# $\pi^+$-Elektroproduktion an der Schwelle

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Dagmar Baumann
geboren in Rüsselsheim

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Januar 2005

| | |
|---|---|
| 1. Berichterstatter: | Prof. Dr. Th. Walcher |
| 2. Berichterstatter: | Prof. Dr. H. G. Sander |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 24. Juni 2005 |

# Zusammenfassung

Die Messung der Elektroproduktion geladener Pionen in der Nähe der Produktionsschwelle ermöglicht die Bestimmung des axialen Formfaktors des Nukleons $G_A(Q^2)$ und aus seinem Verlauf die Extraktion der axialen Masse $M_A$. Diese Größe kann im Rahmen der chiralen Störungstheorie vorhergesagt werden, so daß ihre experimentelle Bestimmung eine Überprüfung der theoretischen Beschreibung des Nukleons erlaubt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die bereits am Institut für Kernphysik der Universität Mainz in der A1-Kollaboration durchgeführten Messungen der Reaktion $H(e, e'\pi^+)n$ bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 1125$ MeV und einem Viererimpulsübertrag $Q^2$ von $0.117, 0.195$ und $0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ durch eine weitere Messung bei $Q^2 = 0.058$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ ergänzt. In einer zweiten Meßperiode wurden zusätzlich die Messungen für die $Q^2$-Werte von 0.117 und 0.195 $(\mathrm{GeV}/c)^2$ wiederholt. Für alle $Q^2$-Werte wurden Daten bei mindestens drei verschiedenen Werten der Polarisation des virtuellen Photons genommen, so daß für alle Messungen eine Rosenbluthseparation durchgeführt werden konnte, um den transversalen und den longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen. Das Ergebnis für $Q^2 = 0.195$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ stimmt im Rahmen der Fehler mit dem alten Ergebnis überein, für $Q^2 = 0.117$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ ergibt sich eine deutliche Abweichung des longitudinalen Anteils. Das Ergebnis für $Q^2 = 0.058$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ liegt unter der aus den alten Messungen gewonnenen Vorhersage.

Der induzierte pseudoskalare Formfaktor des Nukleons $G_P(Q^2)$ kann ebenfalls in der Pionelektroproduktion bestimmt werden, wenn die Messung bei einer Schwerpunktsenergie nur wenige MeV über der Produktionsschwelle stattfindet. Eine solche Messung erfordert den Nachweis von Pionen mit kinetischen Energien unter 35 MeV, für den die in der A1-Kollaboration vorhandenen Spektrometer nicht geeignet sind. Im apparativen Teil der Arbeit wurde daher ein Szintillatorhodoskop für ein dediziertes Pionspektrometer mit kurzer Weglänge gebaut und getestet. Außerdem wurden für dieses sogenannte Short-Orbit-Spektrometer drei Kollimatoren entworfen und eingebaut.

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

> If you take the long view, the universe is just something small and round, like those water-filled balls which produce a miniature snowstorm when you shake them. Although, unless the ineffable plan is a lot more ineffable than it's given credit for, it does not have a giant plastic snowman at the bottom.
>
> Terry Pratchett, Neil Gaiman
> Good Omens

Im Jahr 1935 postulierte Yukawa die Existenz eines Austauschteilchens der starken Wechselwirkung in Analogie zum Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Um die kurze Reichweite der starken Wechselwirkung, die die Größenordnung von 1 fm hat, zu erklären, sagte er für dieses Austauschteilchen eine Masse von 150 MeV/$c^2$ voraus. Der erste experimentelle Nachweis eines Teilchens mit diesen Eigenschaften erfolgte 1947 durch Powell *et al.* Dieses sogenannte Pion existiert in drei Ladungszuständen $\pi^+$, $\pi^-$ und $\pi^0$ mit den Massen 139.57 MeV/$c^2$ für die geladenen und 134.98 MeV/$c^2$ für das neutrale Pion [1]. Wie man heute weiß, sind die Pionen nicht elementar, sondern gehören zu den aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebauten Mesonen. Mit ihrer Hilfe kann der langreichweitige Teil des Nukleon-Nukleon-Potentials gut beschrieben werden. Experimente zur Pionproduktion sind daher eine gute Möglichkeit zur Untersuchung der Kernkräfte und der ihnen zugrunde liegenden starken Wechselwirkung. In den 1960er und 1970er Jahren wurden dementsprechend zahlreiche Experimente auf diesem Gebiet durchgeführt. Die apparativen Beschränkungen dieser Zeit, insbesondere das niedrige Tastverhältnis der Beschleuniger, sowie die relativ niedrigen Wirkungsquerschnitte der gemessenen Reaktionen führten zu Messungen, die mit großer statistischer Unsicherheit behaftet waren, so daß Bemühungen auf diesem Gebiet allmählich eingestellt wurden.

Mit dem Aufkommen von Dauerstrich-Elektronenbeschleunigern und der Konstruktion hochauflösender Magnetspektrometer, wie sie in Mainz mit dem Mainzer Mikrotron MAMI und der Dreispektrometeranlage bestehen, erwachte das Interesse an Koinzidenzexperimenten zur Elektroproduktion von Pionen erneut.

Angetrieben wurden die neuen Meßprogramme durch Entwicklungen auf dem Gebiet der theoretischen Physik, insbesondere von Fortschritten in der chiralen Störungstheorie (Entwicklung der sogenannten Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory), die sich als effektive Feldtheorie des Standardmodells unterhalb der Skala chiraler Symmetriebrechung etabliert hat.

Bei idealer chiraler Symmetrie wechselwirken rechts- und linkshändige Teilchen nicht miteinander. Wäre sie erfüllt, müßte es zu jedem Hadron ein dazugehöriges Spiegelteilchen mit gleicher Masse und umgekehrter Parität geben. Das ist ein klarer Widerspruch zu dem beobachteten Teilchenspektrum. Es ergibt sich also, daß rechts- und linkshändige Zustände im Grundzustand miteinander mischen, was als implizite Brechung der chiralen Symmetrie verstanden wird. Daraus folgt, daß das Spektrum masseloser Zwei-Flavour-QCD drei masselose sogenannte Goldstone-Bosonen enthält, die als die drei Pionen identifiziert werden. Eine zusätzliche, explizite Brechung ergibt sich, wenn man den Grenzfall masseloser Quarks u und d und somit auch masseloser Pionen verläßt. Symmetriebrechungen dieser Art können durch Störungsrechnung behandelt werden. Damit erlaubt die chirale Störungstheorie die Berechnung verschiedener Eigenschaften von Hadronen, die experimentell überprüft werden können.

Zu diesen Eigenschaften zählen beispielsweise die verschiedenen Formfaktoren, die die einzelnen Hadronen beschreiben. Messungen der Elektroproduktion geladener Pionen ermöglichen die Bestimmung des axialen Formfaktors des Nukleons $G_A(Q^2)$ und aus dessen Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag $Q^2$ die Bestimmung der axialen Masse $M_A$.

Letztere ist besonders deswegen interessant, weil ihre Bestimmung auf zwei Wegen erfolgen kann. Abgesehen von der Methode der Elektropionproduktion liefert auch die (quasi-)elastische (Anti-)Neutrinostreuung einen Wert für $M_A$, der sich jedoch von dem Wert aus der Pionproduktion unterscheidet. Allerdings überlappen beide Werte im Rahmen ihrer Fehler. Der Unterschied kann in der chiralen Störungstheorie erklärt werden, wenn man annimmt, daß in der Auswertung der Elektroproduktionsdaten Korrekturen durch zusätzliche Pionschleifenterme schon bei niedrigen Energien berücksichtigt werden müssen, was bisher nicht geschehen ist. Eine neue, präzise Bestimmung von $G_A$ würde es also ermöglichen, festzustellen, ob die Diskrepanz tatsächlich vorhanden ist (oder nur ein Artefakt ungenauer Messungen war), und, wenn ja, ihre Größe mit den Vorhersagen der Theorie zu vergleichen.

Wird ein Experiment in der Nähe der Pionproduktionsschwelle (d.h. bei einer Schwerpunktenergie von wenigen MeV mehr als 1079 MeV) und bei kleinen Impulsüberträgen durchgeführt, kann man zusätzlich Erkenntnisse über den induzierten pseudoskalaren Formfaktor $G_P$ des Nukleons gewinnen, der im longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts enthalten ist, allerdings nicht als einziger Beitrag. Bei kleinen Impulsüberträgen trägt hauptsächlich der t-Kanal zu dem

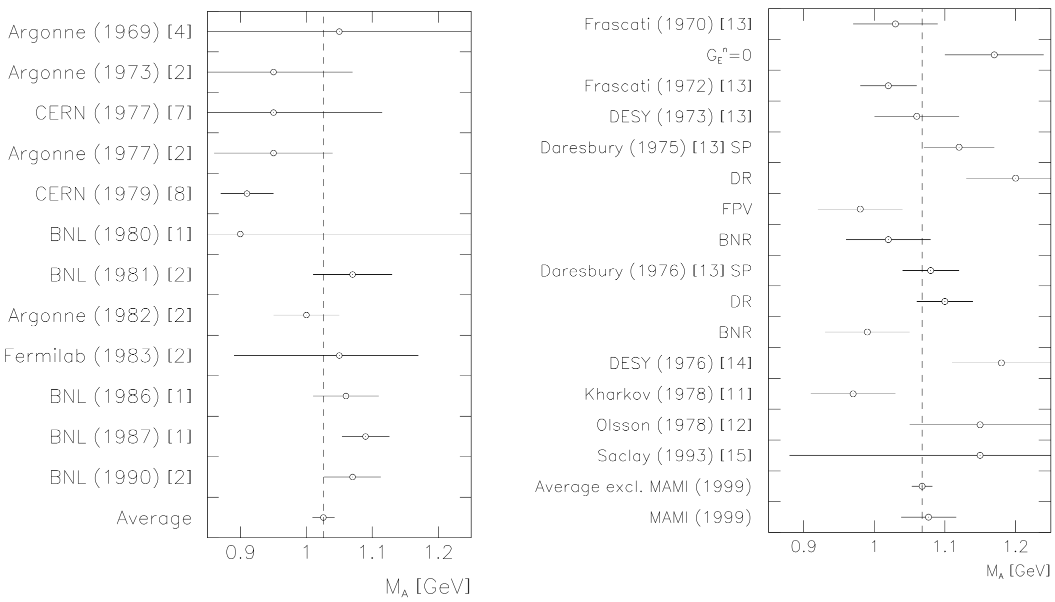



Abb. 1.1: Zusammenstellung der Weltdaten für die axiale Masse, links aus Neutrinostreuung, rechts aus Elektropionproduktion (aus [2]).

longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts bei, in dem das virtuelle Photon an das Pion koppelt und nicht an das Nukleon. Dieser Kanal ist mit $G_P$ verknüpft. Wegen dieses als Pion-Pol-Dominanz bekannten Effekts kann die führende Abhängigkeit getestet werden. Ein solches Experiment erfordert den Nachweis extrem langsamer Pionen mit kinetischen Energien unter 35 MeV. Daher wurde in Mainz ein dediziertes Pionspektrometer entwickelt, das sogenannte Short-Orbit-Spektrometer, das sich durch eine kurze Weglänge und einen auf den Nachweis niederenergetischer Teilchen optimierten Detektor auszeichnet. Feldmessungen des Magneten, Entwurf und Einbau von Kollimatoren sowie Aufbau und Test eines Szintillatorhodoskops für dieses Spektrometer war Teil dieser Doktorarbeit. Kapitel 2 beschäftigt sich daher auch mit theoretischen Aspekten der Extraktion von $G_P$ aus einem Elektropionproduktionsexperiment, Kapitel 3 beschreibt das Short-Orbit-Spektrometer und insbesondere das Szintillatorhodoskop.

Am Mainzer Institut für Kernphysik wurden bereits mehrere Experimente zur Produktion positiv geladener Pionen durchgeführt. Diese Experimente fanden bei einer Schwerpunktsenergie von 1125 MeV statt, also 46 MeV über der Pionproduktionsschwelle. Damit war die Energie zu hoch, um $G_P$ zu extrahieren. Es wurden jeweils drei Messungen bei Impulsüberträgen von $Q^2 = 0.117, 0.195$ und $0.273\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ durchgeführt. Die Analyse der Experimente beinhaltete die Separation der longitudinalen und transversalen Anteile der Wirkungsquerschnitte sowie für die Messung bei $Q^2 = 0.117\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ eine Separation des LT-Interferenzterms, außerdem die Bestimmung von $G_A$ aus der $Q^2$-Abhängigkeit des transversalen Anteils des Wirkungsquerschnitts. Mittels einer effektiven Lagrange-Dichte wurde aus $G_A$ die axiale Masse bestimmt. Diese Bestimmung hängt von der Größe des transversalen Wirkungsquerschnitts am Photonenpunkt, also bei $Q^2 = 0$, ab. Dieser Wert stammt aus der Extrapolation von (spärlichen) Daten der Niederenergie-Photoproduktion und ist recht ungenau (siehe [3] für eine genauere Beschreibung).

Daher wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit eine weiteres Experiment, nun bei einem Wert von $Q^2 = 0.058\ \mathrm{GeV}^2/c^2$, durchgeführt, um so den Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Impulsüberträgen besser festzulegen und die Bestimmung von $M_A$ zu präzisieren. Dieses Experiment wird in Kapitel 4 beschrieben, die Analyse der gewonnenen Daten in Kapitel 5. Die Ergebnisse der Messungen sowie die aufgetretenen Fehler und Probleme werden in Kapitel 6 diskutiert, wo auch ein Ausblick auf die Zukunft der Pionproduktionsexperimente an der Drei-Spektrometer-Anlage in Mainz gegeben wird.

# Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

- „What're quantum mechanics?"
- „I don't know. People who repair quantums, I suppose."

Terry Pratchett
Eric

## 2.1 Kinematik

In der theoretischen Beschreibung der Pionproduktion geht man von der sogenannten Plain Wave Born Approximation (PWBA) aus, die besagt, daß das Elektron als ebene Welle dargestellt werden kann und daß nur ein Photon ausgetauscht wird. Dies Näherung ist gerechtfertigt, da es sich bei der Kopplungskonstanten der elektromagnetischen Wechselwirkung um die Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) \approx 1/137$ handelt, die sehr viel kleiner als eins ist. Eine weitere Konsequenz daraus ist, daß die Annahme des Austauschs von nur einem virtuellen Photon zwischen Elektron und Targetnukleon eine Genauigkeit von etwa einem Prozent hat. Abbildung 2.1 zeigt die Pionproduktion, wie sie unter Annahme der Ein-Photon-Austausch-Näherung aussieht, sowie die Definition der kinematischen Variablen, wie sie weiter unten erklärt werden.

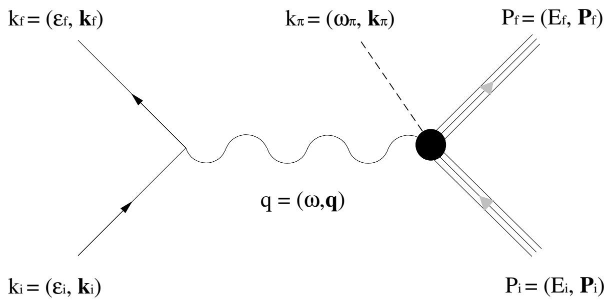



Abb. 2.1: Kinematische Variablen der Elektropionproduktion

Als Folge dieser Näherung kann die Betrachtung der Reaktion in die Betrachtung der beiden Vertices aufgeteilt werden, wobei der Elektronenvertex nur die wohlbekannte elektromagnetische Wechselwirkung und der Hadronenvertex den unbekannten und daher physikalisch interessanten Anteil der Reaktion trägt.

In einem Experiment, das die Reaktion p(e, e$'\pi^+$)n nachweist, hat das einlaufende Elektron einen wohldefinierten Viererimpuls $k_i = (\epsilon_i, \boldsymbol{k}_i)$. Der Viererimpuls des gestreuten Elektrons $k_f = (\epsilon_f, \boldsymbol{k}_f)$ wird gemessen, ebenso der Viererimpuls des produzierten Pions $k_\pi = (\omega_\pi, \boldsymbol{k}_\pi)$. Der Viererimpuls des Targetprotons $P_i = (E_i, \boldsymbol{P}_i)$ ist bekannt, da sich das Target in Ruhe befindet: $E_i = m_p c^2$, $\boldsymbol{p_i} = 0$. Der Viererimpuls des auslaufenden Neutrons $P_f = (E_f, \boldsymbol{P}_f)$ wird nicht gemessen, ergibt sich aber aus Energie- und Impulserhaltung.

Der Viererimpulsübertrag wird bestimmt durch die Viererimpulse von ein- und auslaufendem Elektron: $q = (\omega, \boldsymbol{q}) = k_i - k_f$. Da in der Elektronenstreuung $q^2 < 0$ gilt, definiert man den positiven Skalar $Q^2 = -q^2$. Die Mandelstam-Variablen der Reaktion $\gamma^* p \rightarrow \pi^+ n$ sind:

$$s = W^2 = (P_i + q)^2, \; t = (q - k_\pi)^2, \; u = (P_i - k_\pi)^2 \tag{2.1}$$

Dabei ist $W$ die Schwerpunktsenergie des Pion-Nukleon-Systems mit den Massen $m_\pi$ und $M$.

Abbildung 2.2 zeigt das verwendete räumliche Koordinatensystem. Die Streuebene wird durch das ein- und auslaufende Elektron aufgespannt, die Reaktionsebene durch das Pion und den Impulsübertrag, die zwischen sich den Winkel $\Theta_\pi$ einschließen. Die Reaktionsebene ist um den Winkel $\Phi_\pi$ gegen die Streuebene gedreht. Da das ausgetauschte Photon virtuell ist, kann es sowohl longitudinal als

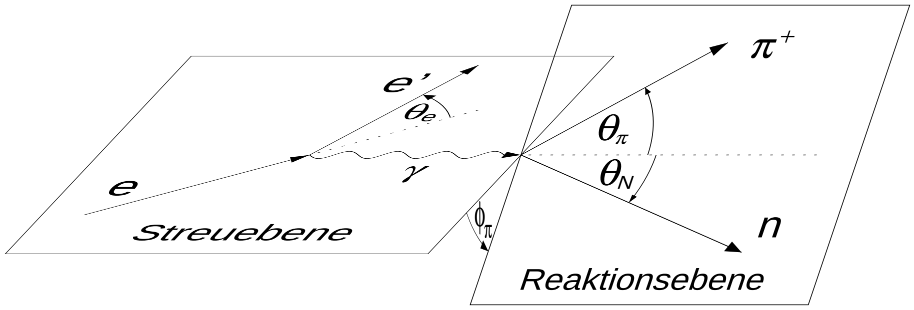



Abb. 2.2: Definition der räumlichen kinematischen Variablen

auch transversal polarisiert sein. Der Grad transversaler Polarisation wird durch den Polarisationsparameter $\epsilon$ beschrieben, der sich im wesentlichen durch den Streuwinkel $\Theta_e$ einstellen läßt:

$$\epsilon = (1 + \frac{2\boldsymbol{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\Theta_e}{2})^{-1} \tag{2.2}$$

$\epsilon$ variiert zwischen 1 bei Vorwärts- und 0 bei Rückwärtsstreuung. Alternativ kann auch der Grad an longitudinaler Polarisation angegeben werden, der wie folgt definiert werden kann:

$$\epsilon_{\mathrm{L}} = \frac{Q^2}{\omega^2}\epsilon \tag{2.3}$$

## 2.2 Der Wirkungsquerschnitt

Für eine exklusive Messung kann laut [4] der differentielle Wirkungsquerschnitt in der Ein-Photon-Austausch-Näherung unter Verwendung der in Abbildung 2.1 definierten Größen folgendermaßen geschrieben werden, wobei der Phasenraum im Laborsystem berechnet wird:

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{\epsilon_i}{|\boldsymbol{k}_i|}\frac{m_e}{\epsilon_i}\frac{m_i}{E_i}\frac{m_e}{\epsilon_f}\frac{d^3k_f}{(2\pi)^3}\frac{1}{2\omega_\pi}\frac{d^3k_\pi}{(2\pi)^3}\frac{m_f}{E_f}\frac{d^3P_f}{(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^{(4)}(P_i+q-k_\pi-P_f) \\ &\quad \times |\langle P_f,k_\pi|J^\mu|P_i\rangle q^{-2}\langle k_f|j_\mu|k_i\rangle|^2 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Dabei geht man von einem rein elektromagnetischen Prozeß aus, der durch die Ströme des Elektrons $j_\mu$ und des hadronischen Systems $J_\mu$ beschrieben wird.

Das Quadrat der Übergangsmatrixelemente der Ströme aus 2.4 läßt sich als Produkt zweier Lorentztensoren der zweiten Stufe, nämlich des leptonischen Tensors $\eta_{\mu\nu}$ und des hadronischen Tensors $W_{\mu\nu}$, schreiben:

$$|\langle P_f,k_\pi|J^\mu|P_i\rangle q^{-2}\langle k_f|j_\mu|k_i\rangle|^2 = W_{\mu\nu}\eta^{\mu\nu}. \tag{2.5}$$

### 2.2.1 Elektronenvertex und Hadronenvertex

Wie bereits angedeutet, kann der leptonische Tensor, der den Elektronenvertex beschreibt, berechnet werden:

$$\begin{aligned} \eta_{\mu\nu} &= \sum_{s_f}(\bar{u}(k_f,s_f)e\gamma_\mu u(k_i,s_i))(\bar{u}(k_f,s_f)e\gamma_\nu u(k_i,s_i))^\star \\ &= \frac{e^2}{2m_e^2}(2K_\mu K_\nu + \tfrac{1}{2}q^2 g_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}q_\mu q_\nu + \mathrm{i}h\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha K^\beta) \end{aligned} \tag{2.6}$$

Dabei ist $m_e$ die Masse des Elektrones, $K = \frac{1}{2}(k_i + k_f)$, $h = \boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{i}} = \pm 1$ die Helizität des einlaufenden Elektrons, $g_{\mu\nu}$ der metrische Tensor und $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ der total antisymmetrische Tensor ($\epsilon_{0123} = 1$).

Der hadronische Tensor ist definiert als

$$W_{\mu\nu} = \left(\frac{m}{4\pi W}\right)^2 \langle\pi N'|J_\mu|N\rangle\langle\pi N'|J_\nu|N\rangle^\star. \tag{2.7}$$

$|\chi_{i,f}\rangle$ sind dabei die Paulispinoren des Nukleons im Anfangs- bzw Endzustand. $J^\mu = (\rho, \boldsymbol{J})$ ist der Stromoperator für den Übergangsstrom zwischen dem hadronischen Anfangs- und Endzustand. Er läßt sich nach [5] mit Hilfe der CGLN-Amplituden $F_1, \ldots, F_8$ und den Abkürzungen $\tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \boldsymbol{\sigma} - (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\boldsymbol{q}})\hat{\boldsymbol{q}}$ und $\tilde{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}} = \boldsymbol{k}_{\boldsymbol{\pi}} - (\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{\pi}} \cdot \hat{\boldsymbol{q}})\hat{\boldsymbol{q}}$ schreiben als:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J} &= \frac{4\pi W}{M}\Big(i\tilde{\boldsymbol{\sigma}}F_1 + (\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}})(\boldsymbol{\sigma}\times\hat{\boldsymbol{q}})F_2 + i\tilde{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})F_3 \\ &\quad + i\tilde{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}})F_4 + i\hat{\boldsymbol{q}}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})F_5 + i\hat{\boldsymbol{q}}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}})F_6\Big) \qquad (2.8)\\ \rho &= \frac{4\pi W}{M}\Big(\mathrm{i}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{\pi}})F_7 + \mathrm{i}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{q}})F_8\Big) = \frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{J}}{\omega}\end{aligned}$$

Die hier verwendeten CGLN-Amplituden sind beispielsweise in [6] im Detail angegeben. Die Strukturfunktionen $F_1, F_2, F_3$ und $F_4$ beschreiben den transversalen Strom, während die longitudinale Komponente durch $F_5$ und $F_6$ beschrieben wird. Da aufgrund der Eichinvarianz die Ladung durch den longitudinalen Strom ersetzt werden kann und umgekehrt [7], kann der Koinzidenzwirkungsquerschnitt durch die sechs Strukturfunktionen, die den Übergangsstrom beschreiben, ausgedrückt werden, denn es gilt [6]:

$$|\boldsymbol{q}|F_5 = \omega F_8,\ |\boldsymbol{q}|F_6 = \omega F_7.$$

### 2.2.2 Antwortfunktionen

Zur weiteren Berechnung muß der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.4 noch über die unbeobachteten Spinfreiheitsgrade im Anfangszustand gemittelt und im Endzustand summiert werden. In [8] wird explizit durchgerechnet, wie sich dadurch der dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_f \mathrm{d}\epsilon_f \mathrm{d}\Omega_\pi} = \Gamma \frac{\mathrm{d}\sigma_v}{\mathrm{d}\Omega_\pi} \qquad (2.9)$$

Dabei ist

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{\epsilon_f}{\epsilon_i}\frac{k_\gamma}{Q^2}\frac{1}{1-\epsilon} \qquad (2.10)$$

der Fluß der virtuellen Photonen, wobei die sogenannte „Photonäquivalentenergie“ $k_\gamma = (W^2 - m_i^2)/2m_i$ als die Laborenergie, die ein reelles Photon braucht, um ein hadronisches System bis zur Schwerpunktsenergie $W$ anzuregen, eingeführt wurde. Der Virtuelle-Photonen-Fluß wird ausschließlich durch Größen im Laborsystem festgelegt.

Der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen, $\mathrm{d}\sigma_v/\mathrm{d}\Omega_\pi$, läßt sich im Schwerpunktsystem durch Einsetzen des Stroms aus Gleichung 2.8 in den hadronischen

Tensor aus Gleichung 2.7 folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma_v}{\mathrm{d}\Omega_\pi} &= \frac{|\boldsymbol{k_\pi}|}{k_\gamma^{\mathrm{CM}}}\Big(\frac{W_{xx}+W_{yy}}{2} + \epsilon_{\mathrm{L}} W_{zz} - \sqrt{\epsilon_{\mathrm{L}}(1+\epsilon)}\ \mathrm{Re}W_{xz} + \epsilon\frac{W_{xx}-W_{yy}}{2} \\ &\quad + h\sqrt{2\epsilon_{\mathrm{L}}(1-\epsilon)}\ \mathrm{Im}W_{yz} + h\sqrt{1-\epsilon^2}\ \mathrm{Im}W_{xy}\Big), \end{aligned} \tag{2.11}$$

wobei $k_\gamma^{\mathrm{CM}} = (m_i/W)k_\gamma$ die Photonäquivalentenergie im hadronischen CM-System ist.

Wählt man die z-Achse des Koordinatensystems in Richtung des Impulsübertrags, legt ein Vergleich der in den einzelnen Termen auftretenden Komponenten des hadronischen Tensors mit den transversalen und longitudinalen Komponenten des Nukleonenstroms nahe, unter Abspaltung der Abhängigkeit vom Winkel zwischen Streu- und Reaktionsebene $\Phi_\pi$ die folgenden sogenannten Antwortfunktionen zu definieren:

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{T}} &= \tfrac{1}{2}(W_{xx}+W_{yy}) & R_{\mathrm{L}} &= W_{zz} \\ \cos\Phi_\pi R_{\mathrm{TL}} &= -\mathrm{Re}W_{xz} & \sin\Phi_\pi R_{\mathrm{TL'}} &= \mathrm{Im}W_{yz} \\ \cos 2\Phi_\pi R_{\mathrm{TT}} &= \tfrac{1}{2}(W_{xx}-W_{yy}) & R_{\mathrm{TT'}} &= \mathrm{Im}W_{xy} \end{aligned} \tag{2.12}$$

Die Antwortfunktionen hängen ebenso wie die CGLN-Amplituden von drei unabhängigen Variablen ab, beispielsweise $(Q^2, \omega_\pi, \Theta_\pi)$.

Damit erhält man folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma_v}{\mathrm{d}\Omega_\pi} &= \frac{|\boldsymbol{k_\pi}|}{k_\gamma^{\mathrm{CM}}}\Big(R_{\mathrm{T}} + \epsilon_{\mathrm{L}} R_{\mathrm{L}} + \sqrt{2\epsilon_{\mathrm{L}}(1+\epsilon)}R_{\mathrm{TL}}\cos\Phi_\pi + \epsilon R_{\mathrm{TT}}\cos 2\Phi_\pi \\ &\quad + h\sqrt{2\epsilon_{\mathrm{L}}\,(1-\epsilon)}R_{\mathrm{TL'}}\sin\Phi_\pi + h\sqrt{1-\epsilon^2}R_{\mathrm{TT'}}\Big) \end{aligned} \tag{2.13}$$

Der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen läßt sich somit in mehrere Anteile zerlegen. Diese Anteile kann man als Wirkungsquerschnitte für Reaktionen, die durch eine bestimmte Polarisation des Stroms der virtuellen Photonen verursacht werden, interpretieren:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma_v}{\mathrm{d}\Omega_\pi} &= \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{T}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} + \epsilon_{\mathrm{L}}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{L}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} + \sqrt{2\epsilon_{\mathrm{L}}\,(1+\epsilon)}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{TL}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi}\cos\Phi_\pi + \epsilon\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{TT}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi}\cos 2\Phi_\pi + \\ &\quad + h\sqrt{2\epsilon_{\mathrm{L}}\,(1-\epsilon)}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{TL'}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi}\sin\Phi_\pi + h\sqrt{1-\epsilon^2}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{TT'}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} \end{aligned} \tag{2.14}$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von 2.14 werden als transversale (T) und longitudinale (L) Strukturfunktion bezeichnet. Sie hängen nicht vom Azimutwinkel ab und können in eine Multipolserie in $\cos\Theta_\pi$ entwickelt werden. Der dritte und fünfte Term beschreiben transversal-longitudinale Interferenzen (TL und TL'). Wegen ihrer Abhängigkeit von $\cos\Phi_\pi$ und $\sin\Phi_\pi$ müssen sie einen expliziten Faktor $\sin\Theta_\pi$ enthalten, d.h. sie verschwinden entlang der Achse des Impulsübertrags. Dasselbe gilt für den vierten Term, eine transversal-transversale Interferenz (TT) proportional zu $\sin^2\Theta_\pi$.

Der fünfte Term (TL') tritt nur bei Polarisation des einlaufenden Elektrons, der letzte Term (TT') zusätzlich nur bei gleichzeitiger Polarisation des Targets oder beobachteter Rückstoßpolarisation auf. Diese Beiträge werden im folgenden nicht mehr behandelt, weil in dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment keine Polarisation verwendet wurde.

Für eine Messung, in der der Nachweis des Pions entlang der Achse des Impulsübertrags erfolgt (sogenannte „parallele Kinematik“), vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt noch weiter, da die Interferenzterme wegen ihrer oben erwähnten Abhängigkeit von $\sin\Theta_\pi$ wegfallen:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\sigma_v}{\mathrm{d}\Omega_\pi} &= \frac{|\boldsymbol{k_\pi}|}{k_\gamma^{\mathrm{CM}}}(R_\mathrm{T} + \epsilon_\mathrm{L} R_\mathrm{L}) \\ &= \frac{\mathrm{d}\sigma_\mathrm{T}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} + \epsilon_\mathrm{L}\frac{\mathrm{d}\sigma_\mathrm{L}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} \end{aligned} \tag{2.15}$$

Der transversale und der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitts können also durch eine Messung separiert werden, wenn in paralleler Kinematik $\epsilon$ bzw. $\epsilon_\mathrm{L}$ variiert wird, wobei Schwerpunktsenergie $W$ und Impulsübertrag $Q^2$ festgehalten werden. Dieses Verfahren wird Rosenbluthseparation genannt.

### 2.2.3 Partialwellenzerlegung

Die in Kapitel 2.2.1 zur Berechnung des Stromoperators eingeführten CGLN-Amplituden können in Partialwellen zerlegt werden. Wird diese Zerlegung auf den Nukleonenstrom übertragen, der in den hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ aus Gleichung 2.7 eingeht, folgt daraus eine Multipolzerlegung der Antwortfunktionen aus Gleichung 2.12 und damit die Zerlegung der Komponenten des Wirkungsquerschnitts aus Gleichung 2.14 in Partialwellen.

Das Fermi-Watson-Theorem besagt, daß die Komplexität der Strukturfunktionen $F_1,\ldots,F_8$ unterhalb der Zwei-Pion-Schwelle ausschließlich von der Pion-Nukleon-Streuung herrührt, da die elektromagnetische Wechselwirkung bis zur ersten Ordnung der Kopplungskonstante behandelt wird [7]. Daher können die Partialwellenkomponenten der Strukturfunktionen in eine reelle Funktion der kinematischen Variablen und eine komplexe Funktion, die eine Phasenverschiebung für elastische $\pi$N-Streuung in diesem Kanal beschreibt, zerlegt werden. Das Pion-Nukleon-System wird durch $X_{2I+1,2J+1}$ beschrieben, wobei $X = \mathrm{S},\mathrm{P},\mathrm{D},\ldots$ den Bahndrehimpuls $l = 0,1,2,\ldots$ angibt. Der Gesamtisospin $I$ des Systems kann $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ sein, der Gesamtspin ist $J = |l \pm \frac{1}{2}|$.

Die Zerlegung nach Drehimpulsen muß sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand stattfinden. Im Anfangszustand trägt das Photon den Spin 1 und hat den Bahndrehimpuls $\tilde{l}$ relativ zum Targetnukleon. Seine Wellenfunktion läßt sich durch die Vektorkugelfunktionen

$$\boldsymbol{Y}_{\tilde{l}LM} = \sum_{\nu} C(1\lambda, \tilde{l}_\nu | LM) \hat{\boldsymbol{e}}_\lambda Y_{\tilde{l}\nu}(\hat{\boldsymbol{r}}) \tag{2.16}$$

beschreiben [7]. Die transversalen Polarisationen $\lambda = \pm 1$ führen zu den elektrischen und magnetischen Multipolübergängen EL und ML, die longitudinale Polarisation $\lambda = 0$ führt zu den Coulombübergängen CL.

Der Endzustand wird durch den Bahndrehimpuls $l$ des Pions relativ zum Rückstoßnukleon beschrieben, wobei wegen der intrinsischen negativen Parität des Pions die Parität $(-1)^{l+1}$ beträgt. Der Gesamtspin $J$ des Endzustands muß gleich dem Gesamtspin des Anfangszustands sein,

$$J = |l \pm \tfrac{1}{2}| = |L \pm \tfrac{1}{2}| \tag{2.17}$$

Wegen der Paritätserhaltung folgt daher:

$$\begin{array}{rlcl} \text{CL,EL:} & (-1)^L & = & (-1)^{l+1} \rightarrow |L - l| = 1 \\ \text{ML:} & (-1)^{L+1} & = & (-1)^{l+1} \rightarrow L = l \end{array}$$

In Tabelle 2.1 sind beispielhaft die niedrigsten elektromagnetischen Anregungen und die dazugehörigen Pionproduktionsmultipole angegeben. Hier bezeichnen die ersten beiden Spalten den elektromagnetischen Multipol, die dritte und vierte Spalte Spin und Drehimpuls des $\pi$N-Systems und die letzte Spalte den Pionproduktionsmultipol, wobei hier der erste Index den Bahndrehimpuls angibt und der zweite die Orientierung von Pionbahndrehimpuls und Spin des Nukleons; dabei bedeutet „+“ parallele Stellung.

Laut [8] können die CGLN-Amplituden wie folgt in eine Multipolserie in Ableitungen der Legendre-Polynome $P_l$ zerlegt werden:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l\geq 0} \left\{ (lM_{l+} + E_{l+}) P'_{l+1} + \Big[ (l+1) M_{l-} + E_{l-} \Big] P'_{l-1} \right\} \\ F_2 &= \sum_{l\geq 1} \Big[ (l+1) M_{l+} + l M_{l-} \Big] P'_l \\ F_3 &= \sum_{l\geq 1} \left[ (E_{l+} - M_{l+}) P''_{l+1} + (E_{l-} + M_{l-}) P''_{l-1} \right] \\ F_4 &= \sum_{l\geq 2} (M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}) P''_l \\ F_5 &= \sum_{l\geq 0} \left[ (l+1) L_{l+} P'_{l+1} - l L_{l-} P'_{l-1} \right] \\ F_6 &= \sum_{l\geq 1} \Big[ l L_{l-} - (l+1) L_{+} \Big] P'_l \end{aligned} \tag{2.18}$$

| γN-System | | πN-System | | |
|---|---|---|---|---|
| L | Multipol | J | l | Multipol |
| 0 | C0 | 1/2 | 1 | $L_{1-}$ |
| 1 | E1/C1 | 1/2 | 0 | $E_{0+}/L_{0+}$ |
| | | 3/2 | 2 | $E_{2-}/L_{2-}$ |
| | M1 | 1/2 | 1 | $M_{1-}$ |
| | | 3/2 | 1 | $M_{1+}$ |
| 2 | E2/C2 | 3/2 | 1 | $E_{1+}/L_{1+}$ |
| | | 5/2 | 3 | $E_{3-}/L_{3-}$ |
| | M2 | 3/2 | 2 | $M_{2-}$ |
| | | 5/2 | 2 | $M_{2+}$ |

Tab. 2.1: Pionelektroproduktionsamplituden (Notation siehe Text)

Die Legendre-Polynome sind Funktionen des Polarwinkels des Pions im hadronischen Schwerpunktsystem, $\Theta = \Theta_\pi^{\mathrm{CM}}$. Die Multipole selbst sind abhängig von der Schwerpunktsenergie W und dem Impulsübertrag $Q^2$.

Für eine vollständige Zerlegung der Antwortfunktionen bis zur Ordnung $l = 1$ erhält man:

$$
\begin{aligned}
R_{\mathrm{T}} &= |E_{0+}|^2 + 0.5|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + 0.5|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad +2\cos\Theta \ \mathrm{Re}\left\{E_{0+}^{\star}(3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})\right\} \\
&\quad + \cos^2\Theta\Big(|3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - 0.5|2M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad -0.5|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2\Big) \\
R_{\mathrm{L}} &= |L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 - 4\ \mathrm{Re}\left\{L_{1+}^{\star}L_{1-}\right\} \\
&\quad +2\cos\Theta\ \mathrm{Re}\left\{L_{0+}^{\star}(4L_{1+} + L_{1-})\right\} + 12\cos^2\Theta\left(|L_{1+}|^2 + \mathrm{Re}\left\{L_{1+}^{\star}L_{1-}^{\star}\right\}\right) \\
R_{\mathrm{TL}} &= -\sin\Theta\ \mathrm{Re}\ \Big(L_{0+}^{\star}(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2L_{1+}^{\star} - L_{1-}^{\star})E_{0+} \\
&\quad +6\cos\Theta\left(L_{1+^{\star}}(E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + L_{1-}^{\star}E_{1+}\right)\Big) \\
R_{\mathrm{TT}} &= 3\sin^2\Theta\left(\tfrac{3}{2}|E_{1+}|^2 - 0.5|M_{1+}|^2 - \mathrm{Re}\left\{E_{1+}^{\star}(M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^{\star}M_{1-}\right\}\right)
\end{aligned}
\tag{2.19}
$$

Die hier nicht angegebene Zerlegung der Antwortfunktionen in CGLN-Amplituden findet sich beispielsweise in [7] in Anhang B. In Anhang C dieser Quelle sind weitere Details zur Zerlegung der Antwortfunktionen in Multipole angegeben.

In der Nähe der Schwelle tragen nur die s-Wellen-Multipole zum Wirkungsquerschnitt bei. Insbesondere gilt hier:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{T}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} = \frac{|\boldsymbol{k_\pi}|}{k_\gamma^{\mathrm{CM}}}|E_{0+}|^2 \quad \text{und} \quad \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{L}}}{\mathrm{d}\Omega_\pi} = \frac{|\boldsymbol{k_\pi}|}{k_\gamma^{\mathrm{CM}}}|L_{0+}|^2 \tag{2.20}$$

## 2.3 Formfaktoren

Formfaktoren werden aus den Matrixelementen der Ströme zwischen zwei freien Zuständen $|N(p)\rangle$ und $|N(p')\rangle$ berechnet. Beispielsweise sind durch den elektromagnetischen Strom zwischen zwei Nukleonen ihre elektrischen und magnetischen Formfaktoren ($G_E^p$ und $G_M^p$ für das Proton, $G_E^n$ und $G_M^n$ für das Neutron) definiert. Der elektromagnetische Strom zwischen zwei Pion-Zuständen definiert den Pionformfaktor $F_\pi$.

Der axiale $G_A(t)$ und der induzierte pseudoskalare $G_P(t)$ Formfaktor sind durch den Axialstrom $J_{5\mu}^\alpha$ gegeben [7]:

$$\left\langle N(p')|J_{5\mu}^\alpha|N(p)\right\rangle = \bar{u}_{p'}\left[\gamma_\mu G_A(t) + \frac{(p'-p)_\mu}{2m}G_P(t)\right]\gamma_5\frac{\tau^a}{2}u_p, \tag{2.21}$$

wobei $t = (p'-p)^2$ ist. Ein dritter sogenannter pseudotensorieller Formfaktor $G_T$ existiert nur bei Verletzung der G-Parität. Da es keine Evidenzen für einen solchen Beitrag gibt, wird dieser Formfaktor im folgenden vernachlässigt.

Die Erhaltung der chiralen Symmetrie für masselose Quarks hängt mit einer verschwindenden Viererdivergenz des axialen Stroms zusammen, $\partial^\mu J_{5\mu}^\alpha = 0$. Mit der Einführung massebehafteter Quarks, $m_u \simeq 5$ MeV und $m_d \simeq 9$ MeV [1], ist der Axialstrom nicht mehr erhalten und das als Goldstone-Boson identifizierte Pion ist nicht mehr masselos. Für die Viererdivergenz des Axialstroms erhält man die sogenannte PCAC-Gleichung (von **P**artially **C**onserved **A**xial **C**urrent):

$$\partial^\mu J_{5\mu}^\alpha = -f_\pi m_\pi^2 \Phi^{\pi\alpha} \tag{2.22}$$

Eine vollständige Erhaltung des Axialstroms ergibt sich also, wenn einer der Faktoren auf der rechten Seite von Gleichung 2.22 gegen Null geht. Das wäre der Fall für stabile Pionen (Pionzerfallskonstante $f_\pi$, experimenteller Wert $f_{\pi^+} = 130.7 \pm 0.1 \pm 0.36$ MeV [1]; in der hier verwendeten Schreibweise enthält $f_\pi$ den Faktor $1/\sqrt{2}$, so daß in Gleichung 2.22 ein Zahlenwert von 92.4 MeV verwendet wird), für masselose Pionen, d.h. Pionen als Goldstone-Bosonen (Masse physikalischer Pionen $m_\pi = 139.57$ MeV/$c^2$ für geladene Pionen [1]), oder wenn es kein Pionfeld $\Phi^\pi$ gäbe. Die Näherung masseloser Pionen wird als chiraler Grenzfall bezeichnet.

Die Formfaktoren sind vom Viererimpulsübertrag abhängig; die Kopplungskonstanten definieren sich aus ihren Werten bei bestimmten, für den betrachteten Prozeß charakteristischen Impulsüberträgen.

Die Berechnung von $G_A$ und $G_P$ im Rahmen der chiralen Störungstheorie liefert ([9], siehe auch [10] und [11]):

$$\begin{aligned} G_A(t) &= g_A \left(1 + \frac{1}{6}\langle r_A^2\rangle t + h.O.\right), \\ G_P(t) &= 4m^2 \left(\frac{f_\pi g_{\pi NN}}{m}\frac{1}{m_\pi^2 - t} - \frac{1}{6} g_A \langle r_A^2\rangle + h.O.\right) \end{aligned} \tag{2.23}$$

Dabei ist $g_A = G_A(0)$ die Axialvektorkopplungskonstante, deren Wert aus dem Neutron-Beta-Zerfall zu $g_A = 1.2673 \pm 0.0035$ [1] bestimmt wird, und $g_{\pi NN}$ die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante.

Um den axialen Formfaktor zu beschreiben, wird für Impulsüberträge unter $1\ (\mathrm{GeV/c})^2$ gewöhnlich ein Dipolfit angesetzt:

$$G_A(t) = \frac{g_a}{(1 - t/M_A^2)^2}, \tag{2.24}$$

dabei ist die axiale Masse $M_A$ ein Parameter.

Die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante entspricht dem Wert des Pion-Nukleon-Formfaktors ausgewertet für $t = m_\pi^2$. Dieser Formfaktor wird über das Matrixelement der pseudoskalaren Dichte, ausgewertet zwischen einem Anfangs- und Endzustand eines Nukleons, definiert und kann wie folgt parametrisiert werden [9]:

$$G_{\pi NN}(t) = \frac{m}{f_\pi}\left(\mathring{g}_A + \frac{b_{17} m_\pi^2}{4\pi^2 f_\pi^2} - \frac{b_{19}}{8\pi^2 f_\pi^2} t\right) \tag{2.25}$$

$\mathring{g}_A$ bezeichnet die axiale Kopplungskonstante im chiralen Grenzfall (d.h. unter der Annahme masseloser Quarks),

$$g_A = \mathring{g}_A + \frac{b_{17} m_\pi^2}{4\pi^2 f_\pi^2}. \tag{2.26}$$

Die Größen $b_{17}$ und $b_{19}$ sind Niederenergiekonstanten der chiralen Störungstheorie, die als freie Parameter der Theorie den experimentellen Daten angepaßt werden.

Die axiale und die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante sowie die Pionzerfallskonstante können durch die Goldberger-Treiman-Gleichung $g_A m = f_\pi g_{\pi NN}$ miteinander in Verbindung gebracht werden. Diese ist jedoch nicht exakt erfüllt, bzw. sie gilt nur im chiralen Grenzfall, deshalb gibt man gewöhnlich die Goldberger-Treiman-Diskrepanz an, also den Wert, um den die Gleichung verletzt ist [9]:

$$\Delta_{\pi NN} = 1 - \frac{g_A m}{g_{\pi NN} f_\pi} = -b_{19}\frac{m m_\pi^2}{8\pi^2 g_{\pi NN} f_\pi^3} \tag{2.27}$$

Durch Einsetzen von 2.27 und 2.26 in 2.25 und Vergleich mit 2.23 erhält man einen Zusammenhang zwischen allen drei Formfaktoren:

$$2mG_A(t) + \frac{t}{2m}G_P(t) = 2\frac{m_\pi^2 f_\pi}{m_\pi^2 - t}G_{\pi NN}(t) \tag{2.28}$$

Im chiralen Grenzfall ergibt sich daraus ein exakter Zusammenhang zwischen $G_A$ und $G_P$:

$$2m\mathring{G}_A(t) + \frac{t}{2m}\mathring{G}_P(t) = 0, \tag{2.29}$$

wobei der Kringel $^\circ$ den chiralen Grenzfall kennzeichnet.

Mit Hilfe der Hypothese des teilweise erhaltenen Axialstroms (PCAC) in Anwesenheit eines äußeren elektromagnetischen Feldes kann das Matrixelement aus Gleichung 2.21 im Rahmen der sogenannten Adler-Gilman-Relation mit der Amplitude für die Elektroproduktion geladener Pionen in der Nähe der Schwelle verknüpft werden. (Eine Beschreibung des Verfahrens findet sich in Kapitel 7 von [12].)

Die Konsequenzen der aus der chiralen Symmetrie folgenden Ward-Identitäten werden am besten im Rahmen einer effektiven Feldtheorie analysiert. Einwände bezüglich früherer Herleitungen, die in [13] erhoben wurden, konnten mittlerweile widerlegt werden [14], [15], [12].

In einem anschaulichen Bild finden sich die Formfaktoren und Kopplungskonstanten in den Feynman-Graphen der entsprechenden Prozesse: Jeder Vertex in einem Feynman-Graphen ist mit einem Formfaktor verknüpft. Zerlegt man eine Reaktion in die Einzelbestandteile, die zu ihr beitragen, kann man daraus erkennen, welche Formfaktoren in der Reaktion eine Rolle spielen.

Der Hadronenvertex der Reaktion p(e,e′$\pi^+$)n in PWBA (Plain Wave Born Approximation) beinhaltet die einlaufenden Linien eines virtuellen Photons und eines Protons sowie die auslaufenden Linien eines positiven Pions und eines Neutrons. In Abbildung 2.3 ist dieser Vertex in eine Summe von Einzelprozessen aufgespaltet. Die einzelnen Beiträge werden nach nicht-resonanten Borntermen und resonanten Termen unterschieden.

Dargestellt ist ebenfalls, welche Formfaktoren mit jedem der vier Bornterme verknüpft sind. Je nach Auswahl der Kinematik tragen die Einzelprozesse mit verschiedenem Gewicht zur Gesamtreaktion bei. Also kann durch eine geeignete Messung der Einfluß eines bestimmten Formfaktors auf den Wirkungsquerschnitt gegenüber dem der anderen so verstärkt werden, daß dieser Formfaktor aus den Daten bestimmt werden kann.

In der Nähe der Pionproduktionsschwelle dominieren der Kontaktterm (auch Kroll-Ruderman-Term oder Seagull-Term genannt) und der Pion-Pol-Term, der allerdings nur für geladene Pionen auftritt. Der Vertex des Kontaktterms ist mit

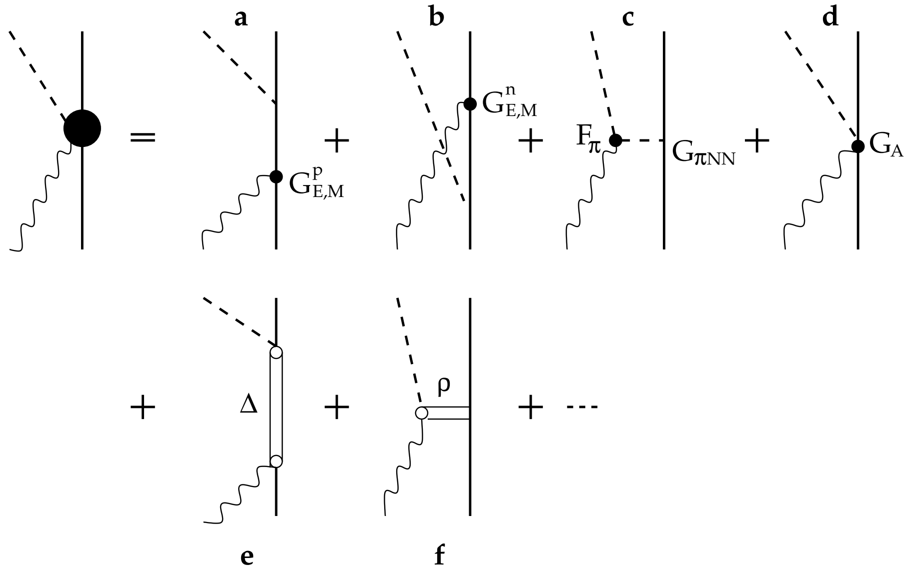



Abb. 2.3: Aufspaltung der Produktionsamplitude für geladene Pionen in nicht-resonante Bornterme (**a** bis **d**) und resonante Terme (ab **e**): **a** s-Kanal-, **b** u-Kanal-, **c** t-Kanal- bzw. Pion-Pol-Term, **d** Kontaktterm; **e** s-Kanal Δ-Austausch-Term, **f** Vektormeson-Austausch-Term. Die Reihe der resonanten Beiträge läßt sich fortsetzen. Die vollen Kreise in **a** - **d** stehen für die Verwendung der entsprechenden Formfaktoren, während die Kringel in **e** und **f** die Berücksichtigung höherer Resonanzen anzeigen. (nach [2])

dem axialen Formfaktor $G_A(t)$ verknüpft. Der Pion-Pol-Term enthält zwei Vertices, zum einen den Pionformfaktor $F_\pi$ für die Ankopplung des virtuellen Photons an das Pion, zum anderen den Pion-Nukleon-Formfaktor $G_{\pi NN}$ für die Kopplung des Pions an das Nukleon.

Da an der Schwelle nur S-Wellen zum Wirkungsquerschnitt beitragen, wird dort sein Transversalanteil durch das Betragsquadrat des $E_{0+}$-Multipols (aus dem Kontaktterm) und sein Longitudinalanteil durch das Betragsquadrat des $L_{0+}$-Multipols (aus dem Pion-Pol-Term) bestimmt, wie in Gleichung 2.20 dargestellt wurde. Der den Kontaktterm bestimmende axiale Formfaktor ist also durch eine Messung des $|E_{0+}|^2$-Multipols zugänglich. Die Bestimmung von $G_P(t)$ ist theoretisch aus dem $|L_{0+}|^2$-Multipol möglich, erfordert jedoch mehr Aufwand, da der Pion-Pol-Term nicht direkt mit $G_P(t)$, sondern mit dem Pionformfaktor $F_\pi$ und mit dem Pion-Nukleon-Formfaktor $G_{\pi NN}$ verknüpft ist.

Die Bestimmung von $G_A$ ist auch deswegen einfacher, weil für den transversalen Wirkungsquerschnitt Beiträge von Wellen höherer Ordnung erst in der Nähe der

$\Delta$-Resonanz auftreten, so daß auch bei einer Messung wie der hier durchgeführten bei einer Schwerpunktsenergie von 1125 MeV, die 46 MeV über der Produktionsschwelle liegt, keine modellabhängigen Korrekturen durchgeführt werden müssen, weil die Annahme einer reinen Messung der s-Welle gerechtfertigt ist. Der longitudinale Wirkungsquerschnitt wird an diesem Punkt bereits so stark von Beiträgen höherer Ordnung beeinflußt, daß die Pionpoldominanz zwar zu erkennen ist, aber die eigentlich interessanten Abweichungen von ihr nicht mehr aus den Daten herausgefiltert werden können. Die vorliegenden Daten können also nicht zwischen dem Pionformfaktor und einem durch Pionen hervorgerufenen pseudoskalaren Formfaktor unterscheiden.

Zur Bestimmung des pseudoskalaren Formfaktors ist daher eine Messung in größerer Nähe zur Produktionsschwelle nötig. Allerdings sinken die Impulse der erzeugten Pionen mit sinkender Schwerpunktsenergie, so daß ihr Nachweis mit der vorhanden Dreispektrometeranlage zunehmend schwierig und schließlich unmöglich wird, weil die Pionen auf dem Weg durch die Spektrometer zerfallen, bevor sie nachgewiesen werden können. Wie in [16] dargestellt wurde, wurde deshalb für eine solche Messung ein Spektrometer mit kürzerer Weglänge bereitgestellt. Aufbau und Test des Szintillationsdetektors dieses Spektrometers waren Teil dieser Arbeit und werden im Kapitel 3 besprochen.

Abschließend sei noch der Zusammenhang zwischen den Formfaktoren $G_A$ und $G_P$ und den s-Wellen $E_{0+}$ und $L_{0+}$ angegeben, wie er ursprünglich in [8] formuliert war:

$$\begin{aligned} E_{0+}(k^2) &= \sqrt{1-\frac{k^2}{4m_N^2}}\frac{1}{\sqrt{2}f_\pi}\left\{G_A(k^2)+\frac{k^2}{4m_N^2}G_A(0)G_M^V(k^2)+\delta(k^2)\right\} \\ L_{0+}(k^2) &= \sqrt{1-\frac{k^2}{4m_N^2}}[D(t)-2m_N G_A(0)]\frac{\omega F_\pi(k_\pi^2)}{\sqrt{2}m_\pi f_\pi(2m_N+m_\pi)} \\ &\quad +\frac{\omega}{m_\pi}E_{0+}(m_\pi^2) \end{aligned} \tag{2.30}$$

mit dem sogenannten Divergenzformfaktor

$$D(t)=\frac{2f_\pi g_{\pi N}m_\pi^2}{m_\pi^2-t}+2(m_N G_A(0)-f_\pi g_{\pi NN})\frac{\lambda^2}{\lambda^2-t}, \tag{2.31}$$

wobei $\lambda$ ein freier Parameter ist, der experimentell bestimmt werden muß, und $k_\pi^2 \equiv k^2 \mid_{t=m_\pi^2} = m_\pi^2(2+m_\pi/m_N)$ der Impulsübertrag eines zeitartigen virtuellen Photons am Pionpol. Es fällt auf, daß im $L_{0+}$-Multipol sowohl der pseudoskalare als auch der axiale Formfaktor auftreten. Während es also möglich ist, $G_A$ in einer Messung allein zu bestimmen, kann die Bestimmung von $G_P$ nur zusammen mit der Bestimmung von $G_A$ erfolgen.

# Kapitel 3

# Das Short-Orbit-Spektrometer

Nella botte piccola sta il vino buono
(In einem kleinen Faß ist guter Wein)

Italienisches Sprichwort

Das Short-Orbit-Spektrometer dient der Messung von Pionen mit Impulsen bis zu 150 MeV/$c$. Solche niederenergetischen Pionen treten z.B. bei einer Messung der Produktion geladener Pionen in der Nähe der Schwelle auf. Soll bei dieser Messung der pseudoskalare Formfaktor bestimmt werden, müssen der longitudinale und der transversale Anteil des Wirkungsquerschnitts in einer Rosenbluthseparation getrennt werden. Die Messung ist um so genauer, je größer der Variationsbereich von $\epsilon$ ist. Das bedeutet:

- Um bei kleinen Werten von $\epsilon$ zu messen, muß das zum Nachweis der Pionen verwendete Spektrometer kleine Vorwärtswinkel erreichen können.
- Je näher am Photonpunkt die Messung stattfindet, umso kleiner wird der Pionimpuls; daher muß das Spektrometer eine kurze Weglänge haben, um Zerfallsverluste und Vermischung des Pionsignals mit myonischem Untergrund klein zu halten, und es muß mit Detektoren mit geringer Massenbelegung ausgestattet sein.
- In der Nähe des Photonpunkts rücken für große Werte von $\epsilon$ der Pion- und der Elektronenarm nahe aneinander; also muß das Short-Orbit-Spektrometer einen möglichst kleinen Relativwinkel zum Elektronenspektrometer erreichen.

Diese Forderungen wurden bei dem Entwurf des Short-Orbit-Spektrometers berücksichtigt. Das Short-Orbit-Spektrometer besteht aus einem Dipolmagneten (3.2), einer Volumendriftkammer (3.4) und einem Szintillatorhodoskop (3.5). Der Dipolmagnet wurde erstmals noch vor der Inbetriebnahme von MAMI am Linac-Beschleuniger zusammen mit dem 180°-Spektrometer verwendet und nach Fertigstellung der Drei-Spektrometer-Anlage außer Betrieb genommen. Die für seine Wiederinbetriebnahme durchgeführten Arbeiten und die Anpassungen, die erforderlich waren, um die oben aufgezählten Punkte zu erfüllen, sind in [16] beschrieben. Das Short-Orbit-Spektrometer wird zusammen mit der Drei-Spektrometer-Anlage eingesetzt, ist aber kein permanenter Aufbau. Für die geplanten Messungen wird es auf der Lafette, die Spektrometer B trägt, zwischen dem Streuzentrum und dem letzteren Spektrometer montiert, weshalb Spektrometer B in dieser Zeit nicht eingesetzt werden kann. Nähere Details dazu finden sich in [16].

Im Zeitraum dieser Doktorarbeit wurden die Detektoren fertiggestellt und getestet. Nähere Einzelheiten dazu werden in Abschnitt 3.6 gezeigt.

## 3.1 Das geplante Experiment

Das erste für das Short-Orbit-Spektrometer geplante Experiment umfaßt insgesamt neun einzelne Meßpunkte, je drei für einen Wert von $Q^2$, bei einer Schwerpunktsenergie von W = 1084 MeV. Um die benötigte Meßzeit zu bestimmen, wurden Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

| $Q^2$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ | $\epsilon$ | E MeV | E′ MeV | $\theta_{e'}$ ° | $\theta_\pi$ ° | $p_\pi$ MeV/$c$ | Rate $\mathrm{h}^{-1}$ | Meßzeit h |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 0.820 | 855 | 614.7 | 31.6 | 44.2 | 99.9 | 1470 | 6 |
| 0.156 | 0.535 | 540 | 299.7 | 58.8 | 33.7 | 99.9 | 190 | 27 |
| | 0.255 | 420 | 179.7 | 91.9 | 22.9 | 99.9 | 48 | 104 |
| | 0.902 | 855 | 656.2 | 21.5 | 44.5 | 82.7 | 8900 | 2 |
| 0.078 | 0.614 | 450 | 251.2 | 49.0 | 33.6 | 82.7 | 550 | 10 |
| | 0.289 | 330 | 131.2 | 84.2 | 22.4 | 82.7 | 97 | 52 |
| | 0.904 | 660 | 484.0 | 19.1 | 38.0 | 70.5 | 6400 | 2 |
| 0.035 | 0.666 | 375 | 199.0 | 40.0 | 29.9 | 70.5 | 570 | 9 |
| | 0.404 | 285 | 109.0 | 64.1 | 22.5 | 70.5 | 120 | 42 |

Tab. 3.1: Kinematiken und erwartete Meßdauer für das geplante Experiment mit dem Short-Orbit-Spektrometer. Meßzeiten sind berechnet für mehr als 5000 Ereignisse pro Meßpunkt und bei Verwendung des 1.8-msr-Kollimators beim niedrigsten $Q^2$ und des 7-msr-Kollimators bei den beiden anderen $Q^2$-Werten.

Proposal A1/1-98 beschreibt das Experiment. Es ist bereits genehmigt und soll durchgeführt werden, sobald die Inbetriebnahme des Short-Orbit-Spektrometers (komplette Inbetriebnahme der Detektoren, Fertigstellung der Datenerfassungs- und Analyseprogramme, Raytrace-Messungen) abgeschlossen ist.

Die Auswahl der Kinematiken wurde so getroffen, daß der Winkel des Short-Orbit-Spektrometers möglichst selten geändert werden muß. In Abbildung 3.1 ist dies daran zu erkennen, daß mehrere Sechsecke (die die Lage der einzelnen Einstellungen repräsentieren) auf einer gepunkteten Linie (die gleiche Pionwinkel verbinden) liegen. Das ist notwendig, weil das Vakuumsystem des Short-Orbit-Spektrometers zur Streukammer durchgeflanscht werden soll, um eine möglichst geringe Massenbelegung zwischen Target und Detektor zu erreichen.

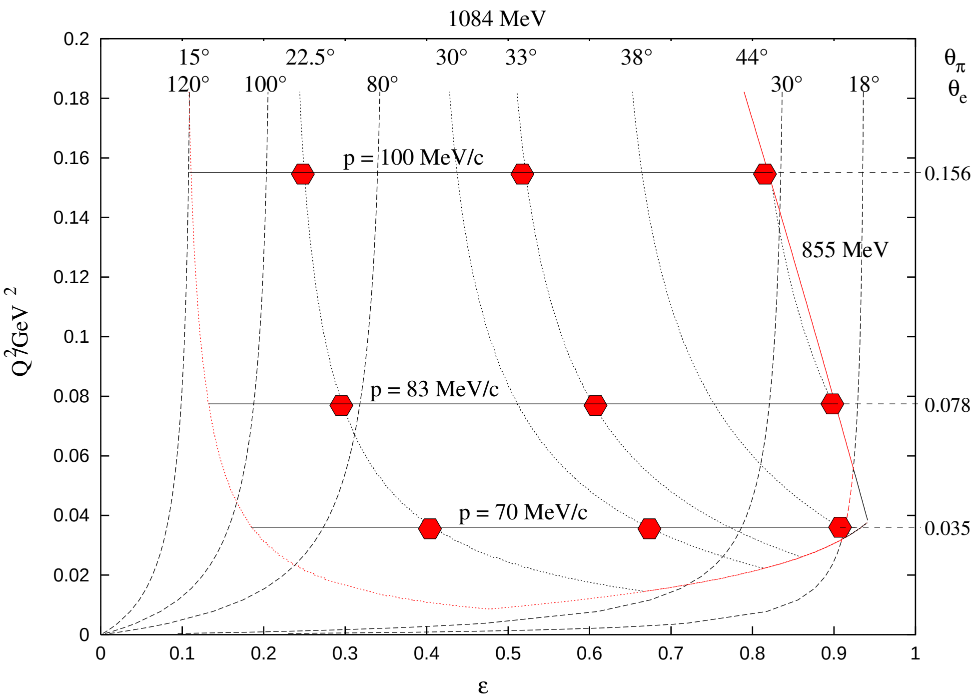



Abb. 3.1: Kinematische Begrenzungen für das geplante Experiment und Lage der geplanten Einstellungen:
Die drei $Q^2$-Werte, bei denen gemessen werden soll, sind auf der rechten Seite gezeigt. Die roten Sechsecke markieren die Messungen. Für einen festen Wert von $Q^2$ ist der Pionimpuls konstant, daher ist er auf der waagrechten Linie, die die zusammengehörenden Werte verbindet, notiert. Die Kurven stehen für einen bestimmten Elektronenwinkel (gestrichelt) oder Pionwinkel (gepunktet). Die rote Umrandung zeigt den Bereich an, der mit der Dreispektrometeranlage theoretisch abgedeckt werden kann, die roten Sechsecke markieren die geplanten Kinematiken. Zur Erklärung der Begrenzungen siehe Text.

Durch das Durchflanschen werden zwei Folien und ein Luftspalt auf dem Flugweg der Pionen eingespart. Dafür muß man in Kauf nehmen, daß der Winkelfahrbereich des Spektrometers auf wenige zehntel Grad eingeschränkt ist, denn die Verbindung zwische Spektrometer und Streukammer erfolgt durch einen kurzen flexiblen Balg, der an einer Streukammeraußenschale mit mehreren diskreten Öffnungen angeschlossen wird. Für eine große Winkeländerung im Pionenarm muß das Spektrometer abgeflanscht werden. Das bedeutet also einen Bruch des Vakuums der Streukammer, was das Aufwärmen des Kryotargets erforderlich macht, das nach dem Neuanschluß des Spektrometers unter einem anderen Winkel wieder abgekühlt werden muß. Das Vakuum des Short-Orbit-Spektrometers muß dafür nicht gebrochen werden, weil das Abschlußventil im Kollimatorkasten hinter dem Flanschanschluß sitzt.

Die in Abbildung 3.1 rot markierten Linien geben die kinematischen Begrenzungen für ein Pionproduktionsexperiment an, wie sie sich bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 1084$ MeV und bei Einsatz des Short-Orbit-Spektrometers ergeben. Bei kleinen Werten von $\epsilon$ ist der kleinste mögliche Winkel des Pionenarms (15.4°) die Begrenzung, bei niedrigen Werten von $Q^2$ der kleinste mögliche Relativwinkel zwischen dem Pion- und dem Elektronenarm (55°), für hohe Werte von $\epsilon$ bei niedrigen $Q^2$-Werten der kleinste mögliche Winkel des Elektronenarms, ab einem $Q^2$ von etwa 0.055 GeV/$c^2$ die maximale MAMI-Energie (855 MeV).

Betrachtet man die Lage der drei Kinematiken mit niedrigstem $\epsilon$ für jedes $Q^2$, so fällt auf, daß sie nicht die niedrigsten möglichen $\epsilon$-Werte sind. Für diese Einstellungen müßte eine andere Anschlußhalbschale verwendet werden als für die übrigen Messungen, was während eines Experiments zu umständlich wäre. Die Möglichkeit, in einer anderen Experimentierzeit zu niedrigeren $\epsilon$-Werten als den im Proposal angegebenen zu gehen, ist jedoch vorhanden.

## 3.2 Der Magnet

Der Magnet ist ein Dipol vom Browne-Buechner-Typ, d.h. die Polschuhe sind kreisförmig und die Sollbahnablenkung beträgt 90° [17]. Bei einem maximalen Feld von 1.4 T werden Teilchen mit einem Impuls von 147 MeV/$c$ auf der Zentralbahn akzeptiert, bei einer Impulsakzekptanz von $-10\%$ bis $+11\%$. Die Bahnlänge beträgt im Mittel 1.6 m und ist damit erheblich kürzer als die Bahnlängen in den Spektrometern A, B und C, eine wesentliche Voraussetzung zum Nachweis niederenergetischer Pionen.

Das Short-Orbit-Spektrometer besitzt insgesamt drei Fokalebenen. Zwei davon nutzen den Impulsbereich bis 150 MeV/$c$ und die Ablenkung des Teilchenstrahls um 90°. Sie liegen unter bzw. über den Polschuhen. Derzeit ist nur die obere Fokalebene mit einem Detektor ausgerüstet, es besteht jedoch die Möglichkeit, die untere Fokalebene nachzurüsten und dann gleichzeitig positiv und negativ geladene Teilchen nachzuweisen. Die dritte Fokalebene ist für Teilchenimpulse zwischen 150 und 300 MeV/$c$ gedacht. In diesem Impulsbereich werden Teilchen nicht mehr um 90° abgelenkt. Die Fokalebene liegt daher schräg hinter und unter den Polschuhen. Eine Ausstattung dieser Fokalebene mit Detektoren ist nicht geplant.

In Abbildung 3.2 sieht man das Joch des Dipolmagneten und die Eintrittsöffnung der Vakuumkammer. Das Joch wurde vorne verschmälert, um den Minimalwinkel zwischen dem Short-Orbit-Spektrometer und den Spektrometern A bzw. C zu verkleinern. Die Einkerbungen auf beiden Seiten dienen der Aufnahme des Ausgangsstrahlrohres bei Messungen unter kleinen Vorwärtswinkeln. Beides sind nachträgliche Veränderungen des Joches. Um sicherzugehen, daß diese Veränderungen die Homogenität des Feldes nicht beeinflussen, wurden zunächst Simula-

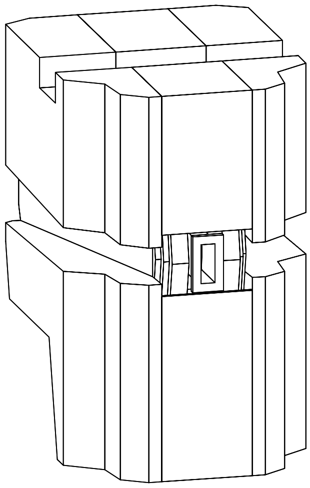


Abb. 3.2: Der Dipolmagnet des Short-Orbit-Spektrometers vom Target aus gesehen [18]

tionsrechnungen durchgeführt (siehe [16]) und nach abgeschlossener Anpassung des Jochs für mehrere Feldstärken Magnetfeldkarten gemessen.

### 3.2.1 Feldmessungen

Die Feldmessungen erfolgten mittels einer Hallsonde, die an einer langen Stange angebracht war, welche ins Innere des Magneten reichte. Die Stange war an einem x-y-Rahmen befestigt. Mittels einen Schrittmotors wurde die Stange und damit auch die Hallsonde bewegt. An jeder neuen Position wurde das Feld gemessen.

Die Hallsonde befand sich in der Mittelebene zwischen den beiden Polschuhen. Messungen außerhalb der Mittelebene wurden wegen des kleinen Polschuhabstands von 4 cm nicht durchgeführt. Aufgrund der kreisförmigen Geometrie des Magnetinneren und der relativ kleinen Öffnung, die zum Einführen der Hallsonde diente, konnte das gesamte Innere nicht während einer Messung vermessen werden. Es waren insgesamt drei verschiedene Stangenformen nötig, um das Innere vollständig abzutasten.

Die genommenen Meßdaten wurden zunächst angepaßt und konnten dann aus der Mittelebene hinaus extrapoliert werden. Dafür wurde ein Programm geschrieben, das als Eingabe eine Messung bei einem bestimmten Feldwert benötigt und daraus unter Verwendung von Besselfunktionen Werte für das Magnetfeld außerhalb der Mittelebene berechnet. Die Ordnung der Anpassung und die Anzahl der Besselfunktionen können dabei frei gewählt werden.

Weiterhin wurde die Form des Randfeldes angepaßt. Die daraus gewonnenen Parameter wurden in Raytrace-Rechnungen verwendet, in denen die Bewegung von

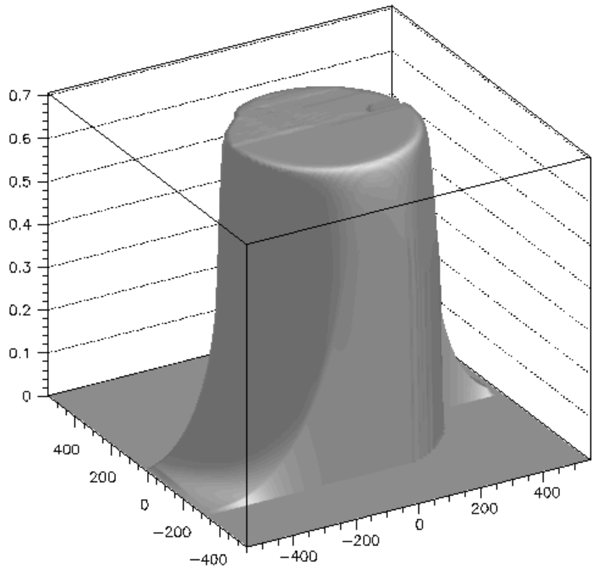



Abb. 3.3: Feldkarte des Short-Orbit-Spektrometers bei einem Feld von 0.7 Tesla, zusammengesetzt aus zwei Einzelmessungen (erkennbar an der Lücke in der Mitte). x- und y-Achse sind in mm, wobei der Ursprung in der Mitte des Polschuhs liegt.

Teilchen im Magneten simuliert wurde. Der Entwurf der Kollimatoren stützt sich auf diese Rechnungen. Auch die Abmessungen und Akzeptanzen der Detektoren wurden anhand der so bestimmten Koordinaten möglicher Teilchenbahnen festgelegt.

## 3.3 Die Kollimatoren

Die Kollimatoren eines Spektrometers haben die Aufgabe, nur solche Teilchen in das Spektrometer zu lassen, deren Bahn ungestört bis zu den Detektoren führt. Sie müssen also Teilchen ausschließen, die nach ihrem Eintritt in das Spektrometer in seinem Inneren an den Polschuhen oder der Vakuumkammer gestreut werden würden. Außerdem definiert der Kollimator den akzeptierten Raumwinkel.

Bei konstanter Größe der Eintrittsöffnung ist der Raumwinkel eines Spektrometers umso größer, je näher sich das Spektrometer am Target befindet. Bei Verwendung eines Punkttargets kann der Raumwinkel also maximiert werden, indem man das Spektrometer so nahe wie möglich an das Target heranbringt. Bei der Verwendung eines ausgedehnten Targets tritt jedoch der Effekt auf, daß sich bei einer Annäherung an das Target der Bereich vergrößert, in dem Teilchen in das Spektrometer gelangen, die im Inneren gestreut werden. Daher muß die Kollimatoröffnung verkleinert werden, so daß sich für den Raumwinkel kein Gewinn ergibt. Im Extremfall wird die gesamte Eintrittsöffnung mit Teilchen ausgeleuchtet, die eigentlich durch einen Kollimator ausgeschlossen werden müßten.

Der erste Kollimator des Short-Orbit-Spektrometers wurde für den Gebrauch bei 66 cm Abstand zwischen Target und Spektrometer konstruiert. Bei diesem Abstand kann das Short-Orbit-Spektrometer auf einen Vorwärtswinkel von 15.4° gefahren werden und einen Relativwinkel von 55° zu Spektrometer A bzw C erreichen. Der Abstand ist groß genug, um den Einsatz eines Kollimators zu ermöglichen, der bei Verwendung der runden, 2 cm durchmessenden Targetzelle nur Teilchen zuläßt, deren Bahnen ungestört durch den Magneten führen. Der Raumwinkel dieses Kollimators beträgt 1.8 msr.

Für Experimente, bei denen der Vorwärtswinkel und der Zwischenwinkel zu den anderen Spektrometern größer sein kann, läßt sich das Short-Orbit-Spektrometer bis auf einen Abstand von 54 cm an das Target heranbringen und somit die Bahnlänge minimieren. Wie in [16] dargelegt, wurde der Entwurf des zweiten, für diesen Abstand gedachten Kollimators von dem Wunsch geleitet, einen größeren Raumwinkel abzudecken, um Meßzeit zu sparen. Unter diesen Bedingungen konnte kein Kollimator entworfen werden, der alle im Spektrometer streuenden Teilchen ausschließt. Diese müssen durch Schnitte auf das Target in der Analyse entfernt werden. Der effektive Raumwinkel dieses Kollimators beträgt daher nicht die vollen 7 msr, die sich durch die Geometrie der Öffnung ergeben, sondern ca. 4 msr. Eine ausführliche Darstellung der Erwägungen, die zu diesen Entwürfen führten, findet sich in [16]. Pläne der Kollimatoren befinden sich im Anhang, Kapitel A.

Zusätzlich zu diesen Kollimatoren ist das Short-Orbit-Spektrometer noch mit einem Lochkollimator zur Bestimmung von Rückrechenmatrizen ausgerüstet. Der Lochkollimator ist 5 mm dick, die beiden anderen 45 mm. Alle Kollimatoren bestehen aus einer Wolfram-Kupfer-Legierung („Densimet 18“ der Firma Plansee).

Der Lochkollimator des Short-Orbit-Spektrometers unterscheidet sich von denen der Spektrometer A, B und C. Diese haben alle ein regelmäßiges Lochmuster, bei dem die Löcher auf einem Gitter mit gleichen horizontalen und vertikalen Abständen liegen. Der Lochabstand des Short-Orbit-Spektrometer-Lochkollimators ist unregelmäßig, da bei seinem Entwurf die Löcher so plaziert wurden, daß die Kanten der beiden anderen Kollimatoren annähernd nachgeformt werden.

Weil die Abstände zwischen den Löchern nicht beliebig verkleinert werden können, wenn sie noch sauber getrennt werden sollen, muß der Lochkollimator in zwei Positionen verwendet werden, um alle Kanten der anderen Kollimatoren nachzubilden. Die Lochabstände wurden so gewählt, daß in den zwei Positionen keine Löcher deckungsgleich sind. Dadurch erhält man die doppelte Anzahl von Koordinaten zur Bestimmung der Rückrechenmatrizen. Nähere Details dazu finden sich zusammen mit den Plänen des Lochkollimators im Anhang.

## 3.4 Die Driftkammer

Die Driftkammer wurde von Matthias Ding im Rahmen seiner Diplom- und Doktorarbeit konzipiert und gebaut. Sie soll hier nur kurz beschrieben werden, nähere Einzelheiten zu ihrer Entwicklung und ihrem Aufbau finden sich in [19] und [20].

Die Driftkammer des Short-Orbit-Spektrometers muß eine geringe Massenbelegung aufweisen, da sie zum Nachweis niederenergetischer Pionen gedacht ist, und sie muß eine möglichst hohe Orts- und Winkelauflösung besitzen, damit die Spurrekonstruktion genau genug ist, um im Inneren des Spektrometers an den Polschuhwänden gestreute Teilchen zu identifizieren (siehe auch Abschnitt 3.3). Dies wird durch einen Schnitt auf den rekonstruierten Targetort geschehen, daher muß der Wechselwirkungspunkt sicher rekonstruiert werden können.

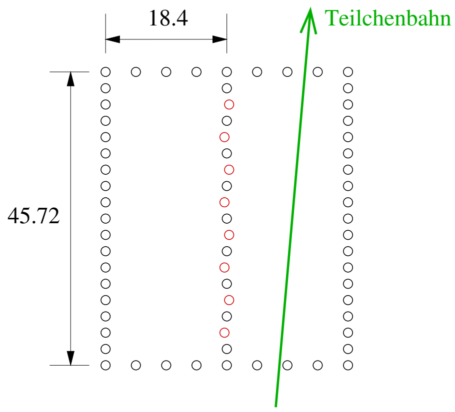



Abb. 3.4: Schematische Darstellung einer Driftzelle im Querschnitt. Die offenen Punkte symbolisieren Drahtquerschnitte. In der Mitte sind die Signaldrähte abgebildet, wobei die rot markierten leicht seitlich versetzt sind. Die Außenkanten der Zelle werden durch die Potentialdrähte definiert. Bild aus [20]

Da die Fokalebene des Short-Orbit-Spektrometers im Inneren des Vakuumsystems und noch im Einflußbereich des Randfeldes liegt, kann die Driftkammer nicht in der Fokalebene plaziert werden. Unter diesen Umständen wurde die Entwicklung eines neuen Driftkammertyps notwendig, der sich in seinem Aufbau deutlich von den bisher in der Drei-Spektrometer-Anlage verwendeten Driftkammern unterscheidet. Die Spur wird in einer Driftzelle vermessen, die aus acht übereinanderliegenden Signaldrähten zwischen zwei Reihen von übereinanderliegenden Potentialdrähten besteht. Eine solche Driftzelle ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Signaldrähte liegen nicht genau senkrecht übereinander. Jeder zweite Draht ist abwechselnd leicht nach links und rechts versetzt, so daß man anhand der Driftzeitunterschiede entscheiden kann, ob ein Teilchen rechts oder links von den Signaldrähten durch die Zelle gelaufen ist. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 50% Helium und 50% Ethan betrieben.

In einer Driftzelle wird die Spur eines Teilchens nur in einer Raumrichtung vermessen, also müssen zur vollständigen Spurrekonstruktion zwei Messungen in zwei im rechten Winkel zueinander ausgerichteten Zellen durchgeführt werden.

Abbildung 3.5 zeigt die Driftkammer auf dem Joch des Short-Orbit-Spektrometers. Deutlich zu erkennen ist der Aufbau aus zwei Lagen. Der untere Teil besteht aus zwei Driftzellen zur Messung der y-Richtung, der obere enthält acht Zellen zur Messung der x-Richtung. Die beiden Lagen sind durch eine auf Erdpotential gelegte Folie voneinander getrennt, um ein Übergreifen von Feldlinien zwischen ihnen zu verhindern und für ein definiertes Randfeld zu sorgen.

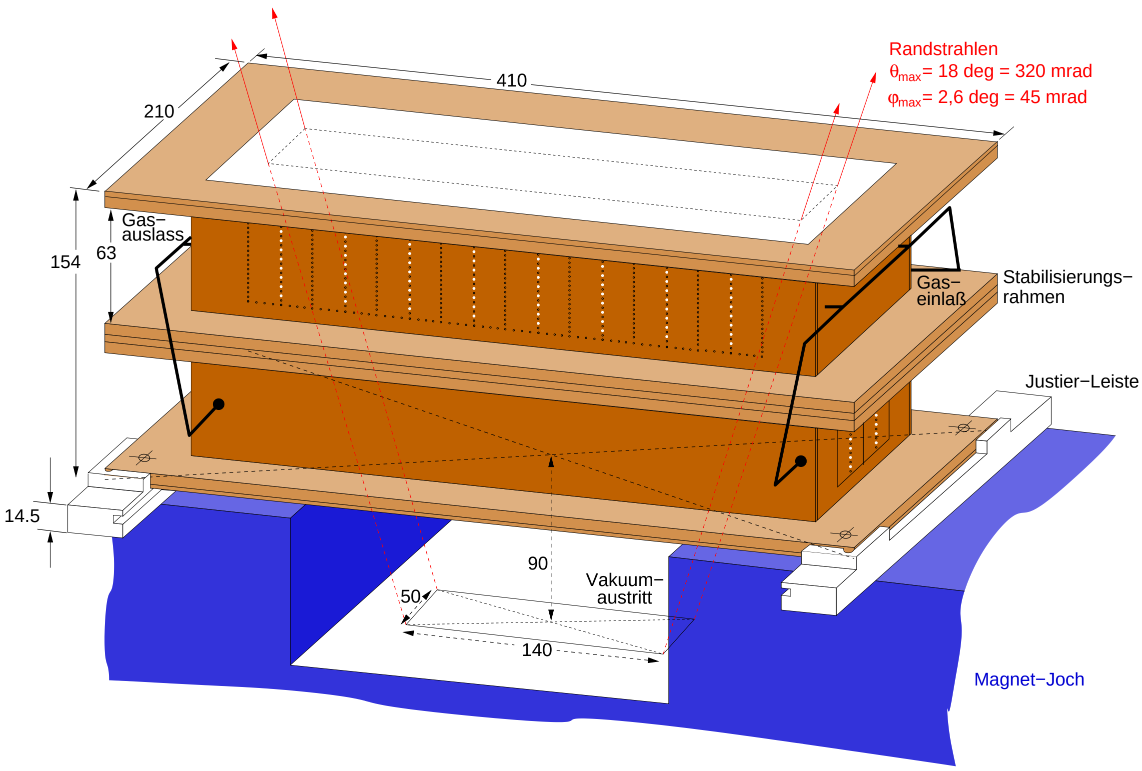



Abb. 3.5: Schemazeichnung der Driftkammer des Short-Orbit-Spektrometers. Nicht eingezeichnet ist ein Aufsatz, der an die mit „Vakuumaustritt“ bezeichnete Öffnung anschließt und der die Vakuumkammer des Short-Orbit-Spektrometers bis kurz unter die Kammer verlängert. Zur weiteren Erklärung siehe Text. Bild von M. Ding

Bei den Test- und Raytracemessungen im Dezember 2002 wurde eine Ortsauflösung der Kammer von 200 $\mu$m und eine Winkelauflösung von 0.6° ermittelt. Diese Daten gelten für eine Messung mit Elektronen.

## 3.5 Das Szintillatorhodoskop

„Tand, Tand
Ist das Gebilde von Menschenhand.“

Theodor Fontane
Die Brück’ am Tay

Das Szintillatorhodoskop wurde bereits in [16] konzipiert. Die benötigten Materialien wurden ebenfalls im Zeitraum jener Arbeit beschafft. Bau und Test des Detektors fand im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit statt.

Das Szintillatorhodoskop startet die Zeitmessung und mißt die Reichweite und den Energieverlust eines durchgehenden Teilchens. Dadurch diskriminiert es zwischen erwünschten Pionen und dem unerwünschten Untergrund aus Protonen und Positronen.

Das Hodoskop besteht aus fünf übereinander liegenden Plastikszintillatoren (Bicron BC 408) in der Größe 80 mm mal 300 mm, die in Richtung des Teilchendurchtritts 3, 10, 20, 20 und 10 Millimeter dick sind. Diese Werte wurden in [16] festgelegt, um Teilchen anhand ihres Impulses und ihrer Reichweite identifizieren zu können. In Abbildung 3.6 ist das Prinzip dargestellt, wie es sich aus Berechnungen der Reichweite von Pionen in Szintillatormaterial ergibt: Pionen mit einem Impuls von mehr als 50 MeV/c durchdringen die erste Lage und werden in der zweiten Lage gestoppt. Die dritte Lage kann daher als Vetodetektor für Positronen verwendet werden. Ab einem Impuls von 75 MeV/c haben Pionen genug Energie, um den dritten Szintillator zu erreichen. Damit erhält der vierte Szintillator die Rolle des Vetodetektors. Sobald die Pionen einen Impuls von 95 MeV/c haben, können sie auch den vierten Szintillator erreichen, so daß die Rolle des Vetodetektors vom fünften übernommen wird.

Es war bereits in der Planungsphase klar, daß diese Aufteilung nur schematisch gilt. Bei der Impulsakzeptanz des Short-Orbit-Spektrometers von insgesamt 21% erreichen Pionen mit so unterschiedlichen Impulsen den Detektor, daß sie in verschieden Lagen gestoppt werden. Da es neben der Pionidentifikation durch Setzen eines Vetos noch die Möglichkeit gibt, den Energieverlust von Teilchen beim Durchgang durch zwei aufeinanderfolgende Lagen gegeneinander aufzutragen und so minimalionisierende Teilchen von nicht minimalionisierenden Teilchen zu trennen, kann auf einen Vetodetektor im Zweifelsfall verzichtet werden. In Abschnitt 3.6 wird das durch erste Spektren belegt.

Da die Szintillatoren in den gewünschten Maßen beschafft werden konnten, mußten zur Fertigstellung des Detektors noch folgende Arbeitsschritte durchgeführt werden:

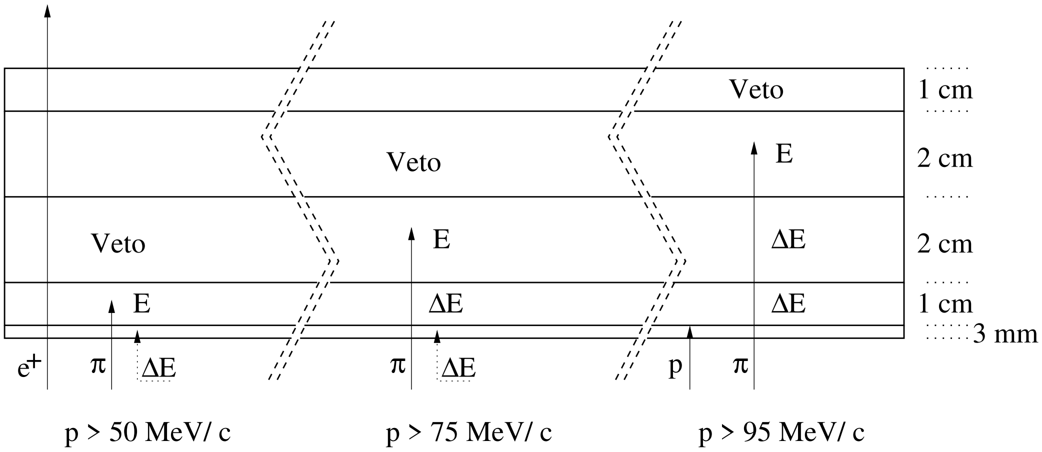



Abb. 3.6: schematische Darstellung der Teilchenidentifikation im Szintillatorhodoskop: Diskriminierung von Pionen, Protonen und Positronen anhand ihrer Reichweite für verschiedene Impulse

- Entwurf und Herstellung (d.h. Biegen und Kleben) der Lichtleiter,
- Kleben der Lichtleiter an die Szintillatoren,
- Einwickeln der Szintillatoren und Lichtleiter zunächst in reflektierende, dann in lichtdichte Folie,
- Kleben der Photomultiplier auf die Lichtleiter,
- lichtdichtes Einwickeln der Photomultiplier und der Klebestelle,
- Befestigen des Aufbaus in einem Haltegestell, in dem der Detektor auch transportiert werden kann.

Die Hauptschwierigkeit beim Bau des Detektors war der wenige Platz, der im Abschirmhaus des Short-Orbit-Spektrometers zur Verfügung steht. Die Innenmaße des Abschirmhauses betragen 40 cm Breite in nichtdispersiver und 83 cm Länge in dispersiver Richtung bei einer Höhe von 80 cm. Relativ zur Austrittsöffnung des Spektrometers ist das Abschirmhaus etwas nach hinten verschoben, d.h. zwischen der Vorderkante der Szintillatoren und der vorderen Innenwand des Abschirmhauses beträgt der Abstand 21 cm, während er zwischen der Hinterkante und der hinteren Innenwand 29 cm beträgt. („Vorne“ bezeichnet hierbei die näher am Target gelegene Seite.)

Die Auslese der Szintillatoren erfolgt auf beiden Schmalseiten, also vorne und hinten. Die beidseitige Auslese ist notwendig, um durch die Koinzidenz des vorderen und des hinteren Signals Rauschsignale unterdrücken zu können.

Wegen der erwarteten schwachen Signale wurden die Photomultiplier so gewählt, daß die Größe ihres Fensters etwa der auszulesenden Fläche des Szintillators entspricht, um so Lichtverluste zu vermeiden. Daher wurden für die vier oberen

Lagen Photomultiplier des Typs XP 2262B der Firma Philips mit einer Länge von 165 mm (ohne Basis) und einem Durchmesser von 52.5 mm angeschafft. Nur die unterste Lage wird mit einem kleineren Photomultiplier (Philips XP 2910, Durchmesser 29 mm) ausgelesen.

Beim Entwurf der Lichtleiter mußte folgendes beachtet werden:

- Da der Platz vor und hinter den Szintillatoren durch das Abschirmhaus beschränkt ist, müssen die Photomultiplier oberhalb der Szintillatoren untergebracht werden. Also müssen die Lichtleiter das Licht um Winkel von mindestens 90° nach oben umlenken.
- Damit die zu messenden Teilchen keinen unnötigen Energieverlust beim Flug durch Luft erleiden, müssen die Szintillatoren so nahe wie möglich übereinander liegen. Idealerweise sollten sie nur durch das Einwickelmaterial (pro Lage eine reflektierende Folie innen und eine lichtdichte Folie außen, um Übersprecher zu verhindern) voneinander getrennt werden, ohne einen Luftspalt.
- Die unterschiedliche Dicke der Szintillatoren bedingt verschiedene Formen für die dazugehörigen Lichtleiter.
- In [21] wurde festgestellt, daß in einem Lichtleiter Lichtverluste auftreten, sobald sein Biegeradius kleiner als das Fünffache seiner Dicke wird. Um das Licht um den erforderlichen großen Winkel umzulenken, ohne die Lichtleiter zu stark zu krümmen, müssen sie entsprechend lang und dünn genug gewählt werden.

Weil es nicht möglich war, diese Anforderungen zu erfüllen und dieselbe Lichtleiterform für verschiedene Lagen zu verwenden, hat jeder Szintillator anders geformte Lichtleiter. Das hat den Nachteil, daß die Lagen nicht vertauscht werden können, auch wenn sie die gleiche Dicke haben; so kann die zweite Lage nicht als oberste Lage eingesetzt werden, obwohl beide 10 mm dick sind.

Die Lichtleiter bestehen aus einzelnen Streifen Plexiglas, die nach dem Biegen oben und unten zusammengeklebt wurden (sog. „twisted-strip"-Lichtleiter). Die Lichtleiter für die 3-mm-Lage bestehen aus vier Streifen vom Querschnitt 3 mm mal 20 mm, die Lichtleiter für die 10-mm-Lagen aus je zwei Streifen vom Querschnitt 10 mm mal 30 mm und je einem Streifen 10 mm mal 20 mm und die Lichtleiter für die 20-mm-Lagen aus je vier Streifen vom Querschnitt 10 mm mal 20 mm. Am oberen Ende (d.h. wo der Photomultiplier aufgeklebt wird) ergeben sich damit Lichtleiterquerschnitte von 12 mm mal 20 mm für die 3-mm-Lage, 30 mm mal 20 mm für die beiden 10-mm-Lagen und 40 mm mal 40 mm für die beiden 20-mm Lagen. Der letzte Querschnitt ist größer als das Fenster des Photomultipliers, daher wurden hier noch Adapterstücke aufgeklebt, die den quadratischen Querschnitt in einen kleineren, runden überführen.

Bei „twisted-strip“-Lichtleitern ist es wichtig, alle Streifen gleich lang zu machen, damit die Lichtsignale aus den einzelnen Streifen gleichzeitig am Photomultiplier ankommen. Das ließ sich hier nicht immer verwirklichen. Die Längenunterschiede betragen jedoch in allen Fällen weniger als 2 cm. Um alle Streifen gleich lang zu machen, hätte der kritische Biegeradius des Lichtleiters, ab dem Lichtverluste auftreten, unterschritten werden müssen.

Die Lichtleiter sind mit optischem Kleber Bicron BC-600 (Optical Cement) an den Szintillatoren und die Photomultiplier mit dem Silikonkleber Wacker Elastosil an den Lichtleitern befestigt. Die Klebung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier bleibt elastisch, so daß ein defekter Photomultiplier leicht ausgetauscht werden kann. Allerdings ist die Klebung deswegen nicht in der Lage, das Gewicht der Photomultiplier dauerhaft zu tragen, insbesondere bei der obersten Lage, wo die Photomultiplier nicht senkrecht stehen, sondern einen Winkel von ca. 30° zur Horizontalen bilden. Daher werden die Photomultiplier in einem Haltegestell befestigt. Das Gestell besteht aus MayTec-Aluminium-Profilen, die auf der Grundplatte befestigt sind, auf der die Szintillatoren aufliegen. Die Photomultiplier werden durch Rohrbefestigungsschellen an Winkeln (Zeichnung im Anhang) befestigt, die an die Stangen angeschraubt werden. Um die Photomultiplier von dem Streufeld des Magneten abzuschirmen, wurden Röhren aus $\mu$-Metall über sie geschoben.

Eine Zeichnung der Grundplatte befindet sich im Anhang. Sie hat eine Öffnung von 82 mm × 280 mm zum Teilchendurchtritt. Die Szintillatoren liegen über dieser Öffnung. Da sie 300 mm lang sind, liegen vorne und hinten jeweils 10 mm des Szintillators direkt über der Platte. Die unterste, 3 mm dicke Lage liegt direkt auf der Platte auf. Da die Klebestelle zwischen Szintillator und Lichtleiter für diese Lage wegen der geringen Dicke sehr empfindlich ist, liegen die folgenden Lagen nicht direkt darauf. Über den Klebungen ist jeweils eine 2 mm dicke Aluminiumplatte an der Grundplatte befestigt. Diese trägt die nächste, 10 mm dicke Lage, auf der die folgenden Lagen ohne weitere Zwischenstütze aufliegen. Es ergibt sich somit ein 2 mm dicker Luftspalt zwischen der untersten und der zweiten Lage.

Die einzelnen Lagen können mit einiger Vorsicht voneinander getrennt werden, ohne die Photomultiplier und die Lichtleiter von den Szintillatoren zu entfernen. Es empfiehlt sich, das so selten wie möglich zu machen.

Da die Driftkammer mit einem Helium-basierten Gasgemisch betrieben wird und die Gasabschlußfolien nicht völlig Helium-dicht sind, muß der Bereich des Abschirmhauses, in dem sich die Kammer befindet, von dem Bereich des Abschirmhauses, in dem sich die Szintillatoren befinden, getrennt werden, um eine Beschädigung der Photomultiplier durch das Eindiffundieren von Helium zu verhindern. Dazu werden an die Grundplatte hinten und an den Seiten, wo sie nicht mit den Abschirmhauswänden zusammenstößt, Plastikplatten befestigt, die die Lücken ausfüllen. In der Platte für den Abschluß an der Hinterseite befindet sich

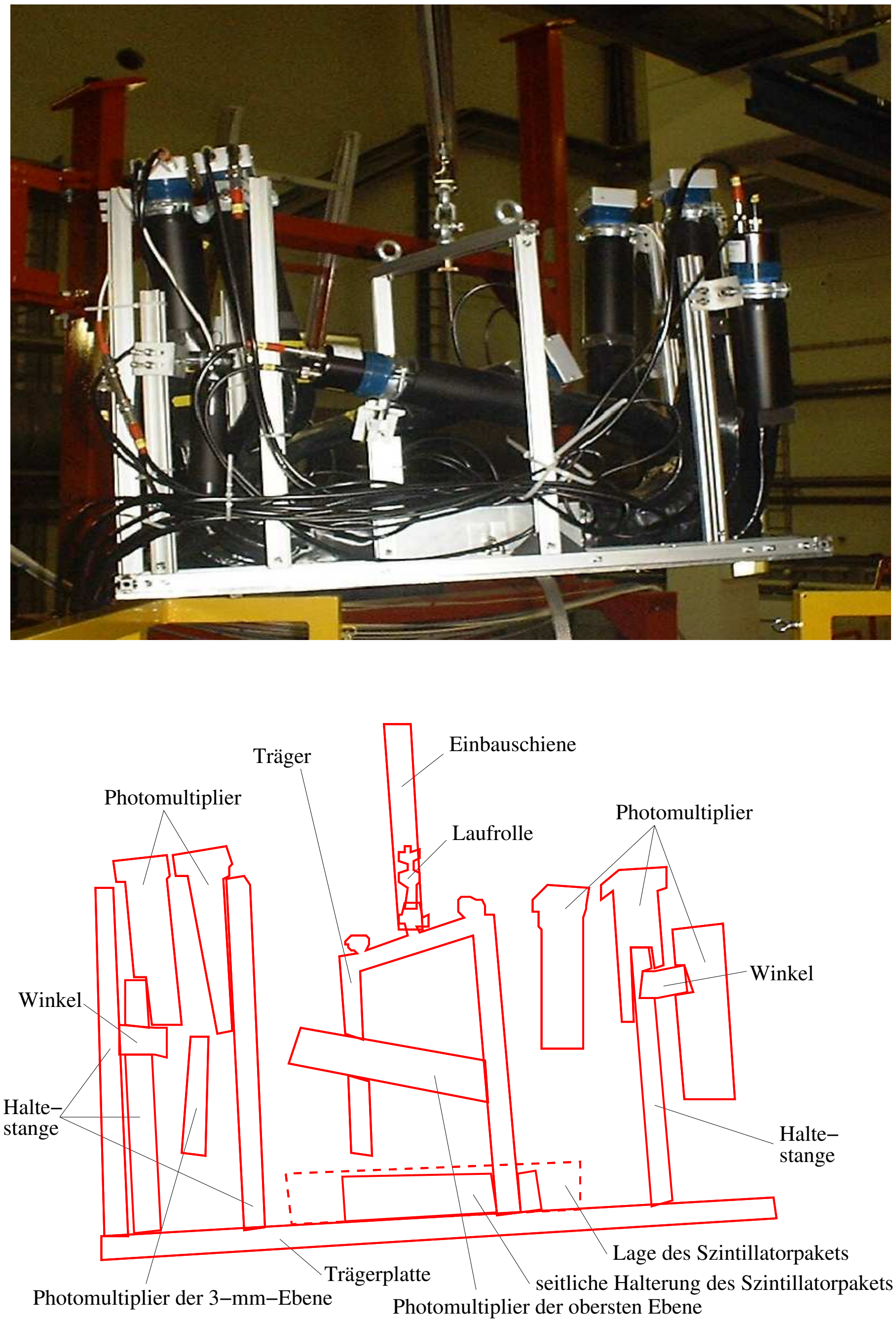



Abb. 3.7: Szintillatorsystem des Short-Orbit-Spektrometers während des Einbaus. Das Tragegestell hängt an der Einbauschiene, an der es mittels einer Laufrolle in das Abschirmhaus geschoben wird. Unten die Erklärung der markierten Bildelemente. Das Bild wurde von M. Weis aufgenommen.

eine Durchführung für einen Abgasschlauch. Der Abgasschlauch führt zu einem Durchbruch in der oberen Rückwand des Abschirmhauses, in dem ein Ventilator sitzt, der im unteren Bereich des Abschirmhauses, wo sich die Kammer befindet, einen leichten Unterdruck herstellt und somit aus der Kammer ausdiffundierendes Helium nach außen saugt.

Abbildung 3.7 zeigt ein Bild des Szintillatoraufbaus während des Einbaus in das Abschirmhaus, Abbildung 3.8 das geöffnete Abschirmhaus mit eingebauter Driftkammer und eingebauten Szintillatoren.

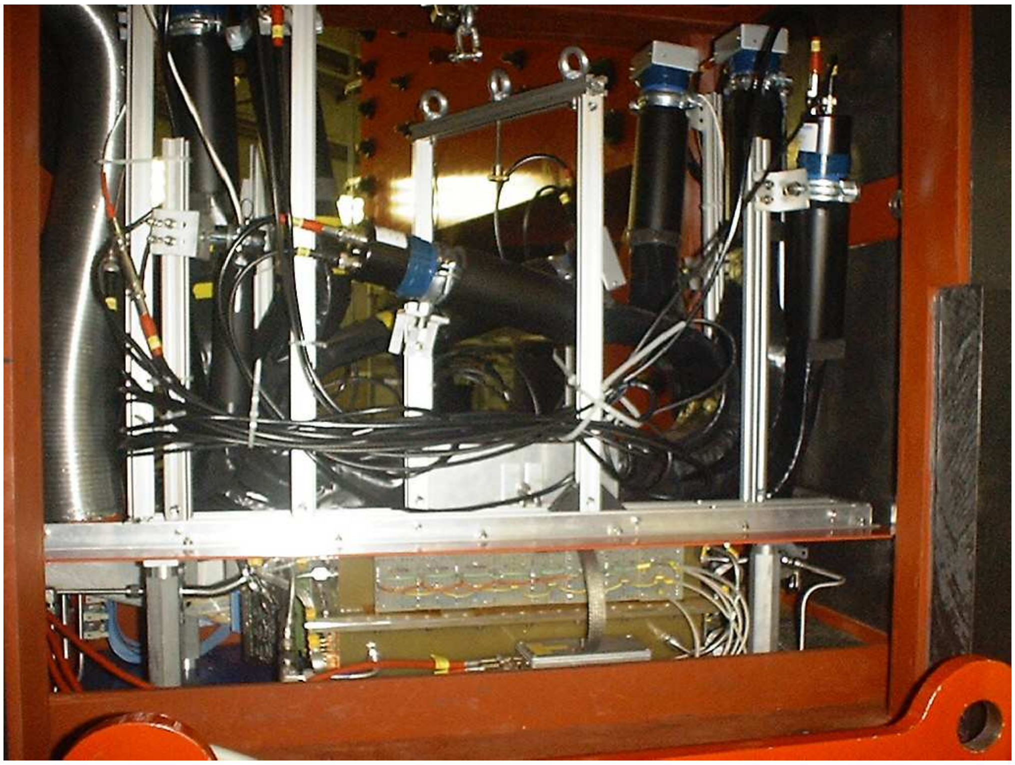


Abb. 3.8: Detektorsystem des Short-Orbit-Spektrometers, eingebaut im Abschirmhaus. Die rechte Seite ist die dem Target zugewandte Seite. Unten die Driftkammer, oben das Szintillatorsystem; zu sehen sind die Photomultiplier und die Lichtleiter, die Szintillatoren selbst befinden sich hinter der Aluminiumplatte in der Mitte. Ganz links ist der Entlüftungsschlauch zu erkennen, der die mit Helium angereicherte Luft aus dem Kammerbereich absaugt. Das Bild wurde von M. Weis aufgenommen.

## 3.6 Erste Ergebnisse des Detektortests

> Ah, distinctly I remember it was in the bleak December...
>
> Edgar Allan Poe
> The Raven

Das Short-Orbit-Spektrometer wurde zur ersten Inbetriebnahme in der Halle im Inneren des Drehkranzes bei einem Winkel von etwa 120° auf der Seite von Spektrometer A aufgestellt. Die Entfernung zum Target war größer als die für den experimentellen Einsatz geplante. Die Messungen wurden teils mit Höhenstrahlung, teils während verschiedener Strahlzeiten mit Strahl durchgeführt, wobei die Datenerfassung unabhängig von der des eigentlichen Experiments war und somit das reguläre Programm nicht gestört wurde.

Es wurden sowohl die Driftkammer als auch das Szintillatorhodoskop getestet. Hier werden nur die Ergebnisse des Szintillatortests dargestellt, die Inbetriebname der Driftkammer ist in [20] beschrieben. Zunächst wurden die für die verschiedenen Photomultiplier benötigten Spannungen festgelegt. Als Ausgangspunkt wurden Werte verwendet, die beim Testen der Szintillatoren mit kosmischer Strahlung und radioaktiven Quellen eingestellt worden waren.

Die Spannungen wurden so eingestellt, daß die zwei zu einem Szintillator gehörenden Photomultiplier gleiche Raten und im Mittel gleiche Pulshöhen lieferten. Da die Pulshöhe in einem Photomultiplier von der Entfernung des Ortes des Teilchendurchtritts abhängt, kann sich das Signal für dasselbe Ereignis in den beiden Photomultipliern unterscheiden. Für eine Messung am Strahl, also bei eingeschaltetem Magneten, werden Teilchen mit höheren Impulsen eher in der Nähe des hinteren Photomultipliers einer Lage auftreten, daher können sich die Pulshöhenspektren für den vorderen und den hinteren Photomultiplier unterscheiden. Eine korrekte Einstellung kann daher eigentlich nur mit kosmischer Strahlung erfolgen.

Die Effizienz einer Lage wurde durch das sogenannte Sandwich-Verfahren bestimmt, d.h. es wurde überprüft, ob eine Lage ein Ereignis registriert hat, wenn sowohl in der Lage direkt darüber als auch in der Lage direkt darunter ein Ereignis vorliegt. Zur Überprüfung der Effizienz der untersten Lage wurden die beiden darüberliegenden Lagen verwendet, bei der obersten Lage die beiden darunterliegenden. Auch dieses Verfahren muß mit Höhenstrahlung durchgeführt werden, um sicherzustellen, daß die Teilchen, die die Signale auslösen, tatsächlich alle Lagen durchdringen können.

Das Magnetfeld des Short-Orbit-Spektrometers wurde während der verschiedenen Testmessungen auf Werte zwischen 0.4 Tesla und 1.1 Tesla eingestellt. Eine systematische Untersuchung des Szintillatorverhaltens bei verschiedenen Zentralimpulsen wurde Anfang Februar 2002 durchgeführt, wobei hier das Feld in 0.1-Tesla-Schritten zwischen 0.5 Tesla und 1.0 Tesla variiert wurde.

Da die Entfernung zwischen Target und Spektrometer bei diesen Messungen größer war als die für das geplante Experiment bestimmte, und da das Short-Orbit-Spektrometer mit einem Folienfenster versehen war, statt wie für das eigentliche Experiment geplant zur Streukammer durchgeflanscht zu sein, sind die Ergebnisse des Detektortests nicht für eine endgültige Eichung geeignet. Die weiter unten gezeigeten Spektren beweisen jedoch die Funktionstüchtigkeit des Szintillatorsystems zur Unterscheidung zwischen minimalionisierenden Teilchen und Pionen. Einige Spektren lassen darauf schließen, daß noch eine weitere Differenzierung zwischen verschiedenen Teilchen möglich ist.

In Abbildung 3.9 und 3.10 werden verschiedene Szintillatorspektren für verschiedene Feldwerte gezeigt. Bei der Numerierung der Szintillatorebenen ist zu beachten, daß die Zählung mit 0 für die unterste, 3 mm dicke Lage beginnt, und mit 4 für die oberste Lage endet.

Zur Identifikation von Pionen beginnt man damit, die ADC-Spektren zweier aufeinanderfolgender Lagen, von unten her beginnend, gegeneinander aufgetragen zu betrachten, wobei gefordert wird, daß in diesen Lagen sowie in allen darunterliegenden ein Signal vorliegen muß. Zeigt ein Spektrum die Form eines Daches, ist die höhere der beiden dargestellten Lagen diejenige, in der die Pionen gestoppt werden. In Abbildung 3.9 ist das rechts oben, in Abbildung 3.10 links oben gezeigt.

Betrachtet man dieses Spektrum mit der zusätzlichen Bedingung, daß in allen darüberliegenden Lagen kein Signal vorliegen darf, erhält man das von Pionen verursachte Spektrum (Abbildung 3.9 rechts unten, Abbildung 3.10 links unten). Ein Veto aus nur der obersten Lage genügt nicht, wie der Vergleich zwischen den beiden unteren Spektren aus Abbildung 3.10 zeigt: Wäre nur ein Veto aus der Lage 4 gefordert, würde der aufsteigende Ast nicht von dem absteigenden getrennt werden.

Im Dezember 2002 fand eine erste Eichmessung zur Bestimmung einer Rückrechenmatrix für das Short-Orbit-Spektrometer auf der Lafette von Spektrometer B stand. Die Ergebnisse dieser Messung werden in [20] dargestellt.

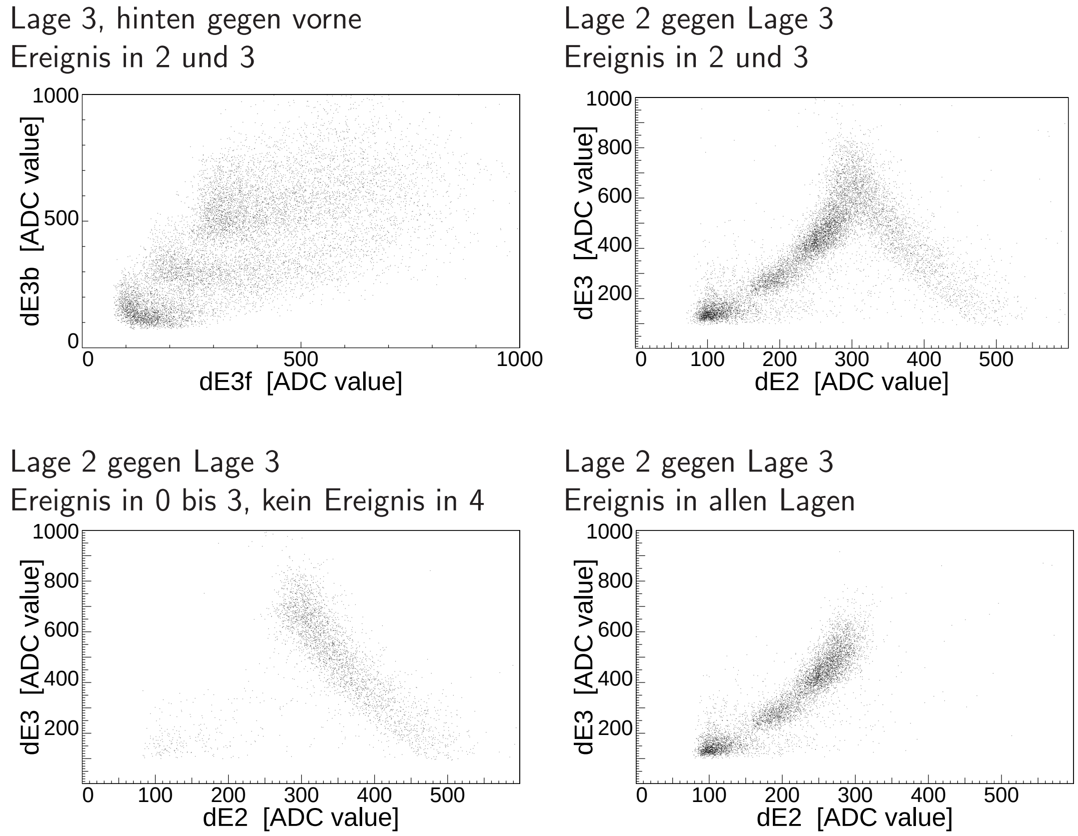



Abb. 3.9: Szintillatorspektren für einen Zentralimpuls von 105 MeV/c. Über den Spektren sind die aufgetragenen Größen sowie in der zweiten Zeile die Schnittbedingungen angegeben. „Ereignis“ bedeutet dabei, daß sowohl der vordere als auch der hintere Photomultiplier der entsprechenden Lage ein Signal über dem Rauschwert gesehen haben.
Links oben ist eine Aufteilung der Energieverlustverteilung in drei Gruppen zu erkennen, mit den minimalionisierenden Teilchen bei den niedrigsten ADC-Werten. Rechts oben ein ungeschnittenes Energieverlustspektrum zweier Lagen, das in der unteren Zeile getrennt wird nach Teilchen, die alle Lagen durchqueren (rechts) und Teilchen, die in Lage 3 steckenbleiben (links) Die Teilchen, die in letzterem Spektrum in dem absteigenden Ast liegen, werden als Pionen identifiziert. Im rechten unteren Spektrum sind links unten die minimalionisierenden Teilchen zu sehen, während der aufsteigende Ast zu Teilchen gehört, die zwar nicht minimalionisierend sind, aber genügend Energie haben, um Lage 4 zu erreichen.

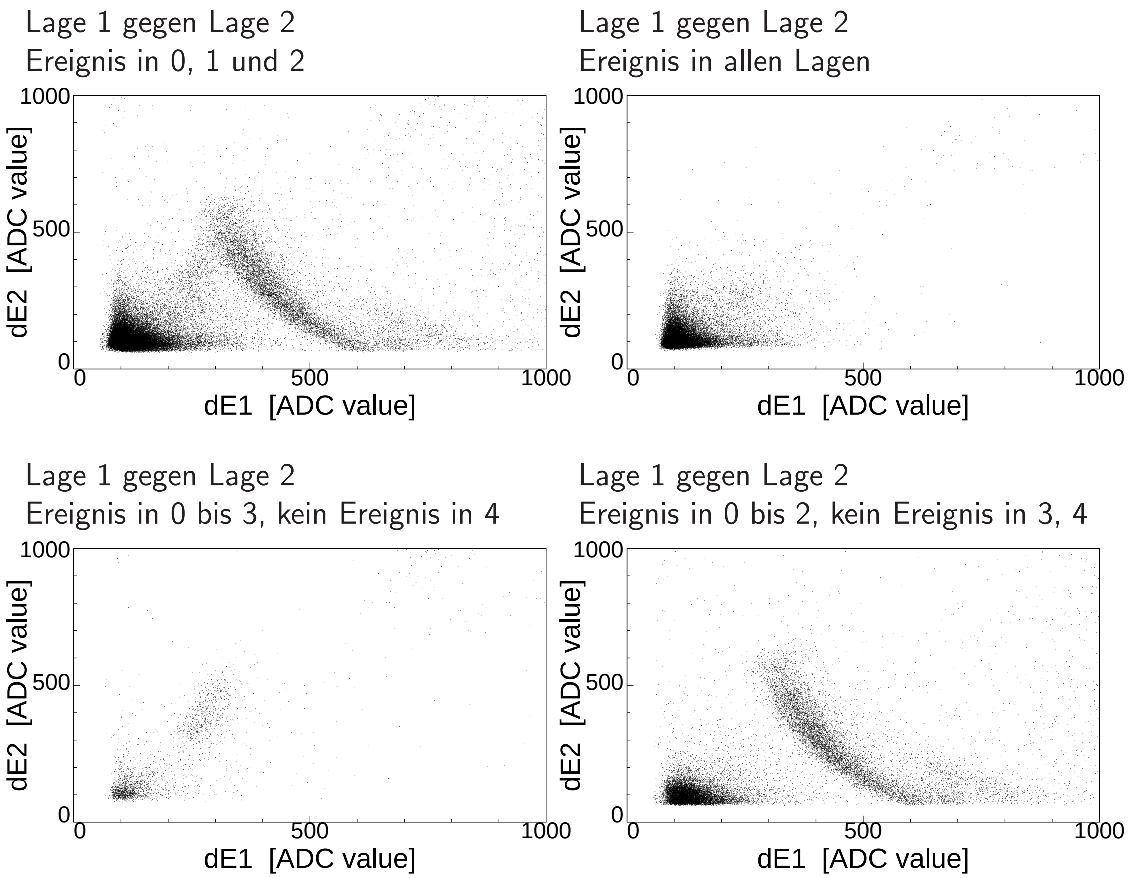



Abb. 3.10: Szintillatorspektren für einen Zentralimpuls von 63 MeV/c.
Das linke obere Spektrum wird durch verschiedene Vetobedingungen in seine Bestandteile zerlegt: rechts oben minimalionisierende Teilchen, links unten Teilchen, die die Lage 2 passieren, aber in Lage 3 gestoppt werden, rechts unten Teilchen, die in Lage 2 gestoppt werden. In diesem Spektrum deutet sich eine Trennung nach zwei Teilchensorten (Pionen und Myonen) an, denn im Bereich hoher Signale aus Lage 1 kann man zwei Gruppen von Signalen erkennen. Der deutlich ausgeprägte Teil des Astes, der bei hohen Werten im ADC von Lage 2 beginnt (ab etwa 650 Einträgen), wird mit Pionen identifiziert, der schwächere, weiter rechts liegende, der bei niedrigeren ADC-Werten von Lage 2 anfängt (ab etwa 250 Einträgen), mit Myonen.
Alle Spektren sind im Bereich niedriger Signale aus beiden Lagen stark verunreinigt, was sich vermutlich auf unzureichende Rauschunterdrückung in Ebene 0 zurückführen läßt.

# Kapitel 4

# Anlage und Experiment

In Xanadu did Kubla Khan
A stately pleasure-dome decree:
Where Alph, the sacred river, ran
Through caverns measureless to man
Down to a sunless sea.

Samuel Taylor Coleridge
Kubla Khan, or, a Vision in a Dream

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden zwei Messungen der Pionproduktion, die im Juli 2000 bzw. im Februar/März 2002 stattfanden, durchgeführt und ausgewertet.

Während der ersten Messung wurde die Reaktion $p(e, e'\pi^+)n$ bei einer Schwerpunktsenergie von 1125 MeV und einem $Q^2$ von 0.0584 (GeV/$c$)$^2$ gemessen. Der Impuls des Pions, das in paralleler Kinematik nachgewiesen wurde, betrug dabei 170.5 MeV/$c$. Ziel der Messung war eine Trennung des transversalen und des longitudinalen Anteils des Wirkungsquerschnitts, eine sogenannte Rosenbluthseparation, und anschließend die Bestimmung der axialen Masse aus dem Transversalanteil. Daher wurden Messungen bei mehreren Werten von $\epsilon$ durchgeführt.

Diese Messung war die vierte einer Serie von Messungen bei derselben Schwerpunktsenergie, aber anderen Werten von $Q^2$, nämlich $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ [22], $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ [3] und $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ [2], [3].

Da sich bei einer ersten Datenauswertung Widersprüche zwischen den Ergebnissen dieser Experimente und dem Ergebnis der neuen Messung ergaben, wurde für den Sommer 2001 ein weiteres Experiment geplant, das der Überprüfung der neuen Ergebnisse dienen sollte. Da das Wasserstofftarget während dieser Zeit wegen Problemen der Kälteanlage nicht funktionierte, konnte die entsprechende Messung nicht durchgeführt werden. Die Zeit wurde genutzt, um elastische Kontrollmessungen am Feststofftarget durchzuführen. Diese Meßperiode wird in Abschnitt 4.4 kurz beschrieben.

Anfang 2002 wurden schließlich im Rahmen des zweiten Experiments Pionproduktion für vier $\epsilon$-Werte bei $Q^2 = 0.0584$ (GeV/$c$)$^2$, drei $\epsilon$-Werte bei $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$, drei $\epsilon$-Werte bei $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ und einen $\epsilon$-Wert bei

$Q^2 = 0.273\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ gemessen. Auch diese Messung war ursprünglich nicht geplant, sondern wurde wegen der erwähnten Diskrepanzen zwischen der Messung im Jahr 2000 und den alten Messungen durchgeführt.

Im folgenden wird in den Abschnitten 4.1 und 4.2 die Anlage, d.h. der Beschleuniger und die einzelnen Komponenten der Dreispektrometeranlage kurz beschrieben. Für eine ausführlichere Beschreibung insbesondere des Beschleunigers und der Dreispektrometeranlage generell wird, sofern im Text keine speziellen Quellen aufgeführt werden, auf die Jahresberichte des Instituts für Kernphysik verwiesen.

Die Abschnitte 4.3 und 4.5 beschäftigen sich mit den Einzelheiten der Pionproduktionsxperimente. Hierbei werden die gemessenen Kinematiken sowie die durchgeführten Kontrollmessungen und einige Einzelheiten des experimentellen Ablaufs dargestellt. Die Auswertung der gemessenen Daten wird in Kapitel 5 ausführlich besprochen.

## 4.1 Der Beschleuniger

Das **Ma**inzer **Mi**krotron (MAMI) ist ein dreistufiger Dauerstrichelektronenbeschleuniger. Er basiert auf dem Prinzip des Rennbahnmikrotrons, d.h. der Elektronenstrahl wird durch die Beschleunigungsstrecke geschickt, in einem Dipolmagneten um 180° umgelenkt, zurückgeführt, in einem zweiten Dipolmagneten wieder um 180° umgelenkt und erneut durch die Beschleunigungsstrecke geschickt. Mit jedem Durchlauf gewinnt der Elektronenstrahl an Energie, so daß er im Magnetfeld weniger stark abgelenkt wird und seine Rückführbahn weiter nach außen wandert.

Eine thermoionische Elektronenkanone liefert 100 keV-Elektronen; alternativ kann eine Gallium-Arsenid-Photokathode für polarisierten Strahl verwendet werden. Die Elektronen werden in einem dreistufigen Linearbeschleuniger auf 3.5 MeV vorbeschleunigt und danach in das erste Rennbahnmikrotron (Race Track Microtron, RTM) eingespeist, wo sie auf 14.4 MeV beschleunigt werden. Die zweite Stufe RTM2 beschleunigt die Elektronen auf 180 MeV. In der dritten Beschleunigerstufe RTM3 können die Elektronen in neunzig Umläufen auf eine Maximalenergie von 855 MeV beschleunigt werden. Eine Auskopplung des Elektronenstrahls ist nach jedem zweiten Umlauf möglich, d.h. seine Energie kann zwischen 180 MeV und 855 MeV in 15-MeV-Schritten variiert werden. Der Strahl wird danach durch den Strahlführungstunnel in die verschiedenen Experimentierhallen geleitet.

Abbildung 4.1 zeigt den Grundriß der gesamten Anlage, wie er während der Durchführtung der hier beschriebenen Messungen war.

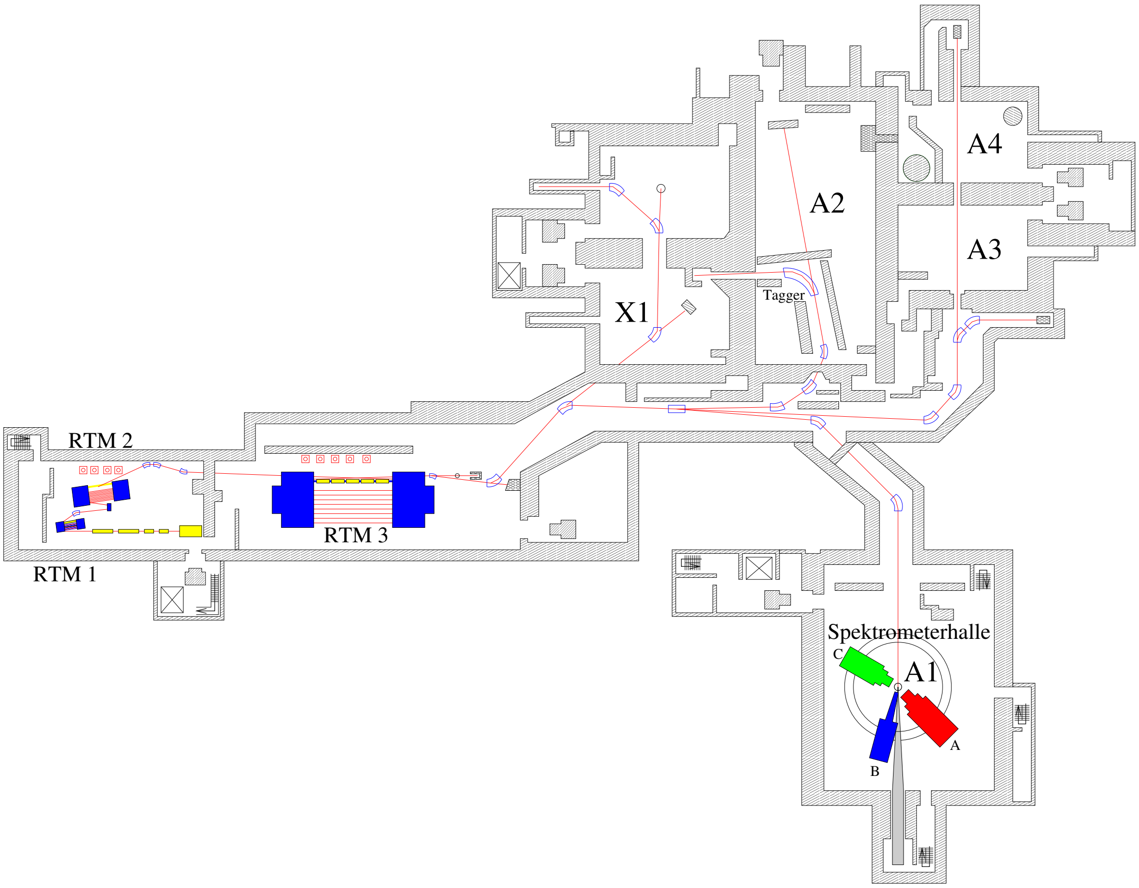



Abb. 4.1: Grundriß der experimentellen Anlage: Beschleuniger (RTM 1 bis 3, ohne Bezeichnung in gelb Elektronenkanone und Linearbeschleuniger), Strahlführung (rote Linie) und Hallen der einzelnen Kollaborationen (X1, A 1 bis 4), Stand Anfang 2002

## 4.2 Die Dreispektrometeranlage an MAMI

Das hier beschriebene Experiment wurde in der A1-Kollaboration an der in Abbildung 4.2 dargestellten sogenannten Dreispektrometeranlage durchgeführt.

Der Strahl trifft auf das in der Streukammer befindliche Target. Dieses Target kann, je nach Experiment, ein Feststofftarget wie z.B. $^{12}$C oder Tantal, ein Flüssigtarget wie Wasserstoff oder ein Gastarget wie Helium sein. Die bei der Reaktion gestreuten Elektronen und die geladenen Reaktionsprodukte werden in einem der drei Spektrometer nachgewiesen. Der Elektronenstrahl wird, nachdem er das Target passiert hat, in einem Ausgangsstrahlrohr zu dem in der Rückwand der Halle gelegenen Strahlfänger geführt. Die Spektrometer sind auf Lafetten gelagert, die um das Target drehbar sind.

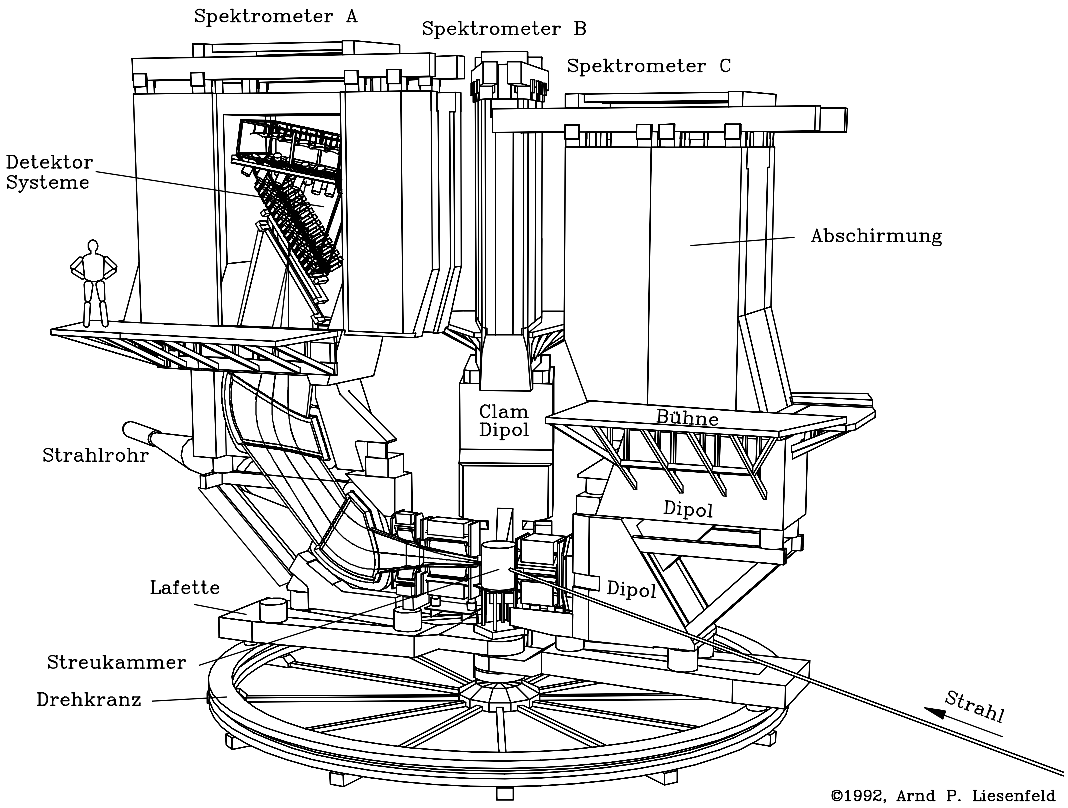



Abb. 4.2: Schematische Darstellung der Dreispektrometeranlage [18]

### 4.2.1 Das Target

Als Protonentarget wird flüssiger Wasserstoff verwendet.

Das Mainzer System besteht aus zwei Kreisläufen, einem Targetkreislauf und einem Kühlkreislauf. Abbildung 4.3 zeigt den Kühlkreislauf und das Target.

Der Kühlkreislauf wird immer mit Wasserstoff betrieben. Der Wasserstoff wird in einer Philipsmaschine, die in der Halle auf einer Empore steht, verflüssigt und läuft dann durch eine Transferleitung nach unten in den Wärmetauscher des Targetkreislaufs, der in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Der Wasserstoff des Kühlkreislaufs nimmt dort vom Targetmaterial Wärme auf und verdampft dadurch. Das Wasserstoffgas steigt durch die Transferleitung wieder zur Philipsmaschine auf und wird dort erneut verflüssigt.

Das Targetmaterial wird zu Beginn der Strahlzeit in den Targetkreislauf eingefüllt. Dort wird das bis dahin gasförmige Material, bei dem es sich um Wasserstoff oder Deuterium handeln kann, verflüssigt. Der Targetkreislauf bleibt während des Experiments abgeschlossen, d.h. das Targetmaterial wird im Lauf der Strahlzeit nicht mehr ersetzt, sondern nur innerhalb des Kreislaufs durch einen Ventilator umgewälzt.

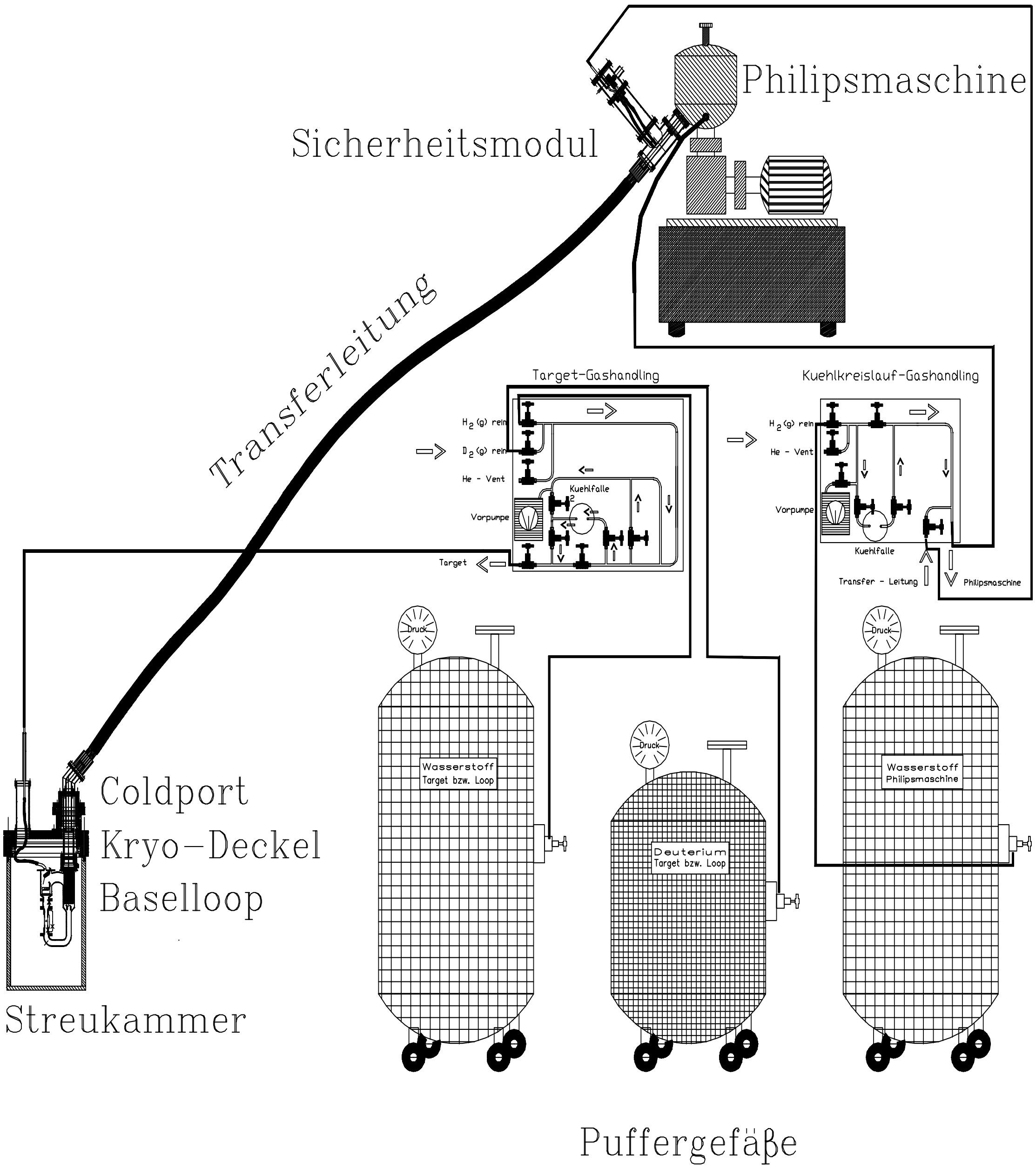



Abb. 4.3: Kühlkreislauf des Cryotargets: Der zur Kühlung verwendete Wasserstoff wird in der Philipsmaschine verflüssigt und über die Transferleitung nach unten in den Wärmetauscher des Targets geleitet. Ebenfalls dargestellt ist der zum einmaligen Befüllen des Targetkreislaufs nötige Mechanismus. (Bild aus [23])

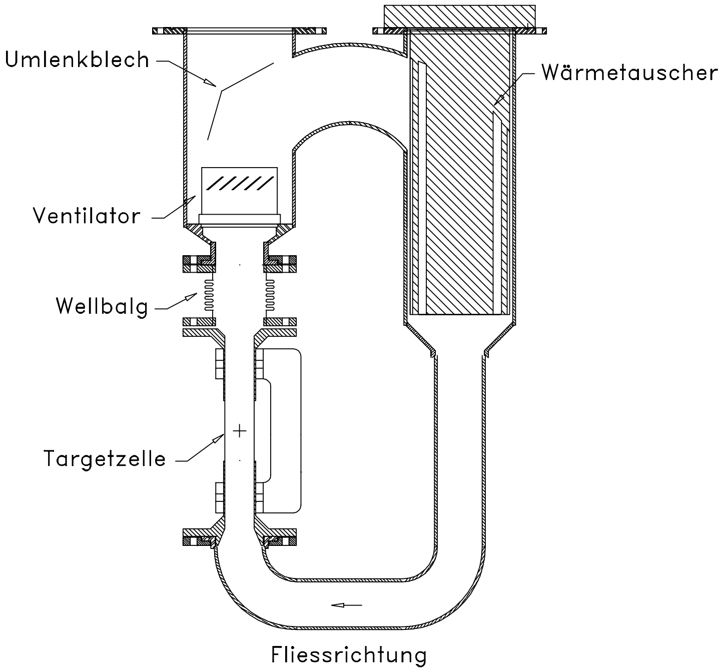



Abb. 4.4: Aufbau des Targetkreislaufs: Das verflüssigte Targetmaterial wird durch die Zelle gepumpt, wo es durch den Strahl aufgeheizt wird, und dann im Wärmetauscher wieder abgekühlt. (Bild nach [23])

Falls das Nachströmen gekühlter Flüssigkeit nicht ausreicht, um für eine gleichmäßige Temperatur des Targetmaterials zu sorgen, bilden sich Bereiche unterschiedlicher Dichte heraus, die die Bestimmung der Luminosität erschweren. Sollte das Targetmaterial so stark aufgeheizt werden, daß es verdampft, würden die entstehenden Gasblasen die Dichtebestimmung und damit die Berechnung der Luminosität gänzlich unmöglich machen. Deshalb wird der Strahl nicht auf einen festen Punkt auf dem Target gerichtet, sondern über das Eintrittsfenster „gewedelt“, um so den Wärmeeintrag auf eine größere Fläche zu verteilen.

Der schnelle Wedler lenkt den Strahl in horizontaler und vertikaler Richtung aus seiner Zentralposition aus. Die Stärke dieser Auslenkung kann getrennt eingestellt werden. Die Amplituden des Wedlers werden gemessen und dem Datenstrom hinzugefügt. Sie dienen der Berechnung der exakten Strahlposition auf dem Target für jedes gemessene Ereignis.

Eine detailliertere Beschreibung des Targets findet sich in [23], einige Neuerungen in [24].

### 4.2.2 Die Spektrometer

Die drei Spektrometer A, B und C werden zum Nachweis geladener Teilchen verwendet. Die Magnete analysieren durchfliegende Teilchen nach ihrem Impuls. Ort und Richtung werden im Driftkammersystem gemessen. Szintillatoren dienen der Energiemessung und liefern das Startsignal für die Datenauslese. In einem Čerenkov-Detektor wird zwischen Elektronen und schwereren Teilchen wie z.B. Pionen unterschieden. Abbildung 4.5 zeigt das Detektorsystem von Spektrometer A im Abschirmhaus. Die Abschirmhäuser auf den Spektrometern schirmen die Detektoren vor dem in der Halle bei Experimentierbetrieb vorhandenen Strahlungsuntergrund ab. Sie bestehen aus boriertem Beton und sind innen mit 5 cm dickem Blei ausgekleidet.

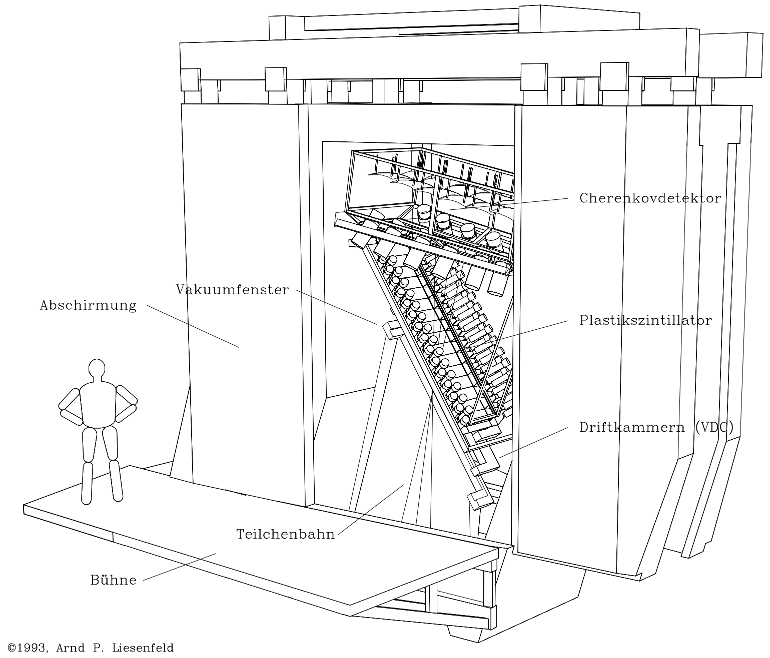



Abb. 4.5: Detektorsystem von Spektrometer A [18]

#### Magnete

Spektrometer A und C bestehen jeweils aus einem Quadrupol, einem Sextupol und zwei Dipolen. Spektrometer B ist ein Clamshell-Dipol, also ein Dipol mit nicht parallelen Polschuhflächen. Die optischen Eigenschaften der Spektrometer sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung der Spektrometer findet sich in [25] und [26] bzw. publiziert in [27].

In Abbildung 4.6 ist ein Schnitt durch die Magnete der Spektrometer A (links) und B (rechts) dargestellt. Ebenfalls eingetragen sind Teilchenbahnen, jeweils

| | Einheit | A | B | C |
|---|---|---|---|---|
| Konfiguration | | QSDD | Clam | QSDD |
| Abbildung | | | | |
| dispersiv | | $\bullet \to \bullet$ | $\bullet \to \bullet$ | $\bullet \to \bullet$ |
| nichtdispersiv | | $\Vert\!\to \bullet$ | $\bullet \to \bullet$ | $\Vert\!\to \bullet$ |
| Maximalfeld | T | 1.51 | 1.5 | 1.4 |
| Maximalimpuls | MeV/$c$ | 735 | 870 | 551 |
| Referenzimpuls | MeV/$c$ | 630 | 810 | 459 |
| Zentralimpuls | MeV/$c$ | 665 | 810 | 490 |
| Raumwinkel | msr | 28 | 5.6 | 28 |
| Streuwinkel | | | | |
| Minimalwinkel | | 18° | 7° | 18° |
| Maximalwinkel | | 160° | 62° | 160° |
| Impulsakzeptanz | | 20% | 15% | 25% |
| Winkelakzeptanz | | | | |
| dispersiv | mrad | 70 | 70 | 70 |
| nichtdisperiv | mrad | 100 | 20 | 100 |
| Akzeptanz langes Target | mm | 50 | 50 | 50 |
| Winkel der Fokalebene | | 45° | 47° | 45° |
| Länge der Fokalebene | m | 1.80 | 1.80 | 1.60 |
| Länge Zentralstrahl | m | 10.75 | 12.03 | 8.53 |
| Dispersion (zentral) | cm/% | 5.77 | 8.22 | 4.52 |
| Vergrößerung (zentral) | | 0.53 | 0.85 | 0.51 |
| Dispersion/Vergrößerung | cm/% | 10.83 | 9.64 | 8.81 |
| Impulsauflösung | | $10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| Auflösung am Target | | | | |
| Winkel | mrad | $< 3$ | $< 3$ | $< 3$ |
| Position | mm | 3 - 5 | 1 | 3 - 5 |

Tab. 4.1: Optische Eigenschaften der Spektrometer ([26], [27])

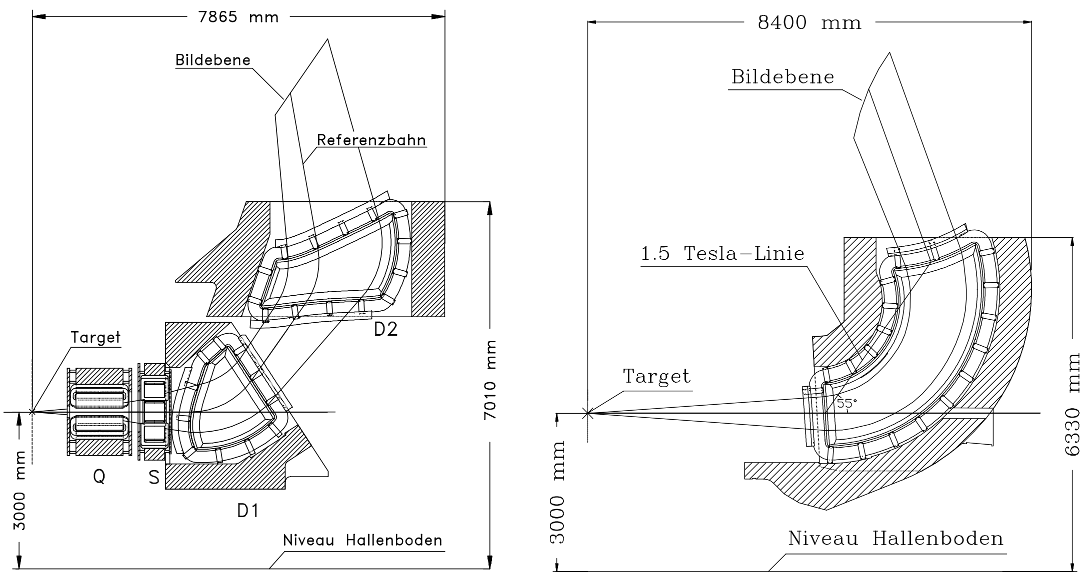



Abb. 4.6: Schnitt durch Spektrometer A (links) und B (rechts). Die Achsen sind nicht maßstabsgerecht. (Bilder aus [26])

zwei extreme und die Referenzbahn, sowie die Bildebene, in der sich die unterste Ebene der Driftkammer befindet.

Spektrometer B hat mit 870 MeV/$c$ den höchsten Maximalimpuls aller Spektrometer und eine bessere Vertexauflösung (1 mm im Vergleich zu 3 bis 5 mm), aber einen kleineren Raumwinkel (5.6 msr im Vergleich zu 28 msr). Die Auslegung von Spektrometer B als Clamshell-Dipol ermöglichte eine sehr kompakte Bauweise, so daß Spektrometer B auf einen Relativwinkel zum Ausgangsstrahlrohr von 7° gefahren werden kann. Das Spektrometer kann auf beiden Seiten des Ausgangsstrahlrohrs verwendet werden und erreicht einen maximalen Streuwinkel von 62° rechts und 90° links.

Der große Raumwinkel der Spektrometer A und C wird durch die Vorschaltung eines Quadrupolmagneten vor das dispersive Element, die beiden Dipolmagnete, erreicht. Der Sextupolmagnet, der sich zwischen Quadrupol und erstem Dipol befindet, dient der Korrektur von Abbildungsfehlern zweiter Ordnung (sphärische Aberration). Spektrometer C hat eine größere Impulsakzeptanz als Spektrometer A und ist um den Faktor 11/14 kleiner. Daher hat es auch einen kleineren Maximalimpuls.

### Driftkammern

Nachdem ein Teilchen die Magnete passiert hat, wird seine Trajektorie im Driftkammersystem bestimmt. Es besteht aus je vier vertikalen Driftkammern pro

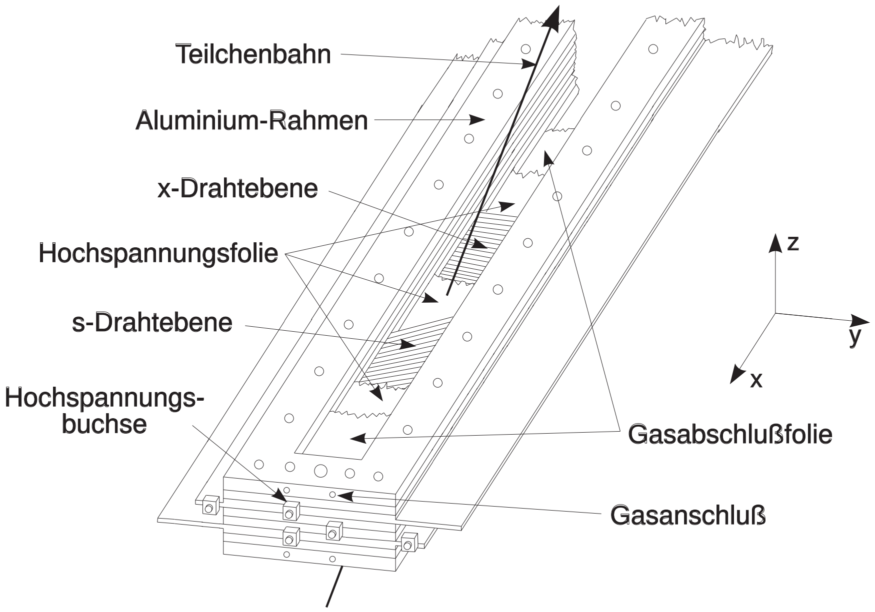



Abb. 4.7: Driftkammer von Spektrometer A (Bild aus [29])

Spektrometer, abgekürzt VDCs (Vertical Drift Chamber). Die unterste Ebene liegt in der Fokalebene des Magnetsystems.

Das Funktionsprinzip einer VDC ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Durchtretende Teilchen ionisieren das zwischen zwei parallelen Kathodenfolien befindliche Gas, die Elektronen wandern entlang der Feldlinien zu den als Anoden wirkenden Signaldrähten und werden in deren Nähe durch Gasverstärkung vervielfacht. Die VDCs sind so in den Spektrometern angeordnet, daß die aus dem Magnetfeld der Spektrometer austretenden Teilchen „schräg“ durch die Kammern laufen, d.h. es sprechen mehrere Drähte pro Teilchen an.

Eine Konfiguration aus je zwei sogenannten x-Ebenen und je zwei sogenannten s-Ebenen zusammen ermöglicht die Bestimmung der Trajektorie eines Teilchens: In den x-Ebenen, in denen die Drähte mit den Seiten der Kammer einen 90°-Winkel bilden, wird die x-Position und damit der Impuls des Teilchens bestimmt. In den s-Ebenen sind die Drähte in einem Winkel von 40° relativ zu den x-Drähten gespannt. Die in dieser Ebene gewonnene Information dient zur Bestimmung der y-Position des Teilchens. Eine x- und eine s- Ebene zusammen rekonstruieren somit den Ort des Teilchendurchtritts, die Rekonstruktion von zwei Orten ermöglicht die Messung des Winkels des Teilchens.

Konzeption und Entwicklung der VDCs werden in [28] und [29] beschrieben, wobei sich in [29] eine Zusammenfassung weiterer Arbeiten zu diesem Thema findet.

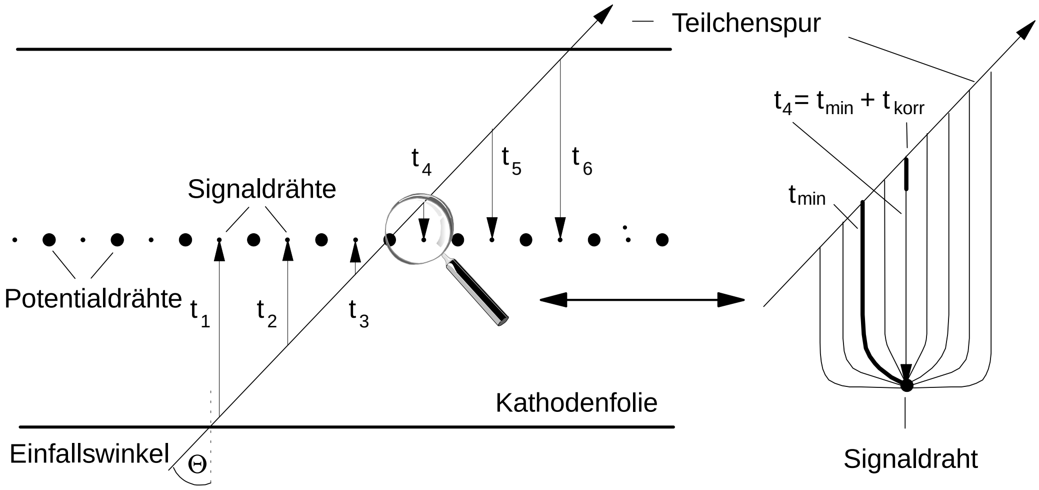



Abb. 4.8: Funktionsprinzip der VDC: links Schnitt senkrecht zu den Anodendrähten, rechts vergrößerter Ausschnitt einer Driftzelle (Bild aus [30])

### Szintillatoren

Als Triggerdetektoren werden in jedem Spektrometer je zwei segmentierte Szintillatorlagen verwendet. Die untere, 3 mm dicke Lage dient der Bestimmung des Energieverlusts eines durchtretenden Teilchens und wird daher als „dE"-Ebene (von **d**elta **E**) bezeichnet. Die obere, 10 mm dicke Lage legt den Zeitpunkt des Teilchendurchtritts fest und wird deswegen als „ToF"-Ebene (von **T**ime **o**f **F**light) bezeichnet. Diese Zeit dient als Referenz sowohl für die Zeitmessung in der Driftkammer als auch für die Zuordnung des Ereignisses zu eventuellen Koinzidenzen mit den anderen Spektrometern.

Da die beiden Lagen unterschiedliche Aufgaben erfüllen, bestehen sie aus verschiedenen Sorten Plastikszintillator: die dE-Ebene aus NE 102 A mit besonders guter Energieauflösung, die ToF-Ebene aus NE Pilot U mit sehr schnellem Signalverhalten. Auch die zur Auslese verwendeten Photomultiplier wurden mit Blick auf diese Eigenschaften ausgewählt.

Die Segmentierung der Szintillatoren verbessert die Zeitauflösung, da durch sie die Signallaufzeiten im Szintillator wesentlich verkürzt werden. Außerdem liefert sie eine grobe Ortsinformation über den Teilchendurchtritt.

Weitere Einzelheiten zum Aufbau der Szintillationsdetektoren finden sich in [22] und [31].

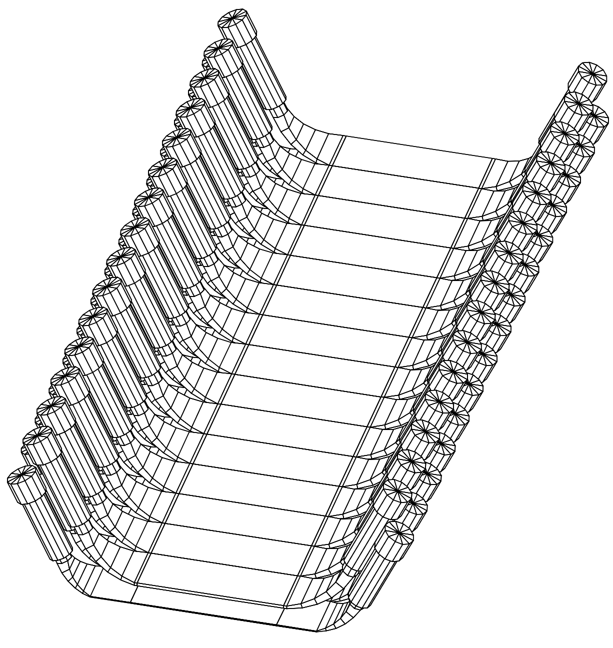


Abb. 4.9: Szintillatoren in Spektrometer A [18]

### Čerenkov-Detektor

Die Čerenkov-Detektoren dienen zur Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Positronen und geladenen Pionen. Pionen und Elektronen können in den Impulsbereichen, in denen die Spektrometer arbeiten, nicht durch ihren Energieverlust in den Szintillatoren getrennt werden, da beide minimalionisierend sind. Die Čerenkov-Detektoren wurden ursprünglich mit einem Chlorfluorkohlenstoffgas (R114, $C_2F_2Cl_4$) als Radiatorgas betrieben, das einen Brechungsindex von 1.0013 bei 400 nm hat. Damit liegt die Impulsschwelle zur Erzeugung eines Čerenkov-Signals für Pionen bei 2700 MeV/$c$ und für Elektronen bei 10 MeV/$c$. Also liefern Elektronen immer ein Signal, Pionen niemals. Seit 2002 wird ein Fluorkohlenstoffgas (R31-10, $C_4F_{10}$) mit sehr ähnlichen Eigenschaften verwendet.

Die Čerenkov-Detektoren können somit als Veto-Detektoren verwendet werden, um unerwünschte Beimischungen durch Positronen bei einer Messung von $\pi^+$ auszuschließen, oder zur positiven Identifikation von Elektronen. In Abbildung 4.10 ist das Innere des Čerenkov-Detektors von Spektrometer A dargestellt. Die Čerenkov-Detektoren der anderen Spektrometer sind nach demselben Prinzip gebaut. Die Informationen über die Čerenkov-Detektoren beruhen auf [32].

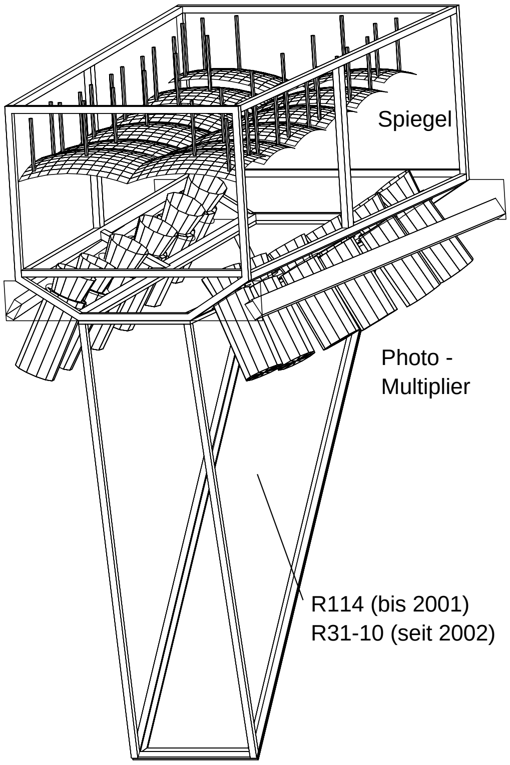



Abb. 4.10: Čerenkov-Detektor von Spektrometer A. Das im gasgefüllten Inneren des Detektors erzeugte Čerenkov-Licht wird für ein aus dem Spektrometer stammendes Elektron oder Positron nach oben abgestrahlt, wo es in Hohlspiegeln gesammelt und auf die seitlich außerhalb des Gasvolumens befindlichen Photomultiplier umgelenkt wird. (Bild nach [32])

### 4.2.3 Die Triggerelektronik

Die Triggerentscheidung, die zur Datenerfassung eines als gültig erkannten Ereignisses führt, ist ein mehrstufiger Prozeß. Zunächst muß ein einzelnes Spektrometer ein gültiges Signal liefern. Überprüft werden dazu die Signale des Szintillatorsystems. Abgesehen von den Szintillatoren der dE-Ebene in Spektrometer B werden alle Segmente beidseitig ausgelesen. Das Signal eines Photomultipliers wird geteilt, der eine Teil wird auf einen ADC, der andere auf einen Diskriminator gegeben. Der Diskriminator erzeugt nur dann ein Signal, wenn das ursprüngliche Photomultipliersignal eine bestimmte Schwelle überschreitet. Die Ausgänge der Diskriminatoren, die zum rechten bzw. linken Photomultiplier je eines Segments gehören, sind durch eine UND-Schaltung verknüpft, so daß nur dann ein gültiges Ereignis für ein Segment erkannt wird, wenn beide Photomultiplier etwas gesehen haben. Auf diese Weise wird durch Rauschen entstandener Untergrund unterdrückt.

Die Signale aller Segmente einer Ebene werden in einer ODER-Schaltung zusammengefaßt, sobald die Rechts-Links-Koinzidenz erfüllt ist. Der Ausgang dieser Schaltung wird auf den Eingang einer Programmable Logic Unit, kurz PLU, geführt, die darüber entscheidet, ob ein registriertes Ereignis gültig ist. Meist wird eine Koinzidenz zwischen der dE- und der ToF-Ebene gefordert, da Ereignisse, die nur in einer Ebene registriert werden, in der Regel von neutralen Teilchen aus dem Hallenuntergrund stammen. Für den Fall, daß Teilchen mit einer geringeren Geschwindigkeit als etwa $0.26\,c$ nachgewiesen werden sollen, darf allerdings keine solche Koinzidenz verlangt werden, denn diese Teilchen können in der dE-Ebene steckenbleiben.

Die aus den Spektrometern kommenden separaten Ereignisströme werden in einer zentralen Koinzidenzlogik zusammengefaßt. Hat ein Spektrometer also ein gültiges Ereignis registriert, wird diese Information an die Koinzidenzschaltung zwischen den Spektrometern weitergegeben. Diese Koinzidenzschaltung hat die Aufgabe, die Ereignisse ihrer zeitlichen Reihenfolge nach zu sortieren sowie zu entscheiden, ob ein von einem Spektrometer registriertes Ereignis einzeln aufgetreten ist (sogenanntes Single-Ereignis) oder koinzident mit einem in einem anderen Spektrometer stattgefundenem Ereignis (sogenanntes Double-Ereignis). Ebenfalls möglich ist eine Koinzidenz zwischen drei Spektrometern, sogenannte Triples. Ereignisse dieses Typs wurden im vorliegenden Experiment jedoch nicht nachgewiesen.

Die Anzahl der Daten, die für ein Ereignis eines bestimmten Typs (Single, Double, Triple) aufgenommen werden, kann untersetzt werden, so daß beispielsweise für ein Koinzidenzexperiment alle Double-Ereignisse, aber nur jedes zwanzigste Single-Ereignis in A und nur jedes fünfzigste Single-Ereignis in B registriert werden. Es ist auch möglich, zwei der Spektrometer im Koinzidenzmodus zu betreiben und das dritte zusätzlich im Einarmmodus zu verwenden, ohne die Koninzidenzmessung zu beeinflussen.

Der Konzidenztrigger wird in [33] beschrieben.

### 4.2.4 Datenerfassung, Steuerung und Überwachung

Das erste Experiment im Sommer 2000 fand in einem Zeitraum statt, in dem die bis dahin verwendeten Verfahren und Programme zur Datenerfassung sowie zur Steuerung und Überwachung der Anlage komplett überarbeitet oder ersetzt wurden. Das hatte zur Folge, daß die Datenströme von den einzelnen Spektrometern separat erfaßt und aufgezeichnet wurden und zur Analyse nachträglich zusammengefaßt und wegen einer Änderung des Datenformats konvertiert werden mußten.

Zur Zeit des zweiten Experiments war die Umstellung abgeschlossen. Die Datenerfassung erfolgte mittels des Programms Aqua++, die Steuerung und Überwachung durch das Programmpaket Mezzo. Weitere Einzelheiten über die Datenerfassung finden sich in [34], eine Beschreibung des Programms Mezzo in [35].

## 4.3 Durchführung des ersten Experiments

And he that breaks a thing to find out
what it is has left the path of wisdom.

J. R. R. Tolkien
The Lord of the Rings

Das Experiment fand in der Zeit vom 6. bis 17. Juli 2000 statt. Grundlage war der Experimentiervorschlag A1/1-99. Die gemessenen Kinematiken wurden gegenüber den im Experimentiervorschlag angegebenen verändert, insbesondere wurde dem Vorschlag des PAC folgend ein niedrigerer Wert für $Q^2$ gewählt, nämlich $0.058(\mathrm{GeV}/c)^2$ gegenüber $0.07(\mathrm{GeV}/c)^2$. Neben den eigentlichen Experiment-Kinematiken wurden noch verschiedene Kontrollmessungen durchgeführt, die in Abschnitt 4.3.2 näher beschrieben werden. Es wird darauf hingewiesen, daß während dieses Experiments keine Kontrollmessungen des elastischen Wirkungsquerschnitts mit Spektrometer A und B durchgeführt wurden.

Verwendet wurden das Flüssig-Wasserstoff-Target, die Spektrometer A und B zur Messung sowohl von Elektronen als auch von Pionen, Spektrometer C zur Messung von elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen als Luminositätsmonitor, erstmals der neue Trigger von P. Merle [33], zur Steuerung eine Kombination aus Mezzo und ECS und zur Datenauslese eine Kombination aus MECDAS und Aqua.

### 4.3.1 Die gewählten Kinematiken

Für eine sichere Rosenbluthseparation ist ein möglichst hoher $\epsilon$-Variationsbereich nötig. Der niedrigste mögliche Wert für $\epsilon$ wird von der meßtechnischen Seite her durch die Energie des gestreuten Elektrons begrenzt, die mit abnehmendem $\epsilon$ ebenfalls immer kleiner wird. Der erreichbare Wert für ein hohes $\epsilon$ wird durch die maximal zur Verfügung stehende Energie des einlaufenden Elektrons beschränkt.

Um eine Streuelektronenenergie von mehr als 100 MeV zu erhalten, muß man sich auf einen kleinsten $\epsilon$-Wert von 0.286 beschränken, bei einer Einschußenergie von 345 MeV. Bei dieser Kinematik wird das Elektron unter einem Winkel von 77.27° und das Pion unter einem Winkel von 18.25° emittiert. Das bedeutet, daß das Pion nur mit Spektrometer B und das Elektron nur mit Spektrometer A gemessen werden können, da nur diese Spektrometer diese Winkel erreichen können.

Für die größte MAMI-Energie von 855 MeV ergibt sich bei den für das Experiment gewählten Werten für $W = 1125$ MeV und $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ ein $\epsilon$ von 0.9 bei einer Energie des gestreuten Elektrons von 618.6 MeV, einem Elektronenwinkel von 19.13° und einem Pionenwinkel von 36.83°. Während das Pion also sowohl mit A als auch mit B gemessen werden könnte, kann das Elektron unter diesen Bedingungen nur in Spektrometer B gemessen werden.

| $\epsilon$ | E/MeV | E′/MeV | $\theta_{e'}$ | $\theta_{\pi'}$ | $\pi^+$ | Kinematik |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.900 | 855 | 618.6 | 19.13° | 36.83° | A | Piplus-1 |
| 0.866 | 750 | 513.6 | 22.45° | 35.46° | B/A | Piplus-2a/b |
| 0.588 | 450 | 213.6 | 45.88° | 26.97° | B | Piplus-3 |
| 0.442 | 390 | 153.6 | 59.17° | 22.96° | A | Piplus-5 |
| 0.286 | 345 | 108.6 | 77.27° | 18.25° | B | Piplus-4 |

Tab. 4.2: Kinematiken der Messung, aufgeführt nach abnehmendem Wert von $\epsilon$. Gemessen wurde bei $W = 1125$ MeV, $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ und einem Pionimpils von 170.5 MeV/$c$. Die Reihenfolge der Durchführung war: Piplus-1, Piplus-4, Piplus-3, Piplus-2a, Piplus-2b, Piplus-5.

Die in Tabelle 4.2 aufgeführten Kinematiken wurden in der Reihenfolge 1, 4, 3, 2a, 2b, 5 gemessen. Um systematische Fehler auszuschließen, wurde Kinematik 2 doppelt, mit vertauschten Spektrometern A und B, gemessen (2a für Pion in B, 2b für Pion in A). Die angestrebten zehntausend Ereignisse im Fehlende-Masse-Pik wurden bei allen Kinematiken vor Ablauf der angesetzten Meßzeit erreicht. Die gewonne Zeit wurde genutzt, indem nach Piplus-2b eine weitere, ursprünglich nicht geplante Einstellung gemessen wurde. Der $\epsilon$-Wert der Einstellung Piplus-5 liegt zwischen dem niedrigsten und dem mittleren Punkt und wurde so gewählt, um den unteren Abschnitt der Rosenbluthseparation besser festzulegen.

### 4.3.2 Kontrollmessungen

Die Kontrollmessungen beinhalteten:

- die Eichung des Ablenkmagneten auf dem Ausgangsstrahlrohr,
- Lochkollimatormessungen,
- die Bestimmung der Luminosität durch die Messung elastisch gestreuter Elektronen in Spektrometer C,
- die bereits oben erwähnte zweifache Messung einer kinematischen Einstellung mit vertauschten Spektrometern

und

- die Messung je eines Punktes der drei vorhergehenden Experimente.

### Eichung des Ablenkmagneten

Steht Spektrometer A auf einem kleinen Vorwärtswinkel (d.h. kleiner als 24°, [36]), läuft der direkt hinter der Streukammer liegende Teil des Ausgangsstrahlrohrs durch den Quadrupol von A und ist dem Einfluß seines Magnetfelds ausgesetzt. Die vom Quadrupol auf das Ausgangsstrahlrohr ausgeübten magnetischen Kräfte müssen durch die Verwendung eines am Hallenboden befestigten Trägers aufgenommen werden. Dies hebt aber den Einfluß des Magnetfelds auf den Elektronenstrahl nicht auf. Bei kleinen Winkeln werden die auslaufenden Elektronen so stark abgelenkt, daß sie den Strahlfänger nicht treffen. Daher wurde in [36] eine aktive Magnetfeldabschirmung entwickelt, die aus einem Magneten besteht, der auf dem Ausgangsstrahlrohr sitzt und ein Gegenfeld erzeugt, das den Elektronenstrahl wieder in den Strahlfänger leitet.

Da bei dieser Strahlzeit Spektrometer A auf einen Winkel von 22.45° bei einem Impuls von 513.6 MeV/$c$ gefahren werden sollte, wurde zu Beginn der Strahlzeit der Korrekturmagnet geeicht. Zu diesem Zweck wurde vor dem Strahlfänger ein Zinksulfid-Schirm mit Zentimeterskala aufgestellt und mit einer Kamera beobachtet. Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Spektrometer A war bei der Messung auf einen Zentralimpuls von 648 MeV/$c$ und positive Polarität eingestellt, die MAMI-Energie betrug 855 MeV. Als Target wurde der Beryllium-Oxid-Schirm verwendet.

| Winkel Spek. A | $I_{\text{Korr.-Dipol}}$/A | Strahlablage/cm |
|---|---|---|
| 23.0° | 0 | 10 |
| 23.0° | 3 | 4 |
| 22.0° | 0 | 19 |
| 22.0° | 8 | 5 |
| 21.5° | 8 | 11.5 |
| 23.9° | 0 | 4.5 |

Tab. 4.3: Eichung des Korrekturmagneten auf dem Ausgangsstrahlrohr für einen Impuls von 648 MeV/$c$ in A und eine MAMI-Energie von 855 MeV

Während der Strahlzeit im Sommer 2001 wurde eine weitere Eichung des Ablenkmagneten durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Eichung sind in Tabelle 4.4 angegeben. Die Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß bei maximaler MAMI-Energie und einem Zentralimpuls in Spektrometer A von 650 MeV/$c$ ein Minimalwinkel von 23° ohne Korrekturmagnet und bei Betrieb des Korrekturmagneten mit 5 A ein Minimalwinkel von 22.5° erreicht werden kann. Es stellte sich heraus, daß der Maximalstrom im Korrekturdipol aus thermischen Gründen auf 5 A begrenzt ist. Bei einer MAMI-Energie von 405 MeV und einem Zentralimpuls in A von 188 MeV/$c$ kann ein Minimalwinkel von 19.15° ohne Korrekturmagnet verwen-

| Winkel Spek. A | $I_{\mathrm{Korr.-Dipol}}$/A | Strahlablage/cm |
|---|---|---|
| 21.5° | 0.1 | $\simeq 2$ |
| 21.5° | 0.5 | - |
| 19.5° | 0.1 | 4 |
| 19.5° | 0.5 | 2 |
| 19.5° | 0.9 | - |
| 19.15° | 0.1 | 5 |
| 19.15° | 0.5 | 3 |
| 19.15° | 0.9 | $\simeq 1$ |
| 19.15° | 1.1 | - |

Tab. 4.4: Eichung des Korrekturmagneten auf dem Ausgangsstrahlrohr für einen Impuls von 188 MeV/$c$ in A und eine MAMI-Energie von 405 MeV

det werden. Bei Betrieb des Korrekturdipols mit 1 A liegt der Strahl mittig im Strahlfänger.

**Lochkollimatormessungen**

Die Lochkollimatormessungen wurden bei Impulsen von 513.6 MeV/$c$ in A und 635 MeV/$c$ in B durchgeführt. Gemessen wurde am 45-mg-Kohlenstoff-Target und am Kohlenstoffstapel (fünf hintereinander angeordnete einzelne Targets), jeweils mit und ohne Wedler. Diese Messungen dienten der Überprüfung der Rückrechenmatrizen von Spektrometer B, insbesondere der Driftkammeroffsets.

**Luminosität in C**

Die Luminosität wird aus den gemessenen Zählraten und Totzeiten berechnet. In diese Berechnung geht der gemessene Strahlstrom und die Targetinformation (Material, Dichte) ein. Sollte sich eine Dichteschwankung im Cryotarget ergeben, z.B. weil der flüssige Wasserstoff zu sieden beginnt, verfälscht das die Luminositätsbestimmung. Durch Messung eines bekannten Wirkungsquerschnitts kann umgekehrt auf die Luminosität geschlossen werden. Spektrometer C wurde daher dazu verwendet, elastisch am Wasserstoff gestreute Elektronen als Ein-Arm-Ereignisse zu messen. Die verwendeten Einstellungen sind in Tabelle 4.5 zusammengestellt.

**Piplus-2a und Piplus-2b**

Die Spektrometer A und B unterscheiden sich in ihrer Akzeptanz, sowohl im Raumwinkel als auch im Impuls. Diese Akzeptanzunterschiede werden in der

| Kinematik | Energie/MeV | Zentralimpuls/(MeV/$c$) |
|---|---|---|
| Piplus-1 | 855 | 380 |
| Piplus-4 | 345 | 229 |
| Piplus-3 | 450 | 271 |
| Piplus-2a/b | 750 | 357 |
| Piplus-5 | 390 | 248 |

Tab. 4.5: Einstellungen für Spektrometer C in Meßreihenfolge. Der Spektrometerwinkel betrug stets 112°.

Simulation berücksichtigt. Daher sollte sich kein Unterschied ergeben, egal ob das Pion in A oder in B gemessen wird. Um ganz sicherzugehen, wurde ein $\epsilon$-Punkt zweimal gemessen, wobei jedes der beiden Spektrometer einmal die Rolle des Elektronen- und einmal die des Pionenspektrometers übernahm. Es wurde dazu der höchste $\epsilon$-Wert gewählt, bei dem der Spektrometertausch möglich ist; zum einen, weil bei hohem $\epsilon$ die Zählrate hoch ist und die Messung daher nicht viel Zeit in Anspruch nahm, zum anderen, um bei auftretenden Problemem mit dem Pion in A einen hohen $\epsilon$-Wert mit dem Pion in B zu haben (die Kinematiken Piplus-2a, Piplus-3 und Piplus-4, alle mit Pion in B, genügen für eine Rosenbluthseparation).

### Nachmessung vorheriger Meßpunkte

Um einen Vergleich der Messung mit den Ergebnissen der Experimente bei den anderen Werten von $Q^2$ zu erleichtern, wurde von allen drei Messungen die Kinematik mit dem höchsten Wert von $\epsilon$ nochmal gemessen. Die Kinematiken sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt. Auch hier wurde Spektrometer C als Luminositätsmonitor verwendet. Es stand während aller drei Messungen unter 112° auf einem Zentralimpuls von 380 MeV/$c$.

| $Q^2$ GeV$^2/c^2$ | $\epsilon$ | E′ MeV | $\theta_{e'}$ | $p_{\pi^+}$ MeV/$c$ | $\theta_{\pi^+}$ | Kinematik |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.117 | 0.834 | 587.4 | 27.39° | 188.8 | 39.31° | Piplus-11, „Richter“ |
| 0.195 | 0.742 | 545.8 | 37.72° | 209.6 | 38.27° | Piplus-12, „Liesenfeld“ |
| 0.273 | 0.648 | 504.6 | 46.83° | 228.0 | 35.82° | Piplus-13, „Širca“ |

Tab. 4.6: Kinematiken der Kontrollmessung, aufgeführt nach zunehmendem Wert von $Q^2$. Die Energie des einlaufenden Elektrons war immer 855 MeV, das Pion wurde in Spektrometer A nachgewiesen.

## 4.4 Strahlzeit Sommer 2001

Da die Messung im Sommer 2000 zu einer Serie anderer Messungen zählte, hatte man schon vor ihrer Durchführung eine klare Vorstellung bezüglich der erwarteten Größe des Wirkungsquerschnitts. Die gemessenen Daten erwiesen sich jedoch als nicht verträglich mit der Vorhersage. Auch die nachgemessenen Kinematiken der alten Messungen konnten mit den ursprünglichen Werten nicht in Übereinstimmung gebracht werden. Allerdings war die Statistik für den nachgemessenen Punkt bei dem höchsten $Q^2$-Wert zu klein, um eine gültige Aussage zu erlauben.

Wie bereits erwähnt, wurde das neue Experiment mit einem neuen Trigger und neuer Steuerungs- und Datenaufnahmesoftware durchgeführt. Da keine Koinzidenzmessungen des elastischen Wirkungsquerschnitts durchgeführt worden waren, bei denen man die gemessenen Ergebnisse mit einem mit Sicherheit bekannten Wert hätte vergleichen können, erschien es möglich, daß die Messung des Sommers 2000 mit einem nachträglich nicht mehr behebbaren Fehler behaftet war. In der Zeit vom 20.06.2001 bis zum 02.07.2001 sollte daher zunächst eine sorgfältge Überprüfung und Einstellung der Detektoren erfolgen, dann eine Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts in AB- und AC-Koinzidenz, und als eigentliches Experiment eine Nachmessung der von A. Richter gemessenen Kinematik bei $Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2$, der ältesten Pionproduktionsmessung in der Serie [22].

In der zur Verfügung stehenden Meßzeit konnte das Cryo-Target nicht bereitgestellt werden, da eine der bei A1 verwendeten Philips-Maschinen ausfiel und die andere aufgrund von Wärmeverlusten in der Transferleitung nicht die erforderliche Kälteleistung lieferte, um den Wasserstoff im Targetkreislauf zu verflüssigen.

Um die Meßzeit auch ohne Cryotarget zu nutzen, wurden verschiedene Eichmessungen durchgeführt. Neben der bereits in Abschnitt 4.3 erwähnten Eichung des Ablenkmagneten des Ausgangsstrahlrohrs, die zu Beginn der Meßzeit stattfand, wurden Lochkollimatormessungen und Messungen des elastischen Wirkungsquerschnitts an Kohlenstoff und Polyethylen (als Ersatz für ein Wasserstofftarget) als Einarm- und Zweiarmmessungen durchgeführt. Hauptziel dieser Messungen war die Suche nach einer möglichen Fehlerquelle, die die Abweichung der Pionproduktionsdaten aus dem Jahr 2000 von den älteren Messungen erklären könnte. Es wurde jedoch kein solcher Fehler gefunden, daher wurde gefolgert, daß die Anlage und die neuen Systeme (Trigger und Software) fehlerfrei arbeiten und somit Gründe für die Diskrepanz in den alten Daten zu suchen sind.

## 4.5 Durchführung des zweiten Experiments

Die Meßperiode im Sommer 2001 hatte gezeigt, daß die Anlage elastische Wirkungsquerschnitte im Rahmen der experimentellen Genauigkeit exakt messen kann. Daher wurde noch eine weitere Meßperiode geplant, die zum einen die Messung des Jahres 2000 ($Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$) wiederholen und bestätigen und zum anderen die alten Messungen ($Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$, $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$) korrigieren sollte. Die Messung bei $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$, die die jüngste der alten Messungen war, wurde nicht angezweifelt, so daß die Nachmessung nur eines $\epsilon$-Wertes für diese Kinematik als ausreichend erachtet wurde.

Die Durchführung des zweiten Experiment war in zwei Abschnitte, vom 13. bis zum 18. Februar 2002 und vom 28. Februar bis zum 11. März 2002, aufgeteilt. Auch hierbei wurden das Flüssig-Wasserstoff-Target und die Spektrometer A und B zur Messung sowohl von Elektronen als auch von Pionen sowie Spektrometer C zur Messung von elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen als Luminositätsmonitor verwendet. Das Target war mit einer neuen Transferleitung ausgestattet, die die Effizienz der Kühlung verbesserte und so höhere Strahlströme (bis 25 $\mu$A) ermöglichte. Die Steuerung erfolgte komplett über Mezzo, die Datenauslese komplett über Aqua.

### 4.5.1 Die gewählten Kinematiken

Die gemessenen Kinematiken sind in Tabelle 4.7 zusammengefaßt. Im Vergleich mit den entsprechenden älteren Messungen gilt:

- $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$: Von den vier gemessenen $\epsilon$-Werten stimmen der höchste und der niedrigste mit denen des ersten Experiments überein. Die beiden anderen Werte liegen in etwa gleichen Abständen dazwischen.

- $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$: Der höchste und der niedrigste $\epsilon$-Wert stimmen mit denen der ursprünglichen Messung überein. Der mittlere Wert wurde so gewählt, daß er bei derselben MAMI-Energie gemessen werden konnte wie einer der Punkte bei $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$.

- $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$: Auch hier stimmen der höchste und der niedrigste $\epsilon$-Wert mit denen der ursprünglichen Messung überein. Der mittlere Meßpunkt wurde bei einer um 30 MeV höheren MAMI-Energie gemessen.

- $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$: Da bei diesem $Q^2$ der Wirkungsquerschnitt am niedrigsten ist, wurde aus Zeitgründen nur der oberste $\epsilon$-Wert der ursprünglichen Messung nachgemessen.

Die Messungen 1 und 1a sind identisch, abgesehen davon, daß sie im ersten bzw. zweiten Abschnitt der Messung stattfanden. Bei den Messungen 3A und 3B sowie den Messungen li2 und li2B wurden jeweils bei der ersteren Spektrometer A und bei der letzteren Spektrometer B als Pionenspektrometer verwendet.

| $Q^2$ | $\epsilon$ | $E$ | $E'$ | $\theta_{e'}$ | $p_{\pi^+}$ | $\theta_{\pi^+}$ | $\pi^+$ | Kinematik |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $(\mathrm{GeV}/c)^2$ | | MeV | MeV | | MeV/$c$ | | | Piplus |
| 0.058 | 0.900 | 855 | 618.6 | 19.1° | 170.5 | 36.8° | A | 1 |
| 0.058 | 0.900 | 855 | 618.6 | 19.1° | 170.5 | 36.8° | A | 1a |
| 0.058 | 0.705 | 525 | 288.6 | 36.2° | 170.5 | 30.2° | A | 3A |
| 0.058 | 0.705 | 525 | 288.6 | 36.2° | 170.5 | 30.2° | B | 3B |
| 0.058 | 0.484 | 405 | 168.6 | 55.1° | 170.5 | 24.1° | A | 2 |
| 0.058 | 0.286 | 345 | 108.6 | 77.3° | 170.5 | 18.3° | B | 4 |
| 0.117 | 0.834 | 855 | 587.4 | 27.9° | 188.8 | 39.3° | A | ri |
| 0.117 | 0.529 | 525 | 257.3 | 55.5° | 188.8 | 29.2° | B | ri2 |
| 0.117 | 0.219 | 405 | 137.3 | 93.0° | 188.8 | 18.4° | B | ri5 |
| 0.195 | 0.742 | 855 | 545.8 | 37.7° | 209.0 | 38.3° | A | li2 |
| 0.195 | 0.742 | 855 | 545.8 | 37.7° | 209.0 | 38.3° | B | li2B |
| 0.195 | 0.489 | 615 | 305.8 | 61.2° | 209.0 | 29.8° | B | li3 |
| 0.195 | 0.229 | 495 | 185.8 | 93.5° | 209.0 | 20.1° | B | li1 |
| 0.273 | 0.648 | 855 | 504.6 | 46.8° | 228.0 | 35.8° | B | si1 |

Tab. 4.7: Kinematiken des zweiten Experiments, geordnet nach $Q^2$ und $\epsilon$. Die Meßreihenfolge war: Kinematiken 1, ri, 2, ri5 im ersten und Kinematiken 4, ri2, 3B, 3A, 1a, li2, li1, li3, li2B, si1 im zweiten Teil.

### 4.5.2 Kontrollmessungen

Die Kontrollmessungen beinhalteten:

- Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts in den Spektrometern A und B, sowohl als Einarm- (Reaktionen $\mathrm{H(e,e')p}$ und $\mathrm{H(e,p)e'}$) als auch als Zweiarmexperiment (Reaktion $\mathrm{H(e,e'p)}$),

- die Bestimmung der Luminosität durch die Messung elastisch gestreuter Elektronen in Spektrometer C,

- Lochkollimatormessungen,

- die bereits oben erwähnte zweifache Messung einer kinematischen Einstellung mit vertauschten Spektrometern

und

- die Messung derselben Kinematik im ersten und im zweiten Abschnitt des Experiments.

### Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts

Im ersten Abschnitts des Experiments wurden alle Kontrollmessungen zu Beginn der Strahlzeit durchgeführt. Sie sind in Tabelle 4.8 zusammengefaßt.

| Kinematik Elastic | Messung | Reaktion | Impuls MeV/$c$ |
|---|---|---|---|
| proton-1 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:608.6, B:674.7 |
| proton-2 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:608.6, B:659.0 |
| proton-3 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:596.0, B:659.0 |
| proton-A | A single | H(e,A:p)e' | A:596.0 |
| proton-B | B single | H(e,B:e')p | B:685.8 |
| proton-4 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:596.0, B:674.7 |
| proton-6 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:596.0, B:674.7 |
| lk-1 Lochkollimator in B | B single | H(e,B:e')p | B:674.7 |
| lk-2 | B single | H(e,B:e')p | B:659.9 |
| e-lk1 | A,B single | H(e,B:e')p;H(e,A:e')p | A:660.0, B:659.9 |
| e-lk2 | A,B single | H(e,B:e')p;H(e,A:e')p | A:650.0, B:685.7 |
| e-3 | A,B single | H(e,B:e')p;H(e,A:e')p | A:670.0, B:685.7 |
| e-4 | A,B single | H(e,B:e')p;H(e,A:e')p | A:660.0, B:685.7 |
| e-5 | A,B single | H(e,B:e')p;H(e,A:e')p | A:639.9, B:685.7 |
| e-6 | B single | H(e,B:e')p | B:674.7 |
| e-7 | A,B double | H(e,B:e'A:p) | A:608.6, B:674.7 |

Tab. 4.8: Kontrollmessungen zu Beginn des ersten Abschnitts: Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts. Die Messungen wurden in der angegebenen Reihenfolge bei einer Strahlenergie von 855 MeV durchgeführt. Spektrometer A stand auf einem Winkel von 51.6°, Spektrometer B auf 45.0°

Es handelt sich dabei um Messungen des elastischen Wirkungsquerschnitts der Streuung von Elektronen am Proton, sowohl in Einarm- als auch in Koinzidenz-Kinematik. Für Spektrometer B wurden außerdem Messungen mit dem Lochkollimator durchgeführt. Nicht aufgeführt sind Kontrollmessungen, die der Einstellung der Detektoren, dem Test ihrer Effizienz und der Überprüfung des Koinzidenztriggers dienten, da aus diesen Daten kein Wirkungsquerschnitt gewonnen werden kann.

Im zweiten Abschnitt wurden zwischen den einzelnen Pionproduktionskinematiken Messungen des Koinzidenzwirkungsquerschnitts der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen gemessen. In Tabelle 4.9 sind die Kinematiken zusammengefaßt.

Die Ergebnisse einiger typischer Einarm- und Zweiarmmessungen aus dem ersten Teil und einiger Messungen aus dem zweiten Teil werden in Kapitel 5.2.2 gezeigt.

| Kinematik Piplus | Teilchen | E MeV | ∡ A | Impuls A MeV/$c$ | ∡ B | Impuls B MeV/$c$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 4-elastic1,2 | *A: e'*, B: p | *345* | 100° | 241,231 | 31.5° | 453,435 |
| ri2-elastic1,2,3 | *A: e'*, B: p | *525* | *55.5°* | 439,422 | 50.6° | 468,450 |
| 3A-elastic1,2,3 | A: p, *B: e'* | *525* | 50.6° | 468,450,432 | 55.5° | 439,422,405 |
| li2-elastic1,2,3 | A: p, *B: e'* | *855* | 56.9° | 545,524,503 | *37.7°* | 747,719,690 |
| li1-elastic1,2 | *A: e'*, B: p | *495* | *93.5°* | 323,311 | 31.6° | 615,591 |
| li3-elastic1,2 | *A: e'*, B: p | *615* | *61.2°* | 468,450 | 45.6° | 573,551 |
| li2B-elastic1 | *A: e'*, B: p | *855* | 67.1° | *546* | *38.3°* | 810 |
| si1-elastic1 | *A: e'*, B: p | *855* | *46.8°* | 665 | 50.4° | 628 |

Tab. 4.9: Kontrollmessungen während des zweiten Abschnitts. Die Messungen wurden in der angegeben Reihenfolge vor oder nach der entsprechenden Pionproduktionskinematik durchgeführt. Die kursiv geschriebenen Angaben sind die kinematischen Variablen, die bei der Kontrollmessung mit der dazugehörigen Produktionsmessung übereinstimmen.

**Messung mit vertauschten Spektrometern, Messung derselben Kinematik im ersten und im zweiten Teil**

Durch die mehrfache Messung derselben kinematischen Einstellung wurden systematische Fehler verringert. Bei $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ wurden für $\epsilon = 0.705$ sowohl Spektrometer A als auch Spektrometer B als Pionenspektrometer verwendet (Kinematiken Piplus3A und Piplus3B), ebenso bei $Q^2 = 0.295$(GeV/$c$)$^2$ für $\epsilon = 0.742$ (Kinematiken Piplusli2 und Piplusli2B). Die Kinematik Piplusli2 wurde allerdings nur kurze Zeit gemessen und hat daher nur eine geringe Statistik.

Da die Strahlzeit in zwei Blöcke aufgeteilt war, zwischen denen eine Pause von zehn Tagen lag, in der das Cryotarget aufgewärmt und erneut kaltgefahren wurde, erschien es möglich, daß sich die experimentellen Bedingungen zwischen den beiden Blöcken verändert hatten. Um einen solchen systematischen Fehler auszuschließen, wurde der Punkt bei $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ und $\epsilon = 0.9$ in beiden Blöcken gemessen (Kinematiken Piplus1 und Piplus1a).

**Lochkollimatormessungen**

Die während des ersten Abschnitts durchgeführten Lochkollimatormessungen wurden verwendet, um die Rückrechenmatrix von Spektrometer B zu überprüfen. Abbildung 4.11 zeigt die erreichte Verbesserung.

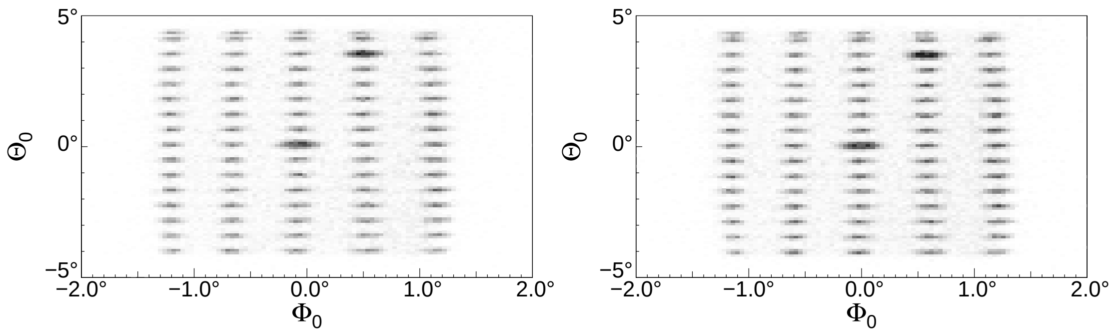



Abb. 4.11: Ergebnis der Lochkollimatormessung in Spektrometer B vor (links) und nach (rechts) der Korrektur der Driftkammer-Offsets in der verwendeten Matrix

#### Luminositätsmessung

Während der meisten Kinematiken wurde wie bereits während des ersten Experiments Spektrometer C als Luminositätsmonitor verwendet. Der Spektrometerwinkel war bei 112° fest gewählt, der Impuls wurde der Strahlenergie angepaßt. Die Werte sind in Tabelle 4.10 zusammengefaßt.

| Energie/MeV | 855 | 615 | 525 | 495 | 405 | 345 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Impuls/(MeV/$c$) | 380 | 323 | 296 | 287 | - | 229 |

Tab. 4.10: Impulseinstellungen von Spektrometer C während des zweiten Experiments für die verwendeten Strahlenergien bei einem festen Winkel von 112°

Für die Strahlenergie von 405 MeV, zu der die Kinematiken Piplus2 und Piplusri5 gehören, wurde der Impuls von Spektrometer C irrtümlich bei 380 MeV/$c$ belassen, der zu der davor eingestellten Strahlenergie von 855 MeV gehört. Dementsprechend kann für die beiden Kinematiken kein elastischer Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

# Kapitel 5

# Datenanalyse

Brevis esse laboro, obscurus fio.

Quintus Horatius Flaccus
Ars Poetica

Dieses Kapitel ist folgendermaßen gegliedert: In Abschnitt 5.1 werden Analyseverfahren und Korrekturfaktoren vorgestellt, in Abschnitt 5.2 die durchgeführten elastischen Messungen und in Abschnitt 5.3 wird die Analyse der Pionproduktionsexperimente dargestellt.

## 5.1 Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts einer Reaktion müssen zunächst in der Analyse aus der Menge der Daten diejenigen Ereignisse herausgefiltert, d.h. vom Untergrund getrennt werden, die von dieser Reaktion stammen. Die Anzahl dieser Ereignisse, auf Detektoreffizienz, Totzeit und Zerfallsverluste korrigiert, ergibt den Wirkungsquerschnitt, wenn sie durch den akzeptierten Phasenraum und die Luminosität dividiert wird:

$$\sigma = \frac{A_{\text{echt}} - (A_U \cdot f_G)}{\Phi \cdot \mathcal{L}} \cdot f_Z \cdot \epsilon \tag{5.1}$$

Dabei sind: $A_{\text{echt}}$ die Anzahl der Ereignisse im gemessenen Fehlende-Masse-Pik, $A_U$ die Anzahl der Ereignisse im Untergrundspektrum und $\Phi$ der Phasenraum, der durch Simulation bestimmt wird. Alle drei Spektren werden im selben Intervall integriert. Weiter sind $f_G = \Delta t_K / \Delta t_U$ der Gewichtungsfaktor für den Untergrundabzug (mit $\Delta t_K$ der Breite des Schnitts auf den Koinzidenzzeitpik und $\Delta t_U$ der Breite des Untergrundschnitts im Zeitspektrum), $\mathcal{L} = \int \mathcal{L}_{\text{eff}} dt$ die über die Meßzeit integrierte und bereits auf Totzeit und Skalierung korrigierte Luminosität, $f_Z$ der Korrekturfaktor für den Pionzerfall und $\epsilon$ der Korrekturfaktor für die Effizienz der Anlage.

In Abschnitt 5.1.1 werden die verschiedenen Aspekte der Datenanalyse beispielhaft anhand einiger ausgewählter Kinematiken gezeigt. Die nicht gezeigten Kinematiken wurden nach denselben Prinzipien analysiert. Die Abschnitte 5.1.2 und 5.1.3 beschäftigen sich mit der Bestimmung der Luminosität und der Berechnung des Phasenraums, und in Abschnitt 5.1.4 werden die verschiedenen Korrekturfaktoren und ihre Bestimmung dargestellt. Eine Zusammenstellung der für alle Kinematiken verwendeten Analyseparameter findet sich in Kapitel C im Anhang.

### 5.1.1 Ereignisidentifikation

Ein Ereignis muß mehrere Bedingungen erfüllen, um als gültig anerkannt zu werden. Die nachgewiesenen Teilchen müssen die richtigen sein (im vorliegenden Fall also Pionen und Elektronen), sie müssen von derselben Einzelreaktion am Target stammen, sie müssen innerhalb der Akzeptanzen der Spektrometer liegen und sie müssen die richtige physikalische Signatur haben.

#### Teilchenidentifikation

In dem Spektrometer, in dem das Pion nachgewiesen wird, tritt ein aus Protonen, Positronen, Myonen und Pionen bestehender Untergrund auf. Die Triggerbedingung, die zum Start der Datenauslese erfüllt sein muß, wird so gewählt, daß zumindest ein Teil des Untergrunds sie nicht erfüllt und somit von vorneherein nicht aufgenommen wird. Eine mögliche Triggerkonfiguration ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

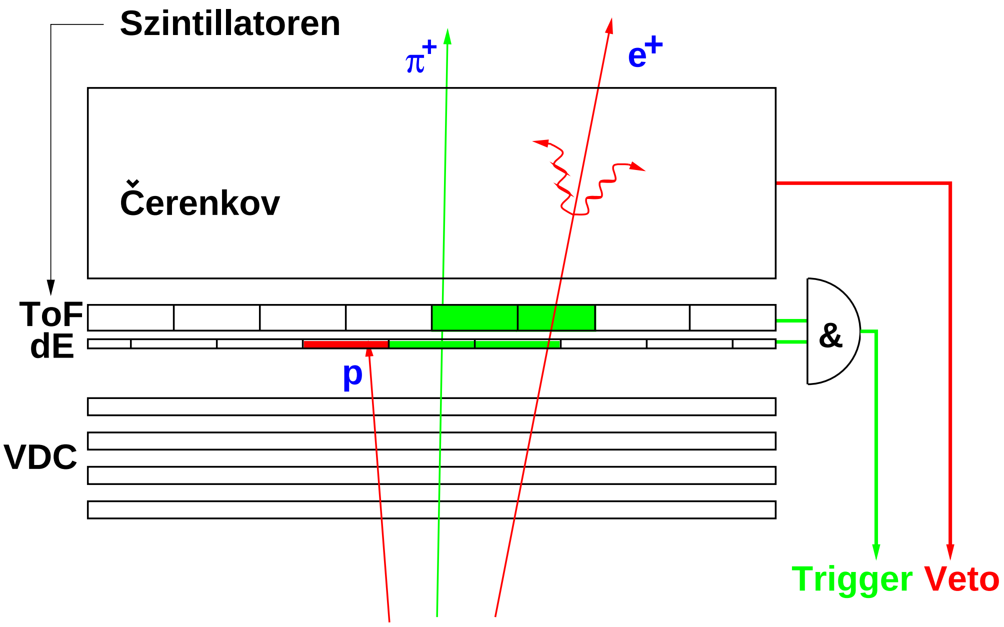



Abb. 5.1: Schematische Darstellung der ersten Identifikation von Protonen und Positronen im Trigger durch Detektor-Vetos

Für eine Messung bei $Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ haben die im Pionenarm nachgewiesenen Teilchen einen Zentralimpuls von 170.5 MeV/c. Protonen mit diesem Impuls haben eine kinetische Energie von 15.4 MeV und damit eine Reichweite von etwa 3 mm. Diese Energie reicht nicht aus, um nach Durchquerung der VDCs die erste, 3 mm dicke Szintillatorebene zu verlassen, denn die Protonen treten unter einem Winkel von etwa 45° in den Szintillator ein, so daß ihr tatsächlicher Weg durch das Material etwa 5 mm beträgt. Daher werden Ereignisse, die in der dE-Ebene vorliegen, aber kein dazugehörendes Signal in der ToF-Ebene liefern, als Protonen identifiziert und verworfen (d.h. zum Start der Datenaufnahme wird ein koinzidentes Signal aus dE- und ToF-Ebene gefordert).

Für höhere Werte von $Q^2$ steigt der Pionimpuls. Bei $Q^2 = 0.273\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ haben die Pionen einen Impuls von 228 MeV/$c$. Für Protonen mit diesem Impuls ergibt sich eine kinetische Energie von 27.3 MeV. In diesem Fall können Protonen die zweite Ebene des Szintillators erreichen. Allerdings ist ihr Laufzeitunterschied zu den leichteren Pionen so groß, daß sie außerhalb des Koinzidenzzeitfensters zwischen Pion- und Elektronenarm liegen und durch einen Schnitt auf den Koinzidenzzeitpik beseitigt werden können.

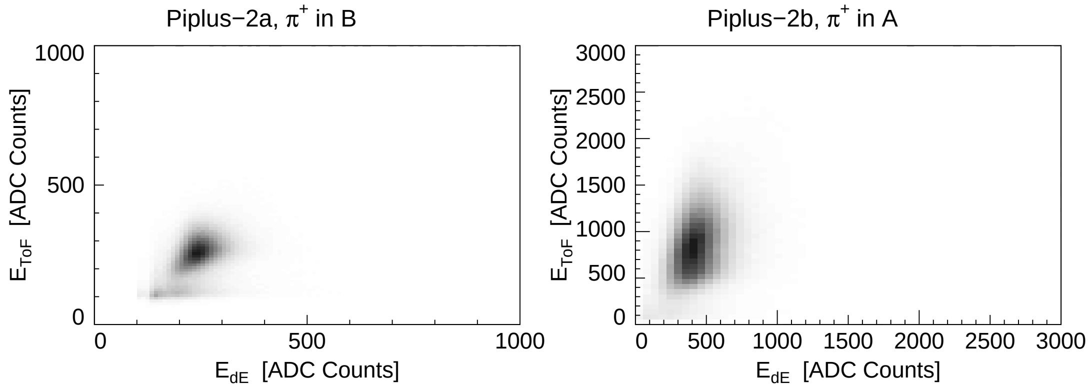



Abb. 5.2: Energieverlust in der ToF-Ebene gegen Energieverlust in der dE-Ebene im Pionenarm für die Kinematiken Piplus-2a (links) und Piplus-2b (rechts), $p_\pi = 170$ MeV/$c$ (Messung 2000), ungeeichtes ADC-Spektrum. Zu sehen ist nur eine Verteilung minimalionisierender Teilchen bei niedrigen ADC-Kanälen. Die Doppelstruktur im Spektrum links (Pion in B) stammt von in der ToF-Ebene gestoppten Teilchen. Die unterschiedliche Skala der Bilder liegt an der Verarbeitung der Szintillatorsignale mit verschiedenen ADC-Typen in A und B.

Pionen im hier beschriebenen Impulsbereich zwischen 170.5 MeV/$c$ und 228 MeV/$c$ sind minimalionisierend und unterscheiden sich daher in ihrem Antwortverhalten im Szintillator nicht von Positronen, wie Abbildung 5.2 zeigt. Da Positronen im Gegensatz zu Pionen ein Signal im Čerenkov-Detektor auslösen, wird dieses Signal in der Analyse verwendet, um Positronen auszuschließen. Die in Abbildung 5.1 dargestellte Möglichkeit, das Čerenkov-Signal bereits bei der Triggerentscheidung als Veto zu verwenden, wurde nicht ausgenutzt.

Eine Unterscheidung zwischen Pionen und Myonen ist durch die Detektoren nicht direkt möglich, da sich die beiden Teilchen in ihrem Antwortverhalten nicht unterscheiden. Nähere Einzelheiten zur Problematik der Myonidentifikation finden sich in diesem Abschnitt weiter unten sowie in 5.1.4.

**Koinzidenzzeit**

Die bei einer Reaktion entstehenden Teilchen kommen in der Regel nicht gleichzeitig in den Detektoren der beiden Spektrometer an, da sie unterschiedlich schnell sind und sich die Weglänge in den einzelnen Spektrometern unterscheidet. Die Zeitdifferenz zwischen den Spektrometersignalen variiert, weil die Strecke, die ein Teilchen in einem Spektrometer zurücklegt, zum einen vom Impuls abhängig ist, der innerhalb der vom Spektrometer akzeptierten Impulsbreite variiert, und zum anderen von den räumlichen Startkoordinaten (Vertex und Winkel), so daß auch zwei Teilchen mit gleichen Impulsen eine unterschiedliche Flugzeit haben können. Diese Laufzeitunterschiede verbreitern den Koinzidenzzeitpik. Da die Spur eines Teilchens mittels der Driftkammerdaten rekonstruiert und die Bahnlänge berechnet werden kann, kann der Effekt korrigiert werden.

Für jedes Ereignis spricht in den beiden Szintillatorebenen nur je ein Szintillatorstreifen an. Die Summe der Zeitsignale der einzelnen Streifen der zeitbestimmenden Ebene (im vorliegenden Experiment also der Time-of-Flight-Ebene) ergibt den eigentlichen Koinzidenzzeitpik. Um eine möglichst gute Zeitauflösung, also einen schmalen Koinzidenzzeitpik, zu erzielen, wurden daher für jede Kinematik im Pionenarm, wo die gesamte Fokalebene ausgeleuchtet wird, die Zeitsignale der einzelnen Streifen separat korrigiert, bis der Koinzidenzzeitpik für alle Streifen bei Null lag. Abbildung 5.3 stellt den Effekt der Offsetkorrektur dar.

Abbildung 5.4 zeigt zwei auf Laufzeit und Streifenoffset korrigierte Koinzidenzzeitspektren für die Messung im Jahr 2000 und $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$.

Deutlich zu erkennen ist neben dem Hauptpik, der koinzidente Pion-Elektron-Ereignisse zählt, je ein Nebenpik in beiden Spektren. Um zu untersuchen, woher dieser Pik stammt, wurde zunächst festgestellt, daß er bei allen Kinematiken mit dem Pion in A auf der rechten Seite des Hauptpiks und für alle Kinematiken mit dem Pion in B auf der linken Seite liegt, und zwar für alle Einstellungen dieser Meßperiode mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ im Abstand von ca. 4.3 ns für Pion in A und ca. 4.8 ns für Pion in B. Bei den drei Kontrollmessungen mit größerem $Q^2$ verringert sich der Abstand mit zunehmendem Pionimpuls. Für die Meßperiode im Jahr 2002 gilt ebenfalls, daß sich die Abstände des Nebenpiks vom Hauptpik

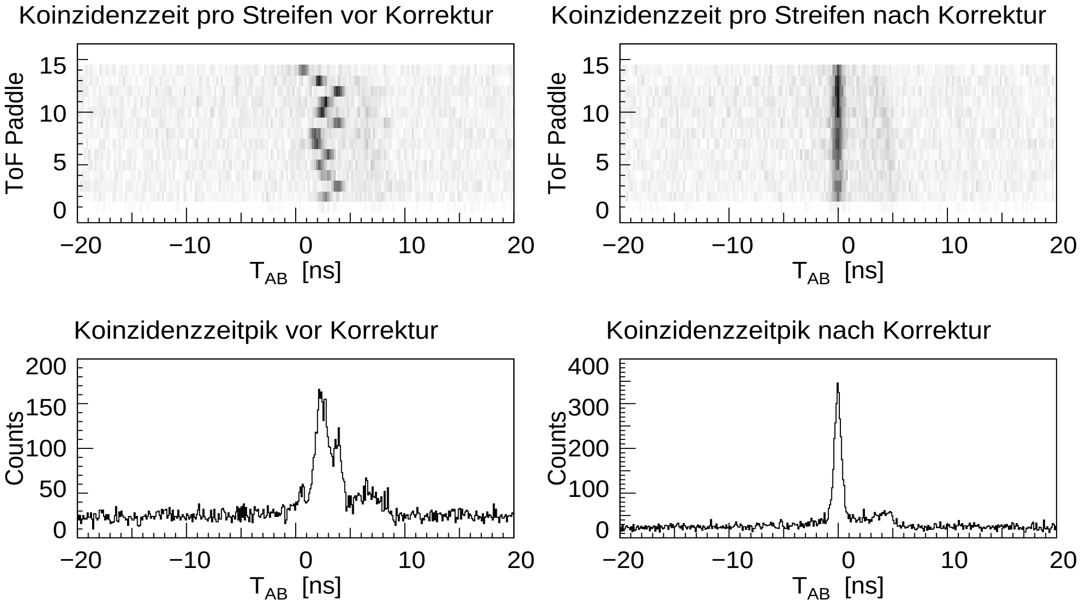



Abb. 5.3: Koinzidenzzeitpik für eine Teilmessung der Kinematik Piplus1 (Messung 2002), links vor, rechts nach der Offsetkorrektur: oben Lage des Piks aufgetragen pro Szintillatorstreifen, unten Gesamtpik aus der Summe der Einzelpiks. Im rechten oberen Spektrum ist rechts vom Hauptpik der vom Myonen verursachte Nebenpik zu erkennen, dessen Position im Zeitspektrum vom Szintillatorstreifen, also von der Position in der Fokalebene abhängt.

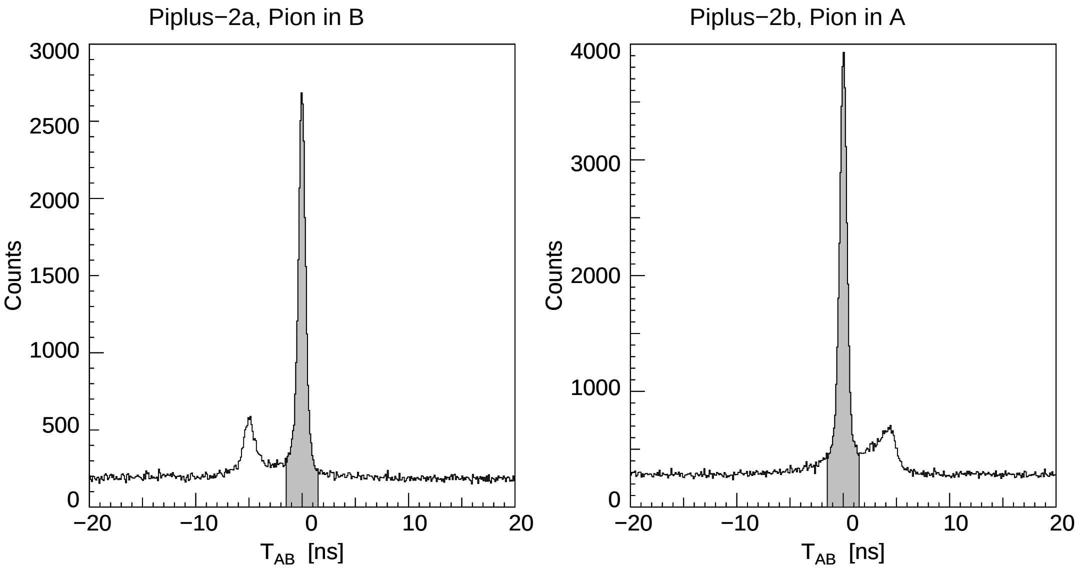



Abb. 5.4: Auf Bahnlängeneffekte korrigierter und ansonsten ungeschnittener Koinzidenzzeitpik für die Kinematiken Piplus-2a (links) und Piplus-2b (rechts) (Messung 2000); der grau markierte Bereich wird akzeptiert

mit größerem $Q^2$ verkleinern, aber für gleiches $Q^2$, d.h. gleichen Zentralimpuls des Pionenspektrometers, konstant sind.

Das ließ den Schluß zu, daß der Nebenpik durch eine echte Koinzidenz zweier Teilchen verursacht wird und kein Elektronik-Artefakt oder ähnliches ist. Zur Bestimmung der Teilchensorte wurden verschiedene Tests durchgeführt:

- Ein Schnitt auf die Čerenkov-Detektoren wurde so gesetzt, daß im Elektronenarm ein Signal gefordert wurde, während ein Signal im Pionenarm als Veto diente. Da der Nebenpik dabei erhalten blieb, muß er von einer Koinzidenz zwischen Elektronen und Teilchen verursacht werden, die ähnlich wie Pionen kein Čerenkov-Licht erzeugen; Positronen sind somit ausgeschlossen.
- Da der Nebenpik nach Schnitten auf die geometrische Akzeptanz der Spektrometer, ihre Impulsakzeptanz, den Targetort und die rückgerechnete Bahnlänge erhalten blieb, muß er von Teilchen kommen, die vom Target kommen und einen den Pionen vergleichbaren Impuls haben.
- Eine Analyse, bei der als Reaktionsprodukt statt eines Pions ein Myon eingesetzt wird, läßt den Nebenpik im Koinzidenzzeit-Spektrum bei Null erscheinen.

Aus diesen Ergebnissen wurde gefolgert, daß dieser Nebenpik von Myonen stammt, die aus im oder nahe am Target zerfallenen Pionen entstanden sind und daher eine feste Zeitbeziehung zu den gestreuten Elektronen haben. Instabile Teilchen zerfallen exponentiell, d.h. der größte Anteil zerfällt direkt nach der Produktion, daher enthält der Nebenpik den Hauptanteil am myonischen Untergrund. Streng genommen handelt es sich bei diesem Nebenpik eigentlich um eine Kante mit exponentiellem Ausläufer zum Koinzidenzzeitpik hin, die durch die endliche Zeitauflösung der Spektrometer nicht scharf erscheint, sondern die Form eines Piks mit Ausläufern nach beiden Seiten annimmt.

Ein gewisser Teil der Pionen zerfällt während des Fluges zwischen Produktionsort und Detektor. Die dabei entstehenden Myonen erscheinen, sofern sie die Detektoren erreichen, im Koinzidenzzeitspektrum zwischen dem Nebenpik und dem von Pionen verurschten Hauptpik. Somit setzt sich der Untergrund unter dem Koinzidenzzeitpik aus zwei Anteilen zusammen: Die Höhe des „allgemeinen“ Untergrunds aus zufälligen Ereignissen kann im flachen Teil des Koinzidenzzeitspektrums bestimmt, der Beitrag der Zerfallsmyonen hingegen nur durch eine Simulation berechnet werden.

Ein zweiter Nebenpik auf der Seite des Myonpiks weiter außen im Koinzidenzzeitspektrum wird von Positronen verursacht. In Abbildung 5.5 wird das durch einen Schnitt auf das Čerenkov-Veto im Pionenarm nachgewiesen. Die Positronen im Pik stammen vom Target und haben deshalb eine feste Zeitbeziehung zu den Ereignissem im anderen Spektrometer. Der Pik ist nicht bei allen Kinematiken gleich deutlich ausgeprägt.

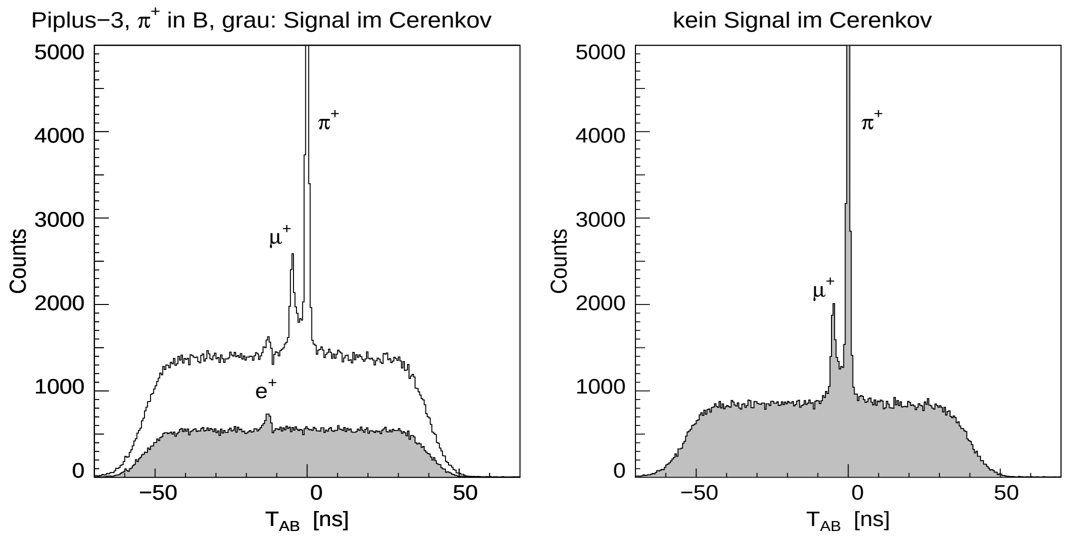



Abb. 5.5: Anteil der durch Čerenkov-Veto ausgeschlossenen Ereignisse am Koinzidenzzeitspektrum, Kinematik Piplus-3 (Messung 2000): Links: Grau unterlegt unter das Gesamtspektrum das Spektrum der ausgeschlossenen Ereignisse (Positronen in B) mit zweiten Nebenpik; rechts: nach dem Schnitt verbleibendes Spektrum mit erstem Neben- und Hauptpik. Das Koinzidenzzeitspektrum ist bei 5000 Ereignissen abgeschnitten, damit der Untergund besser zu sehen ist.

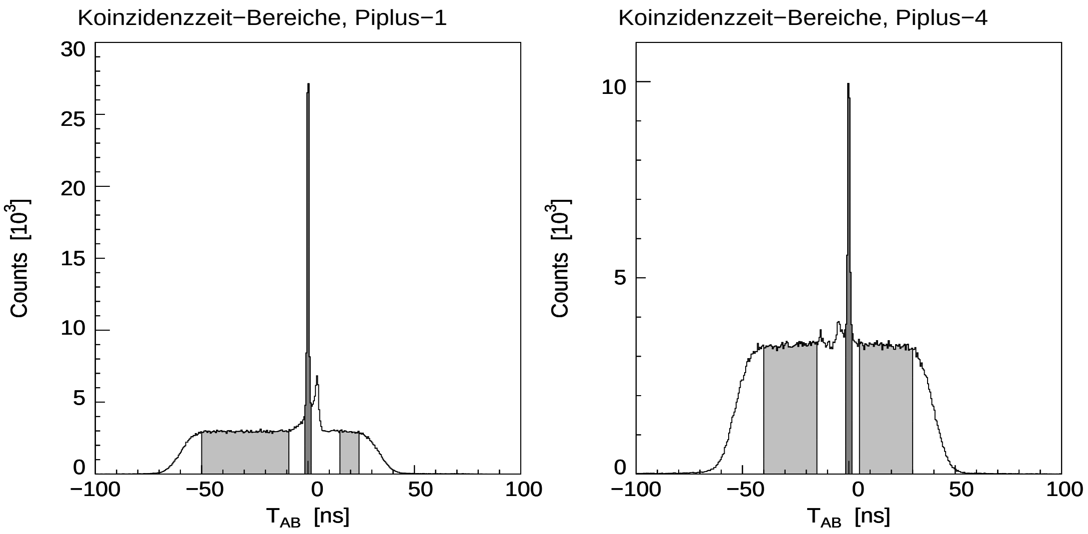



Abb. 5.6: Koinzidenzzeitbereiche für die Kinematiken Piplus-1 und Piplus-4 (Messung 2000); der dunkelgrau markierte Bereich wird akzeptiert, der hellgrau markierte dient zur Bestimmung des Untergrunds

Die Bestimmung der Größe des „allgemeinen“ Untergrunds in ausreichender Entfernung zum Hauptpik und den Nebenpiks ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Das Koinzidenzzeitspektrum, das sich für durch Čerenkov-Veto im Pionenarm ausgeschlossene Ereignisse ergibt und das in Abbildung 5.5 links als grau gefüllte Verteilung zu sehen ist, liefert die Position des positronischen Nebenpiks. Sie ist erwartungsgemäß für alle Einstellungen mit gleichem Pionimpuls jeweils für Pion in Spektrometer A bzw. B gleich.

### Fehlende Masse

Für jede Reaktion muß die Summe der Vierervektoren der einlaufenden Teilchen gleich der Summe der Vierervektoren der auslaufenden Teilchen sein. Für die Reaktion $p(e, e'\pi^+)n$ gilt daher

$$P_i + k_i = P_f + k_f + k_\pi,$$

oder aufgeteilt in Energie- und Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} E_i + \epsilon_i &= E_f + \epsilon_f + \omega_\pi \\ \boldsymbol{P_i} + \boldsymbol{k_i} &= \boldsymbol{P_f} + \boldsymbol{k_f} + \boldsymbol{k_\pi} \end{aligned}$$

Da das Neutron nicht nachgewiesen wird, fehlen seine Energie und sein Impuls in der Bilanz. Für jede Reaktion kann aus den Energien und Impulsen der bekannten bzw. nachgewiesenen Teilchen diese sogenannte „fehlende Energie“ bzw. der „fehlende Impuls“ berechnet werden. Diese Berechnung dient der Identifikation echter Pionproduktionsereignisse.

Durch die Messung der Impulse und der Bahnen des Reaktionsprodukts und des gestreuten Elektrons können ihre Vierervektoren rekonstruiert werden. Die Vierervektoren des einlaufenden Elektrons und des ruhenden Targetprotons sind bekannt. Damit ist der Vierervektor des nicht nachgewiesenen Teilchens eindeutig bestimmt. Aus dem Quadrat dieses Vierervektors ergibt sich die Masse dieses Teilchens, für echte Ereignisse also die Neutronenmasse. Dargestellt wird gewöhnlich die Verteilung der fehlenden Masse abzüglich der Neutronenmasse, so daß echte Ereignisse idealerweise einen Pik bei Null bilden sollten. Wenn in Zukunft vom Fehlende-Masse-Spektrum die Rede ist, ist damit das Spektrum gemeint, bei dem die Neutronenmasse abgezogen wurde.

In der Realität ist der Pik von Null zu positiven Werten verschoben, da der Strahl vor der Reaktion und die Reaktionsprodukte vor ihrem Nachweis etwas Energie verlieren, so daß die fehlende Masse für ein Ereignis vergrößert wird. Dieser Energieverlust entsteht dadurch, daß die Reaktionsprodukte das ausgedehnte Target verlassen müssen, also Targetmaterial und -wände durchqueren, ebenso eine um das Target angelagerte Schneeschicht, deren Entstehung und Einfluß auf den Fehlende-Masse-Pik in Abschnitt 5.1.4 beschrieben wird. Da die Spektrometer im beschriebenen Experiment nicht durchgeflanscht waren, verursachen auch die Folienfenster der Streukammer, eine kurze (wenige Zentimeter) Flugstrecke durch Luft und das Folieneintrittsfenster der Spektrometer einen kleinen Energieverlust. Energieverluste durch die obere Vakuumabschlußfolie des Spektrometers vor den Detektoren spielen hier keine Rolle, da sie die Bestimmung des Teilchenimpulses nicht mehr beeinflussen.

Der Fehlende-Masse-Pik hat eine charakteristische, asymmetrische Form mit steil ansteigender linker Flanke und einer langsam abfallenden rechten Flanke, dem sogenannten Strahlenschwanz. Der Strahlenschwanz wird hauptsächlich durch Abstrahlung reeller Photonen des einlaufenden oder auslaufenden Elektrons verursacht. Die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Gamma-Quants in einem der Elektronenarme einer Reaktion ist abhängig von $\approx 1/E_\gamma$, daher zeigt auch die Form des Strahlenschwanzes diesen Verlauf.

Experimentell wird die gemessene Breite des Fehlende-Masse-Piks durch die Auflösung der Spektrometer, die Dichte des Targetmaterials und durch die Schneedicke um das Target bestimmt. Letztere verändert durch Energieverlust und Kleinwinkelstreuung den ursprünglichen Vierervektor der Reaktionsprodukte und trägt somit zur Verschlechterung der Gesamtauflösung der Anlage (bei konstanter intrinsischer Spektrometerauflösung) bei. Position und Form des Fehlende-Masse-Piks müssen für Daten und Simulation zur Deckung gebracht werden, da in beiden Fehlende-Masse-Spektren (dem gemessenen und dem simulierten) geschnitten wird und Unterschiede in der Verteilung den Wirkungsquerschnitt verfälschen können.

Echte Ereignisse können nur im Fehlende-Masse-Pik einschließlich seines Strahlenschwanzes liegen, aber nicht alle Ereignisse mit der richtigen fehlenden Masse sind echt. Der Fehlende-Masse-Pik sitzt auf einem zufälligen Untergrund, der in der Analyse beseitigt werden muß. In Abbildung 5.7 sind aufakkumulierte Spektren der fehlenden Masse für zwei verschiedene Kinematiken gezeigt. Dargestellt ist die Beseitigung des nicht koinzidenten Untergrunds durch einen Schnitt auf den Koinzidenzzeitpik und die weitere Bereinigung des Spektrums von Zufallskoinzidenzen durch Schnitte auf Čerenkov-Veto, Impulsakzeptanz und Ereignisse, die nicht vom Target stammen. Es verbleibt immer noch ein Rest an Untergrund, dessen Vorhandensein neben der linken Flanke des Piks bei negativen fehlenden Massen erkennbar ist und der sich auch (nicht erkennbar) unter dem Pik und seinem Strahlenschwanz hinzieht.

Die Form des Untergrunds hängt von der kinematischen Einstellung ab. Sie kann durch einen Schnitt auf die Ereignisse, die im Koinzidenzzeitspektrum außerhalb des Piks liegen, bestimmt werden.

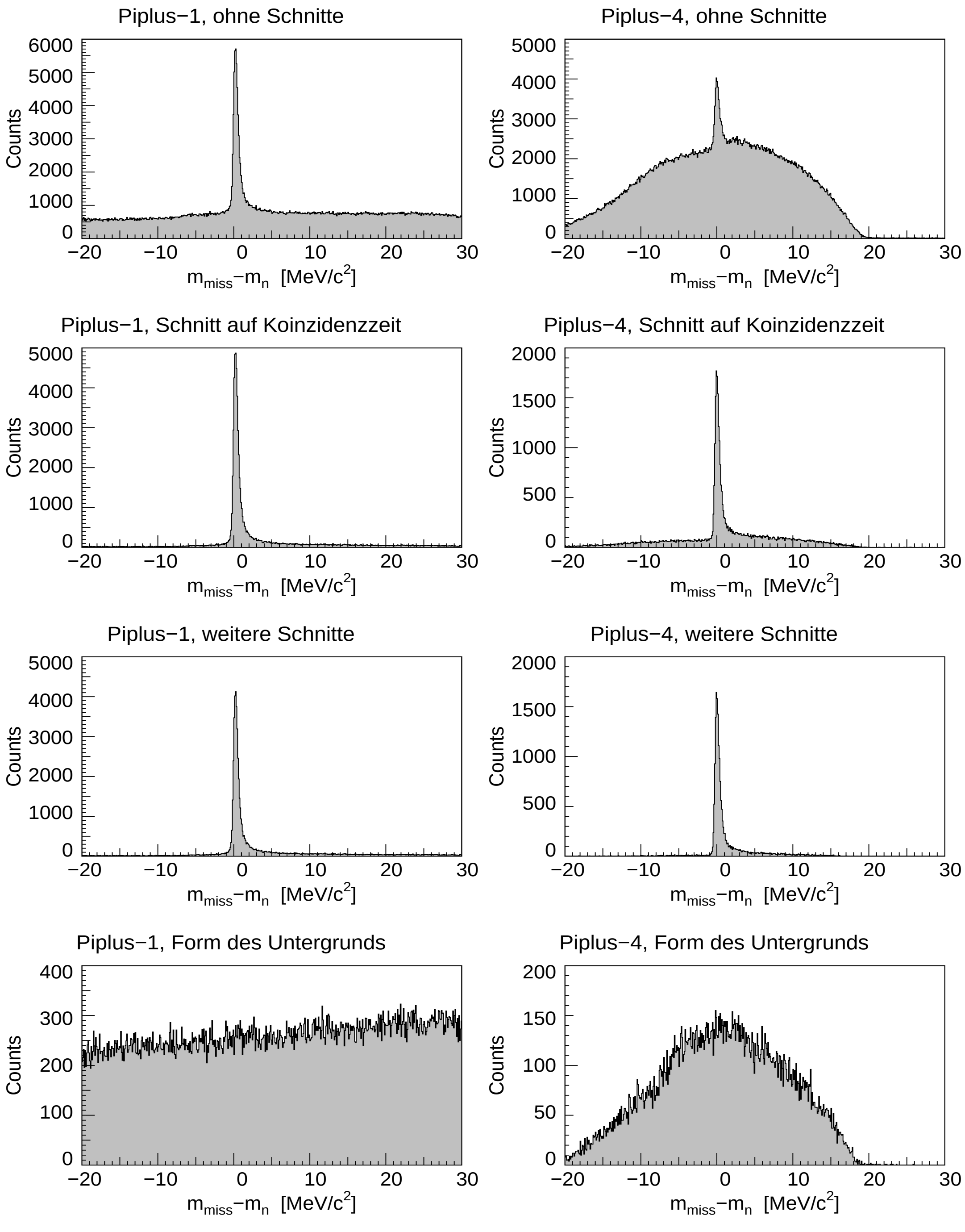



Abb. 5.7: Spektren der fehlenden Masse für die Kinematiken Piplus-1 (links) und Piplus-4 (rechts) (Messung 2000). Gezeigt ist die Reduzierung des Untergrunds durch Schnitt auf den Koinzidenzzeitpik und durch Schnitt auf Impulsakzeptanz, y-Koordinate an der Eintrittstüte ($y_T$) und Čerenkov-Veto. In der untersten Zeile ist der Untergrund gezeigt, der sich ergibt, wenn auf Ereignisse außerhalb des Koinzidenzzeitpiks geschnitten wird, die alle anderen Schnitte erfüllen. Es handelt sich dabei also nicht um die Ereignisse, die zwischen den Spektren der ersten Zeile und denen der dritten Zeile verworfen wurden. Die Bedeutung der einzelnen Schnitte und des Untergrunds wird in Kapitel 5.3 erklärt.

### 5.1.2 Luminosität

Die integrierte Luminosität ist definiert als die über die Meßdauer $T$ integrierte Anzahl auf das Target treffender Strahlelektronen $N_e$ multipliziert mit der Anzahl der im Target vorhandenen Kerne pro Flächeneinheit $A$, $N_t$:

$$\begin{aligned} N_e &= \frac{Q_{tot}}{e_0} = \frac{1}{e_0} \int_0^T I \; dt \\ N_t &= \frac{\rho \bar{x} N_A}{A} \\ L &= N_e N_t \end{aligned}$$

Zur Bestimmung der Luminosität benötigt man also die Kenntnis des Strahlstroms $I$, der genauen Dauer der Messung $T$ und der Dichte $\rho$ des Targetmaterials sowie des durchschnittlichen Weges $\bar{x}$, den der Strahl durch das Target zurückgelegt hat.

Einzelheiten über die Bestimmung der Dichte des Targetmaterials werden in Abschnitt 5.1.4 besprochen. Da der Strahl gewedelt wird, ist die Länge seines Wegs durch das Target nicht konstant. Zur Luminositätsberechnung wird ein Durchschnittswert verwendet, der Einfluß der Abweichung davon wird in der Simulation berücksichtigt.

Der Strahlstrom wird mit einer Förster-Sonde gemessen, die aus zwei Toroidspulen besteht, die den Strahl umgeben. Der in ihnen induzierte magnetische Fluß ist proportional zum Strahlstrom. Die Förstersonde befindet sich in der Beschleunigungssektion der dritten Stufe des Mikrotrons. Da also Elektronenpakete aus allen Umläufen zur Strommessung beitragen, wird die Messung für höhere Strahlenergien genauer. Geht man von einer Unsicherheit in der Strommessung von 0.3 $\mu A$ für Ströme ab etwa 10 $\mu A$ aus, ergibt sich die Genauigkeit der Strommessung zu 10 $\mu A/n$, wenn $n$ die Zahl der Umläufe bezeichnet. Für kleinere Ströme besitzt die Förstersonde einen zweiten, feinen Meßbereich. Die Umschaltung erfolgt nicht automatisch, sondern muß je nach Strahlenergie und -strom von Hand vorgenommen werden.

Die ausgelesenen Daten werden dem Ereignisdatenstrom beigemischt. Das Analyseprogramm Lumi++ [34] berechnet die Luminosität aus der Strommessung, den Werten der Untersetzer (die die Skalierung von Single- und Double-Ereignissen angeben) und der gemessenen Totzeit der Anlage für einen gegebenen Wert der Targetdichte, der separat bestimmt werden muß.

In Abschnitt 4.2.1 wurde der Wedelmechanismus beschrieben, der eine zu starke Aufheizung des Targetmaterials verhindern soll. Während der Experimente wurde der Strahl in horizontaler und vertikaler Richtung (im Koordinatensystem des Targets in x- und y- Richtung) um je $\pm 2$ mm ausgelenkt. Die Weglänge des

Strahls durch das Target wird als konstant angesetzt, da die durch das Wedeln hervorgerufenen kleinen Änderungen in der Simulation berücksichtigt werden.

Um sicherzugehen, daß keine grobe Fehlbestimmung der Luminosität vorliegt, wurde der Wirkungsquerschnitt der in Spektrometer C gemessenen elastischen Reaktion bestimmt, für dessen Berechnung die wie oben beschrieben bestimmte Luminosität verwendet wird. Die C-Messungen werden in Kapitel 5.2 in den entsprechenden Abschnitten für die Messungen in den Jahren 2000 und 2002 besprochen.

### 5.1.3 Phasenraum

Der Phasenraum der Reaktion wird durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Das Programm Simul++ [34] füllt vom Benutzer vorgegebene Intervalle im Schwerpunktswinkel und Viererimpulsübertrag für eine bestimmte experimentelle Situation (Reaktion, Strahlenergie, Spektrometereinstellungen usw.) mit quasi-zufälligen Ereignissen und überprüft, ob sie von den Spektrometern akzeptiert werden.

Die so generierten und akzeptierten Ereignisse werden analog zu den echten Meßdaten weiterverarbeitet, d.h. es werden unter anderem die Winkel- und Impulsverteilung am Target berechnet und die fehlende Masse bestimmt. Letztere wird in einem Spektrum aufgetragen, das mit dem gemessenen Spektrum verglichen wird. Integriert über dasselbe Intervall, in dem das gemessene Fehlende-Masse-Spektrum integriert wird, ergibt sich aus dem simulierten Spektrum der Phasenraumfaktor, durch den die korrigierte und untergrundbereinigte Anzahl der gemessenen Ereignisse geteilt wird, wie in der Einleitung zu Kapitel 5.1 beschrieben wurde.

Damit Form und Position des simulierten und des gemessenen Piks möglichst genau übereinstimmen, wird die Position des gemessenen Piks durch kleine Änderungen der in der Analyse angegebenen Zentralimpulse der Spektrometer geändert. Bei der Form des Piks wird umgekehrt die Simulation den Daten angepaßt, indem die für die Simulation verwendeten Werte für die Impuls- und Winkelauflösung der Spektrometer geändert werden.

### 5.1.4 Korrekturfaktoren

Die Korrekturfaktoren beschreiben die experimentellen Bedingungen, die sich teils in Abhängigkeit von der eingestellten Kinematik, teils unabhängig davon im Lauf der Zeit ändern.

### Dichte des Targetmaterials

Die Dichte des Targetmaterials wurde in der Vergangenheit als konstant angesetzt. Neuere Untersuchungen (2004) zeigten jedoch, daß sich in Abhängigkeit von Druck und Temperatur in der Targetzelle signifikante Korrekturen für die Dichte des flüssigen Wasserstoffs ergeben. Der Zustand der Targetzelle unterscheidet sich gewöhnlich von Experiment zu Experiment, je nach Verlauf des Abkühlprozesses, und kann auch während einer Messung schwanken, beispielsweise bei Änderungen des Strahlstroms.

Die Berechnung der Targetdichte erfolgt nicht automatisch, sondern muß vor der Analyse mittels der ausgelesenen Werte des Drucksensors und der beiden Temperatursensoren des Targets, die in den von Mezzo erzeugten Protokolldateien gespeichert sind, durchgeführt werden. Für die hier vorliegende Auswertung wurde die Dichte jedesmal neu berechnet, sobald einer der Werte sich änderte (mehr als 0.03 K für die Temperatur, mehr als 5 mbar für den Druck, kleinere Schwankungen wurden ausgemittelt). Das dazu verwendete Programm liquidDensity ist ein seit Juni 2004 zur Verfügung stehender Teil des Programmpakets Aqua. Die im Programm verwendeten Parameter für die Eigenschaften von Wasserstoff wurden [37] entnommen.

Weitere Untersuchungen im Sommer 2004 ergaben, daß der Einfluß des Strahlstroms auf die Targetdichte nicht vernachlässigt werden kann. Er ist umso größer, je kleiner die Unterkühlung (Temperaturdifferenz zum Siedepunkt bei einem bestimmten Druck) ist. Das Target ist für den Betrieb bei einer Unterkühlung von 1 K entworfen, bei den hier beschriebenen Messungen traten Werte zwischen 0.7 K (erste Phase der 2002-Messung) und 1.6 K (Messung 2000) auf. Durch den Strahl hervorgerufene Dichteänderungen sind lokal so eng begrenzt, daß sie nicht zu von den Sensoren wahrnehmbaren Druck- oder Temperaturänderungen führen; eine Korrektur ist also nur indirekt möglich. Die Herleitung der dafür verwendeten Formel, die den Strahlstrom und die (in liquidDensity berechnete) Unterkühlung berücksichtigt, wird in [38] beschrieben.

Die Genauigkeit der Bestimmung der Targetdichte hängt davon ab, wie gut Temperatur und Druck im Target bekannt sind. Der Drucksensor ist geeicht und zuverlässig, da er am Targettisch sitzt und deshalb keiner Strahlung ausgesetzt ist. Die beiden Temperatursensoren messen an unterschiedlichen Orten im Targetkreislauf, Sensor A vor und Sensor B nach der Zelle. Sie zeigen etwas unterschiedliche Werte an, A niedrigere als B. Während das im Strahlbetrieb durch die Aufheizung des Wasserstoffs in der Zelle erklärt werden kann, deutet die ebenfalls bei ausgeschaltetem Strahl vorhandene Abweichung auf einen Offset bei zumindest einem Sensor hin. Kalibriert ist nur Sensor A, allerdings liegt diese Kalibration einige Jahre zurück.

Im Jahr 2000 befand sich das Überwachungsprogramm Mezzo noch im Entwicklungszustand. Die Targetparameter wurden nur sporadisch (bei starken Schwankungen, z.B. im Zusammenhang mit Strahlabschaltungen, minütlich, bei ruhigem Betrieb in Abständen von mehreren Stunden) gemessen und in die von Mezzo erzeugte Protokolldatei eingetragen. Da eine ständige Überwachung der Werte durch Monitore stattfand, kann ausgeschlossen werden, daß große Änderungen der Targetparameter unbeobachtet geblieben sind. Für die längeren Zeiträume, in denen keine Meßwerte vorliegen, wurde der letzte vorhandene Wert als konstant angenommen. Im Jahr 2002 fand die protokollierte Messung von Druck und Temperatur etwa einmal pro Minute statt.

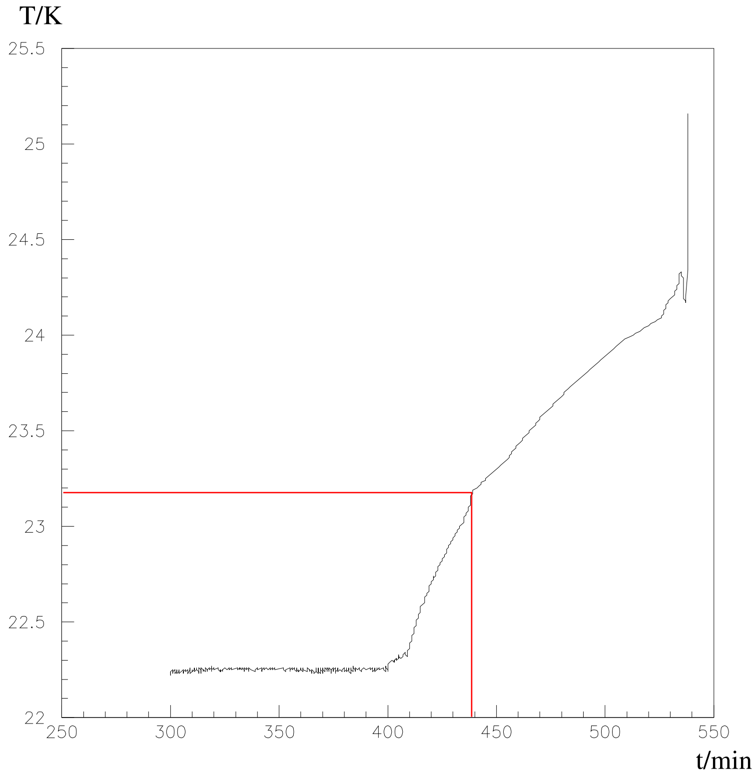
Für die ersten Berechnungen der neuen Targetdichte wurde als Temperatur der Mittelwert zwischen den Werten der beiden Sensoren verwendet. Die daraus berechneten Unterkühlungen lagen für die Messung im Jahr 2000 etwa bei 1 K, für die Messung im Jahr 2002 bei etwa 0.15 K im ersten Teil und 0.4 K im zweiten. Diese Werte erschienen zu niedrig, um glaubhaft zu sein. Da die Temperatursensoren über die Jahre hinweg immer höhere Werte anzeigten, bestand die Vermutung, daß zumindest im Jahr 2002 beide Sensoren zu hohe Werte anzeigten. Um eine nachträgliche Kalibrierung durchzuführen, wurde der Druck- und Temperaturverlauf im Target während des Aufwärmens nach der zweiten Phase der Messung betrachtet, den Abbildung 5.8 zeigt.

Extrapoliert man den steilen Anstieg der Druckkurve zurück auf den konstanten Wert vor Beginn des Auftwärmens, fällt der so ermittelte Zeitpunkt mit dem zusammen, bei dem sich in der Temperaturkurve ein Knick abzeichnet. Dieser Punkt wird mit dem Siedepunkt identifiziert. In beiden Sensoren liegt der Siedepunkt 0.9 K über der vorher angezeigten Temperatur. Die berechnete Unterkühlung zu diesem Zeitpunkt beträgt, wenn nur Temperatursensor A berücksichtigt wird, 0.7 K. Daraus wurde geschlossen, daß die von Sensor A angezeigte Temperatur um 0.2 K zu hoch ist. Die in der Analyse angenommene Targetdichte wurde daher aus den um 0.2 K verminderten Werten des Sensors A berechnet, Sensor B wurde nicht verwendet.

Das Verfahren kann für die Messung im Jahr 2000 nicht angewendet werden, da die entsprechenden Druck- und Temperaturkurven wegen mehrmaligen An- und Abschaltens der Philipsmaschine während des Aufwärmens keinen Siedepunkt erkennen lassen. Hier wird als Temperatur der unveränderte Wert von Sensor A verwendet und Sensor B nicht berücksichtigt. Die für jede experimentelle Einstellung verwendeten Targetdichten sind im Anhang in Kapitel C angegeben.

### Schnee auf dem Target

Wenn das Vakuum in der Streukammer nicht perfekt ist, bildet das Cryotarget eine Kältefalle, an der die restlichen vorhandenen Gase (wie Wasserdampf und Stickstoff) ausfrieren. Die Targetzelle wird dadurch mit einer Schicht „Schnee“



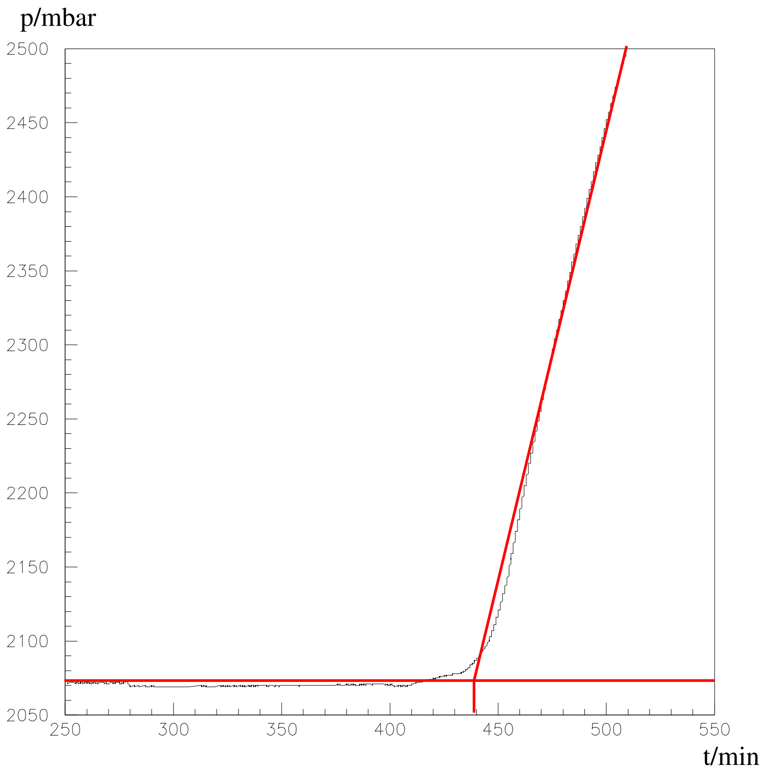




Abb. 5.8: Temperatur- und Druckverlauf im Target während des Aufwärmens im Jahr 2002. Der Druckverlauf vor und nach Erreichen des Siedepunkts wird durch zwei Geraden angenähert.

bedeckt. Der eintretende Strahl wird davon nicht beeinflußt, da er seinen Eintrittsbereich genügend aufheizt, um die Ablagerung von Schnee zu verhindern, die austretenden Reaktionsprodukte erleiden jedoch einen zusätzlichen Energieverlust, der in der Analyse der Daten berücksichtigt werden muß [39].

Der Wert der fehlenden Masse eines Ereignisses ist theoretisch unabhängig von dem Reaktionsort. Wie in Abbildung 5.9 zu sehen ist, ergibt sich in der Auftragung der fehlenden Masse gegen die z-Koordinate des Reaktionsorts (die der Längsachse des Targets bzw. dem zentralen Elektronenstrahl entspricht) nur bei der Annahme einer bestimmten Schneedicke die erwartete Gerade. Die Schneedicke muß daher für jede Kinematik so lange variiert werden, bis Form und Position der Verteilung so gut wie möglich mit der Simulation übereinstimmen.

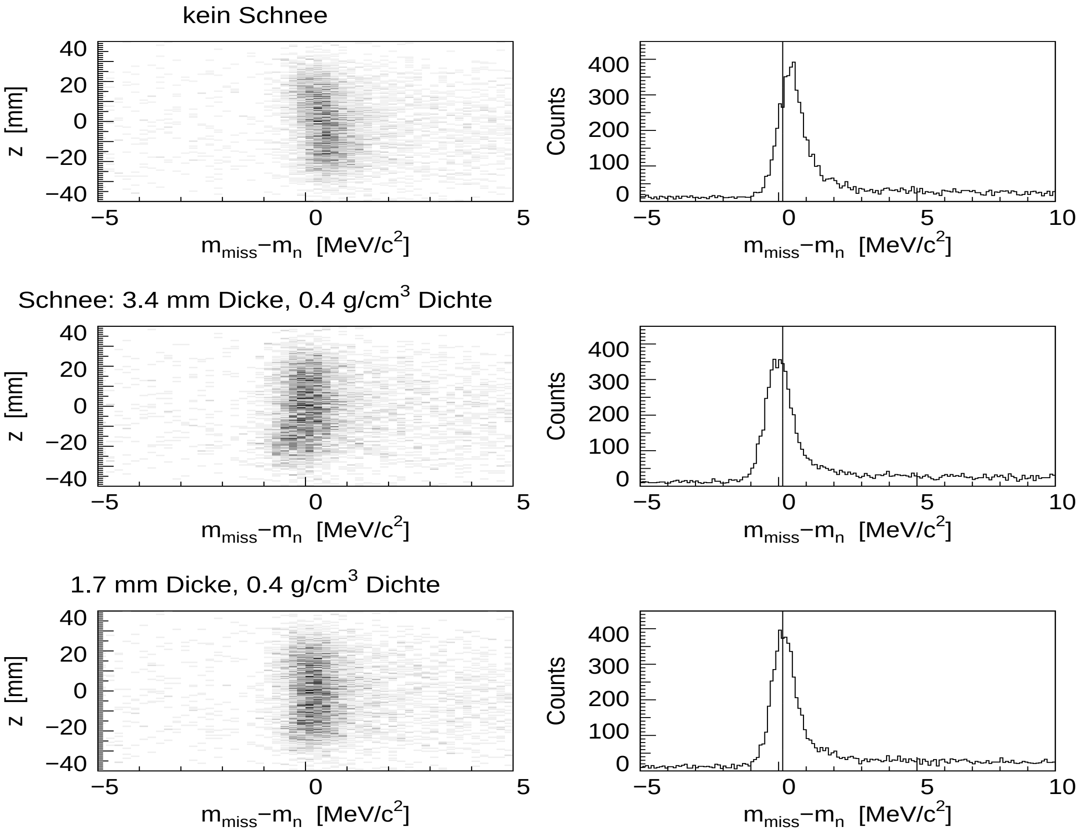



Abb. 5.9: Fehlende Masse für verschiedene in der Analyse angenommene Parameter Schneedicken und -dichten, Kinematik Piplusli1 (Messung 2002). Gezeigt sind jeweils die Verteilung der fehlenden Masse gegen die Längsachsenkoordinate und der sich ergebende Pik. Ohne Schnee (oben) ist die Energieverlustkorrektur zu klein, bei zuviel Schnee (mitte) wird überkorrigiert; unten die in der Analyse verwendete Schneedicke. Rechts ist eine Linie bei 0.2 MeV$/c^2$ eingezeichnet, um zu verdeutlichen, daß die Position des Piks für höhere Schneedicken nach links wandert.

Die Schneedicke beeinflußt Breite und Position des Fehlende-Masse-Piks sowohl in der Analyse als auch in der Simulation. In der Analyse wird die Verbreiterung des Piks hauptsächlich durch die mehr oder weniger starke Ortsabhängigkeit der fehlenden Masse hervorgerufen, in der Simulation durch die Berücksichtigung des vermehrten Energieverlusts und der Kleinwinkelstreuung der Reaktionsprodukte. In Abbildung 5.10 ist die Beeinflussung von Lage und Breite des simulierten Fehlende-Masse-Piks durch die angenommene Schneedicke dargestellt.

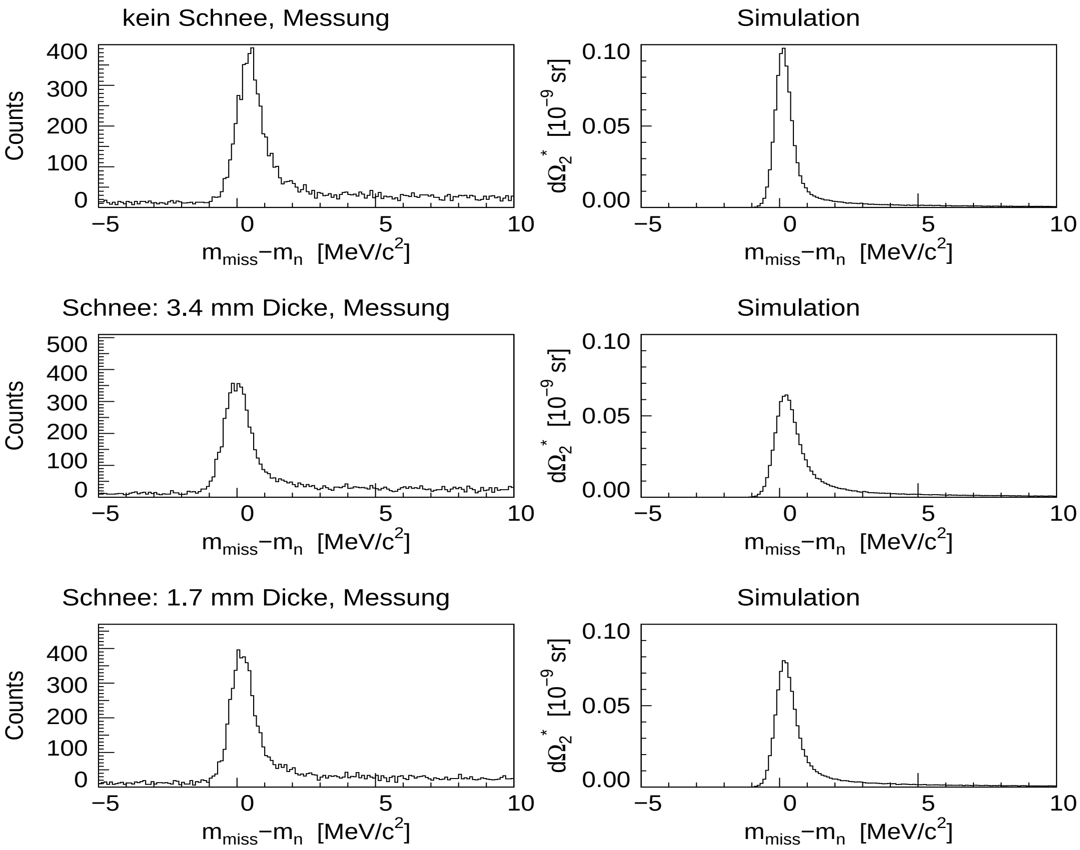



Abb. 5.10: Gemessene und simulierte fehlende Masse für verschiedene Werte des Parameters der Schneedicke (Piplusli1, Messung 2002)

### Position des Targets

Die Targetzelle wird beim Einbau in die Streukammer im warmen Zustand so eingemessen, daß ihr Mittelpunkt im Streuzentrum liegt und ihre Längsachse entlang der Strahlachse verläuft. Erfahrungsgemäß kann sich die Position des Targets beim Abkühlen verändern. Das Ausmaß der Verschiebung kann nicht anhand der Rekonstruktion der z-Koordinate des Vertex bestimmt werden, weil Spektrometer A und B unterschiedliche, vom Spektrometerwinkel abhängige Werte liefern.

Es wurde bereits vermutet, daß das Streuzentrum nicht genau mit dem Drehpunkt der Spektrometer zusammenfällt, was diesen Effekt erklären könnte. In der Analyse wurde der Vertex, der vom Elektronenspektrometer rekonstruiert wurde, als ausschlaggebend betrachtet und ein entsprechender z-Offset des Targets angenommen, der bis zu 2 mm beträgt. Die verwendeten Werte sind im Anhang in den Tabellen C.1 und C.2 angegeben.

Der vom Pionenarm rekonstruierte Vertex ist wesentlich unschärfer als der vom Elektronenarm rekonstruierte, was einleuchtend ist, da die Pionen stärker durch Kleinwinkelstreuung und Energieverlust beeinflußt werden als die Elektronen und ihre in der Driftkammer rekonstruierten Bahnen nicht mehr genau auf ihren Entstehungsort zurückführen. Abbildung 5.11 zeigt den Unterschied in der Rekonstruktion des Vertex zwischen den Spektrometern.

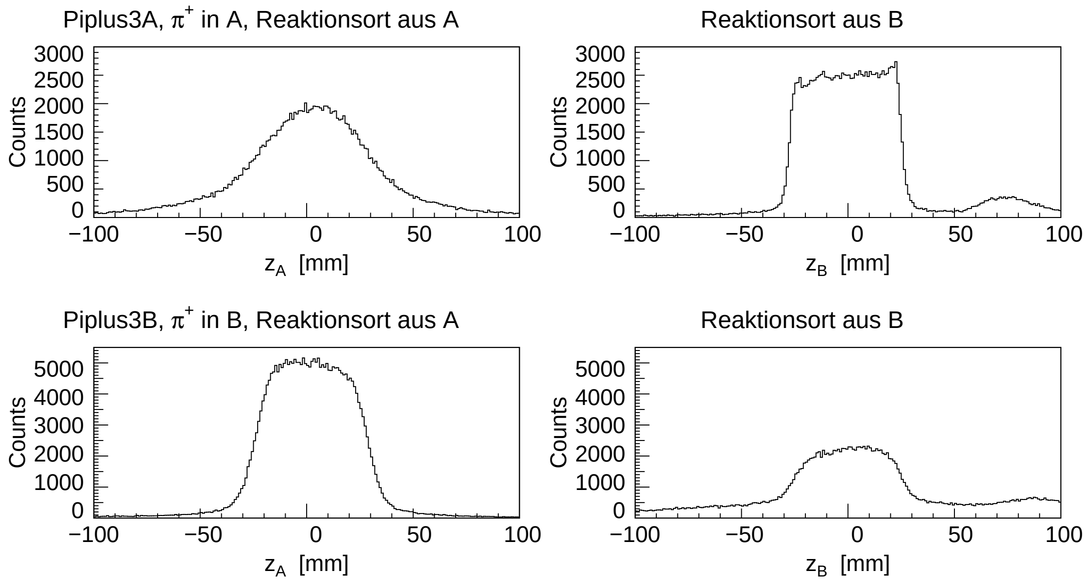



Abb. 5.11: Rekonstruktion des Vertex aus beiden Spektrometern für die Kinematiken Piplus3A und Piplus3B (Messung 2002). Die bessere Qualität der Vertexrekonstruktion für Elektronen (oben: links, unten: rechts) im Vergleich zu Pionen ist ebenso innerhalb der gleichen Kinematik im Vergleich zwischen A und B zu erkennen wie für das gleiche Spektrometer im Vergleich zweier Kinematiken. Die generell bessere Vertexauflösung von Spektrometer B wird deutlich, wenn man das Bild oben links mit dem unten rechts bzw. unten links mit oben rechts vergleicht, bei denen Spektrometer A und B auf dieselben Impulse und Winkel eingestellt sind. Bei beiden aus Spektrometer B rekonstruierten Reaktionsorten ist rechts vom eigentlichen Vertex ein zusätzlicher Untergrund zu erkennen, der von an der Eintrittstüte von B gestreuten Teilchen erzeugt wird, wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben ist.

### Spektrometerauflösung

Die endliche Auflösung der Spektrometer muß in der Simulation berücksichtigt werden. Die Parameter für die Auflösung wurden für jede Strahlenergie so eingestellt, daß die Form des simulierten Fehlende-Masse-Piks mit der Form des gemessenen so gut wie möglich übereinstimmt und sich die Spektren der Winkel- und Impulsverteilung am Target für jedes Spektrometer in Messung und Simulation gleichen. Da auch die angenommene Schneedicke Einfluß auf die Breite des Piks hat, dient ihre Übereinstimmung in Analyse und Simulation bei einmal festgelegter Auflösung als Indikator für den Wert der Schneedicke.

Ausgangspunkt für die Parameter der Auflösung waren die Nominalwerte, die bei einer Strahlenergie von 855 MeV für die Winkelauflösung verwendet werden konnten und für die Impulsauflösung leicht verschlechtert (von $10^{-4}$ auf $3 \times 10^{-4}$) werden mußten, um eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenem und gerechnetem Pik zu erreichen. Die Auflösung verschlechtert sich bei niedriger werdender Strahlenergie. Die verwendeten Parameter finden sich im Anhang in den Tabellen C.1 und C.2 .

### Matrixeffekte

Wie in den Abschnitten 4.3.2 und 4.5.2 bereits erwähnt, wurden bei den beiden Produktionsexperimenten zusätzlich Lochkollimatormessungen für Spektrometer B durchgeführt, im Jahr 2000 auch für Spektrometer A.

Die Messungen des Jahres 2000 dienten mehr der Überprüfung des Spektrometerverhaltens und waren nicht geeignet, um neue Matrizen zu erzeugen. Da die Ergebnisse der Messungen ergaben, daß die vorhandenen Matrizen eine zuverlässige Rückrechnung lieferten, wurden auch die Driftkammeroffsets nicht verändert.

Im Jahr 2002 wurden die Messungen durchgeführt, um neue Driftkammeroffsets für Spektrometer B zu bestimmen. Die neuen Offsets wurden solange zur Analyse verwendet, bis im Rahmen einer Strahlzeit im September 2003 neue Matrizen erstellt wurden. Im Jahr 2002 wurden nur die Driftkammeroffsets erster Ordnung neu bestimmt, während die neuen Matrizen aus dem Jahr 2003 auch höhere Ordnungen korrigieren. Daher werden seit September 2003 die neuen Matrizen zur weiteren Analyse aller Daten verwendet.

### Detektoreffizienz

Die Gesamtnachweiseffizienz des experimentellen Aufbaus ist das Produkt der Koinzidenzeffizienz, d.h. der Wahrscheinlichkeit, mit der zwei zusammengehörige Ereignisse als solche erkannt werden, und der Gesamteffizienz der einzelnen

Spektrometer, die wiederum aus den Einzeleffizienzen der Detektoren (VDCs, Szintillatoren, Čerenkov-Detektor) bestehen.

Die elastischen Koinzidenz- und Einarmmessungen, die im Rahmen der Strahlzeit 2002 durchgeführt wurden, dienten der Überprüfung der Gesamteffizienz der Spektrometer. Ihre Ergebnisse werden in Abschnitt 5.2.2 gezeigt.

Im Jahr 2002 wurden zu Beginn der Strahlzeit auch Messungen zur Überprüfung der Einzeleffizienz der VDC und der Szintillatoren von Spektrometer B durchgeführt. Bei diesen Tests wurden die VDC, die dE-Ebene und die ToF-Ebene als je ein Detektor betrachtet und die Anzahl der registrierten Ereignisse bzw. der gut rekonstruierten Spuren in der zu überprüfenden Szintillatorebene bzw. der VDC bestimmt und mit der Anzahl der Ereignisse verglichen, die in den beiden anderen Detektoren koinzident registriert wurden. Da es sich bei dieser Messung nicht um eine systematische Studie der Detektoreffizienz handelte, sondern um eine in der Anlaufphase des Experiments durchgeführte Schnellüberprüfung, kann aus den Ergebnissen dieser Tests kein präziser Zahlenwert gewonnen werden, sie zeigen jedoch, daß die Einzeleffizienzen der Detektoren sehr nahe an 100% liegen.

Systematische Tests der Einzeleffizienzen wurde in der Vergangenheit für alle Detektoren durchgeführt. Die Ergebnisse sollen hier kurz zusammengefaßt werden.

- VDC: Bei der VDC muß zwischen der Einzeldrahteffizienz und der Gesamteffizienz der Spurrekonstruktion unterschieden werden. Zur Bestimmung der Einzeldrahteffizienz, die ebenenweise erfolgt, wird ausgenutzt, daß für jedes Ereignis mehrere Drähte ansprechen. Die beiden äußersten Drähte dienen als Indikator dafür, daß die von ihnen eingeschlossenen inneren Drähte ein Signal geliefert haben sollten; für die sich so ergebende Drahtgruppe gibt es einen Eintrag im sogenannten „tagged wire“ Spektrum. Sobald ein Draht ein Signal liefert, erfolgt ein Eintrag im sogenannten „number of wire“ Spektrum. Indem das „number of wire“ Spektrum durch das „tagged wire“ Spektrum geteilt wird, erhält man das Spektrum der Einzeldrahteffizienz. Die Einzeldrahteffizienz der Driftkammern von Spektrometer A und B variierte von Kinematik zu Kinematik leicht, unterschritt jedoch niemals 95%.

  Die Gesamteffizienz der Driftkammern ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der Teilchen, für die eine Spur rekonstruiert werden kann, zu der aller Teilchen, die das Driftkammerpaket passieren. Da die einzelnen Ebenen der Driftkammer nicht als unabhängige Detektoren arbeiten, ist die Gesamteffizienz der Driftkammern höher als die Einzeldrahteffizienz der einzelnen Ebenen. Ein fehlendes Signal von einem einzelnen ineffizienten Draht kann durch die Treffer in den benachbarten Drähten ausgeglichen werden. Fehlende Information aus einer ineffizienten Ebene wird mit hoher Wahrscheinlichkeit durch die andere Ebene, die dieselbe Richtung mißt, ausgeglichen. Wegen der durchweg hohen Einzeldrahteffizienz aller Ebenen ist es gerechtfertigt, von 100% Gesamteffizienz der VDCs der Spektrometer A und B auszugehen.

- Szintillator: Die Effizienz der Szintillatoren von Spektrometer A und B wurde in [22] gemessen. Es ergaben sich die in Tabelle 5.1 zusammengefaßten Werte, die mittels des sogenannten Drei-Detektor-Verfahrens gewonnen wurden. Dabei wird die Anzahl der Ereignisse in der zu untersuchenden Ebene mit der Anzahl der Ereignisse, die sowohl im darüber- als auch im darunterliegenden Detektor registriert wurden, normiert. Referenzdetektoren für die dE-Ebene waren die Driftkammern und die ToF-Ebene, für die ToF-Ebene die dE-Ebene und der Čerenkov-Detektor. Gemessen wurde mit elastisch an Kohlenstoff gestreuten Elektronen.

| | dE-Ebene | ToF-Ebene | gesamt |
|---|---|---|---|
| Spek. A | $99.75\% \pm 0.01\%$ | $99.78\% \pm 0.06\%$ | $99.53\% \pm 0.07\%$ |
| Spek. B | $99.70\% \pm 0.01\%$ | $99.48\% \pm 0.05\%$ | $99.18\% \pm 0.51\%$ |

Tab. 5.1: Effizienz der Szintillatoren in Spek. A und B

Die kleinen Ineffizienzen der Szintillatoren stammen praktisch ausschließlich von den Stoßstellen zwischen den einzelnen Streifen, wie in [22] festgestellt und bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kontrollmessungen bestätigt wurde. Abbildung 5.12 zeigt ein Beispiel.

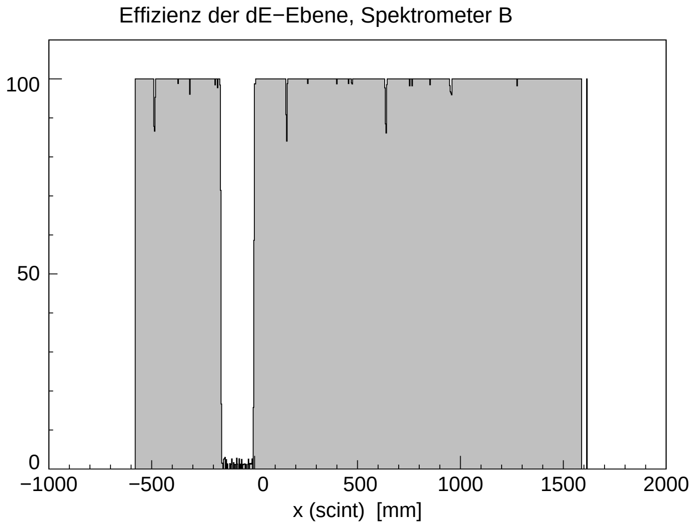



Abb. 5.12: Test der Szintillatoreffizienz am Beispiel der dE-Ebene von Spektrometer B, mit ausgeschaltetem vierten Streifen. Dargestellt ist die Anzahl der in der dE-Ebene registrierten Ereignisse entlang der Längsachse des Spektrometers, normiert mit allen Ereignissen, für die die Driftkammern eine Spur berechnen konnten und für die die ToF-Ebene angesprochen hat. Die Stellen, bei denen das Ergebnis von 100% abweicht, liegen bei den Koordinaten der Stoßstellen beider Ebenen.

- Čerenkov: Bei diesem Detektor muß zwischen der Effizienz der positiven Identifikation von Elektronen bzw. Positronen $N_{det}/N_e$ ($N_{det}$: Anzahl der gemessenen Ereignisse, $N_e$: Anzahl der tatsächlich durch den Čerenkov gegangenen Elektronen/Positronen) und der Veto-Effizienz $1 - N_{det}/N_{\bar{e}}$ ($N_{\bar{e}}$: Anzahl der Ereignisse, die kein Signal ausgelöst haben sollten) unterschieden werden.

  In der Analyse wurden die Čerenkov-Detektoren ausschließlich als Veto-Detektor im Pionenarm verwendet, um positronischen Untergrund auszuschließen. Auf ihre Verwendung zur positiven Identifikation von Elektronen im Elektronenarm wurde (außer zu Testzwecken) verzichtet, da ihre Akzeptanz nicht genau genug bekannt ist. Dienen die Čerenkov-Detektoren nur zur Untergrundbeseitigung, muß ihre Effizienz und somit ihre Akzeptanz nicht genau bekannt sein.

Neben den Einzeleffizienzen der Detektoren muß noch die Koinzidenzeffizienz betrachtet werden, also die Fähigkeit des Eventbuilders, die beiden separaten Datenströme von den Spektrometern A und B korrekt zusammenzusetzen. Sie wurde in [22] zu $\epsilon_{coinc} = 0.996$ bestimmt, indem der Koinzidenzwirkungsquerschnitt der Reaktion $\mathrm{H(e, e'p)}$ mit dem unter denselben kinematischen Bedingungen gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\mathrm{H(e, e')}$ verglichen wurde.

Insgesamt ergibt sich, daß der systematische Fehler aus Detektor- und Koinzidenzeffizienz für alle Messungen der Spektrometer A und B kleiner als 1% ist. Für $\epsilon$ aus Formel 5.1 wird ein Wert von 1.01 verwendet.

### Totzeit

Nach der Aufnahme eines Ereignisses kann die Anlage für eine bestimmte Zeitspanne kein neues Ereignis messen. Diese Gesamttotzeit setzt sich zusammen aus den Totzeiten der Detektoren, der Elektronik und der Datenerfassung. Der Hauptbeitrag zur Totzeit stammt von der Auslese eines Ereignisses, die mehrere 100 $\mu s$ in Anspruch nimmt. Untersuchungen zur Totzeit wurden in [40] durchgeführt.

Die Totzeitkorrektur erfolgt im Rahmen der Datenanalyse. Das bereits erwähnte Programm Lumi++ bestimmt neben der Luminosität auch die Totzeit der Messung. Das Verfahren wird in [41] beschrieben.

### Pionzerfall

Geladene Pionen haben eine Lebensdauer von $\tau = 26.033$ ns und zerfallen zu 99.9877 % in Myonen und Myonneutrinos [1]. Im Schwerpunktssystem des Pions erfolgt der Zerfall isotrop, im Laborsystem werden die Myonen in die Bewegungsrichtung des Pions fokussiert. Mit ihrer Masse von 105.6 MeV/$c^2$ sind sie den Pionen (Masse: 139.6 MeV/$c^2$) sehr ähnlich. Gelangt ein Myon in das Detektorsystem, kann es nur von einem Pion unterschieden werden, wenn sein Zeitsignal außerhalb des Koinzidenzzeitpiks liegt oder wenn seine rückgerechnete Bahn nicht zum Target führt.

Die Anzahl zerfallener Pionen wird bestimmt, indem für jedes gemessene Ereignis ein Zerfallsfaktor berechnet wird:

$$\Delta = \exp\left(\frac{s \cdot m_\pi}{c \cdot \tau \cdot p_\pi}\right), \tag{5.2}$$

wobei die Weglänge $s$ und der Pionimpuls $p_\pi$ die aus der Analyse dieses Ereignisses stammenden Werte sind. Der Zerfallsfaktor wird für jedes gültige Ereignis eingetragen (d.h. für die Ereignisse, die nach allen verwendeten Schnitten übrig sind), und aus dem so entstandenen Spektrum wird zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Mittelwert gebildet, mit dem die Anzahl der gültigen Ereignisse multipliziert wird. Dieses Verfahren kann nur dann gültige Ergebnisse liefern, wenn keine Myonen als Pionen fehlidentifiziert werden, denn für fehlidentifizierte Myonen wird ebenfalls ein Zerfallsfaktor errechnet und der Verlust somit überkorrigiert.

Als Pion fehlidentifiziert werden kann ein Myon, das in der Nähe des Detektorsystems entstanden ist, d.h. im Koinzidenzzeitpik liegt, und das eine Bahn ähnlich der eines Pions hat, d.h. für das bei der Rückrechnung das Target als Ursprungsort rekonstruiert wird. Das Myon braucht also einen starken Boost nach vorne. Im Schwerpunktssystem des Pions hat das Myon einen Impuls von 30 MeV/$c^2$. Betrachtet man im Laborsystem ein Pion mit einem Impuls von 200 MeV/$c^2$, ergeben sich für das Myon Bahnen, die in einem Kegel von $\pm$ 10° Öffnungswinkel um die ursprüngliche Pionbahn liegen können. Für langsamere Pionen ist dieser Kegel entsprechend größer. Dementsprechend ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Myon eine Bahn hat, die eine Verwechslung mit einem Pion ermöglicht, für die Messungen mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ sehr gering, steigt jedoch mit höherem $Q^2$.

In der hier durchgeführten Analyse wurde angenommen, daß alle Ereignisse im Pionenarm, die nach Durchführung der Schnitte (insbesondere des Schnitts auf den Koinzidenzzeitpik) übrigbleiben, tatsächlich Pionen sind, d.h. daß der Pionzerfall lediglich zu einem Verlust an nachgewiesenen Ereignissen führt, der durch die Berechnung des Zerfallsfaktors nach Formel 5.2 korrigiert wird.

Eine qualitative Abschätzung der Myonkontamination, in der der Abstand des Neben- vom Hauptpik, die Wahrscheinlichkeit für ein Myon, eine einem Pion vergleichbare Bahn zu haben, und der Vergleich der Höhe des Koinzidenzzeitpiks an der rechten und linken Schnittkante führte zu dem Schluß, daß die Myonkontamination zumindest für die Kinematiken mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ und

$Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ vernachlässigbar gering ist. Bei den Kinematiken mit höherem $Q^2$ muß man von einer Erhöhung des systematischen Fehlers ausgehen. Der bestimmte Wirkungsquerschnitt kann durch den Beitrag von als Pionen fehlidentifizierter Myonen zu hoch sein.

Eine korrekte Behandlung des myonischen Untergrunds ist nur im Rahmen einer Simulation, die Pionen durch die Spektrometer führt, dabei zerfallen läßt und die Zerfallsprodukte weiterverfolgt, möglich. Eine solche Simulation wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da sie zu aufwendig gewesen wäre. Für die Simulation des Pion-Zerfalls im Flug ist ein komplettes Raytracing der Teilchenbahnen notwendig, das mit dem zur Verfügung stehenden Simulationsprogramm nicht durchgeführt werden kann. Die Entwicklung eines entsprechenden Programmpakets hätte zuviel Zeit gekostet, insbesondere da das verwendete Korrekturverfahren für die Messungen mit niedrigem $Q^2$ ausreichend genau ist.

Die Messung der gleichen Kinematik mit vertauschten Spektrometern ermöglicht es, die Gültigkeit der Zerfallskorrektur zu überprüfen: Da die Weglänge in Spektrometer B größer als in Spektrometer A ist, ergeben sich für den gleichen Pionimpuls längere Flugzeiten bis zum Nachweis, wenn das Pion in Spektrometer B nachgewiesen wird. In Abschnitt 5.1.1 wurde im Unterabschnitt über die Koinzidenzzeit bereits darauf hingewiesen, daß der erste Nebenpik im Koinzidenzzeitspektrum, der von direkt am Target zerfallenen Pionen herrührt, in diesem Fall einen größeren Abstand vom Hauptpik hat als beim Pionnachweis in Spektrometer A. Diese höhere Flugzeit führt zu einem höheren Zerfallsfaktor, außerdem ändert sich die Verteilung der Myonen im Koinzidenzzeitspektrum.

Ergeben sich bei der Auswertung der vertauschten Kinematiken Wirkungsquerschnitte, die innerhalb ihrer Fehler nicht miteinander verträglich sind, deutet das darauf hin, daß das hier angewendete Verfahren (Entfernung des Myonanteils aus den gemessenen Ereignissen durch Schnitte, Multiplikation der nach allen Schnitten verbleibenden Ereignissen mit dem gemittelten Zerfallsfaktor) nicht genau genug ist.

## 5.2 Elastische Messungen

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der elastischen Kontrollmessungen gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung an einem bestimmten Target ist bekannt, somit dient der Vergleich einer Messung mit dem theoretischen Wert der Überprüfung der Anlage. Der Betrag, um den der gemessene elastische Wirkungsquerschnitt unter dem bekannten Wert liegt, reflektiert Ineffizienzen der Anlage, die in Abschnitt 5.1.4 besprochen wurden.

Auch die mit Spektrometer C parallel zur Pionproduktion durchgeführten Messungen zur Überprüfung der Luminositätsbestimmung werden hier behandelt. Da das oben gesagte ebenfalls für Spektrometer C gilt, ist eine präzise Bestimmung der Luminosität durch Vergleich des theoretisch bekannten elastischen Wirkungsquerschnitts mit dem aus der C-Messung bestimmten nur im Rahmen der Meßgenauigkeit dieses Spektrometers möglich.

### 5.2.1 Messung 2000

Wie bereits erwähnt, wurden während der Meßperiode im Sommer 2000 keine elastischen Messungen mit den Spektrometern A und B durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen, die parallel zu den Produktionsmessungen mit Spektrometer C zur Luminositätskontrolle durchgeführt wurden, liegen zwischen 10% und 20% unter den theoretischen Kurven. Die Datenanalyse ergibt, daß die Detektoren von Spektrometer C zu ineffizient waren, um eine verläßliche Messung zuzulassen.

Beide x-Ebenen der Driftkammer hatten Einzeldrahteffizienzen von unter 95%. In der s2-Ebene, die stellenweise 98% erreichte, gab es einige Gruppen von Drähten, die unter 80% Effizienz lagen. Nur die s1-Ebene hatte durchgehend 98% Effizienz. Die Szintillatoren zeigten nicht nur die unvermeidlichen Effizienzlücken zwischen den einzelnen Streifen, sondern auch die Streifen selbst waren ineffizient.

Die Analyse der elastischen Kontrolldaten von Spektrometer C kann daher nicht zur Überprüfung der Luminositätsbestimmung für diese Messung dienen.

### 5.2.2 Messung 2002

Bei Messungen von elastischen Linien werden zahlreiche Teilchen auf einen kleinen Bereich der Fokalebene konzentriert. Um eine zu hohe Belastung der Driftkammern durch Protonen zu vermeiden, werden Koinzidenzmessungen daher typischerweise mit Strahlströmen im Bereich zwischen 0.5 und 3 $\mu$A durchgeführt.

Da versäumt wurde, den Meßbereich der Förstersonde entsprechend umzustellen, können die elastischen Messungen bei den Strahlenergie 345 MeV, 495 MeV und 525 MeV nicht zum Vergleich mit der Theorie verwendet werden. Für sie sind die Strommessung und in Folge die Luminositätsbestimmung zu ungenau. Für die elastischen Messungen, die bei höheren Energien durchgeführt wurden, ist die Strommessung wegen der Abhängigkeit ihrer Präzision von der Zahl der Umläufe im Beschleuniger trotz des falschen Meßbereichs der Sonde einigermaßen zuverlässig. Verwendbar sind somit die Messungen zu Beginn der Strahlzeit, die bei einer Strahlenergie von 855 MeV durchgeführt wurden, sowie die elastischen Messungen, die zu den Kinematiken Piplusli2, Piplusli2B und Piplussi1 (855 MeV) sowie Piplusli3 (615 MeV) gehören. Typische Ergebnisse dieser Messungen werden in Abbildung 5.13 präsentiert.

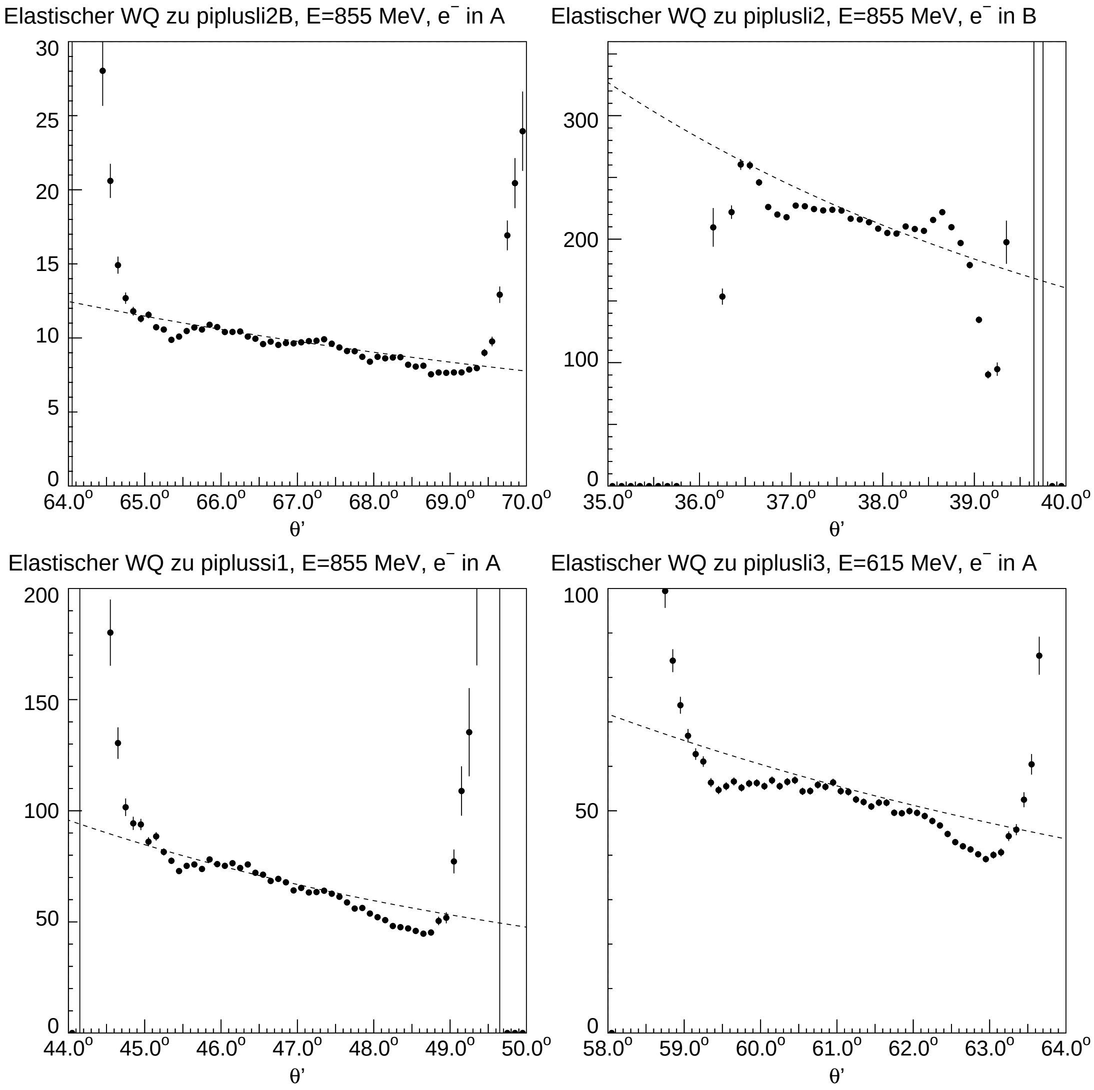



Abb. 5.13: Ergebnisse elastischer Koinzidenzmessungen aus dem Jahr 2002. Die Skala der Ordinate gibt den Elektronenstreuwinkel im Laborsystem an, die der Abszisse den Wirkungsquerschnitt in Einheiten von nb. Die gestrichelte Linie ist der theoretische elastische Wirkungsquerschnitt. Die Abweichung der Meßdaten von der Theorie an den Seiten erklärt sich dadurch, daß die Spektrometerakzeptanz für diese Winkel nicht mehr den vollen Phasenraum abdeckt. Die lokale Abweichung noch innerhalb der gültigen Winkel, die in den Daten zur Kinematik Piplusli2B (rechts oben) bei etwa 38.7° zu erkennen ist, läßt sich auf Drähte zurückführen, die nicht stark genug gespannt sind. Dieses Phänomen wird in [35] ausführlich besprochen.

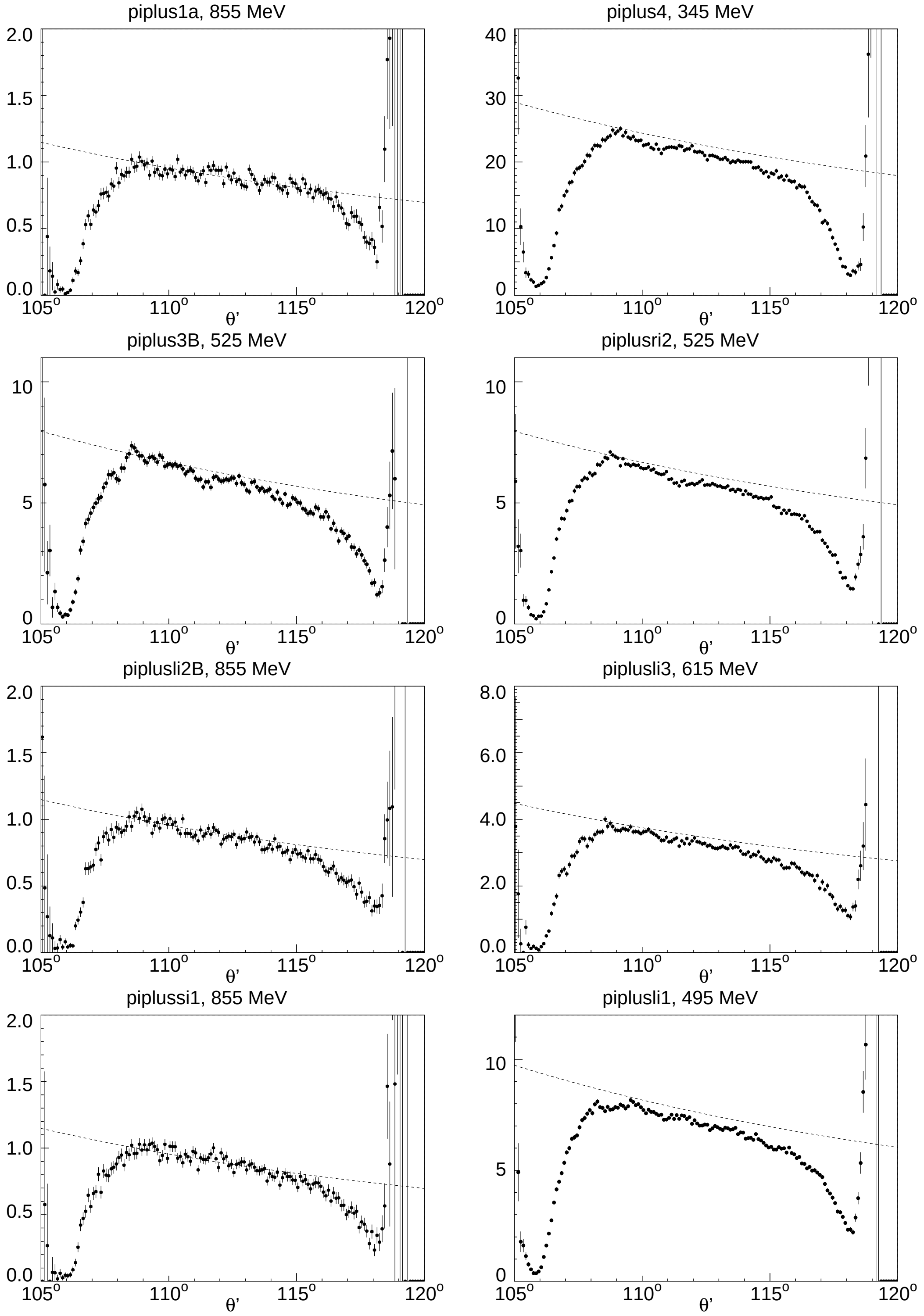



Abb. 5.14: Elastische Wirkungsquerschnitte, gemessen mit Spektrometer C im Jahr 2002 parallel zum Pionproduktionsexperiment. Die Skala der Ordinate gibt den Elektronenstreuwinkel im Laborsystem an, die der Abszisse den Wirkungsquerschnitt in Einheiten von nb. Die gestrichelte Linie ist der theoretische elastische Wirkungsquerschnitt. Die Abweichung der Meßdaten von der Theorie an den Seiten erklärt sich dadurch, daß die Spektrometerakzeptanz für diese Winkel nicht mehr den vollen Phasenraum abdeckt.

**Messungen mit Spektrometer C**

Während dieser Meßperiode arbeiteten die Detektoren von Spektrometer C effizienter als im Jahr 2000. Sie erreichten zwar noch immer nicht die Effizienz der Detektoren der Spektrometer A und B, waren jedoch verläßlich genug, um eine Abschätzung der Korrektheit der Luminositätsbestimmung zu ermöglichen. Diese Verbesserung wurde erreicht, indem sowohl die Driftkammern als auch die Photomultiplier der Szintillatoren mit höherer Spannung betrieben wurden. Bei einigen Kinematiken wurde außerdem der eingestellte Impuls des Spektrometers geändert, wenn auffiel, daß die elastische Linie eine ineffiziente Stelle in den Driftkammern (etwa einen Bereich mit mehreren toten Drähten) traf. Typische Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsbestimmung werden in Abbbildung 5.14 gezeigt.

## 5.3 Pionproduktionsmessungen

Die guten ins Töpfchen, die schlechten ins Kröpfchen

Brüder Grimm,
Kinder- und Hausmärchen

Für jede Kinematik wurden zunächst die weiter oben besprochenen Analyseparameter eingestellt, also der Koinzidenzzeitpik auf Null geschoben, die Targetdichte und Schneedicke festgestellt, der Targetoffset bestimmt und die Position und Form des Fehlende-Masse-Piks für Analyse und Simulation in Übereinstimmung gebracht. Danach wurden die Schnitte, die der Trennung der echten Ereignisse vom Untergrund dienen, festgelegt und anschließend der Untergrund abgezogen.

### 5.3.1 Schnitte

Die Feststellung, in welchen Größen geschnitten werden muß, und die Festlegung der Schnittgrenzen machten einen bedeutenden Teil der Auswertung aus. Einige Schnittgrenzen können für alle Einstellungen gleich gewählt werden, andere müssen für jede Kinematik neu gesetzt werden. Mit Ausnahme des Schnitts in der Impulsakzeptanz dürfen die Schnitte keine echten Ereignisse verwerfen, so daß nach jeder Änderung eines Analyseparameters neu überprüft werden muß, ob die Schnittgrenzen geändert werden müssen. Dazu wurde neben dem Spektrum der Größe, in der geschnitten werden sollte, auch das Fehlende-Masse-Spektrum betrachtet, das sich für die ausgeschlossenen Ereignisse ergibt. Ein Pik bei dem für diese Kinematik gemessenen Wert der fehlenden Masse weist darauf hin, daß echte Ereignisse ausgeschlossen werden. Die Zusammenstellung der Schnitte für alle Kinematiken findet sich in Kapitel C im Anhang, Tabelle C.3.

Die folgenden Schnitte müssen unbedingt durchgeführt werden:

- **Koinzidenzzeitschnitt:** Dieser Schnitt ist für alle Kinematiken gleich. Akzeptiert werden die Ereignisse im Bereich von $\pm 1.5$ ns um den Nullpunkt. Der Schnitt um den Pik muß so festgelegt werden, daß einerseits keine echten Ereignisse verlorengehen, andererseits möglichst viel Untergrund ausgeschlossen wird. Unter dem ersten Gesichtspunkt verbietet sich ein engerer Schnitt. In Abbildung 5.15 ist zu erkennen, daß sich die Güte der Untergrundbereinigung mit steigendem $Q^2$ verschlechtert, da der myonische Nebenpik näher an den Hauptpik heranrückt und somit mehr Myonen innerhalb der Schnittgrenzen liegen.

- **Untergrundschnitt im Zeitspektrum:** Zur Beseitigung des letzten Untergrunds unter dem Fehlende-Masse-Pik wird ein Spektrum von Ereignissen, die nicht im Koinzidenzzeitpik liegen, aber ansonsten alle Schnittbedingungen erfüllen, benötigt. Die Festlegung des Untergrundschnitts im Zeitspektrum erfolgt für jede Kinematik einzeln, da sich die Form des Spektrums und die Lage des Koinzidenzzeitpiks relativ zum restlichen Spektrum für jede experimentelle Einstellung ändert und die richtige Bestimmung des Untergrunds nur im flachen Teil des Koinzidenzzeitspektrums möglich ist. Dementsprechend ändert sich auch der Gewichtungsfaktor, der das Verhältnis zwischen den 3 ns Koinzidenzzeitpikbreite und der Breite des zur Untergrundbestimmung verwendeten Zeitintervalls wiedergibt. Einige Beispiele für Untergrundschnitte sind in Abbildung 5.16 gezeigt.

- **Schnitt auf die Impulsakzeptanz:** Die Spektrometer akzeptieren auch Teilchen mit Impulsen, die außerhalb ihrer Nominalimpulsakzeptanz liegen. Diese Teilchen müssen in der Analyse entfernt werden, da in der Simulation implizit auf die nominale Impulsakzeptanz geschnitten wird. Die Schnitte sind konstant und betragen $\pm 10\%$ um den Zentralimpuls für Spektrometer A und $\pm 7.5\%$ um den Zentralimpuls für Spektrometer B, wobei zu beachten ist, daß sich in Spektrometer A der Zentralimpuls vom eingestellten Referenzimpuls (der asymmetrisch in der Impulsakzeptanz liegt) unterscheidet.

- **Schnitt im Fehlende-Masse-Pik:** Um Messung und Simulation miteinander vergleichen zu können, muß die Integration des Fehlende-Masse-Piks für beide im gleichen Intervall erfolgen. Da Position und Breite sowohl des gemessenen wie auch des simulierten Piks je nach Kinematik schwankten, wurden die Schnittgrenzen für jede Einstellung separat festgelegt. Kriterium war dabei der Beginn des Anstiegs der linken Flanke. Die Intervallbreite wurde für eine Analyse konstant festgelegt. Im Lauf der Auswertung wurden Analysen mit Intervallbreiten zwischen 6 und 16 MeV durchgeführt.

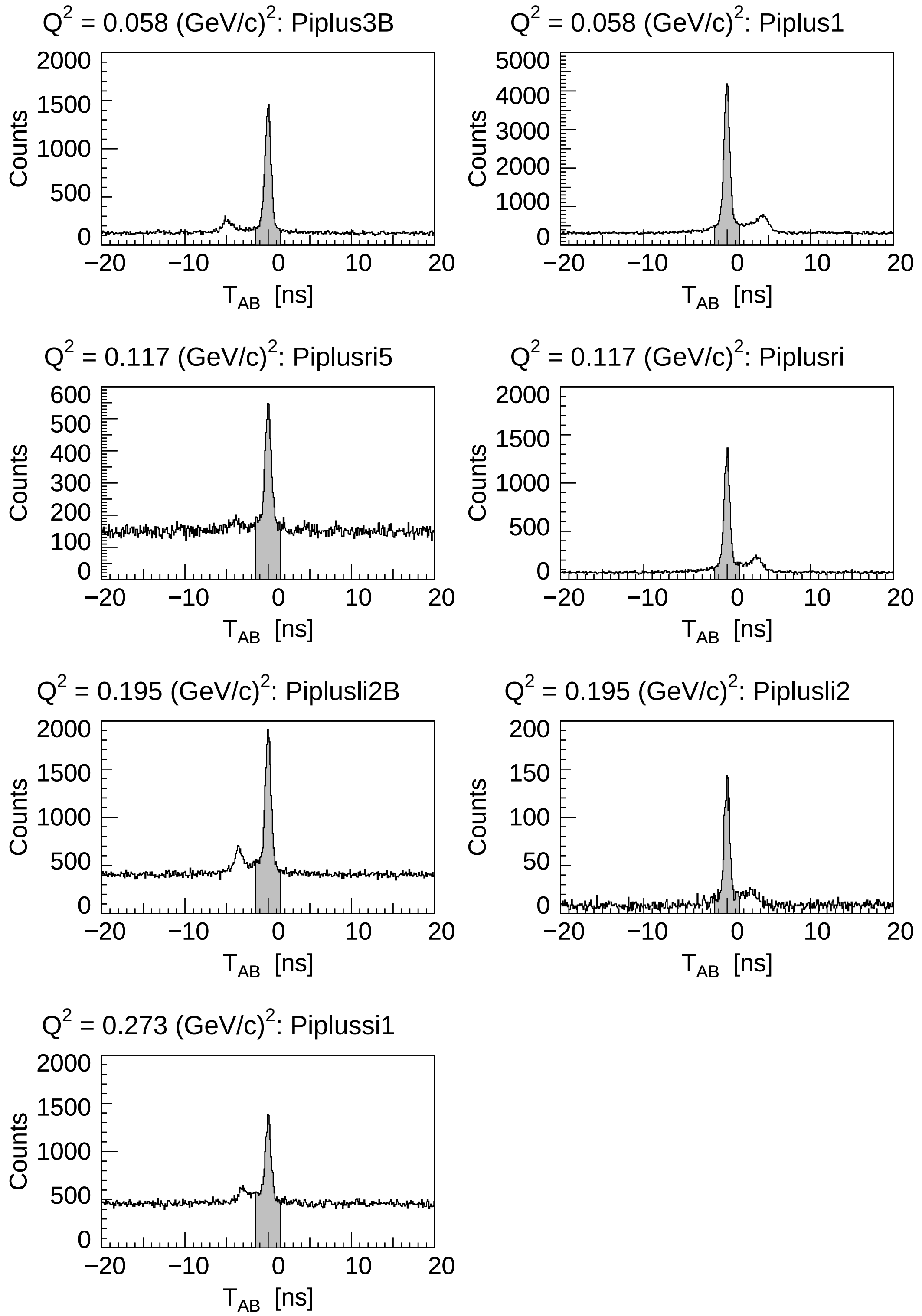



Abb. 5.15: Koinzidenzzeitpiks für die in den Überschriften angegebenen Kinematiken der 2002-Messung, von oben nach unten nach steigendem $Q^2$ geordnet. Links Pionnachweis in Spektrometer B, rechts Pionnachweis in Spektrometer A.

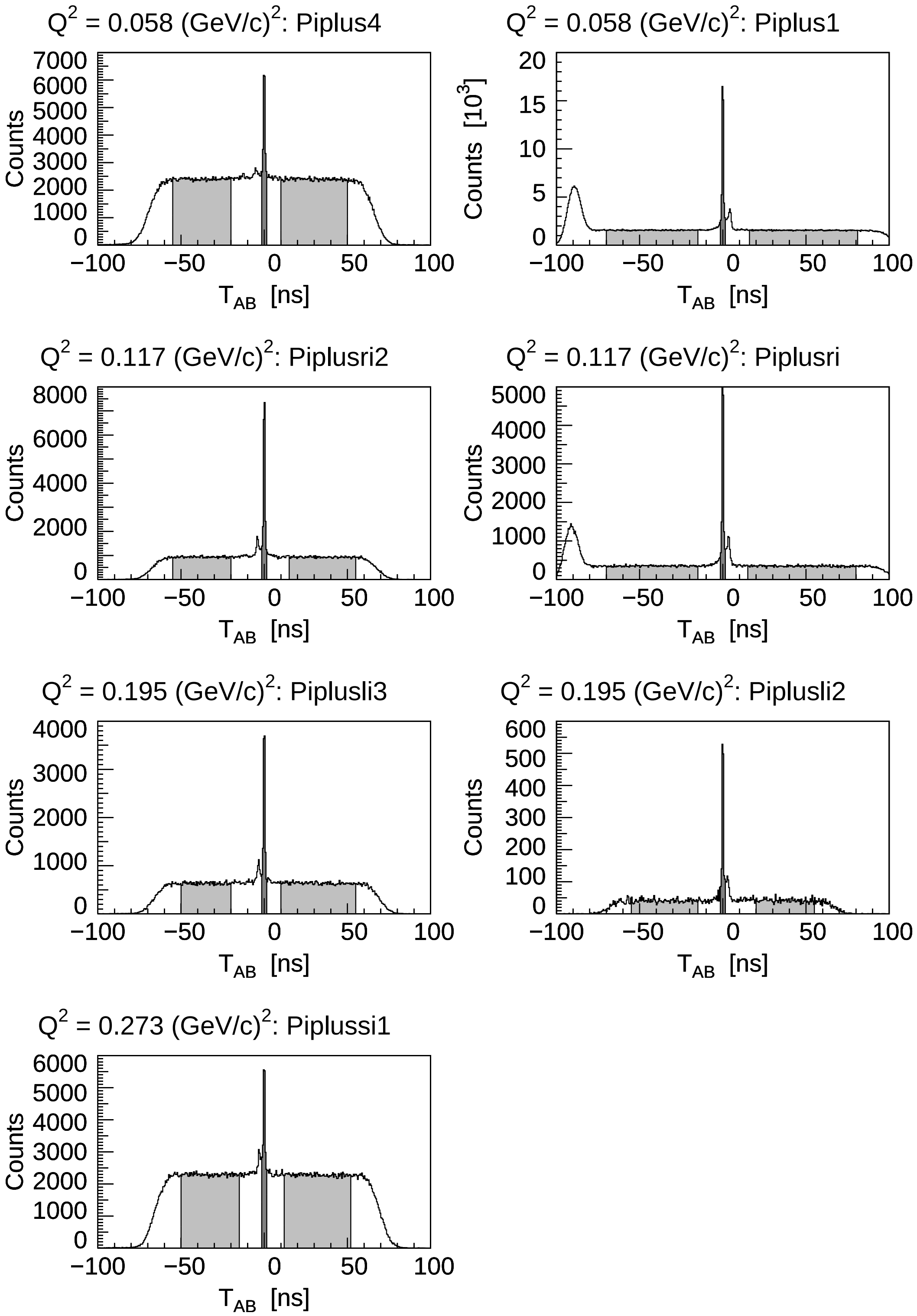



Abb. 5.16: Lage des Untergrundschnitts im Koinzidenzzeitspektrum für einige Kinematiken der 2002-Messung, von oben nach unten nach steigendem $Q^2$ geordnet. Links Pionnachweis in Spektrometer B, rechts Pionnachweis in Spektrometer A.

Neben den absolut notwendigen Schnitten können noch weitere Schnitte in den gemessenen Spektren durchgeführt werden, die der Beseitigung von weiteren Untergrundereignissen dienen.

- **Schnitt auf den Čerenkov-Detektor:** Wie bereits erwähnt, kann das Signal des Čerenkov-Detektors nur als Veto verwendet werden, also um im Pionenarm des Experiments Positronen auszuschließen. Für Spektrometer A wurde die Schnittgrenze für die Daten aus dem Jahr 2000 auf ADC-Kanal 350 und für die Daten aus dem Jahr 2002 auf ADC-Kanal 400 festgelegt. Für Spektrometer B mußte die Schnittgrenze für jeden Datensatz mehrmals neu angepaßt werden, daher sind die entsprechenden Werte in der Schnittabelle verzeichnet.

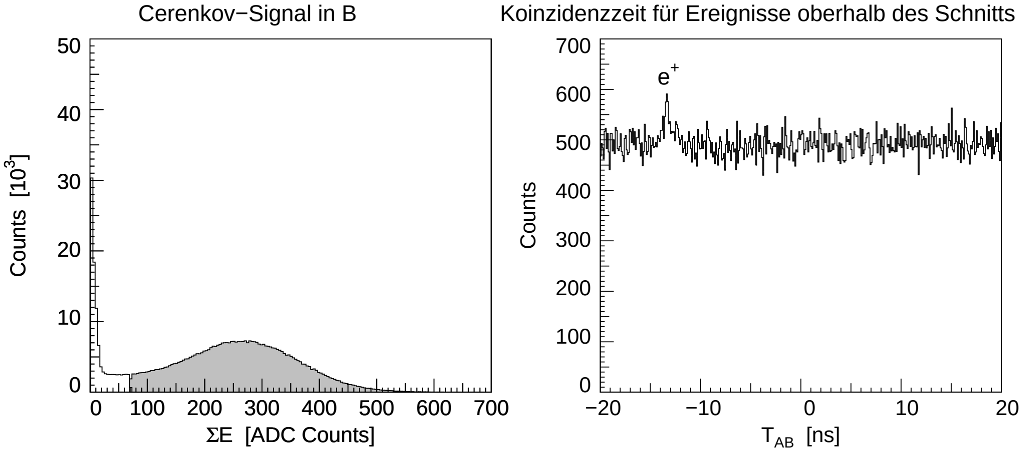



Abb. 5.17: Kinematik Piplus-4 (Messung 2000), Pion in Spektrometer B: Links das ungeschnittene Čerenkov-Spektrum. Der Schnitt wurde so gewählt, daß alle Ereignisse mit ADC-Wert größer als 70 (grau unterlegt) verworfen werden. Das Koinzidenzzeitspektrum zeigt diese verworfenen Ereignisse. Der positronische Pik ist bei -12.5 ns erkennbar.

Ein Beispiel für ein typisches Čerenkov-Spektrum im Pionenarm und den Effekt des Schnitts auf das Koinzidenzzeitspektrum zeigt Abbildung 5.17.

- **Schnitt auf $y_T$:** Der Flugweg für ein in Spektrometer B nachgewiesenes Teilchen beträgt zwischen Target und Kollimator 3.4 m, da das Magnetsystem dieses Spektrometers nur aus einem Clamshell-Dipol besteht und der Kollimator direkt davor sitzt. Die Vakuumkammer des Spektrometers wird durch eine vor dem Kollimator montierte Metalltüte bis in die Nähe der Streukammer verlängert, um den Teilchenweg durch Luft möglichst kurz zu halten. Am Eintrittsflansch der Tüte werden Positronen und Elektronen erzeugt (z.B. aus Paarbildung durch Bremsstrahlungs-Gammas), und unter bestimmten kinematischen Bedingungen wird ein Teil davon, der von den Seitenkanten stammt, in Spektrometer B nachgewiesen. Um diese Teilchen zu identifizieren, wird aus der rückgerechneten in-plane-Koordinate am Target und dem in-plane-Winkel für jedes Ereignis die in-plane-Koordinate an der Tüte und am Kollimator errechnet. Eine Auftragung der y-Koordinate an der Tüte ($y_T$) gegen die Koordinate am Kollimator zeigt Abbildung 5.18.

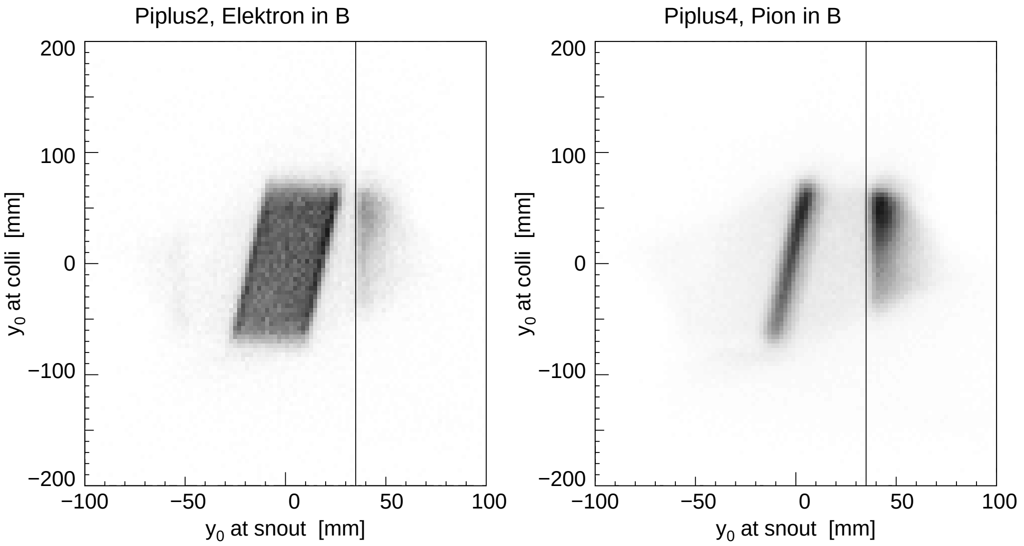



Abb. 5.18: Effekt der Streuung von Reaktionsprodukten and der Eintrittstüte von Spektrometer B für Pion- und Elektronnachweis. Aufgetragen ist die rekonstruierte y-Koordinate am Kollimator gegen die rekonstruierte y-Koordinate an der Eintrittstüte („snout"). Das Parallelogramm stammt von „guten" Teilchen vom Target, die Verteilung rechts von an der Eintrittstüte erzeugten Teilchen. Die Schnittgrenze bei +35 mm ist markiert.

Die Form der Verteilungen (bei den vom Target stammenden Reaktionsprodukten ein Parallelogramm unterschiedlicher Breite, bei den an der Tüte erzeugten Teilchen ein Fleck mit gerader linker Kante auf der rechten Seite des Parallelogramms) hängt von der Kinematik ab. Insbesondere die Stärke der Verteilung an der Tüte erzeugter Teilchen schwankt in Abhängigkeit vom Spektrometerwinkel. Sie tritt bei kleinen Spektrometerwinkeln gar nicht auf und gewinnt für größere Winkel immer mehr an Gewicht.

Bei den Kinematiken, bei denen das Pion in Spektrometer B nachgewiesen wird, besteht die von der Tütenkante stammende Verteilung aus Positronen. Dementsprechend kann sie durch das Čerenkov-Veto beseitigt werden. Bei den Kinematiken, bei denen das Elektron in B nachgewiesen wird, muß die dann ebenfalls aus Elektronen bestehende Verteilung durch einen Schnitt in $y_T$ beseitigt werden. Der Schnitt wurde so gelegt, daß alle Ereignisse mit

$|y_T| < 35$ mm akzeptiert werden. Dieser Wert ist groß genug, um keine vom Target stammenden Teilchen auszuschließen. In der Simulation wird ebenfalls auf $y_T$ geschnitten. Der Schnitt hat aber keinen Effekt, da die Simulation keine Streuung an der Eintrittstüte berücksichtigt und vom Target stammende Teilchen nicht so weit außen liegen, so daß das Spektrum in der Simulation an dieser Stelle von vorneherein leer ist.

Bei der Rekonstruktion des Vertex werden die an der Tüte erzeugten Teilchen auf einen Ursprungsort rechts vom Target zurückgerechnet und sind als eine Überhöhung im entsprechenden Spektrum zu sehen, siehe Abbildung 5.11 rechts in Kapitel 5.1.4. Dieser Untergrund verschwindet nach Anwendung des hier beschriebenen Schnitts.

- **Schnitt auf den Vertex:** Dieser Schnitt soll Myonen ausschließen, die in Detektornähe entstanden sind und daher die Koinzidenzzeitbedingung erfüllen, aber eine von Pionen unterschiedliche Bahn haben, die nicht auf das Target zurückgerechnet wird. Er muß wegen der endlichen Auflösung der Spektrometer weit außerhalb der tatsächlichen Wände der Targetzelle gesetzt werden, denn es ist nicht auszuschließen, daß auch Teilchen, die tatsächlich vom Target stammen, auf einen Ursprungsort rekonstruiert werden, der weiter als 25 mm vom Mittelpunkt der 50 mm langen Zelle entfernt ist.

  Bei der Überprüfung des Spektrums der fehlenden Masse, das sich für durch den Vertex-Schnitt ausgeschlossene Ereignisse ergibt, stellte sich heraus, daß man bei einem Schnitt auf den vom Pionenarm rekonstruierten Vertex die Grenzen auf mindestens $|V_z| < 100$ mm legen muß, damit keine echten Ereignisse ausgeschlossen werden, siehe Abbildung 5.11 oben links in Kapitel 5.1.4. Bei einem Schnitt auf den vom Elektronenarm rekonstruierten Vertex kann die Grenze für die Kinematiken mit dem Elektron in Spektrometer B auf $|V_z| < 55$ mm gelegt werden, für die Kinematiken mit Elektron in A muß sie auf $|V_z| < 150$ mm gelegt werden.

### 5.3.2 Untergrundabzug

Der Untergrund im Fehlende-Masse-Spektrum kann durch die besprochenen Schnitte nicht vollständig beseitigt werden.

Ein Teil des Untergrunds hat nicht die richtige physikalische Signatur, d.h. die Berechnung der fehlenden Masse ergibt einen Wert, der niedriger liegt als die linke Flanke des Piks der echten Ereignisse. Nur dieser Teil wird durch den Schnitt in der fehlenden Masse beseitigt. Der Untergrund unter dem Fehlende-Masse-Pik und seinem Strahlenschwanz stimmt in allen physikalischen Größen mit echten Ereignissen überein und kann daher nicht ereignisweise diskriminiert werden.

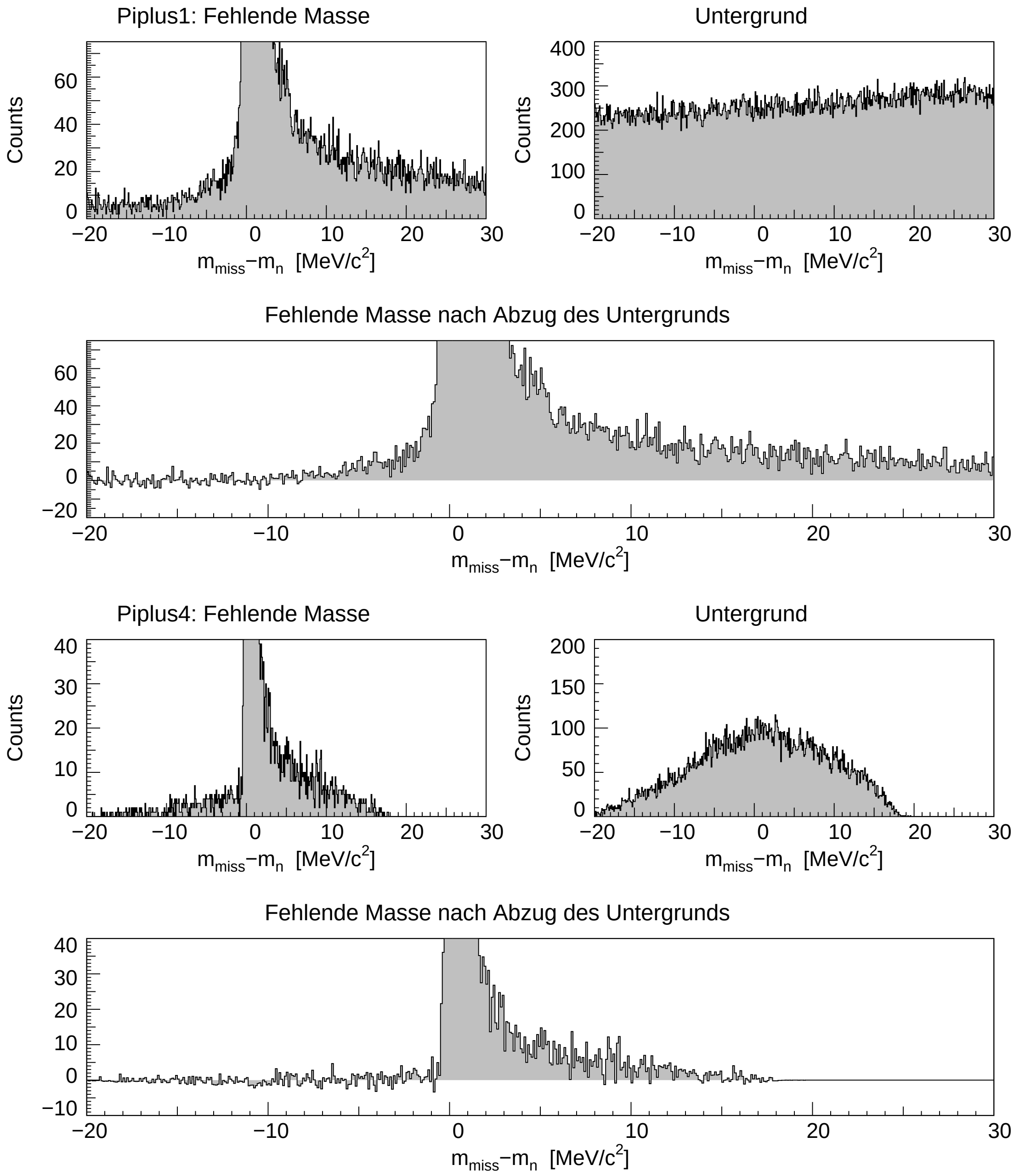



Abb. 5.19: Untergrundabzug im Fehlende-Masse-Spektrum für die Kinematiken Piplus1 (oben) und Piplus4 (unten) (Messung 2002). Bei dem untergrundbereinigten Spektrum der Kinematik Piplus1 fällt auf, daß links von der Flanke des Piks ein Fuß übrig bleibt, der bei dem entsprechenden Spektrum der Kinematik Piplus4 nicht vorhanden ist. Dieser Fuß ist auch im Spektrum vor Abzug des Untergrunds (oberste Zeile links) als Anstieg bei etwa $-7$ MeV/$c^2$ zu erkennen. Weitere Einzelheiten zu diesem Phänomen finden sich im Text weiter unten.

Ein Schnitt im flachen Teil des Koinzidenzzeitspektrums liefert Ereignisse, die mit Sicherheit nicht echt sind. Diese Ereignisse werden genau so behandelt wie die Koinzidenzereignisse aus dem Hauptpik, also zunächst den anderen Schnitten (Impulsakzeptanz, Čerenkov-Veto, $y_T$ und eventuell Vertex) unterworfen. Für die verbleibenden nicht koinzidenten Ereignisse werden die für eine Pionproduktionsreaktion kennzeichnenden kinematischen Größen wie $Q^2$, $\epsilon$ und die fehlende Masse berechnet. Die Auftragung der fehlenden Masse kann dann mit dem entsprechenden Spektrum der echten Koinzidenzen verglichen werden.

Die Anzahl an Untergrundereignissen wird durch Integration des so entstandenen Spektrums bestimmt, wobei der Bereich, in dem integriert wird, der gleiche ist wie bei der Integration des gemessenen und des simulierten Fehlende-Masse-Piks. Das Ergebnis wird mit dem Verhältnis der 3 ns Breite des Schnitts auf den Koinzidenzzeitpik zur Breite des Untergrundschnitts im Zeitspektrum gewichtet.

Um zu überprüfen, ob das Verfahren den Untergrund sinnvoll abschätzt, wird das gewichtete Untergrundspektrum Kanal für Kanal vom Spektrum der fehlenden Masse abgezogen, ohne auf das Intervall zu schneiden, das zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendet wird. Ergibt sich links von der Flanke des Fehlende-Masse-Piks im Mittel der Wert Null, kann man davon ausgehen, daß der Untergrund auch unter dem Pik korrekt abgezogen wurde. Ein Beispiel dafür zeigt Abbildung 5.19.

### Die Form des Untergrunds

Der im untergrundbereinigten Spektrum der Kinematik Piplus1 auftretende Fuß (siehe Abbildung 5.19) erscheint bei allen Kinematiken, in denen das Pion in Spektrometer A nachgewiesen wird, und tritt bei keiner Kinematik, in der das Pion in Spektrometer B nachgewiesen wird, auf. Auch in den Spektren vor dem Untergrundabzug nach den Schnitten ist für alle Kinematiken mit Pion in A eine Steigung im Untergrund auf der linken Seite des Piks zu erkennen.

Um die Herkunft dieses Beitrags festzustellen, wurde die fehlende Masse gegen verschiedene Spektrometergrößen (wie z.B. Fehler in der Spurrekonstruktion, Koordinaten in der Fokalebene und Koordinaten am Target) aufgetragen. Es ergaben sich keine systematischen Abhängigkeiten, d.h. der zusätzliche Untergrund kann nicht durch einen Schnitt in einer weiteren Koordinate beseitigt werden.

Eine Auftragung der fehlenden Masse gegen die Koinzidenzzeit, wie sie in Abbildung 5.20 gezeigt ist, ergibt einen unterschiedliches Bild für Pion in A und Pion in B. In beiden Fällen treten zwei Linien auf, wobei die bei der Koinzidenzzeit Null den echten Ereignissen entspricht und die Seitenlinie von Myonen verursacht wird.

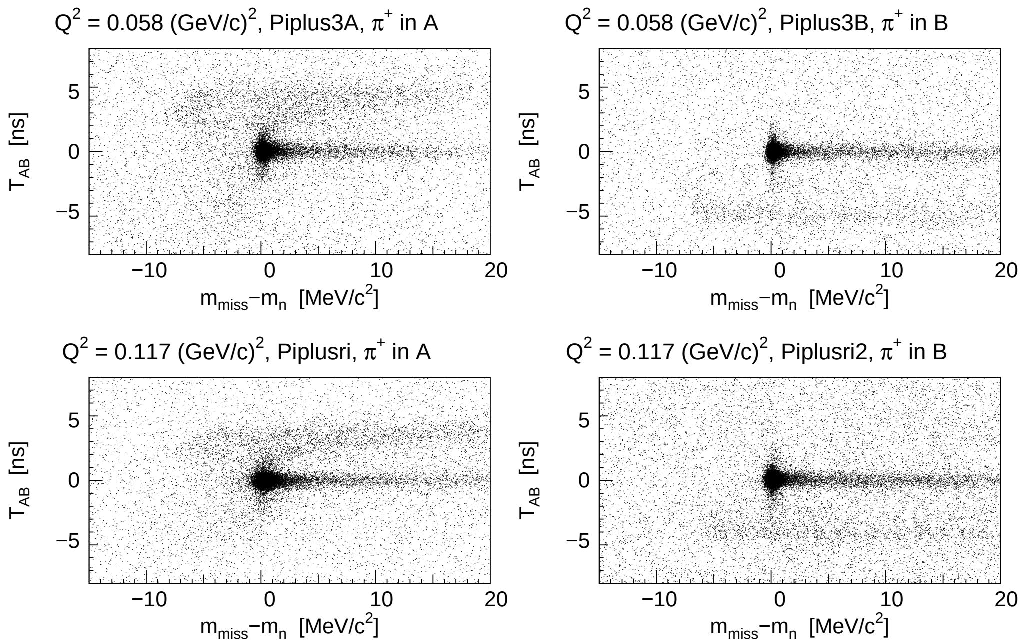



Abb. 5.20: Auftragung des Fehlende-Masse-Spektrums gegen die Koinzidenzzeit für die Kinematiken Piplus3A, Piplus3B, Piplusri und Piplusri2 (Messung 2002). Man sieht zwei Linien in der Verteilung: Die bei $T_{AB} = 0$ ns kommt von Pionen, die nach positiven (für Pion in A) bzw. negativen Zeiten (für Pion B) verschobenen Linie von Myonen. Zu erkennen ist der Unterschied in der Trennschärfe zwischen den beiden Linien, die für die Kinematiken mit Pion in B klarer voneinander abgegrenzt sind. Außerdem deutet sich eine Erhöhung des Untergrunds im Bereich um den Fehlende-Masse-Pik für die Kinematiken mit Pion in A an.

Bei den Kinematiken mit Pion in A entwickelt die myonische Linie in einem Bereich von etwa 10 MeV$/c^2$ um die fehlende Masse von Null herum einen Ausläufer in Richtung auf die pionische Linie zu. Diesen Ausläufer gibt es bei den Kinematiken mit Pion in B nicht (oder er ist so gering ausgeprägt, daß man ihn nicht sehen kann). Für die Kinematiken mit Pion in A kann in dem Bereich, in dem die pionische Linie sichtbar ist, nicht abgeschätzt werden, wie weit sich dieser Ausläufer erstreckt. Betrachtet man allerdings das Ende der myonischen Linie bei negativer fehlender Masse, scheint der Ausläufer sich nicht bis zu einer Koinzidenzzeit von Null zu erstrecken, sondern schon vorher zu enden, so daß er durch den Koinzidenzzeitschnitt ausgeschlossen wird.

Neben der Verbreiterung der myonischen Linie ist auch noch ein anderer Unterschied zu den Kinematiken mit Pion in B zu erkennen. Um das Ende der pionischen Linie herum ist die Ereignisdichte bis zu einem gewissen unteren Wert der fehlenden Masse auch für die Koinzidenzzeit Null und für negative Koinzidenzzeit erhöht. Eine negative Koinzidenzzeit für ein von einem Myon stammendes

Ereignis ist unphysikalisch, denn das würde bedeuten, daß das Myon hinter den Detektoren entstanden ist. Wegen der Zeitauflösung der Spektrometer kann aber ein kurz vor den Detektoren entstandenes Myon ein Ereignis auslösen, daß bei einer Koinzidenzzeit von Null oder etwas kleiner als Null einsortiert wird. Die Erhöhung der Ereignisdichte tritt jedoch auch bei Koinzidenzzeiten auf, die so weit von Null entfernt sind, daß sie auch unter Berücksichtigung dieses Effekts nicht von Myonen verursacht werden kann.

Einige Versuche mit Schnitten im vom Pionenarm (also Spektrometer A) rekonstruierten Vertex deuteten an, daß zumindest der oben erwähnte Ausläufer durch Teilchen verursacht wird, deren Bahnen nicht auf das Target zurückführen. Allerdings verwirft ein Schnitt, der eng genug ist, um den Ausläufer zu entfernen, zu viele echte Ereignisse und kann daher in der Analyse nicht verwendet werden.

Letzten Endes konnte die Herkunft des zusätzlichen Untergrunds nicht eindeutig geklärt werden. Der Fuß wurde durch den Schnitt auf die Unterkante des Fehlende-Masse-Piks beseitigt.

#### Schnitt im Strahlenschwanz

Die ermittelte Größe des Wirkungsquerschnitts muß von der Größe des Intervalls, in dem in der fehlenden Masse geschnitten wird, unabhängig sein, sofern der Schnitt außerhalb des eigentlichen Piks liegt. In der Analyse zeigte sich, daß das nicht der Fall ist. Der Wirkungsquerschnitt steigt, je größer das Intervall gewählt wird. Dafür gibt es zwei mögliche Erklärungen: Die Berechnung des Strahlenschwanzes in der Simulation ist nicht korrekt, oder es verbleibt ein Anteil an Untergrund, der in der Simulation nicht berücksichtigt wird und der durch das oben beschriebene Verfahren des Untergrundabzugs nicht vollständig beseitigt wird; dafür kommen als Pionen fehlidentifizierte Myonen in Frage.

Beim Vergleich zwischen Auswertung und Simulation zeigt sich, daß eine genaue Übereinstimmung der Form des Fehlende-Masse-Piks nicht bei allen Kinematiken erreicht wird. Um die Formen zu vergleichen, wird das Maximum des simulierten Piks auf die Höhe des gemessenen Piks (nach dem kanalweisem Untergrundabzug) umnormiert und beide übereinandergelegt. Der simulierte Strahlenschwanz verläuft bei nahezu allen Kinematiken flacher als der gemessene, Ausnahmen sind die Kinematiken Piplus-12, Piplus-13 (beide aus der Messung 2000) und Piplusli2 (Messung 2002), die alle nur sehr wenig Statistik enthalten. Bei den Kinematiken, bei denen die Pikbreiten aus Simulation und Messung nicht in Übereinstimmung gebracht werden konnten, wurde überprüft, ob die Verteilung der fehlenden Masse gegen die z-Koordinate des Vertex (den Reaktionsort) eine nicht zu beseitigende Krümmung aufweist, die zu einer falschen Verbreiterung des gemessenen Piks führt, die in der Simulation nicht auftritt. Bei den Kinematiken, bei denen diese Erklärung nicht zutrifft, wird das in Kapitel 6.1.1 bzw. 6.1.2 angemerkt.

Ein Beispiel für den Vergleich zwischen Messung und Simulation zeigt Abbildung 5.21. Die Abweichung in der Höhe des Strahlenschwanzes paßt mit der oben angeführten Beobachtung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Ort des Schnitts im Strahlenschwanz zusammen. Zwar variiert der Wirkungsquerschnitt auch für die drei oben erwähnten Kinematiken, bei denen kein Unterschied zwischen Messung und Simulation vorliegt, mit dem Schnitt im Strahlenschwanz, allerdings ist bei der geringen Statistik fraglich, ob die Umnormierung des simulierten Piks auf das Maximum des gemessenen ein gültiges Ergebnis liefert.

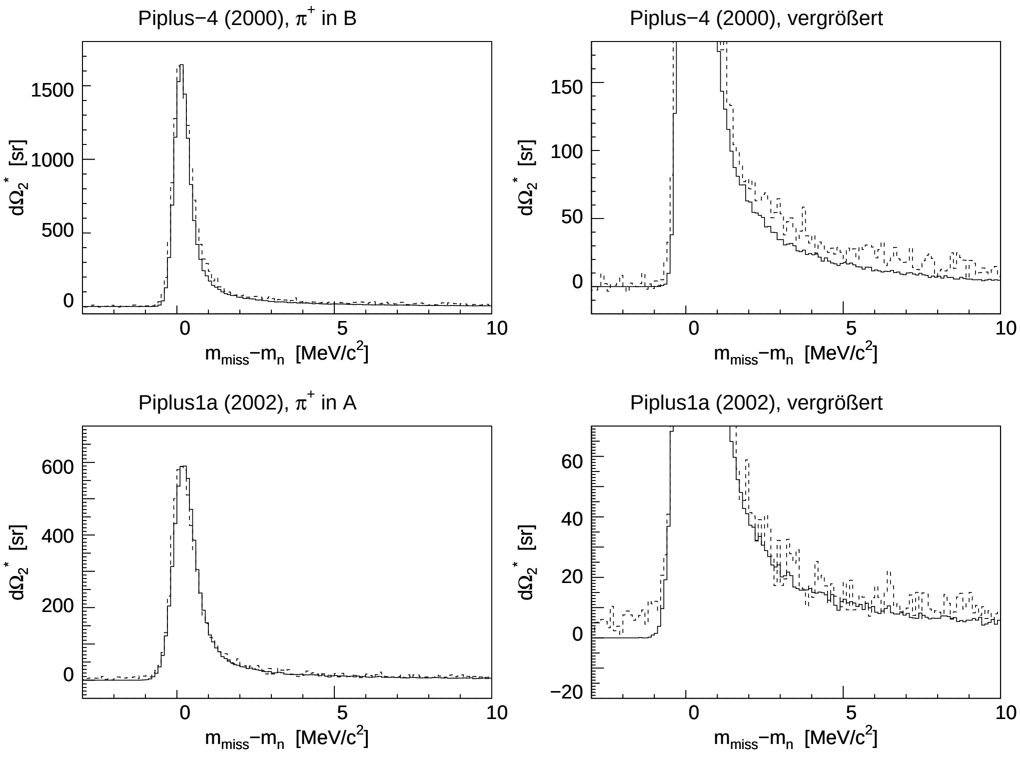



Abb. 5.21: Vergleich des simulierten mit dem gemessenen Fehlende-Masse-Pik für die Kinematiken Piplus-4 (Messung 2000) und Piplus1a (Messung 2002). Die durchgezogene Linie ist der simulierte, die gestrichelte Linie ist der gemessene Pik nach kanalweisem Abzug des Untergrunds. Bei der oben dargestellten Kinematik Piplus-4 ist im vergrößerten Bild die Abweichung in der Höhe des Strahlenschwanzes zwischen Messung und Simulation gut zu erkennen. Für die untere Kinematik Piplus1a ist die Übereinstimmung etwas besser, die Daten liegen aber immer noch über der Simulation. Im vergrößerten Ausschnitt wird hier links vom Pik der Fuß des gemessenen Piks sichtbar.

# Kapitel 6

# Ergebnis und Ausblick

Da steh ich nun, ich armer Tor!
Und bin so klug als wie zuvor.

Johann Wolfgang von Goethe
Faust: Der Tragödie erster Teil

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im Rahmen der Arbeit durchgeführten Experimente vorgestellt. In den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 werden die einzelnen Kinematiken der Experimente des Jahres 2000 bzw. 2002 besprochen, in Abschnitt 6.1.3 werden die beiden Messungen miteinander und mit den alten Messungen verglichen. Abschnitt 6.1.4 beschäftigt sich mit den systematischen Fehlern. Eine Zusammenfassung der Resultate der Rosenbluth-Separationen findet sich in Kapitel 6.2.

## 6.1 Die Meßergebnisse

Die Daten wurden unter verschiedenen Bedingungen analysiert. Neben den in Kapitel 5.3.1 beschriebenen notwendigen Schnitten wurden zusätzlich Schnitte auf den Čerenkov-Detektor im Pionenarm und auf $y_T$ durchgeführt. Im Fehlende-Masse-Pik wurden Intervalle mit unterschiedlichen Breiten verwendet, bei denen der Beginn des Intervalls für jede Kinematik auf den Anstieg der linken Flanke des Fehlende-Masse-Piks gelegt wurde. Da zunächst nicht klar war, ob es sich bei den Ereignissen im Fuß des Fehlende-Masse-Piks bei den Kinematiken mit Pion in A um echte Ereignisse oder zusätzlichen Untergrund handelt, wurde zusätzlich ein Intervall betrachtet, bei dem das obere Ende des Schnitts 10 MeV/$c^2$ über dem festgelegten Beginn der Flanke lag und das untere Ende 9 MeV/$c^2$ darunter, so daß die Ereignisse im Fuß mit zu den echten Ereignissen gezählt wurden. Die genaue Festlegung der unteren Schnittgrenze spielt in diesem Fall keine Rolle, denn nach dem Abzug des Untergrunds dürfen sich links vom Beginn des Piks keine Ereignisse befinden, wie das bei den Kinematiken mit Pion in B ja auch der Fall ist.

Der Schnitt auf den Vertex wurde nicht verwendet. Da die Schnittgrenzen in den meisten Fällen extrem weit entfernt von den tatsächlichen Grenzen der Targetzelle hätten gesetzt werden müssen, um mit Sicherheit keine Ereignisse auszuschließen, erschien dies nicht sinnvoll. Zudem ergaben einige Tests, daß sich der Wirkungsquerschnitt nicht ändert, wenn der Vertexschnitt mit der gebotenen Vorsicht eingesetzt wird, und daß auch der Fuß im Fehlende-Masse-Pik nicht beeinflußt wird.

Für eine Rosenbluthseparation müssen die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Datenpunkte sehr genau bekannt sein. Die Daten wurden daher sehr eingehend analysiert. Auch kleine Effekte, die bei anderen Messungen im systematischen Fehler zusammengefaßt werden, wurden im Detail studiert. In den folgenden beiden Abschnitten wird daher für alle Kinematiken eine Beschreibung der bei ihnen auftretenden Effekte gegeben.

### 6.1.1 Die Kinematiken der Messung 2000

Die Kinematiken werden in der Reihenfolge abgehandelt, in der sie gemessen wurden. Im allgemeinen werden nur Auffälligkeiten aufgezählt, d.h. wenn beispielsweise nichts über die Form der Verteilung der fehlenden Masse gegen den Reaktionsort gesagt wird, ergibt sie für die besprochene Kinematik die erwartete Gerade.

Die erwähnten Auffälligkeiten ließen sich nicht beseitigen. Bei den Kinematiken, bei denen der simulierte Fehlende-Masse-Pik schmäler als der gemessene ist, hätte eine weitere Verschlechterung der für die Auflösung der Spektrometer angenommenen Parameter die Übereinstimmung in den Spektren der Winkel- und Impulsverteilung am Target zerstört und eine weitere Erhöhung der Schneedicke zu einer Überkorrektur in der Verteilung der fehlenden Masse gegen den Reaktionsort geführt. Wo eine Krümmung in dieser Verteilung vorliegt, gibt es keine Schneedicke, bei der die Verteilung gerade ist.

Unter dem Stichwort „Strahlenschwanz“ ist die Anzahl der Einträge pro Kanal aufgeführt, um die der simulierte den gemessenen unterschätzt. Die Breite eines Kanals im Histogramm der fehlenden Masse beträgt 0.1 MeV/$c^2$. Zum Vergleich ist die Gesamtzahl der Ereignisse im Pik nach der Integration und nach Abzug des Untergrunds angegeben. Die Breite des Integrationsintervalls beträgt 11 MeV/$c^2$. Die Gesamtzahl der Ereignisse vor Abzug des Untergrunds findet sich in Tabelle 6.1, die die Ergebnisse der Kinematiken zusammenfaßt.

**Piplus-1:**

- Strahlenschwanz: 5 bis 10 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 42996 Ereignisse
- Fuß: ab etwa −6.5 MeV/$c^2$

**Piplus-4:**

- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.1 MeV/$c^2$

- Strahlenschwanz: 10 bis 15 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 15677 Ereignisse

**Piplus-3:**

- Strahlenschwanz: 15 bis 20 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 20104 Ereignisse

**Piplus-2a:**

- Strahlenschwanz: im hinteren Bereich, ab einer fehlenden Masse von etwa 4 MeV/$c^2$, etwa 10 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 14935 Ereignisse

**Piplus-2b:**

- Strahlenschwanz: im hinteren Bereich, ab einer fehlenden Masse von etwa 7 MeV/$c^2$, etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 24143 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-6.5$ MeV/$c^2$

Zwischen den Kinematiken Piplus-2b und Piplus-5 fanden einige Kalibrationsmessungen statt.

**Piplus-5:**

- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.1 MeV/$c^2$
- Strahlenschwanz: 3 bis 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 12272 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-6.0$ MeV/$c^2$
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: leicht gekrümmt

**Piplus-11:**

- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.1 MeV/$c^2$
- Strahlenschwanz: etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 10612 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-4.0$ MeV/$c^2$

**Piplus-12:**

- Die geringe Statistik (Pikfläche: 3027 Ereignisse) dieser Kinematik machte einen Vergleich zwischen Messung und Simulation schwierig. Die Position des gemessenen Piks wurde so festgelegt, daß sein Maximum an der Stelle liegt, wo auch der simulierte Pik sein Maximum hat. Der Vergleich der Pikform scheint anzudeuten, daß der gemessene Pik bei diesem Verfahren leicht nach links versetzt ist.
- Fehlender-Masse-Pik: Die Simulation ist platykurtisch, d.h. sie ist in der unteren Hälfte um 0.1 bis 0.2 MeV/$c^2$ schmaler und in der oberen Hälfte um 0.1 bis 0.2 MeV/$c^2$ breiter als die Messung.
- Fuß: ab etwa $-3.5$ MeV/$c^2$

- Es ist zweifelhaft, ob dieser Datenpunkt ein brauchbares Ergebnis liefert.

**Piplus-13:**

- Für diese Kinematik wurde so wenig Statistik (Pikfläche: 1311 Ereignisse) gesammelt, daß es fraglich erscheint, ob eine Auswertung sinnvoll ist. Die Überprüfung des Untergrundabzugs und der Vergleich in der Form des gemessenen und des simulierten Fehlende-Masse-Piks sind sehr fehlerbehaftet, da bei den wenigen Einträgen in den einzelnen Kanälen die Schwankungen von Kanal zu Kanal sehr groß sind. Der Beginn der linken Flanke des Piks kann nicht genau festgelegt werden.

- Fehlender-Masse-Pik, Strahlenschwanz: Die Simulation scheint die Breite des gemessenen Fehlende-Masse-Piks um 0.2 bis 0.3 MeV/$c^2$ zu unterschätzen, während die Höhe des Strahlenschwanzes, soweit man das beurteilen kann, getroffen wird. Allerdings ist zu beachten, daß die Umnormierung der Höhe des simulierten Piks auf das Maximum des gemessenen bei einer Pikhöhe von nur 67 Ereignissen zu stark von statistischen Schwankungen zwischen den Kanälen abhängt, um wirklich gültig zu sein.

- Fuß: Nach der bei den anderen Kinematiken beobachteten Systematik müßte auch hier der Fehlende-Masse-Pik einen Fuß aufweisen, es wird jedoch keiner beobachtet, vermutlich wiederum wegen der zu geringen Statistik.

- Es ist zweifelhaft, ob dieser Datenpunkt ein brauchbares Ergebnis liefert.

### 6.1.2 Die Kinematiken der Messung 2002

Es gilt das zu Beginn von Kapitel 6.1.1 gesagte. Die Ergebnisse der einzelnen Kinematiken sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Bei den Kinematiken, bei denen der Wirkungsquerschnitt schwankt, wird im Text die Abweichung des niedrigen Ergebnisses vom hohen angegeben. Der Wirkungsquerschnitt in der Ergebnistabelle ist aus allen Daten berechnet, d.h. er liegt zwischen dem hohen und dem niedrigen Wert.

**Piplus1:**

- Wirkungsquerschnitt: sinkt mit zunehmender Meßdauer, ist in der ersten Hälfte um 4.2% höher als in der zweiten

- C-Daten: elastischer Wirkungsquerschnitt zeitlich konstant, aber zu hoch

- Target: Während sich das Absinken des Wirkungsquerschnitts mit einem in der Analyse nicht korrigierten Schwanken der Targetdichte erklären lassen könnte widerspricht dem der zeitlich konstante mit Spektrometer C ermittelte elastische Wirkungsquerschnitt.

| | $\epsilon$ | $A_{\text{echt}}$ | $\int L_{eff} dt$ | $f_Z$ | $I$ | $\sigma \pm \Delta_{ges}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\pi^+$ | $A_U \cdot f_G$ | $\Phi$ | $T$ | $t_{tot}$ | $\Delta_{stat}$, $\Delta_{syst}$ |
| | | | $10^{12}/\mu$b | | $\mu$A | $\mu$b/sr |
| | | | $10^{-9}$sr | h:min | % | $\mu$b/sr |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| 1 | 0.900 | 44700 | 0.235 | 3.05 | 7.4, 9.9 | 12.413 ± 0.217 |
| | A | 1703.6 | 45.331 | 5:38 | 6.3, 8.5 | 0.061, 0.208 |
| 2a | 0.866 | 15274 | 0.170 | 3.52 | 5.2 | 12.402 ± 0.373 |
| | B | 338.7 | 25.237 | 7:27 | 4.8 | 0.102, 0.359 |
| 2b | 0.866 | 25081 | 0.187 | 3.04 | 9.0, 9.7, 10.7 | 12.433 ± 0.203 |
| | A | 938.0 | 31.855 | 4:40 | 5.2, 5.8, 6.9 | 0.081, 0.186 |
| 3 | 0.588 | 20902 | 1.274 | 3.51 | 13.0, 13.6, 14.5 | 10.064 ± 0.361 |
| | B | 797.5 | 5.563 | 21:21 | 3.2, 3.3, 3.5 | 0.072, 0.353 |
| 5 | 0.422 | 12654 | 1.035 | 3.05 | 10.1, 11.0, 11.5 | 9.190 ± 0.155 |
| | A | 382.1 | 3.970 | 20:55 | 2.2, 2.5, 2.6 | 0.084, 0.131 |
| 4 | 0.286 | 16452 | 3.913 | 3.52 | 14.8, 15.7, 16.5, 20.3 | 7.197 ± 0.164 |
| | B | 774.8 | 1.978 | 56:22 | 3.1, 3.2, 3.1, 4.4 | 0.059, 0.153 |
| $\sigma_T = 5.136 \pm 0.149_{ges}$ $\mu$b/sr, $\sigma_L = 8.377 \pm 0.238_{ges}$ $\mu$b/sr | | | | | | |
| $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| 11 | 0.834 | 10928 | 0.171 | 2.73 | 5.8, 6.6 | 10.746 ± 0.195 |
| | A | 316.0 | 15.950 | 5:51 | 2.9, 3.4 | 0.105, 0.164 |
| $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| 12 | 0.742 | 3135 | 0.138 | 2.48 | 4.7 | 7.796 ± 0.221 |
| | A | 107.9 | 7.015 | 6:36 | 2.6 | 0.143, 0.168 |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| 13 | 0.648 | 1380 | 0.121 | 2.30 | 4.0, 4.5 | 6.503 ± 0.200 |
| | A | 68.6 | 3.885 | 6:27 | 2.4, 2.6 | 0.183, 0.080 |

Tab. 6.1: Ergebnisse der Messung des Jahres 2000. Angegeben werden die Anzahl der echten Ereignisse vor Abzug des Untergrunds $A_{\text{echt}}$, die Anzahl der Untergrundereignisse nach der Gewichtung $A_U \cdot f_G$, die integrierte Luminosität $\int L_{eff} dt$, der integrierte Phasenraum $\Phi$, der Zerfallsfaktor $f_Z$, die Meßzeit $T$, der Strahlstrom $I$, die Totzeit $t_{tot}$ sowie der Wirkungsquerschnitt $\sigma$ mit dem Gesamtfehler $\Delta_{ges}$, dem statistischen Fehler $\Delta_{stat}$, und dem gesamten systematischen Fehler $\Delta_{syst}$. Die in „$t_{tot}$" angegebenen Werte entsprechen den in „$I$" angegebenen Strömen. Die Wirkungsquerschnitte wurden für eine Schnittbreite von 11 (MeV/$c$)$^2$) im Fehlende-Masse-Pik errechnet. In den gesamten systematischen Fehler gehen zusätzlich zu den angegebenen Fehlern die systematischen Fehler aus Fehlern der Targetdichte und der Schneedicke ein, die für alle Kinematiken jeweils 0.7% betragen, und der systematische Fehler, der sich aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Schnitt im Strahlenschwanz ergibt, $\Delta_{Int}$. Die Bedeutung der systematischen Fehler und die Verfahren zu ihrer Bestimmung werden in Kapitel 6.1.4 erklärt, wo sich auch die Werte von $\Delta_{Int}$ finden (Tabelle 6.5).

- Strahlenschwanz: 5 bis 10 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 25793 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-6.5$ MeV/$c^2$
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: gekrümmt

**Piplusri:**

- C-Daten: elastischer Wirkungsquerschnitt ist zu hoch
- Strahlenschwanz: 2 bis 3 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 11876 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-5.0$ MeV/$c^2$
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: leicht gekrümmt

**Piplus2:**

- C-Daten: keine vorhanden, da der in Spektrometer C eingestellte Impuls nicht der neuen Elektronenstrahlenergie angepaßt wurde
- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.2 MeV/$c^2$
- Strahlenschwanz: 2 bis 3 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 10506 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-6.0$ MeV/$c^2$

**Piplusri5:**

- Wirkungsquerschnitt: schwankt mit der Zeit, ist in der ersten Hälfte der Messung um 5.2% höher als in der zweiten
- C-Daten: keine vorhanden
- Target: Da diese Kinematik bei einem Strahlstrom von 25$\mu$A durchgeführt wurde, war das Targetmaterial wahrscheinlich stark aufgeheizt.
- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.1 MeV/$c^2$
- Strahlenschwanz: 2 bis 3 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 3500 Ereignisse
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: gekrümmt
- Das Ergebnis dieser Kinematik ist unsicher, da hier mehrere Probleme gleichzeitig auftreten und außerdem die Statistik nicht gut ist, denn von den für jede Kinematik angestrebten zehntausend Ereignissen im Fehlende-Masse-Pik wurde nur ein gutes Drittel gemessen.

Zwischen der Messung der Einstellungen Piplus1, Piplusri, Piplus2 und Piplusri5 und der Messung der restlichen Einstellungen lag eine Pause von etwa neun Tagen, in der das Target erwärmt und später wieder abgekühlt wurde. Da der Druck in der Targetzelle im ersten Teil um etwa 150 mbar niedriger war als im zweiten, wurde das Target für die ersten vier Kinematiken bei einer niedrigeren kritischen Temperatur betrieben. Die Bestimmung der Luminosität ist daher für diese Meßpunkte besonders schwierig.

**Piplus4:**

- Wirkungsquerschnitt: schwankt mit der Zeit, ist in der zweiten Hälfte der Messung um 5.5% höher als in der ersten, ein Grund dafür konnte nicht festgestellt werden
- C-Daten: elastischer Wirkungsquerschnitt ist für die gesamte Dauer der Messung konstant und hat die richtige Höhe
- Target: nicht korrigierte Dichteschwankungen sind unwahrscheinlich, die C-Daten sprechen dagegen, also keine mögliche Erklärung für den schwankenden Wirkungsquerschnitt
- Strahlenschwanz: etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 8722 Ereignisse

**Piplusri2:**

- Wirkungsquerschnitt: schwankt leicht mit der Zeit, ist in der zweiten Hälfte der Messung um 0.9% höher als in der ersten, ein Grund dafür konnte nicht festgestellt werden, da wie bei Piplus4 die C-Daten konstant und richtig sind
- Strahlenschwanz: etwa 5, ab einer fehlenden Masse von 6 MeV/$c^2$ etwa 5 bis 10 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 11556 Ereignisse

**Piplus3B:**

- Strahlenschwanz: 5 bis 10 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 9365 Ereignisse

**Piplus3A:**

- Strahlenschwanz: 3 bis 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 11849 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-7.0$ MeV/$c^2$

**Piplus1a:**

- Wirkungsquerschnitt: ändert sich mit Strahlstrom, ist für 10 $\mu$A um 4.3% höher ist als für 5 $\mu$A
- Target: kann das Schwanken des Wirkungsquerschnitts nicht erklären, da ein überhitztes Target, das weniger dicht war als in der Analyse angenommen, den umgekehrten Effekt hervorrufen würde
- Die Kinematik wurde zu kurz gemessen, um festzustellen, ob das Absinken des Wirkungsquerschnitts tatsächlich mit dem niedrigeren Strahlstrom zusammenhängt oder ein vom Strom unabhängiger, zeitlicher Effekt ist.
- Strahlenschwanz: 2 bis 3 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 7396 Ereignisse
- Fuß: ab etwa $-6.0$ MeV/$c^2$

**Piplusli2:**

- Für diese Kinematik wurde sehr wenig Statistik (Pikfläche: 814 Ereignisse) gesammelt, so daß die Überprüfung des Untergrundabzugs schwierig ist, da bei den wenigen Einträgen in den einzelnen Kanälen die Schwankungen von Kanal zu Kanal sehr groß sind. Der Beginn der linken Flanke des Piks kann nicht genau festgelegt werden.
- Fehlender-Masse-Pik: Soweit es beurteilt werden kann, stimmen die Formen des gemessenen und des simulierten Fehlende-Masse-Piks gut überein.
- Fuß: kann nicht ausgemacht werden, obwohl es nach der beobachteten Systematik einen geben müßte
- Das Ergebnis dieser Kinematik ist unsicher und kann nicht ohne Bestätigung durch andere Messungen als sinnvoll gewertet werden.

**Piplusli1:**

- Fehlender-Masse-Pik: Simulation unterschätzt Breite um etwa 0.1 MeV/$c^2$
- Strahlenschwanz: etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 5409 Ereignisse

**Piplusli3:**

- Wirkungsquerschnitt: schwankt leicht mit der Zeit, ist in der zweiten Hälfte der Messung um 0.5% höher als in der ersten, ein Grund dafür konnte nicht festgestellt werden, da die C-Daten konstant und richtig sind
- Strahlenschwanz: 2 bis 3 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 5506 Ereignisse
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: gekrümmt

**Piplusli2B:**

- Strahlenschwanz: etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 9039 Ereignisse
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: gekrümmt

**Piplussi1:**

- Strahlenschwanz: etwa 5 Ereignisse pro Kanal, Pikfläche: 5398 Ereignisse
- Verteilung fehlende Masse gegen Reaktionsort: gekrümmt

Für die auftretenden Schwankungen des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Zeit oder dem Strahlstrom bei einzelnen Kinematiken konnte keine Erklärung gefunden werden. Daher werden bei der Analyse alle Daten berücksichtigt, so daß zwischen den extremen Werten des Wirkungsquerschnitts gemittelt wird.

| | $\epsilon$ | $A_{\text{echt}}$ | $\int L_{eff} dt$ | $f_Z$ | $I$ | $\sigma \pm \Delta_{ges}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\pi^+$ | $A_U \cdot f_G$ | $\Phi$ | $T$ | $t_{tot}$ | $\Delta_{stat}$, $\Delta_{syst}$ |
| | | | $10^{12}/\mu$b | | $\mu$A | $\mu$b/sr |
| | | | $10^{-9}$sr | h:min | % | $\mu$b/sr |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| 1 | 0.900 | 26689 | 1.496 | 3.05 | 7.9 | 11.965 ± 0.203 |
| | A | 895.7 | 44.325 | 4:30 | 7.8 | 0.075, 0.188 |
| 1a | 0.900 | 7580 | 0.042 | 3.05 | 5.1, 10.0 | 11.952 ± 0.252 |
| | A | 184.2 | 44.968 | 1:42 | 2.0, 4.4 | 0.140, 0.210 |
| 3A | 0.705 | 12252 | 0.283 | 3.06 | 12.0, 14.9 | 10.847 ± 0.215 |
| | A | 402.8 | 11.922 | 4:56 | 1.3, 1.8 | 0.101, 0.189 |
| 3B | 0.705 | 9711 | 0.327 | 3.50 | 15.0 | 11.016 ± 0.382 |
| | B | 346.0 | 9.196 | 4:55 | 2.1 | 0.115, 0.365 |
| 2 | 0.484 | 10847 | 0.793 | 3.05 | 12.0, 15.0 | 8.710 ± 0.159 |
| | A | 341.3 | 4.684 | 14:11 | 2.3, 3.0 | 0.086, 0.134 |
| 4 | 0.286 | 9351 | 2.196 | 3.51 | 24.7 | 7.048 ± 0.163 |
| | B | 628.8 | 1.996 | 19:59 | 1.9 | 0.078, 0.143 |
| $\sigma_T = 4.814 \pm 0.157_{ges}$ $\mu$b/sr, $\sigma_L = 8.143 \pm 0.247_{ges}$ $\mu$b/sr | | | | | | |
| $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| ri | 0.834 | 12175 | 0.202 | 2.74 | 5.5, 6.5, 7.6 | 10.145 ± 0.193 |
| | A | 299.2 | 16.058 | 7:26 | 2.9, 3.6, 4.2 | 0.094, 0.168 |
| ri2 | 0.529 | 12181 | 1.472 | 3.11 | 24.9 | 8.145 ± 0.277 |
| | B | 625.2 | 3.027 | 13:21 | 2.3 | 0.077, 0.266 |
| ri5 | 0.219 | 3730 | 1.688 | 3.10 | 25.0 | 5.759 ± 0.182 |
| | B | 229.7 | 1.127 | 15:28 | 3.6 | 0.100, 0.152 |
| $\sigma_T = 4.239 \pm 0.177_{ges}$ $\mu$b/sr, $\sigma_L = 7.139 \pm 0.305_{ges}$ $\mu$b/sr | | | | | | |
| $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| li2 | 0.742 | 838 | 0.039 | 2.49 | 4.0, 7.0 | 7.400 ± 0.302 |
| | A | 24.2 | 7.083 | 1:47 | 0.8, 1.5 | 0.262, 0.150 |
| li2B | 0.742 | 9723 | 0.620 | 2.79 | 20.2 | 7.604 ± 0.243 |
| | B | 683.9 | 5.401 | 7:02 | 3.7 | 0.083, 0.229 |
| li3 | 0.489 | 5882 | 1.305 | 2.78 | 24.9 | 5.940 ± 0.206 |
| | B | 375.8 | 1.997 | 11:42 | 1.1 | 0.082, 0.189 |
| li1 | 0.229 | 5824 | 3.742 | 2.78 | 19.8, 24.8 | 4.519 ± 0.198 |
| | B | 415.1 | 0.898 | 33:39 | 0.8, 0.9 | 0.063, 0.187 |
| $\sigma_T = 3.152 \pm 0.203_{ges}$ $\mu$b/sr, $\sigma_L = 5.830 \pm 0.375_{ges}$ $\mu$b/sr | | | | | | |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| si1 | 0.648 | 6310 | 0.859 | 2.56 | 16.0 | 5.375 ± 0.186 |
| | B | 912.2 | 3.022 | 12:08 | 2.4 | 0.079, 0.169 |

Tab. 6.2: Ergebnisse der Messung des Jahres 2002. Die Nomenklatur entspricht der von Tabelle 6.1.

### 6.1.3 Die Ergebnisse im Vergleich

Um die Qualität der Meßergebnisse zu beurteilen, muß ihre Konsistenz mit den alten Ergebnissen überprüft werden, wobei mit den „alten Ergebnissen“ die in [3] veröffentlichten Ergebnisse zu den $Q^2$-Werten 0.117, 0.195 und 0.273 $(\mathrm{GeV}/c)^2$ gemeint sind, ebenso ihre Übereinstimmung untereinander. Es wird darauf hingewiesen, daß bei allen Kinematiken, die mit vertauschten Spektrometern gemessen wurden, die beiden Wirkungsquerschnitte im Rahmen der statistischen Fehler übereinstimmen.

Für die neuen Messungen wird der Gesamtfehler der Datenpunkte aus der quadratischen Addition von statistischem und systematischen Fehler berechnet. Der Gesamtfehler der Rosenbluthseparation ergibt sich aus der Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte mit ihrem Gesamtfehler. Um eine Abschätzung für den Einfluß der Statistik auf die Güte der Rosenbluthseparation zu gewinnen, werden bei einer zweiten Anpassung nur die statistischen Fehler der Datenpunkte berücksichtigt. Der so berechnete Fehler der Separation wird als „statistischer Anteil“ bezeichnet.

#### Vergleich der Messungen 2000 und 2002 mit den alten Messungen

Bei der Messung 2000 können die drei $\epsilon$-Punkte für $Q^2 = 0.117, Q^2 = 0.195$ und $Q^2 = 0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ mit den höchsten $\epsilon$-Punkten der alten Messungen verglichen werden. Bei der Messung 2002 stimmen für $Q^2 = 0.117$ und $Q^2 = 0.195$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ jeweils die Kinematiken des höchsten und des niedrigsten $\epsilon$-Punkts überein, so daß dort ein direkter Vergleich möglich ist, außerdem können die Ergebnisse der Rosenbluth-Separation verglichen werden. Für $Q^2 = 0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ wurde wie im Jahr 2000 nur der höchste $\epsilon$-Punkt nachgemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

In Abbildung 6.1 sind die Ergebnisse der Messung 2000 zusammen mit den alten Ergebnissen dargestellt, Abbildung 6.2 zeigt die Ergebnisse der Messung 2002 zusammen mit den alten Ergebnissen.

Die Ergebnisse der Messung 2000 sind für $Q^2 = 0.058$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$ in sich konsistent, mit der möglichen Ausnahme der Kinematik Piplus-5, die einen etwas zu hohen Wirkungsquerschnitt liefert. Die Ergebnisse der Kontrollmessungen passen nicht zu den alten Ergebnissen, wobei der Punkt der Kinematik Piplus-11 ($Q^2 = 0.117$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$) um 3.2% zu niedrig, der Punkt der Kinematik Piplus-12 ($Q^2 = 0.195$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$) um 4.7% zu hoch und der der Kinematik Puplus-13 ($Q^2 = 0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$) um 30% zu hoch ist. Das Ergebnis der Kinematik Piplus-13 ist klarerweise falsch, das der Kinematik Piplus-12 zumindest zweifelhaft.

Bei der Messung 2002 liegen die Ergebnisse der Kinematiken Piplus3A und Piplus3B im Vergleich zu denen der anderen Kinematiken mit $Q^2 = 0.058$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$

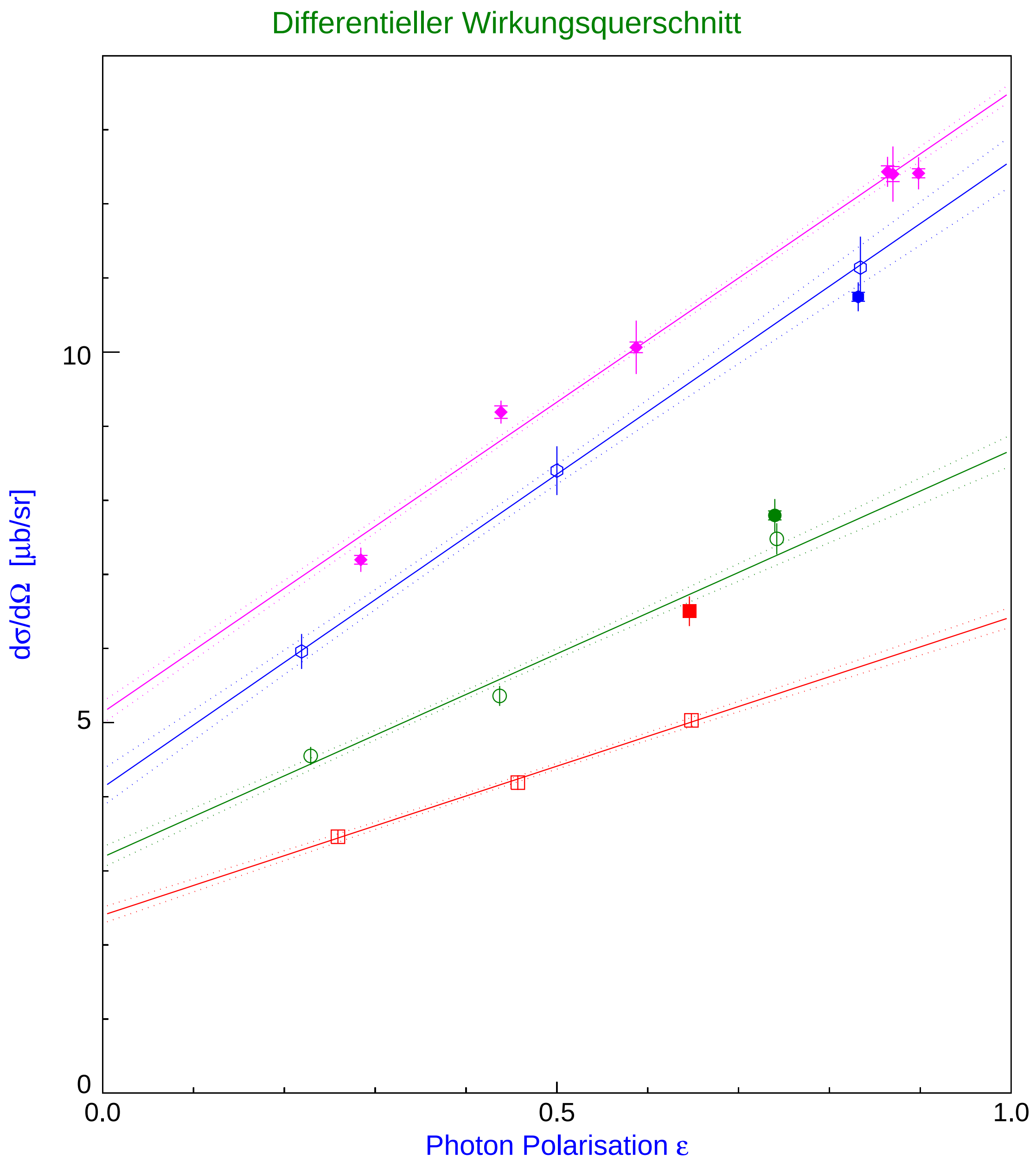



Abb. 6.1: Ergebnisse der Messungen 2000 im Vergleich mit den bisherigen Messungen. Die einzelnen Messungen sind folgendermaßen gekennzeichnet:
$Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2$: magenta, Raute; $Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2$: blau, Sechseck;
$Q^2 = 0.195\ (\mathrm{GeV}/c)^2$: grün, Kreis; $Q^2 = 0.273\ (\mathrm{GeV}/c)^2$: rot, Quadrat.
Die leeren Symbole markieren die Ergebnisse der alten Messungen, wie sie in [3] veröffentlicht wurden. Die ausgefüllten Symbole markieren die hier präsentierten Ergebnisse. Die Fehlerbalken repräsentieren den Gesamtfehler; für die neuen Daten ist zusätzlich die Höhe des statistischen Fehlers markiert. Teilweise verschmelzen die Markierungen mit den Symbolen.

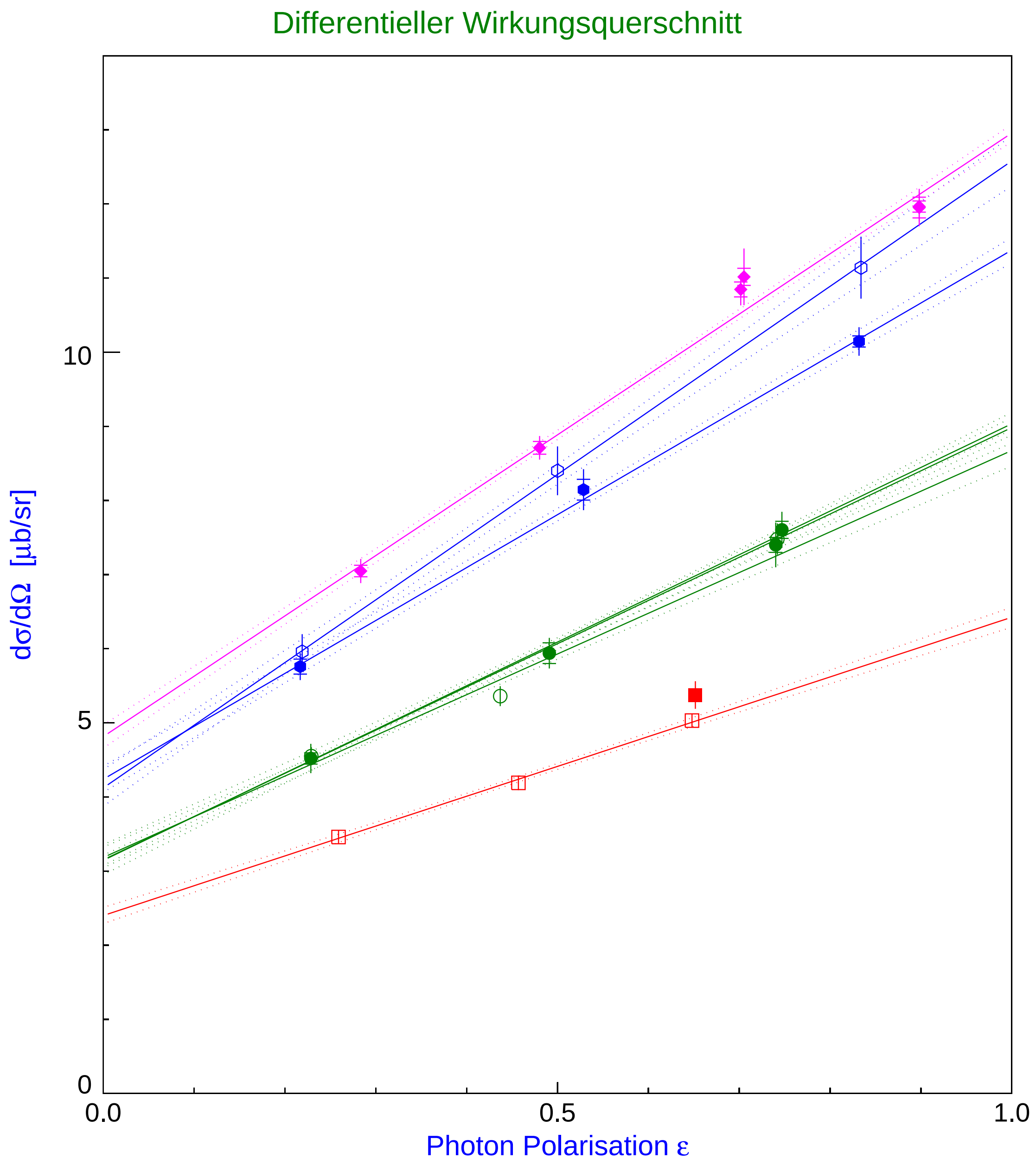



Abb. 6.2: Ergebnisse der Messungen 2002 im Vergleich mit den bisherigen Messungen. Die Kennzeichnung der Messungen entspricht der aus Abbildung 6.1 Die leeren Symbole markieren die Ergebnisse der alten Messungen, wie sie in [3] veröffentlicht wurden. Die ausgefüllten Symbole markieren die hier präsentierten Ergebnisse. Der höchste $\epsilon$-Punkt für $Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ besteht aus zwei separaten Messungen, die so nahe beieinander liegen, daß sie nicht unterschieden werden können, allerdings sind die unterschiedlichen Markierungen des statistischen Fehlers zu sehen. Bei der Messung mit $Q^2 = 0.195\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ ist zu beachten, daß die neuen Ergebnisse für den höchsten und den niedrigsten $\epsilon$-Punkt so nahe bei den alten liegen, daß die leeren Symbole von den vollen nahezu überdeckt werden.

| | $\sigma/(\mu\text{b/sr})$ | | |
|---|---|---|---|
| | alt | 2000 | 2002 |
| $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ | | | |
| $\epsilon = 0.834$ | $11.14 \pm 0.08 \pm 0.41$ | $10.75 \pm 0.11 \pm 0.16$ | $10.15 \pm 0.09 \pm 0.17$ |
| $\epsilon = 0.219$ | $5.96 \pm 0.14 \pm 0.19$ | | $5.76 \pm 0.10 \pm 0.15$ |
| $\sigma_\text{T}$ | $4.16 \pm 0.17 \pm 0.20$ | | $4.24 \pm 0.18\ (0.09)$ |
| $\sigma_\text{L}$ | $8.39 \pm 0.25 \pm 0.48$ | | $7.14 \pm 0.31\ (0.16)$ |
| $Q^2 = 0.195\ (\text{GeV}/c)^2$ | | | |
| $\epsilon = 0.742$ | $7.48 \pm 0.11 \pm 0.18$ | $7.80 \pm 0.14 \pm 0.17$ | $7.60 \pm 0.08 \pm 0.23$ |
| $\epsilon = 0.229$ | $4.55 \pm 0.10 \pm 0.07$ | | $4.52 \pm 0.06 \pm 0.19$ |
| $\sigma_\text{T}$ | $3.08 \pm 0.14 \pm 0.05$ | | $3.15 \pm 0.20\ (0.07)$ |
| $\sigma_\text{L}$ | $5.75 \pm 0.28 \pm 0.25$ | | $5.83 \pm 0.38\ (0.14)$ |
| $Q^2 = 0.273\ (\text{GeV}/c)^2$ | | | |
| $\epsilon = 0.648$ | $5.03 \pm 0.05 \pm 0.08$ | $6.50 \pm 0.18 \pm 0.08$ | $5.38 \pm 0.08 \pm 0.17$ |

Tab. 6.3: Ergebnisse der alten Messungen (aus [3]) und der neuen Messungen. Verglichen werden die Ergebnisse identischer Kinematiken (markiert durch den $\epsilon$-Wert) sowie die Ergebnisse der Rosenbluth-Separation, $\sigma_\text{T}$: transversaler Anteil, $\sigma_\text{L}$: longitudinaler Anteil des Wirkungsquerschnitts. Für $\epsilon = 0.742$ der Messung 2002 wird nur das Ergebnis der Kinematik aufgeführt, bei der das Pion in Spektrometer B nachgewiesen wurde. Angegeben sind der statistische und der systematische Fehler, ausgenommen für die neuen Ergebnisse des transversalen und des longitudinalen Anteils, für die der Gesamtfehler und in Klammern der statistische Anteil des Fehlers der Anpassung angegeben werden (siehe Einleitung zu Kapitel 6.1.3 für den Begriff des statistischen Anteils).

etwas zu hoch. Die Messungen zu $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ können nicht mit den alten Ergebnissen vereinbart werden. Die Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Fehler zwischen den Ergebnissen für den niedrigsten $\epsilon$-Punkt kann zufällig sein, da diese Kinematik unter den neuen Daten die zweifelhafteste ist. Die Ergebnisse für $Q^2 = 0.195\ (\text{GeV}/c)^2$ stimmen gut mit den alten Ergebnissen überein. Der für $Q^2 = 0.273\ (\text{GeV}/c)^2$ gemessene Kontrollwert liegt um % höher als das alte Ergebnis, was durch die für diese Kinematik nicht ausreichende Genauigkeit des Myonabzugs der neuen Messung erklärt wird.

### Vergleich der Messung 2000 mit der Messung 2002

In den Jahren 2000 und 2002 wurden fünf identische Kinematiken gemessen, nämlich für jeden Wert von $Q^2$ der höchste $\epsilon$-Punkt und für $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$ zusätzlich der niedrigste. Für diesen $Q^2$-Wert können auch die ermittelten Ergebnisse für den longitudinalen und den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts verglichen werden. In Tabelle 6.4 sind die Daten zusammengestellt.

| | $\sigma/(\mu\text{b/sr})$ | |
|---|---|---|
| | 2000 | 2002 |
| $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$ | | |
| $\epsilon = 0.900$ | $12.413 \pm 0.061 \pm 0.208$ | $11.965 \pm 0.075 \pm 0.188$ |
| $\epsilon = 0.286$ | $7.197 \pm 0.059 \pm 0.153$ | $7.048 \pm 0.078 \pm 0.143$ |
| $\sigma_{\text{T}}$ | $5.136 \pm 0.149\ (0.056)$ | $4.814 \pm 0.157\ (0.075)$ |
| $\sigma_{\text{L}}$ | $8.377 \pm 0.238\ (0.082)$ | $8.143 \pm 0.247\ (0.112)$ |
| $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ | | |
| $\epsilon = 0.834$ | $10.746 \pm 0.105 \pm 0.164$ | $10.145 \pm 0.094 \pm 0.168$ |
| $Q^2 = 0.195\ (\text{GeV}/c)^2$ | | |
| $\epsilon = 0.742$ | $7.796 \pm 0.143 \pm 0.168$ | $7.604 \pm 0.083 \pm 0.229$ |
| $Q^2 = 0.273\ (\text{GeV}/c)^2$ | | |
| $\epsilon = 0.648$ | $6.503 \pm 0.183 \pm 0.080$ | $5.375 \pm 0.079 \pm 0.169$ |

Tab. 6.4: Vergleich der Ergebnisse der Messung 2000 mit denen der Messung 2002. Verglichen werden die Ergebnisse identischer Kinematiken (markiert durch den $\epsilon$-Wert) sowie die Ergebnisse der Rosenbluth-Separation ($\sigma_{\text{T}}$: transversaler Anteil, $\sigma_{\text{L}}$: longitudinaler Anteil des Wirkungsquerschnitts) für die Messung mit $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$. Für die einzelnen Kinematiken werden der statistische und der systematische Fehler angegeben, für $\sigma_{\text{T}}$ und $\sigma_{\text{L}}$ der Gesamtfehler und in Klammern der statistische Anteil.

Bei allen gleichen Kinematiken ist der im Jahr 2000 ermittelte Wirkungsquerschnitt höher als der im Jahr 2002. Die Ergebnisse der Kinematiken Piplus-4 (2000) und Piplus4 (2002) (niedrigster $\epsilon$-Punkt zu $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$) stimmen allerdings im Rahmen der Fehler überein. Der Widerspruch in den Ergebnissen für die höchsten $\epsilon$-Punkte zu $Q^2 = 0.195\ (\text{GeV}/c)^2$ und $Q^2 = 0.273\ (\text{GeV}/c)^2$ kann ignoriert werden, da die Werte aus der Messung 2000 den alten Ergebnissen deutlich widersprechen und die entsprechenden Kinematiken der Messung 2000 sehr zweifelhaft sind. Ihre Ergebnisse werden daher als falsch eingestuft. Es bleibt noch die Diskrepanz zwischen den Werten für die höchsten $\epsilon$-Punkte zu $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$ und $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ zu erklären. Die Vernmutung, daß der höchste $\epsilon$-Punkt zu $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ der Messung 2000 zu hoch liegt, wird weiter unten begründet. Für die Abweichung bei dem höchsten $\epsilon$-Punkt zu $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$ konnte nicht geklärt werden.

In Abbildung 6.3 sind die Ergebnisse aller Kinematiken zu $Q^2 = 0.058\ (\text{GeV}/c)^2$ und $Q^2 = 0.117\ (\text{GeV}/c)^2$ im Vergleich mit den alten Ergebnissen dargestellt.

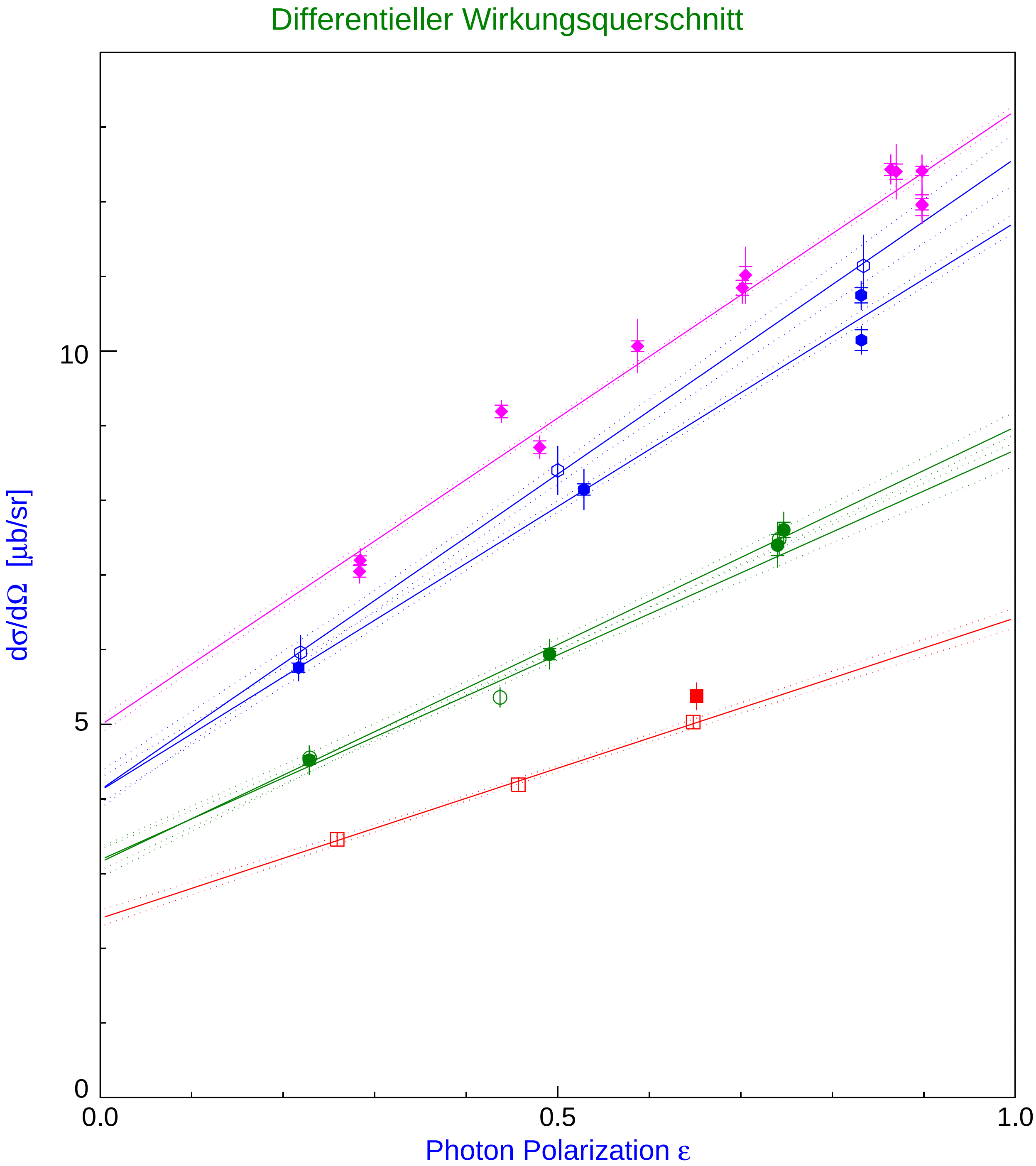



Abb. 6.3: Ergebnisse der Messungen 2000 und 2002 im Vergleich mit den bisherigen Messungen. Die Darstellung entspricht der in den Abbildungen 6.1 und 6.2 verwendeten. Nicht eingetragen sind die Kontrollkinematiken Piplus-12 und Piplus-13 der Messung 2000, die höchsten $\epsilon$-Punkte zu $Q^2 = 0.195$ und $Q^2 = 0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$.

Für $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ und $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ sind in Abbildung 6.3 nur die Ergebnisse der Messung 2002 eingetragen. Die sich dadurch ergebenden neuen Ergebnisse sind:

$$
\begin{aligned}
Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2\colon\ & \sigma_\mathrm{T} = 4.984 \pm 0.108_{ges}\ (0.045)_{stat}\ \mu\mathrm{b/sr},\\
& \sigma_\mathrm{L} = 8.234 \pm 0.171_{ges}\ (0.066)_{stat}\ \mu\mathrm{b/sr},\\
Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2\colon\ & \sigma_\mathrm{T} = 4.110 \pm 0.172_{ges}\ (0.088)_{stat}\ \mu\mathrm{b/sr},\\
& \sigma_\mathrm{L} = 7.615 \pm 0.261_{ges}\ (0.137)_{stat}\ \mu\mathrm{b/sr}.
\end{aligned}
$$

Abbildung 6.3 zeigt, daß sich trotz der oben erwähnten Diskrepanzen die Daten aus der Messung 2000 und der Messung 2002 für $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ gut miteinander vereinbaren lassen. Vier von zwölf Punkten weichen von der Fitgeraden ab. Es handelt sich dabei um die Kinematiken Piplus-5 und Piplus-2b (Messung 2000), die zu hoch liegen, und die Kinematiken Piplus1 und Piplus1a (Messung 2002), die zu niedrig liegen, allerdings im Rahmen der Fehler mit dem Wert der Messung 2000 vereinbar sind.

Die Kinematik Piplus-5 der Messung 2000 liegt schon im Verhältnis zu den anderen Messungen mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ des Jahres 2000 recht hoch. Sie wurde im Anschluß an eine Reihe von Kalibrationsmessungen gemessen, ebenso die Kinematiken Piplus-11, Piplus-12 und Piplus-13, von denen die beiden letzteren deutlich zu hohe Ergebnisse liefern. Es wurde vermutet, daß während der Kalibrationsmessungen die experimentellen Bedingungen verändert wurden, ohne daß es danach rückgängig gemacht oder in der Analyse berücksichtigt wurde, so daß alle danach gemessenen Wirkungsquerschnitte zu hoch liegen, was den Unterschied zwischen den Ergebnissen der Kinematiken Piplus-11 (Messung 2000) und Piplusri (Messung 2002) erklären könnte. Allerdings ließ sich nachträglich keine Veränderung feststellen, wobei aufgrund des noch im Entwicklungszustand befindlichen Überwachungsprogramms viele Daten, die die experimentellen Bedingungen beschreiben, nicht mitgeschrieben wurden und dementsprechend nicht überprüft werden können.

### 6.1.4 Abschätzung der systematischen Fehler

Der systematische Fehler hat mehrere Beiträge, deren Werte für die einzelnen Kinematiken bereits in den Ergebnistabellen 6.1 und 6.2 angegeben wurden. Die einzelnen Beiträge werden für jede Kinematik quadratisch addiert.

- **Beitrag fehlidentifizierter Myonen:**
  Die Problematik der Myonkontamination wurde bereits angesprochen. Die Tatsache, daß in beiden Messungen (2000 und 2002) der Wirkungsquerschnitt der Liesenfeld-Messung (bei $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$) im Rahmen der statistischen Fehler reproduziert wurde, deutet darauf hin, daß das hier angewandte

Verfahren zur Korrektur zumindest für diesen $Q^2$-Wert genau genug ist. Da die Abtrennung der Myonen durch einen Schnitt im Koinzidenzzeitpik erfolgt und der myonische Pik für niedrigere $Q^2$-Werte weiter vom eigentlichen Pik entfernt ist (und die Trennschärfe somit besser wird), kann des auch für die Kinematiken mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ und $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ gesagt werden; wenn bei einigen dieser Kinematiken Schwierigkeiten auftreten, können sie nicht an der Myonkontamination liegen. Bei der Nachmessung des höchsten $\epsilon$-Wertes der alten Messung mit $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ wurde jeweils ein zu hoher Wert erzielt. Während der Wert der Messung 2000 wegen der bereits angesprochenen Probleme diese Datenpunktes vollständig verworfen wird, weist der Wert der Messung 2002 darauf hin, daß die Myonkontamination nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit beseitigt wird. Hier kann auf eine Simulation nicht verzichtet werden.

- **Bestimmung der Targetdichte:**
  Die Targetdichte ist am besten für die zweite Phase der Messung 2002 bekannt, denn hier konnte sowohl der Temperatursensor nachträglich über die Aufwärmkurve geeicht als auch die Übereinstimmung der in Spektrometer C parallel gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitte mit der Theorie festgestellt werden. Während es vertretbar ist anzunehmen, daß die Eichung des Sensors für die erste Phase der Messung 2002 übernommen werden kann, stimmen hier die mit C gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitte nicht mit der Theorie überein bzw. sind nicht vorhanden. Die Zweifel an der Verwertbarkeit dieser Messungen (Kinematiken Piplus1 und Piplus2 mit $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ und Piplusri und Piplusri5 mit $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$) lassen sich daher nicht völlig ausräumen, denn sollte das Target tatsächlich gesiedet haben, läßt sich das durch Anbringen eines systematischen Fehlers nicht korrigieren. Die Messungen Piplus1 und Piplusri mit einer niedrigeren Luminosität auszuwerten, die sich aus einer Korrektur der zu hohen C-Wirkungsquerschnitte auf die Theorie ergibt, würde zu einer Verkleinerung des Wirkungsquerschnitts führen, der beide Datenpunkte noch mehr von den entsprechenden Messungen 2000 entfernt.

  Für die Messung 2000 konnte keine nachträgliche Eichung der Temperatursensoren vorgenommen werden. Die Verwendung des unkorrigierten Wertes von Sensor A erscheint sinnvoll, da auch für die Messung 2002 nur Sensor A verwendet wurde und der Sensor im Lauf der Zeit eine beobachtbare Drift in seiner Anzeige hin zu höheren Werten hatte, die für die Messung 2002 korrigiert werden muß (vom angezeigten Wert wurden 0.2 K abgezogen), die aber im Jahr 2000 noch nicht oder jedenfalls nicht so stark vorhanden war. Überdies ist das Target auch bei Verwendung des unkorrigierten Wertes ausreichend kalt, d.h. man erhält kritische Temperaturen im Bereich zwischen 1.2 und 1.6 K, die noch niedriger liegen als der Designwert von 1 K.

Die Berechnung der Targetdichte ist ein zweistufiger Prozeß. Für den ersten Schritt werden nur die Angaben über Druck und Temperatur in der Zelle gebraucht. Der Druck wurde als fehlerfrei betrachtet, in der Messung 2002 auch die nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmte Temperatur. Für die Messung 2000 wurde angesetzt, daß die Temperatur nicht niedriger gewesen sein kann als die verwendete, so daß ein Fehler nur in der Form auftritt, daß die wirkliche Temperatur höher war als die verwendete. Als Abschätzung dafür wurde der Mittelwert aus den Sensoren A und B verwendet.

In der zweiten Stufe wird die im ersten Schritt berechnete Dichte in Abhängigkeit von der Unterkühlung des Targets und vom Strahlstrom nach unten korrigiert. Derzeit ist nicht klar, mit welcher Potenz der Strahlstrom in die Korrektur eingeht. Das in [38] beschriebene und hier verwendete Verfahren liefert zwei mögliche Ergebnisse. Für die Auswertung wurde die größere Korrektur verwendet, die für die Messung 2000 (wenn die Temperatur nur von Sensor A bestimmt wird) stets kleiner als 0.2% und für die Messung 2002 stets kleiner als 0.7% ist. Die zweite Möglichkeit liefert Korrekturen, die typischerweise 0.005% für die Messung 2000 und 0.02% (maximal 0.042%) für die Messung 2002 betragen, also praktisch keine Abweichung der Targetdichte von dem Wert aus der ersten Stufe liefern. Die in der Korrekturformel verwendeten Konstanten sind ebenfalls mit Fehlern behaftet.

Der Einfluß der angenommenen Targetdichte auf den Wirkungsquerschnitt wurde bestimmt, indem zusätzlich zu der Analyse mit den richtigen (d.h. mit denen nach dem in Kapitel 5.1.4 beschriebenen Verfahren bestimmten) Targetdichten noch Analysen mit höheren bzw. niedrigeren Targetdichten durchgeführt wurden. Um abzuschätzen, wie weit die tatsächliche Targetdichte realistisch von dem Analysewert abweichen kann, wurden verschiedene Szenarien verwendet, um die neuen Werte auszurechnen.

Für die Messung 2000 wurde als höchste mögliche Targetdichte der Wert angesetzt, der sich bei Verwendung der von Sensor A gelieferten Temperatur ergibt, ohne daß weitere Korrekturen durchgeführt werden. Für die niedrigste Dichte wurde zunächst ein Wert für die mittlere Temperatur zwischen A und B berechnet, der dann nach unten korrigiert wurde. Um den Fehler der Korrektur zu berücksichtigen, wurde nicht der eigentliche Korrekturwert verwendet, der zur Bestimmung der in der Analyse verwendeten Dichte gebraucht wird, sondern der maximale Korrekturwert, der sich ergibt, wenn die Parameter der Korrekturformel im Rahmen ihrer Fehler variiert werden. Dieser Wert betrug maximal 0.5% in Bezug auf die aus der mittleren Temperatur berechneten Dichte und maximal 1% in Bezug auf die nur aus der Temperatur von Sensor A berechneten, unkorrigierten Dichte.

Für die Messung 2002 wurde als höchste mögliche Targetdichte der unkorrigierte Wert verwendet, der sich aus der offsetkorrigierten Temperatur von

Sensor A ergibt. Die niedrigste mögliche Dichte wurde aus dem maximalen Korrekturwert, der sich bei Berücksichtigung des Fehlers der Korrekturformel ergibt und der maximal 1.5% beträgt, gewonnen. Der Fehler in der Targetdichte ist trotz der besser bekannten Temperatur größer als der der Messung 2000, weil das Targetmaterial bei der Messung 2000 auch bei Verwendung der gemittelten Temperatur kälter und somit dichter war und der Fehler in der Korrektur für größere Unterkühlung und Anfangsdichte kleiner wird.

Es ist anzumerken, daß auch bei den Analysen mit den zur Fehlerbestimmung genutzten Dichten nicht ein Wert für die gesamte Meßperiode angesetzt wurde, sondern wie bei der eigentlichen Analyse auch der Wert jedesmal geändert wurde, wenn sich die Verhältnisse im Target änderten. Für beide Meßperioden ergaben sich vergleichbare Abweichungen der Wirkungsquerschnitte. Daher wurde ein globaler systematischer Fehler von 0.7% für Fehlabschätzungen der Targetdichte verwendet.

- **Bestimmung der Schneedicke:**
  Die Festlegung der Schneedicke erfolgte nach zwei Kriterien: Übereinstimmung zwischen der Breite des gemessenen und des simulierten Fehlende-Masse-Piks und Form der Verteilung der fehlenden Masse gegen den Reaktionsort (genauer: die z-Koordinate des Vertex). Es wurde bereits angesprochen, daß auch bei Variation der Schneedicke letztere nicht immer die erwartete Gerade ergab und erstere in der Simulation gelegentlich unterschätzt wurde. Da allerdings bei starken Änderungen der Schneedicke deutliche Änderungen im Grad der Erfüllung beider Kriterien auftraten und immer eine Schneedicke verwendet wurde, bei der beide Kriterien wenn nicht perfekt, so doch möglichst gut erfüllt waren, ist es gerechtfertigt, davon auszugehen, daß die angenommene Dicke der Schneeschicht (die Dichte wurde nicht verändert) nicht mehr als 0.4 mm von der tatsächlichen abweicht.

  Der sich daraus ergebende Fehler im Wirkungsquerschnitt wurde abgeschätzt, indem die Messung des Jahres 2002 zusätzlich zur eigentlichen Analyse mit um 0.4 mm erhöhter bzw. verminderter Schneedicke in allen Kinematiken ausgewertet wurde. Die sich ergebenden Fehler schwanken von Kinematik zu Kinematik leicht um einen durchschnittliche Wert von 0.4%. Ein Fehler von 1% wird nie erreicht. Um sicherzugehen, daß der Beitrag nicht unterschätzt wird, wird in der Analyse ein systematischer Fehler von 0.7% für Fehlabschätzungen in der Schneedicke verwendet, sowohl für die Messung 2002, mit der die Studie dieses Fehlers durchgeführt wurde, als auch für die Messung 2000, da es keinen Grund gibt, aus dem diese Messung eine andere Abhängigkeit zeigen sollte.

- **Der Fuß des Fehlende-Masse-Piks bei Kinematiken mit Pion in Spektrometer A:**
  Die Anzahl der Ereignisse im Fuß beträgt etwa 2 bis 3% der Anzahl der

Ereignisse im Pik. Da bei den Kinematiken, die mit vertauschten Spektrometern gemessen wurden, die Ergebnisse übereinstimmen, wenn die Ereignisse im Fuß verworfen werden, wird er als zusätzlicher Untergrund ungeklärter Herkunft eingestuft und durch den Schnitt im Fehlende-Masse-Pik entfernt.

- **Schnitt im Strahlenschwanz:**
  Dies ist der dominante Beitrag zum gesamten systematischen Fehler. Die Problematik, daß die Größe des Wirkungsquerschnitts vom Schnitt im Strahlenschwanz abhängt, trat bereits bei früheren Messungen der Pionproduktion auf [3]. Als Grund für diese Abhängigkeit wurde die auch hier festgestellte mangelnde Übereinstimmung zwischen dem simulierten und dem gemessenen Strahlenschwanz festgestellt, ohne daß für diese Abweichung ein Grund gefunden werden konnte. Da bei der damaligen Auswertung der Pionzerfall durch eine Simulation korrigiert wurde, kommt ein nicht richtig abgezogener myonischer Untergrund als Ursache nicht in Frage.

| | $\epsilon$ | $\pi^+$ | $\Delta_{Int}$ $\mu$b/sr | $\Delta_{Int}$ % | | $\epsilon$ | $\pi^+$ | $\Delta_{Int}$ $\mu$b/sr | $\Delta_{Int}$ % |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Messung 2000 | | | | | | | | | |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | |
| 1 | 0.900 | A | 0.168 | 1.35 | 11 | 0.834 | A | 0.125 | 1.16 |
| 2a | 0.866 | B | 0.337 | 2.71 | $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | |
| 2b | 0.866 | A | 0.139 | 1.12 | 12 | 0.742 | A | 0.149 | 1.91 |
| 3 | 0.588 | B | 0.339 | 3.37 | $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | |
| 5 | 0.422 | A | 0.094 | 1.02 | 13 | 0.648 | A | 0.048 | 0.74 |
| 4 | 0.286 | B | 0.135 | 1.88 | | | | | |
| Messung 2002 | | | | | | | | | |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | |
| 1 | 0.900 | A | 0.146 | 1.22 | ri | 0.834 | A | 0.135 | 1.33 |
| 1a | 0.900 | A | 0.173 | 1.45 | ri2 | 0.529 | B | 0.253 | 3.10 |
| 3A | 0.705 | A | 0.156 | 1.44 | ri5 | 0.219 | B | 0.141 | 2.44 |
| 3B | 0.705 | B | 0.348 | 3.16 | $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | |
| 2 | 0.484 | A | 0.103 | 1.18 | li2 | 0.742 | A | 0.131 | 1.78 |
| 4 | 0.286 | B | 0.125 | 1.78 | li2B | 0.742 | B | 0.216 | 2.85 |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | li3 | 0.489 | B | 0.180 | 3.04 |
| si1 | 0.648 | B | 0.160 | 2.97 | li1 | 0.229 | B | 0.182 | 4.03 |

Tab. 6.5: Systematischer Fehler $\Delta_{Int}$, der sich aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Schnitt im Strahlenschwanz ergibt, für alle Kinematiken. Angegeben ist der Absolutwert des Fehlers sowie sein prozentualer Anteil am Wirkungsquerschnitt. Ebenso ist angegeben, in welchem Spektrometer das Pion nachgewiesen wurde.

Der Schnitt im Fehlende-Masse Spektrum läßt ein Intervall einer bestimmten Breite ab dem Beginn der linken Flanke des Piks zu. Das kleinste Intervall, in dem geschnitten wird, hat eine Breite von 6 MeV/$c^2$. Ein kleineres Intervall hätte bei einigen Kinematiken, bei denen der Fehlende-Masse-Pik relativ breit ist, die Gefahr bedeutet, auf der rechten Seite zu nahe am eigentlichen Pik zu schneiden. Das größte Intervall hat eine Breite von 16 MeV/$c^2$, da bei verschiedenen Kinematiken der Strahlenschwanz etwa 15 MeV/$c^2$ rechts von der Pikspitze endet. Die linke Flanke beginnt etwa 1.5 MeV/$c^2$ von der Pikspitze entfernt, so daß bei einer größeren Intervallbreite bei bestimmten Kinematiken der Schnitt ins Leere gehen würde.

Die eigentliche Analyse wird für eine Intervallbreite von 11.0 MeV/$c^2$ durchgeführt. Der systematische Fehler ergibt sich aus der Standardabweichung der Werteverteilung, wenn die Intervallbreiten von 6 bzw. 16 MeV/$c^2$ als obere und untere Grenze angesehen werden. Da sich der Fehler für die einzelnen Kinematiken unterscheidet, wird er für jede separat angegeben. Die Werte sind in den Tabellen 6.5 zusammengefaßt.

Es fällt auf, daß der Fehler für die Kinematiken, bei denen das Pion in Spektrometer B nachgewiesen wird, deutlich höher als für die Kinematiken mit Pion in A, d.h. in den meisten Fällen ist die prozentuale Abweichung mindestens doppelt so hoch. Ausnahmen sind die Kinematiken für den niedrigsten $\epsilon$-Punkt für $Q^2 = 0.058$ und $Q^2 = 0.117$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$, deren Fehler immer noch höher ist als der für die Kinematiken mit Pion in A bei gleichem $Q^2$, aber die Fehler der anderen Kinematiken mit Pion in B nicht erreicht.

## 6.2 Das Ergebnis der Rosenbluthseparation

Die Messungen 2000 und 2002 werden sowohl getrennt als auch zusammen analysiert. In Tabelle 6.6 werden die Ergebnisse zusammengefaßt und denen der alten Messungen gegenübergestellt.

In Abbildung 6.4 sind die Werte für den transversalen, in Abbildung 6.5 die für den longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts, wie sie sich aus der gemeinsamen Auswertung der Messungen 2000 und 2002 ergeben, aufgetragen. Zum Vergleich sind die Kurven eingezeichnet, die sich aus der Anpassung an die alten Daten ergeben, ebenso die Ergebnisse für $Q^2 = 0.273$ $(\mathrm{GeV}/c)^2$, wie sie in [3] angegeben sind.

| | $\sigma/(\mu\mathrm{b/sr})$ | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 2000 | 2002 | 2000+2002 | alt |
| $Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | | | | |
| $\sigma_\mathrm{T}$ | $5.136 \pm 0.149\ (0.056)$ | $4.814 \pm 0.157\ (0.075)$ | $4.984 \pm 0.108\ (0.045)$ | |
| $\sigma_\mathrm{L}$ | $8.377 \pm 0.238\ (0.082)$ | $8.143 \pm 0.247\ (0.112)$ | $8.234 \pm 0.171\ (0.066)$ | |
| $Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | | | | |
| $\sigma_\mathrm{T}$ | | $4.239 \pm 0.177\ (0.092)$ | $4.110 \pm 0.172\ (0.088)$ | $4.160 \pm 0.165 \pm 0.202$ |
| $\sigma_\mathrm{L}$ | | $7.139 \pm 0.305\ (0.158)$ | $7.615 \pm 0.261\ (0.137)$ | $8.394 \pm 0.254 \pm 0.481$ |
| $Q^2 = 0.195\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | | | | |
| $\sigma_\mathrm{T}$ | | $3.152 \pm 0.203\ (0.068)$ | | $3.080 \pm 0.139 \pm 0.051$ |
| $\sigma_\mathrm{L}$ | | $5.830 \pm 0.375\ (0.137)$ | | $5.747 \pm 0.284 \pm 0.246$ |

Tab. 6.6: Ergebnisse für den transversalen und den longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts für alle Messungen. Die Spalte „2000“ entspricht Abbildung 6.1, die Spalte „2002“ Abbildung 6.2 und die Spalte „2000+2002“ Abbildung 6.3. Die alten Daten stammen aus [3]. Für die neuen Messungen sind der Gesamtfehler und in Klammern sein statistischer Anteil, für die alten statistischer und systematischer Fehler angegeben.

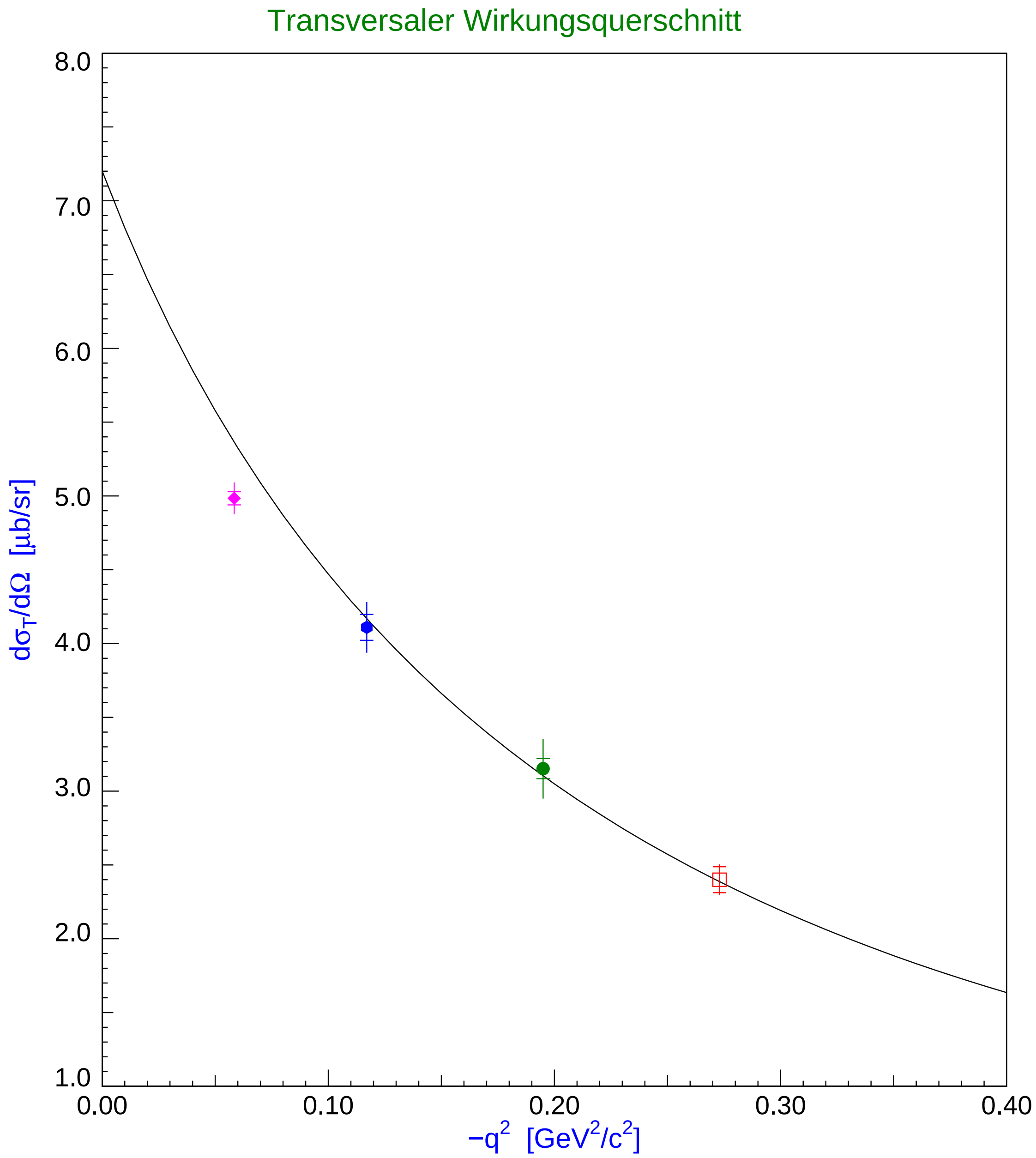



Abb. 6.4: Ergebnisse für den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts der Messungen 2000 und 2002. Eingetragen sind die neuen Werte für $Q^2 = 0.058, 0.117$ und $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$, der Wert für $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ stammt aus [3], ebenso die eingezeichneten Kurven, die an die alten Daten angepaßt wurden. Bei den neuen Werten markieren die Fehlerbalken den Gesamtfehler und die Unterteilung der Balken die Größe des statistischen Anteils.

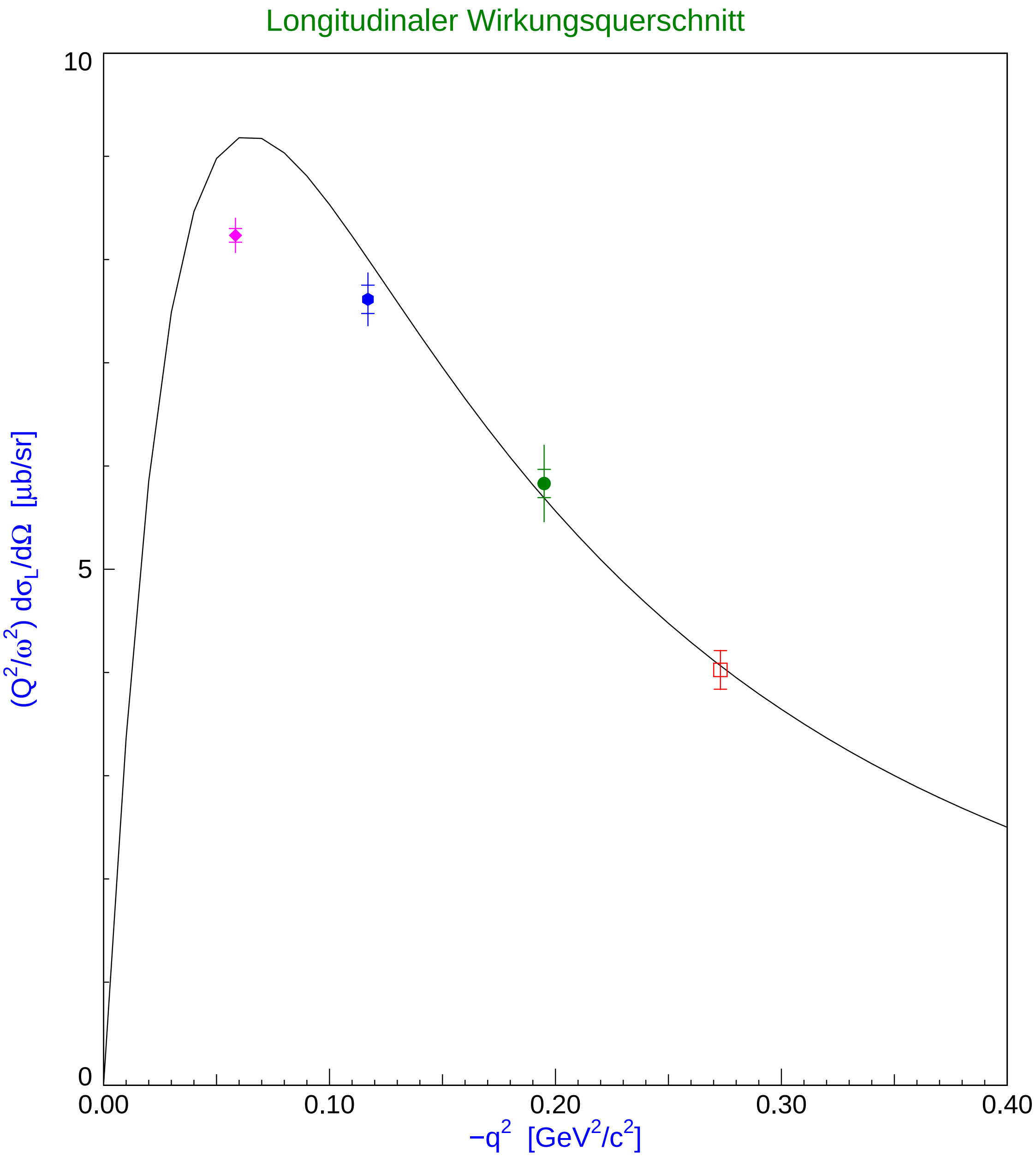



Abb. 6.5: Ergebnisse für den longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts der Messungen 2000 und 2002. Eingetragen sind die neuen Werte für $Q^2 = 0.058, 0.117$ und $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$, der Wert für $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ stammt aus [3], ebenso die eingezeichneten Kurven, die an die alten Daten angepaßt wurden. Bei den neuen Werten markieren die Fehlerbalken den Gesamtfehler und die Unterteilung der Balken die Größe des statistischen Anteils.

## 6.3 Ausblick

Olivenbäume und Antworten brauchen Zeit.

Rafik Schami
Die dunkle Seite der Liebe

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten und ausgewerteten Messungen fanden nicht unter idealen experimentellen Bedingungen statt. Ein Teil dieser Schwierigkeiten wurde bereits behoben; so ist das Problem der Schneebildung auf dem Target beseitigt. Die Problematik der schwankenden Targetdichte kann nun, da sie bekannt ist, bereits während einer Messung überwacht werden, so daß sie nicht mehr im nachhinein korrigiert werden muß. Anderes bleibt zu tun. Eine Neueichung der Targetsensoren ist ganz allgemein erforderlich. Was die hier vorgelegte Arbeit angeht, bieten sich die folgenden Punkte als Fortsetzung an:

- **Korrektur des Pionzerfalls durch Simulation:**
  Trotz der oben ausgedrückten Überzeugung, daß die hier verwendete Korrektur genau genug ist, machen es die bestehenden Probleme wünschenswert, auch noch die letzten Zweifel auszuschließen.
- **Nachmessung der Kinematiken für $Q^2 = 0.117\ (GeV/c)^2$:**
  Die ursprüngliche Messung zu diesem $Q^2$-Wert, wie sie in [22] dargestellt und in [3] veröffentlicht ist, war ein Pilotexperiment an der Drei-Spektrometer-Anlage. Ihre Auswertung war mit großen Unsicherheiten behaftet, die auf die noch manglelnde Kenntnis der Anlage zurückzuführen sind. Alle hier vorgelegten Ergebnisse deuten an, daß diese Analyse zu hohe Wirkungsquerschnitte lieferte. Da allerdings von den hier gemessenen Werten nur der höchste $\epsilon$-Punkt aus der Messung 2000 und der mittlere $\epsilon$-Punkt aus der Messung 2002 zuverlässig sind, scheint es nicht empfehlenswert, eine Korrektur des alten Ergebnisses nur mit den hier vorgelegten Messungen vorzunehmen. Eine erneute Messung dieses $Q^2$-Wertes erscheint daher sinnvoll, umso mehr im Licht der bekannten Probleme der hier beschriebenen Messungen, die ja auch die beiden zuverlässigen Werte betreffen. Eventuell können weitere Punkte bei anderen Werten von $Q^2$ nachgemessen werden.
- **Neuberechnung der axialen Masse:**
  Dieser letzte Schritt der Auswertung erfordert zusätzlichen theoretische Unterstützung und wurde im Rahmen der vorgelegten Arbeit nicht mehr durchgeführt.
- **Messung mit dem Short-Orbit-Spektrometer:**
  Um die neuen Ergebnisse zu ergänzen und die Forschung fortzusetzen, bietet sich eine Messung der Pionproduktion mit dem Short-Orbit-Spektrometer bei einer niedrigeren Schwerpunktsenergie an.

# Anhang A

# Die Kollimatoren des Short-Orbit-Spektrometers

Die Kollimatoren wurden nach den hier gezeigten Plänen von der feinmechanischen Werkstatt im Haus gefertigt.

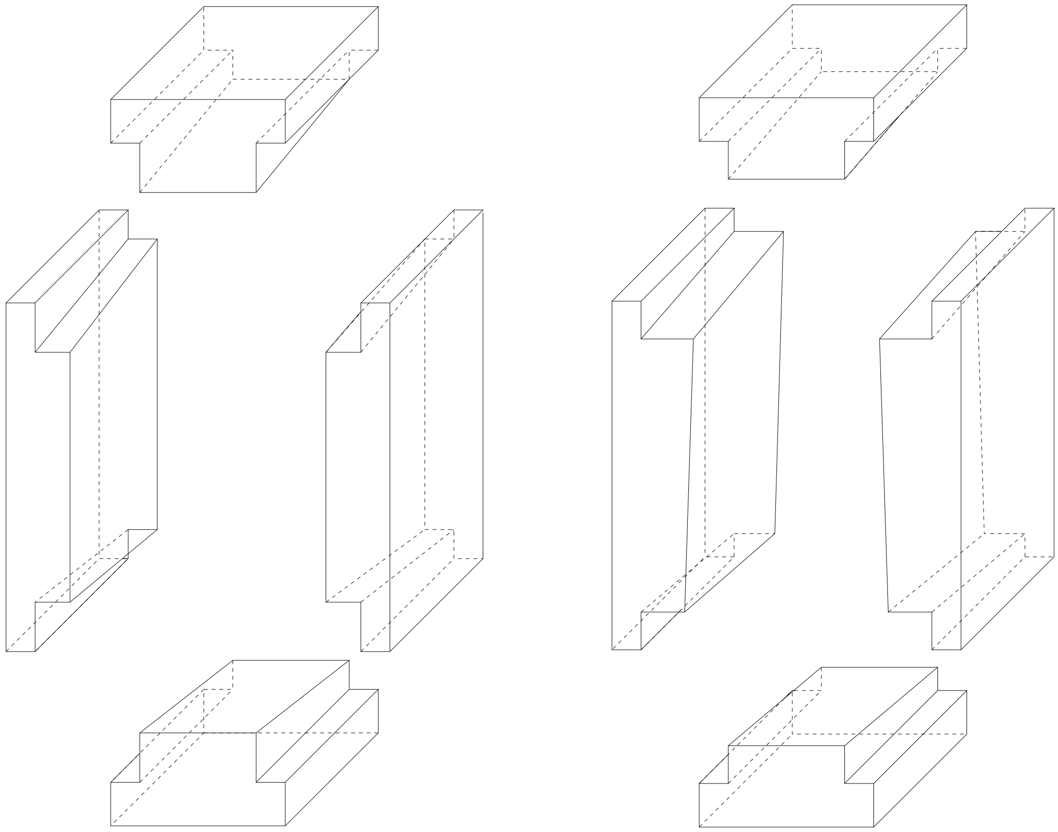


Abb. A.1: Aufbau des 7-msr-Kollimators (links) und des 1.8-msr-Kollimators (rechts) aus je vier einzelnen Backen, vom Target aus gesehen

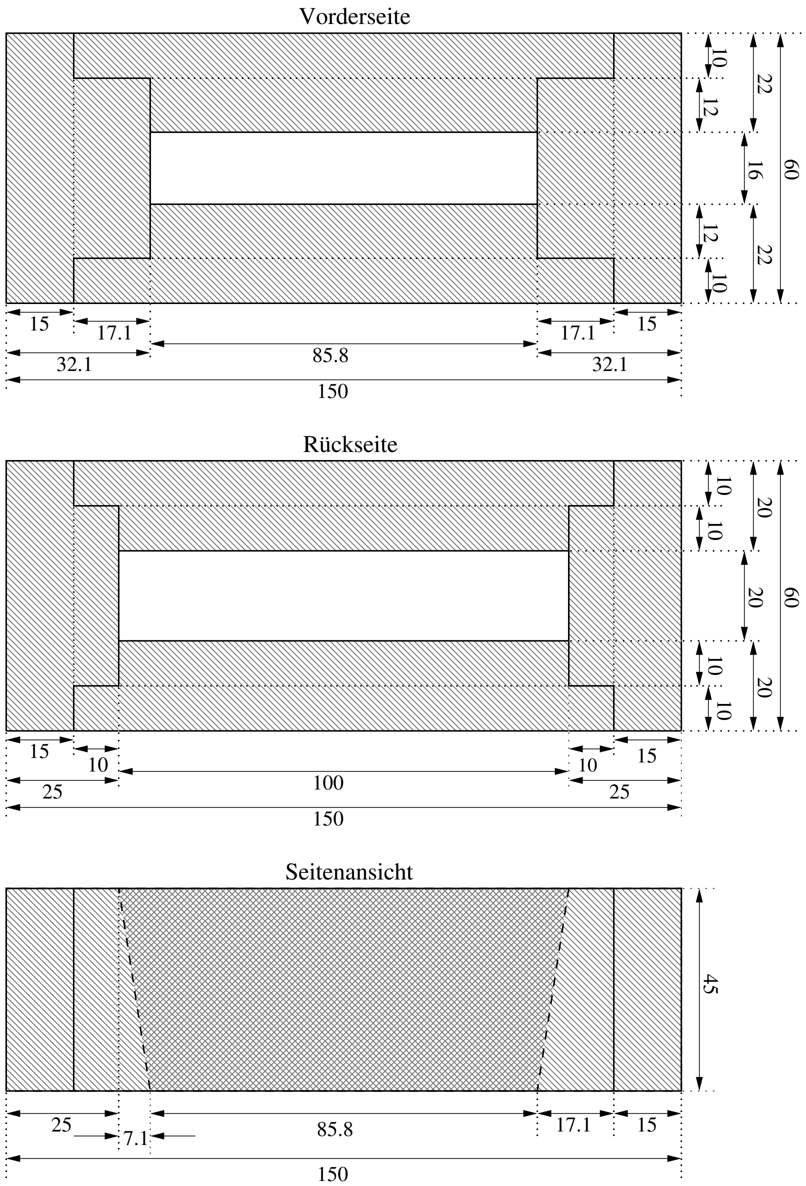



Abb. A.2: Maße des 7-msr-Kollimators
„Vorderseite“ heißt vom Target aus gesehen. Aus Platzgründen ist der Kollimator liegend dargestellt, d.h. die rechte Seitenkante in der obersten Skizze ist in Wirklichkeit die Unterkante.

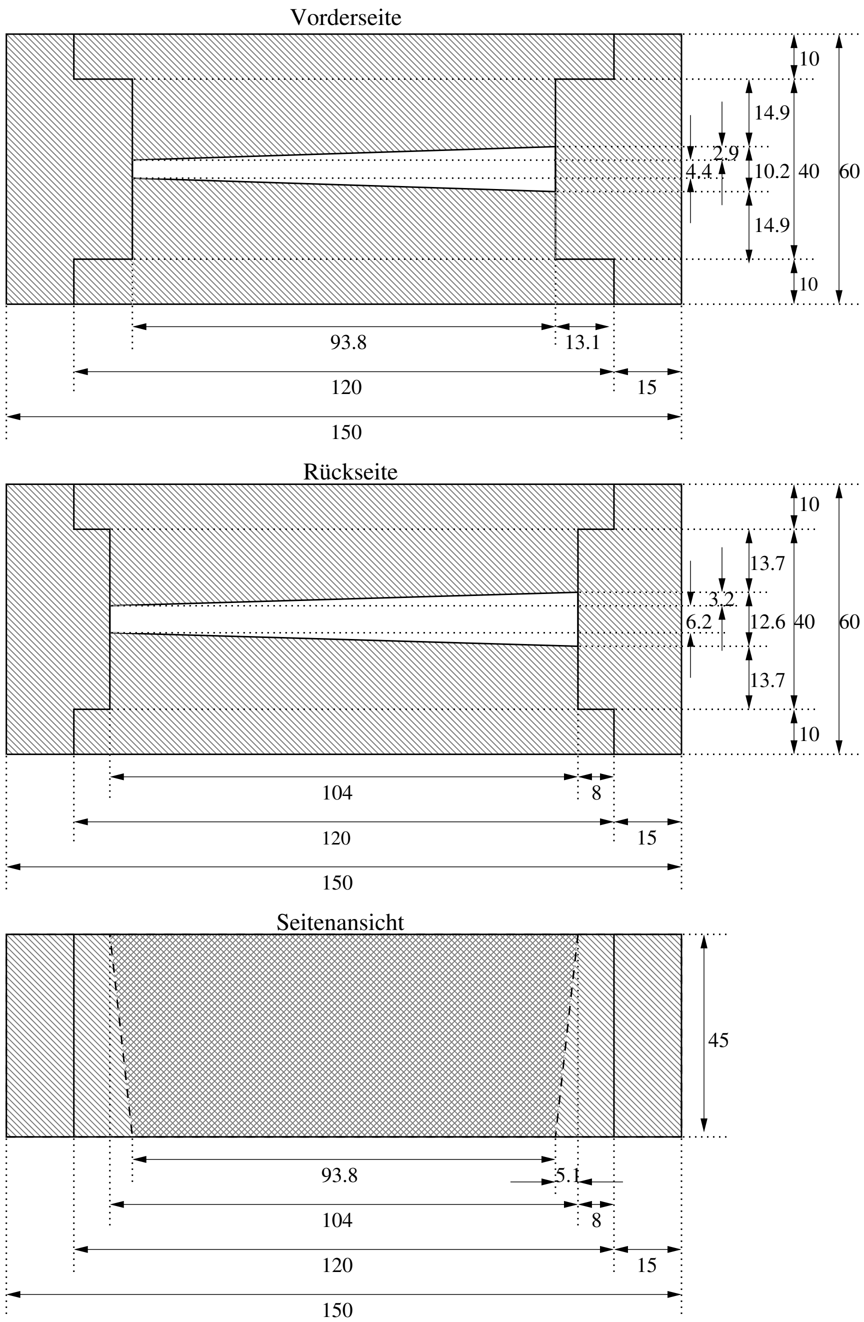



Abb. A.3: Maße des 1.8-msr-Kollimators
„Vorderseite“ heißt vom Target aus gesehen. Aus Platzgründen ist der Kollimator liegend dargestellt, d.h. die rechte Seitenkante in der obersten Skizze ist in Wirklichkeit die Unterkante.

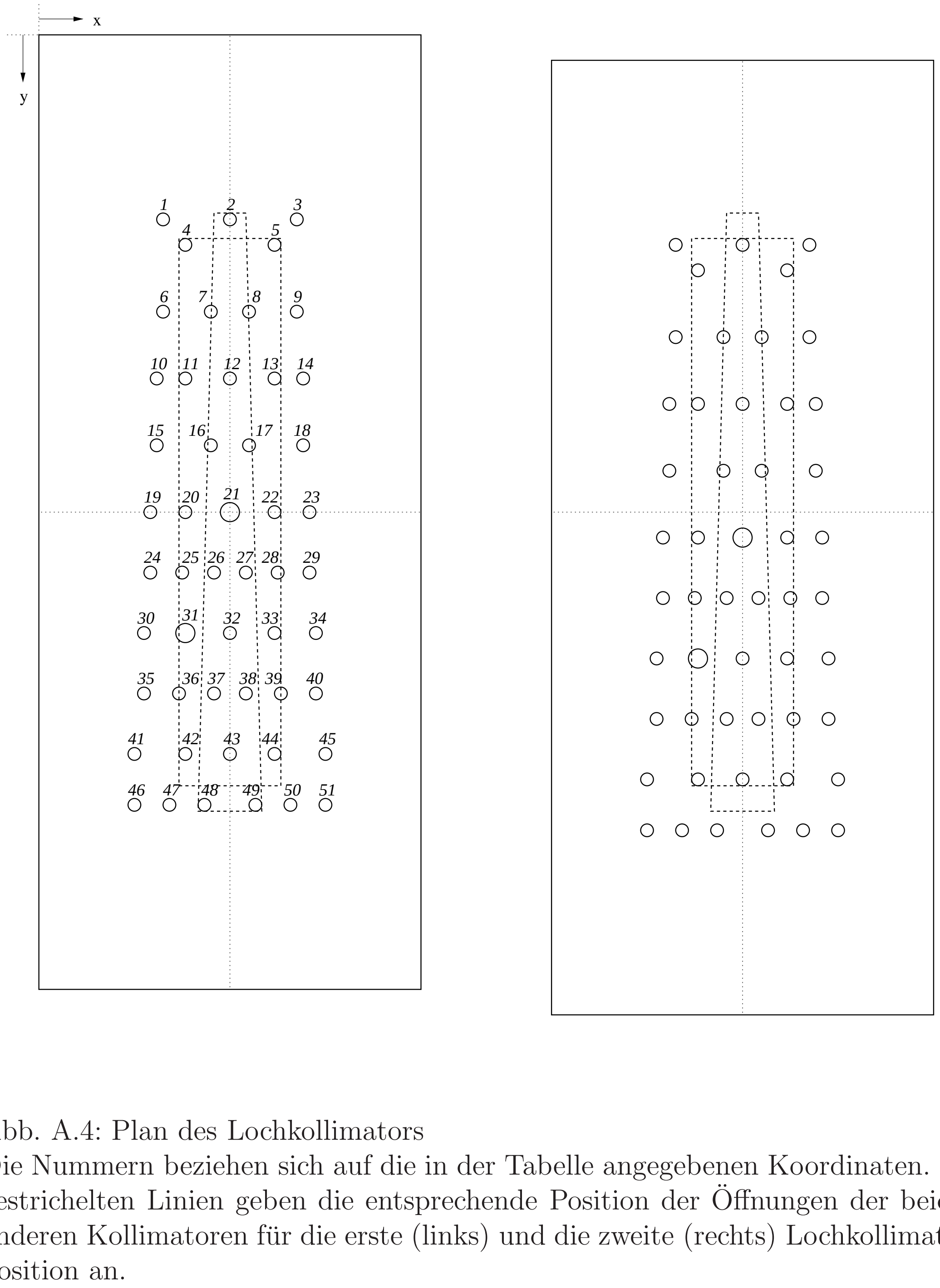



Abb. A.4: Plan des Lochkollimators
Die Nummern beziehen sich auf die in der Tabelle angegebenen Koordinaten. Die gestrichelten Linien geben die entsprechende Position der Öffnungen der beiden anderen Kollimatoren für die erste (links) und die zweite (rechts) Lochkollimatorposition an.

| Nr. | x | y | Nr. | x | y | Nr. | x | y |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 19.5 | 29.1 | 19 | 17.5 | 75 | 35 | 16.5 | 103.3 |
| 2 | 30 | 29.1 | 20 | 23 | 75 | 36 | 21.9 | 103.3 |
| 3 | 40.5 | 29.1 | 21 | 30 | 75 | 37 | 27.3 | 103.3 |
| 4 | 23 | 33.2 | 22 | 37 | 75 | 38 | 32.7 | 103.3 |
| 5 | 37 | 33.2 | 23 | 42.5 | 75 | 49 | 38.1 | 103.3 |
| 6 | 19.5 | 43.65 | 24 | 17.5 | 84.45 | 40 | 43.5 | 103.3 |
| 7 | 27 | 43.65 | 25 | 22.5 | 84.45 | 41 | 15 | 112.8 |
| 8 | 33 | 43.65 | 26 | 27.5 | 84.45 | 42 | 23 | 112.8 |
| 9 | 40.5 | 43.65 | 27 | 32.5 | 84.45 | 43 | 30 | 112.8 |
| 10 | 18.5 | 54.1 | 28 | 37.5 | 84.45 | 44 | 37 | 112.8 |
| 11 | 23 | 54.1 | 29 | 42.5 | 84.45 | 45 | 45 | 112.8 |
| 12 | 30 | 54.1 | 30 | 16.5 | 93.9 | 46 | 15 | 120.9 |
| 13 | 37 | 54.1 | 31 | 23 | 93.9 | 47 | 20.45 | 120.9 |
| 14 | 41.5 | 54.1 | 32 | 30 | 93.9 | 48 | 25.9 | 120.9 |
| 15 | 18.5 | 64.55 | 33 | 37 | 93.9 | 49 | 34.1 | 120.9 |
| 16 | 27 | 64.55 | 34 | 43.5 | 93.9 | 50 | 39.55 | 120.9 |
| 17 | 33 | 64.55 | | | | 51 | 45 | 120.9 |
| 18 | 41.5 | 64.55 | | | | | | |

Tab. A.1: Koordinaten der Löcher des Lochkollimators in Millimetern. Der Nullpunkt ist die linke obere Ecke des Kollimators. Die Koordinaten geben die Lage des Mittelpunkts der Löcher an. Alle Löcher haben einen Durchmesser von 2 mm, außer Nr. 21 und 31, die einen Durchmesser von 3 mm haben. In der ersten Position läuft der Zentralstrahl durch das mittlere Loch, das in der Tabelle die Nummer 21 trägt.

# Anhang B

# Gestell des Szintillator-Hodoskops

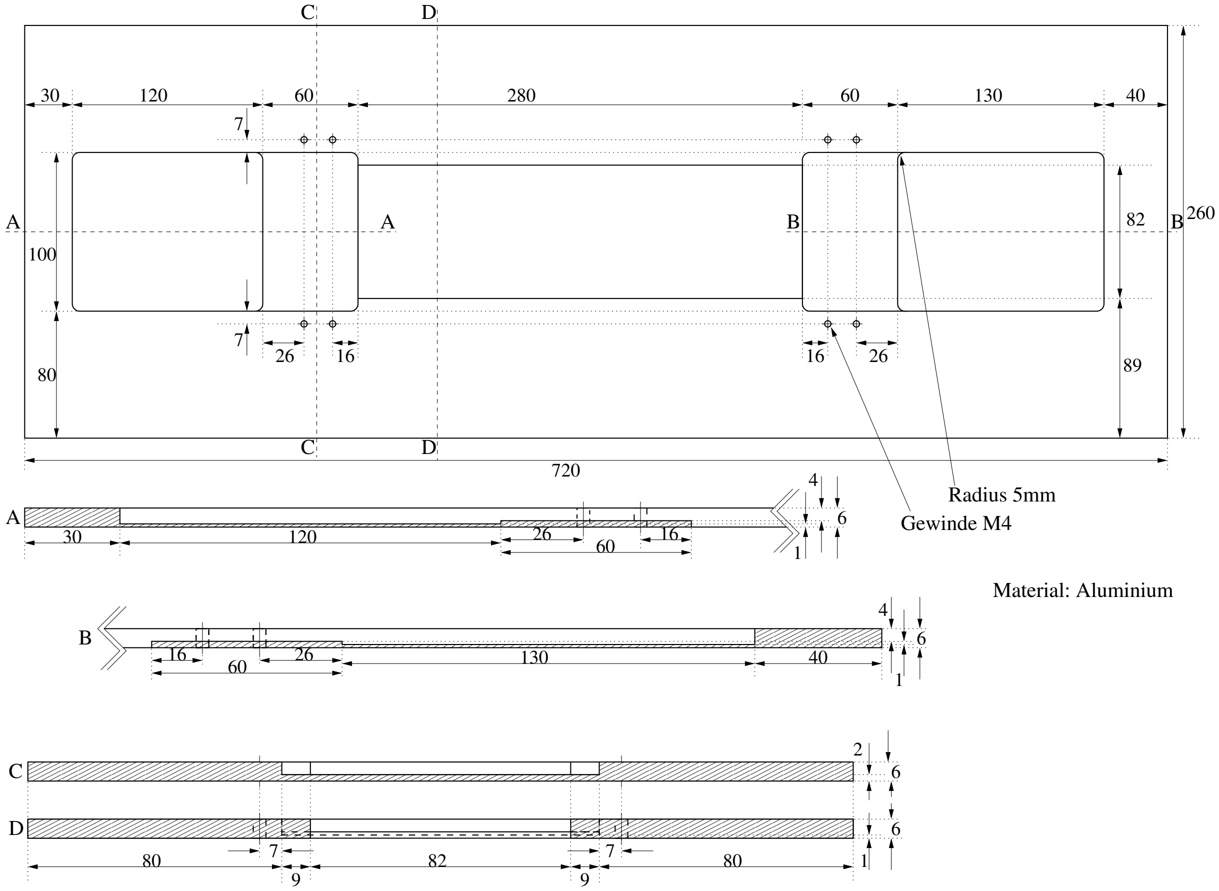



Abb. B.1: Trägerplatte des Szintillatorhodoskops

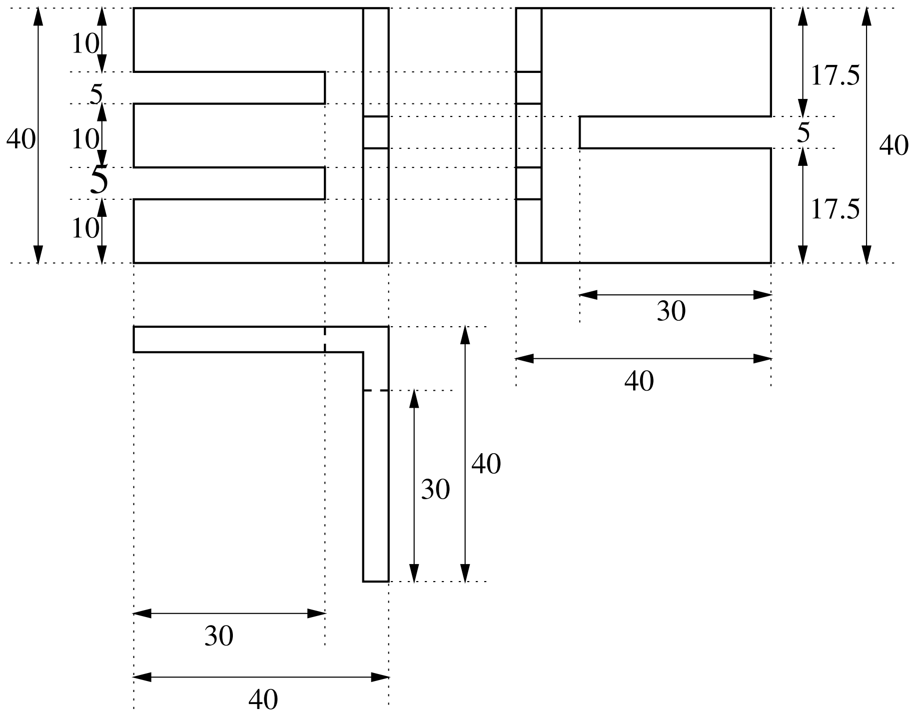



Abb. B.2: Befestigungsgelenk für die Photomultiplier

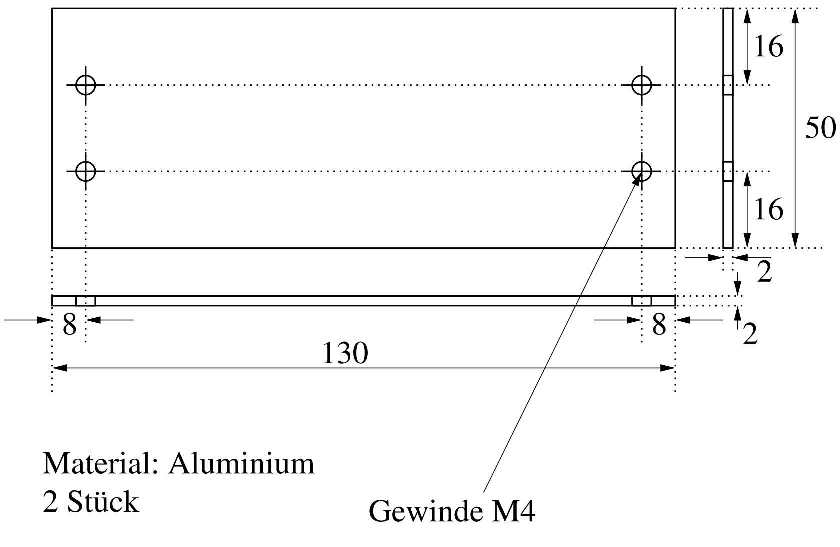



Abb. B.3: Träger für die oberen vier Szintillatorlagen

# Anhang C

# Verwendete Analyseparameter und Schnitte

In diesem Abschnitt sind die in der Analyse verwendeten Werte in Tabellenform zusammengefaßt. Zur Notation der Parameter der Messung:

Angegeben sind Strahlenergie $E$ und $\epsilon$, Dicke $d$ und Dichte $\rho$ der Schneeschicht um das Target, Dichte $\rho$ des Targetmaterials, z-Offset $O_z$ des Targets und für jedes Spektrometer Polarität, Impuls $p$ und Winkel $\measuredangle$ sowie die dazugehörigen Auflösungen $A_p$ und $A_\theta$. Für den Fall, daß eine Größe während einer Kinematik geschwankt hat, ist der Durchschnittswert angegeben, bei der Dichte des Targetmaterials ist das gleichzeitig der in der Simulation verwendete Wert. Für den Spektrometerimpuls ist als erste Zahl der aus der Magnetfeldmessung errechnete Wert aufgeführt, die zweite Zahl ist die Korrektur, die nötig war, um den Fehlende-Masse-Pik auf die von der Simulation vorhergesagte Position zu schieben.

| | Schnee | Target | Spek A | | Spek B | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $E$/MeV | $d$/mm | $\rho/(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3})$ | $p$/MeV | $A_p/(\frac{p}{p_{ref}})$ | $p$/MeV | $A_p/(\frac{p}{p_{ref}})$ |
| $\epsilon$ | $\rho/(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3})$ | $O_z$/mm | $\measuredangle$ | $A_\Theta$/mrad | $\measuredangle$ | $A_\Theta$/mrad |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-1, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| 855 | 0.35 | 0.06939 | 170.51+0.35 | 0.0003 | 619.00+0.30 | 0.0003 |
| 0.900 | 0.4 | 0.0 | 36.83° | 3 | 19.14° | 3 |
| Piplus-2a, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| 750 | 2.1 | 0.06954 | 513.58+0.23 | 0.0003 | 169.85+0.20 | 0.0003 |
| 0.866 | 0.4 | 0.0 | 22.45° | 3 | 35.46° | 3 |
| Piplus-2b, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| 750 | 2.3 | 0.06926 | 170.50+0.28 | 0.0003 | 513.23+0.30 | 0.0003 |
| 0.866 | 0.4 | 0.0 | 35.46° | 3 | 22.45° | 3 |
| Piplus-3, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| 450 | 1.2 | 0.06914 | 213.60+0.30 | 0.0007 | 169.85+0.30 | 0.0005 |
| 0.588 | 0.4 | 1.0 | 45.89° | 5 | 26.98° | 5 |
| Piplus-5, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| 390 | 2.6 | 0.06916 | 170.50+0.20 | 0.0008 | 153.22+0.20 | 0.0007 |
| 0.442 | 0.4 | 0.5 | 22.96° | 6 | 59.17° | 6 |
| Piplus-4, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| 345 | 1.2 | 0.06920 | 108.59+0.10 | 0.0009 | 169.69+0.15 | 0.0008 |
| 0.286 | 0.4 | 0.5 | 77.27° | 7 | 18.25° | 6 |
| $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-11, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| 855 | 2.9 | 0.06947 | 188.85+0.45 | 0.0003 | 587.10+0.40 | 0.0003 |
| 0.834 | 0.4 | 0.0 | 39.31° | 3 | 27.93° | 3 |
| $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-12, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| 855 | 2.7 | 0.06961 | 209.62+0.40 | 0.0003 | 545.51+0.40 | 0.0003 |
| 0.742 | 0.4 | -0.8 | 38.27° | 3 | 37.73° | 3 |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-13, H(e, :e' :$\pi^+$)n | | | | | | |
| 855 | 2.9 | 0.06954 | 228.01+0.40 | 0.0003 | 504.62+0.30 | 0.0003 |
| 0.648 | 0.4 | -0.5 | 35.82° | 3 | 46.82° | 3 |

Tab. C.1: Parameter der Messung 2000, nach Kinematiken geordnet.

| | | Schnee | Target | Spek A | | Spek B | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $E$/MeV | $d$/mm | $\rho/(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3})$ | $p$/MeV | $A_p/(\frac{p}{p_{ref}})$ | $p$/MeV | $A_p/(\frac{p}{p_{ref}})$ |
| | $\epsilon$ | $\rho/(\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3})$ | $O_z$/mm | $\measuredangle$ | $A_\Theta$/mrad | $\measuredangle$ | $A_\Theta$/mrad |
| $Q^2 = 0.058\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | Piplus1, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 855 | 2.1 | 0.06866 | 170.47+0.50 | 0.0003 | 618.54+0.50 | 0.0003 |
| | 0.900 | 0.4 | -0.75 | 36.83° | 3 | 19.13° | 3 |
| | Piplus1a, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 855 | 1.0 | 0.06861 | 170.47+0.45 | 0.0003 | 618.54+0.45 | 0.0003 |
| | 0.900 | 0.4 | -1.00 | 36.83° | 3 | 19.14° | 3 |
| | Piplus3A, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 525 | 1.0 | 0.06856 | 170.50+0.10 | 0.0005 | 288.57+0.10 | 0.0005 |
| | 0.705 | 0.4 | -0.70 | 30.20° | 4 | 36.19° | 4 |
| | Piplus3B, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 525 | 0.6 | 0.06853 | 288.54+0.20 | 0.0005 | 170.46+0.25 | 0.0005 |
| | 0.705 | 0.4 | 2.00 | 36.20° | 4 | 30.17° | 4 |
| | Piplus2, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 405 | 2.6 | 0.06856 | 170.49+0.40 | 0.0008 | 168.56+0.35 | 0.0007 |
| | 0.484 | 0.4 | 0.75 | 24.09° | 5 | 55.10° | 5 |
| | Piplus4, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 345 | 0.15 | 0.06836 | 108.57+0.15 | 0.0009 | 170.48+0.10 | 0.0008 |
| | 0.286 | 0.4 | 1.2 | 77.27° | 7 | 18.25° | 6 |
| $Q^2 = 0.117\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | Piplusri, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 855 | 1.7 | 0.06868 | 188.83+0.50 | 0.0003 | 587.28+0.40 | 0.0003 |
| | 0.834 | 0.4 | -0.5 | 39.31° | 3 | 27.93° | 3 |
| | Piplusri2, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 525 | 0.0 | 0.06837 | 257.30+0.25 | 0.0005 | 188.80+0.30 | 0.0005 |
| | 0.529 | 0.4 | 1.5 | 55.50° | 4 | 29.22° | 4 |
| | Piplusri5, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 405 | 2.7 | 0.06828 | 137.33+0.40 | 0.0008 | 188.83+0.40 | 0.0007 |
| | 0.219 | 0.4 | 1.0 | 92.96° | 5 | 18.41° | 5 |
| $Q^2 = 0.195\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ | Piplusli2, H(e,B:e'A:$\pi^+$)n | | | + | | − | |
| | 855 | 1.0 | 0.06864 | 208.99+0.30 | 0.0003 | 548.65+0.30 | 0.0003 |
| | 0.742 | 0.4 | -0.5 | 38.30° | 3 | 37.70° | 3 |
| | Piplusli2B, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 855 | 1.8 | 0.06838 | 545.79+0.30 | 0.0003 | 208.90+0.25 | 0.0003 |
| | 0.742 | 0.4 | 1.5 | 37.70° | 3 | 38.26° | 3 |
| | Piplusli3, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 615 | 1.2 | 0.06825 | 305.77+0.50 | 0.0004 | 208.88+0.55 | 0.0004 |
| | 0.489 | 0.4 | 1.0 | 61.21° | 4 | 29.81° | 4 |
| | Piplusli1, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 495 | 1.7 | 0.06835 | 185.81+0.35 | 0.0006 | 208.91+0.35 | 0.0005 |
| | 0.229 | 0.4 | 0.7 | 93.50° | 4 | 20.10° | 4 |
| 0.273 | Piplussi1, H(e,A:e'B:$\pi^+$)n | | | − | | + | |
| | 855 | 1.5 | 0.06842 | 504.49+0.50 | 0.0003 | 227.95+0.45 | 0.0003 |
| | 0.648 | 0.4 | 0.8 | 46.83° | 3 | 35.82° | 3 |

Tab. C.2: Parameter der Messung 2002, nach Kinematiken geordnet.

| Kinematik | Energie MeV | Pion | Untergrund ns | $f_G$ | $M_{miss}$ MeV/$c^2$ | Čerenkov ADC |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Messung2000 | | | | | | |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-1 | 855 | A | (-50, - 9),(15, 24) | 0.06 | -1.2 | 350 |
| Piplus-2a | 750 | B | (-40, -20),( 5, 25) | 0.075 | -1.4 | 100 |
| Piplus-2b | 750 | A | (-38, -13),(15, 30) | 0.075 | -1.1 | 350 |
| Piplus-3 | 450 | B | (-43, -18),( 5, 30) | 0.06 | -1.0 | 70 |
| Piplus-5 | 390 | A | (-40, -20),(17, 32) | 0.086 | -1.0 | 350 |
| Piplus-4 | 345 | B | (-40, -15),( 5, 30) | 0.06 | -0.8 | 70 |
| $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-11 | 855 | A | (-41, - 9),(15, 33) | 0.06 | -1.4 | 350 |
| $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-12 | 855 | A | (-40, -25),(12, 32) | 0.086 | -1.4 | 350 |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus-13 | 855 | A | (-40, -20),(15, 30) | 0.086 | -1.8 | 350 |
| Messung2002 | | | | | | |
| $Q^2 = 0.058$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplus1 | 855 | A | (-70, -15),(16, 81) | 0.025 | -1.3 | 400 |
| Piplus1a | 855 | A | (-52, -12),(20, 55) | 0.04 | -1.1 | 400 |
| Piplus3A | 525 | A | (-50, -15),(16, 56) | 0.04 | -1.1 | 400 |
| Piplus3B | 525 | B | (-55, -17),(15, 52) | 0.04 | -0.9 | 50 |
| Piplus2 | 405 | A | (-70, -15),(15, 80) | 0.025 | -0.9 | 400 |
| Piplus4 | 345 | B | (-55, -20),(10, 50) | 0.04 | -0.8 | 40 |
| $Q^2 = 0.117$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplusri | 855 | A | (-70, -15),(15, 80) | 0.025 | -1.5 | 400 |
| Piplusri2 | 525 | B | (-55, -20),(15, 55) | 0.04 | -1.1 | 50 |
| Piplusri5 | 405 | B | (-80, -15),(15, 70) | 0.025 | -1.1 | 40 |
| $Q^2 = 0.195$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplusli2 | 855 | A | (-55, -15),(20, 55) | 0.04 | -1.7 | 400 |
| Piplusli2B | 855 | B | (-50, -18),(10, 53) | 0.04 | -1.8 | 65 |
| Piplusli3 | 615 | B | (-50, -20),(10, 55) | 0.04 | -1.5 | 65 |
| Piplusli1 | 495 | B | (-50, -15),(15, 55) | 0.04 | -1.3 | 50 |
| $Q^2 = 0.273$ (GeV/$c$)$^2$ | | | | | | |
| Piplussi1 | 855 | B | (-50, -15),(12, 52) | 0.04 | -1.5 | 65 |

Tab. C.3: Schnitte der Messungen 2000 und 2002. „Untergrund“ sind die Intervalle im Koinzidenzzeitspektrum, in denen die Verteilung der Untergrundereignisse bestimmt werden. $f_G$ ist der sich aus diesem Intervall ergebende Gewichtungsfaktor, mit dem die Anzahl der Untergrundereignisse multipliziert wird. $M_{miss}$ gibt die Untergrenze des Integrationsintervalls für die Fehlende Masse an. Der Čerenkov-Schnitt gilt für das Spektrometer, in dem das Pion nachgewiesen wird (vierte Spalte), alles oberhalb des angegebenen ADC-Werts wird verworfen. Für alle Messungen wurden die folgenden Intervalle akzeptiert:
Koinzidenzzeit: $\pm 1.5$ ns, $y_T$: $\pm 35$ mm für Spektrometer B.

# Literaturverzeichnis


[1] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group)
Phys. Lett. B **592**, 1 (2004)

[2] Simon Širca
The axial form factor of the nucleon from coincident pion electroproduction at low $Q^2$
Dissertation Ljubljana 1999

[3] A.Liesenfeld, A.W.Richter, S. Širca *et al.*
A measurement of the axial form factor of the nucleon by the $p(e,e'\pi^+)n$ reaction at W=1125 MeV
Phys. Lett. B **468** (1999) 20

[4] J. D. Bjorken, S. D. Drell
Relativistic Quantum Mechanics
McGraw-Hill, New York 1964

[5] G. F. Chew, L. M. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu
Rel. Dispersion Relation Approach to Photomeson Production
Phys. Rev. **106** (1957) 573

[6] O. Hanstein
Polarisationsfreiheitsgrade bei der Elektroproduktion von Pionen am Nukleon
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

[7] D. Drechsel, L. Tiator
Threshold pion photoproduction on nucleons
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449

[8] E. Amaldi, S. Fubini, G. Furlan
Pion Electroproduction
Springer Tracts in Modern Physics 83, Berlin 1979

[9] T. Fuchs, S. Scherer
Pion electroproduction, PCAC, chiral Ward identities, and the axial form factor revisited
arXiv:nucl-th/0303002v1 1 Mar 2003

[10] H. W. Fearing, R. Lewis, N. Mobed, und S. Scherer
Muon capture by a proton in heavy baryon chiral perturbation theory
Phys. Rev. D **56**, 1783 (1997)

[11] V. Bernard, N. Kaiser, U.-G. Meißner
Chiral Dynamics in Nucleons and Nuclei
Int. J. Mod. Phys. **E4**, 193 (1995)

[12] T. Fuchs
Formfaktoren des Nukleons in relativistischer chiraler Störungstheorie
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2002

[13] H. Haberzettl
Pion Photo- and Electroproduction and the Partially Conserved Axial Current
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3576

[14] P.A.M. Guichon
Comment about pion electro-production and the axial form factors
arXiv: hep-ph/0012126

[15] V. Bernard, N. Kaiser, U.-G. Meißner
Further comment on pion electroproduction and the axial form factor
arXiv: hep-ph/0101062

[16] Dagmar Baumann
Entwurf eines Spektrometer kurzer Baulänge zum Nachweis niederenergetischer Pionen
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997

[17] C. P. Browne, W. W. Buechner
Broad-Range Magnetic Spectrograph
Rev. Sci. Inst. **27** (1956) 899 - 907

[18] Arnd P. Liesenfeld
private Mitteilung

[19] Matthias Ding
Entwicklung einer Fokalebenen-Driftkammer für niederenergetische Pionen
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997

[20] Matthias Ding
Entwicklung einer Fokalebenen-Driftkammer für niederenergetische Pionen und experimentelle Bestimmung einer inversen Transfermatrix für das Short-Orbit-Spektrometer
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2004

[21] Dietmar Eyl
Untersuchungen an großflächigen Szintillationszählern
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1988

[22] Alfred Richter
Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion

$H(e, e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994

[23] Claus Georg Schilling
Aufbau und Eichung eines flüssig-Deuterium-Targets für hohe Strahlströme
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994

[24] Ingo Ewald
Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996

[25] Manfred Korn
Entwicklung des Bahnrückverfolgunsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994

[26] Stefan Schardt
Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung für Koinzidenzexperimente mit Elektronen
am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994

[27] The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI
K. I. Blomqvist *et al.*
Nucl. Instr. and Meth. A **403** (1998) 263-301

[28] Michael Otto Distler
Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990

[29] Peter Sauer
Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion 12C(e,e′p)11B für mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

[30] Ralph Böhm
Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion d(e,e′p)n für fehlende Impulse bis 950 MeV/c und Trennung der longitudinalen und transversalen Reaktionsanteile für fehlende Impulse bis 350 MeV/c
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2001

[31] Ralph Böhm
Eichung der Szintillations-Triggerdetektoren des Spektrometers A an

MAMI
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

[32] Arnd P. Liesenfeld
Konstruktionsunterlagen zu den Čerenkov-Detektoren
Institut für Kernphysik, Universität Mainz

[33] Pascal Merle
Entwicklung des programmierbaren Koinzidenztriggersystems und Messung von $A_Y^0$ in der Reaktion $^3He(e,e'n)$
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2002

[34] Michael O. Distler, Harald Merkel, Markus Weis
Data Acquisition and Analysis for the 3-Spectrometer-Setup at MAMI
Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia, Juni 2001

[35] M. Weis
Elektroproduktion neutraler Pionen und Entwicklung eines Steuerungssystems für die Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2003

[36] Oliver Denhard
Entwicklung und Bau einer aktiven Magnetfeldabschirmung für die Drei-Spektrometer-Anlage
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

[37] NIST Scientific and Technical Databases
Chemistry WebBook
NIST Standard Reference Database Number 69 - March, 2003 Release
Thermophysical Properties of Fluid Systems
http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/

[38] Alexander Piegsa
Bestimmung des parallelen Wirkungsquerschnitts in der Reaktion $p(e,e'p')\pi^0$
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2005

[39] Ingo Ewald
Kohärente Elektroproduktion von neutralen Pionen am Deuteron nahe der Schwelle
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000

[40] Jan Michael Friedrich
Akzeptanzmessungen an der Drei-Spektrometer-Anlage
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

[41] Marco Kahrau
Untersuchung von Nukleon-Nukleon Korrelationen mit Hilfe der Reaktion $^{16}O(e, e'pp)^{14}C$ in super-paralleler Kinematik
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1999

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

## Lebenslauf

| | |
|---|---|
| Name: | Dagmar Baumann |
| geboren am: | 21.07.1972 |
| in: | 65428 Rüsselsheim |
| Anschrift: | Im Münchfeld 62<br>55122 Mainz |
| | |
| Eltern: | Norbert Baumann<br>Sieglinde Baumann geb. Schildge |
| | |
| Schulbildung: | |
| Grundschule: | 1978 - 1982 Grundschule Innenstadt, Rüsselsheim |
| Förderstufe: | 1982 - 1984 Friedrich-Ebert-Schule, Rüsselsheim |
| Gymnasium: | 1984 - 1991 Max-Planck-Gymnasium, Rüsselsheim |
| Abitur: | 03.06.1991<br>Gesamtnote: 1.6 |
| | |
| Studium: | |
| Studienbeginn: | Wintersemester 1991<br>an der Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz |
| Studienfach: | Physik |
| Diplom: | 03.04.1997<br>Gesamtnote: sehr gut |
| Promotion: | seit April 1997<br>wissenschaftliche Mitarbeiterin<br>am Institut für Kernphysik der Universität Mainz |

# Danksagung

> No man is an island, entire of itself; every man is a piece of the continent, a part of the main.
>
> ---
>
> John Donne
> Meditation XVII

An dem Zustandekommen dieser Arbeit sind auf die unterschiedlichste Weise mehr Menschen beteiligt, als ich hier aufzählen kann. Daher möchte ich auf die Nennung einzelner Namen verzichten.

Mein herzlicher Dank geht an meine Betreuer für ihre Unterstützung, Geduld und Zuversicht; an alle, die es mit mir in einem Büro ausgehalten haben, für die gute Atmosphäre und stets gewährte erste Hilfe bei diversen Krisen; an die Mitglieder der A1-Kollaboration, die MAMI-Crew und die Mitarbeiter der Werkstätten für ihre Mithilfe.

Bei meinen Freunden möchte ich mich für offene Ohren und moralische Unterstützung ebenso bedanken wie für ihr großes Verständnis für gelegentliche Phasen längerer Schweigsamkeit meinerseits.

Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Familie, insbesondere bei meinen Eltern, für ihr Vertrauen.