, ergibt sich für den Polarisationsgrad  $P_\gamma$  [Tim69]:

$$P_\gamma(x, x_d) = \Phi(x, x_d) \frac{I_k(x)}{I_k(x) + I_i(x)} ; \quad x \leq x_d . \quad (4.20)$$

$x_d$  ist die relative Photonenergie der Polarisationskante für die betrachtete Kristalleinstellung, die Funktion  $\Phi$  ist nur für  $x \leq x_d$  definiert und gegeben durch:

$$\Phi(x, x_d) = \frac{2Q^2 x^2}{1-x} \left[ 1 + (1-x)^2 - \frac{4Q^2 x^2}{1-x} \left( \frac{1-x}{Qx} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (4.21)$$

mit  $Q = (1 - x_d)/x_d$ . Für  $x = x_d$  geht  $\Phi(x, x_d)$  über in

$$\Phi(x_d) = \frac{2(1-x_d)}{1+(1-x_d)^2}. \quad (4.22)$$

Der Polarisationsgrad  $P_\gamma$  ist über  $I_k(x)$  von der Wahl des reziproken Gittervektors abhängig, hohe Werte für  $I_k$  erhält man nach Abschnitt 3.3.3 bei niedrig indizierten Gittervektoren.  $\Phi(x, x_d)$  beschreibt den theoretischen Maximalwert von  $P_\gamma$  für  $I_i \equiv 0$ . Der größte Wert,  $\Phi(x_d)$ , wird an der Polarisationskante erreicht. Abbildung 4.7 zeigt die Funktion  $\Phi(x, x_d)$  für drei (von insgesamt 7 verschiedenen) Einstellungen des Kristalls, bei denen in dieser Arbeit Meßdaten aufgenommen wurden. Der Maximalwert  $\Phi(x, x_d)$  für  $P_\gamma$  kann allerdings nie ganz erreicht wer-

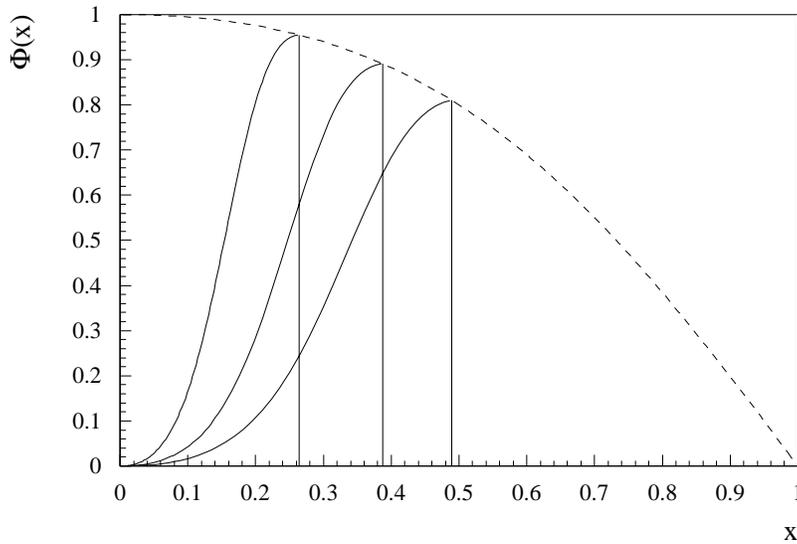


Abbildung 4.7:  $\Phi(x, x_d)$  für verschiedene Kristalleinstellungen

den, da es nicht möglich ist,  $I_i$  komplett zu unterdrücken. Es zeigt sich aber, daß der kohärente Anteil  $I_k$  der Intensität stark nach vorwärts gerichtet d.h. überwiegend bei kleinen Photonemissionswinkeln  $\Theta_k$  auftritt. Der inkohärente Anteil ist dagegen gleichmäßiger über die Werte von  $\Theta_k$  verteilt. Durch geeignete Kollimation des Photonenstrahles ist es daher möglich,  $I_i$  gegenüber  $I_k$  stark zu unterdrücken und so  $P_\gamma$  zu vergrößern. Dieser Effekt wurde in der Diplomarbeit von F.Rambo [Ram95] eingehend untersucht.

Die Messungen in dieser Arbeit wurden in der Regel mit dem Polarisationspeak des reziproken Gittervektors  $[02\bar{2}]$  durchgeführt, zur Kontrolle liegen jedoch auch einige Messungen mit dem Gittervektor  $[022]$  vor, was einer Drehung der Polarisationssebene der Photonen um  $90^\circ$  entspricht.

## 4.5 Polarisationsgrad im Experiment

Um den Polarisationsgrad des Strahles zu erhalten, muß man den Intensitätsterm in Gl. 4.20 aus den experimentellen Photonenspektren bestimmen. Das Problem dabei ist, daß sowohl  $I_k$  als auch  $I_i$  von  $x$  abhängen. In Abb. 4.8 ist das schon aus Abb. 4.4 bekannte Diamantspektrum zu sehen, die Aufteilung in kohärenten und inkohärenten Anteil ist angedeutet. Um von der Abhängigkeit des inkohärenten Anteils von  $x$  unabhängig zu werden, benutzt man für die Bestimmung des Inten-

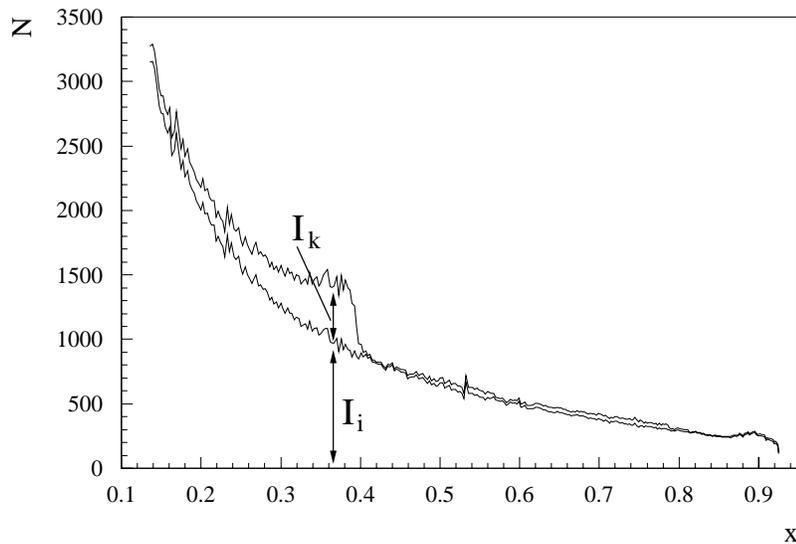


Abbildung 4.8: Kohärenter und inkohärenter Anteil im Diamantspektrum

sitätstermes in Gl. 4.20 ein normiertes Intensitätsspektrum, welches aus direkt im Photonenstrahl gemessenen Spektren erstellt wird. Im Gegensatz zur normierten Intensität in Abb. 4.6, die mit Spektren von der Leiter des Tagging-Systems bestimmt wurde, werden so Effekte durch die Kollimation des Photonenstrahles automatisch mit berücksichtigt. Wir dividieren also das *Photonenspektrum* eines Diamant- durch das eines Kohlenstoff-Radiators. Abb. 4.9 zeigt ein solches Spektrum, gemessen im Bereich des polarisierten Peaks, der zum Gittervektor  $[02\bar{2}]$  gehört. Das Diamantspektrum läßt sich wie in Gl. 4.19 als Summe  $I_k(x) + I_i(x)$  aus kohärentem und inkohärentem Anteil schreiben. Das Kohlenstoff-Spektrum stammt zwangsläufig aus einer anderen Messung als das Diamantspektrum. Es

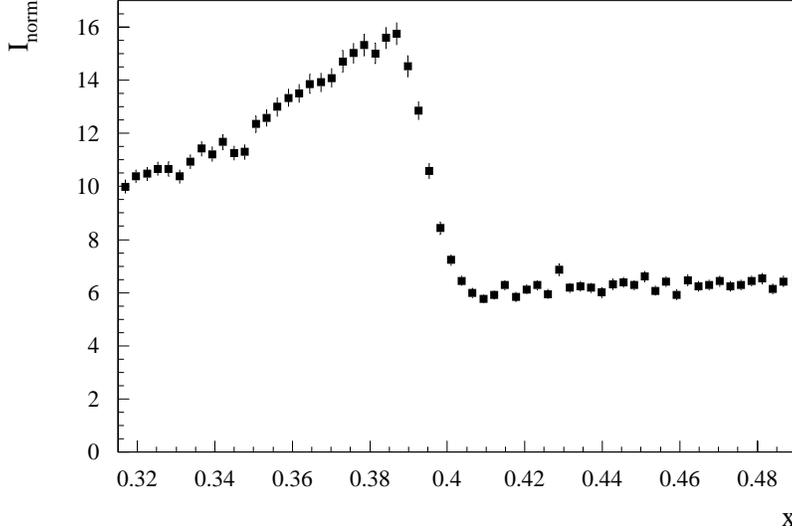


Abbildung 4.9: Normiertes Intensitätsspektrum im Photonenstrahl

entspricht deswegen nicht genau dem inkohärenten Anteil  $I_i(x)$  im Diamantspektrum. Wir schreiben es daher als  $\alpha I_i(x)$ , wobei vom Faktor  $\alpha$  zunächst nur bekannt ist, daß es größer als 0 ist und nicht von  $x$  abhängt. Wir erhalten also für die normierte Intensität:

$$I_{norm}(x) = \frac{I_k(x) + I_i(x)}{\alpha I_i(x)} = \frac{1}{\alpha} \frac{I_k(x) + I_i(x)}{I_i(x)} =: \frac{1}{\alpha} I_{rel}(x) . \quad (4.23)$$

$I_{rel}$  heißt relative Intensität.  $I_{rel}(x) = 1$ , wenn an der Stelle  $x$  kein kohärenter Anteil im Spektrum vorhanden ist ( $I_k(x) = 0$ ). Das ist z.B. für  $x = 1$  der Fall. Weiterhin gilt:

$$1 - \frac{1}{I_{rel}(x)} = \frac{I_k(x)}{I_k(x) + I_i(x)} . \quad (4.24)$$

Das ist gerade der Intensitätsterm aus Gl. 4.20. Mit Hilfe der Gleichungen 4.23 und 4.24 können wir nun schreiben:

$$P_\gamma(x, x_d) = \Phi(x, x_d) \left( 1 - \frac{1}{\alpha I_{norm}(x)} \right) . \quad (4.25)$$

Wenn innerhalb des vermessenen Photonenspektrums also ein  $x$  liegt, von dem bekannt ist, daß  $I_{rel}(x) = 1$ , könnte dort aus der Größe von  $I_{norm}$  der Faktor  $\alpha$  bestimmt werden. Leider liegt  $x = 1$  immer außerhalb des durch Messung zugänglichen Bereichs. Auch hinter der starken Diskontinuität des Gittervektors  $[02\bar{2}]$  ist  $I_{rel}$  leicht größer als 1, da dort schon kohärente Beiträge des Gittervektors  $[044]$  vorhanden sind. Zur Bestimmung von  $P_\gamma$  mußte bei der Analyse des vorliegenden Experimentes auf die Rechnungen [Ram95] zurückgegriffen werden.

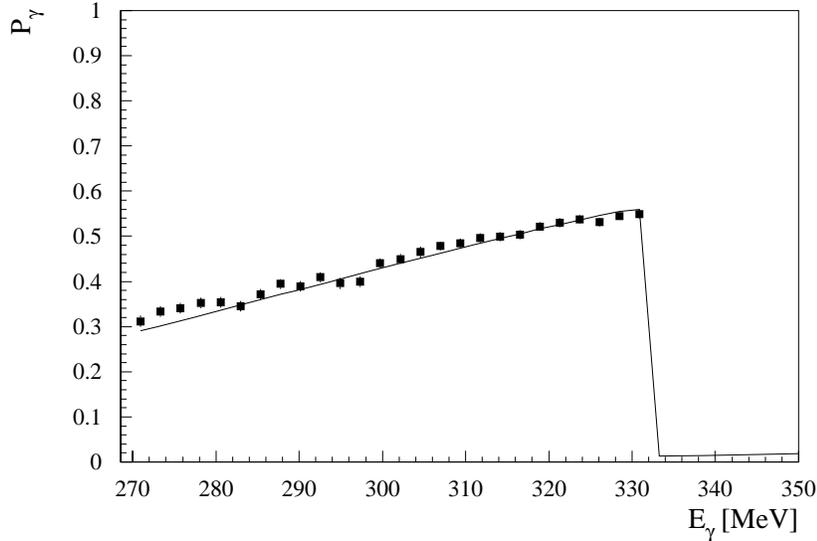


Abbildung 4.10: Vergleich zwischen ger. und gem.  $P_\gamma$

In diesen Rechnungen werden anhand der normierten Intensitätsspektren, die mit dem Tagging-System gemessen wurden (vergl. Abb. 4.6), die exakten Drehwinkel des Diamanten relativ zum einfallenden Elektronenstrahl ermittelt. Aus den Drehwinkeln und der Information über die Kollimation des Photonenstrahls können  $I_{rel}$  und  $P_\gamma$  theoretisch berechnet werden. Um  $\alpha$  zu bestimmen, benutzen wir die theoretisch berechneten Werte von  $I_{rel}$ , um gemäß Gl. 4.23 die Funktion  $\frac{1}{\alpha}I_{rel}$  im Bereich  $x \leq x_d$  an die *gemessene* normierte Intensität  $I_{norm}$  anzupassen. Die Stützstellen sind dabei durch die relativen Photonenergien der entsprechenden Leiterkanäle gegeben. Ist  $\alpha$  auf diese Weise bestimmt, kann  $P_\gamma$  mit Hilfe der halbempirischen Gleichung 4.25 für jeden Leiterkanal unterhalb der Kante ausgerechnet werden. Das so gewonnene Spektrum für  $P_\gamma$  enthält, im Gegensatz zur rein theoretischen Rechnung, die statistischen Fluktuationen, die durch manchmal auftretende, kurzzeitige Strahlschwankungen entstehen und ist daher der rein theoretischen Rechnung vorzuziehen. In Abb. 4.10 sind die Werte von  $P_\gamma$  zu sehen, die aus dem normierten Photonenspektrum in Abb. 4.9 nach dem eben beschriebenen Verfahren bestimmt wurden, zusammen mit der Rechnung von [Ram95]. Die gezeigten Fehler sind die statistischen Fehler.

Die Qualität dieser Rechnungen wurde in der A2-Kollaboration durch ein unabhängiges Experiment überprüft [Kra93]. Die kohärente  $\pi^0$ -Produktion am  ${}^4\text{He}$  hat für den linearen Polarisationsgrad von Photonen eine Analysierstärke von 100%, da sowohl der  ${}^4\text{He}$ -Kern als auch das  $\pi^0$  Spin 0 haben. Die beobachtete Strahlasymmetrie in dieser Reaktion ergibt deswegen direkt den Polarisationsgrad. Abb. 4.11 zeigt die gute Übereinstimmung der Rechnungen mit dieser Kontrollmessung. In absehbarer Zukunft wird es möglich sein, den inkohärenten Anteil in den polarisierten Spektren direkt zu messen. Dazu wird, nach ei-

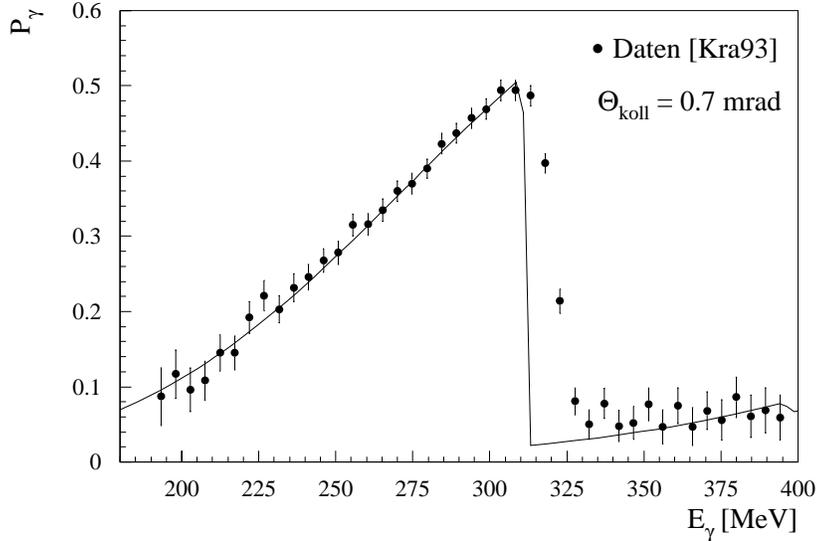


Abbildung 4.11: Ergebnis der Kontrollmessung zur Berechnung von  $P_\gamma$

ner polarisierten Messung, der Diamant nur so geringfügig gegen den einlaufenden Elektronenstrahl verdreht, das einerseits keine Channeling-Strahlung erzeugt wird und andererseits kein reziproker Gittervektor die Bragg-Bedingung 4.8 erfüllt. Beide Messungen werden sodann auf den gleichen *einlaufenden* Elektronenfluß aus MAMI normiert. Zusätzlich kann man eine (kleine) Korrektur hinsichtlich der wegen der Drehung unterschiedlichen durchlaufenen Radiatordicken anbringen<sup>2</sup>. Da der Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt eine Summe aus kohärentem und inkohärentem Anteil ist (Gl. 4.13), entspricht das unpolarisierte Spektrum sehr genau dem inkohärenten Anteil im polarisierten Spektrum. Damit wird die Bestimmung von  $P_\gamma$  komplett unabhängig von den Rechnungen, sobald entsprechende Monitore zur Messung des einlaufenden Elektronenflusses in der A2-Strahlführung installiert sind.

Auch die theoretischen Berechnungen zu  $P_\gamma$  sind vor kurzem erneut verbessert worden. Die Form der Polarisationskante wird jetzt sehr genau beschrieben. Der Grund dafür liegt in der konsequenten Berücksichtigung von korrekten Winkelverteilungen der kohärenten Bremsstrahlung [Kra97].

#### 4.5.1 Fehlerbehandlung für $P_\gamma$

Der *statistische* Fehler für  $P_\gamma$  ergibt sich nach Gl. 4.25 mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung allein aus den statistischen Fehlern von  $I_{norm}(x)$ . Die Rechenprogramme, mit denen die Anpassung zur Bestimmung von  $\alpha$  (s.o.) durchgeführt wird, liefern zwar einen Fehler für  $\alpha$ , dieser ist aber zu den statistischen Fehlern von

<sup>2</sup>Ein typischer Drehwinkel des Kristalls ist 60 mrad

$I_{norm}(x)$  korreliert und darf daher in die Bestimmung des statistischen Fehlers für  $P_\gamma$  nicht mehr eingehen.  $\Phi(x, x_d)$  stammt aus einer Rechnung und ist als fehlerfrei anzusehen. Der statistische Fehler für  $P_\gamma$  wurde für jeden Leiterkanal individuell bestimmt.

Für den *systematischen* Fehler von  $P_\gamma$  gibt es zwei Quellen: Der Fit zur Bestimmung von  $\alpha$  wurde für den Bereich  $x \leq x_d$  durchgeführt. Genausogut kann man dies auch für  $x > x_d$  tun, wenn man den direkten Bereich der abfallenden Polarisationskante ausspart, in dem die von uns verwendeten Rechnungen noch keine optimale Beschreibung von  $P_\gamma$  und  $I_{rel}$  liefern, vergl. Abb. 4.11. Im Idealfall sollte man dabei für  $\alpha$  das gleiche Resultat erhalten, es ist in der Regel aber leicht unterschiedlich. Es sei hier mit  $\alpha'$  bezeichnet. Mit  $d_\alpha = |\alpha - \alpha'|$  ergibt sich die folgende Abschätzung für den aus dieser Unsicherheit von  $\alpha$  resultierenden systematischen Fehler von  $P_\gamma$ :

$$\Delta_{syst.}(P_\gamma) = \frac{1}{2} [P_\gamma(\alpha + d_\alpha) - P_\gamma(\alpha - d_\alpha)] . \quad (4.26)$$

Die zweite Ursache für einen systematischen Fehler von  $P_\gamma$  ist die folgende: Die Position der polarisierten Kante wird anhand des normierten Photonenspektrums  $I_{norm}$  festgelegt. Dies ist meistens eindeutig möglich, vergl. Abb. 4.9. Hier liegt die Kante bei Leiterkanal 230, entsprechend  $x_d = 0.387$ .  $I_{norm}$  bricht jedoch in den experimentellen Spektren aufgrund von Vielfachstreuung im Radiator nie ganz abrupt ab. Deswegen war es in der Analyse manchmal möglich, als Position der Kante einen von zwei (in einem Fall sogar vier) benachbarten Leiterkanälen anzunehmen. Der systematische Fehler, der sich aus dieser Unsicherheit ergibt, wurde abgeschätzt, indem  $P_\gamma$  zweimal, jeweils unter Annahme des größt- und des kleinstmöglichen Leiterkanals für die Kantenposition, nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt wurde. Über die sich ergebenden Differenzen in den Werten von  $P_\gamma$  wurde sodann gemittelt und das Resultat als zweiter möglicher Beitrag zum systematischen Fehler angesehen. Bis auf den Fall, in dem vier Leiterkanäle für die Kantenposition in Frage kamen, war dieser Beitrag allerdings sehr klein. Die beiden Beiträge zum systematischen Fehler wurden linear addiert. Als (einheitlicher) systematischer Fehler wurde sodann der Mittelwert der systematischen Fehler für die Leiterkanäle unterhalb der polarisierten Kante ( $x \leq x_d$ ) gewählt. Dabei haben sich, je nach Einstellung des Goniometers, Werte zwischen 0.2% und 3.5% ergeben (vergl. Tab. A.1 bis A.6).

# Kapitel 5

## Analyse der Meßdaten

Dieses Kapitel gliedert sich in zwei Teile: Im ersten Teil werden die Arbeiten beschrieben, die *vor* der systematischen Analyse aller Daten durchgeführt wurden. Dabei handelt es sich um die Energiekalibrierung der Szintillatoren der Ebene B sowie um die Kalibrierung und die Bestimmung der Abschwächlängen für die neuen Szintillatoren der Ebene A, vergl. das Ende von Kapitel 3.3.3. Der zweite Teil wird sich dann der ‘eigentlichen’ Analyse, also der Extraktion der Photospaltungseignisse aus den Rohdaten und der Bestimmung der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  widmen.

### 5.1 Vorarbeiten

Die Szintillatoren der Ebene A werden nur an einem Ende mit Photomultipliern ausgelesen. Daher sind die dort gemessenen Signale stark vom Durchstoßort eines geladenen Teilchens innerhalb des Zählers abhängig. Um die Signale zu korrigieren und schließlich die im Zähler deponierte Energie messen zu können, muß diese Ortsabhängigkeit bekannt sein. Sie wird durch die Abschwächlänge  $\lambda$  des Lichtes im Szintillator beschrieben.  $\lambda$  wird mit minimalionisierenden Teilchen bestimmt, die an einem bekannten Ort im Zähler eine definierte Energie deponieren. Die Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung sind dafür gut geeignet. Unsere Meßelektronik besitzt daher einen Höhenstrahlungstrigger auf Myonen, die DAPHNE diametral durchqueren, d.h. es werden Koinzidenzen aus je zwei gegenüberliegenden Szintillator-Sektoren (1 & 9, 2 & 10, usw.) gefordert. Die Myonenspuren werden nur mit der äußersten Drahtkammer rekonstruiert. So entfallen die geometrischen Einschränkungen durch die kürzeren, inneren Kammern, vergl. Abb. 3.5, und es können wesentlich mehr Höhenstrahlungseignisse, die einen Trigger ausgelöst haben, auch analysiert werden. Man nimmt vereinfachend

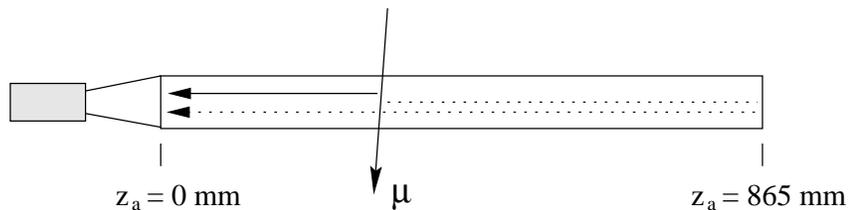


Abbildung 5.1: Zur Abschwächlänge der A-Szintillatoren

an, daß sich das am Durchstoßort  $z_a$  eines geladenen Teilchens erzeugte Szintillationslicht in zwei etwa gleich starke Anteile aufspaltet, vergl. Abb. 5.1. Der eine Teil läuft direkt zum Photomultiplier, der andere zunächst zum entgegengesetzten Ende, wo er total reflektiert wird. Erst dann läuft auch dieser Anteil des Lichtes zum Photomultiplier. Weiter wird angenommen, daß Lichtverluste nur durch Absorption im Szintillatormaterial stattfinden. Dann kann man für die im Photomultiplier registrierte Pulshöhe  $P_{reg}(z_a)$  schreiben:

$$P_{reg}(z_a) = \frac{1}{2} \left[ e^{-\frac{z_a}{\lambda}} + e^{-\frac{2L-z_a}{\lambda}} \right] P = f(z_a) \cdot P . \quad (5.1)$$

$P$  ist zum Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchtritt durch den Szintillator proportional. Nach der Höhenstrahlungsmessung wird für alle Szintillatoren der Ebene A die mittlere am Photomultiplier registrierte Pulshöhe  $\bar{P}_{reg}$  gegen  $z_a$  aufgetragen und daran die Funktion aus Gl. 5.1 angepaßt, mit  $P$  und  $\lambda$  als freien Parametern. Daraus ergeben sich die Abschwächlängen  $\lambda$ . Sie sind in Tabelle A.15 in Anhang A.4 zusammengestellt. Bis auf den Zähler A7, dessen Abschwächlänge deutlich nach unten abweicht, zeigen alle anderen Zähler der Ebene A recht ähnliche Werte für  $\lambda$ . Aus Symmetriegründen wird in der Datenanalyse die Pulshöhenkorrektur in der Mitte der Szintillatoren ( $z_a = 432.5$  mm) auf 1 normiert. Für die korrigierten ADC-Meßwerte der Szintillatoren in der Ebene A gilt dann:  $ADC_{korr} = ADC \cdot f_a$ , mit  $f_a = f(432.5)/f(z_a)$ .

Die Energiekalibrierung der Szintillatoren der Ebenen A und B wurde mit einem Teil der in dieser Messung angefallenen Daten durchgeführt, da die Deuteron-Photospaltung eine der Standardreaktionen für solche Zwecke ist<sup>1</sup>. Die Kriterien zur Auswahl der benutzten Ereignisse sind dabei zwangsläufig nahezu die gleichen wie in der ‘eentlichen’ Analyse und werden deswegen hier nicht im einzelnen aufgeführt, ausgewertet wurden natürlich nur Ereignisse mit einer geladenen Spur im Endzustand. Da es sich um einen Zwei-Körper-Prozeß handelt, ist die Kinematik schon durch die Messung der Photonenergie (Tagging-System) und des Polarwinkels des geladenen Teilchens (Drahtkammern) festgelegt. Unter der Annahme, daß es sich bei einem registrierten Ereignis um die Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + n$  und bei dem geladenen Teilchen folglich um das Proton handelt, kann dessen kinetische Startenergie berechnet werden. Aus der kinetischen Energie und dem Polarwinkel des Protons können wiederum, bei bekannten Massenbelegungen im Detektorsystem, die *erwarteten* Energiedepositionen in den getroffenen Szintillationszählern berechnet werden. Der Vergleich mit den *gemessenen* ADC-Werten liefert die gesuchte Kalibrierung. Aus den Ereignissen mit nur einer geladenen Spur müssen also diejenigen mit einem Proton und daraus die Photospaltungsergebnisse herausgefunden werden.

Da es sich hier streng genommen nicht um eine komplette Neukalibrierung sondern eher um eine ‘Nachbesserung’ der schon bestehenden Kalibrierung handelte, wurde zur Identifizierung der Protonen und des Reaktionskanals die alte

---

<sup>1</sup>Zwei weitere mögliche Reaktionen sind  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$  bzw.  $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ .

Kalibrierung ausgenutzt. Die benutzten Daten (ein Teil der Messung II, vergl. Abschnitt 5.2) decken einen Photonenergiebereich ab, in dem der weitaus größte Teil der Protonen aus der Photospaltung in den Szintillatorebenen B und C gestoppt

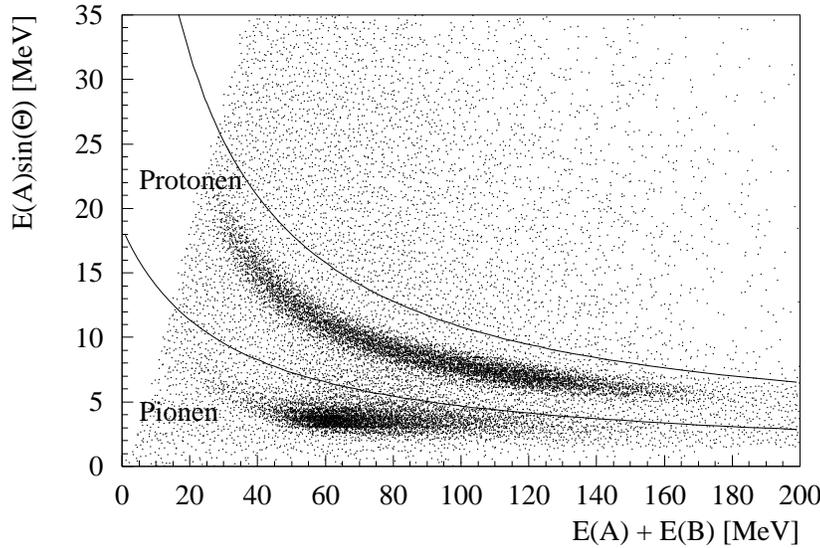


Abbildung 5.2: Geladene Teilchen, Stop in Ebene B

wird. Diese Protonen können über ihre Energiedepositionen in den Ebenen A und B identifiziert werden. Dazu trägt man für geladene Teilchen den auf senkrechten Durchflug normierten und damit winkelunabhängigen, differentiellen Energieverlust in Ebene A,  $E(A)\sin(\Theta)$ , gegen die Summe der Energiedepositionen in den Ebenen A und B auf. Abb. 5.2 zeigt dies für geladene Teilchen, die in Ebene B gestoppt wurden. Die Bänder, in denen die Protonen bzw. die Pionen liegen, sind deutlich voneinander zu unterscheiden. Die Schnitte zur Trennung zwischen Protonen und Pionen sind als Linien eingetragen. Zur Identifizierung der in Ebene C gestoppten Protonen wurden ähnliche Schnitte erstellt, die aber hier nicht besprochen werden sollen. Protonen, die schon in der Ebene A oder erst in den äußeren Szintillatorebenen (D-F) gestoppt wurden, spielten von ihrer Zahl her für die Kalibrierung keine wesentliche Rolle.

Die Identifizierung des Reaktionskanals  $\gamma + d \rightarrow p + n$  wurde danach anhand der ‘fehlenden kinetischen Energie’ (missing Energy)  $T_{miss}$  durchgeführt. Diese ist die Differenz zwischen der berechneten kinetischen Energie des Protons und dem wirklich gemessenen Wert:

$$T_{miss} = T_{ber} - T_{gem} . \quad (5.2)$$

Das Verfahren zur Bestimmung der kinetischen Energie eines geladenen Teilchens wird in Abschnitt 5.2.2 erläutert. Als Beispiel zeigt Abb. 5.3 das Missing-Energy-Spektrum für geladene Teilchen, die in Ebene B gestoppt wurden, zusammen mit

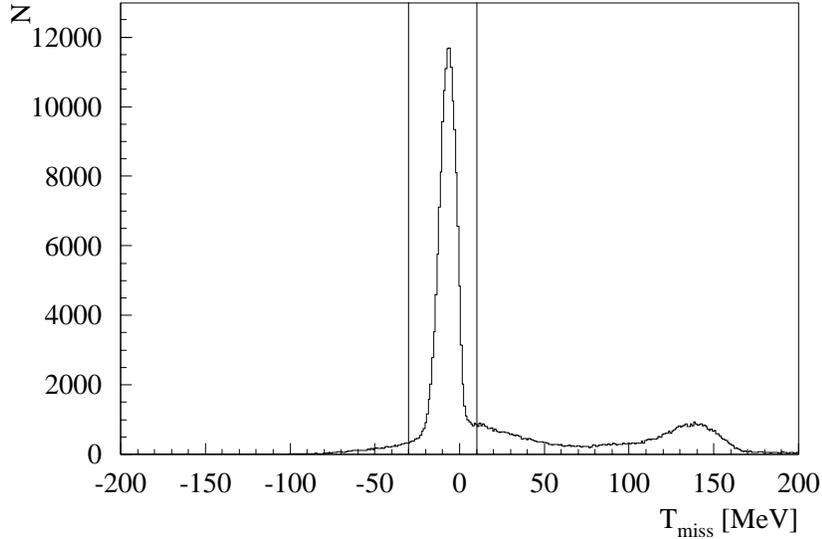


Abbildung 5.3: Fehlende kin. Energie, Stop in Ebene B

den Schnitten, *innerhalb* derer ein Ereignis als  $\gamma + d \rightarrow p + n$  akzeptiert wurde. Ein solches Spektrum wird später noch näher besprochen. Der deutlich sichtbare Versatz des Photospaltungspeaks zu negativen Werten von  $T_{miss}$  hin war der Anlaß zur Überarbeitung der Kalibrierung der Szintillatoren.

Für jeden Szintillator der Ebenen A und B wurde, wenn dieser von einem Proton aus der Photospaltung getroffen wurde, die auf die Lichtabschwächung korrigierte ADC-Information  $ADC_{korr}$  in einem Streudiagramm gegen die theoretisch erwartete Energiedeposition  $dE_{theor}$  aufgetragen. Die Abschwächungskorrektur für die Zähler der Ebene A wurde bereits weiter oben erklärt. Die Zähler der Ebene B werden beidseitig von Photomultipliern ausgelesen. Für sie gilt

$$ADC_{korr} = \sqrt{ADC_e * ADC_s * f_b} .$$

$ADC_e$  und  $ADC_s$  sind die jeweiligen ADC-Informationen der Photomultiplier an der Strahleingangs- bzw. der Strahlausgangsseite von DAPHNE (von frz. *entrée*, *sortie*). Die Abschwächungskorrektur  $f_b$  für die B-Szintillatoren ist in [Ker93] kurz beschrieben. Abb. 5.4 zeigt als Beispiel das Streudiagramm, anhand dessen der Szintillator B12 nachkalibriert wurde. An die Dichteverteilung der Einträge wird eine Gerade angepaßt, die das mittlere Verhalten der Größe  $ADC_{korr}$  in Abhängigkeit von der Energiedeposition beschreibt. Für den Zähler B12 ist das Ergebnis im Bild mit angegeben. Es zeigt sich ein leichter ADC-Offset bei einer theoretischen Energiedeposition von 0, der bei allen Szintillatoren der Ebene B berücksichtigt werden mußte. Bei den Szintillatoren der Ebene A konnten diese Offsets jedoch vernachlässigt werden. Die Resultate dieser Kalibrierung von 1994 sind in den Tabellen A.16 und A.17 in Anhang A.4 zu finden. Man sieht, daß die Szintillatoren der Ebene B untereinander ein ziemlich ähnliches Verstärkungs-

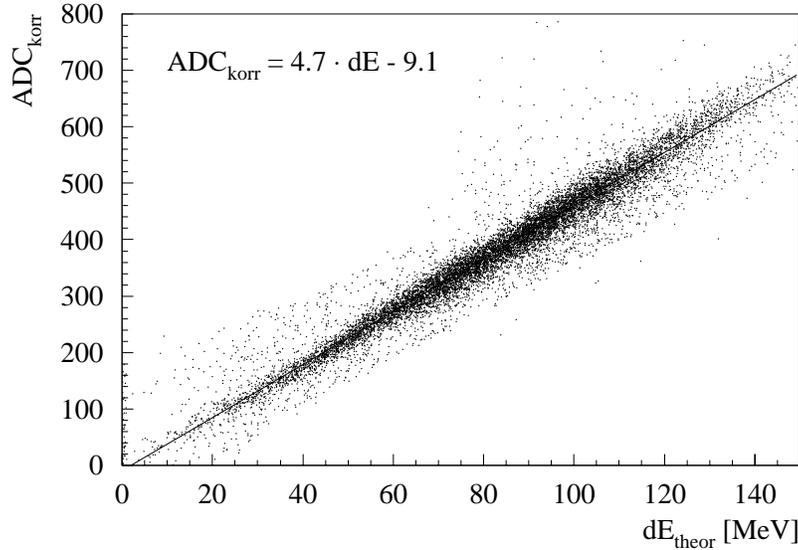


Abbildung 5.4: Kalibrierung des Szintillators B12

verhalten zeigen. Größere Schwankungen treten nur bei den Offsets auf. Auch die Szintillatoren in Ebene A haben alle nahezu die gleiche Verstärkung. Starke Abweichungen wie für die Abschwächlänge von Zähler A7 sind nicht zu sehen.

## 5.2 Photospaltung und Strahlasymmetrie

Im vorliegenden Experiment wurde der Photonenergiebereich von 155 bis 420 MeV lückenlos abgedeckt. Um über den gesamten Bereich Daten mit einem möglichst hohen Polarisationsgrad des Photonenstrahls zu erhalten, wurde in mehreren Messungen mit jeweils unterschiedlichen Einstellungen des Goniometers gearbeitet. Die Kante des Polarisationspeaks lag daher in den einzelnen Messungen bei verschiedenen Photonenergien. Abb. 5.5 zeigt die entsprechenden Polarisationspektren. Die schwarzen Symbole entsprechen den Leiterkanälen des Tagging-Systems, die in die Datenanalyse mit einbezogen wurden, die offenen Symbole deuten die abfallenden Polarisationskanten an. Der weitaus größte Teil der aufgenommenen Daten stammt aus den Messungen mit diesen Goniometer-einstellungen, die im folgenden mit den Nummern I - VI bezeichnet werden. Die Polarisations*ebene* der Photonen wurde für alle diese Messungen gleich eingestellt, und zwar in der horizontalen Ebene im Laborsystem. Sie entspricht dem Azimutwinkel  $\Phi = 0^\circ$  im DAPHNE-Koordinatensystem. Damit ist eine Übereinstimmung mit der Konvention für  $\Phi$  in Gl. 2.4 gegeben. Die Resultate für die Strahlasymmetrie bei gleicher Photonenergie, aber verschiedenem Polarisationsgrad des Strahls können so direkt miteinander verglichen werden. Es existieren zusätzlich Daten aus drei weiteren Messungen, bezeichnet mit den Nummern VII bis IX. Der Polarisationspeak von Messung VII ist, der Übersichtlichkeit halber,

in Abb 5.5 *nicht* dargestellt. Er liegt zwischen denen der Messungen V und VI. In den Messungen VIII und IX wurde getestet, wie gut das Drehen der Polarisations Ebene der Photonen beherrscht wurde. Das Ergebnis wird weiter unten

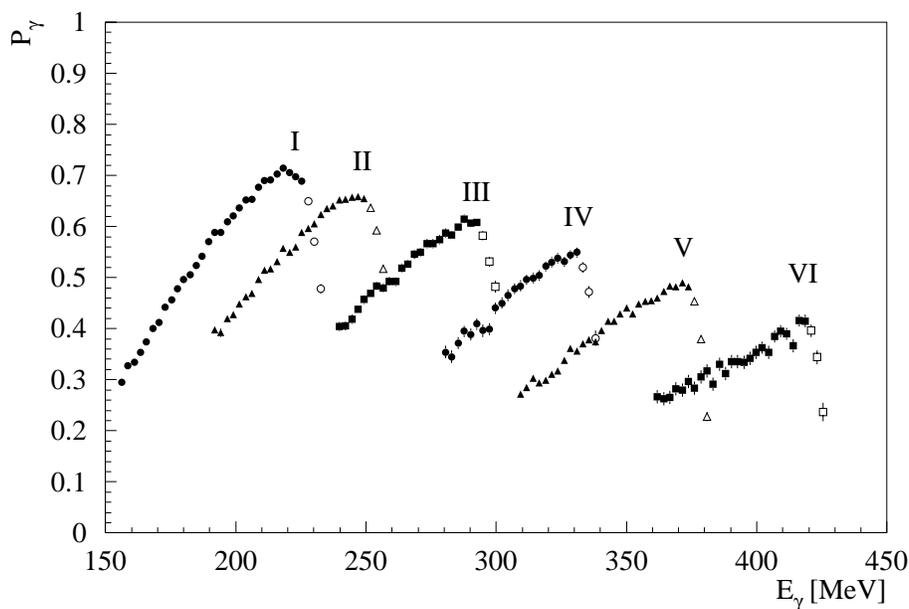


Abbildung 5.5: Die Photonpolarisationsspektren

in Abschnitt 5.2.5 diskutiert. Die Messungen VIII und IX wurden nicht direkt zur Analyse der Strahlasymmetrie herangezogen. Sie wurden mit einem größeren Photonkollimator als die Messungen I - VII durchgeführt (mit 5 mm Durchmesser anstelle von 2.5 mm). Leider gibt es kein unpolarisiertes Spektrum, das mit dem gleichen Kollimator gemessen wurde. Daher ist das oben beschriebene Verfahren zur Bestimmung von  $P_\gamma$  nicht anwendbar und es gibt keine verlässlichen *experimentellen* Polarisationswerte für die Messungen VIII und IX.

Für die Analyse wurden immer mehrere (5 - 7) Leiterkanäle zu einem Energiepunkt zusammengefaßt, für den dann die Strahlasymmetrie bestimmt wurde. Wo ein Überlapp in  $E_\gamma$  zwischen zwei Messungen mit verschiedenen Goniometereinstellungen vorhanden war, wurden jeweils die *gleichen* Leiterkanäle zusammengefaßt. Tabelle 5.1 gibt Aufschluß über die gewählte Aufteilung der Leiterkanäle in die einzelnen Energiepunkte. Die drei letzten Spalten geben an, aus welchen Messungen zu einer gegebenen Photonenergie Resultate vorliegen. Zusätzlich geben sie eine Rangordnung der Messungen an. Die erste dieser Spalten enthält die Nummer der Messung mit der besten Statistik. So liegen z.B. für 221 MeV Resultate aus den Messungen I und II vor, wobei diejenigen aus Messung I die bessere Statistik aufweisen. 233 MeV liegt schon oberhalb der Polarisationskante von Messung I. Hier gibt es nur Resultate aus Messung II. Aus den eben genannten Gründen sind die Messungen VIII und IX in Tabelle 5.1 nicht aufgeführt.

Die Analyse der Daten verläuft dann in zwei großen Schritten. Aus den Rohdaten werden die Ereignisse herausgesucht, bei denen *nur eine* geladene Spur im Endzustand nachgewiesen und das geladene Teilchen als Proton erkannt wird.

Pos.	Leiterkanäle	$E_\gamma[MeV]$	Messung		
1	299 - 303	161 $\pm$ 6	I		
2	294 - 298	173 $\pm$ 6	I		
3	289 - 293	185 $\pm$ 6	I		
4	284 - 288	197 $\pm$ 6	I	II	
5	279 - 283	209 $\pm$ 6	I	II	
6	274 - 278	221 $\pm$ 6	I	II	
7	269 - 273	233 $\pm$ 6	II		
8	264 - 268	245 $\pm$ 6	II	III	
9	258 - 263	258 $\pm$ 7	III		
10	252 - 257	272 $\pm$ 7	III		
11	246 - 251	287 $\pm$ 7	III	IV	
12	240 - 245	301 $\pm$ 7	IV		
13	235 - 239	314 $\pm$ 6	IV	V	
14	230 - 234	326 $\pm$ 6	IV	V	
15	224 - 229	339 $\pm$ 7	V	VII	
16	218 - 223	354 $\pm$ 7	V	VII	
17	212 - 217	368 $\pm$ 7	V	VI	VII
18	206 - 211	382 $\pm$ 7	VI	VII	
19	200 - 205	396 $\pm$ 7	VI		
20	193 - 199	412 $\pm$ 8	VI		

Tabelle 5.1: Übersicht über die Datensätze

Die relevanten Daten dieser Ereignisse werden dann gesondert abgespeichert. Die weitere Analyse, wie die Identifizierung des Reaktionskanals und die nachfolgende Bestimmung der Strahlasymmetrie, wird im wesentlichen nur noch anhand dieses reduzierten Datensatzes durchgeführt. Zur Analyse und Darstellung der Daten und Ergebnisse wurden die Programmpakete HBOOK und PAW von CERN verwendet.

### 5.2.1 Ereignisstruktur und globale Schnitte

Die globalen Schnitte in der Analyse betreffen die Art und Weise, wie sich ein Ereignis im Detektor darstellt, geometrische Größen sowie die zeitliche Koinzidenz zwischen DAPHNE und dem Tagging-System. Von den Ereignissen mit (nur) einer geladenen Spur wird gefordert, daß der nach Maßgabe der Spurrekonstruktion vom geladenen Teilchen durchquerte Szintillator der Ebene A auch

tatsächlich einen Treffer aufweist. Abb. 5.6 zeigt zwei Ereignisse im Azimutalschnitt, mit Treffersignaturen in den Szintillatoren und den Drahtkammern, wie sie für Photospaltungsereignisse typisch sind. Beide zeigen deutlich nur eine geladene Spur mit je einem rekonstruierten Punkt pro Kammer sowie den geforderten zugehörigen Treffer in der Ebene A. Im Ereignis links wurde zusätzlich zum Proton das Neutron nachgewiesen. Der Sektor, der dem vom Proton getroffenen genau gegenüberliegt, besitzt einen isolierten Ansprecher in der Szintillatorebene

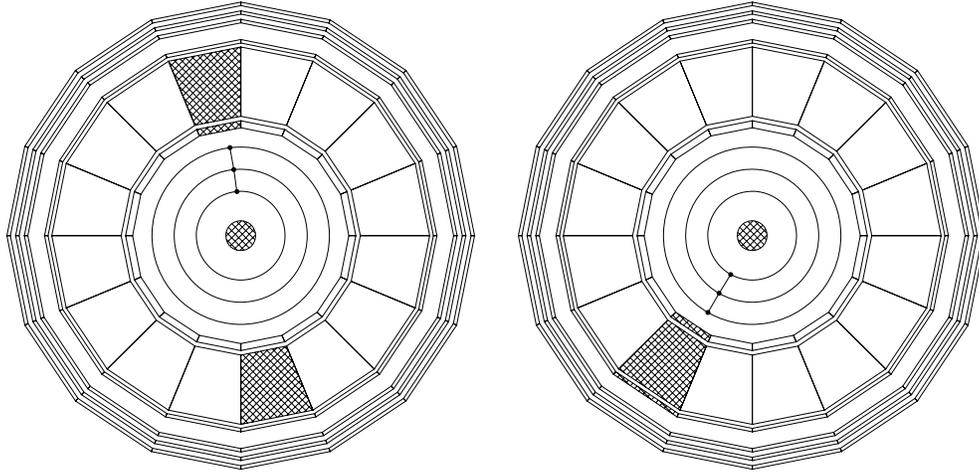


Abbildung 5.6: Beispiele für Photospaltungsereignisse

B. Der davor liegende A-Szintillator zeigt *keinen* Treffer, auch aus dem entsprechenden Bereich der Drahtkammern gibt es keine Meßinformation. Im Ereignis rechts wurde nur das Proton nachgewiesen. Es ist bis in die Szintillatorebene C vorgedrungen und wurde spätestens zwischen den Ebenen C und D gestoppt. Man erkennt dies daran, daß im getroffenen Sektor zwar noch der Szintillator C, aber nicht mehr die Szintillatoren D - F angesprochen haben. In einem solchen Fall lautet unsere Sprechweise, das Proton sei in Ebene C gestoppt worden ('Stop-C-Teilchen'), Analoges gilt für die anderen Ebenen. Weiterhin werden an die Ereignisse die folgenden globalen Bedingungen gestellt:

- Die Position des Vertex muß innerhalb eines vorgegebenen Bereichs im Target liegen. Als Vertex wird bei Ereignissen mit einer geladenen Spur derjenige Punkt auf der extrapolierten Spurgraden definiert, der der Detektorachse am nächsten liegt.
- Der Polarwinkel des geladenen Teilchens muß zwischen  $22^\circ$  und  $158^\circ$  liegen.
- Die geladenen Spuren müssen eine gedachte, zur Detektorachse konzentrische Zylinderfläche, die durch die Winkelakzeptanz von DAPHNE gegeben ist, treffen. Anhand dieser Bedingung lassen sich später, bei der Bestimmung

von Wirkungsquerschnitten, Effizienzkorrekturen hinsichtlich der effektiven Targetlänge durchführen [Mur93].

- Der Koinzidenzeitpunkt des Ereignisses muß innerhalb eines großzügig gewählten Zeitfensters um den Koinzidenzpeak liegen, vergl. Abb. 5.7. Dadurch ist es möglich, die Korrekturen auf zufällige Koinzidenzen im reduzierten Datensatz vorzunehmen.

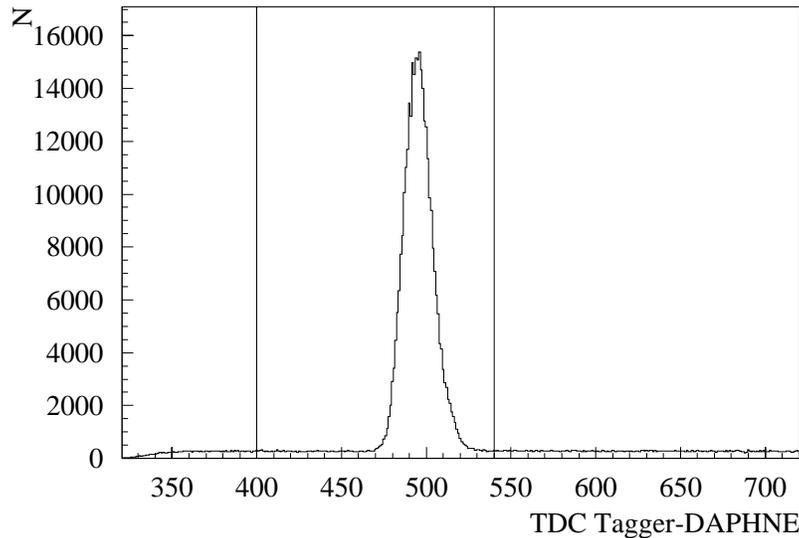


Abbildung 5.7: Koinzidenzspektrum Tagger-DAPHNE

Nur Ereignisse, die allen o.g. Kriterien genügen, werden in der Analyse weiter berücksichtigt. Bei ihnen wird zunächst überprüft, ob es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Proton oder ein Pion gehandelt hat.

### 5.2.2 Identifizierung der Protonen

Die Identifizierung von geladenen Teilchen, die in der Szintillatorbene B oder später gestoppt wurden, geschieht bei DAPHNE mit Hilfe eines Reichweiten-Anpassungs-Programms [Bra94], das im weiteren kurz 'Range-Fit' genannt wird. Für jedes geladene Teilchen stehen dazu die folgenden Informationen zur Verfügung:

- Die Vertexkoordinaten sowie die Spurlinien  $\Theta$  und  $\Phi$ . Daraus, sowie aus dem Treffermuster in den Szintillationszählern ergibt sich außerdem eine Abschätzung der Reichweite des Teilchens innerhalb des Detektors (s.o.).
- Die Energiedepositionen in den Szintillationszählern.

Teilchen mit verschiedener Ruhemasse haben bei gleicher Energie verschiedenes  $\beta$  und zeigen daher auch unterschiedliches Verhalten hinsichtlich des Energieverlustes. Man macht zunächst die Annahme, daß es sich bei dem geladenen Teilchen z.B. um ein Pion handelt. Aus der Information über die Ebene, in der das Teilchen gestoppt wurde, erstellt Range-Fit eine erste Abschätzung für dessen kinetische Energie  $E_0$  am Vertex. Daraus werden die erwarteten Energiedepositionen  $\Delta E_i$  in den getroffenen Szintillatoren berechnet. Dies ist, wie schon oben erwähnt, möglich, da die Massenbelegungen im Detektor bekannt sind. Durch variieren von  $E_0$  wird nun die Summe

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{|\Delta E_i - \Delta E_i^{gem}|^2}{\sigma_i^2} \quad (5.3)$$

minimiert. Darin sind  $N$  die Anzahl der Energieinformationen aus den getroffenen Szintillatoren entlang der betrachteten Teilchenspur,  $\Delta E_i^{gem}$  die gemessenen Energiedepositionen sowie  $\sigma_i$  deren Unsicherheiten. Diese Prozedur wird ein zweites Mal unter der Annahme durchgeführt, daß es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Proton handelt. Die beiden resultierenden  $\chi^2$ -Werte werden miteinander verglichen. Wenn  $\chi^2$  für die Hypothese ‘Proton’ einen bestimmten, von der Reichweite des Teilchens abhängigen Grenzwert nicht überschreitet und gleichzeitig für die Annahme ‘Pion’ größer als dieser Grenzwert bleibt, wird das geladene

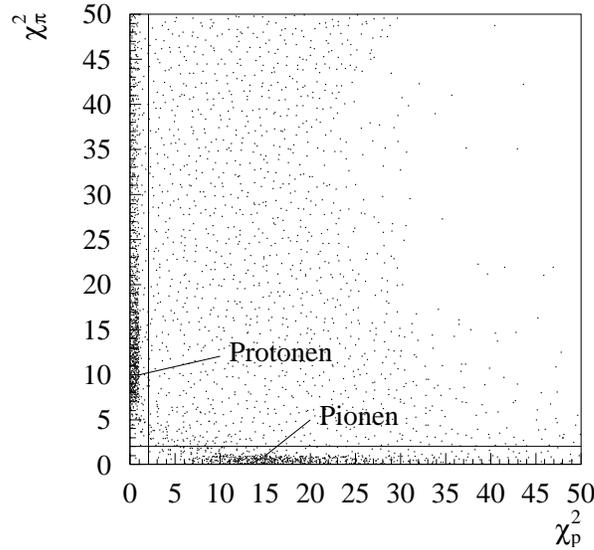


Abbildung 5.8:  $\chi^2$ -Schnitte für die Ebene B

Teilchen als ein Proton angesehen und umgekehrt, wie in Abb. 5.8 für Stop-B-Teilchen demonstriert wird. Der Wert  $E_0^{min}$ , der dem minimierten  $\chi^2$  entspricht, ist unter den gegebenen Bedingungen der beste Schätzwert für die kinetische Energie des Protons und wird in der Analyse als experimenteller Wert benutzt:

$E_0^{min} =: T_{kin} = T_{gem}$ . Wenn man die Schnitte aus Abb. 5.8 für geladene Teilchen, die in Ebene B gestoppt wurden, benutzt, so bleibt in einem Streudiagramm wie in Abb. 5.2 nur noch das ‘Protonenband’ übrig, siehe Abb. 5.9. Die Verwendung

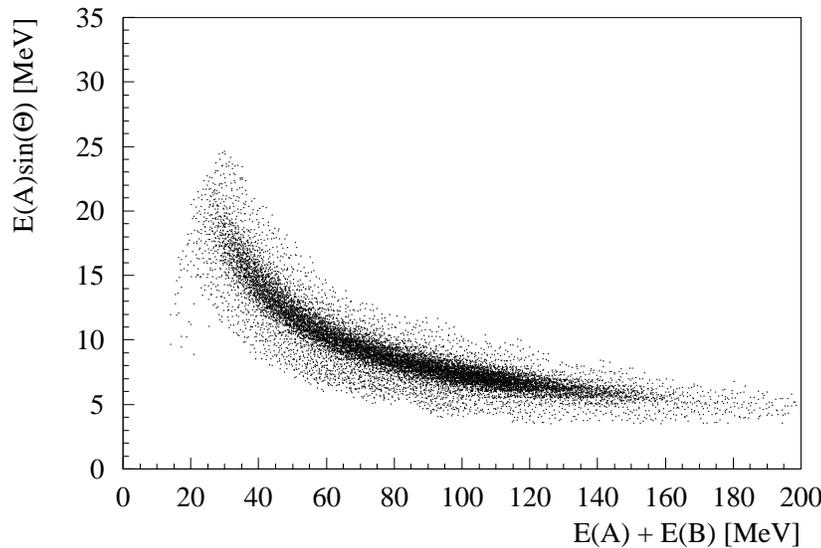


Abbildung 5.9: Mit Range-Fit identifizierte Protonen in Ebene B

des Reichweiten-Programms zur Identifizierung der Protonen bietet den Vorteil, daß es sowohl die Teilchenart als auch die Teilchenenergie bestimmt. Um graphische Schnitte wie in Abb. 5.2 zu erstellen, muß zumindest ein Teil der Daten voranalysiert werden. Dies entfällt bei der Benutzung von Range-Fit.

Zur Identifizierung und Energiebestimmung von Teilchen, die schon in Ebene A gestoppt wurden, kann Range-Fit *nicht* verwendet werden, da hierzu nach Gl. 5.3 mindestens zwei Energieinformationen aus den Sintillationszählern nötig sind. Eine Trennung zwischen Protonen sowie Pionen und Elektronen ist in diesem Fall nur mit der Energieinformation aus den Vieldraht-Proportionalkammern möglich. Die Energieauflösung der Kammern reicht allerdings nicht aus, um zwischen Pionen und Elektronen zu unterscheiden, vergl. [McC93]. Abb. 5.10 zeigt den Schnitt, der bei den in Ebene A gestoppten Teilchen zur Abtrennung der Protonen von Pionen und Elektronen benutzt wurde.  $E_{Ch} \sin \Theta$  ist darin die Energiedeposition in den Kammern, multipliziert mit dem Sinus des Polarwinkels des geladenen Teilchens. In diesem Bild wurde die Photonenergie der Deutlichkeit halber auf 167 MeV beschränkt<sup>2</sup>. Im gekennzeichneten Bereich ist eine Anhäufung von Protonensignalen zu erkennen. Zusätzlich zum Diagonalschnitt wurde eine Energiedeposition von mindestens 12 MeV in Ebene A verlangt, damit ein dort gestopptes Teilchen als Proton akzeptiert wurde. Mit den Schnitten in Abb. 5.10 können die Pionen jedoch noch nicht vollständig abgetrennt werden. Das wird in Abb. 5.11

<sup>2</sup>Das entspricht der oberen Energie von Pos. 1 in Tabelle 5.1

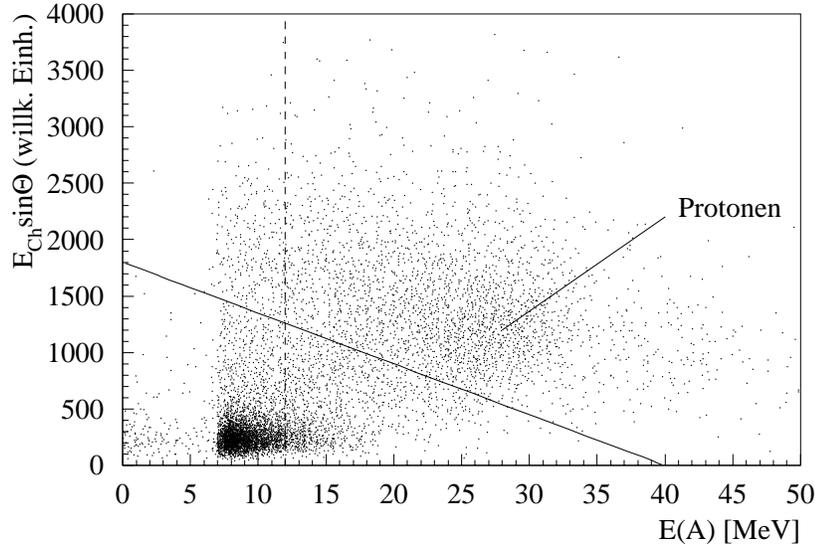


Abbildung 5.10: Protonenschnitte für Stop A

deutlich, die Daten *nach* Anwendung dieser Schnitte enthält. Aufgetragen ist der Laborwinkel der Teilchen gegen die Photonenergie. Die GEANT-Simulation in Abb. 5.12 zeigt: Im hier betrachteten Energiebereich (ab 155 MeV) werden die Protonen aus der Photospaltung nur bis etwa 300 MeV und in der Regel nur unter Rückwärtswinkeln in Ebene A gestoppt. Die Einträge außerhalb des ‘Hauptbandes’ in Abb. 5.12 rühren von Protonen her, die aufgrund von Vielfach-Streuung oder hadronischen Wechselwirkungen verfrüht in Ebene A gestoppt werden. Dies wird in der bei DAPHNE benutzten GEANT-Version berücksichtigt. Solche Ereignisse sind vom verbleibenden Untergrund *nicht* zu trennen und müssen verworfen werden. Abb. 5.11 enthält zwei weitere markante Bereiche, in denen vermehrt geladene Teilchen auftreten. Sie stammen aus den Reaktionen  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$ ,  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  und  $\gamma + d \rightarrow n + n + \pi^+$ . Die (geladenen) Pionen, die unter allen Laborwinkeln auftreten können, liegen in dem leicht gebogenen, ‘senkrechten’ Band zwischen 170 und etwa 220 MeV. Dieses Pionenband überschneidet sich unter Rückwärtswinkeln mit den Protonen aus der Photospaltung. Bei höheren Photonenergien gewinnen die Pionen schnell genug Energie, so daß sie nicht mehr in der Ebene A stoppen. Die Protonen aus der quasifreien Pionproduktion treten nur unter Laborwinkeln bis etwa  $60^\circ$  auf. Sie sind rechts unten in Abb. 5.11 gut zu erkennen. Aufgrund dieser Tatsachen wurde zusätzlich verlangt, daß für ein in der Ebene A gestopptes Teilchen der Laborwinkel größer als  $90^\circ$  und  $E_\gamma$  kleiner als 315 MeV ist. In der weiteren Analyse wird für die kinetische Energie der in Ebene A gestoppten Teilchen der unter der Annahme der Photospaltungskinetik berechnete Wert  $T_{ber}$  verwendet. Die Abtrennung der restlichen Pionen wurde für die in Ebene A gestoppten Teilchen im Rahmen der Prozeßidentifizierung durchgeführt. Für alle Ereignisse, die die bis hier beschriebenen Schnitte passiert

haben, wurden sämtliche Daten, die für die weitere kinematische Analyse wichtig waren, wie z.B.  $E_\gamma$ , die Spurwinkel  $\Theta$  und  $\Phi$ , die kinetische Energie des Protons und einige andere Informationen, in den reduzierten Datensatz übernommen.

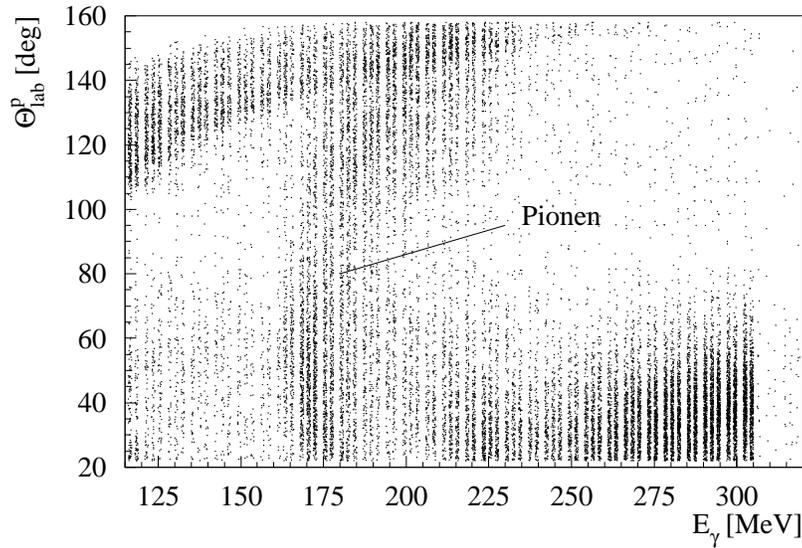


Abbildung 5.11: Geladene Teilchen in Ebene A nach den Schnitten aus Abb. 5.10

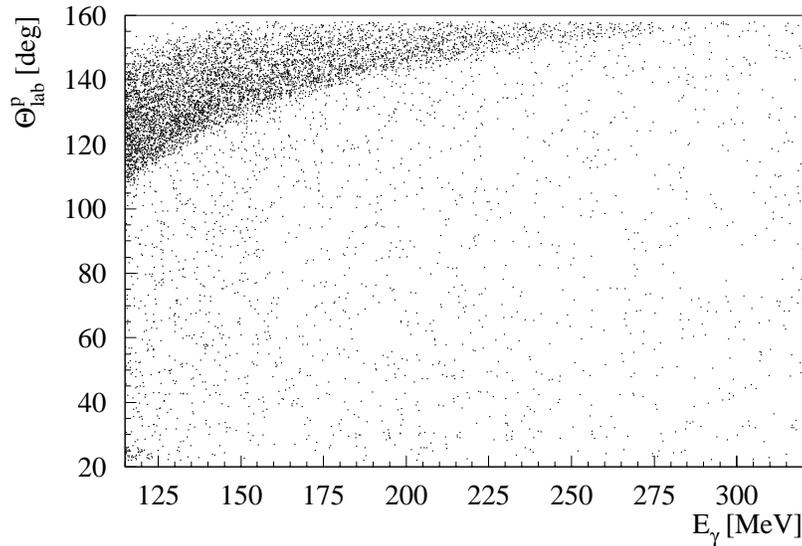


Abbildung 5.12: GEANT-Simulation zu Stop-A - Protonen aus  $D(\gamma, p)n$

Der Prozentsatz der Ereignisse mit Mehrfachtreffern auf der Taggerleiter lag nach Anwendung des TDC-Zeitschnitts bei maximal 9%. Die bis hier beschriebenen Schnitte zur Identifizierung der Protonen sind weitestgehend von  $E_\gamma$  unabhängig. Wenn also ein Ereignis mit einem Mehrfachtreffer auf der Leiter diese Schnitte

passiert hatte, wurden dessen Daten für *jeden* der fraglichen Werte von  $E_\gamma$  als ein unabhängiges Ereignis behandelt. Unter den Ereignissen mit Mehrfachtreffern dominieren bei weitem diejenigen mit Doppeltreffern auf der Leiter. Die höchste beobachtete Tagger-Multiplizität lag bei 5.

### 5.2.3 Prozeßidentifizierung

Die Identifizierung der Photospaltungsereignisse wurde für jede der in Tab. 5.1 aufgelisteten Photonenergien separat durchgeführt. Nach Abtrennung der geladenen Pionen stammt der weitaus größte Teil des Untergrundes aus der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$ . Da die Ereignisse nur eine geladene Spur besitzen dürfen, sind die Beiträge von  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$  schon stark unterdrückt. Nur die Ereignisse, in denen das geladene Teilchen in Ebene A gestoppt wurde, enthalten noch einige Pionen aus den Untergrundreaktionen (s.o.). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen sind im betrachteten Energiebereich um einen Faktor 3 bis 7 größer als der für die Photospaltung. Eine gute Separation des Untergrundes ist also von entscheidender Bedeutung. Die Identifizierung des Kanals  $\gamma + d \rightarrow p + n$  geschieht über eine sorgfältige Analyse der kinematischen Daten des Protons. Dabei werden die folgenden Zusammenhänge ausgenutzt:

- Bei gegebenem  $E_\gamma$  hängt die kinetische Energie eines Protons aus der Photospaltung und damit seine Eindringtiefe in DAPHNE von  $\Theta_{lab}$  ab. Daher hängt die Szintillatorebene, in der es gestoppt wird, in gewissen Grenzen von  $\Theta_{lab}$  ab.
- Die Protonen aus den Untergrundreaktionen treten verstärkt unter Vorwärtswinkeln auf (s.o.). Bei gleichem  $E_\gamma$  und  $\Theta_{lab}$  besitzen sie weniger kinetische Energie als die Protonen aus der Photospaltung, da ein Teil der Photonenergie zur Erzeugung des Pions aufgebracht werden muß.

Die Prozeßidentifizierung soll jetzt anhand der Daten zu  $E_\gamma = 245 \pm 6$  MeV (Pos. 8 in Tab. 5.1) und einigen weiteren Beispielen erläutert werden. Dazu zeigt Abb. 5.13 zunächst die kinematischen Zusammenhänge für 245 MeV. Sie beschreiben das Verhalten der Protonen aus der Photospaltung und aus der Konkurrenzreaktion  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$ . Dabei wird einmal die quasifreie Kinematik betrachtet ( $\gamma + d \rightarrow p + \pi^0 + n(spect.)$ ), in der das Pion am Proton erzeugt wird und sich das Neutron wie ein unbeteiligter Zuschauer verhält. Der andere Grenzfall ist der, daß das Proton maximale kinetische Energie hat ( $\gamma + d \rightarrow p + (n\pi^0)$ ). Neutron und Pion werden dann im Schwerpunktsystem als ein gemeinsames Pseudoteilchen der Masse  $m_n + m_{\pi^0}$  behandelt. Eingezeichnet sind zusätzlich die Polariswinkelakzeptanz von DAPHNE sowie die kinetischen Schwellenenergien, die ein Proton besitzen muß, um die verschiedenen Szintillatorebenen zu erreichen. Das entsprechende Bild mit experimentellen Daten ist in Abb. 5.14 zu sehen. Die Ereignisse, in denen das Proton in Ebene A gestoppt wurde, sind dort jedoch noch

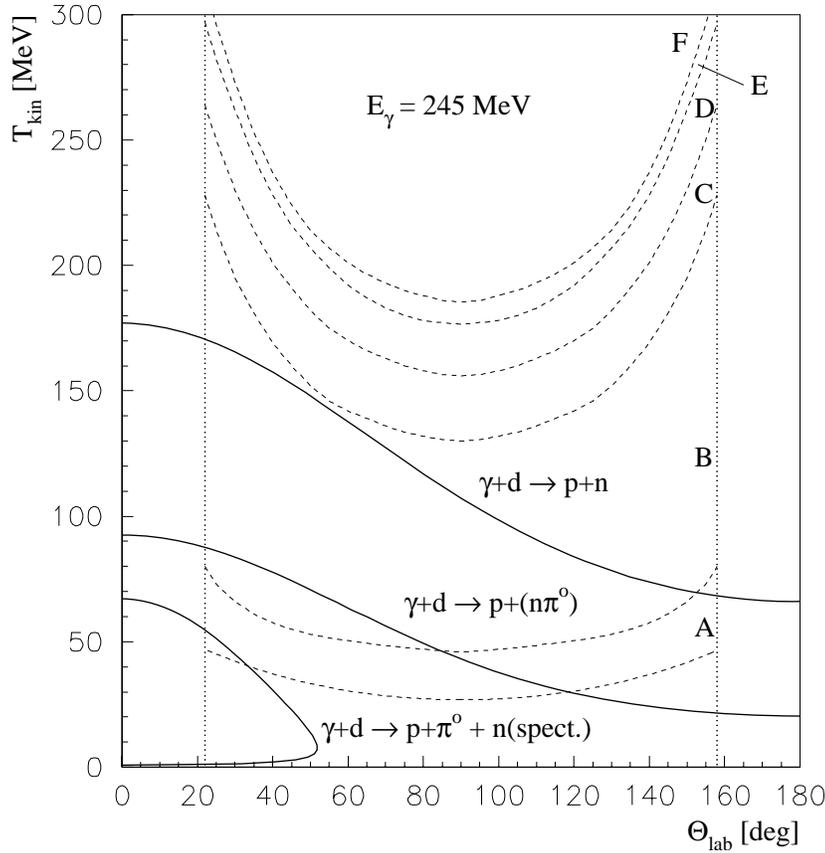


Abbildung 5.13: Kinematische Zusammenhänge für 245 MeV

nicht eingetragen. Sie werden weiter unten behandelt. Deutlich erkennt man in Abb. 5.14 das Band, in dem sich die Protonen aus der Photospaltung befinden. Die meisten von ihnen werden, wie auch die Simulation für den gleichen Energiebereich zeigt, in Ebene B gestoppt, vergl. Abb. 5.15. Dieser Bereich erstreckt sich über fast die gesamte Polarwinkelakzeptanz von  $22^\circ$  bis  $154^\circ$ . Ein Teil der Protonen aus der Photospaltung besitzt genug Energie, um die Szintillatorebene C zu erreichen. Dies ist aber nur für Laborwinkel zwischen  $40^\circ$  und  $67^\circ$  der Fall. In Abb. 5.13 ist dies nicht zu sehen, da die Rechnungen für genau 245 MeV, aber nicht für den Energiebereich  $245 \pm 6$  MeV durchgeführt wurden. In der Ebene A werden die Photospaltungsprotonen, der Simulation zufolge, im wesentlichen nur für  $\Theta_{\text{lab}} > 147^\circ$  gestoppt. In den experimentellen Daten sieht man dies daran, daß das ‘Photospaltungsband’ ab  $147^\circ$  beginnt, nach unten aus dem Stop-B-Bereich herauszulaufen. Für  $E_\gamma = 245 \pm 6$  MeV wurden also die folgenden Winkelbereiche akzeptiert:

- Stop A:  $\Theta_{\text{lab}} > 147^\circ$ ; Stop B:  $22^\circ \leq \Theta_{\text{lab}} \leq 154^\circ$ ; Stop C:  $40^\circ \leq \Theta_{\text{lab}} \leq 67^\circ$ .

- Alle Ereignisse, in denen das Proton außerhalb dieser Winkelbereiche liegt, werden ebenso verworfen, wie die Ereignisse, in denen das Proton noch tiefer als bis Ebene C in DAPHNE eingedrungen ist.

Unter Vorwärtswinkeln und kinetischen Energien von etwa 70 MeV zeigt sich im Stop-B-Bereich eine weitere Region, in der vermehrt Protonen auftreten. Aus dem Vergleich mit Abb. 5.13 sieht man, daß es sich hierbei um energiereiche Protonen aus  $\gamma + d \rightarrow p + (n\pi^0)$  handelt. Die Protonen aus der quasifreien  $\pi^0$ -Produktion

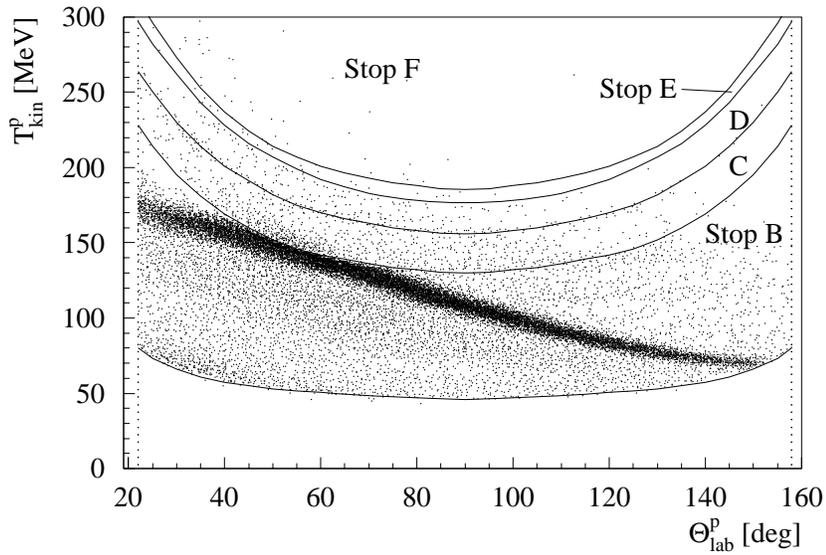


Abbildung 5.14: Reaktionskinematik für  $245 \pm 6$  MeV

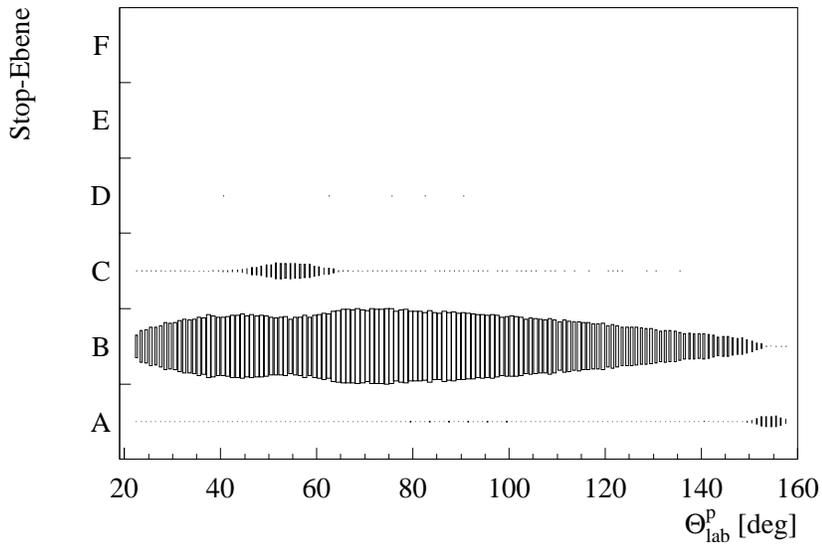


Abbildung 5.15: GEANT-Simulation für  $245 \pm 6$  MeV

werden bereits in Ebene A gestoppt und sind daher in Abb. 5.14 nicht zu sehen. Dieser restliche Untergrund wird durch Schnitte in den Spektren der fehlenden kinetischen Energie abgetrennt. Solch ein Spektrum ist in Abb. 5.16 für Protonen,

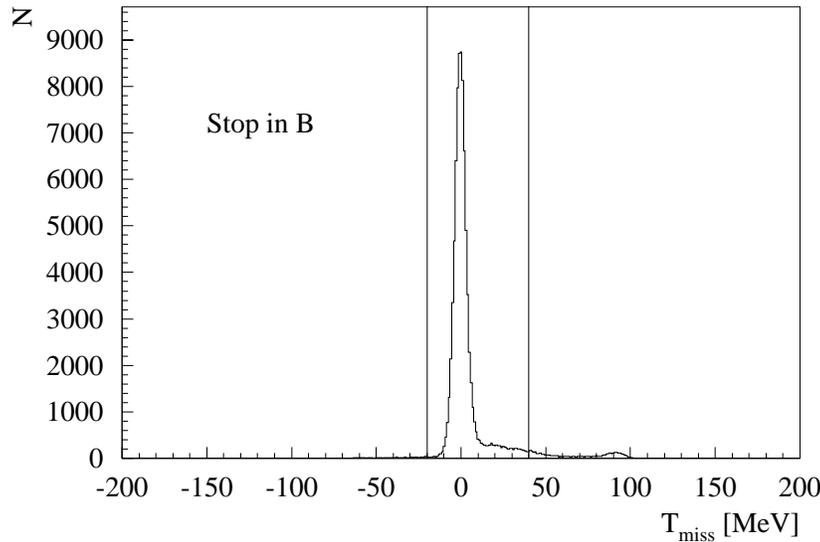


Abbildung 5.16: Fehlende kin. Energie für  $E_\gamma = 245 \pm 6$  MeV, Stop B

die in Ebene B gestoppt wurden, *nach* Anwendung der Winkelschnitte gezeigt. Auf Grund der in Kap. 5.1 beschriebenen Nachkalibrierung der B-Szintillatoren liegt der Photospaltungsspeak jetzt genau bei 0, vergl. Abb. 5.3. Er zeigt einen deutlichen Ausläufer zu positiven Werten von  $T_{miss}$  hin, der bei etwa 50 MeV endet. Dies sind Protonen, die aus der Photospaltung stammen, aber aufgrund von hadronischen Wechselwirkungen (z.B. Stöße mit Neutronen) weniger Energie (durch Ionisation) in den Szintillatoren abgegeben haben als erwartet. Diese Protonen können in die Analyse mit einbezogen werden. Bei  $T_{miss} \simeq 90$  MeV sieht man einen weiteren kleinen Peak, der von den oben erwähnten, energiereichen Protonen aus der  $\pi^0$ -Produktion stammt. Bei der Wahl der Schnitte für  $T_{miss}$  (siehe Abb. 5.16) ist darauf zu achten, daß im ausgewählten Bereich möglichst keine Ereignisse aus diesem Untergrund enthalten sind. Deswegen wurde die Obergrenze für  $T_{miss}$  auf 40 MeV festgelegt. In Abb. 5.13 sieht man nämlich, daß die Photospaltungskurve stets mehr als 40 MeV über der Grenzkurve der Reaktion  $\gamma + d \rightarrow p + (n\pi^0)$  liegt. Bei Stop-C-Teilchen wurde nach dem Winkelschnitt ein vergleichbarer Schnitt für  $T_{miss}$  angewendet, der deswegen nicht mehr näher erläutert wird.

Bei höheren Photonenergien wird die Situation komplizierter, weil dann mehrere Zählerebenen beteiligt sind. Dies wird in Abb. 5.17 deutlich. Sie zeigt das zu Abb. 5.14 analoge Streudiagramm für  $E_\gamma = 326 \pm 6$  MeV. Man erkennt den unter Vorwärtswinkeln jetzt schon sehr starken Untergrund. Die Protonen aus der Photospaltung werden erst für  $\Theta_{lab} > 92^\circ$  in Ebene B gestoppt. Durch einen

entsprechenden Winkelschnitt für Ebene B kann der Untergrund hier drastisch reduziert werden. Das Missing-Energy-Spektrum für Ebene B wird in Abb. 5.18

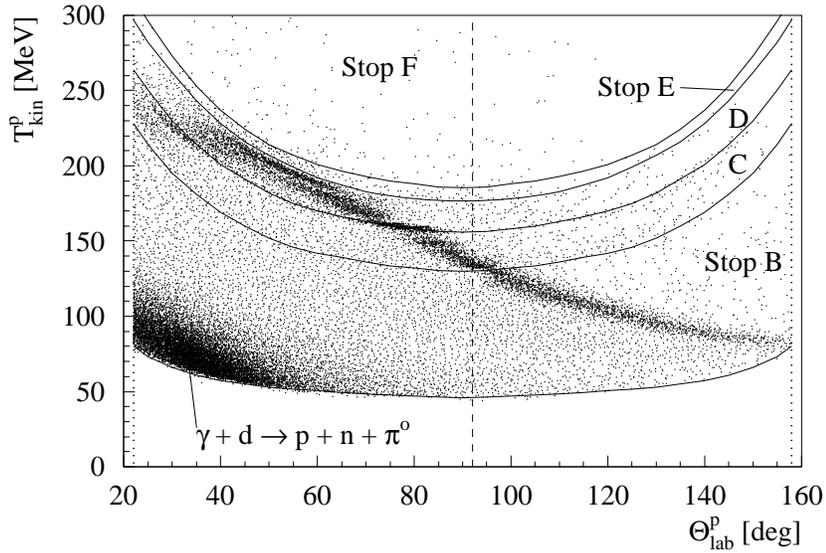


Abbildung 5.17: Reaktionskinematik für  $326 \pm 6$  MeV

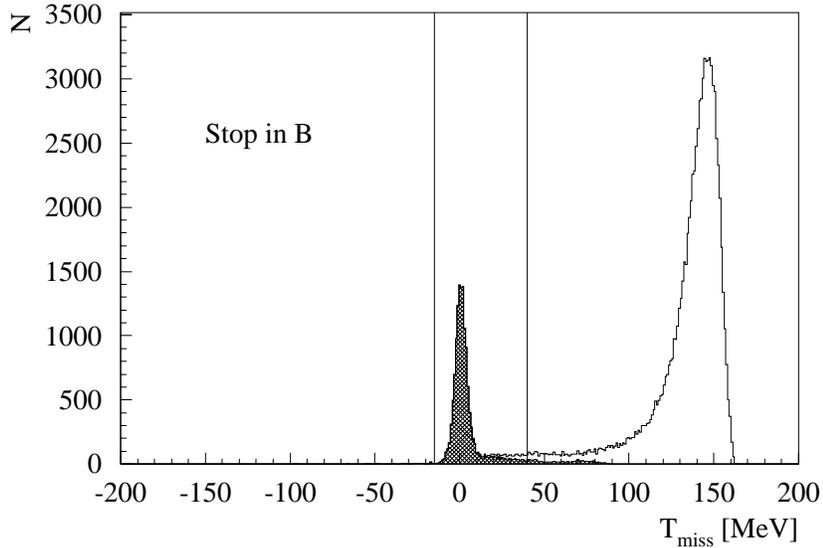


Abbildung 5.18: Fehlende kin. Energie für  $E_\gamma = 326 \pm 6$  MeV, Stop B

gezeigt. Werden alle Ereignisse mit  $\Theta_{\text{lab}} \leq 92^\circ$  aussortiert, bleibt nur noch der schraffierte Teil übrig.

Wir betrachten nun die Prozeßidentifizierung für die Ereignisse, in denen das geladene Teilchen in Ebene A gestoppt wurde. In diesem Fall kann seine kinetische Energie nicht mit Range-Fit bestimmt werden (s.o.). Wenn man aber

die unter Annahme einer Photospaltung erwartete Energiedeposition in Ebene A berechnet (vergl. S 49), kann man dies mit dem tatsächlich gemessenen Wert vergleichen. Die ‘fehlende Energiedeposition in Ebene A’ ist definiert als  $E(A)_{miss} := E(A)_{ber} - E(A)_{gem}$ . Das Spektrum von  $E(A)_{miss}$  in Abb. 5.19 wurde

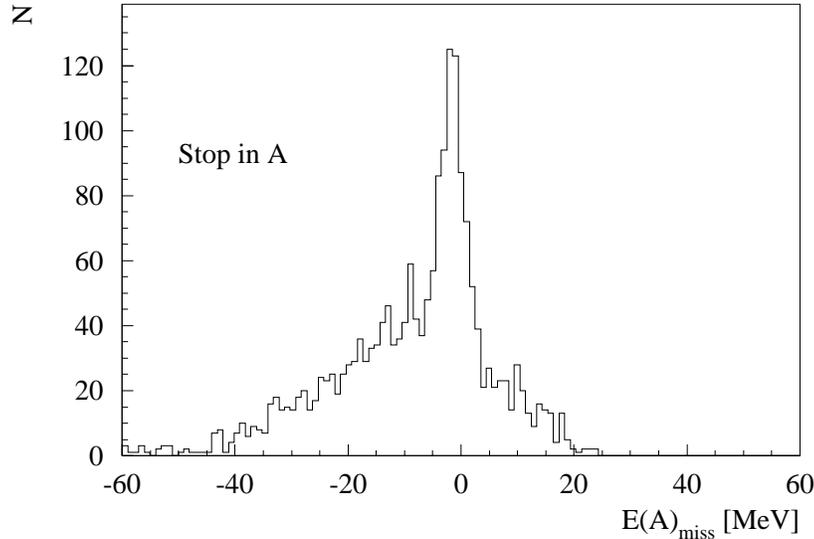


Abbildung 5.19: Fehlende Energiedeposition in A,  $245 \pm 6$  MeV

aus dem reduzierten Datensatz erstellt, enthält aber noch keine weiteren Schnitte. Der Photospaltungspeak sitzt auf der Flanke einer Verteilung von Untergrundergebnissen. Unter diesen Ereignissen befinden sich, je nach Photonenergie, noch viele, in denen das geladene Teilchen ein Pion und kein Proton ist (s.o.). Der nun anzuwendende Winkelschnitt wurde schon erwähnt: Für  $E_\gamma = 245 \pm 6$  MeV dürfen bei Stop-A-Teilchen nur Laborwinkel ab  $147^\circ$  berücksichtigt werden. Durch einen solchen (energieabhängigen) Schnitt ist es bereits möglich, den größten Teil der Ereignisse mit einem Pion auszusortieren, wie man in den Abbn. 5.11 und 5.12 sehen kann. Um auch noch den restlichen Untergrund von den Protonen aus der Photospaltung abzutrennen, soll wieder ein  $\Delta E/E$ -Diagramm erstellt werden. Die Drahtkammern liefern dazu die  $\Delta E$ -Information, wir bilden analog wie in Kap. 5.1 die Größe  $E(Ch) \sin(\Theta)$ , die wegen der geringen Energieauflösung der Kammer jedoch nicht in MeV geeicht wurde. Als Gesamtenergie  $E$  benutzen wir eine halb-experimentelle Näherung  $\tilde{T}_{kin}$  für die (nicht gemessene) kinetische Energie. Sie besteht aus der in Ebene A gemessenen Energiedeposition  $E(A)_{gem}$ , zu der eine berechnete Korrektur für den Energieverlust im Target und den Kammer addiert wurde. Betrachtet man *nach* dem Winkelschnitt das Verhalten von  $E(Ch) \sin(\Theta)$  in Abhängigkeit von  $\tilde{T}_{kin}$ , erhält man Abb. 5.20. Die Schnitte zur Identifizierung der Protonen aus der Photospaltung und zur Abtrennung des restlichen Untergrundes werden so gewählt, daß nur die deutlich erkennbare Anhäufung von Einträgen um  $\tilde{T}_{kin} = 70$  MeV und  $E(Ch) \sin(\Theta) \approx$

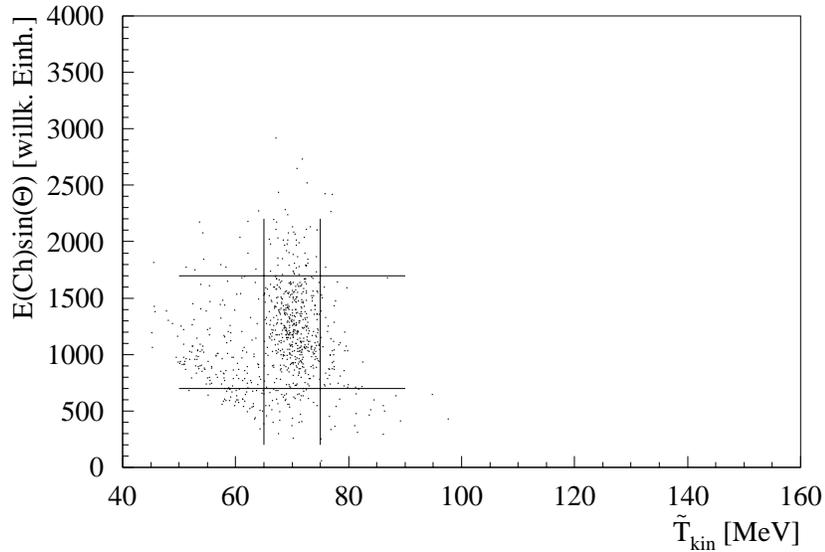


Abbildung 5.20: Prozeßidentifizierung für Stop A,  $245 \pm 6$  MeV

1200 akzeptiert wird. Den Erfolg dieses Verfahrens für die Stop-A-Teilchen zeigt Abb. 5.21. Gegenüber Abb. 5.19 sind die Ereignisse, die durch die Winkel- und Energieschnitte entfernt werden, schraffiert dargestellt. Als weiteres Beispiel für die Güte dieser Schnitte zeigt Abb. 5.22 noch das entsprechende Spektrum für

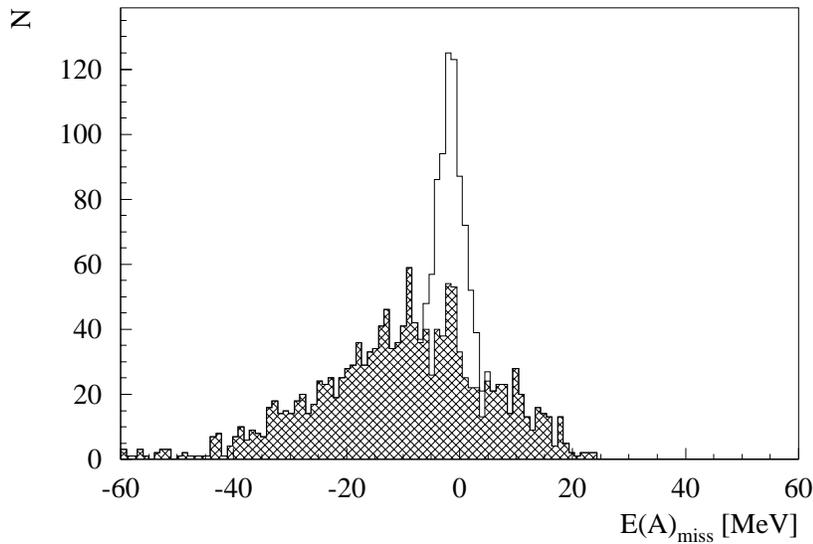


Abbildung 5.21: Fehlende Energiedeposition für Stop A,  $245 \pm 6$  MeV

$E_\gamma = 197$  MeV. Bei dieser Energie werden die Protonen aus der Photospaltung schon ab etwa  $138^\circ$  in Ebene A gestoppt, vergl. Abb. 5.12. Sie spielen daher eine wesentlich größere Rolle als bei 245 MeV. Gleichzeitig sieht man in Abb. 5.11,

daß bei 197 MeV auch der pionische Untergrund viel stärker ist. Trotzdem kann dieser durch die Schnitte für Stop A gut abgetrennt werden.

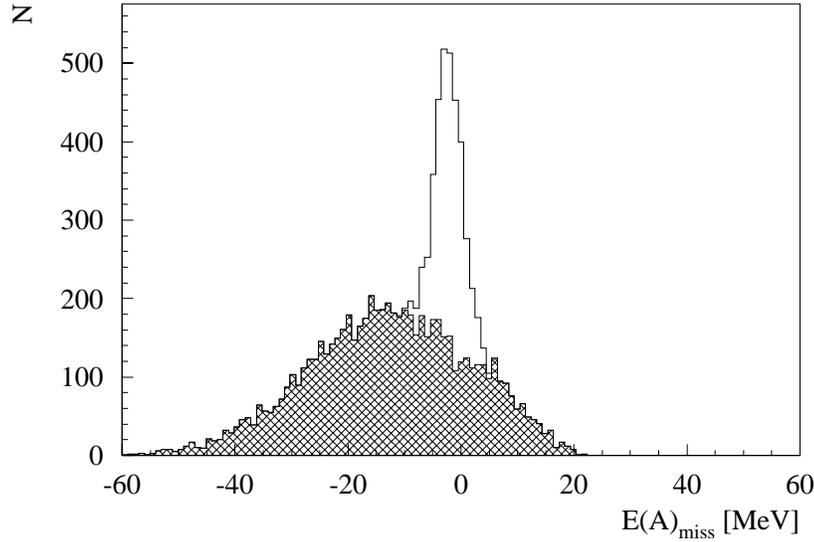


Abbildung 5.22: Fehlende Energiedeposition für Stop A,  $197 \pm 6$  MeV

### 5.2.4 Bestimmung der Strahlasymmetrie

Für alle Energiepunkte in Tab. 5.1 wurde der zugängliche Bereich des Schwerpunktwinkels  $\Theta_{cm}^p$  einheitlich in 7 Intervalle der Breite  $20^\circ$  mit den Mittelpunkten  $35^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $95^\circ$ ,  $115^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $155^\circ$  eingeteilt. Für diese Intervalle wurde die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  bestimmt. Dabei wurden die Messungen mit verschiedenen Goniometereinstellungen zur gleichen Photonenergie, wo vorhanden, zunächst *getrennt* analysiert. Wegen der azimuthalen Symmetrie von DAPHNE ist es zur Bestimmung von  $\Sigma$  im Prinzip nur nötig, für eine gegebene Kombination von  $E_\gamma$  und  $\Theta_{cm}^p$  eine  $\Phi$ -Verteilung der Häufigkeit von Protonen aus der Photospaltung zu erstellen. Abb. 5.23 zeigt eine solche Verteilung für  $E_\gamma = 209 \pm 6$  MeV und  $\Theta_{cm}^p = 75^\circ$  aus den Daten der Messung I. An diese Verteilungen wird die Funktion

$$N = N_1(1 + N_2 \cos(2\Phi)) \quad (5.4)$$

angefittet, mit  $N_1$  und  $N_2$  als freien Parametern. Der Vergleich mit Gl. 2.4 zeigt, daß der Parameter  $N_2$  die experimentell beobachtbare Asymmetrie  $\Sigma_{exp}(\Theta)$  ist, da der Wirkungsquerschnitt zur beobachteten Protonenzahl direkt proportional ist. Die eben beschriebenen Schnitte zur Prozeßidentifizierung werden erst beim Erstellen der  $\Phi$ -Verteilungen angewendet. Vor einem Eintrag in das entsprechende Histogramm muß nämlich bei *jedem* Ereignis *individuell* entschieden werden, ob es sich um eine Photospaltung oder eine der Untergrundreaktionen handelt.

Zugleich wird die Korrektur auf zufällige Koinzidenzen durchgeführt: Es werden zunächst *zwei*  $\Phi$ -Verteilungen erzeugt, einmal mit einem Zeitschnitt direkt auf den TDC-Peak in Abb. 5.7 und eine zweite mit einem gleich breiten Zeitschnitt auf den zufälligen Sockel. Diese zweite Verteilung wird sodann von der ersten subtrahiert. Es hat sich allerdings gezeigt, daß der Beitrag der zufälligen

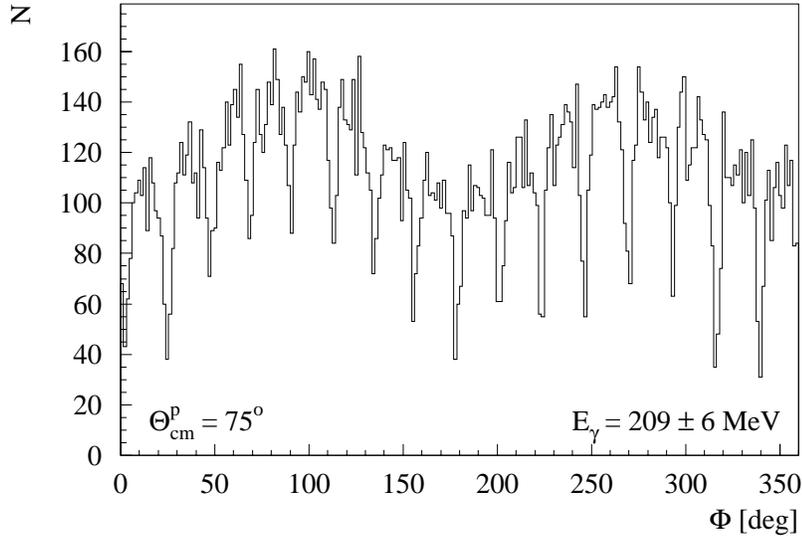


Abbildung 5.23:  $\Phi$ -Verteilung der Photospaltungsprotonen (Messung I)

Koinzidenzen nach allen kinematischen Schnitten vernachlässigbar klein war. Die  $\Phi$ -Verteilung in Abb. 5.23 zeigt deutliche Einbrüche, welche die Grenzen zwischen den 16 Szintillatorsektoren anzeigen. Ein Ereignis, bei dem das Proton in den Bereich zwischen zwei Sektoren trifft, geht verloren, da kein X-Trigger ausgelöst werden kann. Weil der Photonenstrahl am Target eine endliche Ausdehnung besitzt, reichen die Löcher aber nicht komplett bis zur 0 herab. Bei der Durchführung des  $\cos(2\Phi)$ -Fits dürfen die Bereiche, in denen die Löcher liegen, *nicht* berücksichtigt werden, da sonst die Stärke der experimentellen Asymmetrie systematisch zu groß bestimmt wird. In einem Beispiel hat sich z.B. eine Abweichung von 2% (absolut) ergeben. Abb. 5.24 zeigt erneut die Verteilung aus Abb. 5.23, die wegen der Löcher ausgesparten Winkelbereiche sind jedoch schattiert dargestellt. Die Winkelbins in den verbliebenen 16 Bereichen werden zu je einem Punkt zusammengefaßt, über die Anzahl der Einträge wird dabei gemittelt. Als Stützwerte für  $\Phi$  im nachfolgenden Fit werden die gewichteten Mittelwerte von  $\Phi$  in diesen zusammengefaßten Bereichen gewählt. Das Resultat des Fits für die hier als Beispiel betrachtete  $\Phi$ -Verteilung ist in Abb. 5.25 zu sehen. Als *statistischer* Fehler für die experimentelle Asymmetrie  $\Sigma_{exp}$  wurde die vom Fit-Programm bestimmte Unsicherheit des Parameters  $N_2$  übernommen. Sie resultiert aus den statistischen Fluktuationen in der (von  $\Phi$  abhängigen) Zahl der Photospaltungsprotonen, vergl. Abb. 5.25. Als reine Relativmessung ist die Bestimmung von  $\Sigma_{exp}$  normalerweise

frei von systematischen Fehlern. Für Photonenergien ab 326 MeV mußten dennoch auch systematische Fehler für  $\Sigma_{exp}$  abgeschätzt und berücksichtigt werden. Darüber soll in Abschnitt 5.2.6 gesondert berichtet werden.

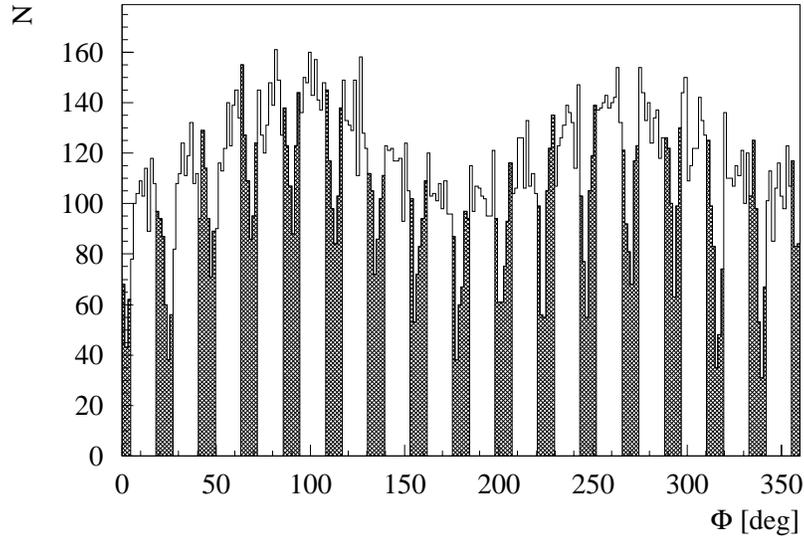


Abbildung 5.24: Daten aus Abb. 5.23 mit Lochschnitt

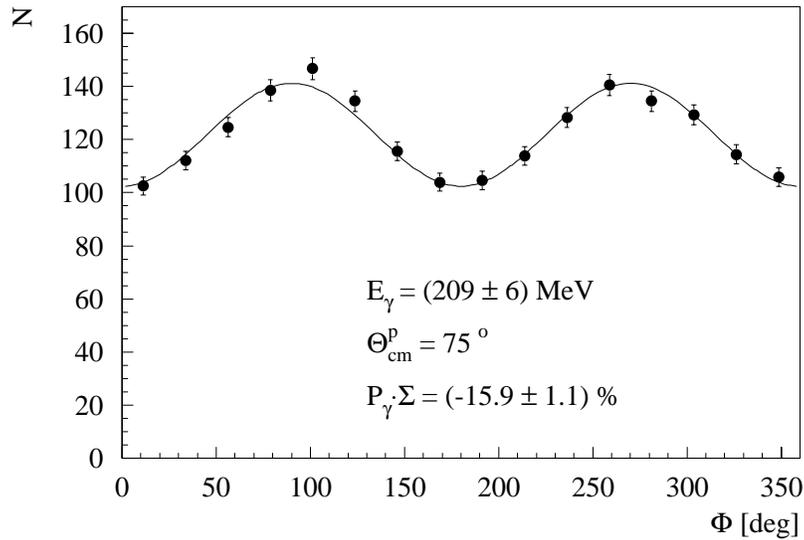


Abbildung 5.25: Experimentelle Asymmetrie  $\Sigma_{exp}(\Theta)$  (Messung I)

Die Werte von  $P_\gamma$  sowie deren statistische und systematische Fehler (vergl. Abschnitt 4.5) liegen für jeden Leiterkanal separat vor. Für ein betrachtetes Energieintervall wurden die arithmetischen Mittelwerte von  $P_\gamma$  und seinen Fehlern über die enthaltenen Leiterkanäle gebildet. Bei  $E_\gamma = 209 \pm 6$  MeV sind dies z.B.

die Kanäle 279 - 283, vergl. Tab. 5.1. Der gemittelte Polarisationsgrad betrug für dieses Energieintervall in der Messung I ca. 67%, vergl. Tab A.2. Dividiert man die experimentelle Asymmetrie  $\Sigma_{exp}(\Theta)$  noch durch den gemittelten Polarisationsgrad, erhält man schließlich die gesuchte Strahlasymmetrie  $\Sigma(\Theta)$ . Statistische

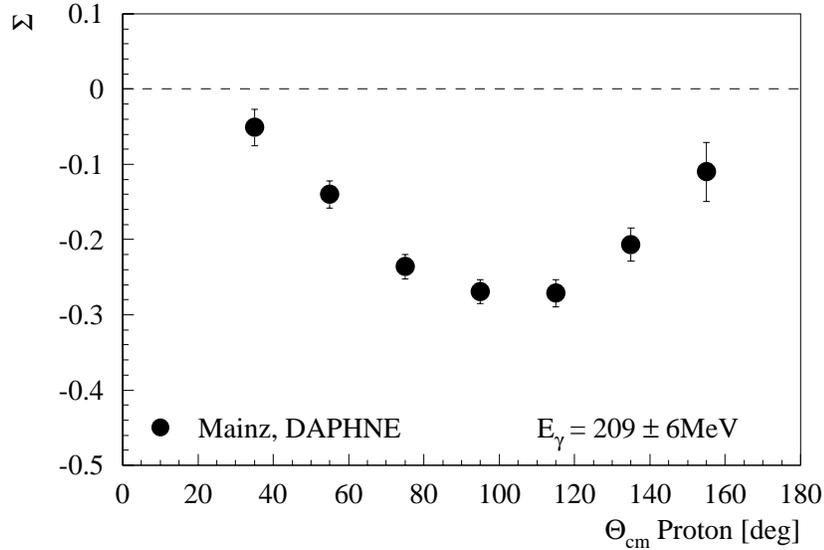


Abbildung 5.26: Winkelverteilung von  $\Sigma$  für 209 MeV (Messung I)

und systematische Fehler wurden dabei wie üblich getrennt und mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung behandelt. Der dadurch erhaltene systematische Fehler ist somit der *wahrscheinlichste* systematische Fehler. In den Abbildungen sind jedoch nur die statistischen Fehler eingetragen. Die systematischen Fehler für  $\Sigma(\Theta)$  sind in den Tabellen in Anhang A.1 zu finden. Die Winkelverteilung der Strahlasymmetrie für  $209 \pm 6$  MeV, erstellt aus den Daten der Messung I, ist in Abb. 5.26 wiedergegeben. Bei mehreren Photonenergien liegen Resultate für  $\Sigma$  aus Messungen mit verschiedenen Goniometereinstellungen vor, vergl Tab. 5.1. Wie gut die Übereinstimmung der Ergebnisse aus den verschiedenen Messungen sein konnte, zeigt Abb. 5.27 am Beispiel von  $E_\gamma = 221$  MeV. Wo Ergebnisse aus mehreren Messungen vorhanden waren, wurde als Endresultat für  $\Sigma$  der gewichtete Mittelwert aus den Einzelmessungen gebildet. Gewichtet wurde mit den Kehrwerten der Quadrate der statistischen Fehler. Für die Endresultate von  $\Sigma$  und deren statistische Fehler gilt dann

$$\bar{\Sigma} = \frac{\sum_i \Sigma(i) / \sigma_{stat}^2(i)}{\sum_i 1 / \sigma_{stat}^2(i)} \quad , \quad \bar{\sigma}_{stat} = \left[ \sum_i \frac{1}{\sigma_{stat}^2(i)} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

Als systematischer Fehler des Endresultats wurde in diesen Fällen, genau wie für die Strahlasymmetrie selbst, der mit  $1/\sigma_{stat}^2$  gewichtete Mittelwert aus den systematischen Fehlern der Einzelmessungen berechnet. Bevor in Abschnitt 5.2.6 auf

die systematischen Fehler bei der Bestimmung der experimentellen Asymmetrie  $\Sigma_{exp}$  eingegangen wird, soll zuvor noch kurz über Untersuchungen zur Energie-stabilität der polarisierten Kante und zur Drehung der Polarisationssebene der Photonen berichtet werden.

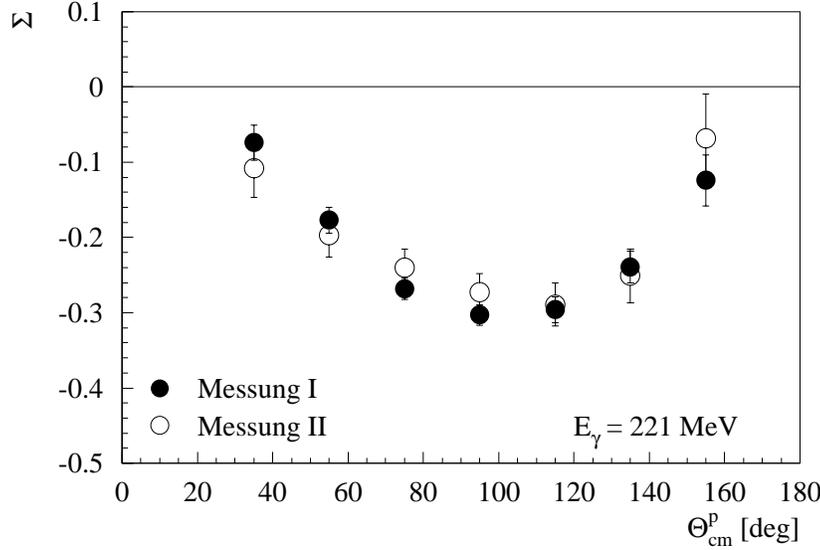


Abbildung 5.27:  $\Sigma$  für 221 MeV (Vergleich der Messungen I und II)

### 5.2.5 Drehung der Polarisationssebene und Stabilität der Kantenposition

Die Auswirkung einer Drehung der Polarisationssebene der Photonen um  $90^\circ$  wurde mit den Messungen VIII und IX getestet. Die Lage der Polarisationskante wurde genau wie in Messung V eingestellt. Die Orientierung der Polarisationssebene stimmte in Messung VIII mit der in den Messungen I - VII überein. Für Messung IX wurde die Polarisationssebene gegenüber Messung VIII um  $90^\circ$  gedreht, lag also senkrecht im Laborsystem. Abb. 5.28 zeigt zwei  $\Phi$ -Verteilungen von Photospaltungsprotonen aus diesen beiden Messungen. Da sie nur recht kurz waren, wurde gegenüber der 'eigentlichen' Analyse ein recht großer Energiebereich zugelassen ( $E_\gamma = 268 - 374$  MeV). Außerdem wurde nur eine grobe Prozeßidentifizierung durchgeführt, es wurden alle Ereignisse akzeptiert, in denen die fehlende kinetische Energie  $T_{miss}$  zwischen -50 MeV und 50 MeV lag. An beide Verteilungen wurde die Funktion

$$N(\Phi) = N_0(1 + \Sigma_{ex} \cos(2(\Phi + \delta))) \quad (5.6)$$

angepaßt, mit  $N_0$ ,  $\Sigma_{ex}$  und  $\delta$  als Parametern. Schränkt man dabei  $\Sigma_{ex}$  auf Werte  $\leq 0$  ein, kann man aus der Differenz der beiden Phasenwinkel  $\delta$  die relative

ve Drehung der Polarisationssebene entnehmen: In unserem Beispiel ergibt sich  $(89.5 \pm 2.5)^\circ$ . Im Rahmen unserer Meßgenauigkeit können wir die Drehung der Polarisationssebene um  $90^\circ$  also verifizieren.

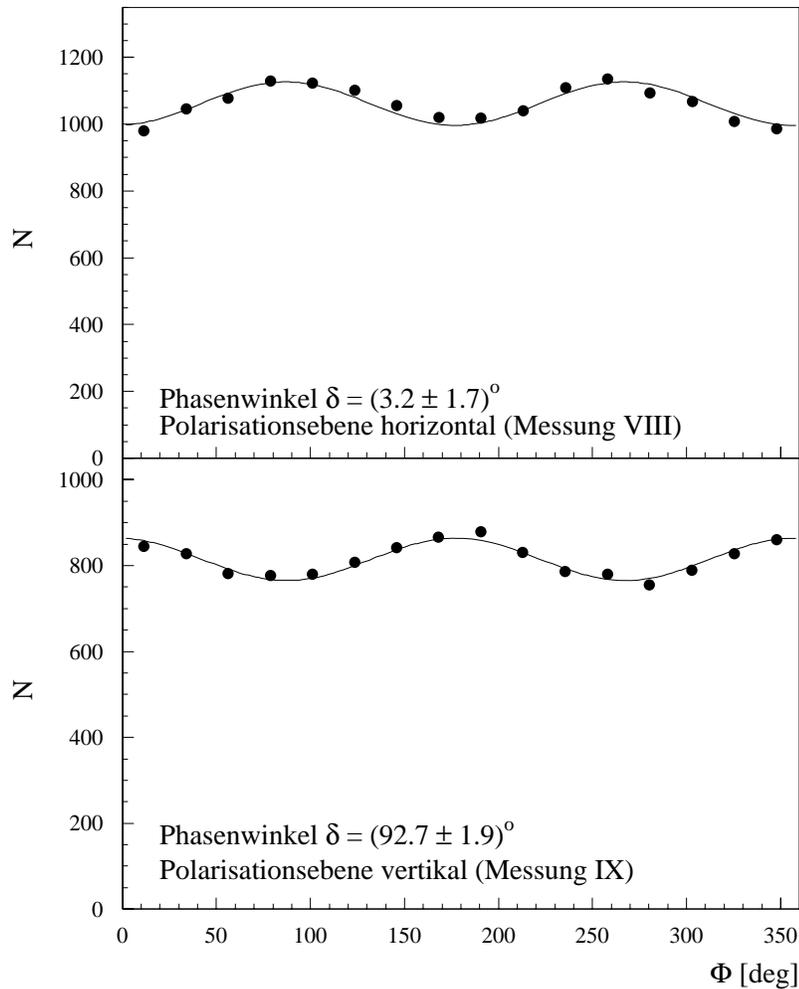


Abbildung 5.28: Test zur Drehung der Polarisationssebene

Die Qualität der Messungen von  $\Sigma$  hängt nicht zuletzt davon ab, wie gut die Lage der polarisierten Kante während einer Messung stabil bleibt. Die Stabilität der Kantenposition wurde deshalb überwacht, indem bei den Diamant-Messungen die regelmäßig ausgelesenen Leiterspektren (vergl. Kap. 3.2) durch ein unpolarisiertes Referenzspektrum dividiert wurden. In den so entstandenen normierten Intensitätsspektren wurde jeweils das Maximum des polarisierten Peaks gesucht und die Nummer des Leiterkanals, in der das Maximum lag, abgespeichert. So war in der Analyse die Position der Kante mit dem Verlauf der Zeit zugänglich. Abb. 5.29 zeigt dies am Beispiel eines Teils der Messung V. Die Position der

Kante blieb bis auf kurzzeitige Abweichungen von ein oder zwei Leiterkanälen konstant.

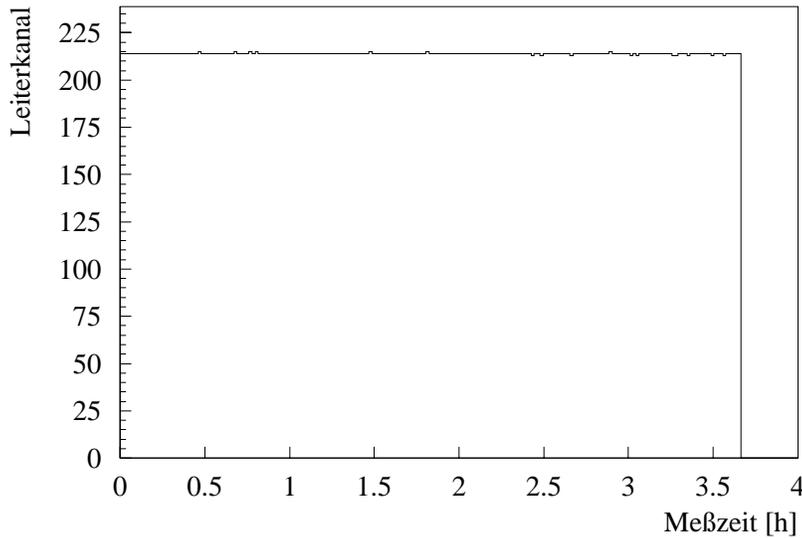


Abbildung 5.29: Stabilität der Position der polarisierten Kante

### 5.2.6 Systematische Fehler bei der Bestimmung der experimentellen Asymmetrie $\Sigma_{exp}$

Wie bereits in Kap. 3.3.3 berichtet, wird bei DAPHNE der X-Trigger für geladene Endzustandsteilchen aus den Signalen der Szintillatorebenen A, B und C abgeleitet. In Abhängigkeit von den registrierten ADC-Signalen erlaubt die Triggerlogik, die hier nicht näher beschrieben werden soll, komplexe Schnitte, wie sie in Abb. 5.30 gezeigt werden. Um akzeptiert zu werden, muß ein Ereignis entweder über dem diagonalen Summenschnitt *oder* rechts von dem senkrechten Schnitt durch die B-Schwelle liegen.

Im Verlauf der Datenanalyse stellte sich heraus, daß in den Messungen I - VII die (einheitliche) elektronische Triggerschwelle für die Szintillatoren der Ebene B zu hoch eingestellt war. Aufgrund des unterschiedlichen Verhaltens der einzelnen Szintillatoren führte dies zu unterschiedlichen effektiven Nachweisschwellen in den verschiedenen Sektoren. Protonen mit hoher Energie, die tiefer als bis Ebene B in DAPHNE eindringen und *in* Ebene B nur relativ wenig Energie deponieren, wurden deswegen in einigen Sektoren vom Trigger ziemlich stark unterdrückt: Liegt die Schwelle für B zu hoch, schneidet man recht schnell in den unteren, rückläufigen Teil des 'Protonenhakens' hinein (vergl. Abb. 5.30). Davon waren in den Messungen ab  $E_\gamma = 326$  MeV die kleinen und mittleren Protonwinkel bis  $95^\circ$  betroffen. Abb. 5.31 zeigt eine durch diesen Effekt deformierte  $\Phi$ -Verteilung

(vergleiche dagegen z.B. Abb. 5.23). Für größere Laborwinkel werden die Protonen aus der Photospaltung in Ebene B gestoppt und dann vom Trigger problemlos akzeptiert (oberer Teil des ‘Protonenhakens’). Für die Messungen mit den zu ho-

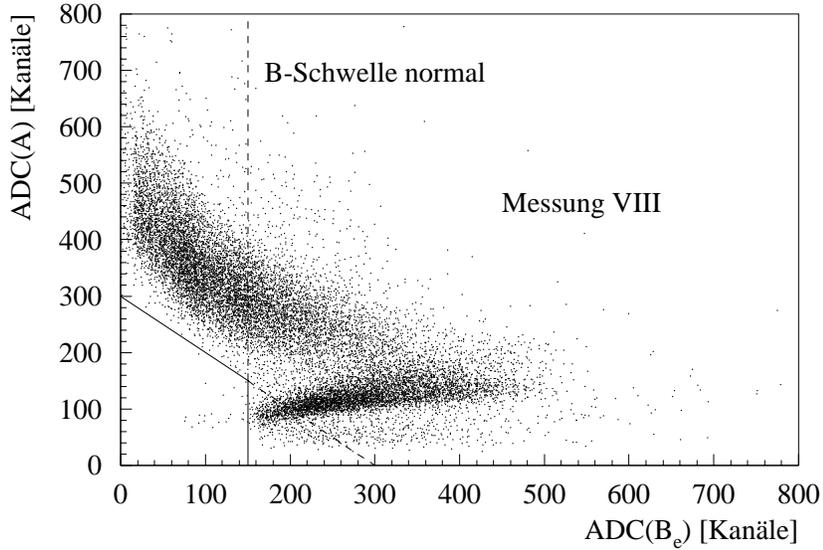


Abbildung 5.30: Trigger-Streudiagramm für Sektor 5.  $ADC(B_e)$  steht für die ADC-Signale der B-Szintillatoren auf der Strahleintrittsseite

hen Schwellen wurden analoge ADC-Streudiagramme wie Abb. 5.30 erstellt, siehe Abb. 5.32. Aus ihnen konnte für jeden Sektor die tatsächliche Lage der Schwellen rekonstruiert werden. Diese (zu hohen) Schwellenwerte wurden dann im nachhin-

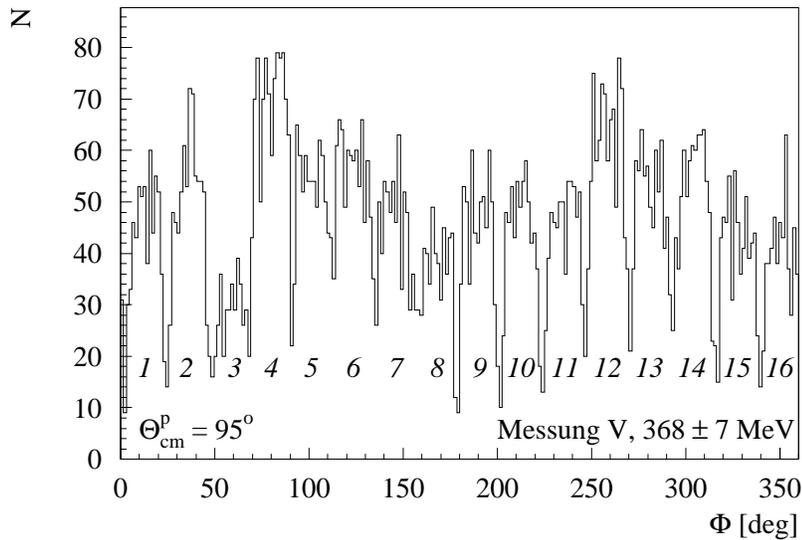


Abbildung 5.31:  $\Phi$ -Verteilung mit Protonenverlusten

ein in der Offline-Analyse auf Daten aus den Messungen VIII und IX angewendet, in denen die Schwellen ansonsten korrekte Werte besaßen. Damit war für alle in Frage kommenden kinematischen Situationen eine Abschätzung der Protonenverluste in den einzelnen Sektoren möglich. Die experimentelle Asymmetrie  $P_\gamma\Sigma$  wurde sodann unter Berücksichtigung dieser Information bestimmt, besonders kritische Sektoren (z.B. Nr. 3, siehe Abb. 5.31) wurden bei der Durchführung des  $\cos(2\Phi)$ -Fits ausgelassen. Durch die notwendigen Korrekturen haben sich allerdings systematische Fehler ergeben, die mit wachsenden Photonenergien und kleinen Protonwinkeln recht große Werte erreichen konnten (siehe Tabellen in Anh. A.1). Diese systematischen Fehler wurden dann, wie schon unter 5.2.4 beschrieben, in die Fehlerrechnung mit einbezogen.

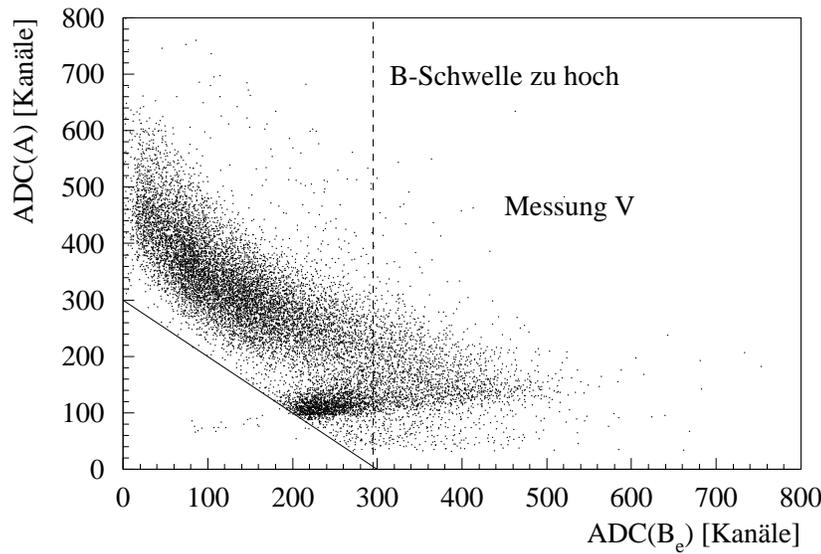


Abbildung 5.32: Trigger-Streudiagramm für Sektor 5

# Kapitel 6

## Experimentelle Ergebnisse

Auf den nun folgenden Seiten werden als Ergebnisse dieser Arbeit die Endresultate für die Strahlasymmetrie präsentiert und diskutiert. Die Zahlenwerte für die Winkelverteilungen sind in Anhang A.1 tabelliert, die Anregungsfunktionen in Anhang A.2. Mit den Werten von  $\Sigma$  aus unserem Experiment wurde weiterhin die Wirkungsquerschnitt-Differenz  $\Delta$  und die Zerlegung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in seinen parallelen ( $\sigma_{\parallel}$ ) und seinen senkrechten Anteil ( $\sigma_{\perp}$ ) durchgeführt. Mit den Definitionen aus Kap. 2.1 und  $P_{\gamma} = 1$  gelten die folgenden Beziehungen

$$\Delta(\Theta) = \Sigma \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}) \quad (6.1)$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta) = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}) \quad , \quad (6.2)$$

oder umgekehrt

$$\sigma_{\parallel}(\Theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \Delta \quad , \quad \sigma_{\perp}(\Theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} - \Delta \quad . \quad (6.3)$$

Die Werte für den *unpolarisierten* differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta)$  wurden aus [Cra96] entnommen. Dieses Experiment wurde 1992, ebenfalls mit DAPHNE an MAMI, für den Energiebereich von 100 bis 800 MeV durchgeführt. Wegen der gleichen Detektorgeometrie war eine Kombination mit unseren Ergebnissen aus der Strahlasymmetriemessung ohne größere Probleme möglich. Dieses Vorgehen war günstiger als die Verwendung unserer eigenen Wirkungsquerschnitte, da das Experiment von 1992 speziell auf die Messung von  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta)$  ausgelegt war. Auf die genaue Bestimmung und Überwachung des Photonенflusses wurde also größter Wert gelegt. Unsere Asymmetriemessung ist jedoch, wie schon in Kap. 2.1 betont wurde, eine reine Relativmessung, in der die Photonенflußnormierung nicht von so großer Bedeutung ist. Trotzdem haben wir auch aus unseren eigenen Daten differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt. Abb. 6.1 zeigt den Vergleich der Ergebnisse für  $E_{\gamma} = 221 \pm 6$  MeV. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, unsere Daten besitzen sogar kleinere statistische Fehler. Das liegt teilweise an der Überhöhung unseres Photonенflusses durch den Polarisationspeak, der in diesem Beispiel gerade bei 221 MeV sein Maximum hat. Dennoch haben wir uns, wegen der insgesamt gründlicheren Normierung, für die Verwendung der Wirkungsquerschnittsdaten aus [Cra96] entschieden. Um den direkten Vergleich mit den Ergebnissen unserer Messung und die Berechnung von

$\Delta$ ,  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$  zu ermöglichen, mußten die Daten aus [Cra96] auf unsere Werte für  $\Theta_{cm}^p$  und  $E_{\gamma}$  umgerechnet werden: Aus den Werten zu  $30^{\circ}$  und  $40^{\circ}$  und deren Fehlern wurde der Mittelwert und somit ein Datenpunkt zu  $35^{\circ}$  berechnet. Analog wurde mit den Wertepaaren zu  $50^{\circ}$  und  $60^{\circ}$  usw. bis zu den Werten bei  $150^{\circ}$  und  $160^{\circ}$  verfahren. Die Umrechnung auf unsere Werte von  $E_{\gamma}$  erfolgte danach durch lineare Interpolation zwischen zwei geeigneten benachbarten Energiewerten. Seien  $E_1$  und  $E_2$  zwei Energien, für die Ergebnisse von [Cra96] vorliegen, sowie  $E_0$  eine dazwischen liegende Energie. Der interpolierte Datenpunkt und sein Fehler wurden wie folgt berechnet:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_0) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_1) + \frac{E_0 - E_1}{E_2 - E_1} \cdot \left( \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_2) - \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_1) \right) \quad (6.4)$$

$$\Delta\left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_0)\right) = \frac{E_2 - E_0}{E_2 - E_1} \cdot \Delta\left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_1)\right) + \frac{E_0 - E_1}{E_2 - E_1} \cdot \Delta\left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(E_2)\right) . \quad (6.5)$$

Unsere Resultate für  $\Sigma(\Theta)$  werden nun mit den Ergebnissen aus den schon in Kap. 2.4 erwähnten Experimenten verglichen. Weiterhin erfolgt eine Gegenüberstellung mit den Resultaten von zwei Rechnungen, die aus der Arenhövel- und aus

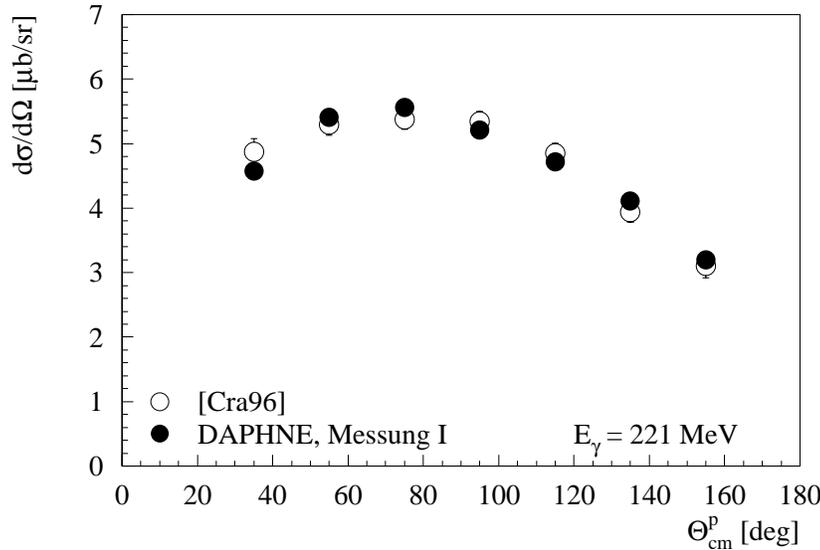


Abbildung 6.1: Vergleich der Daten zu  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$

der Laget-Gruppe stammen. Die Resultate sind in den Abb. 6.6 bis 6.15 in je zwei Blöcken mit vier Winkelverteilungen dargestellt. Jeder dieser Viererblöcke zeigt die Ergebnisse zu einer der Photonenergien aus Tab. 5.1. Die eingetragenen Fehler sind nur die statistischen Fehler, die systematischen Fehler können den Tabellen in den Anhängen A.1 und A.3 entnommen werden. Wo vorhanden, repräsentieren die strichpunktierten Linien die Rechnung aus der Arenhövel-Gruppe und die durchgezogenen Linien die Rechnung aus der Laget-Gruppe. Im einzelnen wird in jedem Viererblock zu einer Photonenergie gezeigt:

- Links oben: Die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  im Vergleich zu den Rechnungen aus der Arenhövel- und der Laget-Gruppe.
- Rechts oben: Der Vergleich unserer Ergebnisse für  $\Sigma$  mit den anderen Experimenten.
- Links unten: Die Wirkungsquerschnitt-Differenz  $\Delta(\Theta)$  (s.o.) und ein Vergleich mit den Rechnungen.
- Rechts unten:  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta)$  aus den Daten von [Cra96] sowie die daraus mit unseren Werten von  $\Sigma$  bestimmten Winkelverteilungen von  $\sigma_{\parallel}$  und  $\sigma_{\perp}$ . Die Rechnungen zu  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  von Arenhövel und Laget sind mit eingetragen.

Die Abbildungen 6.16 bis 6.18 zeigen den Verlauf von  $\Sigma$  in Abhängigkeit von der Photonenergie für einen festen Wert von  $\Theta_{cm}^p$ . Eine solche Darstellung wird auch Anregungsfunktion genannt. Der Vergleich unserer Resultate mit den Rechnungen ist in diesen Abbildungen zu sehen. Abb. 6.18 zeigt wieder unsere Daten zusammen mit den Resultaten der Vergleichsexperimente (s. Kap. 2.4), und zwar für drei ausgewählte Werte von  $\Theta_{cm}^p$ .

## 6.1 Diskussion der Ergebnisse

Unsere Messungen von  $\Sigma$  beginnen bei einer Photonenergie, bei der sich, aufgrund der Anregung der  $\Delta$ -Resonanz, der magnetische Aufbruch des Deuterons schon weitgehend gegenüber dem elektrischen Aufbruch durchgesetzt hat. Beim überwiegenden Teil unserer Meßpunkte hat  $\Sigma$  ein negatives Vorzeichen, wie man den Daten entnimmt, und folglich ist  $\sigma_{\perp} > \sigma_{\parallel}$ , siehe Gl. 2.5. Die Reaktionsebene liegt also vorwiegend senkrecht zur Polarisationssebene der Photonen. Dies deutet auf einen magnetisch dominierten Reaktionsprozeß hin, vergl. dazu auch die Bemerkungen auf den Seiten 13 und 14 in Kap. 2.3. Bei Anregung der  $\Delta$ -Resonanz wird das auch nicht anders erwartet. Im von uns vermessenen Photonenergiebereich zeigen die Winkelverteilungen von  $\Sigma$  einen leicht asymmetrischen Verlauf bezüglich  $\Theta_{cm}^p = 90^\circ$ . Das Minimum von  $\Sigma$  liegt in der Regel sehr nahe bei oder etwas oberhalb von  $95^\circ$ . Unter Rückwärtswinkeln ist die Strahlasymmetrie meistens etwas stärker als in Vorwärtsrichtung. Das ist z.B. bei  $E_\gamma = 173, 185$  oder  $209$  MeV gut zu beobachten. Zwischen  $200$  und  $300$  MeV wird dieses Verhalten von  $\Sigma$  durch die Arenhövel-Rechnungen sehr gut beschrieben. Da die Maxima von  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  stets bei Vorwärtswinkeln liegen, ist das asymmetrische Verhalten um  $90^\circ$  für die Wirkungsquerschnitt-Differenz  $\Delta$  oft nur noch sehr schwach ausgeprägt (Bsp.:  $221$  MeV,  $245$  MeV). Bei den höheren Photonenergien hat  $\Sigma$  bei  $35^\circ$  durchgehend Werte in der Nähe von  $0$  und fällt erst danach relativ rasch, verglichen mit dem Verlauf bei etwa  $245$  oder  $258$  MeV, auf seinen Minimalwert ab. Das zeigt sich auch in den zum Vergleich dargestellten Resultaten von [Ada91] und [Lgs94], wie man an der gesamten Sequenz der Winkelverteilungen ab  $314$  MeV sieht.

Der Wechsel von einem elektrisch zu einem magnetisch dominierten Reaktionsmechanismus, oder umgekehrt, wird durch einen Nulldurchgang von  $\Sigma$  angezeigt. Für  $\Theta_{cm}^p = 35^\circ$  und  $55^\circ$  liegt der Nulldurchgang von  $\Sigma$ , der den Beginn der magnetischen Dominanz wegen der  $\Delta$ -Anregung markiert, gerade noch innerhalb des von uns vermessenen Energiebereichs. Dies ist gut an den ersten beiden Anregungsfunktionen in Abb. 6.16 zu erkennen. Für  $55^\circ$  liegt er recht genau bei 165 MeV, wenn man die Datenpunkte, bis auf den ersten bei 161 MeV, nach Augenmaß extrapoliert. Für  $35^\circ$  ist wegen der stärkeren statistischen Schwankungen der Datenpunkte keine so genaue Aussage möglich, hier liegt der Nulldurchgang zwischen 170 und 190 MeV. Mit wachsendem  $\Theta_{cm}^p$  wandert er zu kleineren Werten von  $E_\gamma$  hin, wie die restlichen Anregungsfunktionen und der Vergleich mit den anderen Experimenten zeigen. Für  $75^\circ$  liegt er z.B. schon bei 150 MeV, siehe Abb. 6.18 oben. Mit wachsender Photonenergie durchläuft  $\Sigma$  nach seinem Nulldurchgang ein breites Tal. Es ist in der Anregungsfunktion zu  $55^\circ$  am deutlichsten zu sehen. Das Minimum wird, unseren Daten zufolge, bei etwa 240 MeV erreicht. Das ist bedeutend niedriger als das lokale Maximum von  $\sigma_{tot}$  bei 265 MeV, welches durch die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz entsteht. Danach steigt  $\Sigma$  wieder an, um ab etwa 350 MeV erneut abzufallen. Für  $75^\circ$  und  $95^\circ$  ist diese Struktur jedoch nicht mehr so stark ausgeprägt, das leichte ‘Zwischenmaximum’ um 350 MeV ist verschwunden. Für  $115^\circ$  verläuft  $\Sigma$  leicht abfallend und nahezu konstant für  $135^\circ$ . Deutlichere Unterstrukturen sind in den Daten nicht mit Sicherheit zu erkennen. Für  $155^\circ$  zeigt  $\Sigma$  dann ab 161 MeV zunächst einen leichten Anstieg und verläuft danach nahezu konstant. Ab etwa 330 MeV lassen sich, aufgrund der statistischen Schwankungen, keine genaueren Aussagen mehr machen.

Bei den drei höchsten von uns gemessenen Energien (382, 396 und 412 MeV) haben sich speziell für  $75^\circ$  und  $95^\circ$  Ergebnisse für  $\Sigma$  ergeben, die, verglichen mit den restlichen Meßpunkten, teilweise stark aus dem Rahmen fallen, so z.B. die beiden letzten Punkte in der Anregungsfunktion für  $95^\circ$ . Diese kinematischen Bereiche waren am stärksten von den in Kapitel 5.2.6 diskutierten Schwierigkeiten betroffen, hier haben sich bei der Abschätzung des systematischen Fehlers auch die größten Werte ergeben, wie aus den Tabellen in Anhang A.1 hervorgeht. Die betreffenden Datenpunkte sollten daher nur unter großen Vorbehalten betrachtet und mit den anderen Ergebnissen verglichen werden.

## 6.2 Vergleich mit anderen experimentellen Daten

Im vorangegangenen Abschnitt wurde schon vereinzelt auf die anderen, zum Vergleich mit unseren Ergebnissen benutzten Daten hingewiesen. Die entsprechenden Experimente wurden bereits in Kap. 2.4 vorgestellt. In der Regel wurde angestrebt, sowohl bei den Winkelverteilungen als auch bei den Anregungsfunktionen einen Vergleich mit den *unveränderten* Originaldaten der älteren Experimente zu zeigen. Dies ist allerdings, wegen der zum Teil unterschiedlichen Wahl der

Protonwinkel und der Photonenergien, nur begrenzt möglich. Wo aus den zum Vergleich ausgewählten Experimenten eine Winkelverteilung von  $\Sigma$  vorliegt, die in der Photonenergie um maximal 3 MeV von einem unserer eigenen Energiewerte abweicht, werden die originalen Daten gezeigt. In diesen Fällen ist in den Abb. 6.6 bis 6.15 zusammen mit der Kennung der Vergleichsdaten die Photonenergie mit angegeben. Aus den Daten von [Lgs94] werden ausnahmslos die originalen Winkelverteilungen gezeigt. Die Daten von [Gor82] wurden für alle gemessenen  $E_\gamma$  zu den gleichen Werten von  $\Theta_{cm}^p$  veröffentlicht. Deswegen war es leicht möglich, zwischen je zwei Winkelverteilungen aus diesem Experiment linear auf einen von unseren Werten von  $E_\gamma$  zu interpolieren. Die Interpolation wurde analog wie für die Daten zu  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  von [Cra96] durchgeführt. Da das Experiment von [Gor82] den Energiebereich von 80 - 600 MeV überdeckt, konnte für jeden unserer Werte von  $E_\gamma$  eine interpolierte Winkelverteilung zum Vergleich erstellt werden, sofern nicht (s.o.) einer ‘originalen’ Winkelverteilung der Vorzug gegeben wurde. Die Ergebnisse von [Ada91] sind in der Form von vier Anregungsfunktionen für  $\Theta_{cm}^p = 45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  und  $90^\circ$  angegeben, allerdings nicht mit einheitlichen Werten von  $E_\gamma$ . Daher mußten, um Winkelverteilungen zum Vergleich mit unseren Resultaten zu erstellen, die Datenpunkte für jeden Protonwinkel getrennt auf unsere Energiewerte interpoliert werden.

In allen Bereichen, in denen ein Vergleich unserer Ergebnisse mit den Daten von [Lgs94] möglich war, ist die Übereinstimmung gut bis sehr gut. Als Beispiel dafür mag die Winkelverteilung von  $\Sigma$  für 245 MeV dienen (Abb. 6.9, unterer Block). Obwohl in diesem Experiment für einige Protonwinkel auch bei niedrigeren Photonenergien als bei uns gemessen wurde, so z.B. für  $\Theta_{cm}^p = 90^\circ$ , liegen vollständige Winkelverteilungen aus den Daten von [Lgs94] nur zwischen 188 und 314 MeV vor. Oberhalb von 326 MeV gibt es von diesem Experiment keine Daten mehr. Sowohl von [Lgs94], als auch von [Gor82] und [Ada91] wurde eine Anregungsfunktion für  $\Theta_{cm}^p = 90^\circ$  veröffentlicht. Deswegen wurde zum Vergleich aus unseren Anregungsfunktionen zu  $75^\circ$  und  $95^\circ$  eine linear interpolierte zu  $90^\circ$  berechnet. Wie man in an dem mittleren Bild in Abb. 6.18 sieht, liefern alle vier Experimente im Überschneidungsbereich, von vereinzelt ‘Ausreißern’ abgesehen, nahezu die gleichen Resultate.

Die Experimente von [Gor82] und [Ada91] besitzten beide eine wesentlich höhere Obergrenze für  $E_\gamma$  als unseres, da sie u.a. im Hinblick auf den Beitrag von Dibaryonresonanzen zur Deuteron-Photospaltung durchgeführt wurden. Der Vergleich dieser Experimente mit entsprechenden theoretischen Beschreibungen konnte jedoch keine sicheren Hinweise darauf erbringen. Die Übereinstimmung unserer Resultate mit denen von [Gor82] ist stellenweise recht gut, so z.B. in den Winkelverteilungen zu 197 und 260 MeV. Recht oft zeigen die Daten aus diesem Experiment aber auch eine schwächere Strahlasymmetrie, als wir sie gemessen haben, wie in den Anregungsfunktionen in Abb. 6.18 deutlich wird. Dennoch ist gerade in der Anregungsfunktion zu  $75^\circ$  der gute Anschluß zwischen unseren Datenpunkten und denen von [Gor82] zu kleinen Energien hin beeindruckend.

Auch zu den Ergebnissen von [Ada91] zeigen unsere Daten meistens keine gravierenden Unterschiede. Ein Vergleich war allerdings nur zwischen 301 und 412 MeV für die Vorwärtsrichtung (s.o.) möglich. Erst für Photonenergien über 368 MeV führen die schon mehrfach erwähnten Probleme vereinzelt zu größeren Abweichungen zwischen beiden Datensätzen, vorwiegend bei  $75^\circ$  und  $95^\circ$ . Für die Datenpunkte bei  $35^\circ$  und  $55^\circ$  bleibt die Übereinstimmung hingegen gut.

### 6.3 Vergleich mit theoretischen Rechnungen

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen unsere Resultate noch mit zwei Rechnungen aus den Arbeitsgruppen von Arenhövel und Laget verglichen werden. Die Arenhövel-Rechnungen folgen im wesentlichen dem in Kap. 2.2 beschriebenen Weg und beinhalten eine gekoppelte Kanalrechnung. Die in dieser Arbeit gezeigte

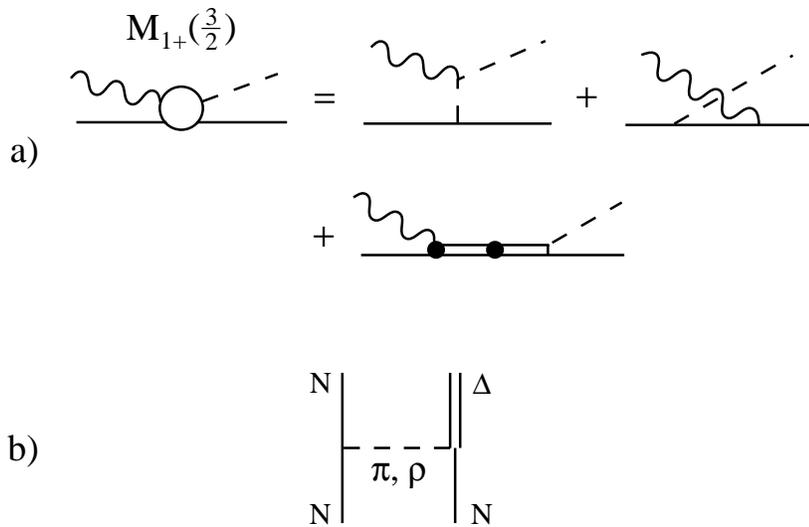


Abbildung 6.2: Zu den Arenhövel-Rechnungen

Version ([Wil96]) ist eine Weiterentwicklung der in [Wil93] beschriebenen Rechnung, von der sie sich durch einige Änderungen unterscheidet. Die wesentlichen sind:

- Anstelle des Bonn-Potentials OBEPB wurde das Bonn-Potential OBEPQ-B benutzt.
- Bei der Beschreibung der  $M_{1+}(\frac{3}{2})$ -Multipolamplitude<sup>1</sup> für die Pion-Photo-Produktion (vergl. Abb. 6.2 a) wurden in [Wil93] beide Born-Terme auf Null gesetzt und implizit im resonanten Term mitbehandelt. Das geschieht in den neuen Rechnungen nur noch für den ‘gekreuzten’ Born-Term, nicht aber für

<sup>1</sup>Der rel. Bahndrehimpuls  $l$  zwischen Pion und Nukleon ist 1, das +-Zeichen gibt an, daß sich  $l$  und der Nukleonspin addieren,  $3/2$  ist der Isospin

den Pol-Term. Dieser wird in den expliziten MEC durch den ‘Flugstrom’ behandelt.

- Das Modell für den NN-N $\Delta$ -Übergang (Abb. 6.2 b) wurde modifiziert

Die Laget-Rechnungen sind nach dem sog. ‘diagrammatischen Ansatz’ durchgeführt, der für die Deuteron-Photospaltung in [Lag78] beschrieben und inzwischen mehrfach verbessert wurde ([Lag84], [Lag87]). Die Reaktion  $D(\gamma, p)n$  wird dabei in eine Reihe von Einzelmechanismen aufgespalten, die als dominant angesehen werden. Dieses Verfahren besitzt deswegen einen stark empirischen Charakter. Die einzelnen Mechanismen sind durch die Diagramme in Abb. 6.3 repräsentiert. Die entsprechenden Übergangsamplituden werden sodann anhand dieser Diagramme berechnet. Dabei muß beachtet werden, daß ggf. die richtige

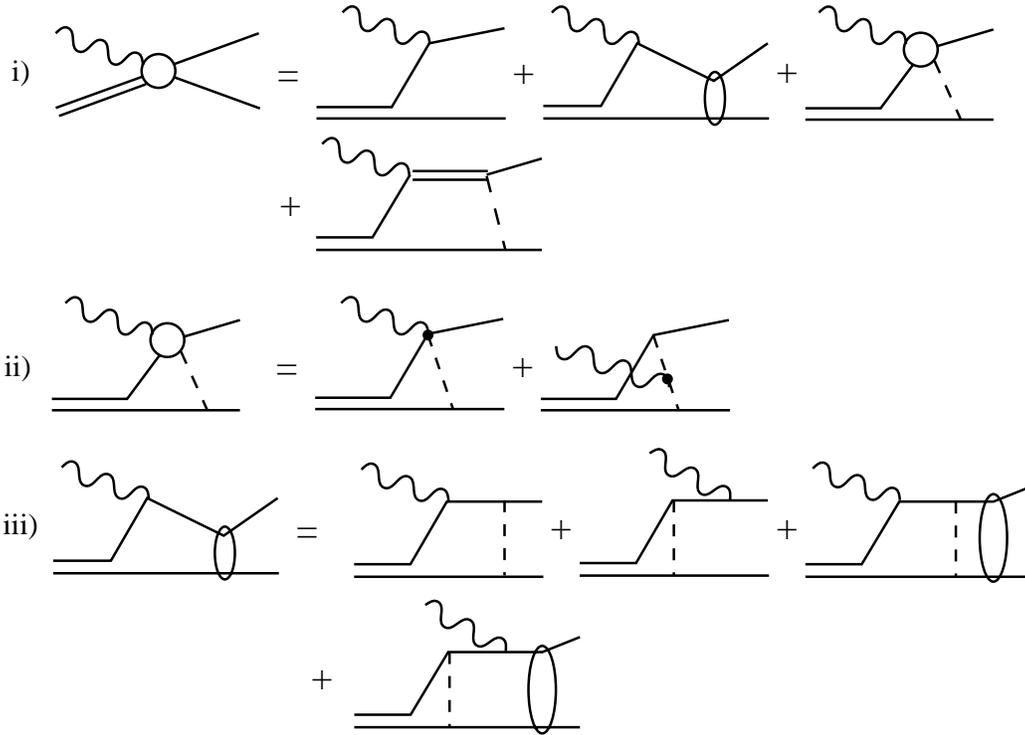


Abbildung 6.3: Diagramme in den Laget-Rechnungen. Bei dem ausgetauschten Meson kann es sich um ein  $\pi$  oder auch ein  $\rho$  handeln

Kombination von Diagrammen mit einbezogen wird, um Eichinvarianz zu garantieren. Anders als bei dem Vorgehen in Kap. 2.2 ist bei der diagrammatischen Methode keine Partialwellenentwicklung nötig, da die Übergangsamplituden, die den einzelnen Diagrammen entsprechen, bereits ‘automatisch’ Beiträge aus mehreren Partialwellen enthalten. Daher werden auch keine Siegert-Operatoren angewendet, alle Mesonaustauscheffekte werden explizit behandelt. Bei den hier gezeigten Laget-Rechnungen wurde als NN-Potential ein Paris-Potential benutzt.

Die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz wurde nicht-unitär behandelt, d.h. es wird nur die direkte Anregung des durch das Photon, *ohne* Rückstreukorrekturen wie in Abb. 6.4, berücksichtigt.

Wir beginnen den Vergleich mit unseren Ergebnissen bei den Anregungsfunktionen für  $\Sigma$ . In ihnen sieht man die Unterschiede in den Vorhersagen der beiden Rechnungen am deutlichsten. Die Laget-Rechnung zeigt für alle hier betrachteten Protonwinkel eine Strahlasymmetrie, die mit wachsender Photonenergie nahezu ständig abfällt. Die Arenhövel-Rechnung gibt stattdessen ein Minimum von  $\Sigma$  bei 265 MeV an. In den Anregungsfunktionen zu  $\Theta_{cm}^p = 75^\circ, 95^\circ$  und  $115^\circ$  ist zwar zu sehen, daß die Laget-Rechnung ab etwa 320 MeV näher an unseren Daten liegt als die Rechnung der Arenhövel-Gruppe. Sie ist aber nicht in der Lage, die Struktur im Verlauf der Daten genauer zu beschreiben. Das Minimum von  $\Sigma$ , das z.B. in der Anregungsfunktion für  $55^\circ$  bei 245 MeV so deutlich zu sehen ist, fehlt in der Laget-Rechnung vollständig, wird aber von der Arenhövel-Rechnung sehr genau wiedergegeben. Für  $155^\circ$  zeigen die Daten, sieht man einmal von den beiden vorletzten Datenpunkten mit den großen statistischen Fehlern ab, sogar ein Verhalten, welches dem der Laget-Rechnung entgegengesetzt ist:  $\Sigma$  steigt wieder leicht nach Null hin an. Allerdings beschreibt hier auch die Arenhövel-Rechnung die Struktur der Daten nicht mehr so gut. Sie zeigt noch ein sehr schwach ausgeprägtes Minimum für  $\Sigma$ , das nach wie vor bei 265 MeV liegt. Die Daten lassen dagegen eher vermuten, daß dieses Minimum, wenn es noch vorhanden ist, für so große Protonwinkel schon zu kleineren (d.h.  $E_\gamma < 160$  MeV) Photonenergien hin abgewandert ist.

Die Winkelverteilungen für die niedrigsten von uns gemessenen Energien (161 - 197 MeV) zeigen, daß hier beide Rechnungen die Strahlasymmetrie noch annähernd gleich gut beschreiben. Für 161 MeV liefert dabei die Laget- und für 197 MeV die Arenhövel-Rechnung die etwas besseren Resultate. Zwischen 209 und 301 MeV wird die Übereinstimmung zwischen der Messung von  $\Sigma$  und der Arenhövel-Rechnung sehr gut, in einigen Fällen nahezu perfekt. Die Form der Winkelverteilung von  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  wird zwar gut beschrieben, es werden aber durchgehend zu kleine Werte berechnet. Deswegen bleiben auch die Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitt-Differenz  $\Delta$  zu klein. Im gleichen Energiebereich wird  $\Sigma$ , wie schon aus den Anregungsfunktionen hervorgeht, durch die Laget-Rechnung nicht so gut wiedergegeben, bei 245 MeV wird die Stärke von  $\Sigma$  fast um  $\frac{1}{3}$  unterschätzt. Die Form der Winkelverteilung von  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  wird nur für die kleineren Photonenergien halbwegs richtig getroffen, die Größe des Wirkungsquerschnitts wird zunächst unter- und dann überschätzt, dies vor allem für Vor- und Rückwärtswinkel. Bei 301 und 314 MeV sind die Vorhersagen für  $\Sigma$  aus beiden Rechnungen wieder nahezu gleichwertig. Darüber liegt, wie schon erwähnt, die Laget-Rechnung zwischen  $75^\circ$  und  $115^\circ$  näher an den Daten.

Die fehlende Übereinstimmung der Arenhövel-Rechnung mit den Daten oberhalb von 300 MeV war und ist Anlaß zu weiterer Arbeit. Seit kurzem existieren aus dieser Arbeitsgruppe neue gekoppelte Kanalrechnungen. Darin enthält

die  $\gamma N\Delta$ -Kopplung die direkte  $\Delta$ -Anregung durch das Photon sowie nichtresonante  $\pi$ -Rückstreu-Korrekturen, vergl. Abb. 6.4.<sup>2</sup> Der Austausch des Pions in den Potentialen und den MEC's wird zum ersten Mal komplett und konsequent mit Retardierungseffekten berücksichtigt. Die bisherigen Rechnungen dieses Typs wurden mit rein statischen MEC's durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung dieser neuen Rechnungen befindet sich in [SchwD].



Abbildung 6.4:  $\Delta$ -Anregung mit nichtresonanten Rückstreu korrekturen

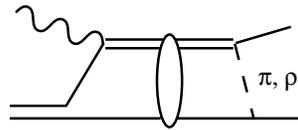


Abbildung 6.5: N- $\Delta$ -Rückstreuung

Die Ursache für die Diskrepanz zwischen der Laget-Rechnung und den Daten liegt teilweise darin, daß bisher die Kopplung zwischen dem N-N- und dem N- $\Delta$ -Kanal nicht berücksichtigt wurde. Dies kann aber durch Einbeziehung der N- $\Delta$ -Rückstreuung geschehen, vergl. das Diagramm in Abb. 6.5. Dadurch erhofft man sich eine Verbesserung der Vorhersagen dieser Rechnung.

---

<sup>2</sup>Die Blase mit dem 'B' steht folglich für die nichtresonanten Born-Terme der Pion-Photoproduktion, die zum  $M_{1+}(\frac{3}{2})$ -Multipol beitragen

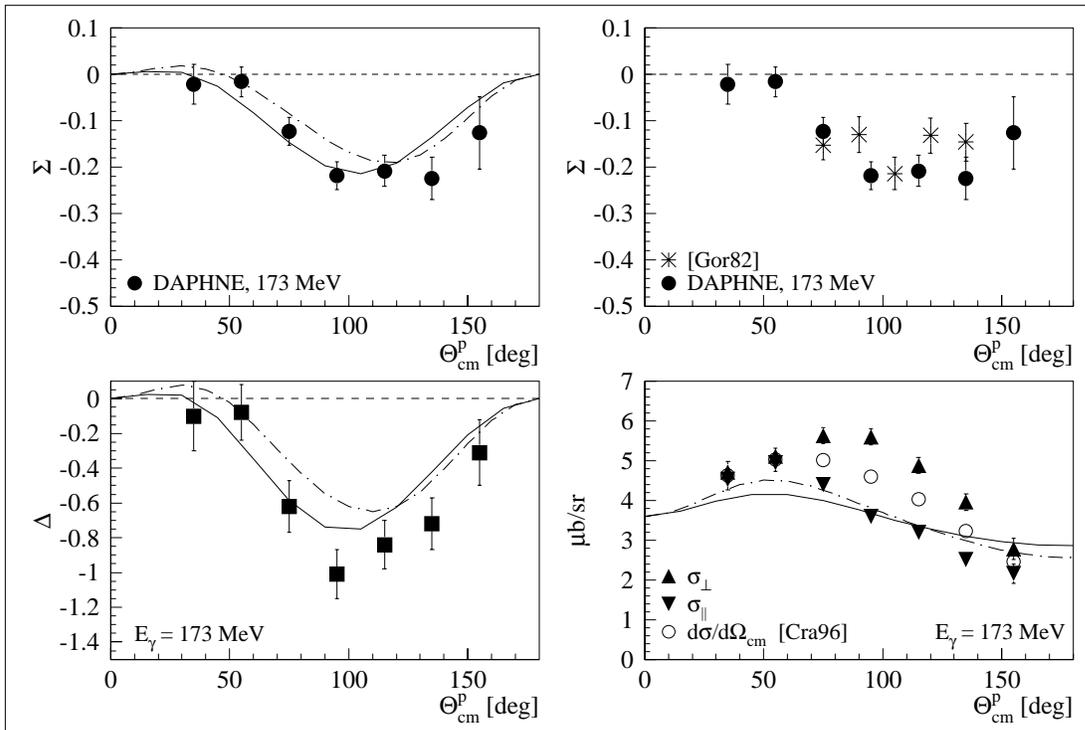
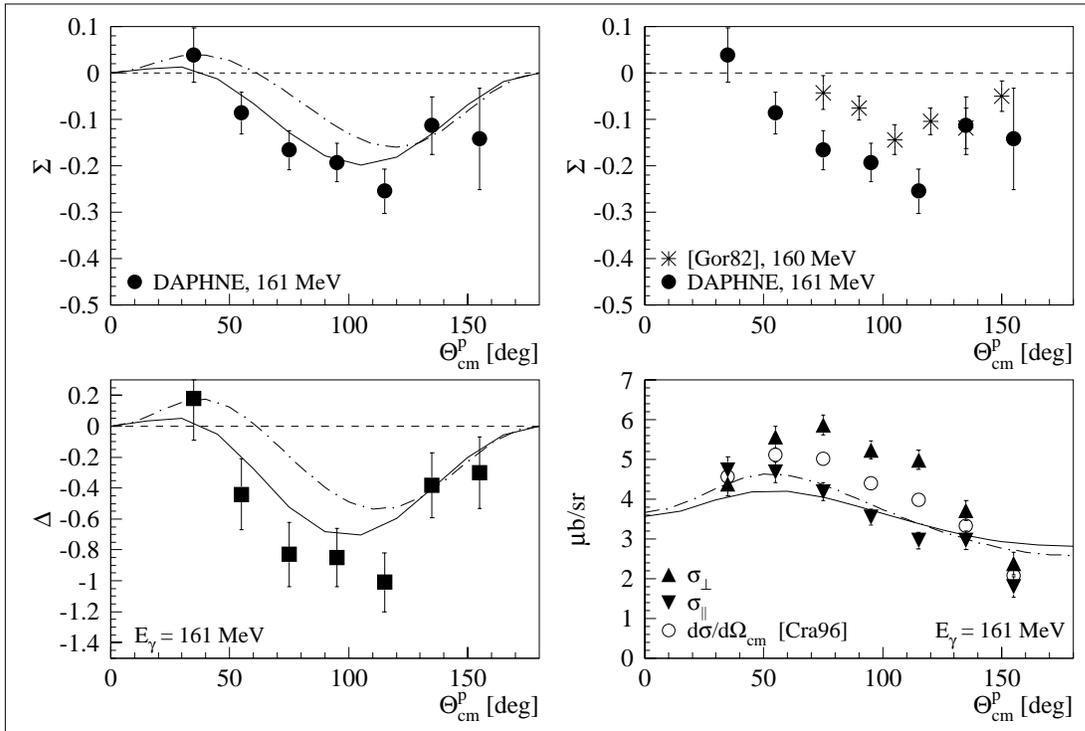


Abbildung 6.6: Winkelverteilungen für 161 und 173 MeV

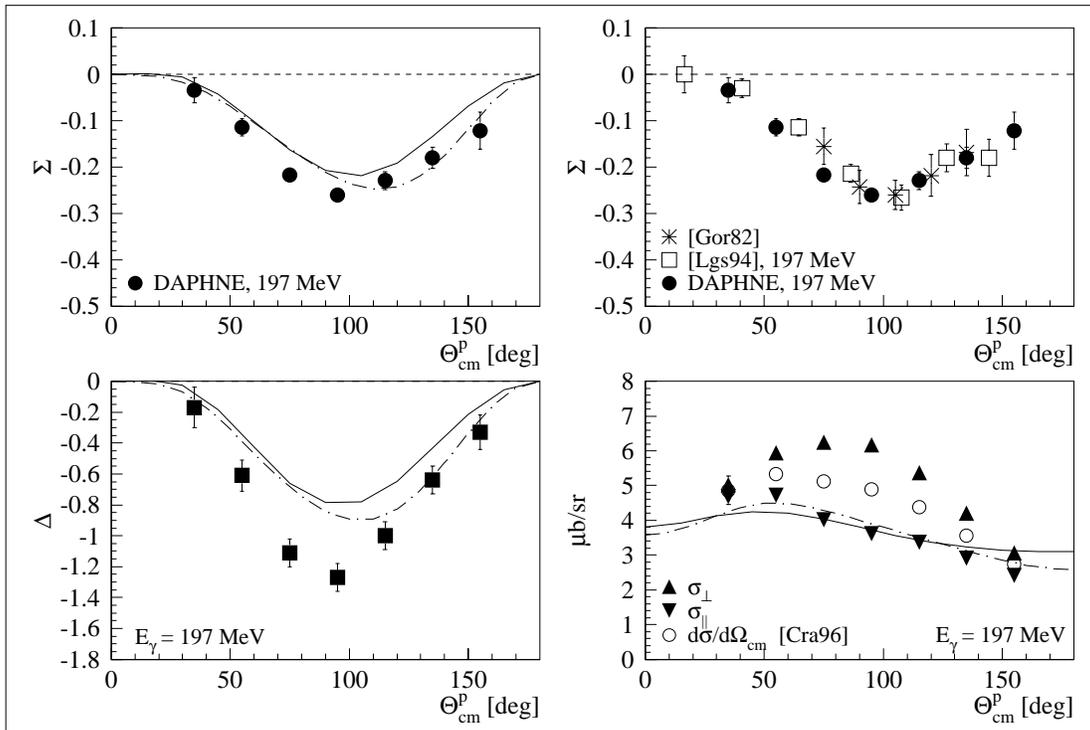
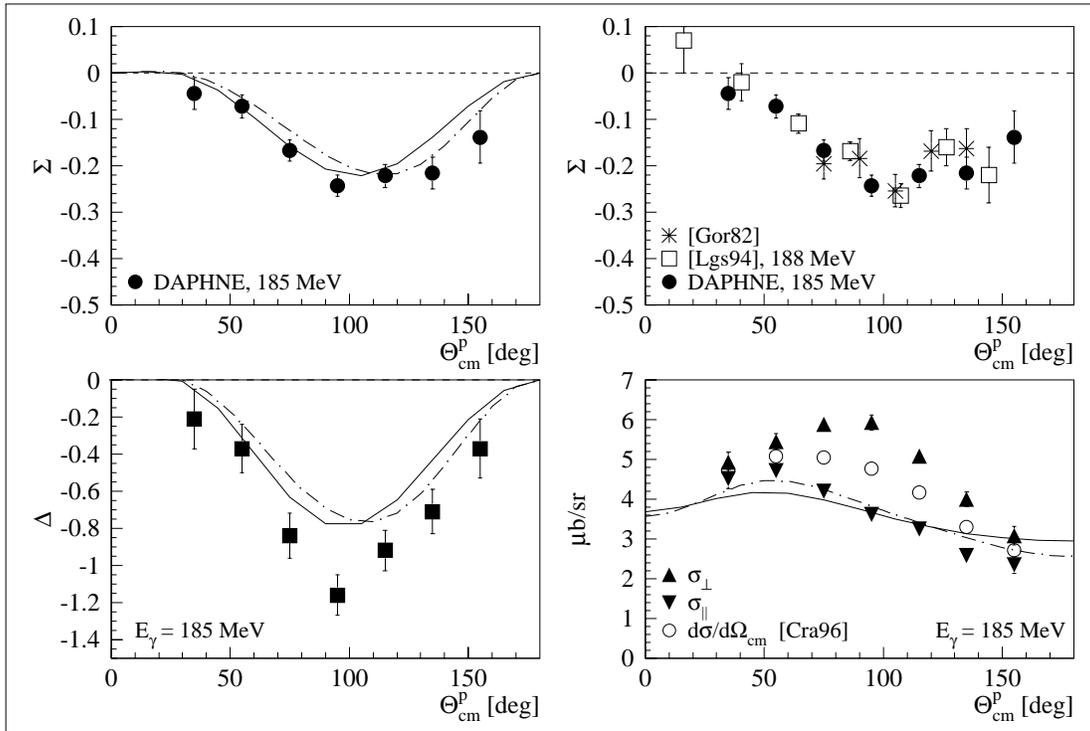


Abbildung 6.7: Winkelverteilungen für 185 und 197 MeV

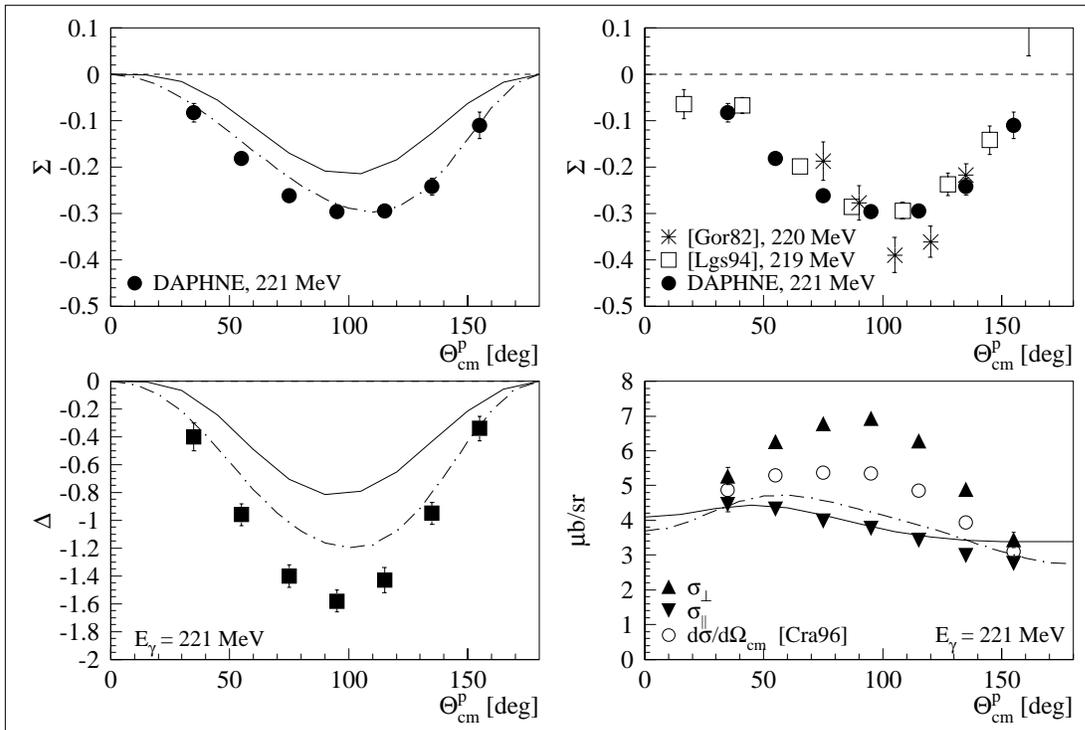
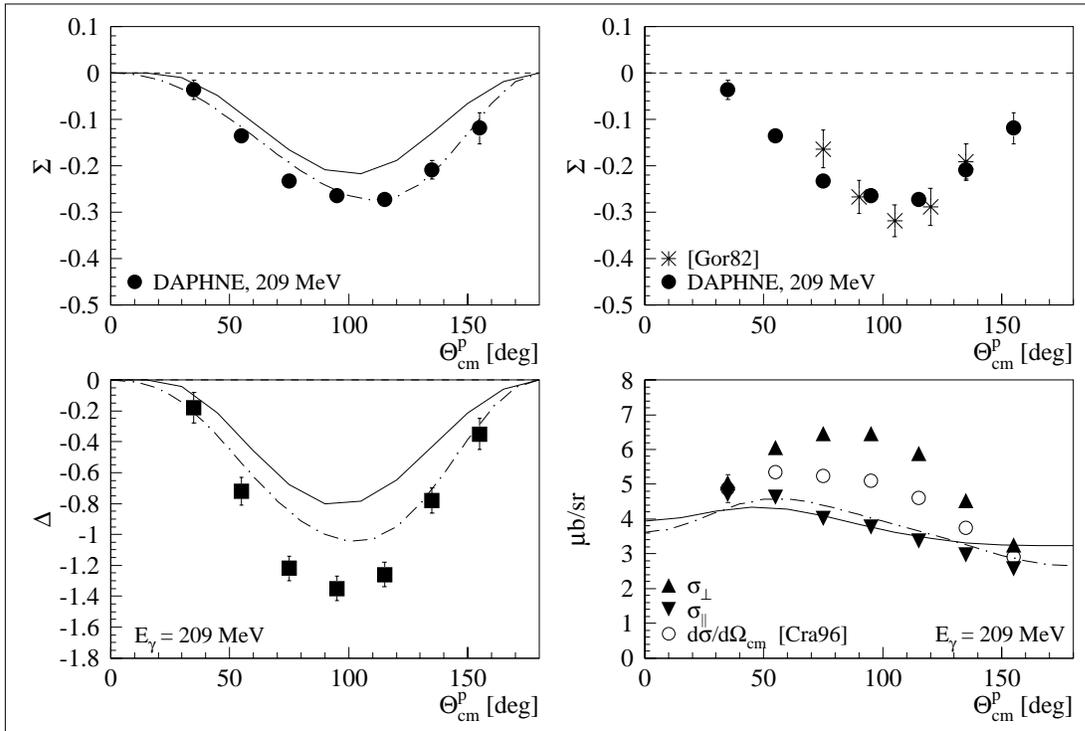


Abbildung 6.8: Winkelverteilungen für 209 und 221 MeV

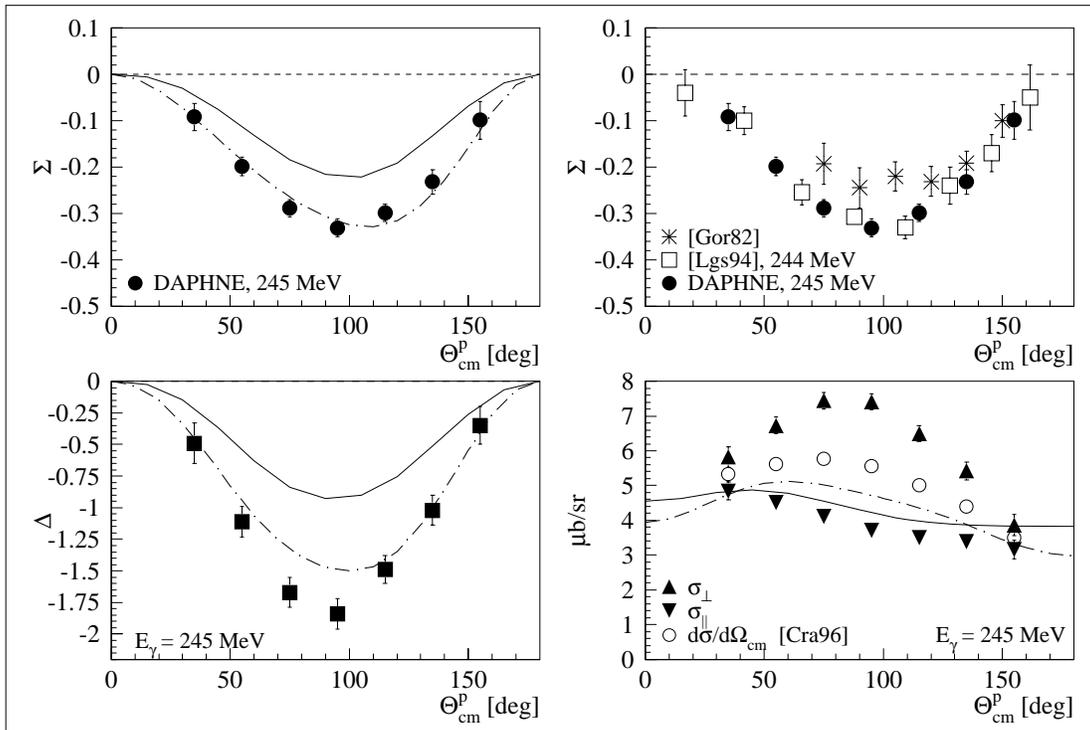
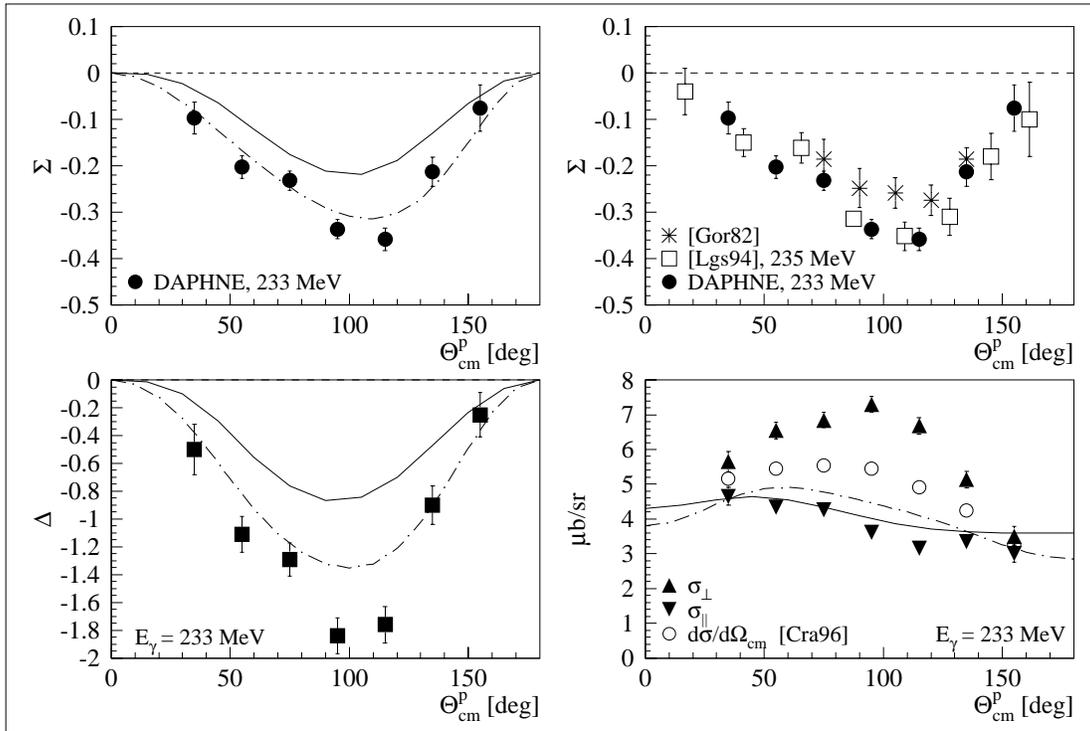


Abbildung 6.9: Winkelverteilungen für 233 und 245 MeV

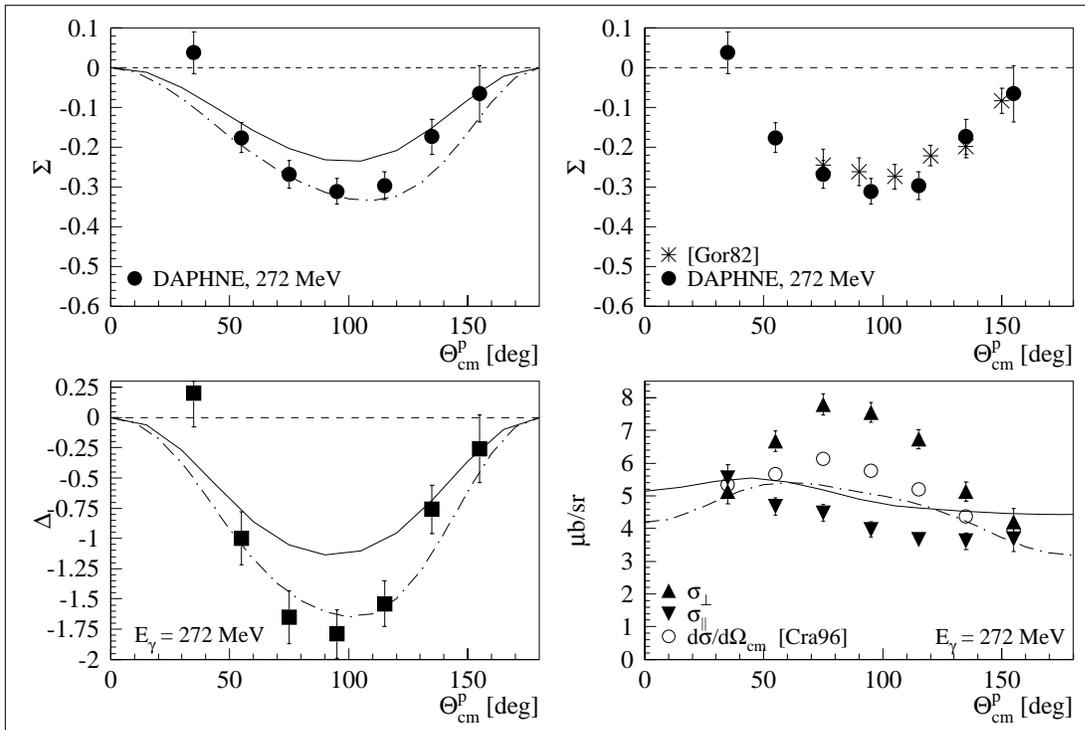
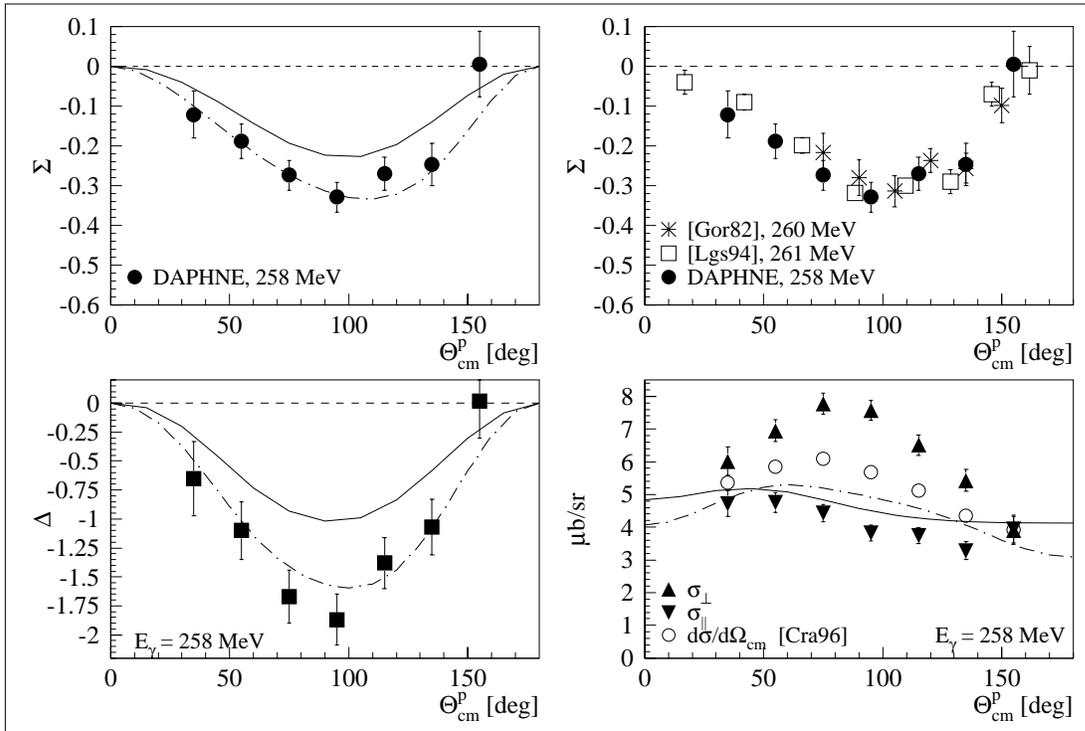


Abbildung 6.10: Winkelverteilungen für 258 und 272 MeV

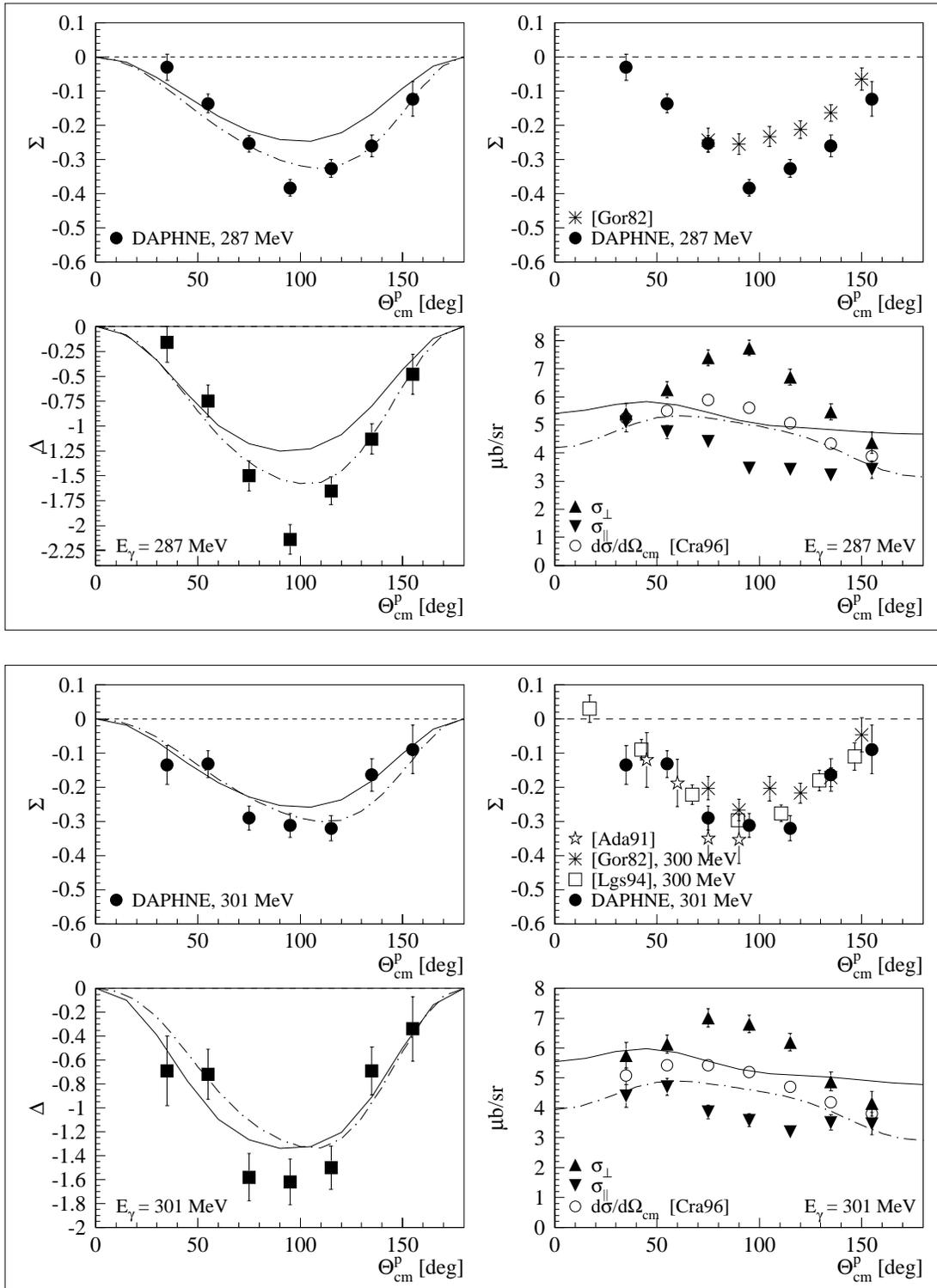


Abbildung 6.11: Winkelverteilungen für 287 und 301 MeV

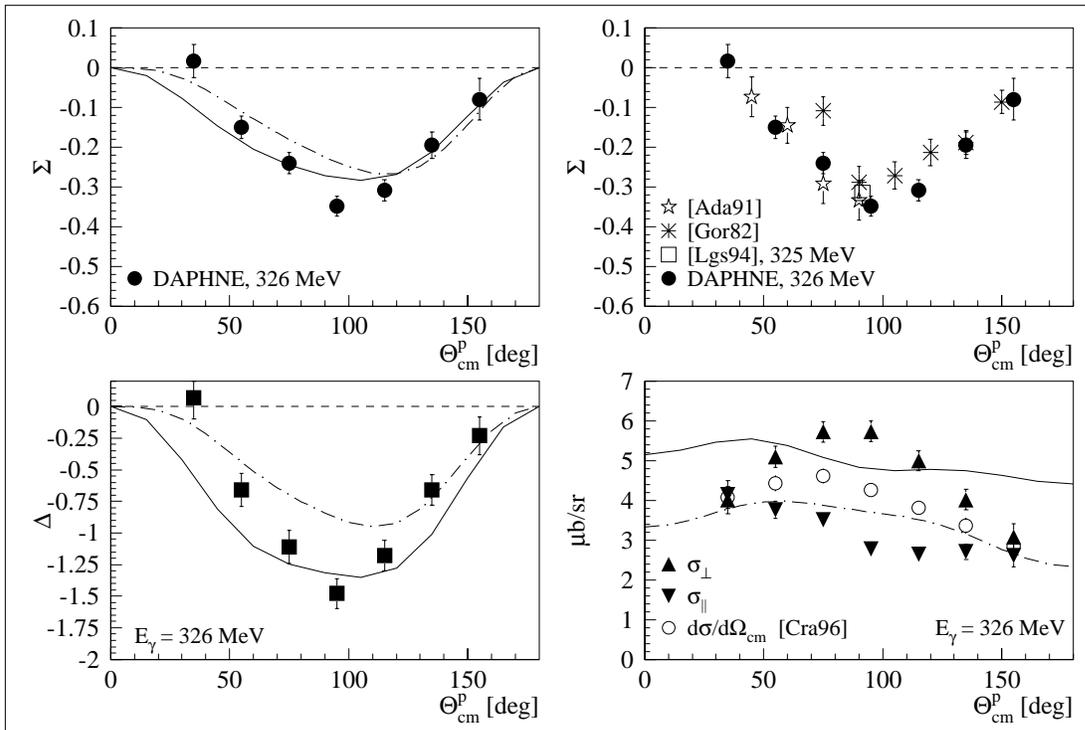
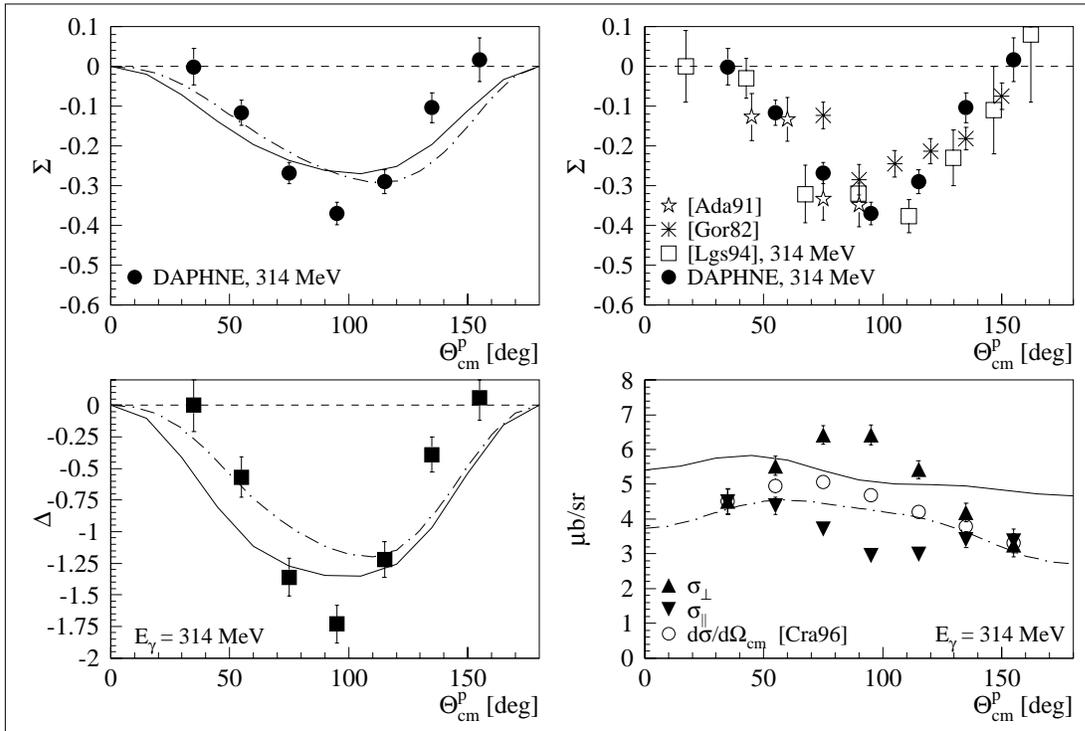


Abbildung 6.12: Winkelverteilungen für 314 und 326 MeV

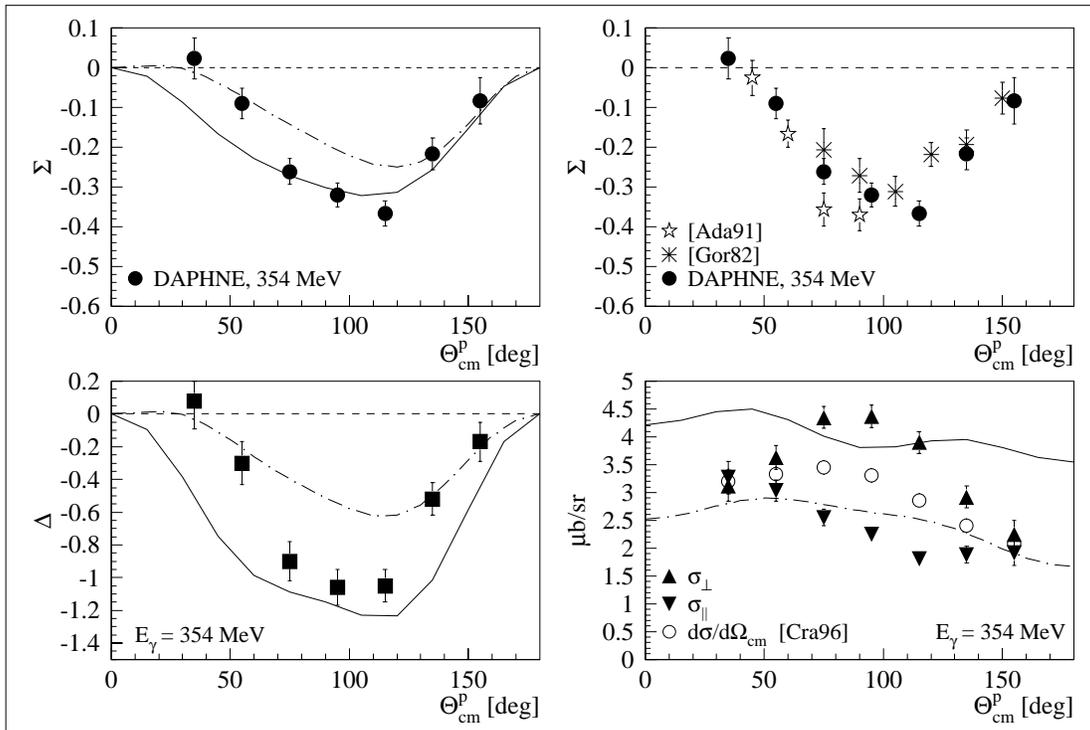
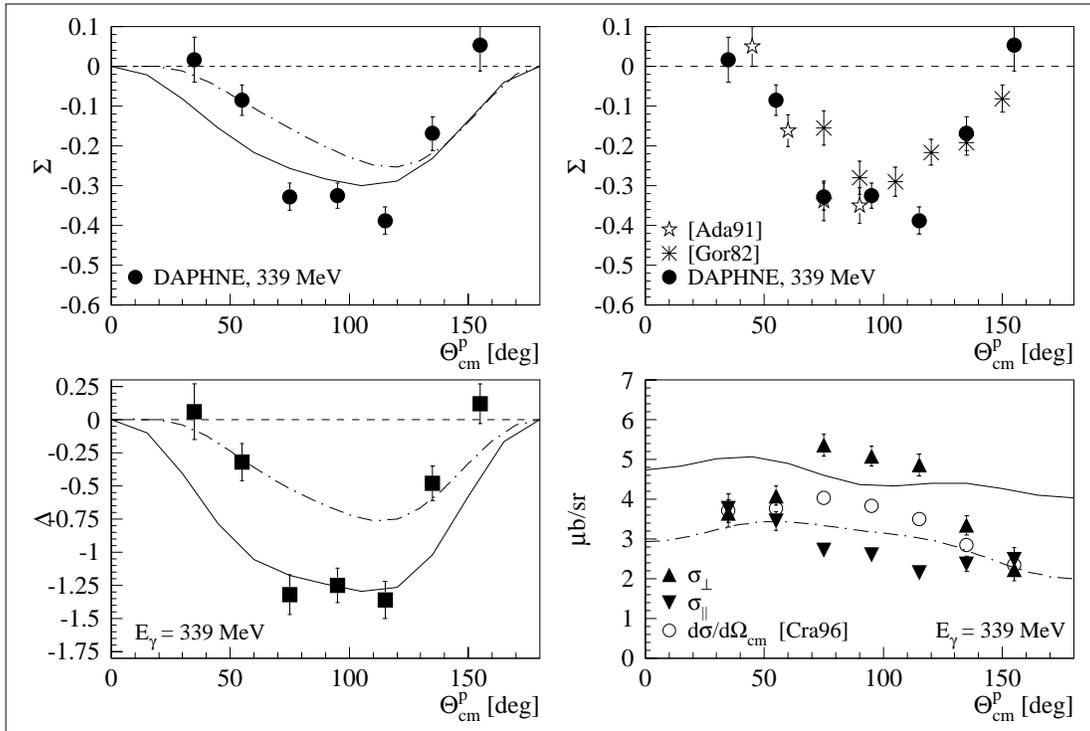


Abbildung 6.13: Winkelverteilungen für 339 und 354 MeV

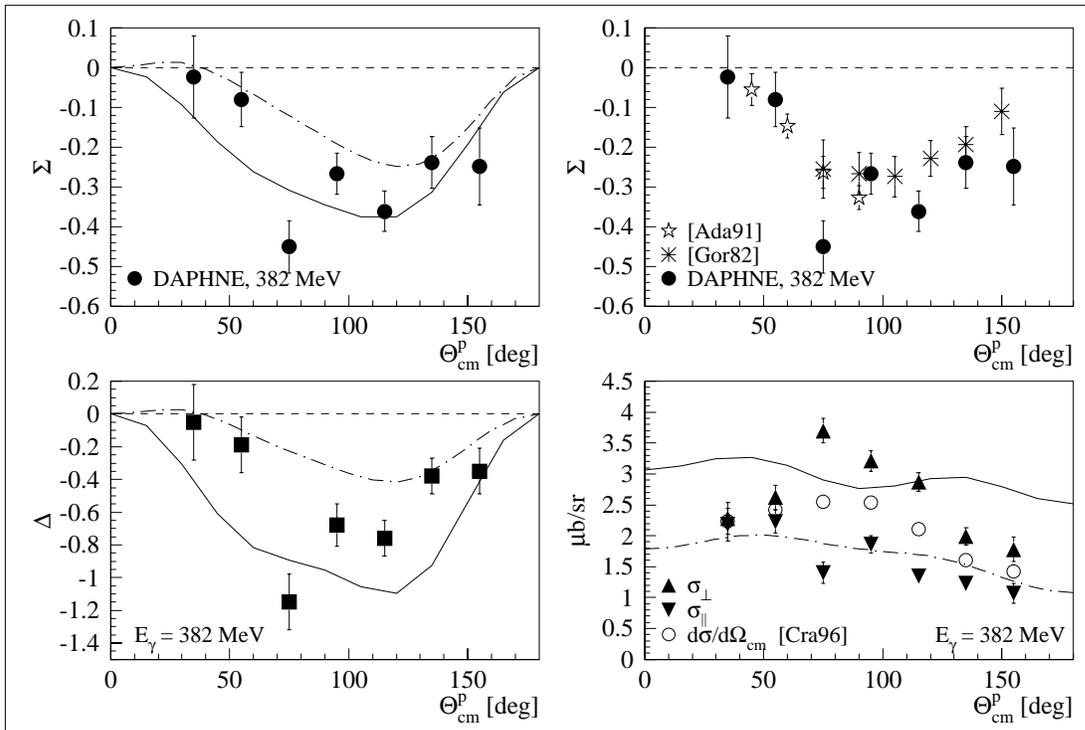
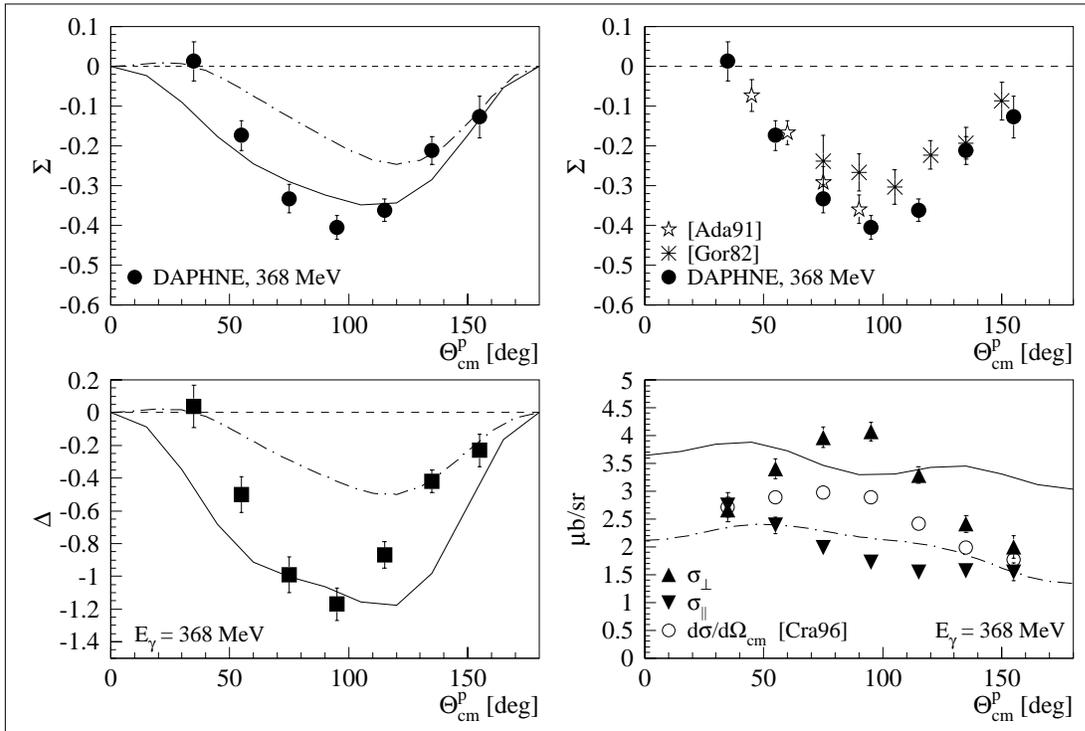


Abbildung 6.14: Winkelverteilungen für 368 und 382 MeV

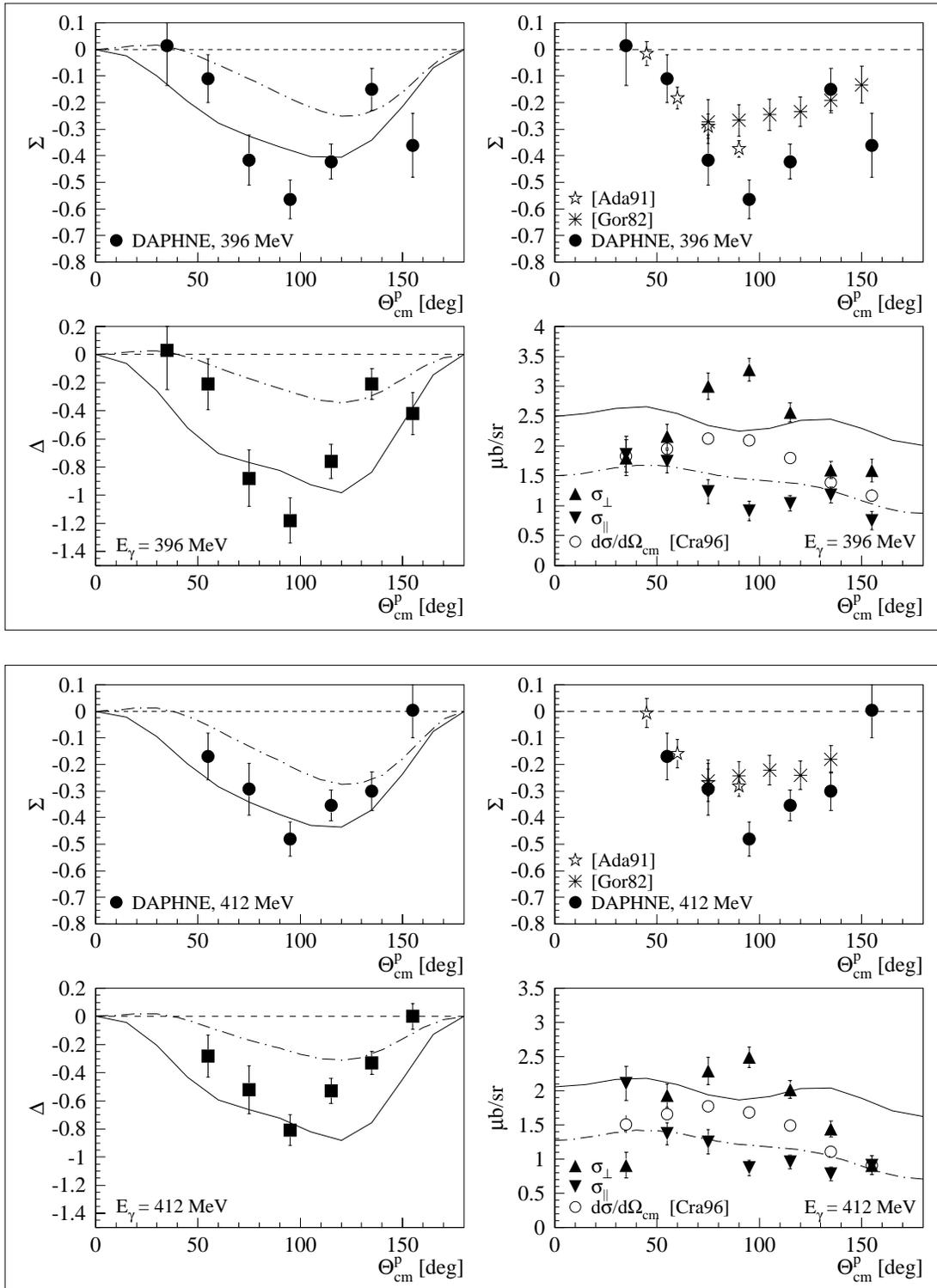


Abbildung 6.15: Winkelverteilungen für 396 und 412 MeV

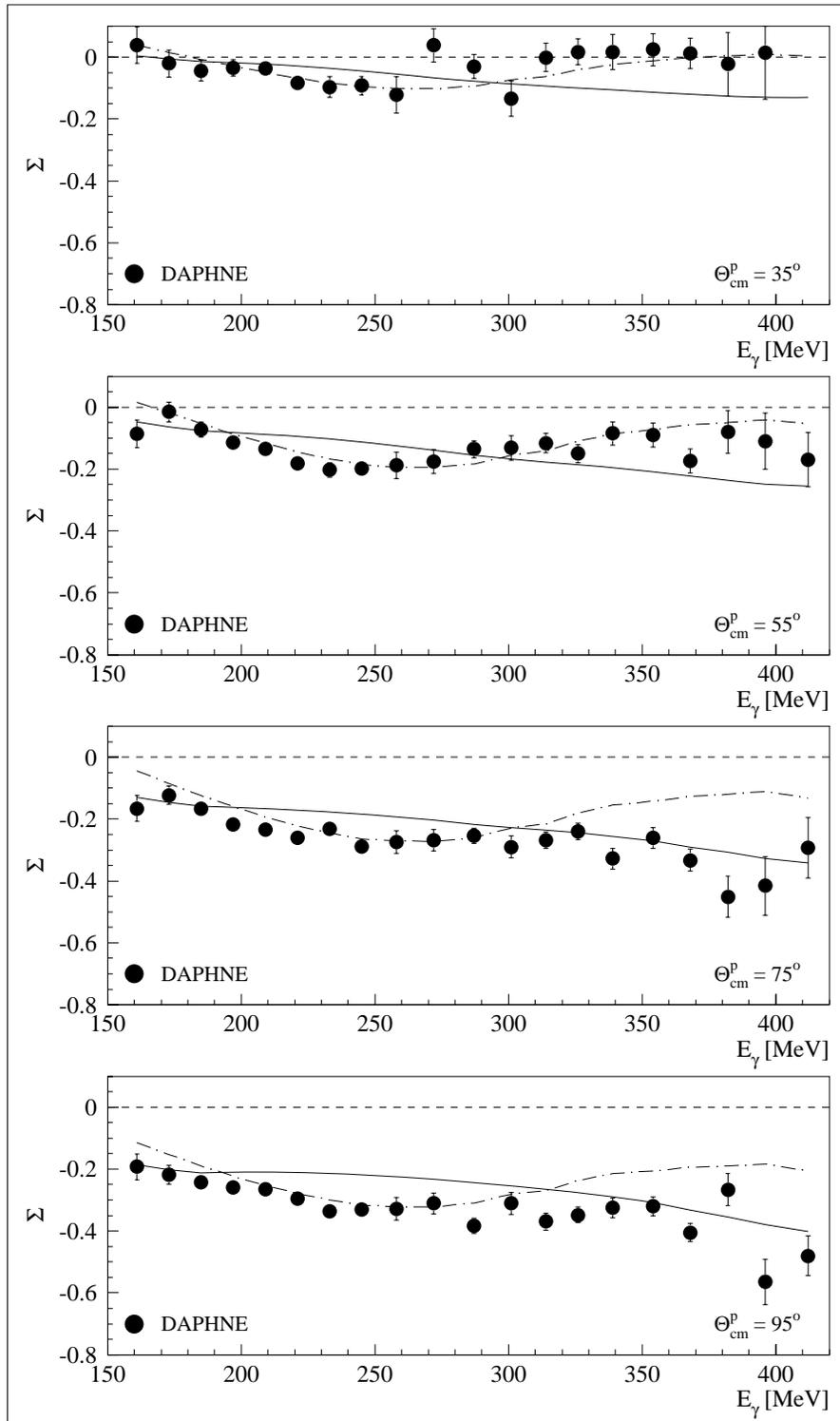


Abbildung 6.16: Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95°

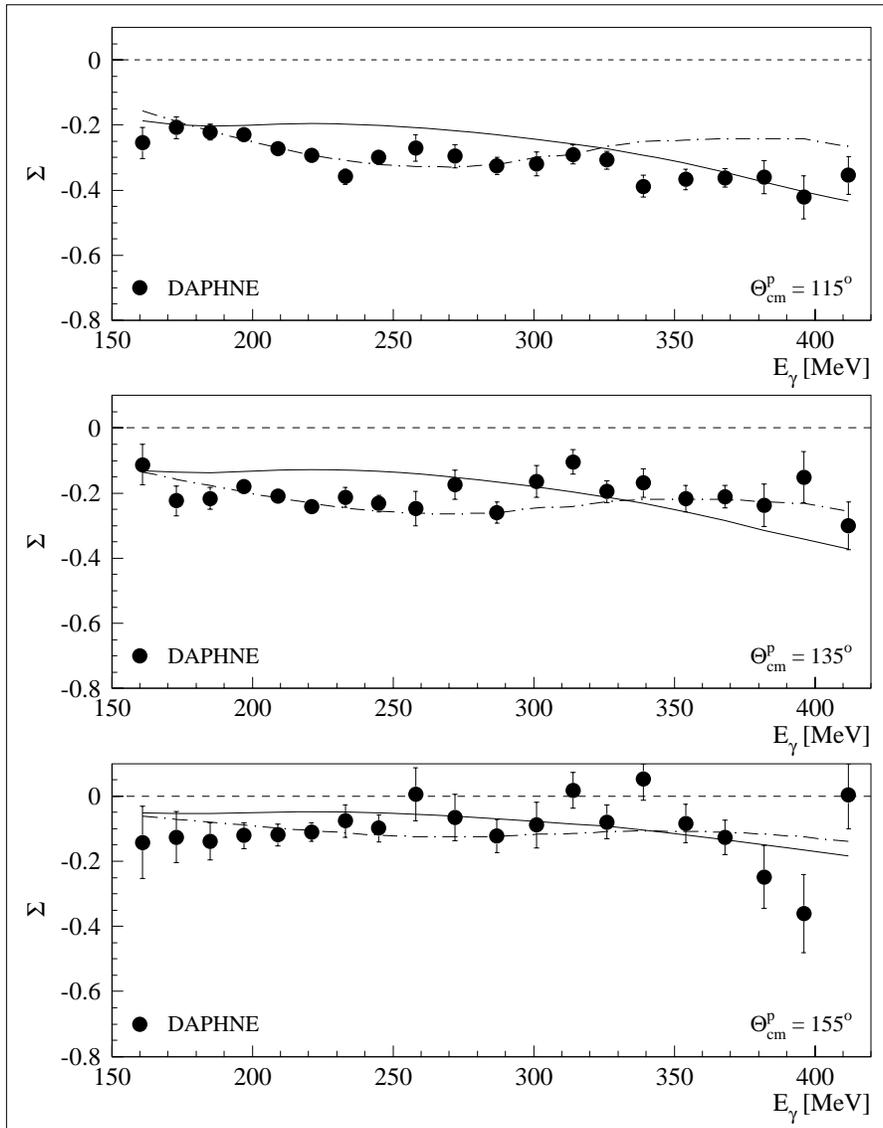


Abbildung 6.17: Anregungsfunktionen für 115, 135 und 155°

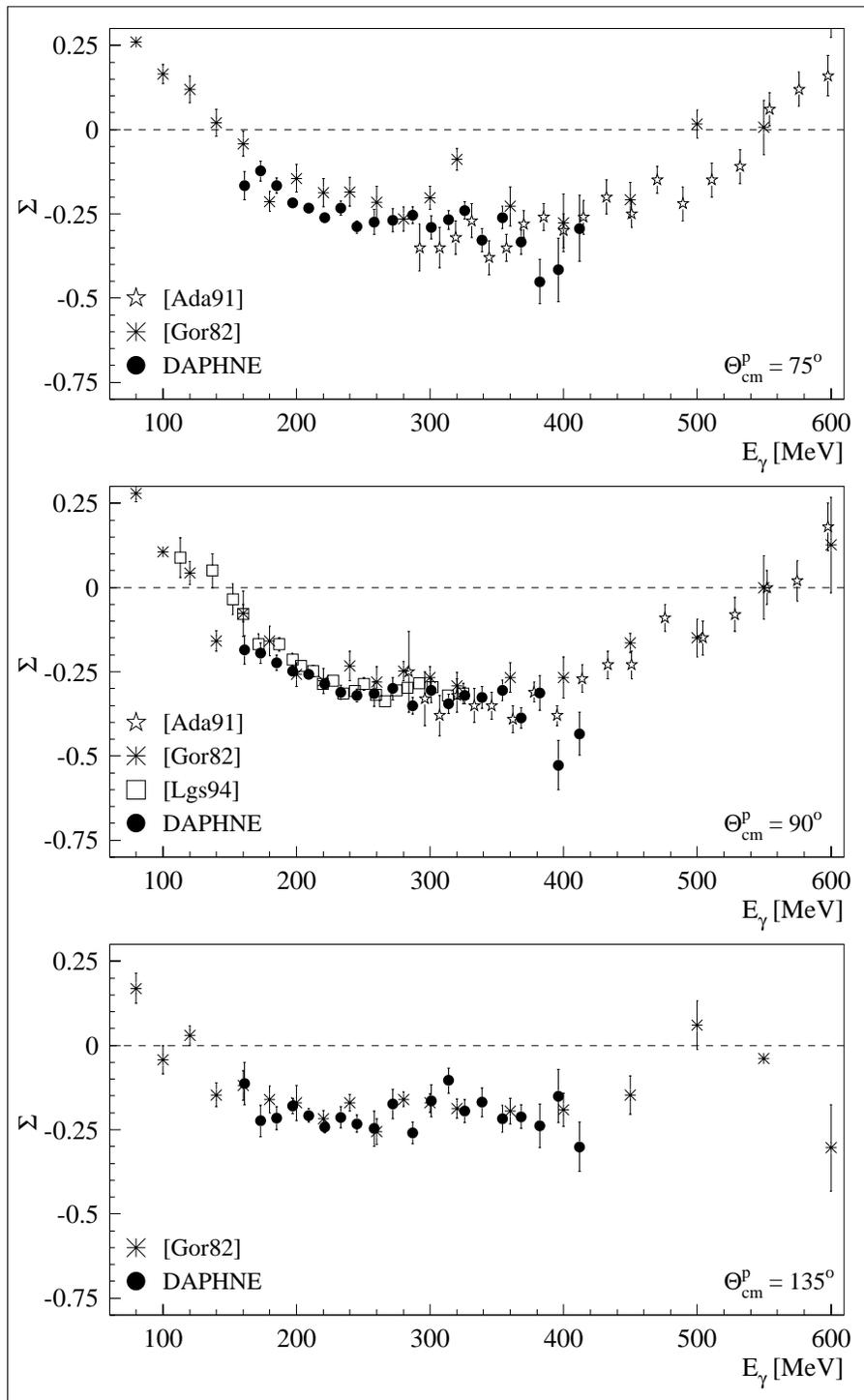


Abbildung 6.18: Anregungsfunktionen, Vergleich mit anderen Daten

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Wir haben in dem hier vorgestellten Experiment in der A2-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  in der Deuteron-Photospaltung für Photonenergien von 161 bis 412 MeV gemessen und damit den gesamten Bereich der  $\Delta$ -Resonanz abgedeckt. Dabei konnten nach unserem Wissen die auslaufenden Protonen zum ersten Mal mit einem einheitlichen Detektorsystem (DAPHNE) über einen großen Energie- *und* Polarwinkelbereich ( $35 - 155^\circ$ ) nachgewiesen sowie gleichzeitig der *komplette* Azimut abgedeckt werden. Für den gesamten Energiebereich stehen daher *vollständige* Winkelverteilungen von  $\Sigma$  zur Verfügung. Die Photonenergien wurden mit dem Tagging-System der Universität Glasgow mit einer Auflösung von 2 MeV bestimmt. Die zur Messung von  $\Sigma$  nötigen, linear polarisierten Photonen erhielten wir aus kohärenter Bremsstrahlung, die an einem Diamant-Einkristall erzeugt wurde. Dabei haben wir Polarisationsgrade des Photonenstrahls von bis zu 70% erreicht. Diese Methode hat sich im experimentellen Einsatz bewährt und als gut beherrschbar erwiesen. Verbesserungen bei der Bestimmung des inkohärenten Anteils in den polarisierten Photonspektren sind in naher Zukunft zu erwarten.

Unsere Ergebnisse für  $\Sigma$  sind in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Experimenten. Die statistische Genauigkeit konnte teilweise erheblich verbessert werden, insbesondere im Energiebereich zwischen 197 und 368 MeV. In Kombination mit den Daten von [Cra96] konnte eine Zerlegung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Deuteron-Photospaltung in seinen parallelen ( $\sigma_{\parallel}$ ) und seinen senkrechten Anteil ( $\sigma_{\perp}$ ) durchgeführt werden, die für die Theorie von großer Bedeutung ist.

Der Vergleich unserer Daten mit den beiden Rechnungen aus den Arbeitsgruppen von Arenhövel und Laget hat gezeigt, daß beide Rechnungen ihre spezifischen Stärken und Schwächen haben. Unterhalb von 320 MeV beschreibt die Arenhövel-Rechnung und darüber oft die Laget-Rechnung die Daten besser. In beiden Rechenmodellen sind daher weitere Anstrengungen nötig, um die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu verbessern.

Die Kombination von DAPHNE mit dem Glasgow-Tagger und dem exzellenten Elektronenstrahl von MAMI hat im vorliegenden Experiment die Erstellung eines neuen und präzisen Datensatzes für die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  in der Reaktion  $D(\vec{\gamma}, p)n$  möglich gemacht. Er steht jetzt für weitere Vergleiche und theoretische Untersuchungen zur Verfügung.

# Danksagung

Ohne die Vorarbeit und Mithilfe von vielen Menschen wäre eine Dissertation in den Naturwissenschaften, so auch in der physikalischen Grundlagenforschung, heutzutage nicht mehr denkbar. Deswegen gehört den folgenden Personen mein herzlicher und ausdrücklicher Dank:

Prof. Dr. H-J. Arends für die Gelegenheit, im Verlauf meiner Dissertation von der Universität Bonn an die Universität Mainz zu wechseln, die hier behandelte Themenstellung und seine geduldige, menschliche Betreuung.

Nachdem mein ursprüngliches Dissertationsprojekt aus diversen Gründen aufgegeben werden mußte, bekam ich mit der vorliegenden Arbeit eine zweite Chance. All denjenigen, die mit auf diese Entscheidung hingewirkt haben, gebührt ebenfalls mein Dank.

Dr. J. Ahrens für seine ebenso fachlich wie menschlich hervorragende Betreuung während meiner Zeit hier in Mainz sowie das kritische und sehr hilfreiche Korrekturlesen dieses Textes. Von ihm habe ich vieles gelernt.

Dr. P. Pedroni für seine Hilfe bei diversen schwierigen Detailfragen in der Datenanalyse. Durch seine große Sachkenntnis auf diesem Gebiet war er für mich immer ein wichtiger und notwendiger Ansprechpartner.

Dr. R. Beck und allen weiteren aktiven und ehemaligen Mitgliedern der gesamten A2-Kollaboration für die gute, kameradschaftliche und problemlose Zusammenarbeit. Viele von ihnen waren mir eine große Hilfe. Die ausgezeichnete und nicht zuletzt die internationale Atmosphäre in unserer Arbeitsgruppe war für mich eine schöne Erfahrung, die ich nicht vermissen möchte.

Prof. Dr. H. Arenhövel und seinen Mitarbeitern P. Wilhelm und M. Schwamb für das Korrekturlesen speziell des 2. Kapitels, die ständige Diskussionsbereitschaft in theoretischen Fragen sowie die freundliche Überlassung der aktuellen Rechenresultate zum Vergleich mit unseren Resultaten.

Allen Mitgliedern der Mainzer Beschleunigergruppe sowie den Physikern und Technikern der anderen beteiligten Institute, die für einen reibungslosen Betrieb und die Wartung von MAMI, des Taggers und DAPHNE gesorgt haben. Sie alle haben mit dazu beigetragen, daß meines und die anderen Experimente mit DAPHNE in Mainz stattfinden konnten.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern danken. Sie haben mich letzten Endes zu der Entscheidung gebracht, Physik zu studieren. Ohne ihre gemeinsame Unterstützung und derjenigen meiner Mutter nach dem Tode meines Vaters wäre diese Arbeit möglicherweise nicht zustande gekommen.

# Anhang A

## Zusammenstellung der Ergebnisse

### A.1 Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie

In diesem Teil sind die Winkelverteilungen für die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  tabelliert. Jeder Zeilenblock entspricht dabei einer festen Photonenergie. Die ersten drei mit ‘ $\Sigma$  [%]’ bezeichneten Spalten enthalten zunächst getrennt die Resultate aus den Messungen mit den verschiedenen Goniometereinstellungen, soweit vorhanden. Bezeichnung und Anordnung sind die gleichen wie in Tab. 5.1. Zusätzlich ist der jeweilige mittlere Polarisationsgrad des Photonenstrahls  $P_\gamma$  mit angegeben. Die *letzte* Spalte enthält die Endresultate für  $\Sigma$ , die ggf. die gewichteten Mittelwerte aus den einzelnen Messungen sind, vergl. Kap. 5.2.4. Sämtliche Fehler sind absolut und in der Form  $\pm\Delta_{stat.} \pm \Delta_{syst.}$  angegeben.

161 MeV $P_\gamma$ [%]→	Messung I $33.7 \pm 0.7 \pm 1.5$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$3.9 \pm 5.9 \pm 0.2$			$3.9 \pm 5.9 \pm 0.2$
55	$-8.6 \pm 4.5 \pm 0.4$			$-8.6 \pm 4.5 \pm 0.4$
75	$-16.6 \pm 4.2 \pm 0.7$			$-16.6 \pm 4.2 \pm 0.7$
95	$-19.3 \pm 4.2 \pm 0.9$			$-19.3 \pm 4.2 \pm 0.9$
115	$-25.5 \pm 4.8 \pm 1.1$			$-25.5 \pm 4.8 \pm 1.1$
135	$-11.3 \pm 6.2 \pm 0.5$			$-11.3 \pm 6.2 \pm 0.5$
155	$-14.2 \pm 11.0 \pm 0.6$			$-14.2 \pm 11.0 \pm 0.6$
173 MeV $P_\gamma$ [%]→	Messung I $43.8 \pm 0.6 \pm 1.5$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$-2.1 \pm 4.3 \pm 0.1$			$-2.1 \pm 4.3 \pm 0.1$
55	$-1.6 \pm 3.2 \pm 0.1$			$-1.6 \pm 3.2 \pm 0.1$
75	$-12.3 \pm 3.0 \pm 0.4$			$-12.3 \pm 3.0 \pm 0.4$
95	$-21.9 \pm 3.0 \pm 0.8$			$-21.9 \pm 3.0 \pm 0.8$
115	$-20.8 \pm 3.4 \pm 0.7$			$-20.8 \pm 3.4 \pm 0.7$
135	$-22.4 \pm 4.6 \pm 0.8$			$-22.4 \pm 4.6 \pm 0.8$
155	$-12.6 \pm 7.8 \pm 0.4$			$-12.6 \pm 7.8 \pm 0.4$

Tabelle A.1: Strahlasymmetrien für 161 und 173 MeV

185 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung I $52.8 \pm 0.6 \pm 1.5$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$-4.4 \pm 3.4 \pm 0.1$			$-4.4 \pm 3.4 \pm 0.1$
55	$-7.2 \pm 2.5 \pm 0.2$			$-7.2 \pm 2.5 \pm 0.2$
75	$-16.7 \pm 2.3 \pm 0.5$			$-16.7 \pm 2.3 \pm 0.5$
95	$-24.3 \pm 2.3 \pm 0.7$			$-24.3 \pm 2.3 \pm 0.7$
115	$-22.2 \pm 2.5 \pm 0.6$			$-22.2 \pm 2.5 \pm 0.6$
135	$-21.6 \pm 3.4 \pm 0.6$			$-21.6 \pm 3.4 \pm 0.6$
155	$-13.8 \pm 5.7 \pm 0.4$			$-13.8 \pm 5.7 \pm 0.4$
197 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung I $60.9 \pm 0.6 \pm 1.5$	Messung II $41.7 \pm 0.7 \pm 2.0$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$-4.4 \pm 3.0 \pm 0.1$	$0.0 \pm 5.7 \pm 0.0$		$-3.4 \pm 2.7 \pm 0.1$
55	$-12.2 \pm 2.1 \pm 0.3$	$-8.4 \pm 4.1 \pm 0.4$		$-11.4 \pm 1.9 \pm 0.3$
75	$-20.7 \pm 1.8 \pm 0.5$	$-26.4 \pm 3.9 \pm 1.3$		$-21.7 \pm 1.6 \pm 0.6$
95	$-24.8 \pm 1.8 \pm 0.6$	$-31.4 \pm 3.9 \pm 1.5$		$-26.0 \pm 1.6 \pm 0.8$
115	$-21.7 \pm 2.1 \pm 0.5$	$-27.6 \pm 4.1 \pm 1.3$		$-22.9 \pm 1.9 \pm 0.7$
135	$-18.7 \pm 2.6 \pm 0.5$	$-15.3 \pm 5.3 \pm 0.7$		$-18.0 \pm 2.3 \pm 0.5$
155	$-8.7 \pm 4.4 \pm 0.2$	$-26.8 \pm 9.1 \pm 1.3$		$-12.1 \pm 4.0 \pm 0.4$
209 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung I $67.3 \pm 0.5 \pm 1.5$	Messung II $49.2 \pm 0.7 \pm 2.0$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$-5.1 \pm 2.4 \pm 0.1$	$1.6 \pm 4.5 \pm 0.1$		$-3.6 \pm 2.1 \pm 0.1$
55	$-14.0 \pm 1.8 \pm 0.3$	$-12.0 \pm 3.3 \pm 0.5$		$-13.5 \pm 1.6 \pm 0.3$
75	$-23.6 \pm 1.6 \pm 0.5$	$-22.4 \pm 3.1 \pm 0.9$		$-23.3 \pm 1.4 \pm 0.6$
95	$-26.9 \pm 1.6 \pm 0.6$	$-24.8 \pm 3.1 \pm 1.0$		$-26.5 \pm 1.4 \pm 0.7$
115	$-27.1 \pm 1.8 \pm 0.6$	$-28.1 \pm 3.3 \pm 1.1$		$-27.3 \pm 1.6 \pm 0.7$
135	$-20.7 \pm 2.2 \pm 0.5$	$-21.1 \pm 4.3 \pm 0.9$		$-20.8 \pm 2.0 \pm 0.6$
155	$-11.0 \pm 3.9 \pm 0.2$	$-15.0 \pm 7.3 \pm 0.6$		$-11.9 \pm 3.4 \pm 0.3$
221 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung I $70.2 \pm 0.4 \pm 1.5$	Messung II $55.8 \pm 0.6 \pm 2.0$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$-7.4 \pm 2.3 \pm 0.2$	$-10.8 \pm 3.9 \pm 0.4$		$-8.3 \pm 2.0 \pm 0.3$
55	$-17.7 \pm 1.7 \pm 0.4$	$-19.7 \pm 2.9 \pm 0.7$		$-18.2 \pm 1.5 \pm 0.5$
75	$-26.8 \pm 1.4 \pm 0.6$	$-24.0 \pm 2.5 \pm 0.9$		$-26.1 \pm 1.2 \pm 0.7$
95	$-30.3 \pm 1.4 \pm 0.6$	$-27.3 \pm 2.5 \pm 1.0$		$-29.6 \pm 1.2 \pm 0.7$
115	$-29.6 \pm 1.7 \pm 0.6$	$-28.9 \pm 2.9 \pm 1.0$		$-29.4 \pm 1.5 \pm 0.7$
135	$-23.9 \pm 2.1 \pm 0.5$	$-25.1 \pm 3.6 \pm 0.9$		$-24.2 \pm 1.8 \pm 0.6$
155	$-12.4 \pm 3.4 \pm 0.3$	$-6.8 \pm 5.9 \pm 0.2$		$-11.0 \pm 2.9 \pm 0.3$

Tabelle A.2: Strahlasymmetrien für 185, 197, 209 und 221 MeV

233 MeV	Messung II			
$P_\gamma$ [%] →	$62.0 \pm 0.6 \pm 2.0$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$-9.7 \pm 3.4 \pm 0.3$			$-9.7 \pm 3.4 \pm 0.3$
55	$-20.3 \pm 2.4 \pm 0.7$			$-20.3 \pm 2.4 \pm 0.7$
75	$-23.2 \pm 2.1 \pm 0.7$			$-23.2 \pm 2.1 \pm 0.7$
95	$-33.7 \pm 2.1 \pm 1.1$			$-33.7 \pm 2.1 \pm 1.1$
115	$-35.9 \pm 2.4 \pm 1.2$			$-35.9 \pm 2.4 \pm 1.2$
135	$-21.3 \pm 3.1 \pm 0.7$			$-21.3 \pm 3.1 \pm 0.7$
155	$-7.6 \pm 5.0 \pm 0.2$			$-7.6 \pm 5.0 \pm 0.2$
245 MeV	Messung II	Messung III		gew. Mittel
$P_\gamma$ [%] →	$65.6 \pm 0.5 \pm 2.0$	$42.5 \pm 0.9 \pm 0.6$		
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$-10.2 \pm 3.1 \pm 0.3$	$-3.1 \pm 7.5 \pm 0.0$		$-9.2 \pm 2.9 \pm 0.3$
55	$-20.0 \pm 2.1 \pm 0.6$	$-18.6 \pm 5.4 \pm 0.3$		$-19.8 \pm 2.0 \pm 0.6$
75	$-28.4 \pm 2.0 \pm 0.9$	$-32.0 \pm 5.0 \pm 0.5$		$-28.9 \pm 1.9 \pm 0.8$
95	$-33.6 \pm 2.0 \pm 1.0$	$-29.7 \pm 5.0 \pm 0.4$		$-33.1 \pm 1.9 \pm 0.9$
115	$-29.0 \pm 2.1 \pm 0.9$	$-35.1 \pm 5.2 \pm 0.5$		$-29.9 \pm 1.9 \pm 0.8$
135	$-23.0 \pm 2.8 \pm 0.7$	$-24.3 \pm 6.8 \pm 0.3$		$-23.2 \pm 2.6 \pm 0.6$
155	$-11.1 \pm 4.4 \pm 0.3$	$-2.6 \pm 10.8 \pm 0.0$		$-9.9 \pm 4.1 \pm 0.3$
258 MeV	Messung III			
$P_\gamma$ [%] →	$48.9 \pm 0.8 \pm 0.6$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$-12.1 \pm 5.9 \pm 0.1$			$-12.1 \pm 5.9 \pm 0.1$
55	$-18.8 \pm 4.3 \pm 0.2$			$-18.8 \pm 4.3 \pm 0.2$
75	$-27.4 \pm 3.7 \pm 0.3$			$-27.4 \pm 3.7 \pm 0.3$
95	$-32.9 \pm 3.7 \pm 0.4$			$-32.9 \pm 3.7 \pm 0.4$
115	$-27.0 \pm 4.1 \pm 0.3$			$-27.0 \pm 4.1 \pm 0.3$
135	$-24.7 \pm 5.3 \pm 0.3$			$-24.7 \pm 5.3 \pm 0.3$
155	$0.6 \pm 8.2 \pm 0.0$			$0.6 \pm 8.2 \pm 0.0$
272 MeV	Messung III			
$P_\gamma$ [%] →	$55.1 \pm 0.7 \pm 0.6$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$3.8 \pm 5.3 \pm 0.0$			$3.8 \pm 5.3 \pm 0.0$
55	$-17.6 \pm 3.8 \pm 0.2$			$-17.6 \pm 3.8 \pm 0.2$
75	$-26.9 \pm 3.5 \pm 0.3$			$-26.9 \pm 3.5 \pm 0.3$
95	$-31.1 \pm 3.3 \pm 0.3$			$-31.1 \pm 3.3 \pm 0.3$
115	$-29.6 \pm 3.5 \pm 0.3$			$-29.6 \pm 3.5 \pm 0.3$
135	$-17.4 \pm 4.4 \pm 0.2$			$-17.4 \pm 4.4 \pm 0.2$
155	$-6.5 \pm 7.1 \pm 0.1$			$-6.5 \pm 7.1 \pm 0.1$

Tabelle A.3: Strahlasymmetrien für 233, 245, 258 und 272 MeV

287 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung III $60.0 \pm 0.8 \pm 0.4$	Messung IV $37.7 \pm 1.1 \pm 1.9$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$-3.2 \pm 4.8 \pm 0.0$	$-2.7 \pm 6.4 \pm 0.1$		$-3.0 \pm 3.8 \pm 0.0$
55	$-12.5 \pm 3.5 \pm 0.1$	$-15.4 \pm 4.5 \pm 0.8$		$-13.6 \pm 2.8 \pm 0.4$
75	$-23.3 \pm 3.0 \pm 0.2$	$-29.4 \pm 4.1 \pm 1.5$		$-25.4 \pm 2.4 \pm 0.7$
95	$-34.5 \pm 3.0 \pm 0.2$	$-45.6 \pm 4.2 \pm 2.3$		$-38.3 \pm 2.4 \pm 0.9$
115	$-34.5 \pm 3.2 \pm 0.2$	$-29.2 \pm 4.3 \pm 1.5$		$-32.6 \pm 2.6 \pm 0.7$
135	$-27.5 \pm 4.0 \pm 0.2$	$-23.3 \pm 5.3 \pm 1.2$		$-26.0 \pm 3.2 \pm 0.6$
155	$-13.5 \pm 6.3 \pm 0.1$	$-10.1 \pm 8.5 \pm 0.5$		$-12.3 \pm 5.1 \pm 0.2$
301 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung IV $43.8 \pm 1.1 \pm 1.9$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$-13.5 \pm 5.7 \pm 0.6$			$-13.5 \pm 5.7 \pm 0.6$
55	$-13.2 \pm 3.9 \pm 0.6$			$-13.2 \pm 3.9 \pm 0.6$
75	$-29.0 \pm 3.5 \pm 1.3$			$-29.0 \pm 3.5 \pm 1.3$
95	$-31.1 \pm 3.5 \pm 1.3$			$-31.1 \pm 3.5 \pm 1.3$
115	$-32.0 \pm 3.7 \pm 1.4$			$-32.0 \pm 3.7 \pm 1.4$
135	$-16.4 \pm 4.8 \pm 0.7$			$-16.4 \pm 4.8 \pm 0.7$
155	$-8.9 \pm 7.1 \pm 0.4$			$-8.9 \pm 7.1 \pm 0.4$
314 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung IV $50.1 \pm 1.0 \pm 1.9$	Messung V $29.1 \pm 0.6 \pm 2.0$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$5.4 \pm 5.8 \pm 0.2$	$-9.6 \pm 7.6 \pm 0.7$		$-0.1 \pm 4.6 \pm 0.4$
55	$-8.8 \pm 4.0 \pm 0.3$	$-16.2 \pm 5.2 \pm 1.1$		$-11.6 \pm 3.2 \pm 0.6$
75	$-27.5 \pm 3.4 \pm 1.0$	$-25.5 \pm 4.5 \pm 1.8$		$-26.8 \pm 2.7 \pm 1.3$
95	$-35.9 \pm 3.5 \pm 1.4$	$-38.9 \pm 4.5 \pm 2.7$		$-37.0 \pm 2.8 \pm 1.9$
115	$-29.7 \pm 3.8 \pm 1.1$	$-27.9 \pm 4.9 \pm 1.9$		$-29.0 \pm 3.0 \pm 1.4$
135	$-12.6 \pm 4.6 \pm 0.5$	$-6.5 \pm 6.2 \pm 0.4$		$-10.4 \pm 3.7 \pm 0.5$
155	$0.8 \pm 7.0 \pm 0.0$	$3.1 \pm 8.9 \pm 0.2$		$1.7 \pm 5.5 \pm 0.1$
326 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung IV $53.9 \pm 1.0 \pm 1.9$	Messung V $33.7 \pm 0.6 \pm 2.0$		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	$2.0 \pm 5.6 \pm 0.2$	$1.2 \pm 6.5 \pm 4.8$		$1.7 \pm 4.2 \pm 2.2$
55	$-15.8 \pm 3.9 \pm 1.2$	$-14.0 \pm 4.5 \pm 1.0$		$-15.0 \pm 2.9 \pm 1.1$
75	$-22.5 \pm 3.4 \pm 1.7$	$-26.4 \pm 4.2 \pm 4.4$		$-24.0 \pm 2.6 \pm 2.8$
95	$-32.3 \pm 3.2 \pm 1.2$	$-38.6 \pm 3.9 \pm 2.6$		$-34.8 \pm 2.5 \pm 1.8$
115	$-28.6 \pm 3.6 \pm 1.0$	$-33.9 \pm 4.2 \pm 2.0$		$-30.8 \pm 2.7 \pm 1.4$
135	$-16.9 \pm 4.3 \pm 0.6$	$-23.5 \pm 5.4 \pm 1.4$		$-19.5 \pm 3.4 \pm 0.9$
155	$-6.5 \pm 6.7 \pm 0.2$	$-10.1 \pm 8.3 \pm 0.6$		$-7.9 \pm 5.2 \pm 0.4$

Tabelle A.4: Strahlasymmetrien für 287, 301, 314 und 326 MeV

339 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung V 39.1 ± 0.6 ± 2.0	Messung VII 31.6 ± 1.8 ± 0.2		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	4.1 ± 6.1 ± 1.5	-13.6 ± 15.5 ± 10.5		1.7 ± 5.7 ± 2.7
55	-10.5 ± 4.1 ± 1.2	5.4 ± 10.8 ± 2.9		- 8.5 ± 3.8 ± 1.4
75	-32.7 ± 3.6 ± 2.8	-33.3 ± 9.4 ± 2.5		-32.8 ± 3.4 ± 2.8
95	-33.0 ± 3.4 ± 2.5	-28.8 ± 9.0 ± 0.7		-32.5 ± 3.2 ± 2.3
115	-38.3 ± 3.6 ± 2.0	-42.4 ± 9.8 ± 0.3		-38.8 ± 3.4 ± 1.8
135	-16.1 ± 4.6 ± 0.8	-21.9 ± 11.8 ± 0.1		-16.9 ± 4.3 ± 0.7
155	5.1 ± 6.9 ± 0.3	7.0 ± 18.4 ± 0.0		5.3 ± 6.5 ± 0.3
354 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung V 44.3 ± 0.6 ± 2.0	Messung VII 37.1 ± 1.7 ± 0.2		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	1.6 ± 5.6 ± 0.9	7.8 ± 14.3 ± 1.9		2.4 ± 5.2 ± 1.0
55	- 9.3 ± 4.1 ± 0.5	- 7.3 ± 10.0 ± 2.2		- 9.0 ± 3.8 ± 0.7
75	-24.8 ± 3.6 ± 4.7	-33.9 ± 8.8 ± 2.4		-26.1 ± 3.3 ± 4.4
95	-30.5 ± 3.2 ± 1.8	-41.2 ± 8.0 ± 0.2		-32.0 ± 3.0 ± 1.6
115	-36.1 ± 3.4 ± 1.6	-40.7 ± 8.8 ± 0.2		-36.7 ± 3.2 ± 1.4
135	-20.6 ± 4.3 ± 0.9	-28.5 ± 10.9 ± 0.2		-21.7 ± 4.0 ± 0.8
155	- 8.1 ± 6.3 ± 0.4	-10.0 ± 17.0 ± 0.1		- 8.3 ± 5.9 ± 0.4
368 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung V 47.9 ± 0.5 ± 2.0	Messung VI 27.5 ± 1.3 ± 3.5	Messung VII 41.5 ± 1.7 ± 0.2	gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]
35	2.5 ± 5.9 ± 0.6	3.3 ± 11.6 ± 1.5	- 8.9 ± 14.2 ± 3.6	1.3 ± 4.9 ± 1.1
55	-21.3 ± 4.6 ± 3.5	-12.3 ± 9.1 ± 5.3	- 2.7 ± 10.8 ± 6.7	-17.4 ± 3.8 ± 4.2
75	-30.9 ± 4.4 ± 8.5	-35.9 ± 8.5 ± 9.2	-41.7 ± 9.8 ± 7.0	-33.3 ± 3.6 ± 8.4
95	-39.9 ± 3.6 ± 6.9	-48.6 ± 7.3 ± 6.7	-33.5 ± 8.1 ± 3.1	-40.5 ± 3.0 ± 6.3
115	-37.6 ± 3.4 ± 1.6	-35.2 ± 7.1 ± 4.5	-28.9 ± 8.5 ± 0.1	-36.2 ± 2.9 ± 1.9
135	-20.9 ± 4.2 ± 0.9	-11.6 ± 8.4 ± 1.5	-36.1 ± 10.0 ± 0.2	-21.1 ± 3.5 ± 0.9
155	-12.1 ± 6.3 ± 0.5	-17.4 ± 12.7 ± 2.2	- 8.9 ± 16.1 ± 0.0	-12.7 ± 5.3 ± 0.7
382 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung VI 30.7 ± 1.3 ± 3.5	Messung VII 46.1 ± 1.5 ± 0.2		gew. Mittel
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]	$\Sigma$ [%]		$\Sigma$ [%]
35	- 5.9 ± 14.0 ± 7.2	2.0 ± 15.2 ± 1.1		- 2.3 ± 10.3 ± 4.4
55	-10.1 ± 8.8 ± 5.0	- 4.6 ± 11.1 ± 6.3		- 8.0 ± 6.9 ± 5.5
75	-40.1 ± 8.7 ± 6.5	-52.1 ± 10.3 ± 3.9		-45.1 ± 6.6 ± 5.4
95	-31.0 ± 6.7 ± 6.6	-20.4 ± 8.1 ± 0.4		-26.7 ± 5.2 ± 4.1
115	-27.7 ± 6.6 ± 3.2	-48.4 ± 8.0 ± 0.2		-36.1 ± 5.1 ± 2.0
135	-27.1 ± 8.2 ± 3.1	-18.2 ± 10.7 ± 0.1		-23.8 ± 6.5 ± 2.0
155	-30.7 ± 12.5 ± 3.5	-15.8 ± 15.4 ± 0.1		-24.8 ± 9.7 ± 2.1

Tabelle A.5: Strahlasymmetrien für 339, 354, 368 und 382 MeV

396 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung VI $34.4 \pm 1.3 \pm 3.5$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$1.5 \pm 15.1 \pm 12.5$			$1.5 \pm 15.1 \pm 12.5$
55	$-11.0 \pm 9.0 \pm 8.2$			$-11.0 \pm 9.0 \pm 8.2$
75	$-41.6 \pm 9.4 \pm 20.2$			$-41.6 \pm 9.4 \pm 20.2$
95	$-56.4 \pm 7.3 \pm 8.6$			$-56.4 \pm 7.3 \pm 8.6$
115	$-42.2 \pm 6.6 \pm 4.3$			$-42.2 \pm 6.6 \pm 4.3$
135	$-15.1 \pm 7.9 \pm 1.5$			$-15.1 \pm 7.9 \pm 1.5$
155	$-36.0 \pm 12.0 \pm 3.7$			$-36.0 \pm 12.0 \pm 3.7$
412 MeV $P_\gamma$ [%] →	Messung VI $38.9 \pm 1.2 \pm 3.5$			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Sigma$ [%]			$\Sigma$ [%]
35	$39.9 \pm 11.4 \pm 6.5$			$39.9 \pm 11.4 \pm 6.5$
55	$-17.0 \pm 8.8 \pm 5.4$			$-17.0 \pm 8.8 \pm 5.4$
75	$-29.3 \pm 9.8 \pm 14.4$			$-29.3 \pm 9.8 \pm 14.4$
95	$-48.1 \pm 6.4 \pm 10.2$			$-48.1 \pm 6.4 \pm 10.2$
115	$-35.5 \pm 5.8 \pm 3.2$			$-35.5 \pm 5.8 \pm 3.2$
135	$-30.1 \pm 7.3 \pm 2.7$			$-30.1 \pm 7.3 \pm 2.7$
155	$0.3 \pm 10.3 \pm 0.0$			$0.3 \pm 10.3 \pm 0.0$

Tabelle A.6: Strahlasymmetrien für 396 und 412 MeV

## A.2 Anregungsfunktionen

Die nachfolgenden Tabellen enthalten die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  als Funktion der Photonenergie bei festgehaltenem Schwerpunktwinkel  $\Theta_{cm}^p$  im Schwerpunktsystem. Angegeben sind nur die Endergebnisse für  $\Sigma$ , d.h. die Daten, die auch als Winkelverteilungen in den *letzten* Spalten der Tabellen A.1 bis A.6 zu finden sind. Die abgeschätzten systematischen Fehler sind der Kürze halber allerdings hier weggelassen.

$E_\gamma$ [MeV]	$\Sigma(\Theta_{cm}^p)$ [%]			
	35°	55°	75°	95°
161	$3.9 \pm 5.9$	$-8.6 \pm 4.5$	$-16.6 \pm 4.2$	$-19.3 \pm 4.2$
173	$-2.1 \pm 4.3$	$-1.6 \pm 3.2$	$-12.3 \pm 3.0$	$-21.9 \pm 3.0$
185	$-4.4 \pm 3.4$	$-7.2 \pm 2.5$	$-16.7 \pm 2.3$	$-24.3 \pm 2.3$
197	$-3.4 \pm 2.7$	$-11.4 \pm 1.9$	$-21.7 \pm 1.6$	$-26.0 \pm 1.6$
209	$-3.6 \pm 2.1$	$-13.5 \pm 1.6$	$-23.3 \pm 1.4$	$-26.5 \pm 1.4$
221	$-8.3 \pm 2.0$	$-18.2 \pm 1.5$	$-26.1 \pm 1.2$	$-29.6 \pm 1.2$
233	$-9.7 \pm 3.4$	$-20.3 \pm 2.4$	$-23.2 \pm 2.1$	$-33.7 \pm 2.1$
245	$-9.2 \pm 2.9$	$-19.8 \pm 2.0$	$-28.9 \pm 1.9$	$-33.1 \pm 1.9$
258	$-12.1 \pm 5.9$	$-18.8 \pm 4.3$	$-27.4 \pm 3.7$	$-32.9 \pm 3.7$

Tabelle A.7: Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95° (Forts. in Tab. A.8)

$E_\gamma$ [MeV]	$\Sigma(\Theta_{cm}^p)$ [%]			
	35°	55°	75°	95°
272	3.8 ± 5.3	-17.6 ± 3.8	-29.9 ± 3.5	-31.1 ± 3.3
287	- 3.0 ± 3.8	-13.6 ± 2.8	-25.4 ± 2.4	-38.3 ± 2.4
301	-13.5 ± 5.7	-13.2 ± 3.9	-29.0 ± 3.5	-31.1 ± 3.5
314	- 0.1 ± 4.6	-11.6 ± 3.2	-26.8 ± 2.7	-37.0 ± 2.8
326	1.7 ± 4.2	-15.0 ± 2.9	-24.0 ± 2.6	-34.8 ± 2.5
339	1.7 ± 5.7	- 8.5 ± 3.8	-32.8 ± 3.4	-32.5 ± 3.2
354	2.4 ± 5.2	- 9.0 ± 3.8	-26.1 ± 3.3	-32.0 ± 3.0
368	1.3 ± 4.9	-17.4 ± 3.8	-33.3 ± 3.6	-40.5 ± 3.0
382	- 2.3 ± 10.3	- 8.0 ± 6.9	-45.1 ± 6.6	-26.7 ± 5.2
396	1.5 ± 15.1	-11.0 ± 9.0	-41.6 ± 9.4	-56.4 ± 7.3
412	39.9 ± 11.4	-17.0 ± 8.8	-29.3 ± 9.8	-48.1 ± 6.4

Tabelle A.8: Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95° (Forts. von Tab. A.7)

$E_\gamma$ [MeV]	$\Sigma(\Theta_{cm}^p)$ [%]		
	115°	135°	155°
161	-25.5 ± 4.8	-11.3 ± 6.2	-14.2 ± 11.0
173	-20.8 ± 3.4	-22.4 ± 4.6	-12.6 ± 7.8
185	-22.2 ± 2.5	-21.6 ± 3.4	-13.8 ± 5.7
197	-22.9 ± 1.9	-18.0 ± 2.3	-12.1 ± 4.0
209	-27.3 ± 1.6	-20.8 ± 2.0	-11.9 ± 3.4
221	-29.4 ± 1.5	-24.2 ± 1.8	-11.0 ± 2.9
233	-35.9 ± 2.4	-21.3 ± 3.1	- 7.6 ± 5.0
245	-29.9 ± 1.9	-23.2 ± 2.6	- 9.9 ± 4.1
258	-27.0 ± 4.1	-24.7 ± 5.3	0.6 ± 8.2
272	-29.6 ± 3.5	-17.4 ± 4.4	- 6.5 ± 7.1
287	-32.6 ± 2.6	-26.0 ± 3.2	-12.3 ± 5.1
301	-32.0 ± 3.7	-16.4 ± 4.8	- 8.9 ± 7.1
314	-29.0 ± 3.0	-10.4 ± 3.7	1.7 ± 5.5
326	-30.8 ± 2.7	-19.5 ± 3.4	- 7.9 ± 5.2
339	-38.8 ± 3.4	-16.9 ± 4.3	5.3 ± 6.5
354	-36.7 ± 3.2	-21.7 ± 4.0	- 8.3 ± 5.9
368	-36.2 ± 2.9	-21.1 ± 3.5	-12.7 ± 5.3
382	-36.1 ± 5.1	-23.8 ± 6.5	-24.8 ± 9.7
396	-42.2 ± 6.6	-15.1 ± 7.9	-36.0 ± 12.0
412	-35.5 ± 5.8	-30.1 ± 7.3	0.3 ± 10.3

Tabelle A.9: Anregungsfunktionen für 115, 135 und 155°

### A.3 Zerlegungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes

161 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$0.18 \pm 0.27 \pm 0.01$	$4.74 \pm 0.32 \pm 0.17$	$4.39 \pm 0.31 \pm 0.15$
55	$-0.44 \pm 0.23 \pm 0.03$	$4.68 \pm 0.26 \pm 0.16$	$5.56 \pm 0.27 \pm 0.20$
75	$-0.83 \pm 0.21 \pm 0.05$	$4.19 \pm 0.23 \pm 0.15$	$5.86 \pm 0.25 \pm 0.21$
95	$-0.85 \pm 0.19 \pm 0.05$	$3.54 \pm 0.20 \pm 0.13$	$5.24 \pm 0.23 \pm 0.19$
115	$-1.01 \pm 0.19 \pm 0.06$	$2.96 \pm 0.21 \pm 0.11$	$4.99 \pm 0.24 \pm 0.18$
135	$-0.38 \pm 0.21 \pm 0.02$	$2.96 \pm 0.23 \pm 0.10$	$3.71 \pm 0.25 \pm 0.13$
155	$-0.30 \pm 0.23 \pm 0.02$	$1.79 \pm 0.26 \pm 0.06$	$2.38 \pm 0.28 \pm 0.08$
173 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.10 \pm 0.20 \pm 0.01$	$4.53 \pm 0.26 \pm 0.16$	$4.72 \pm 0.26 \pm 0.17$
55	$-0.08 \pm 0.16 \pm 0.01$	$4.95 \pm 0.21 \pm 0.17$	$5.11 \pm 0.21 \pm 0.18$
75	$-0.62 \pm 0.15 \pm 0.03$	$4.40 \pm 0.18 \pm 0.16$	$5.64 \pm 0.20 \pm 0.20$
95	$-1.01 \pm 0.14 \pm 0.05$	$3.59 \pm 0.16 \pm 0.13$	$5.60 \pm 0.20 \pm 0.20$
115	$-0.84 \pm 0.14 \pm 0.04$	$3.20 \pm 0.17 \pm 0.12$	$4.88 \pm 0.20 \pm 0.17$
135	$-0.72 \pm 0.15 \pm 0.04$	$2.51 \pm 0.18 \pm 0.09$	$3.96 \pm 0.21 \pm 0.14$
155	$-0.31 \pm 0.19 \pm 0.01$	$2.16 \pm 0.24 \pm 0.08$	$2.78 \pm 0.26 \pm 0.10$
185 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.21 \pm 0.16 \pm 0.01$	$4.51 \pm 0.24 \pm 0.16$	$4.93 \pm 0.25 \pm 0.17$
55	$-0.37 \pm 0.13 \pm 0.02$	$4.72 \pm 0.18 \pm 0.17$	$5.45 \pm 0.20 \pm 0.19$
75	$-0.84 \pm 0.12 \pm 0.04$	$4.20 \pm 0.15 \pm 0.15$	$5.89 \pm 0.18 \pm 0.21$
95	$-1.16 \pm 0.11 \pm 0.05$	$3.61 \pm 0.14 \pm 0.13$	$5.93 \pm 0.19 \pm 0.21$
115	$-0.92 \pm 0.11 \pm 0.04$	$3.24 \pm 0.14 \pm 0.12$	$5.09 \pm 0.18 \pm 0.18$
135	$-0.71 \pm 0.12 \pm 0.03$	$2.58 \pm 0.15 \pm 0.09$	$4.00 \pm 0.19 \pm 0.14$
155	$-0.37 \pm 0.16 \pm 0.02$	$2.34 \pm 0.21 \pm 0.08$	$3.08 \pm 0.24 \pm 0.11$
197 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.17 \pm 0.13 \pm 0.01$	$4.69 \pm 0.23 \pm 0.16$	$5.03 \pm 0.24 \pm 0.18$
55	$-0.61 \pm 0.10 \pm 0.03$	$4.72 \pm 0.17 \pm 0.17$	$5.94 \pm 0.20 \pm 0.21$
75	$-1.11 \pm 0.09 \pm 0.05$	$4.01 \pm 0.13 \pm 0.14$	$6.24 \pm 0.18 \pm 0.22$
95	$-1.27 \pm 0.09 \pm 0.06$	$3.62 \pm 0.13 \pm 0.13$	$6.17 \pm 0.18 \pm 0.22$
115	$-1.00 \pm 0.09 \pm 0.05$	$3.37 \pm 0.13 \pm 0.12$	$5.38 \pm 0.18 \pm 0.19$
135	$-0.64 \pm 0.09 \pm 0.03$	$2.92 \pm 0.14 \pm 0.10$	$4.20 \pm 0.19 \pm 0.15$
155	$-0.33 \pm 0.11 \pm 0.02$	$2.41 \pm 0.18 \pm 0.09$	$3.07 \pm 0.21 \pm 0.11$

Tabelle A.10:

209 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$-0.18 \pm 0.10 \pm 0.01$	$4.70 \pm 0.22 \pm 0.16$	$5.05 \pm 0.23 \pm 0.18$
55	$-0.72 \pm 0.09 \pm 0.03$	$4.62 \pm 0.16 \pm 0.16$	$6.06 \pm 0.20 \pm 0.21$
75	$-1.22 \pm 0.08 \pm 0.05$	$4.02 \pm 0.13 \pm 0.14$	$6.46 \pm 0.19 \pm 0.23$
95	$-1.35 \pm 0.08 \pm 0.06$	$3.76 \pm 0.13 \pm 0.14$	$6.46 \pm 0.19 \pm 0.23$
115	$-1.26 \pm 0.08 \pm 0.05$	$3.36 \pm 0.13 \pm 0.12$	$5.88 \pm 0.20 \pm 0.21$
135	$-0.78 \pm 0.08 \pm 0.04$	$2.97 \pm 0.14 \pm 0.11$	$4.54 \pm 0.20 \pm 0.16$
155	$-0.35 \pm 0.10 \pm 0.01$	$2.56 \pm 0.18 \pm 0.09$	$3.25 \pm 0.21 \pm 0.11$
221 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$-0.40 \pm 0.10 \pm 0.02$	$4.46 \pm 0.22 \pm 0.16$	$5.27 \pm 0.25 \pm 0.19$
55	$-0.96 \pm 0.08 \pm 0.04$	$4.33 \pm 0.16 \pm 0.15$	$6.26 \pm 0.21 \pm 0.22$
75	$-1.40 \pm 0.08 \pm 0.06$	$3.97 \pm 0.13 \pm 0.14$	$6.78 \pm 0.20 \pm 0.24$
95	$-1.58 \pm 0.08 \pm 0.07$	$3.76 \pm 0.12 \pm 0.14$	$6.93 \pm 0.20 \pm 0.25$
115	$-1.43 \pm 0.09 \pm 0.06$	$3.42 \pm 0.13 \pm 0.12$	$6.28 \pm 0.21 \pm 0.22$
135	$-0.95 \pm 0.08 \pm 0.04$	$2.99 \pm 0.14 \pm 0.11$	$4.89 \pm 0.21 \pm 0.17$
155	$-0.34 \pm 0.09 \pm 0.02$	$2.76 \pm 0.19 \pm 0.10$	$3.44 \pm 0.22 \pm 0.12$
233 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$-0.50 \pm 0.18 \pm 0.02$	$4.65 \pm 0.26 \pm 0.16$	$5.65 \pm 0.29 \pm 0.20$
55	$-1.11 \pm 0.13 \pm 0.05$	$4.34 \pm 0.19 \pm 0.16$	$6.55 \pm 0.24 \pm 0.23$
75	$-1.29 \pm 0.12 \pm 0.06$	$4.26 \pm 0.16 \pm 0.15$	$6.84 \pm 0.22 \pm 0.24$
95	$-1.84 \pm 0.13 \pm 0.09$	$3.61 \pm 0.15 \pm 0.14$	$7.29 \pm 0.23 \pm 0.26$
115	$-1.76 \pm 0.13 \pm 0.09$	$3.15 \pm 0.15 \pm 0.12$	$6.68 \pm 0.24 \pm 0.24$
135	$-0.90 \pm 0.14 \pm 0.04$	$3.34 \pm 0.19 \pm 0.12$	$5.14 \pm 0.24 \pm 0.18$
155	$-0.25 \pm 0.16 \pm 0.01$	$3.01 \pm 0.25 \pm 0.11$	$3.51 \pm 0.28 \pm 0.12$
245 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$-0.49 \pm 0.16 \pm 0.02$	$4.84 \pm 0.26 \pm 0.17$	$5.82 \pm 0.30 \pm 0.20$
55	$-1.11 \pm 0.12 \pm 0.05$	$4.51 \pm 0.18 \pm 0.16$	$6.73 \pm 0.24 \pm 0.24$
75	$-1.67 \pm 0.12 \pm 0.07$	$4.11 \pm 0.16 \pm 0.15$	$7.44 \pm 0.23 \pm 0.26$
95	$-1.84 \pm 0.12 \pm 0.08$	$3.72 \pm 0.15 \pm 0.14$	$7.41 \pm 0.23 \pm 0.26$
115	$-1.49 \pm 0.11 \pm 0.07$	$3.50 \pm 0.15 \pm 0.13$	$6.49 \pm 0.23 \pm 0.23$
135	$-1.02 \pm 0.12 \pm 0.04$	$3.38 \pm 0.18 \pm 0.12$	$5.42 \pm 0.25 \pm 0.19$
155	$-0.35 \pm 0.15 \pm 0.02$	$3.16 \pm 0.26 \pm 0.11$	$3.86 \pm 0.30 \pm 0.14$

Tabelle A.11:

258 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.65 \pm 0.32 \pm 0.02$	$4.72 \pm 0.39 \pm 0.17$	$6.02 \pm 0.43 \pm 0.21$
55	$-1.10 \pm 0.25 \pm 0.04$	$4.75 \pm 0.30 \pm 0.17$	$6.95 \pm 0.34 \pm 0.24$
75	$-1.67 \pm 0.23 \pm 0.06$	$4.43 \pm 0.26 \pm 0.16$	$7.77 \pm 0.32 \pm 0.27$
95	$-1.87 \pm 0.22 \pm 0.07$	$3.82 \pm 0.24 \pm 0.14$	$7.57 \pm 0.31 \pm 0.27$
115	$-1.38 \pm 0.22 \pm 0.05$	$3.74 \pm 0.25 \pm 0.13$	$6.51 \pm 0.31 \pm 0.23$
135	$-1.07 \pm 0.24 \pm 0.04$	$3.28 \pm 0.27 \pm 0.12$	$5.43 \pm 0.33 \pm 0.19$
155	$0.02 \pm 0.32 \pm 0.00$	$3.94 \pm 0.43 \pm 0.14$	$3.90 \pm 0.42 \pm 0.14$
272 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$0.20 \pm 0.28 \pm 0.01$	$5.54 \pm 0.40 \pm 0.19$	$5.14 \pm 0.39 \pm 0.18$
55	$-1.00 \pm 0.22 \pm 0.04$	$4.67 \pm 0.27 \pm 0.16$	$6.67 \pm 0.32 \pm 0.23$
75	$-1.65 \pm 0.22 \pm 0.06$	$4.48 \pm 0.26 \pm 0.16$	$7.79 \pm 0.32 \pm 0.27$
95	$-1.79 \pm 0.20 \pm 0.07$	$3.97 \pm 0.23 \pm 0.14$	$7.55 \pm 0.30 \pm 0.26$
115	$-1.54 \pm 0.19 \pm 0.06$	$3.66 \pm 0.22 \pm 0.13$	$6.73 \pm 0.30 \pm 0.24$
135	$-0.76 \pm 0.20 \pm 0.03$	$3.61 \pm 0.25 \pm 0.13$	$5.13 \pm 0.30 \pm 0.18$
155	$-0.26 \pm 0.28 \pm 0.01$	$3.68 \pm 0.39 \pm 0.13$	$4.20 \pm 0.42 \pm 0.15$
287 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.16 \pm 0.20 \pm 0.01$	$5.09 \pm 0.34 \pm 0.18$	$5.41 \pm 0.35 \pm 0.19$
55	$-0.75 \pm 0.16 \pm 0.03$	$4.75 \pm 0.23 \pm 0.17$	$6.25 \pm 0.28 \pm 0.22$
75	$-1.50 \pm 0.15 \pm 0.07$	$4.40 \pm 0.20 \pm 0.16$	$7.39 \pm 0.28 \pm 0.26$
95	$-2.14 \pm 0.15 \pm 0.09$	$3.45 \pm 0.17 \pm 0.13$	$7.74 \pm 0.28 \pm 0.28$
115	$-1.65 \pm 0.14 \pm 0.07$	$3.41 \pm 0.18 \pm 0.12$	$6.70 \pm 0.28 \pm 0.24$
135	$-1.13 \pm 0.15 \pm 0.05$	$3.21 \pm 0.20 \pm 0.12$	$5.46 \pm 0.29 \pm 0.19$
155	$-0.48 \pm 0.20 \pm 0.02$	$3.41 \pm 0.32 \pm 0.12$	$4.37 \pm 0.38 \pm 0.15$
301 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.69 \pm 0.29 \pm 0.04$	$4.39 \pm 0.38 \pm 0.16$	$5.76 \pm 0.43 \pm 0.20$
55	$-0.72 \pm 0.21 \pm 0.04$	$4.70 \pm 0.28 \pm 0.17$	$6.13 \pm 0.31 \pm 0.22$
75	$-1.58 \pm 0.20 \pm 0.09$	$3.86 \pm 0.23 \pm 0.15$	$7.01 \pm 0.30 \pm 0.26$
95	$-1.62 \pm 0.19 \pm 0.09$	$3.58 \pm 0.22 \pm 0.14$	$6.81 \pm 0.29 \pm 0.25$
115	$-1.50 \pm 0.18 \pm 0.08$	$3.19 \pm 0.21 \pm 0.13$	$6.20 \pm 0.29 \pm 0.23$
135	$-0.69 \pm 0.20 \pm 0.04$	$3.51 \pm 0.26 \pm 0.13$	$4.88 \pm 0.31 \pm 0.17$
155	$-0.34 \pm 0.27 \pm 0.02$	$3.47 \pm 0.37 \pm 0.12$	$4.15 \pm 0.41 \pm 0.15$

Tabelle A.12:

314 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$0.00 \pm 0.21 \pm 0.02$	$4.50 \pm 0.36 \pm 0.16$	$4.51 \pm 0.36 \pm 0.16$
55	$-0.57 \pm 0.16 \pm 0.04$	$4.38 \pm 0.24 \pm 0.16$	$5.53 \pm 0.28 \pm 0.20$
75	$-1.36 \pm 0.15 \pm 0.08$	$3.71 \pm 0.19 \pm 0.15$	$6.42 \pm 0.27 \pm 0.23$
95	$-1.73 \pm 0.15 \pm 0.11$	$2.95 \pm 0.17 \pm 0.14$	$6.42 \pm 0.28 \pm 0.24$
115	$-1.22 \pm 0.14 \pm 0.07$	$2.98 \pm 0.18 \pm 0.12$	$5.42 \pm 0.26 \pm 0.20$
135	$-0.39 \pm 0.14 \pm 0.02$	$3.40 \pm 0.23 \pm 0.12$	$4.19 \pm 0.27 \pm 0.15$
155	$0.06 \pm 0.18 \pm 0.00$	$3.37 \pm 0.34 \pm 0.12$	$3.25 \pm 0.33 \pm 0.11$
326 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$0.07 \pm 0.17 \pm 0.09$	$4.15 \pm 0.35 \pm 0.17$	$4.01 \pm 0.34 \pm 0.17$
55	$-0.66 \pm 0.13 \pm 0.05$	$3.77 \pm 0.22 \pm 0.14$	$5.10 \pm 0.27 \pm 0.18$
75	$-1.11 \pm 0.13 \pm 0.14$	$3.51 \pm 0.18 \pm 0.18$	$5.73 \pm 0.26 \pm 0.24$
95	$-1.48 \pm 0.12 \pm 0.09$	$2.78 \pm 0.16 \pm 0.12$	$5.74 \pm 0.26 \pm 0.22$
115	$-1.18 \pm 0.12 \pm 0.07$	$2.64 \pm 0.16 \pm 0.11$	$5.00 \pm 0.25 \pm 0.18$
135	$-0.66 \pm 0.12 \pm 0.04$	$2.71 \pm 0.19 \pm 0.10$	$4.02 \pm 0.26 \pm 0.14$
155	$-0.23 \pm 0.15 \pm 0.01$	$2.62 \pm 0.29 \pm 0.09$	$3.08 \pm 0.33 \pm 0.11$
339 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$0.06 \pm 0.21 \pm 0.10$	$3.77 \pm 0.36 \pm 0.17$	$3.64 \pm 0.35 \pm 0.16$
55	$-0.32 \pm 0.14 \pm 0.05$	$3.45 \pm 0.23 \pm 0.13$	$4.09 \pm 0.25 \pm 0.15$
75	$-1.32 \pm 0.15 \pm 0.12$	$2.71 \pm 0.18 \pm 0.15$	$5.36 \pm 0.27 \pm 0.22$
95	$-1.25 \pm 0.13 \pm 0.10$	$2.59 \pm 0.17 \pm 0.13$	$5.09 \pm 0.25 \pm 0.20$
115	$-1.36 \pm 0.14 \pm 0.08$	$2.14 \pm 0.16 \pm 0.10$	$4.86 \pm 0.27 \pm 0.18$
135	$-0.48 \pm 0.13 \pm 0.03$	$2.37 \pm 0.19 \pm 0.09$	$3.34 \pm 0.24 \pm 0.12$
155	$0.12 \pm 0.15 \pm 0.01$	$2.48 \pm 0.30 \pm 0.09$	$2.23 \pm 0.28 \pm 0.08$
354 MeV			
$\Theta_{cm}^p$ [°]	$\Delta$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\parallel}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]	$\sigma_{\perp}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ]
35	$0.08 \pm 0.17 \pm 0.03$	$3.27 \pm 0.29 \pm 0.12$	$3.12 \pm 0.28 \pm 0.11$
55	$-0.30 \pm 0.13 \pm 0.03$	$3.03 \pm 0.19 \pm 0.11$	$3.63 \pm 0.21 \pm 0.13$
75	$-0.90 \pm 0.12 \pm 0.16$	$2.55 \pm 0.15 \pm 0.18$	$4.35 \pm 0.20 \pm 0.22$
95	$-1.06 \pm 0.11 \pm 0.06$	$2.25 \pm 0.13 \pm 0.09$	$4.37 \pm 0.20 \pm 0.16$
115	$-1.05 \pm 0.10 \pm 0.05$	$1.81 \pm 0.12 \pm 0.07$	$3.90 \pm 0.20 \pm 0.14$
135	$-0.52 \pm 0.10 \pm 0.03$	$1.88 \pm 0.15 \pm 0.07$	$2.92 \pm 0.20 \pm 0.10$
155	$-0.17 \pm 0.12 \pm 0.01$	$1.91 \pm 0.22 \pm 0.07$	$2.25 \pm 0.25 \pm 0.08$

Tabelle A.13:

368 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$0.04 \pm 0.13 \pm 0.03$	$2.75 \pm 0.22 \pm 0.10$	$2.67 \pm 0.22 \pm 0.10$
55	$-0.50 \pm 0.11 \pm 0.12$	$2.39 \pm 0.15 \pm 0.15$	$3.40 \pm 0.18 \pm 0.17$
75	$-0.99 \pm 0.11 \pm 0.25$	$1.98 \pm 0.13 \pm 0.26$	$3.97 \pm 0.18 \pm 0.29$
95	$-1.17 \pm 0.10 \pm 0.19$	$1.72 \pm 0.11 \pm 0.19$	$4.07 \pm 0.17 \pm 0.23$
115	$-0.87 \pm 0.08 \pm 0.06$	$1.54 \pm 0.09 \pm 0.07$	$3.29 \pm 0.15 \pm 0.12$
135	$-0.42 \pm 0.07 \pm 0.02$	$1.57 \pm 0.11 \pm 0.06$	$2.41 \pm 0.15 \pm 0.09$
155	$-0.23 \pm 0.10 \pm 0.01$	$1.55 \pm 0.16 \pm 0.06$	$2.00 \pm 0.20 \pm 0.07$
382 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$-0.05 \pm 0.23 \pm 0.10$	$2.18 \pm 0.26 \pm 0.12$	$2.28 \pm 0.26 \pm 0.13$
55	$-0.19 \pm 0.17 \pm 0.13$	$2.23 \pm 0.19 \pm 0.15$	$2.62 \pm 0.20 \pm 0.16$
75	$-1.15 \pm 0.17 \pm 0.14$	$1.40 \pm 0.17 \pm 0.15$	$3.70 \pm 0.20 \pm 0.19$
95	$-0.68 \pm 0.13 \pm 0.11$	$1.86 \pm 0.14 \pm 0.12$	$3.21 \pm 0.17 \pm 0.15$
115	$-0.76 \pm 0.11 \pm 0.05$	$1.35 \pm 0.12 \pm 0.06$	$2.87 \pm 0.15 \pm 0.11$
135	$-0.38 \pm 0.11 \pm 0.03$	$1.23 \pm 0.12 \pm 0.05$	$1.99 \pm 0.14 \pm 0.08$
155	$-0.35 \pm 0.14 \pm 0.03$	$1.07 \pm 0.16 \pm 0.05$	$1.78 \pm 0.20 \pm 0.07$
396 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$0.03 \pm 0.28 \pm 0.23$	$1.86 \pm 0.30 \pm 0.24$	$1.80 \pm 0.30 \pm 0.24$
55	$-0.21 \pm 0.18 \pm 0.16$	$1.74 \pm 0.19 \pm 0.17$	$2.16 \pm 0.20 \pm 0.18$
75	$-0.88 \pm 0.20 \pm 0.43$	$1.24 \pm 0.20 \pm 0.43$	$3.00 \pm 0.22 \pm 0.44$
95	$-1.18 \pm 0.16 \pm 0.18$	$0.91 \pm 0.16 \pm 0.18$	$3.28 \pm 0.19 \pm 0.21$
115	$-0.76 \pm 0.12 \pm 0.08$	$1.04 \pm 0.13 \pm 0.09$	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.12$
135	$-0.21 \pm 0.11 \pm 0.02$	$1.18 \pm 0.13 \pm 0.05$	$1.60 \pm 0.14 \pm 0.06$
155	$-0.42 \pm 0.15 \pm 0.05$	$0.75 \pm 0.15 \pm 0.05$	$1.59 \pm 0.19 \pm 0.07$
412 MeV			
$\Theta_{cm}^p [^\circ]$	$\Delta [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\parallel} [\mu\text{b/sr}]$	$\sigma_{\perp} [\mu\text{b/sr}]$
35	$0.60 \pm 0.18 \pm 0.10$	$2.11 \pm 0.25 \pm 0.12$	$0.91 \pm 0.19 \pm 0.10$
55	$-0.28 \pm 0.15 \pm 0.09$	$1.37 \pm 0.16 \pm 0.10$	$1.93 \pm 0.17 \pm 0.11$
75	$-0.52 \pm 0.17 \pm 0.26$	$1.25 \pm 0.18 \pm 0.26$	$2.29 \pm 0.20 \pm 0.27$
95	$-0.81 \pm 0.11 \pm 0.17$	$0.87 \pm 0.11 \pm 0.17$	$2.49 \pm 0.15 \pm 0.19$
115	$-0.53 \pm 0.09 \pm 0.05$	$0.96 \pm 0.10 \pm 0.06$	$2.02 \pm 0.13 \pm 0.09$
135	$-0.33 \pm 0.08 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.10 \pm 0.04$	$1.44 \pm 0.12 \pm 0.06$
155	$0.00 \pm 0.09 \pm 0.00$	$0.91 \pm 0.14 \pm 0.03$	$0.91 \pm 0.14 \pm 0.03$

Tabelle A.14:

## A.4 Ergebnisse der Vorarbeiten

Zähler	$\lambda$ [mm]	Zähler	$\lambda$ [mm]
A1	1072	A9	1169
A2	1101	A10	1209
A3	1242	A11	1158
A4	1213	A12	1135
A5	1072	A13	1243
A6	1365	A14	1144
A7	657	A15	1228
A8	1054	A16	1191

Tabelle A.15: Abschwächlängen der A-Szintillatoren

Zähler	Steigung [Kanäle/MeV]	Zähler	Steigung [Kanäle/MeV]
A1	19.5	A9	19.0
A2	19.5	A10	19.9
A3	19.0	A11	21.0
A4	18.2	A12	19.7
A5	18.7	A13	20.1
A6	18.2	A14	19.8
A7	21.7	A15	16.9
A8	19.1	A16	18.7

Tabelle A.16: ADC-Kalibrierung der A-Szintillatoren

Zähler	Steigung [Kanäle/MeV]	Offset [Kanäle]	Zähler	Steigung [Kanäle/MeV]	Offset [Kanäle]
B1	4.3	-2.5	B9	4.0	-3.1
B2	4.5	-0.7	B10	4.8	-12.0
B3	4.2	-0.9	B11	4.2	3.0
B4	4.2	7.7	B12	4.7	-9.1
B5	3.9	3.4	B13	3.4	18.2
B6	4.2	7.8	B14	3.5	15.6
B7	4.4	-2.7	B15	3.8	24.9
B8	4.4	-8.4	B16	3.7	20.9

Tabelle A.17: ADC-Kalibrierung und -Offsets der B-Szintillatoren

# Anhang B

## Begriffe aus der Festkörperphysik

Die folgenden Ausführungen sind im wesentlichen aus den ersten beiden Kapiteln des Lehrbuchs von Kittel [Kit89] übernommen und sollen nur als kurze Erinnerung an die in Abschnitt 3.3 benötigten Begriffe dienen.

### B.1 Kristallstruktur

Ein idealer Kristall ist eine räumlich periodische Anordnung von gleichen Atomen oder Atomgruppen. Er kann durch drei linear unabhängige Vektoren  $\vec{a}_1$ ,  $\vec{a}_2$  und  $\vec{a}_3$  wie folgt beschrieben werden: Betrachtet man den Kristall von zwei Punkten  $\vec{r}'$  und  $\vec{r}$  aus, für welche

$$\vec{r}' = \vec{r} + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 , \quad (\text{B.1})$$

gilt, bei beliebigen ganzzahligen Werten für die  $n_i$ , so muß die atomare Anordnung in *jeder* Hinsicht identisch aussehen. Gleichung B.1 beschreibt ein Raumgitter. Die erwähnten Atome oder Atomgruppen nennt man die Basis. Sie ist an jedem Gitterpunkt nach Gl. B.1 in völlig identischer Weise ‘fixiert’. Für den Fall, daß die Basis aus einer Atomgruppe besteht, muß deren Ausrichtung an den Gitterpunkten deswegen stets die gleiche sein. Eine Kristallstruktur entsteht also aus der Kombination von einem Gitter mit einer Basis. Die Vektoren  $\vec{a}_i$  definieren die Kristallachsen, das von ihnen aufgespannte Parallelepipet trägt den Namen Einheitszelle. Die Beträge der Vektoren  $\vec{a}_i$  heißen Gitterkonstanten des Kristalls. Neben der offensichtlichen Translationssymmetrie kann ein Kristall noch diverse Rotations- und Spiegelsymmetrien aufweisen. Unter Berücksichtigung dieser möglichen Symmetrien kann man die Kristallgitter in 14 verschiedene Gittertypen einteilen, die durch den Aufbau ihrer sog. gebräuchlichen Einheitszellen charakterisiert werden. Man nennt sie Bravais-Gitter. Die gebräuchlichen Einheitszellen müssen nicht immer die kleinstmöglichen sein, sie sind aber den jeweils vorhandenen Symmetrien am besten angepaßt.

Diamant zählt zu den kubischen Gittertypen. In einem kubischen Gitter stehen die Vektoren  $\vec{a}_i$  paarweise senkrecht aufeinander und haben alle die gleiche Länge  $a$ . In Abb. B.1 sind die gebräuchlichen Einheitszellen der drei kubischen Gittertypen gezeigt:

- einfach kubisch, sc für simple cubic: Die gebräuchliche Einheitszelle ist gleichzeitig die kleinstmögliche, an jeder Ecke befindet sich eine Basis.

- kubisch innenzentriert, bcc für body-centered cubic: An jeder Ecke der Einheitszelle sowie in ihrer räumlichen Mitte befindet sich eine Basis.
- kubisch flächenzentriert, fcc für face-centered cubic: Hier befindet sich an jeder Ecke der Einheitszelle sowie in der Mitte jeder ihrer Wände eine Basis.

Der Gittertyp von Diamant ist kubisch flächenzentriert, die Gitterkonstante  $a$  beträgt  $3,567 \text{ \AA}$ , oder  $925.2$  in den in Abschnitt 3.3 benutzten Einheiten. Die Basis enthält zwei Kohlenstoff-Atome an den Positionen  $y(0,0,0)$  und  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ , aus-

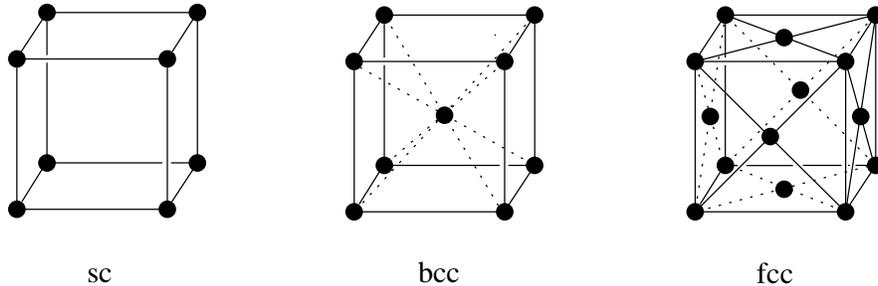


Abbildung B.1: Die kubischen Kristallgitter

gedrückt in Einheiten der Gitterkonstante  $a$ . Die Kristallstruktur von Diamant kann also durch zwei fcc-Gitter beschrieben werden, die genau um  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  gegeneinander verschoben sind. Die gebräuchliche Einheitszelle des Diamantkristalls ist in Abb. B.2 dargestellt. Die tetraedischen Bindungen sind mit eingezeichnet. Eine Ebene innerhalb der Kristallstruktur nennt man Kristallebene, wenn sie wenigstens drei Punkte des Kristallgitters nach Gl B.1 enthält. Ihre Lage wird durch die Millerschen Indizes angegeben. Diese findet man nach der folgenden Vorschrift:

- Man bestimmt die Schnittpunkte der Ebene mit den Kristallachsen  $a_1$ ,  $a_2$  und  $a_3$ . Das Ergebnis wird in Einheiten der Gitterkonstanten ausgedrückt.
- Man bildet den Kehrwert dieser Zahlen und sucht dann die drei kleinsten ganzen Zahlen, die im gleichen Verhältnis zueinander stehen. Das Ergebnis wird in Klammern geschrieben:  $(hkl)$ .

Schneidet die Ebene eine der Achsen auf der negativen Seite des Ursprungs, so wird dies durch einen Querstrich über dem entsprechenden Index angedeutet:  $(hk\bar{l})$ . Gibt es keinen Schnittpunkt mit einer Achse, ist der entsprechende Index 0. So trägt z.B. die Ebene, die die  $a_1$ -Achse bei 1 schneidet und senkrecht zu dieser liegt, die Indizierung  $(100)$ . Die Millerschen Indizes können eine einzige, aber auch eine ganze Schar paralleler Ebenen bezeichnen.

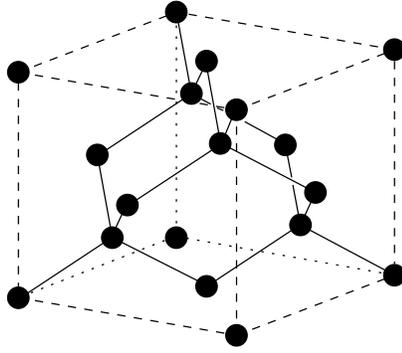


Abbildung B.2: Die gebräuchliche Einheitszelle von Diamant

## B.2 Reziprokes Gitter

Zur Beschreibung der Phänomene bei der kohärenten Bremsstrahlung wird, wie bei Interferenzerscheinungen an Kristallen üblich, das reziproke Gitter benutzt. Es ist das in den Impulsraum fouriertransformierte Kristallgitter und daher der natürliche Raum, um den Impulsaustausch zwischen einfallenden Teilchen und dem Gitter zu betrachten [Tim69]. Die Basisvektoren des reziproken Gitters erhält man aus den Gleichungen

$$\vec{b}_1 := 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad \vec{b}_2 := 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_2 \cdot (\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)} \quad \text{und} \quad \vec{b}_3 := 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_3 \cdot (\vec{a}_1 \times \vec{a}_2)},$$

worin die  $\vec{a}_i$  die Basisvektoren des Kristallgitters im Ortsraum aus Gl. B.1 sind. Anhand der Definition der  $\vec{b}_i$  sieht man schnell, daß

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$$

gilt. In kubischen Gittern sind danach die Basisvektoren  $\vec{a}_i$  und  $\vec{b}_i$  für gleiches  $i$  parallel zueinander. Ein Gittervektor des reziproken Gitters ist durch

$$\vec{g}_{hkl} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$$

gegeben, mit ganzzahligen Werten für  $h$ ,  $k$  und  $l$ . Er hat die Dimension einer inversen Länge. In dieser Arbeit werden die Vektoren des reziproken Gitters mit  $[hkl]$  bezeichnet. Ein Gittervektor  $[hkl]$  steht immer senkrecht auf der Kristallebene  $(hkl)$  mit gleichen Millerschen Indizes. Der Abstand  $d_{hkl}$  zweier Kristallebenen mit gleichen Indizes  $(hkl)$  ist gegeben durch

$$d_{hkl} = \frac{2\pi}{|\vec{g}_{hkl}|}.$$

# Anhang C

## Mathematische Hilfen

In diesem Teil des Anhangs soll der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Gl. 2.3 motiviert werden. Außerdem wird die Dichtematrix zur Beschreibung des polarisierten Photonenstrahls vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung der mathematischen Behandlung von Polarisationsphänomenen befindet sich in [Rob74].

Ein *reiner* quantenmechanischer Zustand ist durch eine kohärente Überlagerung gegeben, d.h. seine Wellenfunktion ist explizit angebar:

$$|\Psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle, \text{ mit } \sum_n |c_n|^2 = 1 \quad (\text{C.1})$$

wobei die  $|n\rangle$  ein orthonormales Basissystem, z.B. die Eigenfunktionen eines geeigneten Operators und die  $c_n$  komplexe Entwicklungskoeffizienten sind. Der Erwartungswert eines *beliebigen* Operators  $\Omega$  bezüglich  $|\Psi\rangle$  ist dann:

$$\langle\Omega\rangle_\Psi = \langle\Psi|\Omega|\Psi\rangle = \sum_{n,n'} c_n c_{n'}^* \langle n'|\Omega|n\rangle = \sum_{n,n'} \rho_{nn'} \Omega_{n'n} = \text{Tr}(\Omega\rho). \quad (\text{C.2})$$

Es wurde der Dichteoperator  $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$  eingeführt, bzw. seine Matrixdarstellung hinsichtlich der Basis  $\{|n\rangle\}$ ,

$$\rho_{nn'} = \langle n|\Psi\rangle\langle\Psi|n'\rangle. \quad (\text{C.3})$$

Für einen *gemischten* Zustand  $|\tilde{\Psi}\rangle$  ist eine Wellenfunktion *nicht* explizit angebar. Es sind nur Wahrscheinlichkeiten  $w_n$  bekannt, in  $|\tilde{\Psi}\rangle$  den Zustand  $|n\rangle$  anzutreffen. Für den Erwartungswert eines Operators erhält man nun

$$\langle\Omega\rangle = \sum_n w_n \langle n|\Omega|n\rangle = \sum_{n,n'} \rho_{nn'} \Omega_{n'n}, \quad \sum_n w_n = 1, \quad (\text{C.4})$$

wobei wieder der Dichteoperator  $\rho$  benutzt wurde. Dessen Matrixelemente haben allerdings jetzt die Form  $\rho_{nn'} = \delta_{nn'} w_n$ . Der Dichteoperator  $\rho$  gestattet die einheitliche Beschreibung von reinen und gemischten Zuständen. Er hat die folgenden Eigenschaften:

- $\rho$  ist hermitesch:  $\rho = \rho^\dagger$
- $\text{Tr}(\rho) = \sum_n \rho_{nn} = 1$ ,  $\text{Tr}(\rho^2) \leq 1$
- Wenn  $\text{Tr}(\rho^2) = 1$ , liegt ein reiner Zustand vor.

Wir betrachten nun den Übergang von einem Anfangszustand  $|i\rangle$  in einen Endzustand  $|f\rangle$  unter der Einwirkung eines Operators  $\Omega$ . Die Übergangsrate ist

$$|\langle f|\Omega|i\rangle|^2 = \langle f|\Omega|i\rangle\langle i|\Omega^\dagger|f\rangle = \langle f|\Omega\rho_i\Omega^\dagger|f\rangle . \quad (\text{C.5})$$

Genau wie oben ist durch  $|i\rangle\langle i|$  der Dichteoperator  $\rho_i$  des Anfangszustandes gegeben. Gleichung C.5 beschreibt den Erwartungswert des Operators  $\Omega\rho_i\Omega^\dagger$  hinsichtlich des Endzustandes  $|f\rangle$  und deswegen gilt, in kompletter Analogie zu Gl. C.2:

$$|\langle f|\Omega|i\rangle|^2 = \text{Tr}(\Omega\rho_i\Omega^\dagger\rho_f) . \quad (\text{C.6})$$

Im vorliegenden Experiment wird im Endzustand keine Polarisation beobachtet. Physikalisch bedeutet dies, daß alle möglichen Polarisationszustände  $|\alpha\rangle$  mit gleicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden können und nicht unterscheidbar sind. Für die quantenmechanische Behandlung ist das gleichwertig mit einem unpolarisierten Endzustand. Dessen Dichteoperator ist, bis auf einen konstanten Faktor, durch den Einheitsoperator gegeben: Ein unpolarisierter Zustand ist ein gemischter Zustand, in dem alle möglichen  $|\alpha\rangle$  mit *gleicher* Wahrscheinlichkeit auftreten. Sei  $m$  deren Anzahl, dann ist  $w_\alpha = 1/m$  für alle  $|\alpha\rangle$ . Somit lautet die Matrixdarstellung von  $\rho_f$  hinsichtlich der  $\{|\alpha\rangle\}$ :  $\rho_{\alpha\alpha'} = \delta_{\alpha\alpha'}(1/m)$ . Wenn also ein Faktor  $1/\sqrt{m}$  mit in den Operator  $\Omega$  übernommen wird, erhält man

$$|\langle f|\Omega|i\rangle|^2 = \text{Tr}(\Omega\rho_i\Omega^\dagger) , \quad (\text{C.7})$$

was bis auf kinematische Faktoren Gl. 2.3 entspricht.

Zur Beschreibung der Polarisation eines reellen Photons genügen, da das elektrische Feld stets senkrecht auf dem Photonimpuls steht, *zwei* Basiszustände und deren relative Phasenbeziehung. Das sind entweder die beiden möglichen zirkularen Polarisierungen des Photons oder zwei zueinander senkrechte lineare Polarisierungen. Aus diesem Grund ist die Dichtematrix zur Beschreibung der Polarisation eines reellen Photonenstrahls eine  $2 \times 2$ -Matrix. Man kann sie in allgemeiner Form schreiben als

$$\rho^\gamma = \frac{1}{2} (\mathbb{1} + \vec{P}^\gamma \vec{\sigma}) . \quad (\text{C.8})$$

$\mathbb{1}$  steht hier für die  $2 \times 2$ -Einheitsmatrix und  $\vec{\sigma}$  für die Pauli-Spinmatrizen

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} .$$

Damit ist

$$\rho^\gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_3^\gamma & P_1^\gamma - iP_2^\gamma \\ P_1^\gamma + iP_2^\gamma & 1 - P_3^\gamma \end{pmatrix} . \quad (\text{C.9})$$

$\vec{P}^\gamma$  enthält die Information über die Polarisation des Photonenstrahls, es ist  $|\vec{P}^\gamma| \leq 1$ . Für  $\vec{P}^\gamma = 0$  ist der Strahl unpolarisiert, für  $|\vec{P}^\gamma| < 1$  ist er teilweise und für  $|\vec{P}^\gamma| = 1$  vollständig polarisiert. Als Basiszustände für die Polarisation werden die beiden zirkularen Polarisationszustände des Photons gewählt. Dann haben die Komponenten von  $\vec{P}^\gamma$  die folgende Bedeutung:

- $P_3^\gamma = W_+ - W_-$  ist die Differenz der Wahrscheinlichkeiten, ein rechts- bzw. linkszirkulares Photon zu finden.  $|P_3^\gamma|$  gibt also den zirkularen Polarisationsgrad an. Ist  $P_3^\gamma > 0$  ( $< 0$ ), so ist der Strahl rechtszirkular (linkszirkular) polarisiert.
- $P_l^\gamma = \sqrt{(P_1^\gamma)^2 + (P_2^\gamma)^2}$  gibt den Anteil an linearer Polarisation an.

Durch eine Drehung des Koordinatensystems um die 3-Achse kann immer erreicht werden, daß  $P_2^\gamma = 0$ . Wir betrachten den Fall rein linearer Polarisation, dann ist zusätzlich  $P_3^\gamma = 0$  und die Photondichtematrix hat die folgende Gestalt:

$$\rho^\gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & P_1^\gamma \\ P_1^\gamma & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{C.10})$$

Wenn  $P_1^\gamma < 0$  bzw.  $> 0$  ist, so ist der Strahl linear in x- bzw. y-Richtung polarisiert. Der lineare Polarisationsgrad des Photonenstrahls wird in dieser Arbeit mit  $P_\gamma$  bezeichnet. Das Deuteron hat Spin 1 und daher die möglichen Quantenzahlen  $m_d = 0$  und  $\pm 1$  bezüglich einer vorgegebenen Quantisierungsachse. Dazu wird i.a. die Richtung des einfallenden Photonenstrahls gewählt. Die Dichtematrix des Deuterons ist somit eine  $3 \times 3$ -Matrix. Da das Deuteron unpolarisiert ist, ist seine Dichtematrix in Analogie zu dem vor Gl. C.7 gesagten gegeben durch

$$\rho^d = \frac{1}{3} \mathbb{1}_{3 \times 3} . \quad (\text{C.11})$$

In Kapitel 2.1 wurde der Begriff des direkten Matrixproduktes benutzt. Dazu die folgende kurze Erläuterung. Es sei  $|\alpha, \beta\rangle$  eine Wellenfunktion, die in die Anteile  $|\alpha\rangle$  und  $|\beta\rangle$  faktorisiert (Bsp.: Orts- und Spinanteil). A und B seien zwei Operatoren, die nur auf die Anteile  $|\alpha\rangle$  bzw.  $|\beta\rangle$  wirken. Das direkte Produkt  $A \otimes B$  ist dann durch

$$\langle \alpha', \beta' | A \otimes B | \alpha, \beta \rangle = \langle \alpha' | A | \alpha \rangle \langle \beta' | B | \beta \rangle$$

definiert.

Die T-Matrix enthält, wie in Kapitel 2.3 erwähnt wurde, 12 unabhängige Elemente. Diese lassen sich, wie jede komplexe Zahl, in der Form

$$T_n = t_n e^{i\Phi_n} , \quad n = 1, \dots, 12$$

schreiben. In Gl. 2.3 für den Wirkungsquerschnitt treten Produkte der Form  $T_i T_j^*$  auf. Daher können alle T-Matrixelemente mit einem einheitlichen Phasenfaktor  $e^{i\varphi}$  versehen werden, ohne daß sich das Ergebnis ändert. Mann kann also z.B.  $\varphi = -\Phi_1$  wählen. Dann wird  $T_1$  rein reell und es verbleiben nur 23 unabhängige Größen, durch welche die T-Matrix festgelegt ist.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Kinematik . . . . .	7
2.2	Die Austauschladungsdichte $\hat{\rho}_{(2)}$ . . . . .	10
2.3	Diagramme zur Deuteron-Photospaltung . . . . .	11
2.4	Beiträge der verschiedenen Reaktionsmechanismen . . . . .	14
2.5	Modellabhängigkeit von $d\sigma/d\Omega$ und $\Sigma$ . . . . .	15
3.1	A2-Experimentierhalle . . . . .	18
3.2	Prinzip eines Rennbahn-Mikrotrons . . . . .	19
3.3	Die Mainzer Beschleunigeranlage (Status von 1994) . . . . .	20
3.4	Das Tagging-Spektrometer . . . . .	21
3.5	Längsschnitt durch DAPHNE . . . . .	23
3.6	Querschnitt durch DAPHNE . . . . .	24
3.7	DAPHNE-Targetzelle . . . . .	25
3.8	Das DAPHNE-Targetsystem . . . . .	26
3.9	DAPHNE-Drahtkammer (schematisch) . . . . .	27
3.10	Spurrekonstruktion mit den Kammern . . . . .	29
3.11	Paardetektor und Bleiglaszähler . . . . .	32
4.1	Kinematik der Bremsstrahlung . . . . .	34
4.2	$\delta(x)$ für $E_0 = 855$ MeV . . . . .	35
4.3	Der erlaubte Bereich für $\vec{q}$ bei $x = 0.3, E_0 = 855$ MeV . . . . .	36
4.4	Bremsstrahlungsspektrum an einem Diamanten . . . . .	37
4.5	Die Kristallorientierung im Elektronenstrahl . . . . .	40
4.6	Normiertes Intensitätsspektrum . . . . .	41
4.7	$\Phi(x, x_d)$ für verschiedene Kristalleinstellungen . . . . .	42
4.8	Kohärenter und inkohärenter Anteil im Diamantspektrum . . . . .	43
4.9	Normiertes Intensitätsspektrum im Photonenstrahl . . . . .	44
4.10	Vergleich zwischen ger. und gem. $P_\gamma$ . . . . .	45
4.11	Ergebnis der Kontrollmessung zur Berechnung von $P_\gamma$ . . . . .	46
5.1	Zur Abschwächlänge der A-Szintillatoren . . . . .	48
5.2	Geladene Teilchen, Stop in Ebene B . . . . .	50
5.3	Fehlende kin. Energie, Stop in Ebene B . . . . .	51
5.4	Kalibrierung des Szintillators B12 . . . . .	52
5.5	Die Photonpolarisationsspektren . . . . .	53
5.6	Beispiele für Photospaltungsereignisse . . . . .	55
5.7	Koinzidenzspektrum Tagger-DAPHNE . . . . .	56
5.8	$\chi^2$ -Schnitte für die Ebene B . . . . .	57

5.9	Mit Range-Fit identifizierte Protonen in Ebene B . . . . .	58
5.10	Protonenschnitte für Stop A . . . . .	59
5.11	Geladene Teilchen in Ebene A nach den Schnitten aus Abb. 5.10 . . . . .	60
5.12	GEANT-Simulation zu Stop-A - Protonen aus $D(\gamma, p)n$ . . . . .	60
5.13	Kinematische Zusammenhänge für 245 MeV . . . . .	62
5.14	Reaktionskinematik für $245 \pm 6$ MeV . . . . .	63
5.15	GEANT-Simulation für $245 \pm 6$ MeV . . . . .	63
5.16	Fehlende kin. Energie für $E_\gamma = 245 \pm 6$ MeV, Stop B . . . . .	64
5.17	Reaktionskinematik für $326 \pm 6$ MeV . . . . .	65
5.18	Fehlende kin. Energie für $E_\gamma = 326 \pm 6$ MeV, Stop B . . . . .	65
5.19	Fehlende Energiedeposition in A, $245 \pm 6$ MeV . . . . .	66
5.20	Prozeßidentifizierung für Stop A, $245 \pm 6$ MeV . . . . .	67
5.21	Fehlende Energiedeposition für Stop A, $245 \pm 6$ MeV . . . . .	67
5.22	Fehlende Energiedeposition für Stop A, $197 \pm 6$ MeV . . . . .	68
5.23	$\Phi$ -Verteilung der Photospaltungsprotonen (Messung I) . . . . .	69
5.24	Daten aus Abb. 5.23 mit Lochschnitt . . . . .	70
5.25	Experimentelle Asymmetrie $\Sigma_{exp}(\Theta)$ (Messung I) . . . . .	70
5.26	Winkelverteilung von $\Sigma$ für 209 MeV (Messung I) . . . . .	71
5.27	$\Sigma$ für 221 MeV (Vergleich der Messungen I und II) . . . . .	72
5.28	Test zur Drehung der Polarisationssebene . . . . .	73
5.29	Stabilität der Position der polarisierten Kante . . . . .	74
5.30	Trigger-Streudiagramm für Sektor 5 . . . . .	75
5.31	$\Phi$ -Verteilung mit Protonenverlusten . . . . .	75
5.32	Trigger-Streudiagramm für Sektor 5 . . . . .	76
6.1	Vergleich der Daten zu $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ . . . . .	78
6.2	Zu den Arenhövel-Rechnungen . . . . .	82
6.3	Diagramme in den Laget-Rechnungen . . . . .	83
6.4	$\Delta$ -Anregung mit nichtresonanten Rückstreu korrekturen . . . . .	85
6.5	N- $\Delta$ -Rückstreuung . . . . .	85
6.6	Winkelverteilungen für 161 und 173 MeV . . . . .	86
6.7	Winkelverteilungen für 185 und 197 MeV . . . . .	87
6.8	Winkelverteilungen für 209 und 221 MeV . . . . .	88
6.9	Winkelverteilungen für 233 und 245 MeV . . . . .	89
6.10	Winkelverteilungen für 258 und 272 MeV . . . . .	90
6.11	Winkelverteilungen für 287 und 301 MeV . . . . .	91
6.12	Winkelverteilungen für 314 und 326 MeV . . . . .	92
6.13	Winkelverteilungen für 339 und 354 MeV . . . . .	93
6.14	Winkelverteilungen für 368 und 382 MeV . . . . .	94

6.15 Winkelverteilungen für 396 und 412 MeV . . . . .	95
6.16 Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95° . . . . .	96
6.17 Anregungsfunktionen für 115, 135 und 155° . . . . .	97
6.18 Anregungsfunktionen, Vergleich mit anderen Daten . . . . .	98
B.1 Die kubischen Kristallgitter . . . . .	115
B.2 Die gebräuchliche Einheitszelle von Diamant . . . . .	116

# Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften des Deuterons . . . . .	5
2.2	Kinematischer Bereich einiger früherer Experimente . . . . .	16
3.1	Abmessungen der DAPHNE-Drahtkammern . . . . .	28
3.2	Abmessungen und Anordnung der DAPHNE-Szintillatoren und Kon- verter. . . . .	30
5.1	Übersicht über die Datensätze . . . . .	54
A.1	Strahlasymmetrien für 161 und 173 MeV . . . . .	101
A.2	Strahlasymmetrien für 185, 197, 209 und 221 MeV . . . . .	102
A.3	Strahlasymmetrien für 233, 245, 258 und 272 MeV . . . . .	103
A.4	Strahlasymmetrien für 287, 301, 314 und 326 MeV . . . . .	104
A.5	Strahlasymmetrien für 339, 354, 368 und 382 MeV . . . . .	105
A.6	Strahlasymmetrien für 396 und 412 MeV . . . . .	106
A.7	Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95° . . . . .	106
A.8	Anregungsfunktionen für 35, 55, 75 und 95° (Forts.) . . . . .	107
A.9	Anregungsfunktionen für 115, 135 und 155° . . . . .	107
A.10	. . . . .	108
A.11	. . . . .	109
A.12	. . . . .	110
A.13	. . . . .	111
A.14	. . . . .	112
A.15	Abschwächlängen der A-Szintillatoren . . . . .	113
A.16	ADC-Kalibrierung der A-Szintillatoren . . . . .	113
A.17	ADC-Kalibrierung und -Offsets der B-Szintillatoren . . . . .	113

# Literaturverzeichnis

- [Ada91] F.V. Adamian et al., Deuteron Photodisintegration by Linearly Polarized Photons in the Energy Region 0.3 - 1.0 GeV, J. of Phys. G, Nucl. and Part. Phys. **17** (1991) 1189
- [Ant91] I. Anthony et al., Design of a Tagged Photon Spectrometer for Use With the Mainz 840 MeV Microtron, Nucl. Instr. and Meth. **A301** (1991) 230
- [Are84] H.J. Arends et al., Experimental Investigation of Deuteron Photodisintegration in the  $\Delta$ -Resonance Region, Nucl. Instr. and Meth. **A412** (1984) 509
- [ArS91] H. Arenhövel, M. Sanzone, Photodisintegration of the Deuteron - A Review of Theory and Experiment, Few-Body Systems Supplementum 3, 1991
- [Aud91] G. Audit et al., DAPHNE: a Large-Acceptance Tracking Detector for the Study of Photoreactions at Intermediate Energies, Nucl. Instr. and Meth. **A301** (1991) 473
- [Bra94] A. Braghieri, P. Pedroni et al., A Range Telescope Technique for Particle Discrimination and Energy Reconstruction, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 623
- [Cra96] R. Crawford et al., Two-Body Photodisintegration of the Deuteron from 100 to 800 MeV, Nucl. Phys. **A603** (1996) 303
- [Dia68] G. Diambri Palazzi, High-Energy Bremsstrahlung and Electron Pair Production in Thin Crystals, Rev. Mod. Phys. **40** (1968) 611
- [Gor82] V.G. Gorbenko et al., Cross-Section Asymmetry in the Photodisintegration of the Deuteron by Polarized Photons, Nucl. Phys. **A381** (1982) 330
- [Hal96] S.J. Hall et al., A Focal Plane System for the 855 MeV Tagged Photon Spectrometer at MAMI-B, Nucl. Instr. and Meth. **A368** (1996) 698
- [Her76] H. Herminghaus et al., The Design of a Cascaded 800 MeV Normal Conducting c.w. Race Track Microtron, Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 1
- [Jah88] Jahresbericht 1988 - 1989, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 1
- [Jah92] Jahresbericht 1992 - 1993, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 30
- [Ker93] S. Kerhoas, Etude de l'Interaction  $N\Delta$  Dans la Réaction  $\gamma D \rightarrow pp\pi^-$ , Dissertation CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 44, 09/1993

- [Kit89] Ch. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, R. Oldenbourg Verlag, 1989
- [Kra93] A. Kraus, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Universität Göttingen, 1993
- [Kra97] A. Kraus et al., Beam Asymmetry of Coherent  $\pi^0$  Photoproduction on  $^4\text{He}$  in the  $\Delta(1232)$  Range Measured Using Coherent Bremsstrahlung, zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [Lag78] J.M. Laget, Electromagnetic Properties of the  $\pi NN$ -System: III. The  $\gamma D \rightarrow pn$  Reaction. Nucl. Phys. **A312** (1978) 265
- [Lag84] J.M. Laget, Photo- and Electrodisintegration of Few-Body Systems at Intermediate Energies: an Introduction, Can. Journ. of Physics **62** (1984) 1046
- [Lag87] J.M. Laget, The High-Momentum Components in the Wave Functions of the Few-Body Systems, Phys. Lett. **B199** (1987) 493
- [Lgs94] LEGS Data Release **L1-3.0**, March 1994
- [Loh94] D. Lohmann et al., Linearly Polarized Photons at MAMI, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 494
- [May51] M. May, On the Polarization of High Energy Bremsstrahlung and of High Energy Pairs, Phys. Rev. **84** (1951) 265
- [McC93] M. Mac Cormick, Mesure des Sections Efficaces Totales de Photoabsorption sur l'Hydrogène et l'Hélium-3 Dans la Région des Résonances, Dissertation CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 63, 12 1993
- [Mur93] L. Murphy, Double Pion Photon Production on Single Nucleons from Threshold up to 780 MeV, Dissertation CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 49, 10/1993
- [Par64] F. Partovi, Deuteron Photodisintegration and N-P Capture Below Pion Production Threshold, Annals of Phys. **27** (1964) 79
- [Ram95] F. Rambo, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Universität Göttingen, 1995
- [Rob74] B.A. Robson, The Theory of Polarization Phenomena, Clarendon Press, Oxford, 1974
- [Schm95] A. Schmidt, Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

- [Schw93] M. Schwamb, Einfluß der N(1520)- und N(1535)-Resonanzen auf die Deuteronphotospaltung, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993
- [Schw97] M. Schwamb, H. Arenhövel, private Mitteilung
- [SchwD] M. Schwamb, Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997
- [Tim69] U. Timm, Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals, Fortschritte der Physik **17** (1969) 765
- [Übe56] H. Überall, High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals, Phys. Rev. **103** (1956) 1055
- [Wil93] P. Wilhelm, H. Arenhövel, Photodisintegration of the Deuteron in the  $\Delta$ -Resonance Region, Phys. Lett. **B318** (1993) 410
- [Wil96] P. Wilhelm, T. Wilbois, H. Arenhövel, private Mitteilung