Experimentelle Physik

Test der Phoswich–Detektor–Prototypen für ein Proton/Deuteron–In–Beam–Polarimeter am KVI

Diplomarbeit
von
Jochen Volmer

April 1995

Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms–Universität Münster

Institut für Kernphysik

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Am Kernfysisch Versneller Instituut (KVI) in Groningen wird im Jahr 1995 ein Teil der kernphysikalischen Großgeräte neu errichtet. Das neue supraleitende Zyklotron AGOR[1] wird im Laufe des Jahres den Strahlbetrieb aufnehmen. AGOR ist in der Lage, Ionen im Massenbereich von Protonen bis Blei zu beschleunigen. Zusätzlich gibt es eine polarisierte Ionenquelle für Protonen und Deuteronen [Fri93].

Zur Messung der Polarisation von Protonen– und Deuteronenstrahlen wird ein In–Beam–Polarimeter (IBP) installiert, dessen Detektoren (Phoswiches) im Rahmen dieser Arbeit am The Svedberg Laboratorium (TSL) in Uppsala getestet worden sind.

1.1 Messungen mit polarisierten Teilchenstrahlen

Die Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik an der Universität Münster, in der die vorliegende Diplomarbeit entstand, entwickelt im Rahmen einer europäischen Kollaboration (EUROSUPERNOVA) ein Protonen–Polarimeter (Focal Plane Polarimeter, FPP) [Wör94]. Es wird an das magnetische Big–Bite Spektrometer (BBS) angeschlossen sein. Mit BBS und FPP sollen mit polarisierten Protonen Kernstrukturuntersuchungen durchgeführt werden, die unter anderem zum Verständnis astrophysikalischer Prozesse beitragen sollen.

Ein Ziel der Untersuchungen ist es, die Explosionsdynamik und die Nukleosynthese in Typ–II Supernova–Explosionen (SN II) besser zu verstehen. Bei einer Supernova kollabiert der Kern eines Sterns, während die äußere Gashülle in einer Schockwelle abgestoßen wird. Dabei vervielfacht sich die Leuchtkraft des Sterns für eine kurze Zeit (Tage bis Monate), was als Supernova bezeichnet wird. Man geht davon aus, daß alle mittelschweren und schweren Elemente in Supernova–Explosionen erzeugt werden.

[1] Accelerateur Groningen Orsay

Simulationen von SN II–Explosionen, in denen alle derzeit bekannten physikalischen Prozesse eingehen, scheitern jedoch daran, die Abstoßung der Gashülle nachzubilden. Die Schockwelle besitzt nicht genug Energie. Aktuelle Theorien sagen voraus, daß bei einer Supernova etwa 99% der bei dem Kollaps des Sternenkerns freiwerdenden Energie in Gestalt von nur schwach wechselwirkenden Neutrinos entweicht. Die Untersuchungen am KVI sollen helfen, theoretische Vorhersagen über inelastische Stöße von Neutrinos an Kernen der Sternenhülle zu überprüfen. Die inelastischen Neutrino–Stöße könnten der Schockwelle der Supernova einen Teil der Kollapsenergie zurückgeben und so die Absprengung der äußeren Hülle des Sterns initiieren [Fre93]. Bei den Neutrino–Stößen soll die Anregung von Riesenresonanzen in mittelschweren Kernen eine wichtige Rolle spielen [Hax88, Hax90, Kol92].

Durch Streuexperimente mit mittelenergetischen Protonen ($E_0 \approx$ 200 MeV) an mittelschweren und schweren Kernen sollen die Stärkeverteilungen von E1–, M1– und M2–Anregungen gemessen werden. Dafür sollen mit Hilfe des FPP Spin–Flip–Wahrscheinlichkeiten und Übergangswahrscheinlichkeiten für die entsprechenden Übergänge an den Kernen bestimmt werden.

1.2 Das In–Beam–Polarimeter

Aufgabe des IBP ist es, den Grad und die Orientierung der Polarisation des Teilchenstrahls zu messen. Es stellt in seiner Art ein neuartiges System dar. IBP's, bei denen die elastische p–d–Reaktion zur Messung der Polarisation von Protonenstrahlen benutzt wird, gibt es am IUCF, Bloomington [Wel93] und am The Svedberg Laboratorium (TSL) in Uppsala [Dre93]. Das KVI–IBP unterscheidet sich von diesen beiden dadurch, daß mit ihm die Polarisation nicht nur von Protonenstrahlen, sondern auch von Deuteronenstrahlen gemessen werden kann. Um den Grad und die Orientierung der Tensorpolarisation eines Deuteronenstrahls bestimmen zu können, wird die Polarisation simultan in vier Ebenen gemessen. Zur Teilchenidentifizierung werden Szintillationszähler vom Phoswich–Typ eingesetzt.

In der schematischen Aufrißzeichnung des IBP (Abb. 1.1) sind zehn der sechzehn Detektoren dargestellt. Sie sind in vier Ebenen auf Schlitten befestigt, mit denen sie auf Polarwinkeln zwischen 15^o und 80^o eingestellt werden können. Acht Schienenpaare, auf denen zwei Detektoren angebracht sind,

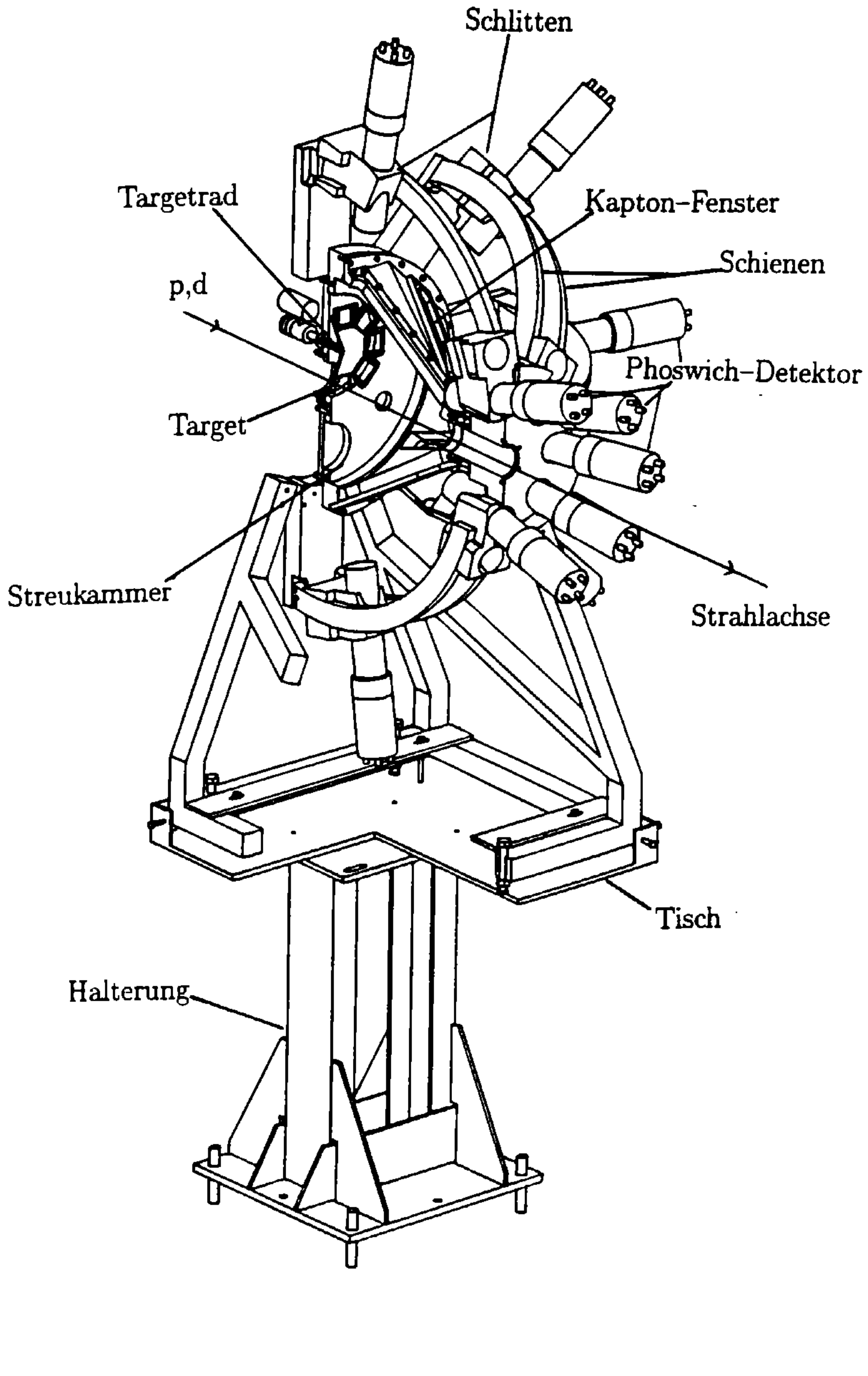


Abbildung 1.1: Schematische Aufrißzeichnung des Groninger IBP's

sind in Azimutalwinkeln von 0^o, 45^o, 90^o, 135^o, 180^o, 225^o, 270^o und 315^o angebracht.

Die Anpassung der Positionierung der Detektoren an verschiedene Strahlteilchen oder –energien ist sehr einfach. An den Schienen ist eine Winkelskala eingraviert, an der die Phoswich–Detektoren auf den Schlitten ausgerichtet werden können. In jeder beliebigen Winkeleinstellung bleiben die Detektoren auf das Target hin ausgerichtet. Eine Umstellung ist auf diese Weise für jeden einzelnen Detektor innerhalb weniger Sekunden durchführbar.

Der Strahl tritt von links in die Streukammer ein und verläßt ihn nach rechts. In der Mitte der Kammerwand befindet sich ein Eintrittsfenster und ein Target–Rad, mit dem verschiedene dünne Targets in den Strahl gefahren werden können.

Das Thema dieser Arbeit ist der Test zweier Prototypen von Phoswich–Detektoren. Er fand an der Streukammer des IBP des TSL in Uppsala unter den Bedingungen des späteren Einsatzes im KVI–IBP statt, wobei der Protonenstrahl jedoch unpolarisiert war (Kap. 4.2). Die Arbeit umfaßte die Entwicklung einer Trigger– und Auslese–Elektronik für die Phoswich–Detektoren (Kap. 4.3) sowie die Untersuchung der Eigenschaften der Phoswich–Detektoren (Kap. 5).

2. Theorie der Polarisationsmessung von Protonen und Deuteronen

In diesem Kapitel wird auf die theoretische Beschreibung der Polarisation von Teilchenstrahlen und deren Messung eingegangen. Dabei wird die Nomenklatur der Madison–Konvention [Bar70] benutzt.

2.1 Polarisation von Teilchenstrahlen

Protonen und Deuteronen sind spinbehaftete Teilchen. Das Proton hat den Spin $S = 1/2$, das Deuteron den Spin $S = 1$. Bezüglich einer beliebigen Quantisierungsachse hat der Spin des Protons zwei und der (Kern–)Spin des Deuterons drei Einstellmöglichkeiten. Die Richtung der Quantisierungsachse sei y–Richtung genannt. Beim Proton sind die Einstellmöglichkeiten eine parallele ($S_y = +1/2$) bzw. antiparallele ($S_y = -1/2$) Ausrichtung, beim Deuteron außer den parallelen ($S_y = +1$) und antiparallelen ($S_y = -1$) noch eine senkrecht zur y–Achse stehende Ausrichtung ($S_y = 0$). Aus diesem Unterschied ergibt sich, daß der Polarisationsbegriff für Spin–1/2– und Spin–1–Teilchen unterschiedlich gefaßt werden muß. Unterschieden wird zwischen Vektorpolarisation (bei Protonen und Deuteronen) und Tensorpolarisation (nur bei Deuteronen).

Das Koordinatensystem, welches zur Beschreibung der Polarisation eines Teilchenstrahls benutzt wird, ist der Madison–Konvention [Bar70] folgend durch den Richtungsvektor eines Strahlteilchens vor ($\vec{k}_{in}$) und nach ($\vec{k}_{out}$) einer Streuung definiert. Für das sogenannte einlaufende Helizitätssystem (s. Abb. 2.1) gilt:

$$\begin{aligned}
\vec{k}_x &= (\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}) \times \vec{k}_{in} && \text{(seitwärts)},\\
\vec{k}_y &= \vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out} && \text{(normal)},\\
\vec{k}_z &= \vec{k}_{in} && \text{(longitudinal)}.
\end{aligned}$$

Durch $\vec{k}_{in}$ (Strahlrichtung) und $\vec{k}_{out}$ (Strecke Target–Detektor) ist die Reaktionsebene definiert. Das sogenannte auslaufende Helizitätssystem (x',y',z') ist gegenüber dem einlaufenden um die y–Achse gedreht (y'=y). Die z'–Achse steht in $\vec{k}_{out}$–Richtung, die x'–Achse steht senkrecht auf y'– und z'–Achse. Seien $N_{\pm\frac{1}{2}}$ die Anzahl der Protonen und $N_{0,\pm1}$ die Anzahl der Deuteronen in den jeweiligen Einstellmöglichkeiten des Spins bezüglich der Vorzugsrichtung y, dann ist für Spin–1/2–Teilchen die Vektorpolarisation p_y definiert als [Arv87]:

$$p_y = \frac{N_{+\frac{1}{2}} - N_{-\frac{1}{2}}}{N_{+\frac{1}{2}} + N_{-\frac{1}{2}}} \tag{2.1}$$

Für Spin–1–Teilchen ist die Vektorpolarisation bezüglich der Vorzugsrichtung y definiert als [Arv87]:

$$p_y = \frac{N_{+1} - N_{-1}}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}} \tag{2.2}$$

Analog zur Vektorpolarisation für Spin–1/2–Teilchen spielt bei der Vektorpolarisation für Spin–1–Teilchen (bis auf die Normierung auf die Gesamtzahl der Teilchen) nur die Besetzung der $N_{\pm1}$–Zustände bezüglich der Vorzugsrichtung eine Rolle. Für die Tensorpolarisation ist die Definition etwas komplizierter, weil anders als bei der Vektorpolarisation in ihr durch die Einstellmöglichkeit N_0 ein weiterer Polarisations–Freiheitsgrad eröffnet wird. Es existieren die Tensorpolarisationen p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}, p_{xy}, p_{xz} und p_{yz} [Ohl70] (Definitionen in Anhang A). Im polarisierten Deuteronenstrahl am AGOR wird die p_{yy}–Tensorpolarisation dominieren [Wer93b]. Sie ist definiert als

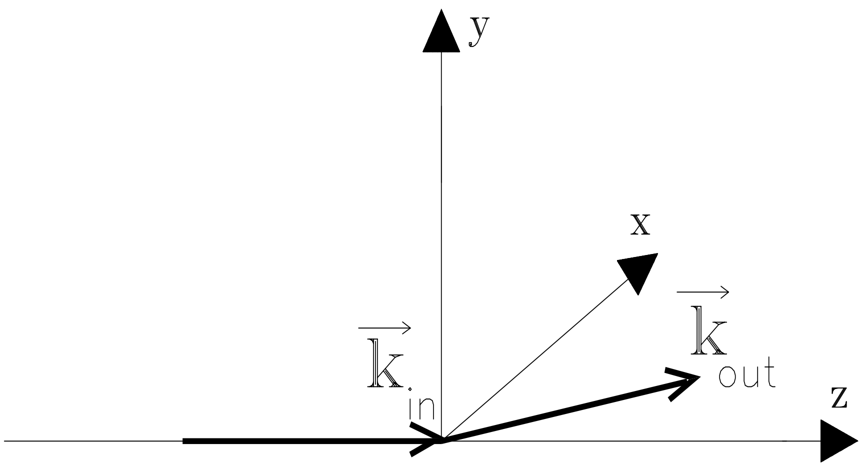


Abbildung 2.1: Das Helizitätssystem des hereinkommenden Teilchens

[Arv87]:

$$p_{yy} = \frac{(N_{+1} + N_{-1}) - 2N_0}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}}. \tag{2.3}$$

Auch im Falle der Tensor–Polarisation kann die Polarisation durch einen Pfeil in Vorzugsrichtung, dessen Länge proportional zum Grad der Polarisation ist, repräsentiert werden. Für die Tensorpolarisation p_{yy} gibt es (in Anlehnung an die Ladungsverteilung deformierter Kerne) eine Darstellung durch eine Entwicklung erster Ordnung in Kugelflächenfunktionen (mit Θ und Φ definiert wie in Abb. 2.2), gemäß [Dar70]

$$p_{yy}(\Theta, \Phi) \propto Y_0^2(\Theta, \Phi) \propto 3cos^2\Theta - 1. \tag{2.4}$$

Der die Strahlpolarisation repräsentierende Pfeil ist ein Oberflächenvektor des durch Gl. 2.4 definierten Rotationsellipsoids, dessen Rotationsachse die y–Achse ist. Die p_{yy}–Tensorpolarisation hat ihre Hauptkomponenten in ±y–Richtung ($S_y = \pm 1$, s. Abb. 2.2). Die Einstellmöglichkeit $S_y = 0$ kann in einer beliebigen Richtung in der x–z–Ebene orientiert sein.

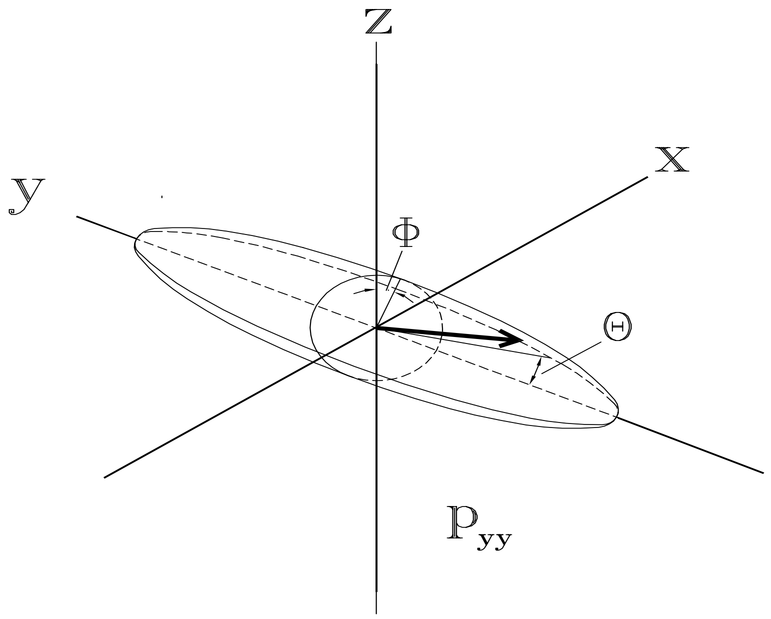


Abbildung 2.2: Die Tensorpolarisation p_{yy} wird durch einen Pfeil auf eine Ellipsoidoberfläche repräsentiert.

2.2 Streuung

2.2.1 Spinabhängige Nukleonen–Streuung

Der physikalische Prozeß, mit dessen Hilfe die Polarisation des Teilchenstrahls gemessen werden soll, ist die elastische p–d–Streuung (D($\vec{p}, p$)D und die Umkehrreaktion P($\vec{d}, d$)P). Bei diesen Reaktionen sollen Proton und Deuteron (Streuteilchen und Rückstoß–Targetkern) koinzident detektiert werden.

Für die Streuung von Nukleonen spielt die Spin–Bahn–Wechselwirkung eine bedeutende Rolle. Die Spin–Bahn–Wechselwirkung verknüpft den Spin des Strahlteilchens mit der Orientierung seiner Bahn in Bezug auf den Targetkern (Abb. 2.4) durch den Term [Goe55] $\vec{L} \cdot \vec{S}$, mit $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. Dabei ist $\vec{S}$ der Spin des Strahlteilchens, $\vec{L}$ sein Bahndrehimpuls, $\vec{p}$ sein Impuls und $\vec{r}$ der Abstandsvektor zwischen dem Strahlteilchen und dem Targetkern.

Wenn Spin und Bahndrehimpuls des Strahlteilchens antiparallel stehen, übt die Spin–Bahn–Wechselwirkung eine abstoßende Kraft aus, im parallelen Falle eine anziehende Kraft. Abbildung 2.4 veranschaulicht, daß dadurch für die Streuung von Teilchen polarisierter Strahlen eine Streurichtung bevorzugt wird, wodurch eine Asymmetrie im differentiellen Wirkungsquerschnitt hervorgerufen wird.

Eine weitere spinabhängige Kraft ist die Tensorkraft. Diese trägt auch zur

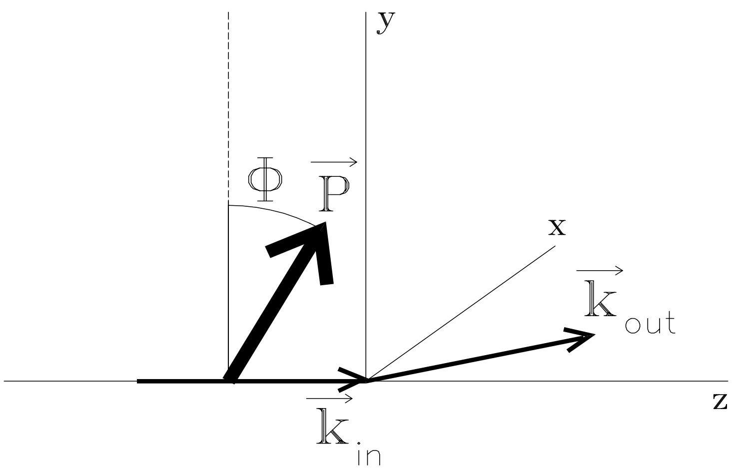


Abbildung 2.3: Verdrehung der Polarisation $\vec{P}$ des Teilchenstrahls gegenüber dem Helizitätssystem. Die Drehachse ist z–Achse.

Asymmetrie in der Streuung bei. Jedoch ist der Effekt klein gegen den, der durch die Spin–Bahn–Wechselwirkung verursacht wird [May84].

2.2.2 Wirkungsquerschnitt, Asymmetrie und Analysierstärke

Bei vektorpolarisiertem Teilchenstrahl muß der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt durch die Einfügung eines Asymmetrieterms modifiziert werden [Dal52, Bli52, Wol52]. Nach [Sat83] gilt für Spin–1/2–Teilchen

$$\left(\frac{d\sigma(\Theta,\Phi)}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{unpol} \left[1 + |\vec{A}(\Theta)| \cdot |\vec{P}^{in}| cos\Phi\right], \tag{2.5}$$

für Spin–1–Teilchen gilt

$$\left(\frac{d\sigma(\Theta,\Phi)}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{unpol} \left[1 + \frac{3}{2}|\vec{A}(\Theta)| \cdot |\vec{P}^{in}| cos\Phi\right], \tag{2.6}$$

wobei im Falle der Spin–1–Teilchen der Faktor 3/2 sicher stellt, daß der Betrag der Analysierstärke $|\vec{A}(\Theta)| \leq 1$ ist ([Sat83], Seite 344).

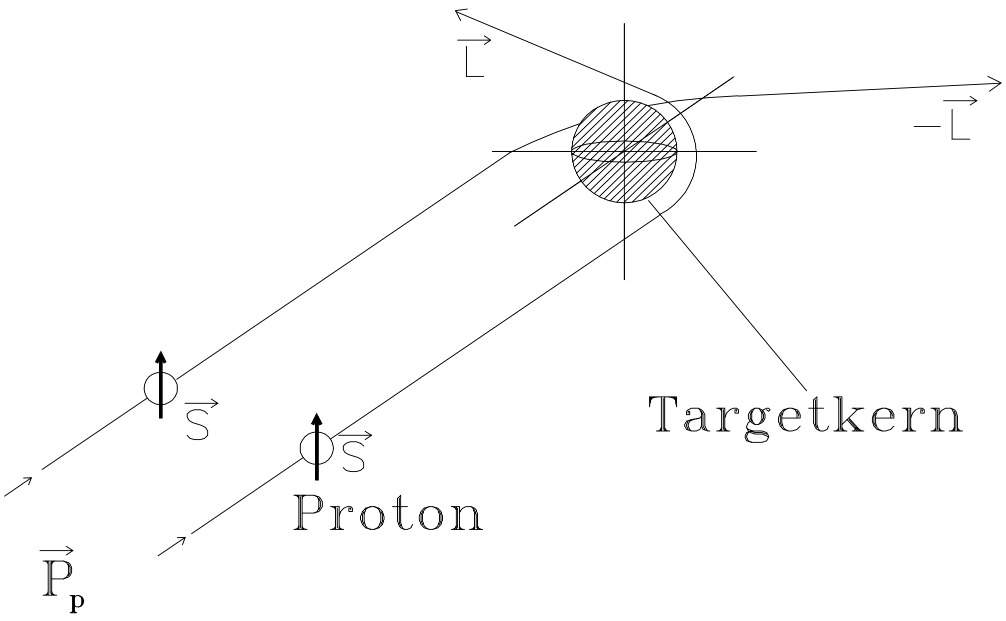


Abbildung 2.4: Die Kopplung des Spins eines Strahlteilchens mit seinem Bahndrehimpuls bezüglich dem Ort des Targetkerns führt zu einer Asymmetrie in der Streuung von Nukleonen an Kernen. Zeichnung nach [May84].

$\vec{A}(\Theta) = (A_x(\Theta), A_y(\Theta), A_z(\Theta))$ ist die Analysierstärke und $\vec{P}^{in} = (p_x, p_y, p_z)$ die Polarisation des einlaufenden Strahls, $\cos\Phi = \vec{P}^{in} \cdot (\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out})$. Φ ist der Winkel zwischen der Normalen auf die Streuebene und der Polarisationsrichtung des einlaufenden Teilchenstrahls (Abb. 2.3).

In Anhang A sind die Analysierstärken (Analysiertensoren) für die Tensorpolarisation aufgeführt. Der Asymmetrieterm für die Tensorpolarisation erweitert sich auf eine Doppel–Summation (Gl. A.8).

3. Phoswich–Detektoren

An die Detektoren am KVI–IBP werden folgende Anforderungen gestellt:

– Detektion und Erkennung von Protonen und Deuteronen für Strahlpolarisationsmessung,

– Analysierreaktion: elastische p–d– und d–p–Reaktion,

– Strahlenergie zwischen 100 und 200 MeV,

– schnelle Umstellung auf neue Beschleunigerwerte (Energie, Teilchenart).

In der Kern– und Teilchenphysik werden Plastik–Szintillatoren sehr häufig benutzt, weil sie flexibel einsetzbar sind. Sie können in beliebigen Formen hergestellt werden, die in Experimenten benötigt werden; viele Plastik–Szintillatoren bieten sehr schnelle Signale und hohe Lichtausbeuten. Zwei Szintillatoren mit verschiedenen Zerfallskonstanten können zu einem "Phoswich–Teleskop" [Wil52] kombiniert werden. Es wird eine ΔE/E–

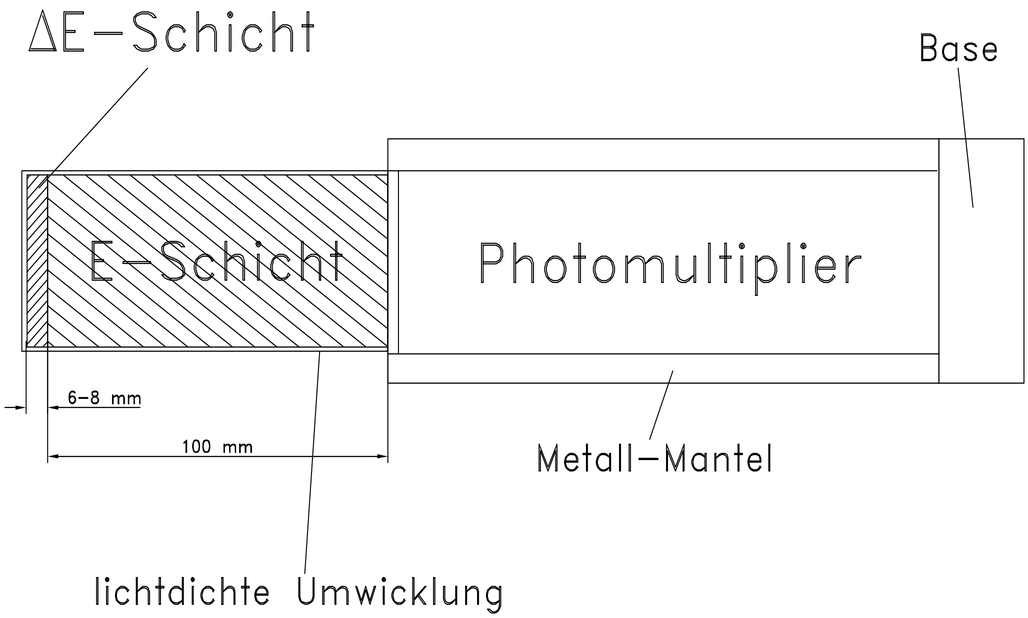


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Phoswich–Detektors. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Kap. 3.1.1.

Messung durchgeführt, wodurch eine simultane Massen– und Ladungsidentifikation möglich wird. Nachteile sind bei Szintillations–Detektoren die im Vergleich zu Halbleiterdetektoren relativ geringe Energieauflösung, die nichtlineare Energie–Antwortfunktion und die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Teilchenart.

Die Idee, Phoswich–Detektoren zur Identifizierung von Protonen und Deuteronen im IBP einzusetzen, wurde durch ein früheres Experiment am KVI inspiriert. Darin wurden Phoswich–Detektoren zur Identifizierung von Fragmenten (Protonen bis Sauerstoffkerne) aus $^{14}N+^{232}Th$–Stößen bei 30 MeV/Nukleon Strahlenergie benutzt [Lee92].

Gegenüber Detektorsystemen, die $\Delta E/E$–Messungen mit getrennten Szintillatoren und Photomultipliern machen, bieten Phoswich–Detektoren unter anderem den Vorteil, daß sie leichter handhabbar sind. Mit der IBP–Konstruktion (s. Kap. 1.2) ist die Verschiebung der Detektoren mit minimalem Aufwand verbunden, eine Neu–Ausrichtung auf das Target entfällt ganz und eine Neueinstellung der Winkel ist für jeden einzelnen Detektor innerhalb weniger Sekunden durchführbar. Weitere Vorteile sind, daß nur ein Photomultiplier und ein Diskriminator benötigt werden. Dazu ist das Verhältnis der Signale der beiden Szintillatoren zueinander unabhängig von der Positionierung des Detektors und von der Hochspannung des Photomultipliers. Die am TSL getesteten Prototypen wurden am KVI entwickelt und gebaut.

3.1 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren existieren als Kristalle, Flüssigkeiten und Plastikszintillatoren. Plastikszintillatoren sind feste Kunststoffe mit eingelagerten organischen Szintillatoren. Ein Vorteil organischer Szintillatoren gegenüber anorganischen ist, daß sie wesentlich kürzere Abklingzeiten haben. Es sind z. B. die Zerfallskonstanten des Plastikszintillators NE102A 2.4 ns und von CsJ(Tl) 1100 ns [Leo87].

Wenn geladene Teilchen organisches Szintillator–Material durchdringen, werden Molekülzustände in einem Fluoreszenzstoff (aromatische Kohlenwasserstoffe) angeregt, die bei ihrer Abregung UV–Licht abstrahlen. Für UV–Licht ist die Absorptionslänge in den meisten durchsichtigen organischen Materialien sehr kurz. Deswegen wird ein sog. “Wellenlängeschieber” beigemischt, dessen Absorption an das UV–Licht und dessen Emission an den Wellenlängenbereich der Empfindlichkeit der Photokathode angepaßt ist [Kle87]. In organischen Szintillatormaterialien bestimmen aromatische Kohlenwasserstoffe die Art der An– und Abregung. Sie beinhalten Strukturen aus einem oder mehreren Benzol–Ringen (C_6H_6). Ein Teil der Valenzelektronen der Kohlenstoff–Atome schließt sich zu einem ringförmigen Molekülorbital (π–Orbital) zusammen, in dem die einzelnen (π–)Elektronen delokalisiert sind [Bir64].

Die Anregungen der Elektronen im Molekülorbital entsprechen denen eines ebenen Rotators (free–electron model). Die Energieniveaus der angeregten Zustände sind proportional zu $l(l+1)$, wobei l den Drehimpuls des angeregten Zustands bezeichnet. Da den Anregungsniveaus Vibrationsmoden der Moleküle überlagert sind, besteht das ausgesandte Licht aus einem Spektrum von Wellenlängen.

3.1.1 Szintillatoren des Phoswich–Detektors

Ein Phoswich–Detektor besteht aus einem Szintillator–Block und einem Photomultiplier. Der Szintillator–Block ist aus zwei verschiedenen Plastik–Szintillatoren mit unterschiedlichen Abklingzeiten zusammengesetzt (NE102A, 2.4 ns und NE115, 320 ns, s. Tab. 3.1, Abb. 3.1). Die vordere ΔE–Schicht besteht im Falle der Prototypen aus sechs bzw. acht Millimeter dickem NE102A, die hintere E–Schicht aus 100 Millimeter dickem NE115. Die Schichtdicken wurden auf eine optimale Trennung von Protonen und Deuteronen im Energiebereich zwischen 50 und 150 MeV hin abgestimmt, wie sie während des Betriebs im IBP vorkommen (s. Kap. 3.4). Kenndaten der Materialien sind in Tab. 3.1 aufgelistet.

Anhand der stark unterschiedlichen Zerfallskonstanten (2.4 ns und 320 ns, Tab. 3.1) können die Signale aus der ΔE– und der E–Schicht zeitlich getrennt werden. In den Teilsignalen ist die Information der Energiedeposition in den beiden Schichten enthalten (Abb. 3.2). Bei der Testmessung betrug die Anstiegszeit von 10% auf 90% des Maximums für beide Detektoren etwa 4.5 ns, die Abfallszeit für das Signal auf 10% zwischen 700 und 800 ns. Eine Messung der Abklingzeit der schnellen Signalkomponente wurde während der Testmessung nicht vorgenommen.

	NE102A	NE115
Zerfallskonstante	2.4 ns	320 ns
Wellenlänge im Maximum der Emission	423 nm	395 nm
Lichtausbeute (% Anthrazen)	65	35
Materialbasis	Polyvinyltoluen	Polyvinyltoluen
Dichte (g/cm^3)	1.032	1.032
Lichtabschwächungslänge	250 cm	60 cm
Brechungsindex	1.58	1.582

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Plastikszintillatoren NE102A und NE115, Angaben des Herstellers [NE-93]. Die Zerfallskonstante bezeichnet die Zeit des Abfalls auf 1/e des Maximums, die Lichtausbeute ist normiert auf diejenige des Plastikszintillators Anthrazen [Bir64]. Die Lichtausbeute beschreibt das Verhältnis der Anzahl der emittierten Photonen zur deponierten Energie.

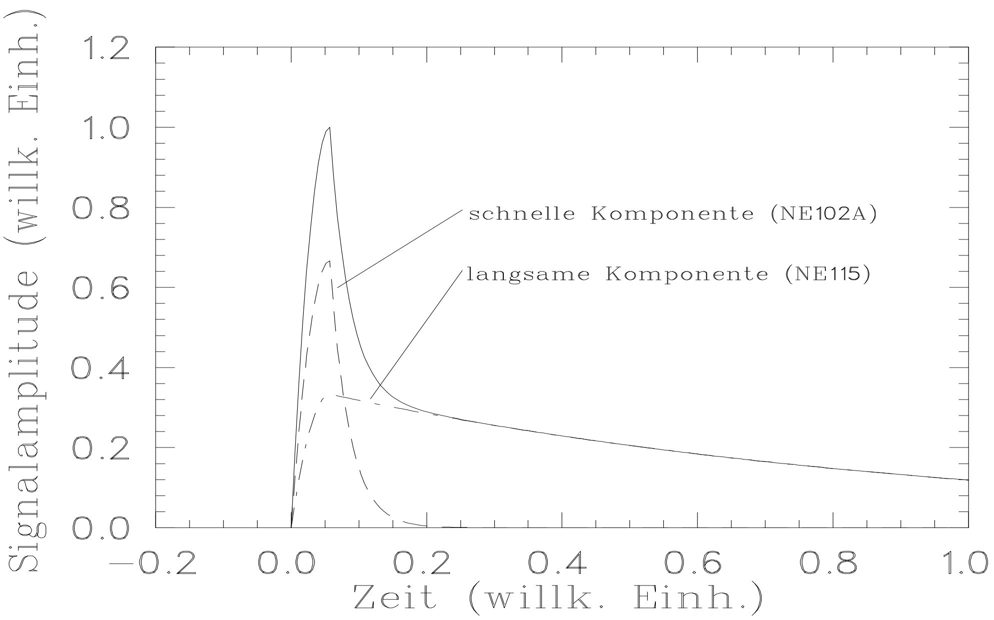


Abbildung 3.2: Signalverlauf (schematisch) eines Phoswich–Detektor–Pulses und seiner Teilkomponenten. Da die Abklingzeiten um einen Faktor 133 verschieden sind, wurde zur besseren Übersicht eine nicht maßstabsgetreue Abbildung mit willkürlicher Zeiteinheit gewählt. Auch die Höhen der Signalkomponenten sind nicht maßstabsgetreu aufgezeichnet. Die langsame Komponente ist etwa um einen Faktor 50 überhöht.

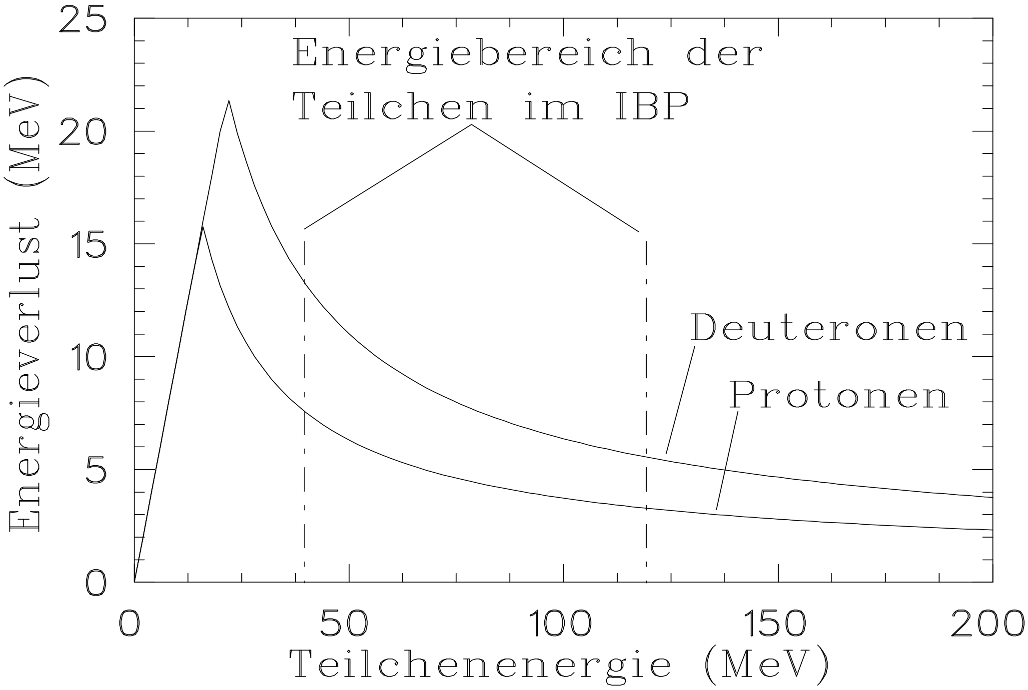


Abbildung 3.3: Energieverlust von Protonen und Deuteronen bei Durchgang durch NE102–Plastikszintillator von 6 mm Dicke. Gerechnet mit STRAGGL [Str87]. Dazu angegeben ist der Energiebereich, in dem die Protonen und Deuteronen aus den elastischen p–d– und d–p–Reaktionen bei Einschußenergien zwischen 100 und 200 MeV liegen. Niederenergetische Teilchen aus anderen Prozessen sind ebenfalls zu erwarten.

3.2 Teilchenerkennung

Für die Messung der Polarisation von Protonenstrahlen werden am KVI–IBP und am TSL CD_2–Targets benutzt, für die Messung der Polarisation von Deuteronenstrahlen am KVI–IBP CH_2–Targets. Die Teilchenerkennung ist notwendig, um zusammen mit der Energiemessung Events der elastischen p–d–Streuung zu identifizieren. Die Hauptbeiträge zum koinzidenten Untergrund liefern die ^{12}C(p,2p)– und die ^{12}C(d,2pn)–Reaktionen. Ihre Zählrate beträgt, abhängig vom Streuwinkel, etwa 20–50% der p–d–Zählrate [Wer93a].

Die Methode der Teilchenerkennung, bei der Phoswich–Detektoren angewendet werden, ist die Messung der Gesamtenergie (E) des Teilchens und des Energieverlustes (ΔE) bei Durchgang durch eine dünne Materieschicht (ΔE/E–Messung). Die Abhängigkeit des Energieverlustes von den Teilchen-eigenschaften wird beschrieben durch die Energieverlustformel von Bethe und Bloch [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right], \quad (3.1)$$

mit
– $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$ MeVcm^2/g,
– $r_e = 2.817 \times 10^{-13}$ cm: klassischer Elektronenradius,
– $m_e = 0.511$ MeV/c^2: Masse des Elektrons,
– $N_a = 6.022 \times 10^{23}$ Mol^{-1}: Avogadro'sche Zahl,
– I: mittleres Anregungspotential der Atome im Material,
– Z: Atomzahl des absorbierenden Materials,
– A: Atomgewicht des absorbierenden Materials,
– ρ: Dichte des absorbierenden Materials in g/cm^3,
– z: Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C,
– $\beta = v/c$: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens,
– $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$,
– δ: Dichtekorrektur,
– C: Schalenkorrektur,
– W_{max}: maximaler Energieübertrag auf ein Elektron.

Abbildung 3.3 zeigt die Abhängigkeit des Energieverlustes von Protonen und Deuteronen in 6 mm NE102A von der Strahlenergie. Bei geringer Strahlenergie (Protonen bis 21 MeV, Deuteronen bis 29 MeV [Gre87]) werden die Teilchen in der NE102A–Schicht vollständig gestoppt, was zu dem linearen Anstieg führt. Darüber fällt mit steigender Teilchenenergie der differentielle Energieverlust ab, so daß der Energieverlust

$$\Delta E = \int_{0mm}^{6mm}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)dx \quad (3.2)$$

in Abb. 3.3 ebenfalls abnimmt, sobald die Teilchenenergie so groß ist, daß die ΔE–Szintillatorschicht durchdrungen wird.

3.3 Der Photomultiplier

An der Photokathode eines Photomultipliers auftreffende Photonen lösen über den äußeren Photoeffekt Elektronen aus dem Valenzband der metallischen Photokathode heraus. Da die Ionisierungsenergie bei den Alkalimetallen am kleinsten ist (3.8–5.4 eV), besteht die Photokathode oft aus Alkalimetallen. Die freien Elektronen werden durch ein elektrisches Feld auf eine Dynode hin beschleunigt. Einfallende Elektronen lösen aus der Dynodenoberfläche einige Sekundärelektronen aus. Der Vorgang der Beschleunigung der Elektronen und der Auslösung von Sekundärelektronen wiederholt sich in einer acht– bis vierzehnstufigen Dynodenkaskade. Es entsteht ein 10^5– bis 10^9fach verstärkter Elektronenstrom, der auf der Anode aufgefangen wird und hier einen negativen elektrischen Impuls erzeugt, der durch eine Ausleseelektronik registriert werden kann [Mus88].

Die im Experiment verwendeten Photomultiplier waren vom Typ PHILIPS XP2262. Zwei wesentliche Anforderungen wurden an die Photomultiplier gestellt. Zum einen mußte das Zeitverhalten der Signale aus den beiden Szintillator–Schichten möglichst getreu wiedergegeben werden, zum anderen mußte das spektrale Maximum der Empfindlichkeit an das Spektrum der Szintillatoren angepaßt sein. Die Emissionsmaxima von NE102A und NE115 liegt bei 423 bzw. 395 nm, die maximale spektrale Empfindlichkeit des XP2262 Photomultipliers bei 400±30 nm. Die Anstiegszeit ist kleiner als die Zerfallskonstante von NE102A. Die Kenndaten der PHILIPS XP2262 Photomultiplier sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

3.4 Design der Phoswich–Detektoren

Die Anpassung der Dimensionierung (Durchmesser und Schichtdicken) der Szintillator–Schichten der Phoswich–Detektoren an die experimentellen Gegebenheiten beim Betrieb im IBP war eine Aufgabe in dieser Arbeit.

Der Durchmesser der Szintillatoren für das KVI–IBP ist gleich dem Durchmesser der Photomultiplier gewählt worden. Der Übergang zwischen Szintillator und Photomultiplier ist eine mechanische Schwachstelle. Die Detektor–Halterungen am IBP ("Schlitten") haben kreisförmige Aussparungen, in die die Phoswich–Detektoren hineingeschoben werden. Dadurch wird der Übergang mechanisch unterstützt.

Bei den Prototypen für den Test am TSL war eine solche Konstruktion nicht vorhanden. Bei ihnen wurde ein größeres Gewicht auf eine große Akzeptanz gelegt, damit trotz kurzer Meßdauer eine ausreichende Stati-

Material der Photokathode	Bialkali
Durchmesser der aktiven Oberfläche	44 mm
maximale Empfindlichkeit bei	400 ± 30 nm
Anzahl der Dynodenstufen	12
Dynodenstruktur	linear fokussierend
Dynodenmaterial	Cu Be
Versorgungsspannung	max. 2500 V
max. kontinuierlicher Anodenstrom	0.2 mA
Gain bei 2400 V Versorgungs-spannung	$\approx 6 \times 10^7$
Anstiegszeit an der Anode bei 2200 V Versorgungsspannung	$\approx 2.0ns$
Transitzeit bei 2200 V Versorgungsspannung	$\approx 30ns$
Linearität des Anodenstroms innerhalb 2% bei 2000 V Versorgungsspannung	bis zu 250 mA

Tabelle 3.2: Kenndaten des PHILIPS XP2262 Photomultipliers [Phi90]. Die Transitzeit ist die Zeit, die ein Elektronenschauer zur Durchquerung der Dynodenkaskade benötigt.

stik gesammelt werden konnte. Deshalb wurde ihr Durchmesser zu 80 mm gewählt.

Das IBP ist ausgelegt zur Messung der Polarisation von Protonen– und Deuteronenstrahlen zwischen 100 und 200 MeV. Die Dicken der ΔE– und E–Szintillatoren der Phoswiches müssen an diese Verhältnisse angepaßt werden.

Für eine eindeutige Teilchenidentifizierung muß die *ΔE–Schichtdicke* kleiner sein als die Eindringtiefen von Protonen und Deuteronen in NE102A. Für die niedrigsten Einschußenergien liegen die Eindringtiefen bei 1.2 cm für Deuteronen und 1.9 cm für Protonen (siehe unten). Andererseits muß die Dicke so groß sein, daß die Signalhöhen von Protonen und Deuteronen deutlich getrennt sind. Als ΔE–Schichtdicken der beiden Prototypen wurden 6 mm (Protonen–Arm) bzw. 8 mm (Deuteronen–Arm) gewählt.

Die *E–Schichtdicke* muß darauf abgestimmt sein, daß im Arbeitsbereich des IBP möglichst alle Teilchen im Szintillator abgestoppt werden. Der Arbeitsbereich des IBP's ist dadurch gegeben, daß die Detektoren die gestreuten Teilchen aus den Reaktionen mit maximaler Analysierstärke detektieren. Bei einem Center–of–Mass–Winkel von $\Theta_{CM} = 100^o - 110^o$ ist die Analysierstärke im Energiebereich zwischen 100 und 200 MeV mit einem Wert von $A_y \approx 0.6$ maximal [Wel93]. Die Labor–Streuwinkel und Energien sind für $\Theta_{CM} = 100^o - 110^o$ in Tab. 3.3 aufgelistet. Für die dabei vorkommenden Energien liegen die Eindringtiefen in NE102A für Protonen zwischen 1.9 und 8.2 cm, für Deuteronen zwischen 1.2 und 6.0 cm. Die Berechnung der Eindringtiefen erfolgte mit Angaben des TRIUMF Kinematics Handbook [Gre87].

Die gewählte E–Schichtdicke von 10 cm genügt, um Deuteronen mit Energien bis zu 160 MeV sowie Protonen bis zu 120 MeV zu stoppen. Damit werden alle Protonen und Deuteronen der oben genannten Energien abgestoppt. Alle Protonen, die nicht gestoppt werden, stammen aus anderen Prozessen. So besitzen zum Beispiel Protonen mit Strahlenergien zwischen 100 und 200 MeV nach elastischer Proton–^{12}C–Streuung bei einem Streuwinkel von 38^o noch mehr als 96% der Strahlenergie. Bei einer Strahlenergie von 200 MeV ist es deshalb möglich, daß Protonen mit bis zu 190 MeV Energie detektiert werden.

Teilchensorte	Reaktion	Strahlenergie	Streuwinkel	Energie
Proton	p–d	100 MeV	$70.6^o - 79.3^o$	40.0–47.5 MeV
		200 MeV	$69.5^o - 78.2^o$	79.4–94.5 MeV
Deuteron		100 MeV	$34.7^o - 39.7^o$	52.5–60.0 MeV
		200 MeV	$34.4^o - 39.3^o$	105.5–120.6 MeV
Proton	d–p	100 MeV	$34.4^o - 39.4^o$	52.3–59.8 MeV
		200 MeV	$33.8^o - 38.7^o$	104.9–120.0 MeV
Deuteron		100 MeV	$28.3^o - 29.5^o$	40.2–47.7 MeV
		200 MeV	$28.1^o - 29.4^o$	80.0–95.1 MeV

Tabelle 3.3: Am IBP werden die Detektoren so plaziert, daß die detektierten Teilchen aus Stößen mit einem Center–of–Mass–Winkel von $\Theta_{CM} \approx 100^o - 110^o$ stammen. Aufgelistet sind die minimalen und maximalen Energien und die zugehörigen Streuwinkel, unter denen am IBP Protonen und Deuteronen detektiert werden. Diese Energien sind maßgeblich für die Festlegung der Dicken der ΔE– und E–Szintillator–Schichten.

4. Durchführung der Testmessung

Die zwei Prototypen der Phoswich–Detektoren wurden anhand der elastischen p–d–Reaktion mit einem unpolarisierten Protonenstrahl mit einer Strahlenergie von 178 MeV getestet. Die Testmessung fand im Oktober 1994 am TSL in Uppsala statt.

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Streukammer

Zum Testen der Phoswich–Prototypen wurde uns die Streukammer des IBP am TSL zur Verfügung gestellt (Abb. 4.1). Die Streukammer hatte einen Durchmesser von 70 cm und eine Höhe von 30 cm. An ihrer Oberseite war

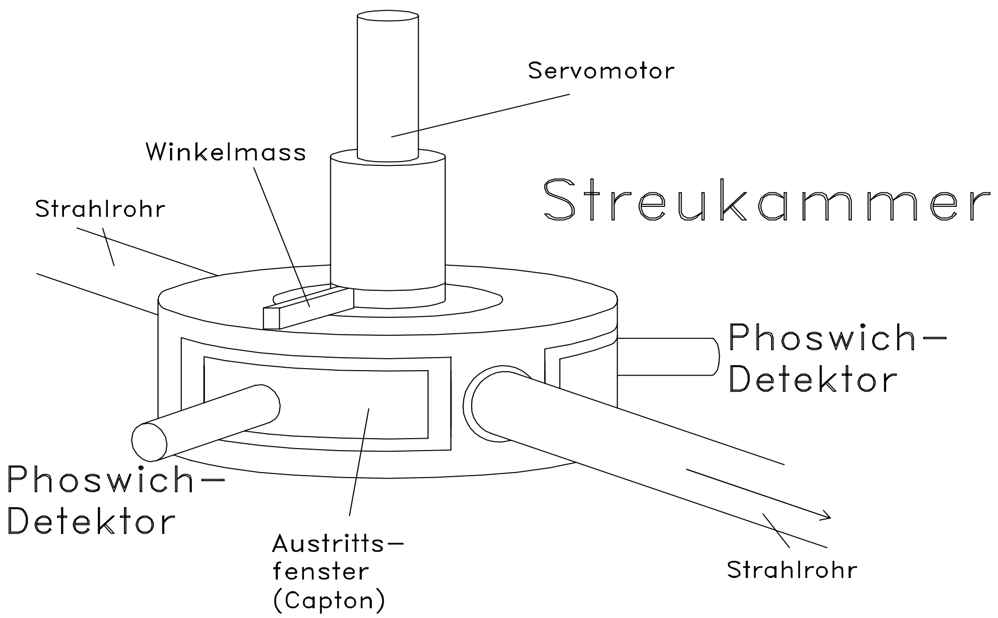


Abbildung 4.1: Schema des experimentellen Aufbaus an der Streukammer des In–Beam–Polarimeters am TSL

ein Servomotor angebracht, mit dem verschiedene Targets, die auf einer Targetleiter montiert waren, "remote" gesteuert in den Teilchenstrahl gefahren werden konnten. Zusätzlich konnte der Motor das Target im Strahl bewegen ("wobbeln"), um Strahlenschäden auf dem Target zu minimieren.

An den Seiten der Kammer befanden sich im Streuwinkelbereich 10^o bis 90^o und -10^o bis -90^o Austrittsfenster aus Kapton–Folie, durch die gestreute Teilchen aus der Kammer austreten konnten. Vor diese Fenster wurden die Phoswich–Detektoren plaziert.

Auf der Oberseite der Streukammer befand sich eine Winkelskala, mit deren Hilfe die Detektoren positioniert und auf das Target im Zentrum der Streukammer ausgerichtet wurden. Der Streuwinkel wurde relativ zur Strahlachse (0^o) gemessen.

4.1.2 Positionierung der Detektoren

Die Phoswich–Detektoren waren in der Höhe der Kapton–Fenster auf Ständern befestigt, die relativ zur Streukammer rotiert werden konnten. Der Abstand zwischen dem Target und der Frontfläche der Detektoren betrug 40.5 ± 0.5 cm. Die Genauigkeit in der Winkeleinstellung war besser als $\pm 0.5^o$. In dieser Anordnung deckten die Detektoren einen Streuwinkelbereich von $\pm 5.6^o$ oder äquivalent einen Raumwinkel von 30.6 ± 0.76 msr ab.

Durch die Anordnung Strahlrohr–Target–Detektor war die Streuebene parallel zum Hallenboden (horizontal) definiert. In Strahlrichtung gesehen, befand sich der Phoswich–Detektor mit der ΔE–Schichtdicke von 6 mm auf der rechten Seite und der mit 8 mm auf der linken Seite der Streukammer (Abb. 4.1, 4.2).

Die Prototypen wurden in zwei verschiedenen Aufstellungen getestet. Die erste Aufstellung (symmetrische Detektor–Aufstellung) wurde so gewählt, daß in beiden Detektoren sowohl Protonen als auch Deuteronen detektiert wurden. Dies ist möglich für einen Laborwinkel $\Theta_{Lab}(p,d) = 51.2^o$, entsprechend einem Center–of–Mass–Winkel von 76.4^o, für den das gestreute Proton und das Rückstoß–(Target–)Deuteron symmetrisch zur Strahlachse auseinanderfliegen. Der simultane Nachweis von Protonen und Deuteronen in jedem der beiden Detektoren erlaubte eine Überprüfung der Teilchenidentifikation (s. Tab. 4.1, oben, Abb. 4.2).

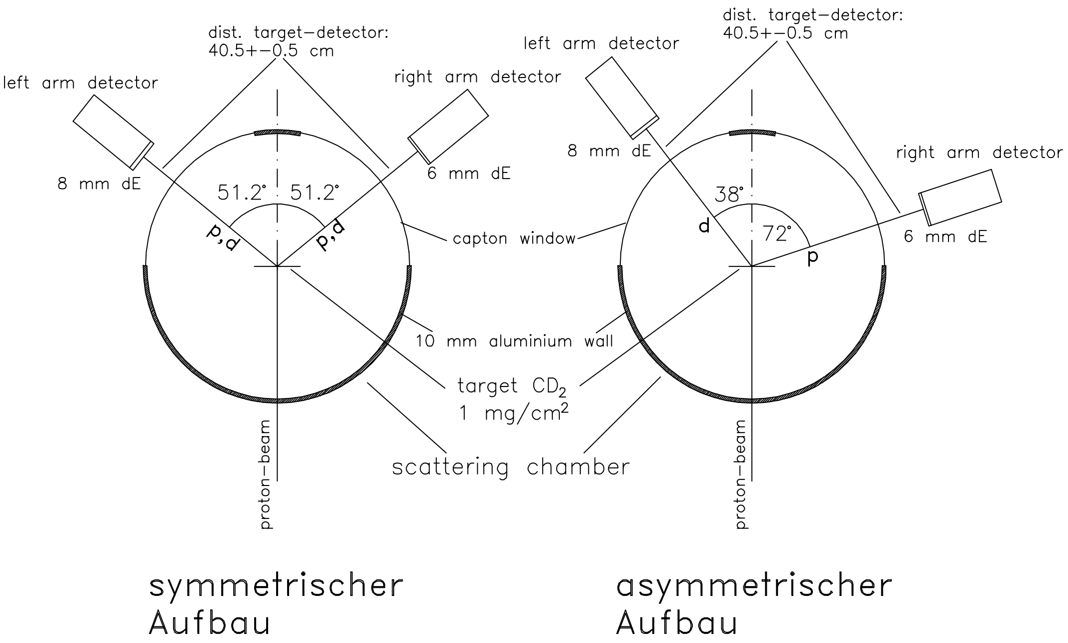


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des symmetrischen bzw. asymmetrischen Aufbaus der Detektoren an der Streukammer

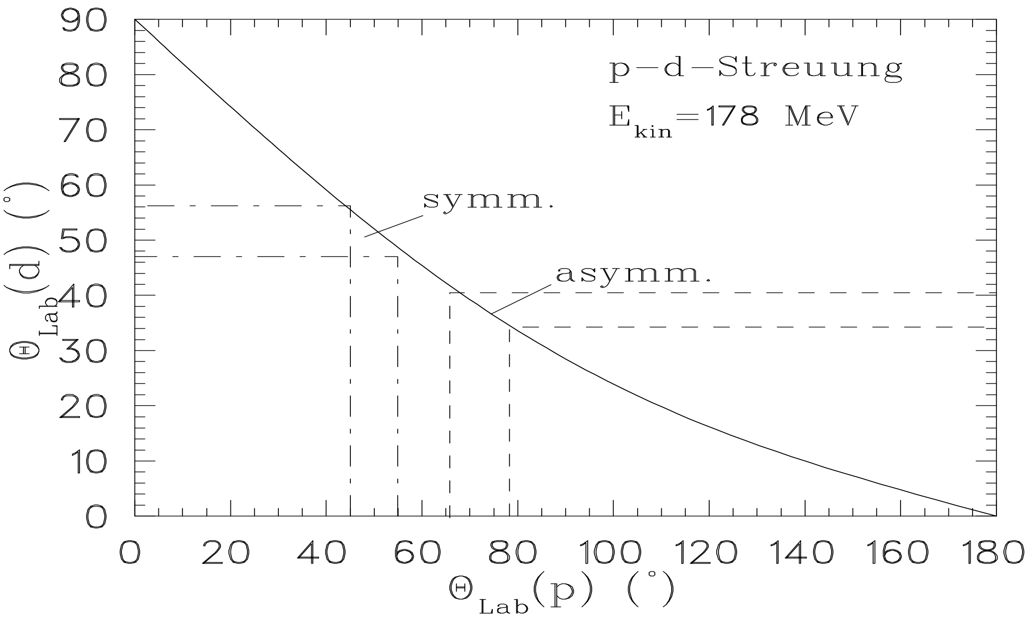


Abbildung 4.3: Korrelation von Protonen– und Deuteronen–Austrittswinkel aus der elastischen p–d–Streuung bei 178 MeV Einschußenergie. Dazu sind schematisch die Winkelbereiche der symmetrischen und asymmetrischen Detektoraufstellung dargestellt (s. Tab. 4.1).

Symmetrische Aufstellung

	Protonen		Deuteronen	
θ_{CM}	θ_{LAB}	E_{kin}	θ_{LAB}	E_{kin}
67.85	45.00	128.23	55.52	49.77
69.24	46.00	126.42	54.82	51.58
70.63	47.00	124.60	54.12	53.40
72.02	48.00	122.77	53.42	55.23
73.39	49.00	120.94	52.73	57.06
74.76	50.00	119.11	52.04	58.89
76.12	51.00	117.28	51.36	60.72
76.39	**51.20**	**116.91**	**51.22**	**61.09**
77.47	52.00	115.44	50.68	62.56
78.81	53.00	113.61	50.01	64.39
80.15	54.00	111.78	49.34	66.22
81.48	55.00	109.95	48.67	68.05
82.80	56.00	108.13	48.01	69.87
84.11	57.00	106.31	47.35	71.69

Asymmetrische Aufstellung

	Protonen		Deuteronen	
θ_{CM}	θ_{LAB}	E_{kin}	θ_{LAB}	E_{kin}
95.51	66.00	90.44	41.65	87.56
96.73	67.00	88.75	41.04	89.25
97.94	68.00	87.08	40.44	90.92
99.14	69.00	85.42	39.84	92.58
100.33	70.00	83.78	39.25	94.22
101.51	71.00	82.17	38.66	95.83
102.68	**72.00**	**80.57**	**38.08**	**97.43**
103.84	73.00	78.99	37.50	99.01
104.99	74.00	77.44	36.93	100.56
106.13	75.00	75.91	36.36	102.09
107.27	76.00	74.40	35.80	103.60
108.39	77.00	72.91	35.24	105.09
109.50	78.00	71.44	34.69	106.56

Tabelle 4.1: Austrittswinkel und –energien von Protonen und Deuteronen bei der elastischen Proton–Deuteron–Streuung, gerechnet mit KIN2BODY (s. Abb. 4.3). Die Energie des Protonenstrahls beträgt 178 MeV. Aufgelistet ist der kinematische Akzeptanzbereich der Detektoren in der symmetrischen Detektor–Aufstellung (oben) und der asymmetrischen Detektor–Aufstellung (Bereich maximaler Analysierstärke, unten).

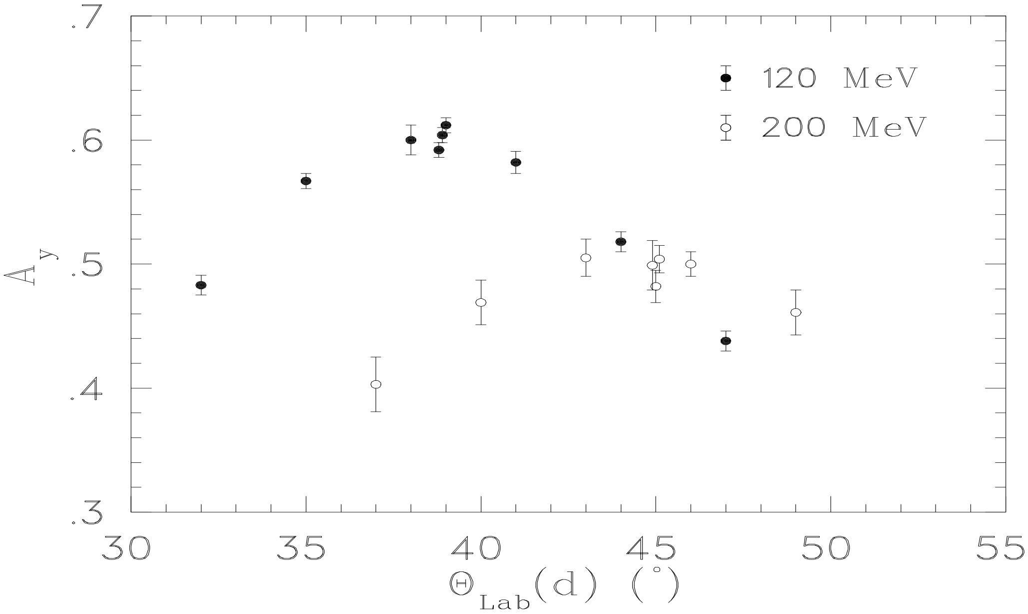


Abbildung 4.4: Analysierstärke A_y für die p–d–Reaktion bei Protonenenergien von 120 und 200 MeV als Funktion des Nachweiswinkels des Rückstoß–Deuterons [Wel93]

In der zweiten Aufstellung (asymmetrische Detektor–Aufstellung) wurden die Detektoren unter den Winkeln getestet, unter denen sie im KVI–IBP eingesetzt werden. Die Winkel wurden hierbei unter dem Aspekt maximaler Analysierstärke festgelegt. Für die elastische p–d–Streuung ist für eine Einschußenergie von 120 MeV und 200 MeV die Analysierstärke in Abb. 4.4 dargestellt. Die Winkel wurden zu 72^o im Protonen–Arm (ΔE=6 mm) und zu 38^o im Deuteronen–Arm (ΔE=8 mm) eingestellt (s. Tabelle 4.1 unten, Abb. 4.2).

Die Untersuchungen zum Trennvermögen der Detektoren bezüglich Protonen und Deuteronen (Kap. 5.3) beruhten auf dieser zweiten Einstellung. Weil vom Detektor im Protonen–Arm zu wenige und zu niederenergetische Deuteronen detektiert wurden, konnte sie nur für den Detektor im Deuteronen–Arm (ΔE=8 mm) durchgeführt werden. Zur Untersuchung des Trennvermögens des zweiten Prototyps hätten die Detektoren ausgetauscht werden müssen. Dazu reichte die Meßzeit nicht aus.

Hochspannung	Höhe des Ausgangssignals	
	linker Detektor (ΔE = 8 mm)	rechter Detektor (ΔE = 6 mm)
1000 V	0,6–0,8 V	0,6 V
1050 V	1,1 V	1,0–1,1 V
1100 V	1,6 V	1,6 V
1150 V	2,4 V	

Tabelle 4.2: Abhängigkeit der Ausgangssignale beider Detektoren von der Versorgungsspannung

4.2 Durchführung des Experiments

Der für die Testmessung benutzte Teilchenstrahl war ein unpolarisierter Protonenstrahl mit einer Strahlenergie $E_0 = 178$ MeV, der auf einem Leuchttarget einen Fleck mit einem Durchmesser von etwa 1 cm erzeugte. Das Target war ein CD_2–Target mit einer Massenbelegung von 1 mg/cm^2.

Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier wurde zu Beginn des Experiments so eingestellt, daß die Signalhöhen der Photomultiplier den Digitalisierungsbereich der ADC's nicht überschritten. Die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Versorgungsspannung der Photomultiplier ist in Tab. 4.2 angegeben.

In der ersten Aufstellung wurden drei Runs aufgezeichnet, in der zweiten Aufstellung wurden elf Runs aufgenommen, vorwiegend mit einstündiger Meßdauer. Eine detaillierte Auflistung der experimentellen Einstellungen in allen Runs erfolgt in Tab. 4.5.

Der Strahl wurde in einem Faraday–Cup nach dem IBP gestoppt, jedoch bestand keine Möglichkeit, den Strom aufzuintegrieren oder zu protokollieren. Die zitierten Strahlstromwerte wurden zu Beginn eines Runs im Kontrollraum des Beschleunigers erfragt. Da die Bestimmung des Strahlstroms vor der in den Experimenten genutzten Strahlführung stattfand und keine Bestimmung der zeitlichen Stabilität oder des Transmissionsgrades durchgeführt wurde, ist eine Normierung der Daten nicht möglich. So ergibt sich z. B. für eine im Experiment gemessene koinzidente Zählrate von 12/s bei einem Strahlstrom von 10 nA ein differentieller Wirkungsquerschnitt von ca. 0.05 mb/sr. Dabei wurde berücksichtigt, daß nur etwa 55% aller Events aus der elastischen p–d–Reaktion stammten (s. Kap. 3.2). Zu erwarten wäre ein differentieller Wirkungsquerschnitt von etwa 1 mb/sr [Wer93a]. Dieser zweite Wert wird auch in Kap. 5.4.3 zur Abschätzung von Meßdauern verwandt.

4.3 Elektronik

Die Signale der Phoswich–Detektoren sind eine Überlagerung von Signalen unterschiedlicher Höhe und Abklingzeit (s. Abb. 4.5). Die Aufgabe der Elektronik war es, die Teilsignale voneinander zu trennen, zu digitalisieren und einer Auswertung zugänglich zu machen. Zusätzlich mußte die Trigger–Elektronik Untergrundereignisse wirksam unterdrücken (s. Kap. 4.3.3).

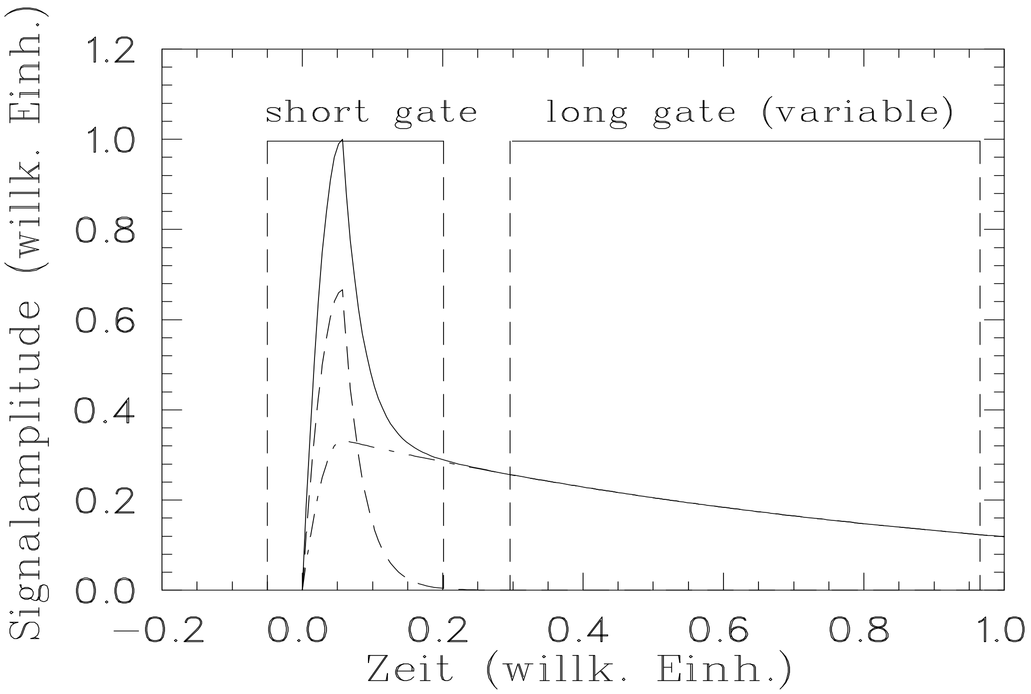


Abbildung 4.5: Das Signal (schematisch) eines Phoswich–Detektors und seine Teilkomponenten, zusätzlich das “short gate” und das variable “long gate”.

4.3.1 Arbeitsprinzipien

Drei Arbeitsprinzipien bestimmten den Aufbau der Elektronik. Diese waren die Koinzidenzmessung, die Messung von Flugzeitdifferenzen (ΔTOF) zwischen linkem und rechtem Detektor sowie die Trennung der Signalkomponenten im Signal der Phoswich–Detektoren.

1. *Koinzidenzmessung*
   Als koinzident wurden Ereignisse bezeichnet, bei denen jeder Detektor innerhalb der Koinzidenz–Auflösung von 20 ns ein Teilchen nachgewiesen hat.

2. *Flugzeit–Messung*
   Die Koinzidenzmessung kann Untergrundereignisse, bei denen koinzident in beiden Detektoren Teilchen detektiert werden (z. B. ^{12}C(p,2p)), nicht unterdrücken. Der Flugzeitunterschied (ΔTOF, time–of–flight) zwischen koinzidenten Teilchen hängt jedoch signifikant von der Art des Streuprozesses ab. Die elastisch gestreuten Protonen und Rückstoß–Deuteronen haben eine feste Flugzeitdifferenz, während sich bei den quasielastischen Untergrundereignissen ein breites ΔTOF–Spektrum einstellt. Im Falle der elastisch gestreuten Teilchen beträgt die Flugzeitdifferent bei einem Protonen–Streuwinkel von 72^o und einer Laufstrecke von 40 cm etwa 1.7 ns. Die Ausschließung aller nicht im elastischen Peak des ΔTOF–Spektrums liegenden Events lieferte deshalb einen Beitrag zur Unterdrückung koinzidenter Untergrundereignisse.

3. *Trennung der Teilsignale*
   Neben der Unterdrückung von Untergrundereignissen (Punkt 1. und 2.) war die Trennung der Teilsignale (ΔE, E, s. Abb. 4.5) aus den Phoswich–Detektoren die zweite Aufgabe der Elektronik. Die Teilsignale beinhalten die ΔE/E–Information, die zur Teilchenidentifikation wichtig ist.

4.3.2 Komponenten

Die Trigger–Elektronik wurde auf NIM–Einheiten basierend aufgebaut. Die Wandlereinheiten (TDC und ADC) waren CAMAC–Einheiten. Für die Aus-

Funktion	Typ	Kanäle pro Modul
High–Voltage–Supply (HVS)	LeCroy HV4032A	32
CAMAC–Einheiten		
ADC	2× LeCroy 2249A	12
	2× LeCroy 2249W	12
TDC	LeCroy 2228A	8
CAMAC–Controller	CES CCA2 2111	
DATAbus–interface	LeCroy 4299	
NIM–Einheiten		
Constant Fraction Discriminator (CFD)	TENNELEC TC455	4
logic delay units	3× ORTEC DV8000 (10-60 ns)	8
linear delays (cable)	2× ORTEC DL6001	1
Gate–Delay–Generator	ORTEC 416A	1
linear Fan–In–Fan–Out (lin. FIFO)	LeCroy 428F	4
logic Fan–In–Fan–Out (log. FIFO)	2× LeCroy 429A	4
Coincidence–Unit (CU)	2× LeCroy 622	4
Coincidence–Unit	2× LeCroy 465	3

Tabelle 4.3: Auflistung der verwendeten Elektronik–Komponenten

lese der ADC's und TDC's wurde das am TSL vorhandene Auslesesystem benutzt. Eine auf CAMAC–Einheiten basierende Trigger–Elektronik wurde nicht benutzt, da zu ihrer Programmierung die Zeit nicht reichte und alle Analogsignale über laufzeitnormierte Kabel im Kontrollraum zur Verfügung standen.

Die Einheiten, die Verwendung fanden, sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Funktionsweise der Komponenten:

- *ADC:* Analog–to–Digital–Converter. Die ADC's der LeCroy 2249–Reihe integrieren die Ladung eines analogen Signals während der Länge eines Gate–Signals auf und digitalisieren die aufintegrierte Ladung. Das Gate startet außerdem den Digitalisierungsprozeß. Die Konversionszeit beträgt für die ADC's des 2249A–Typs 60 μs, für den

2249W–Typ 106 μs [LeC94].

- *TDC:* Time–to–Digital–Converter. Der TDC digitalisiert die Zeit zwischen einem Start– und einem Stop–Puls. Der Start–Puls startet die Digitalisierung. Die Zeitauflösung des LeCroy 2228A–TDC ist 50 ps pro Kanal. Die Konversionszeit beträgt 100 μs [LeC94].

- *CFD:* Constant Fraction Discriminator. Der CFD invertiert und verzögert ein analoges Signal und addiert es zum Ursprungssignal. Der Nulldurchgang des zusammengesetzten Signals, auf den der CFD triggert, ist von der Höhe des Ursprungssignals unabhängig. CFD's werden deshalb bei Anwendungen eingesetzt, bei denen ein genaues Timing wichtig ist.

- *DGG:* Delay & Gate Generator. Nach Ankunft eines Signals geben DGG's Gates aus, deren Verzögerung und Breite einstellbar sind.

- *FIFO:* Fan–In–Fan–Out. Die verwendeten FIFO's haben je vier Eingänge und Ausgänge. Mit ihnen können (logische bzw. analoge) Signale vervielfältigt und/oder zusammengeführt werden.

- *CU:* Coincidence Unit. CU's vollziehen logische Operationen. Die LeCroy 465–Einheiten besitzen einen VETO–Eingang und dienen als Schalter für den Signalfluß. Vier der LeCroy 622–Einheiten dienen zur Erzeugung von "short gates" und "long gates". Eine zentrale LeCroy 622–Einheit führt ein logisches UND (zentrale Koinzidenz) zwischen den Signalen beider Detektoren aus.

4.3.3 Arbeitsweise

Abbildung 4.6 zeigt das Schema der bei der Testmessung verwendeten Elektronik. Da das Timing von "short gate" und "long gate" für beide Detektoren einzeln an die analogen Signale angeglichen werden mußte (s. Abb. 4.5), mußten für die Gates vier Signalwege aufgebaut werden.

Die Arbeitsweise der Elektronik, gegliedert nach ADC–Sektion, TDC–Sektion und Koinzidenz–Sektion, wird im Folgenden erläutert.

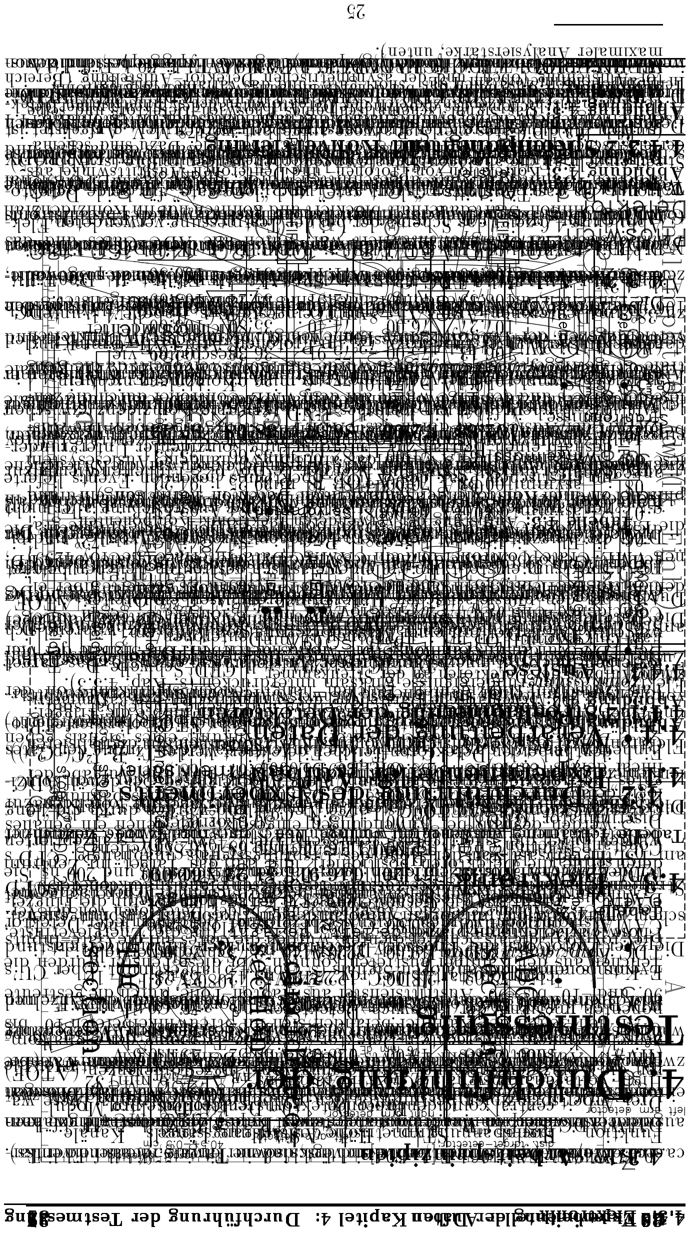


Abbildung 4.6: Schema der bei der Testmessung verwendeten Elektronik

ADC–Sektion:
In der ADC–Sektion wurden die vier "short" und "long gates" auf die analogen Signale abgestimmt. Dafür mußte das Signal des CFD aufgeteilt werden. Auf beiden Wegen wurden die Signale auf ein Delay und eine CU (LeCroy 622) geführt, die zusammen wie ein DGG arbeiteten. Verzögerung und Breite des CU–Gates waren einstellbar und wurden auf die ΔE– und E–Komponenten des analogen Signals (s. Abb. 4.5) abgestimmt. Über CU's (LeCroy 465), die als Schalter dienten, wurden die Gates auf die Gate–Inputs der ADC's geführt.

Die 2249A–ADC's akzeptierten Gate–Längen zwischen 10 und 200 ns. Sie wurden durch die "short gates" getriggert. Die 2249W–ADC's akzeptierten Gates zwischen 30 ns und 10 μs Länge [LeC94] und wurden durch die "long gates" getriggert. Es wurde an jedem ADC–Modul nur eine der zwölf ADC–Einheiten benutzt, da das Gate für alle Einheiten galt, das Timing der Gates aber unabhängig sein mußte.

Zeitmessung:
Der TDC wurde im Common–Start–Modus betrieben. Die Signale der beiden CFD's wurden mit einem FIFO zusammengeführt, verzögert und über eine Schalter–CU (LeCroy 465) auf den Common–Start–Eingang des TDC geführt. Gestoppt wurde die Zeitmessung durch die Stop–Signale vom CFD, die so verzögert wurden, daß sie nach dem Common–Start eintrafen. Die Konversion der Zeit wurde vom ersten einlaufenden Signal gestartet und in zwei Kanälen von Stop–Signalen beendet.

Koinzidenzeinheit und VETO's:
Zur Koinzidenzmessung wurden die Signale beider CFD's auf eine zentrale CU (LeCroy 622) geführt. Sie gab ein Signal aus, wenn die CFD–Signale überlappten, und das Ausgangssignal wurde vervielfacht. In fünf Kanälen wurde das invertierte Signal als VETO auf die Schalter–CU's der ADC–Gate–Kanäle und des TDC–Common–Start–Kanals geführt.

Da das VETO–Signal invertiert war, waren alle ADC–Gates und das TDC–Common–Start dauerhaft blockiert und konnten nur im Koinzidenzfall arbeiten. Damit kein Gate abgeschnitten wurde, mußte das VETO–Signal als erstes beginnen und als letztes aufhören. Deshalb war es das längste und das einzige nicht verzögerte Signal. Die genaue Gatestruktur ist in Tab. 4.4 aufgelistet.

Signal	Start	Länge
central coincidence	0 ns	450 ns
analog signals	$\approx$ 20 ns	
short gates	$\approx$ 14 ns	25 ns
long gates (bis Run04)	$\approx$ 14 ns	350 ns
long gates (ab Run05)	$\approx$ 32 ns	350 ns
common start TDC	$\approx$ 92 ns	25 ns
stop 1 TDC	$\approx$ 140 ns	25 ns
stop 2 TDC	$\approx$ 143 ns	28 ns
trigger Auslese	$\approx$ 120 μs	$\approx$ 100 ns

Tabelle 4.4: Timing und Länge der wichtigen Gates eines Signalzweigs. Zeitnullpunkt ist der Anfang des VETO–Gates. Zur Nomenklatur der Runs s. Kap. 4.4.2

4.4 Verarbeitung der Daten

4.4.1 Auslese

Die Datenerfassung am TSL erfolgte mit einer VAX3100 mit dem unter dem VMS–Betriebssystem laufenden VALET–System. Es steuerte über einen VME–Crate–Controller und ein CAMAC Data–Interface (LeCroy 4299) die Einheiten im CAMAC–Crate. Dazu bot das VALET–System eine graphische on–line–Kontrolle der einlaufenden Daten in Form von ein– und zweidimensionalen Histogrammen.

Die Art der Auslese war durch das VALET–System vorgegeben. Die Auslese der ADC's und des TDC wurde auf dem VME–Controller durch die zentrale CU getriggert. Das CU–Signal wurde um 120 μs verzögert, da die Konvertierungszeit der LeCroy 2249A–Einheiten 60 μs, der 2249W–Einheiten 106 μs und der 2228A–Einheiten 100 μs betrug [LeC94]. Die Verarbeitungszeit betrug mit der Auslese von vier ADC– und zwei TDC–Kanälen 300 μs. Nach Beendigung der Auslese wurden die ADC's und der TDC durch ein CAMAC–“Clear”–Signal wieder in Bereitschaft gesetzt.

4.4.2 Speicherung und Konvertierung

Die Daten aus den ADC's und dem TDC wurden auf Exabyte–Kassetten im CERN EPIO–Standard [Gro86] gespeichert. Jedes Ereignis bestand aus sechs Werten (ΔE und E rechts und links sowie Timing rechts und links). Die Werte waren im Word–Format (= zwei Bytes) gespeichert. Hinzu kam ein Event–Header. Die Daten wurden in das HBOOK–NTUPLE–Format [Bru94] konvertiert, wobei die Differenz der Flugzeitdaten als siebte Variable in das NTUPLE aufgenommen wurde. Der Vorteil der NTUPLE gegenüber Histogrammen lag in der Bewahrung der Korrelation innerhalb des einzelnen Events (s. auch [Bru94]).

Die Variablennamen sind `de_left`, `de_right` für die Energieverluste, `e_left`, `e_right` für die Gesamtenergie, `t_left`, `t_right` für die Flugzeiten der Teilchen und `dt` für die Flugzeitdifferenz (ΔTOF).

Die Dateien wurden mit `run01.hb4` bis `run14.hb4` bezeichnet (s. Tab. 4.5). Die Nomenklatur Run01 bis Run14 wird im folgenden zur Kennzeichnung der Runs beibehalten.

Run#.	Aufstlg.	Strom	#Evts	Meßdauer	Bemerkungen
01	symm.	5 nA	15683	25 min	Testmessung, Versorgungsspannung 1080 V, CFD–Schwelle verstellt, "long gate" und "short gate" gleichzeitig
02	symm.	5 nA	49907	≈55 min.	CFD–Schwellen korrigiert
03	symm.	5 nA	78428	62 min.	Versorgungsspannung 1100 V, delay ausgefallen, Zeitmessung teilweise korrumpiert, neue CFD–Schwelle
04	asymm.	3 nA	13545	69 min.	
05	asymm.	10 nA	49195	67 min.	"long gate" gegen "short gate" um 25 ns verschoben
06	asymm.	10 nA	57038	76 min.	
07	asymm.	10 nA	49908	62 min.	
08	asymm.	10 nA	46343	61 min.	
09	asymm.	10 nA	44917	60 min.	
10	asymm.	10 nA	67733	92 min.	
11	asymm.	10 nA	43491	58 min.	
12	asymm.	10 nA	17110	5 min.	Koinzidenz nicht eingeschaltet, viel nichtkoinzidenter Untergrund
13	asymm.	10 nA	53473	72 min.	
14	asymm.	10 nA	4275	6 min.	

Tabelle 4.5: Auflistung der Einstellungen der Runs. "Strom" bezeichnet den Strahlstrom, "#Evts" die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Run.

5. Auswertung und Ergebnisse

Die Prototypen der Phoswich–Detektoren wurden bei der Testmessung am TSL in zwei verschiedenen Aufstellungen eingesetzt. In der Auswertung soll nachgewiesen werden, daß der Einsatz von Phoswich–Detektoren im IBP möglich und sinnvoll ist.

5.1 Ziel der Auswertung

Das ursprüngliche Datenformat wurde in das HBOOK–NTUPLE–Format konvertiert. Die Datenauswertung geschah mit Hilfe des Programms PAW[1] [Bru93], das die HBOOK–NTUPLE verarbeitete. PAW ermöglicht u. a. die graphische Ausgabe von ein– und mehrdimensionalen Spektren und Scatter–Plots, die Auswahl von Ereignissen (Cuts), Anwendung von Fit–Funktionen und Angaben zur Statistik.

In der Auswertung werden folgende Punkte untersucht:

1. Identifizierung von Protonen und Deuteronen,
2. Energiekalibrierung,
3. Trennung von Protonen und Deuteronen im ΔE–Bereich,
4. Massenauflösung,
5. Auswirkung von Cuts auf das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis,
6. Abschätzung von Meßdauern für eine Strahlpolarisationsmessung.

Bei der Identifizierung von Protonen und Deuteronen wird gezeigt, daß in den ΔE/E–Spektren für die symmetrische und für die asymmetrische Detektor–Aufstellung die zu erwartenden elastischen Peaks vorhanden sind

[1] PAW: Physics Analysis Workstation

und sie mit den elastisch gestreuten Protonen bzw. Deuteronen identifiziert werden können. Die Energiekalibration, die Untersuchung der Trennung von Protonen und Deuteronen und der Trennschärfe sowie der Auswirkung von Cuts auf das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis geschieht anhand der Daten aus der asymmetrischen Detektor–Aufstellung für die Runs 05 und 10. Die Untersuchung zur Trennung und Trennschärfe wird allerdings nur für den linken Detektor (Deuteronen–Arm) vorgenommen, da die Anzahl der Deuteronen beim rechten Detektor (Protonen–Arm, Streuwinkel 72^o) zu gering ist (wenige hundert Events), um eine befriedigende Bestimmung der Trennschärfe zuzulassen, und die kinetische Energie der Deuteronen im Protonen–Arm 50 MeV nicht übersteigt.

5.1.1 Strukturen in den ΔE/E–Spektren

In den ΔE/E–Spektren sind außer den Protonen– und Deuteronenpeaks noch andere Strukturen zu sehen. Sie sind u. a. in Abb. 5.1 (Run05, untere Plots) zu erkennen.

Bei kleiner Energie ist eine näherungsweise linear ansteigende Linie (Null–Linie) zu sehen. In ihr liegen niederenergetische Protonen und Deuteronen, die im ΔE–Szintillator gestoppt wurden und keine Energie im E–Szintillator deponiert haben. In den Protonen– und Deuteronenästen liegen vor allem Teilchen aus quasielastischen Stoßprozessen (^{12}C(p,2p)).

Im linken Spektrum von Run05 (Abb. 5.1, unten links, sowie vergrößert in Abb. 5.2) ist zu sehen, daß hochenergetische Protonen in der E–Schicht des Szintillators nicht vollständig gestoppt wurden. Der linke Detektor, als Deuteronen–Arm ausgewählt, steht unter 38 ± 5.6^o zur Strahlachse. Elastisch an Deuteronen gestreute Protonen, die in diesem Winkelbereich detektiert werden, haben eine kinetische Energie von 130 bis 150 MeV und deponieren nur einen Teil ihrer Gesamtenergie im Detektor (s. Kap. 3.4). Die höchstenergetischen Protonen haben Energien von 171 MeV und stammen aus der elastischen p–^{12}C–Reaktion. Nach Gl. (3.1) nimmt der differentielle Energieverlust dE/dx mit steigender Teilchenenergie ab. Mit steigender Protonenenergie knickt der Protonenast ab und bewegt sich auf kleinere ΔE– und E–Werte zu.

Auffällig ist, daß einige Ereignisse (Events) außerhalb der Hauptäste bei kleineren Gesamtenergien liegen. Diese Events haben den ΔE–Szintillator

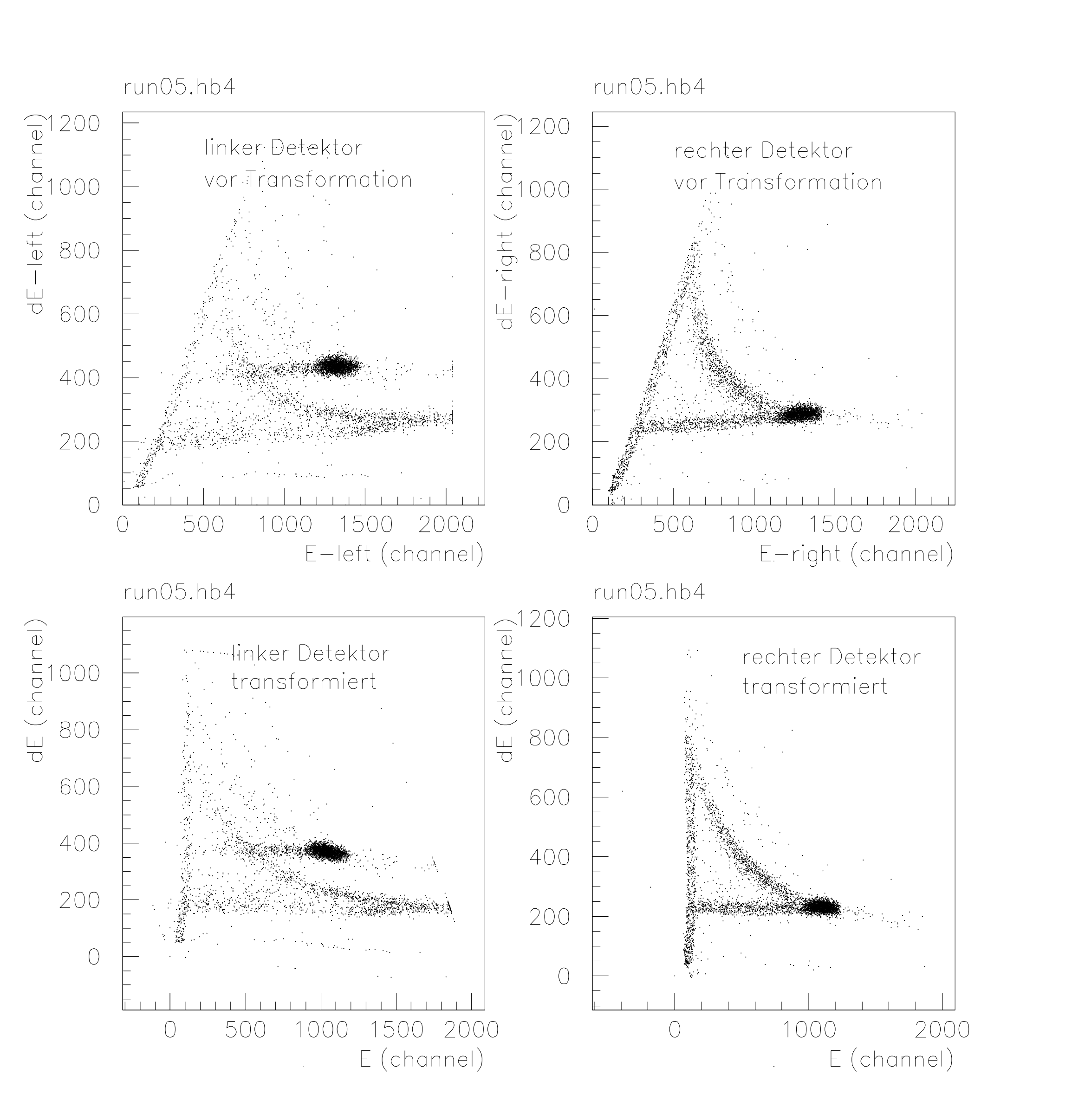


Abbildung 5.1: ΔE/E–Spektren für den linken und rechten Detektor in Run05 (asymmetrische Aufstellung der Detektoren). Die oberen beiden Bilder zeigen die untransformierten Spektren. Dabei bezeichnen dE und E die aus den ADC's ausgelesenen Werte für ΔE– und E–Signal, bei denen die ΔE– und E–Signalkomponenten sich überlagern. Aufgrund dieser Überlagerung sind die ΔE/E–Spektren verzerrt. Die unteren beiden Bilder zeigen das Ergebnis der Transformation (s. Kap. 5.2.1). Hier bedeutet dE den Energieverlust im ΔE–Szintillator, E den Energieverlust im E–Szintillator. Es sind jeweils 5000 Events dargestellt.

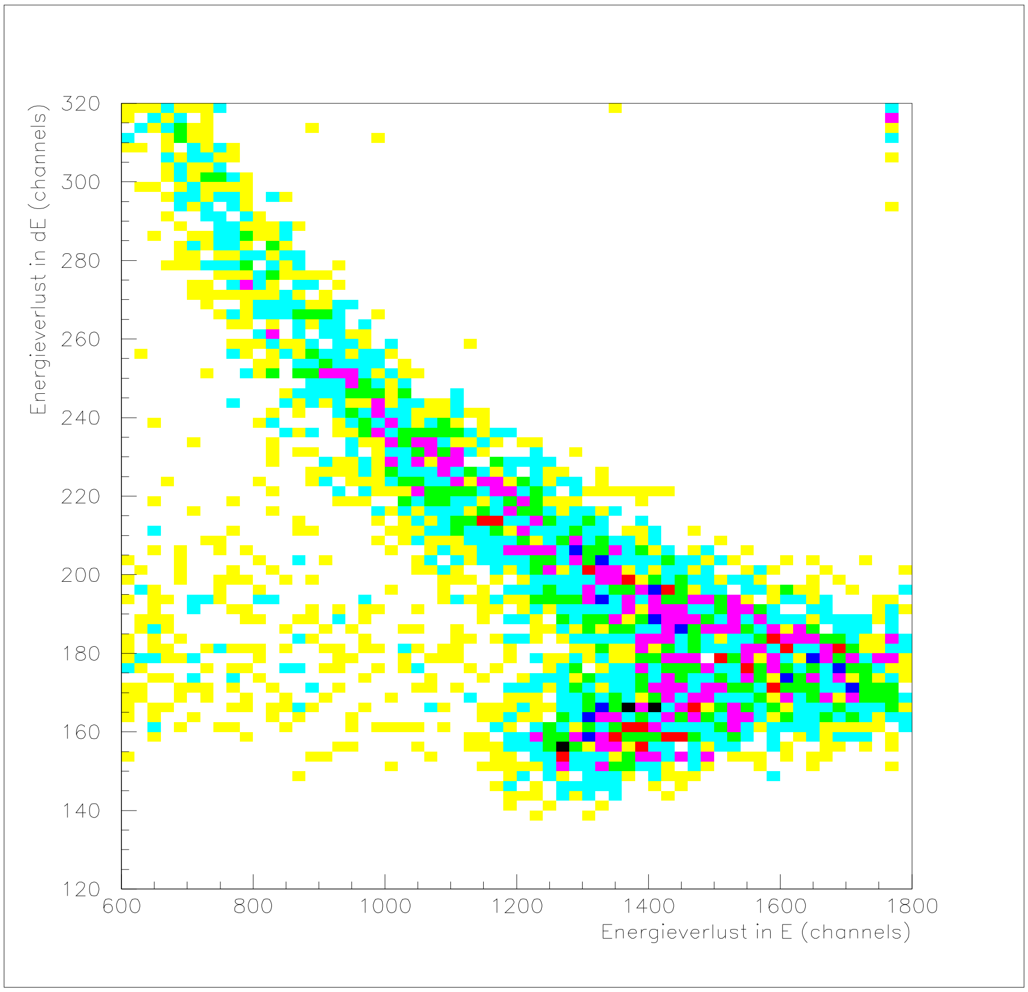


Abbildung 5.2: Ausschnittsvergrößerung aus Abb. 5.5 (Run05, linker Detektor). Anders als in den Scatter–Diagrammen repräsentieren hier die Graustufen die Dichte der Event–Punkte. Helle Felder symbolisieren eine niedrige, dunkle eine hohe Eventdichte. Dargestellt ist der Bereich des Umknickpunktes des Protonenastes. In dieser Darstellung wird deutlich, wo der umgeknickte Protonen–Ast endet und wo der Reaction Tail der hochenergetischen Protonen liegt. Die höchstenergetischen Protonen stammen aus der elastischen p–^{12}C–Reaktion und haben eine kinetische Energie von 171 MeV.

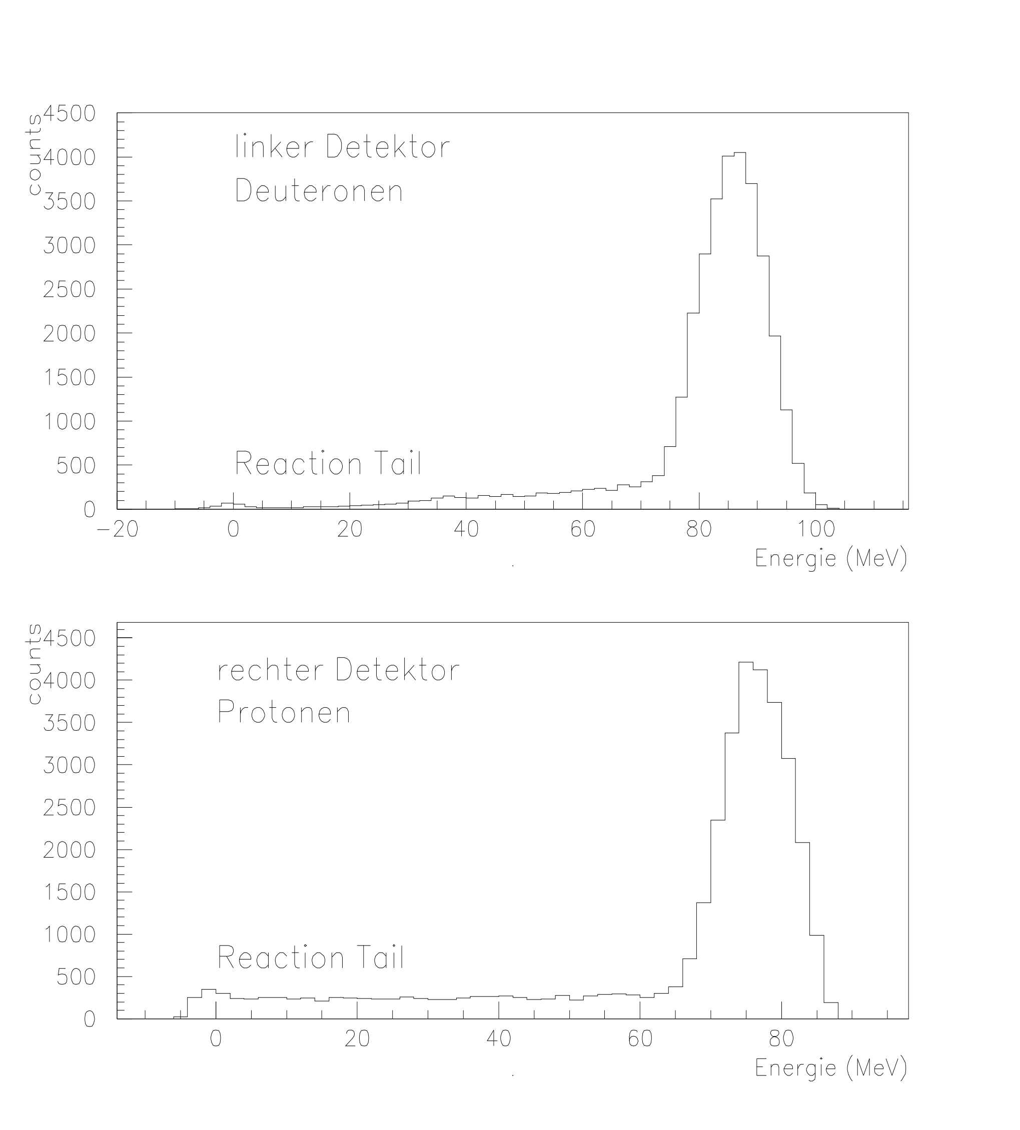


Abbildung 5.3: Elastische Protonen– und Deuteronenpeaks mit Reaction Tail für Run10. Die Reaction Tails beinhalten ca. 10% aller Deuteronen und ca. 25% aller Protonen aus den elastischen Stößen.

durchquert und in ihm den normalen Energieverlust erlitten, sind jedoch aus dem E–Szintillator herausgestreut worden und haben nur einen Teil ihrer Energie im E–Szintillator deponiert. Dies passierte hauptsächlich für Teilchen, die am Rand des Detektors eingetreten sind und durch Kleinwinkelstreuung aus dem Szintillator herausgestreut wurden. Dieser Effekt wird "Reaction Tail" genannt.

Den Reaction Tail gibt nicht nur bei den elastischen Peaks, besonders gut sichtbar ist er aber als "Schatten" der Protonen– bzw. Deuteronen–Peaks. Daß die Events im Reaction Tail der elastischen Peaks aus den elastischen p–d–Stößen stammen, wird daran deutlich, daß sie im ΔTOF–Spektrum im elastischen Peak liegen (s. Abb. 5.11). Den gleichen Effekt gibt es im ΔE–Szintillator. Das wird dadurch deutlich, daß sich der Reaction Tail in dem senkrecht absteigenden Ast niederenergetischer Teilchen fortsetzt. Der Anteil der Reaction Tails an der Gesamtzahl der elastischen Events ist für Deuteronen 13.4$\pm$0.4% und für Protonen 25.4$\pm$0.3% (Abb. 5.3). Nicht darin aufgenommen sind die Events des Reaction Tails, deren Signale so klein waren, daß sie unter der Schwelle der Diskriminatoren lagen. Da die Genauigkeit der Polarisationsmessung vom Reaction Tail abhängt, wäre eine Simulation und eine genaue Messung des Reaction Tails notwendig.

5.2 Teilchenidentifikation

5.2.1 Entkopplung der Teilsignale

Zur besseren Identifizierung und Interpretation wurde eine Energie–Kalibrierung der ΔE/E–Spektren durchgeführt. Aufgrund der Struktur der Phoswich–Signale und der Auslese (s. Kap. 3.1.1) sind die Informationen über die Energiedeposition der Teilchen in der ΔE– und E–Szintillatorschicht nicht entkoppelt (s. Abb. 5.1 oben). Es ist zu sehen, daß die Null–Linie (mit E=0 MeV) schräg verläuft, ebenso wie die Reaction Tails der elastischen Peaks, bei denen die in ihnen liegenden Teilchen in den ΔE–Zählern alle den gleichen Energieverlust erlitten haben.

Vor der Energie–Kalibrierung mußten also die ΔE/E–Spektren transformiert werden mit dem Ziel, die Informationen über die Energieverluste in den verschiedenen Szintillatorschichten zu entkoppeln. Die Transformation mußte bewirken, daß die Null–Linie parallel zur y–Achse, die Reaction Tails

Run	a_1	a_2	a_3	a_4
02	0.24	1.13	0.09	1.75
03	0.06	1.4	0.075	1.37
04	0.06	1.4	0.07	1.37
05	0.045	0.65	0.044	0.65
06–09	0.05	0.65	0.042	0.65
10–14	0.05	0.63	0.045	0.6

Tabelle 5.1: Auflistung der linearen Transformationskoeffizienten. a_1 und a_2 sind die Koeffizienten für die ΔE– bzw. E–Achse beim linken Detektor, a_3 und a_4 für die gleichen Koeffizienten beim rechten Detektor. In den ersten Runs wurden noch verschiedene Einstellungen verändert, jedoch ist sichtbar, daß in den späteren Runs ab Run05 die Faktoren konvergieren. Zwischen Run06 und Run14 ändert sich wenig, da alle Einstellungen gleich gelassen wurden. Die Fehler der Koeffizienten sind kleiner als 10%.

der elastischen Peaks parallel zur x–Achse standen.

Für die Transformation wurde folgender Ansatz gemacht:

$$\begin{aligned}
\Delta E^t_{left} &= \Delta E_{left} - a_1 \cdot E_{left} \\
E^t_{left} &= E_{left} - a_2 \cdot \Delta E_{left} \\
\Delta E^t_{right} &= \Delta E_{right} - a_3 \cdot E_{right} \\
E^t_{right} &= E_{right} - a_4 \cdot \Delta E_{right} \qquad (5.1)
\end{aligned}$$

Die Transformationen wurden für den linken (left) und rechten (right) Detektor unabhängig voneinander gemacht, der Index t bezeichnet die Ergebnisse der Transformation. Die Koeffizienten a_1 bis a_4 sind die Anteile der überlagernden Teilkomponenten. Sie sind in Tab. 5.1 aufgelistet. In den ersten Runs sind die Koeffizienten für die ΔE– und E–Achsen noch sehr verschieden, mit der Verbesserung der Einstellungen von Verstärkung, Schwellen und Gates konvergieren sie jedoch. Für die Fehler der Koeffizienten kann nur ein Schätzwert angegeben werden. Da eine Veränderung um 10% bei jedem einzelnen Koeffizienten eine sichtbare Neigung der Linien und Reaction Tails in den ΔE/E–Spektren bewirkte, kann der Fehler als kleiner als 10% angenommen werden. Das Ergebnis der Transformation ist in Abb. 5.1 (untere Plots) dargestellt.

5.2.2 Identifizierung von Protonen und Deuteronen

Die Teilchenidentifikation geschah über einen Analogieschluß, in dem die Erwartungen über die Verteilung der elastischen Peaks in den ΔE/E–Spektren aus Kap. 4.1.2 mit den Messungen verglichen wurden.

Zu erwarten war, daß in den ΔE/E–Spektren beider Detektoren bei symmetrischer Detektor–Aufstellung zwei Äste zu sehen sind, auf denen je ein Peak sitzt. In asymmetrischer Aufstellung durfte dann in dem Spektrum des rechten Detektors (Protonen–Arm) nur noch ein Peak auf dem unteren Ast, in dem Spektrum des linken Detektors (Deuteronen–Arm) nur noch ein Peak auf dem oberen Ast vorhanden sein. Außerdem sollten sich die Peaks in der asymmetrischen Aufstellung gegenüber der symmetrischen Aufstellung im E–Spektrum zu größerer (Deuteronen) bzw. kleinerer (Protonen) Energie hin verschoben haben.

Die Abb. 5.4 zeigt ΔE/E–Spektren von Runs in symmetrischer Aufstellung und Abb. 5.5 ΔE/E–Spektren von Runs in asymmetrischer Detektoraufstellung. In allen Spektren sind ein Protonen– und ein Deuteronen–Ast sichtbar. In der symmetrischen Aufstellung sind zusätzlich Peaks auf beiden Ästen sichtbar und in der asymmetrischen Aufstellung jeweils nur ein Peak an der vorausgesagten Stelle. Dieses entspricht der Erwartung.

Zu beachten ist, daß zwischen den Runs die Verstärkung verändert wurden. Im einzelnen wurde zwischen Run02 und Run03 die Hochspannung der Photomultiplier von 1080 V auf 1100 V erhöht. Zusätzlich wurde eine Splittung (Halbierung) der ΔE–Signale (s. Abb. 4.6) aufgehoben. Dadurch liegen die elastischen Peaks in Run03 im E–Spektrum (Abb. 5.4) bei Kanalzahlen, die größer sind als in Run02. In den ΔE–Spektren ist der Zuwachs noch deutlicher (Faktor 2–3).

Zwischen Run03 und Run04 wurden die Detektoren von der symmetrischen in die asymmetrische Detektor–Aufstellung umgestellt. Zwischen Run04 und Run05 wurde der Anfang des "long gate" gegenüber dem "short gate" um 18 ns verzögert. Zusätzlich wurde die Splittung der E–Signale aufgehoben. Das E–Spektrum streckt sich um einen Faktor, der etwas kleiner ist als zwei (Abb. 5.5). Das liegt daran, daß zwar die Halbierung aufgehoben wurde, jedoch gleichzeitig durch die Verschiebung des "long gate" ein Teil des E–Signals mit großer Amplitude nicht mehr in die Ladungsintegration im ADC einbezogen wurde. Die Splittung der Signale war ursprünglich

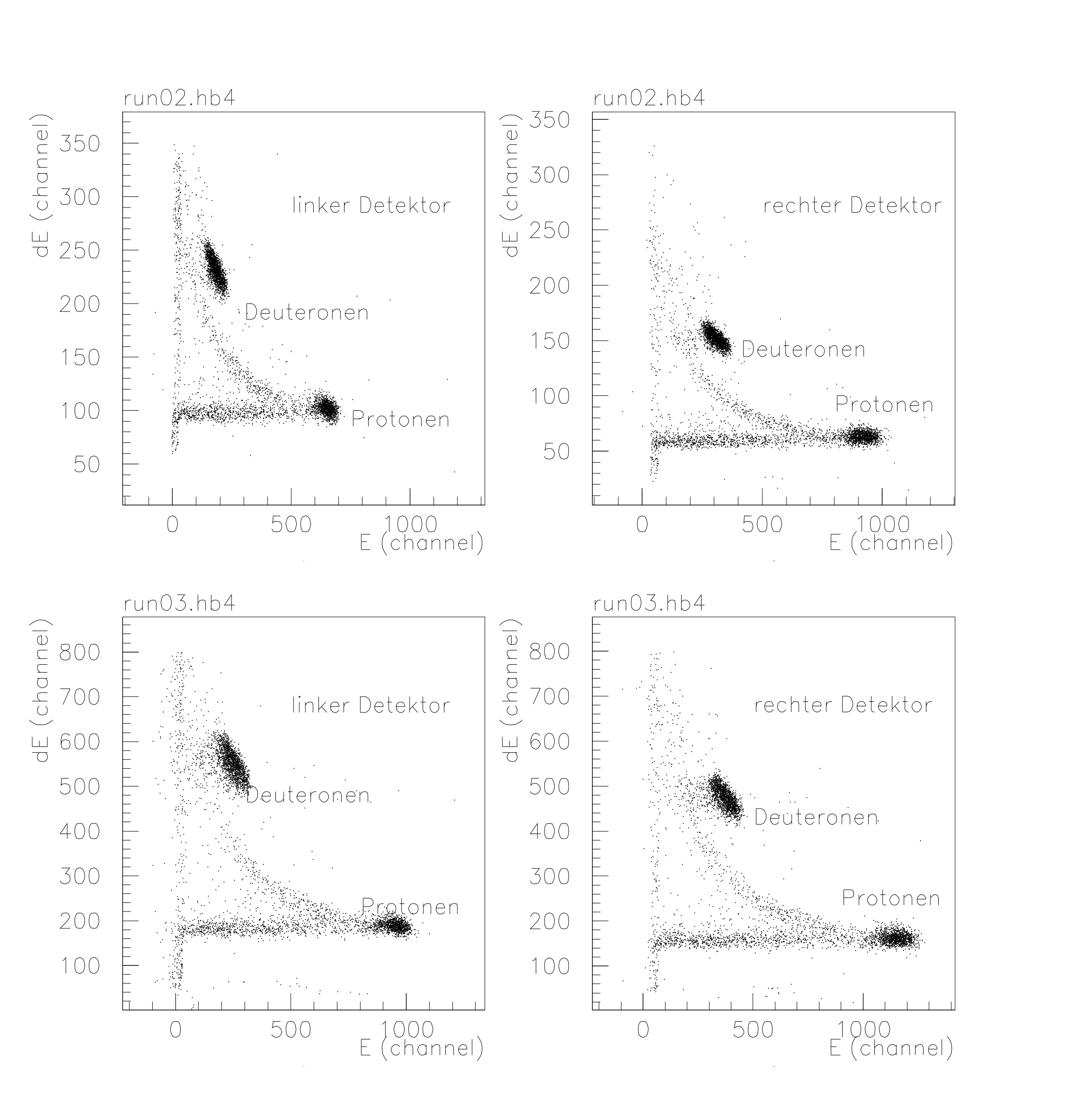


Abbildung 5.4: *SymmetrischeAufstellung* :ΔE/E–Spektren für den linken und rechten Detektor in Run02 und Run03. Aufgetragen ist der Energieverlust im ΔE–Szintillator (dE) gegen den Energieverlust im E–Szintillator (E). Aufgrund der symmetrischen Aufstellung sind die elastischen Peaks sowohl der Protonen als auch der Deuteronen zu sehen. In Run02 beträgt die Versorgungsspannung der Photomultiplier 1080 V, in Run03 1100 V. Die Diskriminator–Schwelle wurde zwischen beiden Runs verändert. Zusätzlich wurde eine Halbierung der Signale im ΔE–Bereich aufgehoben. “Short gate” und “long gate” fangen gleichzeitig an. Es sind jeweils 5000 Events dargestellt.

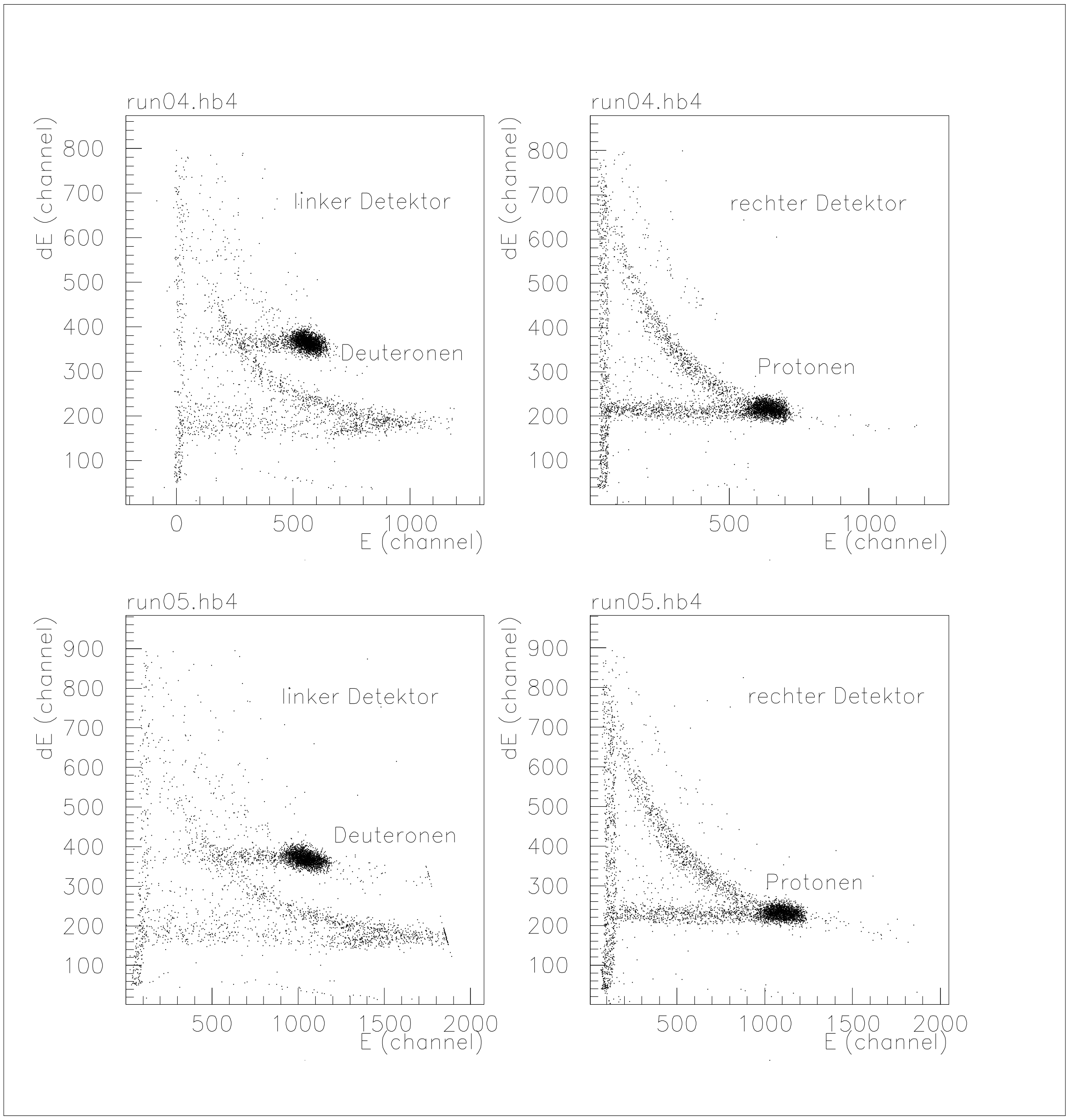


Abbildung 5.5: *Asymmetrische Aufstellung:* ΔE/E–Spektren für den linken und rechten Detektor in Run04 und Run05. Aufgetragen ist der Energieverlust im ΔE–Szintillator (dE) gegen den Energieverlust im E–Szintillator (E). Aufgrund der asymmetrischen Aufstellung der Detektoren ist neben Untergrundereignissen im linken Detektor (Deuteronen–Arm) nur der elastische Deuteronen–Peak, im rechten Detektor (Protonen–Arm) der elastische Protonen–Peak zu sehen. Die Versorgungsspannung der Photomultiplier beträgt 1100 V. "Short gate" und "long gate" fangen in Run04 gleichzeitig an, in Run05 ist das "long gate" um 18 ns gegen das "short gate" verzögert. Zusätzlich wurde eine Halbierung der Signale im E–Bereich aufgehoben. Es sind jeweils 5000 Events dargestellt.

eingesetzt worden, damit die analogen Photomultiplier–Signale den Digitalisierungsbereich der ADC's nicht überschritten. Jedoch zeigte sich, daß auch nach Aufhebung der Splittung der Digitalisierungsbereich nicht überschritten wurde (Abb. 5.4 und 5.5).

In den Runs 06 bis 14 blieben die Einstellungen der Versorgungsspannung, Diskriminator–Schwellen und Gate–Timing gegenüber Run05 unverändert.

5.2.3 Energie–Kalibrierung

Eine Energie–Kalibrierung der ΔE/E–Spektren wurde für Run05 und Run10 (asymmetrische Detektor–Aufstellung) durchgeführt. Die Energien folgender Punkte sind berechenbar:

Für die ΔE–Spektren:
– elastischer Protonen–Peak (rechter Detektor),
– elastischer Deuteronen–Peak (linker Detektor),
– Anfänge des Protonen–Astes und des Deuteronen–Astes (beide Detektoren);

für die E–Spektren:
– Null–Linie (beide Detektoren),
– elastischer Protonen–Peak (rechter Detektor),
– elastischer Deuteronen–Peak (linker Detektor),
– Umkehrpunkt des Protonen–Astes (linker Detektor).

Anfang der Äste bezeichnet diejenigen Punkte in den ΔE/E–Spektren, an denen die Teilchen genügend Energie haben, um den ΔE–Szintillator zu durchdringen. An diesen Stellen setzen die abfallenden Protonen– und Deuteronen–Äste an. Die zugehörigen Energien sind in Tab. B.1 in Anhang B aufgelistet. Die Energieverluste wurden mit dem Programm STRAGGL [Str87] berechnet.

Die Ergebnisse der Kalibrierung und die kalibrierten ΔE/E–Spektren sind in Abb. 5.6 und Abb. 5.7 gezeigt. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breiten (FWHM) der Kalibrierpunkte in Kanalzahlen. Die Ausgleichsgeraden wurden als lineare fehlergewichtete Fits erzeugt. Die resultierenden Steigungen und Offsets sind in Tab. 5.2 aufgelistet.

Die Fehler der Steigungen liegen in der Größenordnung von 10%, die der Offsets zwischen 10% und 50%, was zu einem relativ großen Fehler in der

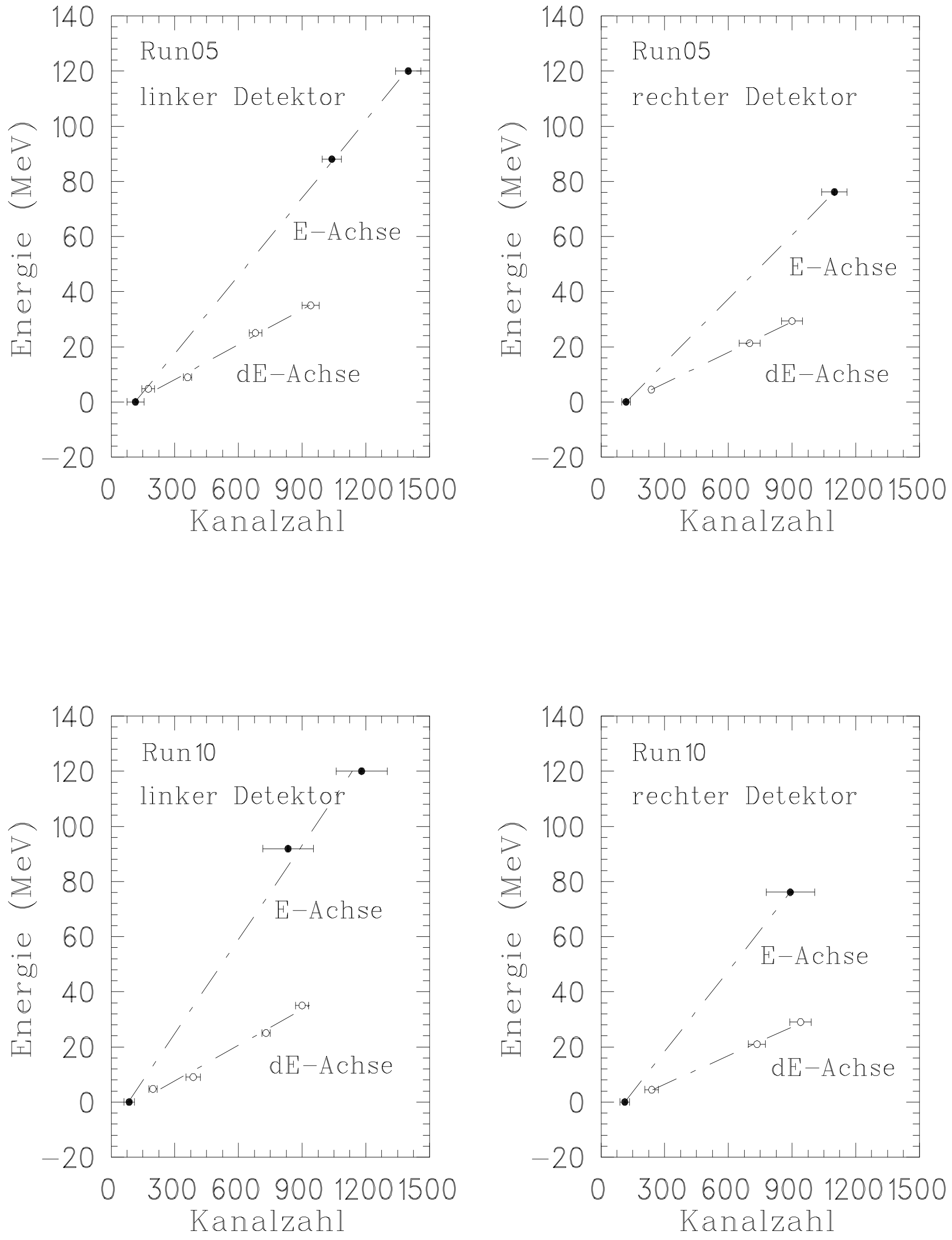


Abbildung 5.6: Ergebnisse der Energiekalibration. Oben Run05, unten Run10. Die Ausgleichsgeraden sind fehlergewichtet.

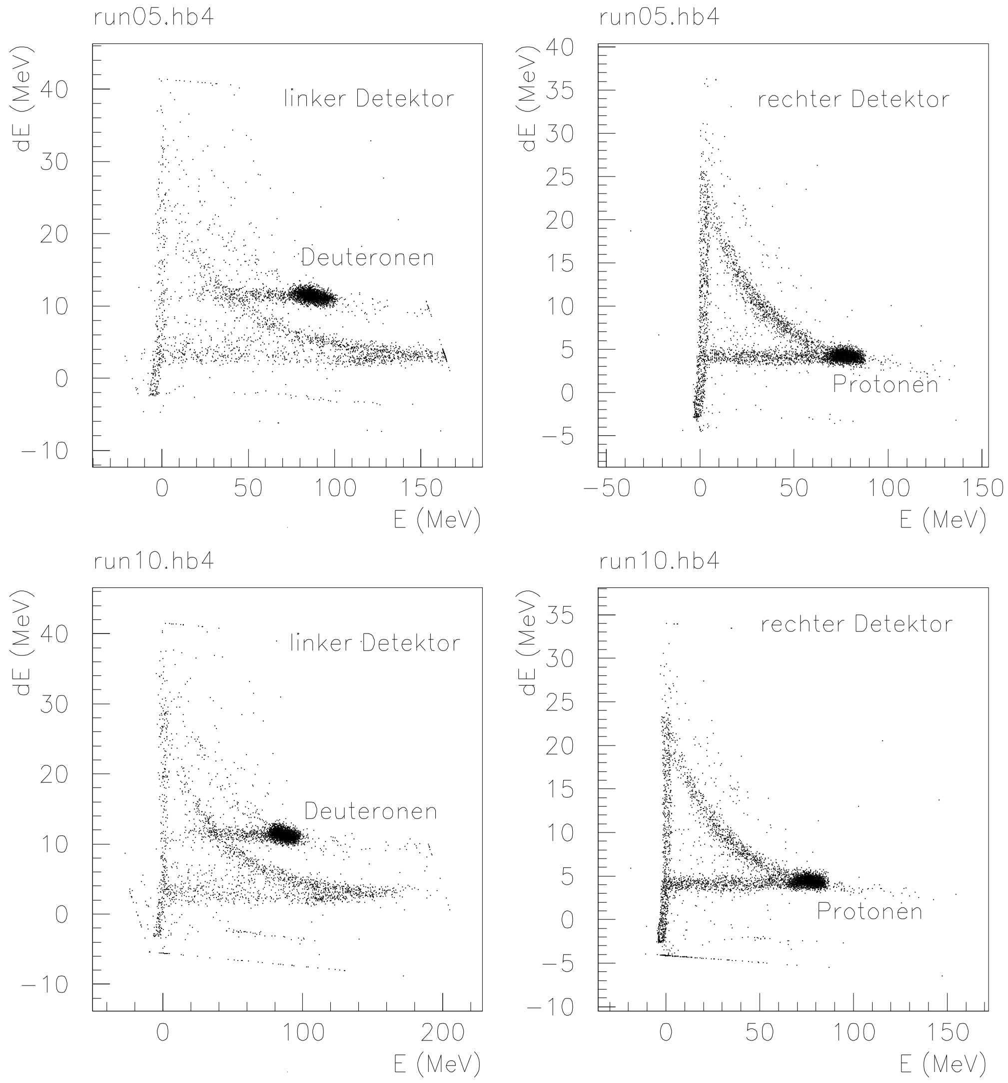


Abbildung 5.7: Darstellung der kalibrierten ΔE/E–Spektren von Run05 und Run10.

Run	Achse	Detektor	Steigung (MeV/Kanal)	Offset (MeV)
05	ΔE	links	$(4.238 \pm 0.370) \cdot 10^{-2}$	-4.609 ± 2.141
	E	links	$(9.393 \pm 0.136) \cdot 10^{-2}$	-10.579 ± 1.318
	ΔE	rechts	$(3.716 \pm 0.062) \cdot 10^{-2}$	-4.373 ± 0.322
	E	rechts	$(7.751 \pm 0.636) \cdot 10^{-2}$	-9.147 ± 2.310
10	ΔE	links	$(4.324 \pm 0.413) \cdot 10^{-2}$	-5.388 ± 2.569
	E	links	$(11.382 \pm 0.726) \cdot 10^{-2}$	-9.361 ± 4.293
	ΔE	rechts	$(3.461 \pm 0.121) \cdot 10^{-2}$	-3.946 ± 0.812
	E	rechts	$(9.758 \pm 1.754) \cdot 10^{-2}$	-10.929 ± 4.178

Tabelle 5.2: Auflistung der Steigungen und Offsets der Ausgleichsgeraden durch die Kalibrierpunkte für die ΔE– und E–Achsen

absoluten Energiebestimmung führt.

5.3 Detektoreigenschaften

Alle in diesem Abschnitt vorkommenden Untersuchungen stützten sich auf zwei Datensätze, die in Anhang C in Tab. C.1 und C.2 aufgelistet sind. In ihr sind die Positionen und Breiten der Protonen– und Deuteronen–Äste auf der ΔE–Achse für den linken Detektor (Deuteronen–Arm, ΔE–Schicht 8 mm) sowie deren Fehler für die Runs 05 und 10 angegeben (s. Abb. 5.8). Für den rechten Detektor (Protonen–Arm) waren diese Untersuchungen nicht möglich, da im rechten Detektor (Protonen–Arm) der Deuteronen–Ast im ΔE/E–Spektrum sehr kurz (bis $E \approx 50$ MeV) und nur schwach ausgeprägt (wenige hundert Events) war. Diese geringe Statistik ließ eine Bestimmung der Position und Breite des Deuteronen–Astes nicht zu.

5.3.1 Trennung von Protonen und Deuteronen

Ein Merkmal bei der Trennung verschiedener Teilchenarten in ΔE/E–Spektren ist der Abstand der Äste im ΔE–Spektrum (ΔE–Differenz) als Funktion des Energieverlustes im E–Szintillator. Die Bethe–Bloch–Energieverlustformel (Gl 3.1) sagt eine Abnahme des Energieverlustes mit steigender Energie voraus (s. Abb. 5.9). Bei Run05 wurde die Untersuchung zwischen E=10 und 110 MeV, bei Run10 zwischen E=15 und 130 MeV durchgeführt.

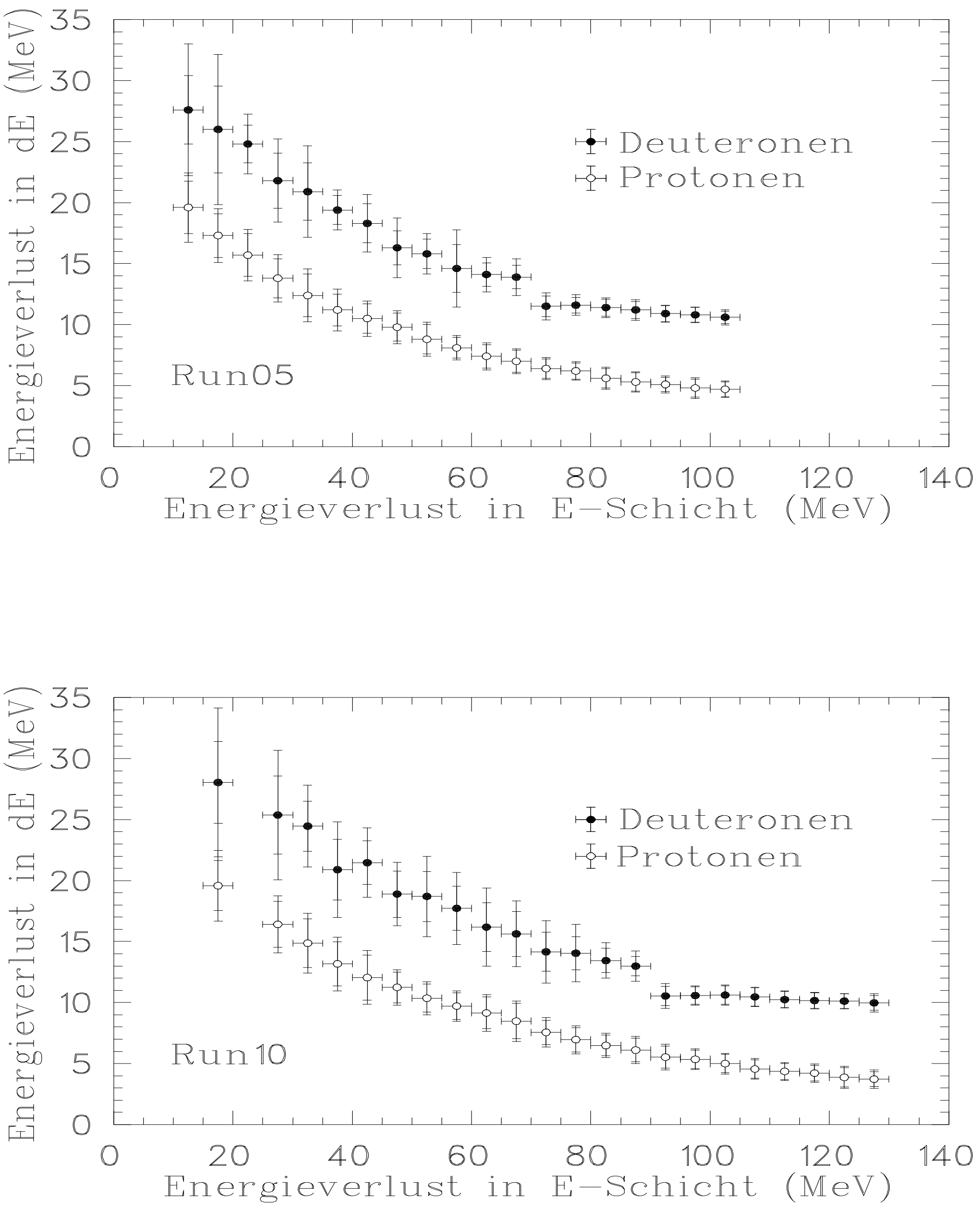
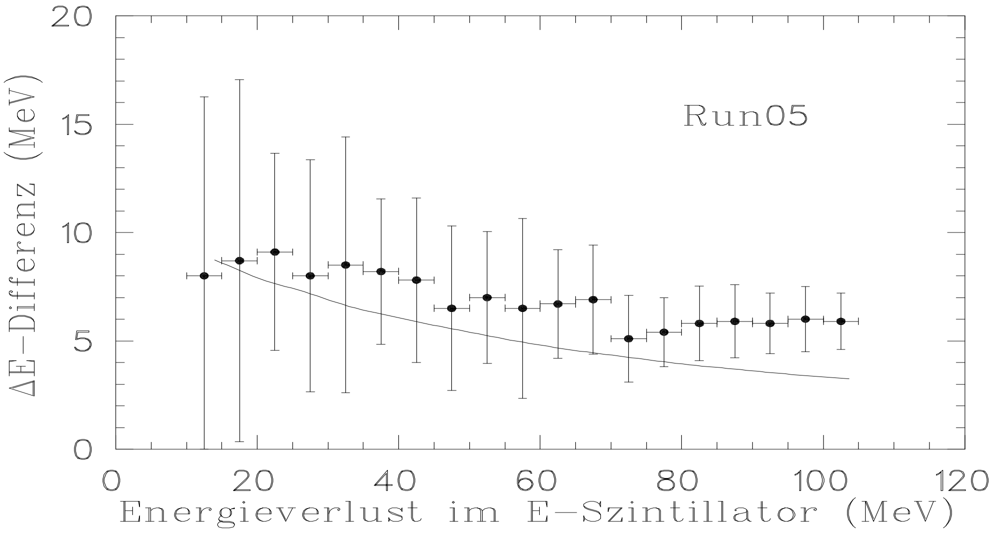


Abbildung 5.8: Darstellung des Energieverlustes von Protonen und Deuteronen im ΔE–Szintillator des linken Detektors (Deuteronen-Arm) als Funktion des Energieverlustes im E–Szintillator für Run05 und Run10. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren die Breiten (FWHM) der Äste. Ergänzend sind als äußere Fehlerbalken die Fehler in der Bestimmung des Zentrums und der Breite der Äste angegeben. Die Fehlerbalken in x–Richtung repräsentieren die Bin–Breite von 5 MeV.



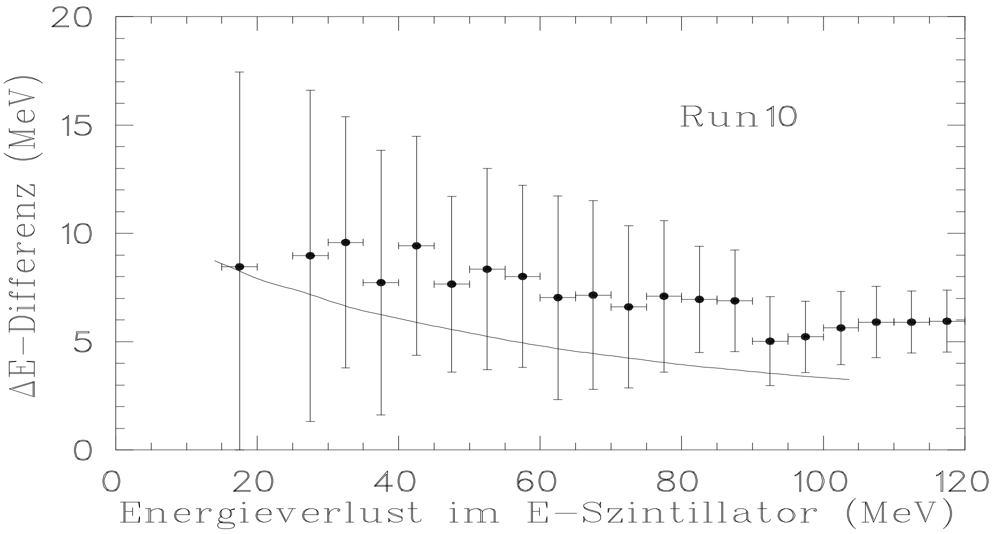


Abbildung 5.9: Abstand der Protonen– und Deuteronenäste im ΔE–Spektrum des linken Detektors (Deuteronen–Arm) als Funktion des Energieverlustes im E–Szintillator für Run05 und Run10. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breiten (FWHM) der Äste und die Fehler in der Bestimmung des Zentrums und der Breite der Äste. Die Fehlerbalken in x–Richtung repräsentieren die Bin–Breite von 5 MeV. Die Vergleichskurve stammt aus einer STRAGGL–Simulation

Die Untersuchung wurde mit ΔE–Histogramme geführt, für die 5 MeV breite E–Bins auf die ΔE–Achse projiziert wurden. Dabei wurden die elastischen Events durch Ausschliessung der Events aus dem elastischen ΔTOF–Peak verkleinert, um den Protonen– und Deuteronen–Ästen ein höheres statistisches Gewicht zu geben. Die Peaks in den Histogrammen wurden mit Hilfe des Programms FIT [Str95] mit Gauß–Kurven angepaßt. In Abb. 5.8 sind die Centroids der Gauß–Kurven, die FWHM–Breiten und die Fehler zu sehen. Als Fehlerbalken sind in x–Richtung die Bin–Breiten von 5 MeV angezeigt, in y–Richtung die FWHM–Breite der Äste und die Fehler in der Bestimmung der Schwerpunkte und Breiten der Peaks. Wegen der besseren Statistik bei höheren Energien werden die FWHM–Breiten mit zunehmender Energie kleiner.

Im Deuteronen–Ast erscheint in Run05 bei 70 MeV und in Run10 bei 90 MeV eine Unstetigkeit. Sie ist darauf zurückzuführen, daß der Reaction Tail durch die Unterdrückung des Deuteronen–Peaks nicht vollständig entfernt worden ist. Das FIT–Programm ist nicht mehr in der Lage, Reaction Tail und Deuteronen–Ast zu trennen und fittet beides gemeinsam. Die Centroids der Gauß–Kurven liegen daher zu niedrig.

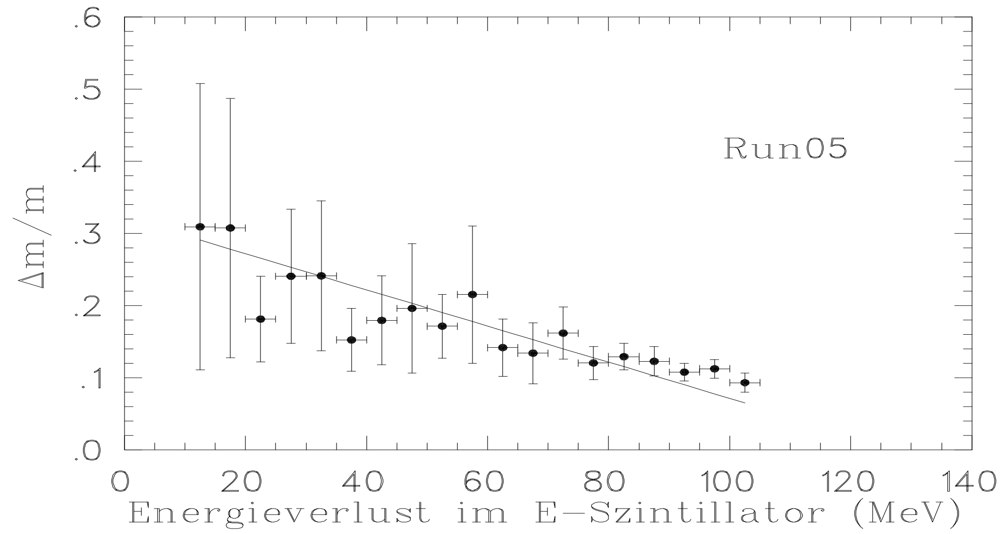
Bei hohen Energien können Protonen den E–Szintillator durchdringen, der Protonen–Ast knickt um. An dieser Stelle liegen die Teile des Astes vor und nach dem Knick nahe beieinander. Das FIT–Programm ist nicht in der Lage, die Teile zu trennen. Die Centroids der Gauß–Kurven liegen daher zu niedrig.

Diese beiden Effekte bewirken in den ΔE–Differenz–Spektren (Abb. 5.9) die Sprünge zu kleinen Werten und die nachfolgenden Anstiege.

Die Meßwerte werden in Abb. 5.9 verglichen mit einer ΔE–Differenzkurve, die aus der Simulation des Energieverlustes mit dem Programm STRAGGL gewonnen wurde. Es ist erkennbar, daß die simulierte Kurve den Verlauf der Daten im Rahmen der Genauigkeit der Energie–Kalibrierung wiedergeben, jedoch liegen die experimentellen Werte systematisch zu hoch.

5.3.2 Massenauflösung der Detektoren

Zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Detektoren wird die Massenauflösung $\Delta m/m$ definiert. Es kann aus dem Verhältnis zwischen dem Ab-



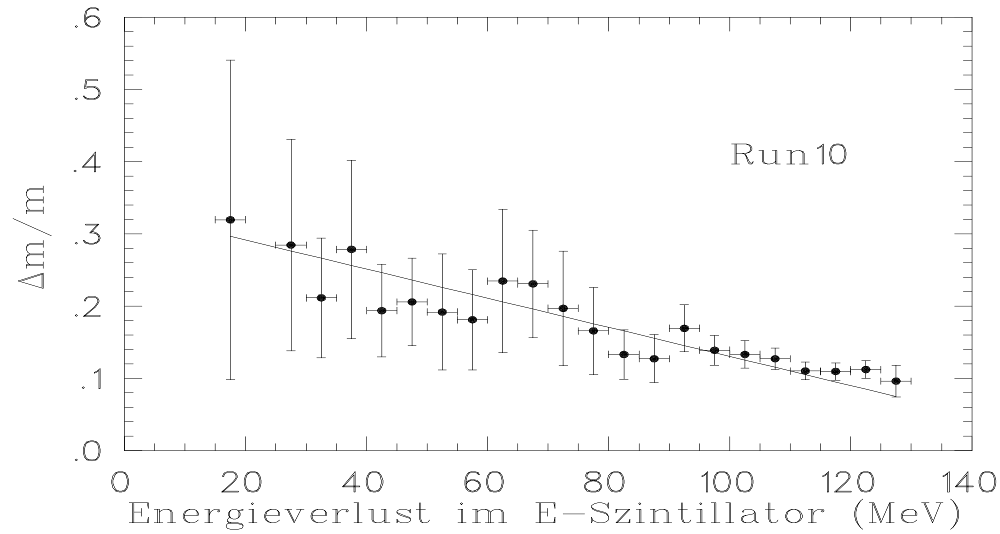


Abbildung 5.10: Darstellung der Massenauflösung $\Delta m/m$, aufgetragen gegen den Energieverlust im E–Szintillator für den linken Detektor (Deuteronen–Arm) für Run05 und Run10.

stand der Äste und den Linienbreiten gewonnen werden. Der Massenunterschied m zwischen Protonen und Deuteronen ist eine atomare Masseneinheit. Die ΔE–Differenz kann daher mit $m = 1$ gleichgesetzt werden und die Summe der Linienbreiten $\Gamma_p + \Gamma_d$ mit Δm. Die Berechnung der Massenauflösung und ihres Fehlers geschah anhand der gleichen Datensätze (Tab. C.1 und C.2) wie die Berechnung der ΔE–Differenz. In Abb. 5.10 ist die Massenauflösung Δm/m gegen den Energieverlust im E–Szintillator für den linken Detektor (Deuteronen–Arm) für die Runs 05 und 10 aufgetragen. Die Massenauflösung ist besser als Δm/m=0.35. Ebenfalls zu sehen sind fehlergewichtete Ausgleichsgeraden. Sie haben folgende Parameter:

- Run05, Steigung: $(-2.51 \pm 0.34) \cdot 10^{-3}$ 1/MeV,
- Run05, Offset: 0.322 ± 0.015,
- Run10, Steigung: $(-2.01 \pm 0.23) \cdot 10^{-3}$ 1/MeV,
- Run10, Offset: 0.332 ± 0.014.

Die Massenauflösung wird also mit wachsender Energie besser. Das liegt daran, daß die Event–Anzahl bei großen Energien größer ist als bei kleinen Energien, und die Breite der Verteilung kleiner ist.

Für die Polarisationsmessung jedoch sind die Protonen und Deuteronen aus den elastischen p–d– und d–p–Reaktionen mit Strahlenergien von 100 bis 200 MeV interessant. Tabelle 3.3 ist zu entnehmen, daß alle im IBP–Betrieb detektierten Protonen und Deuteronen mehr als 40 MeV kinetischer Energie besitzen. In diesem Energiebereich liegt Δm/m zwischen 0.05 und 0.25.

Die Untersuchung zeigt, daß die Phoswich–Detektoren sich gut zur Trennung von Protonen und Deuteronen eignen.

5.4 Polarisationsmessung

In diesem Abschnitt wird vorgestellt, welche Arten von Cuts bei der Koinzidenzmessung von Protonen und Deuteronen aus der elastischen p–d–Reaktion angewandt werden können. Die Effektivität dieser Cuts wird untersucht. Das Ziel ist eine Abschätzung von Meßdauern, wobei systematische

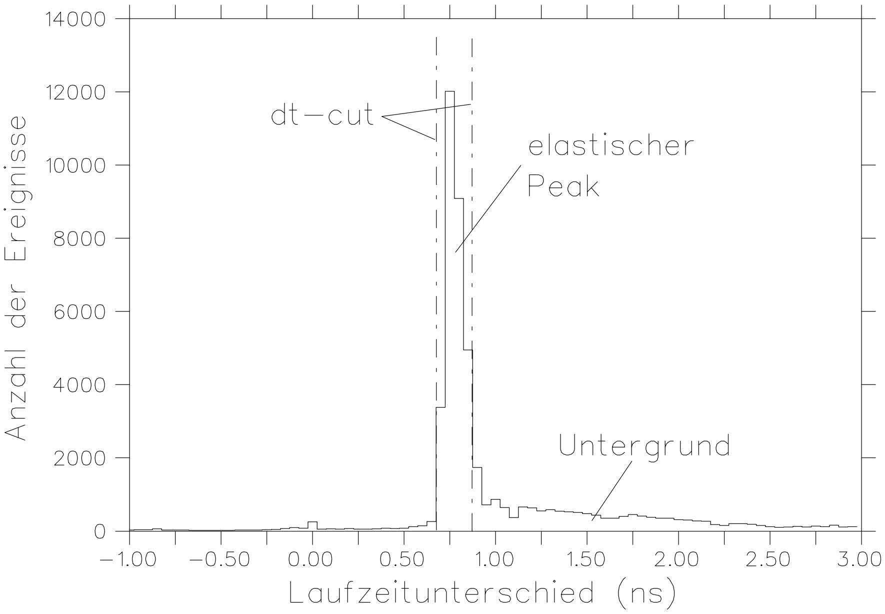


Abbildung 5.11: Darstellung des dt–Spektrums (ΔTOF). Ein Bin entspricht 50 ps. Im dt–Cut wird nur der Inhalt der zentralen vier Kanäle (200 ps) des Peaks zugelassen. Zu sehen ist der elastische p–d–Peak sowie ein Untergrund, zu dem quasielastisch gestreute Teilchen beitragen. Auf der x–Achse ist eine relative Zeitdifferenz aufgetragen, deren Nullpunkt durch die Wahl von Delays in der Elektronik (s. Abb. 4.6) gegenüber der absoluten Flugzeitdifferenz um etwa eine Nanosekunde verschoben ist.

Fehler durch Untergrundereignisse berücksichtigt werden. Diese Diskussion wird für den Fall der asymmetrischen Aufstellung geführt, weil diese auch eine der Aufstellungen ist, die am KVI–IBP zur Polarisationsmessung verwandt werden wird.

5.4.1 Cuts

Zunächst werden verschiedene Arten von Cuts und ihre Wirkungsweisen vorgestellt. In Run05 (Abb. 5.5, unten) sind deutlich die Peaks der Protonen und Deuteronen zu erkennen, jedoch sind auch Strukturen zu sehen, die von Untergrundereignissen stammen.

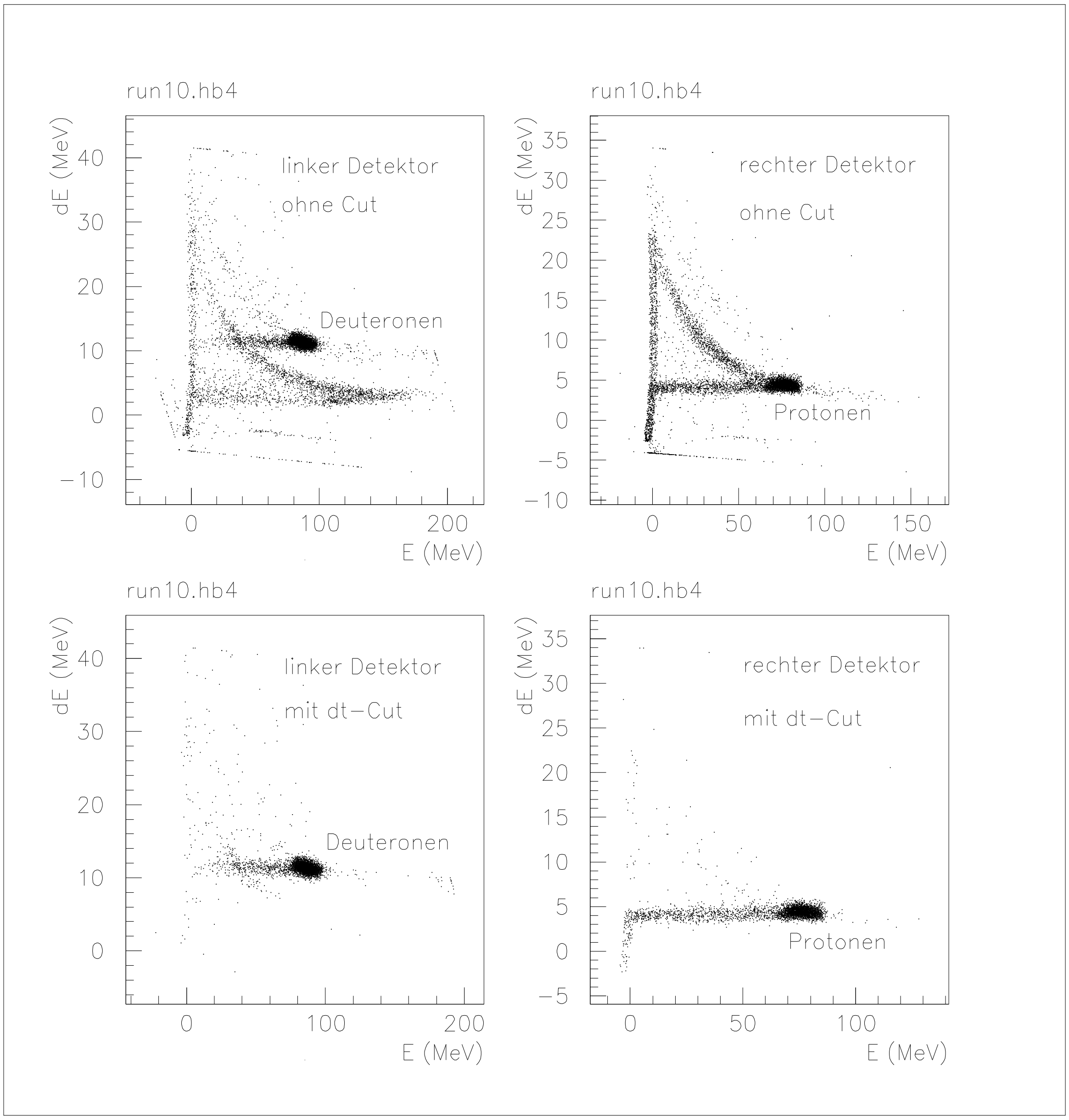


Abbildung 5.12: Auswirkung des dt–Cuts auf die $\Delta E/E$–Spektren des linken (Deuteronen) und rechten (Protonen) Detektors (oben ohne, unten mit Cut). Dargestellt sind 5000 Ereignisse.

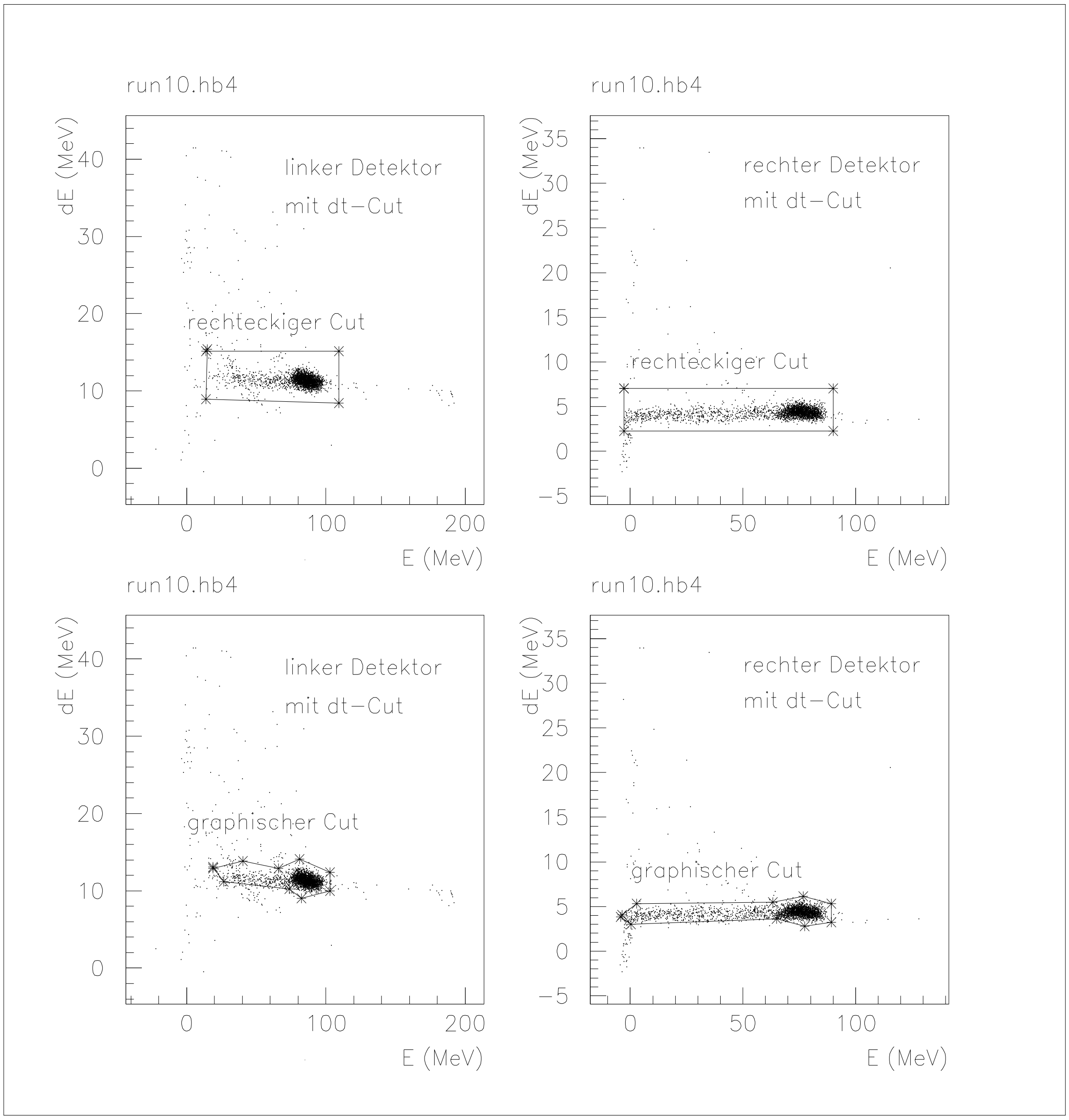


Abbildung 5.13: In den oberen beiden Bildern ist die Definition des rechteckigen Cuts auf die ΔE/E–Spektren des linken und rechten Detektors zu sehen. In den unteren beiden ist die Anwendung des graphischen Cuts dargestellt. Bei der Anwendung eines Cuts werden nur die Ereignisse mitgezählt, die innerhalb des umgrenzten Gebiets liegen. In dieser Darstellung sind zur Verdeutlichung die rechteckigen Cuts ebenfalls als graphische Cuts angewandt worden. Auf die ΔE/E–Spektren ist ebenfalls schon der dt–Cut angewandt worden.

In dieser Auswertung kommen drei verschiedene Arten von Cuts zur Anwendung.

- *dt–Cut (dt):*

  Dieses ist ein Cut im dt–Spektrum (Abb. 5.11). Es wurden nur die vier zentralen Kanäle des elastischen Peaks selektiert (200 ps). Die Auswirkung der Anwendung des dt–Cuts auf das ΔE/E–Spektrum ist in Abb. 5.12 dargestellt. Die elastischen Peaks und ihre Reaction Tails bleiben übrig.

- *Rechteckiger Cut im ΔE/E–Spektrum (dt+r):*

  Der rechteckige Cut im ΔE/E–Spektrum wurde zusätzlich zum dt–Cut angewandt, um Events, die außerhalb der elastischen Peaks liegen, zu unterdrücken (Abb. 5.13, oben).

- *Graphischer Cut im ΔE/E–Cut (dt+g):*

  Der graphische Cut ist ein Polygonzug im ΔE/E–Spektrum und wurde zusätzlich zum dt–Cut angewandt, um alle Events, die nicht im elastischen Peak oder im Schwanz liegen, zu unterdrücken. Er ist in Abb. 5.13 (unten) dargestellt.

Der rechteckige Cut hat den Vorteil, daß er unempfindlich ist gegen kleine Schwankungen in der Verstärkung oder in der Energie des Strahls, und daß er auch auf einfachen Auswertungssystemen einfach zu programmieren ist. Sein Nachteil ist, daß ein relativ großes Gebiet mitberücksichtigt wird, in dem nur Untergrundereignisse liegen. Der Vorteil des graphischen Cuts ist, daß er einen größeren Anteil an Untergrundereignissen unterdrückt (s. Kap. 5.4.2). Der Nachteil ist, daß er nicht auf allen Datenerfassungssystemen anwendbar, schlecht reproduzierbar und subjektiv ist. Er ist sensitiv auf Schwankungen in der Strahlenergie und in der Strahlpositionierung auf dem Target.

5.4.2 Wirkung der Cuts

Ein Maß für die Qualität der Untergrundunterdrückung ist das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis Q, das als das Verhältnis zwischen der Anzahl der Events im Peak P und im Untergrund B definiert wird (in Gl. 5.2, 5.3). Der Kehrwert des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses ist als ein relativer

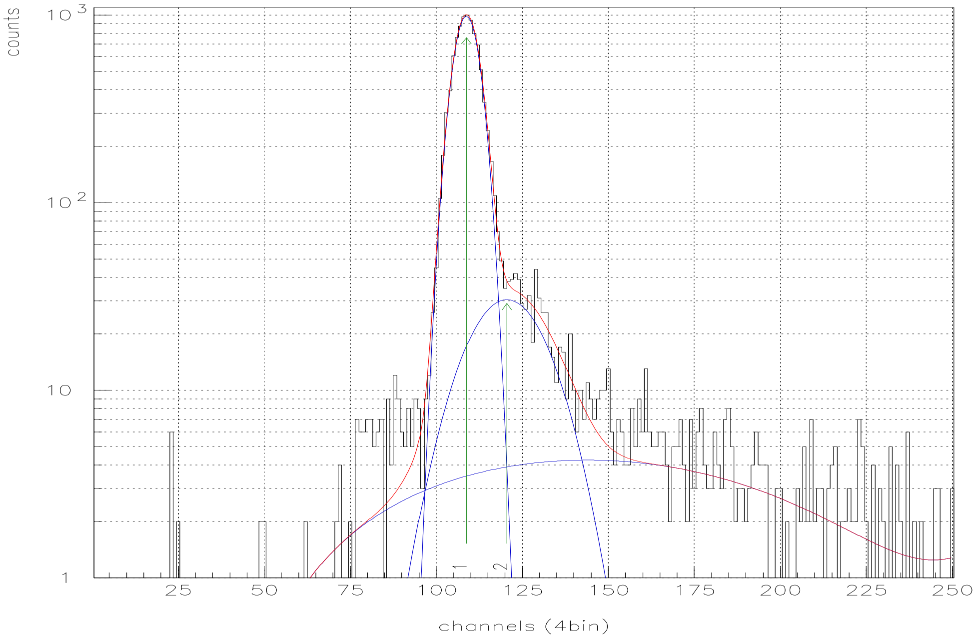


Abbildung 5.14: Logarithmische Darstellung eines Fits an eine ΔE–Verteilung unter Einfluß eines dt–Cuts. Die Flächen unter den Fits werden zur Berechnung der Peak–zu–Untergrund–Verhältnisse benutzt. Erstellt mit FIT [Str95].

systematischer Fehler für die Anzahl der Koinzidenz–Events zu betrachten. Er geht in Gl. 5.12 als $\delta N_L^{syst.}$ bzw. $\delta N_R^{syst.}$ ein.

Zur Untersuchung des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses wurden ΔE–Histogramme für 100 Kanäle breite E–Bins (entsprechend 7.8 bis 11.4 MeV breiten Streifen) erstellt. In den Histogrammen wurden mit Hilfe des Programms FIT [Str95] an die elastischen Peaks und deren Reaction Tails sowie an den Untergrund Fit–Funktionen angepaßt (s. Abb. 5.14). Die gefitteten Funktionen waren Gauß–Kurven und Polynome. Die Fits wurden in den Histogrammen unter Anwendung des dt–Cuts erstellt. Die Fläche unter den Fit–Kurven repräsentiert die Anzahl der Events des Peaks bzw. des Untergrundes. Zur Anpassung an den rechteckigen und graphischen Cut wurde der Integrationsbereich für die Flächeninhalte auf die von den Cuts begrenzten Bereiche reduziert. Die Gewichtungen und Fit–Ergebnisse sind in Anhang D aufgelistet.

Sei

$$Q_i = \frac{W_i}{\sum_i W_i} \cdot \frac{P_i}{B_i} \tag{5.2}$$

für eine bestimmte Cut–Art das gewichtete Peak–zu–Untergrund–Verhältnis eines Schnittes, wobei W_i die Anzahl aller Events im Schnitt, P_i die Anzahl der Events im Peak, B_i die Anzahl der Events im Untergrund und $\sum_i W_i$ die Anzahl aller Events aller Schnitte bedeutet. Dann ist das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis für diese Cut–Art

$$Q = \sum_i Q_i. \tag{5.3}$$

Der relative Fehler des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses ist

$$\delta Q = \frac{1}{Q} \sum_i Q_i \left(\delta P_i + \delta B_i \right). \tag{5.4}$$

Die Fehler der Größen P_i und B_i wurden den Angaben des Fit–Programms entnommen. Die resultierenden Peak–zu–Untergrund–Verhältnisse und Fehler sind in Tab. 5.3 aufgelistet und in Abb. 5.15 dargestellt.

Die großen Fehler resultierten aus den großen Unsicherheiten der Fits bei großen Peaks und geringem Untergrund (s. Tab. D.1 bis Tab. D.4 in Anhang D). Je kleiner der Beitrag des Untergrundes zur Gesamtzahl der Ereignisse war, desto weniger genau war das Fit–Programm in der Lage, den Untergrund zu bestimmen. Erkennbar ist die starke Tendenz steigender

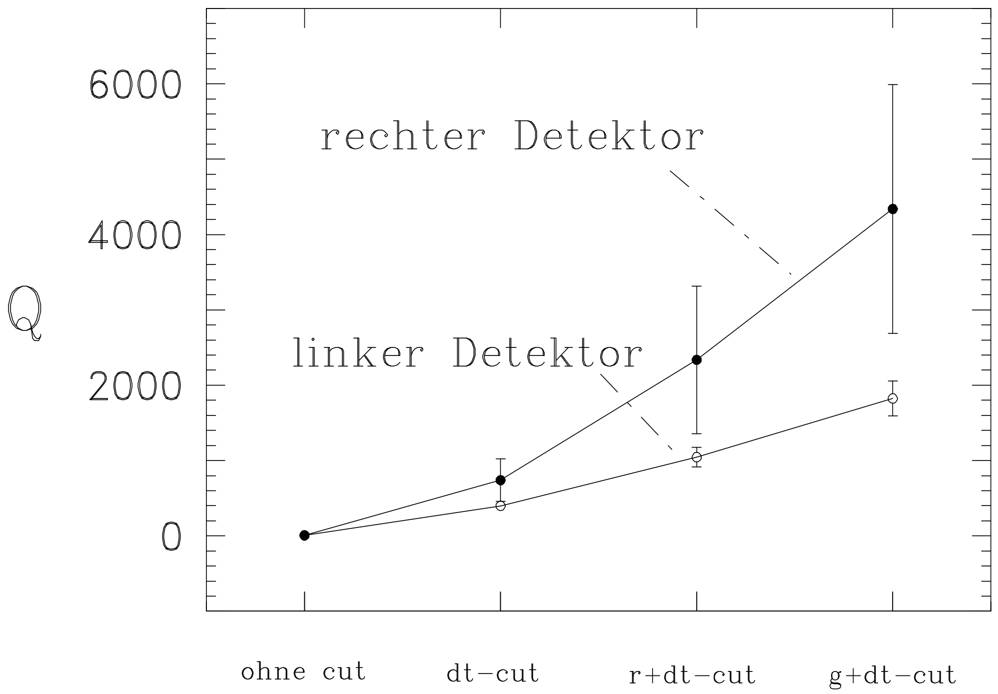


Abbildung 5.15: Die Peak–zu–Untergrund–Verhältnisse Q der verschiedenen Cut–Arten. Zu beachten ist die Steigerung von Q in Richtung der schärferen Cuts.

Cut–Art	Deuteron–Detektor (links)	Proton–Detektor (rechts)
kein Cut	5.5±2.9%	8.2±15.0%
dt–Cut	398.5±12.7%	739.2±38.3%
Rechteck+dt–Cut	1045±12.4%	2337±38.5%
graph.+dt–Cut	1824±12.8%	4339±38.1%

Tabelle 5.3: Peak–zu–Untergrund–Verhältnisse des linken und rechten Detektors unter Anwendung des dt–Cuts, des rechteckigen Cuts und des graphischen Cuts im ΔE/E–Spektrum

Güte bei Anlegung schärferer Cuts. Weiter ist zu sehen, daß im rechten Detektor die Güte durchweg höher ist als im linken. Das erklärt sich aus der Aufstellung der Detektoren. Der rechte stand mit 72^o unter einem größeren Winkel zur Strahlachse als der linke mit 38^o. Im linken Detektor wurden Deuteronen gemessen, wobei der Protonen–Ast durch den Reaction Tail des Deuteronen–Peaks lief. Gerade im Bereich des Reaction Tails wurden durch den dt–Cut die Protonen nicht unterdrückt (s. Abb. 5.12).

5.4.3 Abschätzung von Meßdauern

Die Genauigkeit der Messungen mit den Experimentiereinrichtungen für Versuche mit polarisierten Teilchenstrahlen ($pp\gamma$, BBS+FPP [Sch94]), denen das IBP vorgeschaltet ist, hängt von der Genauigkeit der Strahlpolarisationsbestimmung mit dem IBP ab. Ein typisches Beispiel ist die Untersuchung von Spinanregungen in der Protonen–Streuung. Eine solche Untersuchung wird am BBS mit nachgeschalteten Focal–Plane–Polarimeter (FPP) [Wör94] geführt. Um die transversale Spin–Flip–Wahrscheinlichkeit S_{nn} auf eine Genauigkeit von besser als 10% zu bestimmen, ist es notwendig, daß die Polarisation des Teilchenstrahls, deren Fehler linear in den Fehler von S_{nn} eingeht, besser als auf 5% bestimmt ist [Wör95].

Welche Meßzeit zum Erreichen einer vorgegebenen Meßgenauigkeit erforderlich ist, soll im Folgenden untersucht werden.

Sei ein Protonenstrahl normal (in y–Richtung, $p_x = p_z = 0$) polarisiert, dann wird die Polarisation durch eine Asymmetriemessung in der x–z–Ebene bestimmt. Im vorliegenden Fall ist die Analysier–Reaktion die elastische p–d–Streuung, bei der koinzident die Protonen und Rückstoß–Deuteronen in den zwei Detektoren eines Detektor–Paares detektiert werden (s. Abb. 4.2). Sei das Detektor–Paar, dessen Protonen–Arm links von der Strahlachse liegt, linkes Paar, und das, dessen Protonen–Arm rechts von der Strahlachse liegt, rechtes Paar genannt, dann wird die Asymmetrie in der Streuung zwischen den beiden Detektor–Paaren bestimmt. Seien $(d\sigma/d\Omega)_L$ und $(d\sigma/d\Omega)_R$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die koinzidenten Streuereignisse in das linke bzw. rechte Detektor–Paar, dann kann in Gl. (2.5) der polarisierte Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als

$$\left(\frac{d\sigma(\Theta,\Phi)}{d\Omega}\right)_{L,R} = \left(\frac{d\sigma(\Theta,\Phi)}{d\Omega}\right)_{unpol} [1 \pm A_y(\Theta)p_y], \tag{5.5}$$

wobei das "+" dem linken Detektor–Paar und das "–" dem rechten Detektor–Paar zugeordnet ist. Die experimentell zugängliche Größe, aus der der Wirkungsquerschnitt berechnet wird, ist die Anzahl von Koinzidenz–Zählereignissen. Seien N_L und N_R die Anzahl der Koinzidenz–Ereignisse im linken und rechten Detektorpaar, dann ergibt sich unter der Voraussetzung, daß die Detektor–Paare bei gleicher Effizienz den gleichen Raumwinkel abdecken, nach p_y aufgelöst:

$$p_y = \frac{1}{A_y} \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}. \tag{5.6}$$

Für die Abschätzung der zum Erreichen einer gegebenen Meßgenauigkeit erforderlichen Meßzeit ist die Kenntnis der Fortpflanzung der Fehler der Meßgrößen in der Vektorpolarisation wichtig.

Im Folgenden werden, der Nomenklatur von Taylor [Tay88] entsprechend, die absoluten Fehler einer Größe G mit ΔG, relative Fehler mit $\delta G = \Delta G / G$ bezeichnet.

Für eine Größe G, die von mehreren Variablen x_i abhängt, ist der absolute Fehler

$$\Delta G = \sum_i \left| \frac{\partial G}{\partial x_i} \right| |\Delta x_i|. \tag{5.7}$$

Der absolute Fehler Δp_y von p_y ist demnach

$$\Delta p_y(A_y, N_L, N_R) = \left| \frac{\partial p_y}{\partial A_y} \right| |\Delta A_y| + \left| \frac{\partial p_y}{\partial N_L} \right| |\Delta N_L| + \left| \frac{\partial p_y}{\partial N_R} \right| |\Delta N_R|. \tag{5.8}$$

Der Fehler $\Delta A_y = \delta A_y \cdot A_y$ wird aus Literaturangaben [Wel93] bestimmt, ist also ein systematischer Fehler. Die Fehler $\Delta N_{L,R}$ sind zusammengesetzt aus einem Meßfehler $\Delta N_{L,R}^{Meß} = \sqrt{N_{L,R}}$ und einem systematischen Fehler $\Delta N_{L,R}^{syst.} = \delta N_{L,R}^{syst.} \cdot N_{L,R}$, der der Kehrwert des Gütefaktors Q ist. Alle diese Fehler sind positiv.

Die partiellen Ableitungen von p_y sind

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p_y}{\partial A_y} &= -\frac{1}{A_y^2} \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \\
\frac{\partial p_y}{\partial N_L} &= \frac{1}{A_y} \left(\frac{2N_R}{(N_L + N_R)^2} \right) \\
\frac{\partial p_y}{\partial N_R} &= -\frac{1}{A_y} \left(\frac{2N_L}{(N_L + N_R)^2} \right).
\end{aligned} \tag{5.9}$$

Analog zu Gl. 5.5 gilt für die polarisierten und unpolarisierten Zählraten bei der Analysier–Reaktion:

$$\begin{aligned} N_L &= N_{unpol}[1 + A_y p_y] \\ N_R &= N_{unpol}[1 - A_y p_y]. \end{aligned} \tag{5.10}$$

Dies gilt unter der Annahme, daß N_L und N_R nur aus der Analysier–Reaktion, der elastischen p–d–Streuung stammen. Der Fehler, der durch diese Annahme gemacht wird, kommt von Untergrundereignissen, die nicht aus der elastischen p–d–Streuung stammen. Es wurde in Kap. 5.4.2 gezeigt, daß eine effiziente Unterdrückung dieser Untergrundprozesse möglich ist (weniger als 0.1%) und so der dadurch entstehende Fehler klein gehalten werden kann (weniger als 0.15%).

Aus Gl. (5.8) bis Gl. (5.10) ergibt sich für den relativen Fehler δp_y von p_y

$$\begin{aligned} \delta p_y(N_{unpol.}) &= |\delta A_y^{syst.}| + \frac{1}{2p_y A_y}\left(|(1 - p_y A_y)\sqrt{1 + p_y A_y}| \cdot \left| \frac{1}{\sqrt{N_{unpol}}} + \delta N_L^{syst.} \right| \right. \\ &+ \left. |(1 + p_y A_y)\sqrt{1 - p_y A_y}| \cdot \left| \frac{1}{\sqrt{N_{unpol}}} + \delta N_R^{syst.} \right| \right). \end{aligned} \tag{5.11}$$

Die Terme mit den systematischen Fehlern limitieren die erreichbare Genauigkeit. Durch Anwendung von Cuts im dt–Spektrum und in den ΔE/E–Spektren lassen sich die systematischen Fehler in den Zählraten verkleinern. Die zu ihnen gehörenden Terme in Gl. 5.11 liegen in der Größenordnung von 0.01–0.1%. Einen größeren Anteil als diese beiden Terme hat der Term mit $\delta A_y^{syst.}$, der in der Größenordnung von 1% liegt.

Wenn Zählraten bekannt sind, läßt sich aus der Anzahl von Ereignissen, die zu einer Messung mit einer bestimmten Genauigkeit notwendig sind, die Meßdauer bestimmen. Deshalb muß zunächst die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der geforderten Genauigkeit bestimmt werden.

Aus Gl. 5.10 und Gl. 5.11 ergibt sich, nach N_{unpol} aufgelöst

$$\begin{aligned} N_{unpol}(\delta p_y, p_y) &= \left((1 - p_y A_y)\sqrt{1 + p_y A_y} + (1 + p_y A_y)\sqrt{1 - p_y A_y}\right)^2 \\ &\times \left[2p_y A_y(\delta p_y - \delta A_y) - (1 - p_y A_y)\sqrt{1 + p_y A_y}\,\delta N_L^{syst.} \right. \\ &- \left. (1 + p_y A_y)\sqrt{1 - p_y A_y}\,\delta N_R^{syst.}\right]^{-2}. \end{aligned} \tag{5.12}$$

Der Fehler des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses, der in $\delta N_L^{syst.}$ und $\delta N_R^{syst.}$ eingeht, wird in diesem Fall außer acht gelassen. Der Fehler ist wegen der mangelnden Statistik unrealistisch groß. Die Meßdauern würden aus diesem Grund überschätzt werden.

Es sei darauf hingewiesen, daß es mehrere Faktoren gibt, die die Genauigkeit der Polarisationsmessung einschränken. Ein großes Problem liegt in der Bestimmung der Größe des Reaction Tails. Eine gute Kenntnis des Reaction Tails verbessert die Messung der Polarisation. Die Untersuchung des Reaction Tails muß auch berücksichtigen, daß die Detektorgeometrie bei den Prototypen eine andere ist als bei den am IBP eingesetzten Detektoren. Weiter muß durch Verschiebung der Koinzidenz überprüft werden, wie groß der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen ist. Die Informationen über den koinzidenten Untergrund aus quasielastischen Reaktionen wird mit längerer Meßdauer besser. Es muß auch untersucht werden, wie sich das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis bei einer Verschiebung der Strahlposition auf dem Target verändert.

Im Beispiel (s. u.) die wurden als Peak–zu–Untergrund–Verhältnis die kleinsten Werte für jeden Cut genommen (diejenigen für den linken Detektors), so daß die Abschätzungen konservativ bleiben. Aufgrund dieser Einschränkungen muß die Aussagekraft dieser Abschätzung unter Vorbehalt betrachtet werden. Als ungefährer Richtwert kann sie jedoch benutzt werden.

Ein Beispiel:
Es soll eine Abschätzung über Meßdauern im IBP–Betrieb gemacht werden. Grundlegend dafür sind folgende Parameter:
– Protonenstrahl 150 MeV, unpolarisiert,
– Target 1 mg/cm^2 CD_2,
– Strahlstrom 10 nA,
– Wirkungsquerschnitt für $\Theta_p = 72^o$, Strahlenergie 150 MeV: $d\sigma/d\Omega = 1mb/sr$,
– Akzeptanz der Detektoren: 9.3 msr (entspricht Durchmesser des Detektors 44 mm, Abstand vom Target 40 cm).

Die diesen Werten entsprechende Koinzidenz–Zählrate ist 43.8 Hz, entspricht 2625 pro Minute. In Tab. 5.4 sind abgeschätzte Meßdauern (in Minuten) aufgelistet. Sie errechnet sich als

$$t_{Meß} = \frac{N_{unpol}(\Delta p_y, p_y)}{2625/min}. \tag{5.13}$$

Die Analysierstärke A_y wurde für einen 120 MeV Protonenstrahl bei einem Streuwinkel von 38^o als $A_y = 0.6 \pm 1.2\%$ [Wel93] angenommen (Abb. 4.4). Parameter waren der Polarisationsgrad p_y des Strahls (50%–80%), die erreichte Genauigkeit δp_y (1.5%–5%) sowie die Art der Cuts. Nicht aufgeführt sind Werte für das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis für die Histogramme ohne Cut, da unter dieser Einstellung die Polarisation des Strahles nur auf maximal 30% genau bestimmt werden kann.

Aus Tab. 5.4 läßt sich entnehmen, daß die Anwendung von Cuts (Reihenfolge: dt–Cut — r+dt–Cut — g+dt–Cut) nur für hohe Genauigkeitsanforderungen eine deutliche Verkürzung der Meßdauer bewirkt. Durch die Verschärfung der Cuts wächst das Peak–zu–Untergrund–Verhältnis an (s. Tab. 5.3 und Abb. 5.15). Dadurch werden $\delta N_L^{syst.}$ und $\delta N_R^{syst.}$, die als Kehrwerte des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses definiert sind (s. Kap. 5.4.2), sehr klein. In Gl. 5.12 wurde dadurch der Nenner größer und N_R kleiner.

Bei der Abschätzung wurde keine Rücksicht darauf genommen, daß der Reaction Tail nicht vollständig bekannt ist. Eine ungenaue Bestimmung des Reaction Tails kann dazu führen, daß die Asymmetriemessung verfälscht wird. Um dem entgegenzuwirken, muß der Reaction Tail durch Simulationen und durch Messungen am IBP genau bestimmt werden.

P	δP	Meßdauer (Min.)		
	(%)	dt–Cut	r+dt–Cut	g+dt–Cut
0.5	1.5	842	601	521
	2.0	74	67	64
	2.5	25.6	24.1	23.4
	3.0	12.8	12.3	12.0
	3.5	7.7	7.4	7.3
	4.0	5.1	5.0	4.9
	4.5	3.6	3.6	3.5
	5.0	2.7	2.7	2.6
0.6	1.5	414	351	320
	2.0	44.6	42.2	40.9
	2.5	16.0	15.4	15.1
	3.0	8.1	7.9	7.8
	3.5	4.9	4.8	4.8
	4.0	3.3	3.2	3.2
	4.5	2.3	2.3	2.3
	5.0	1.8	1.7	1.7
0.7	1.5	237	222	209
	2.0	28.8	28.1	27.6
	2.5	10.6	10.4	10.3
	3.0	5.4	5.4	5.3
	3.5	3.3	3.3	3.3
	4.0	2.2	2.2	2.2
	4.5	1.6	1.6	1.6
	5.0	1.2	1.2	1.2
0.8	1.5	147	147	142
	2.0	19.4	19.4	19.2
	2.5	7.2	7.2	7.2
	3.0	3.7	3.8	3.7
	3.5	2.3	2.3	2.3
	4.0	1.5	1.5	1.5
	4.5	1.1	1.1	1.1
	5.0	0.8	0.8	0.8

Tabelle 5.4: Abschätzung von Meßdauern in Minuten für verschiedene Polarisationsgrade, Genauigkeitsanforderungen und Cuts (dt: dt–Cut, r+dt: rechteckiger + dt–Cut, g+dt: graphischer + dt–Cut).

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Optimierung und ein Test zweier Phoswich–Detektor–Prototypen für das IBP am KVI durchgeführt. Die experimentellen Testergebnisse für die in Kap. 3 beschriebenen Phoswich–Detektoren können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Für eine Protonen–Einschußenergie von 178 MeV konnte gezeigt werden, daß die Phoswich–Detektoren zur Trennung elastisch gestreuter Protonen und Rückstoß–Deuteronen gut geeignet sind. Die Einschußenergie entspricht hierbei der Energie, bei der typischerweise die in der Einleitung zitierten Experimente zur Untersuchung von Riesenresonanzen durchgeführt werden.

- Eine Bestimmung der Flugzeitdifferenz erlaubt eine effektive Unterdrückung des Untergrundes aus quasielastischen Reaktionen.

- Als wesentliches noch zu lösendes Problem für den Einsatz der Phoswiches im IBP ergab sich die Existenz von Reaction Tails, die bis zu 25% der elastischen Streuereignisse beinhalten.

- Die Experimente ergaben keine signifikanten Unterschiede in der Funktionalität der verschiedenen ΔE–Szintillatoren.

Die Phoswich–Detektoren, die im IBP eingesetzt werden, werden einen Durchmesser von 44 mm (gegenüber 80 mm bei den Prototypen) und eine ΔE–Szintillator–Schichtdicke von 4 mm besitzen. Die Elektronik der Auslese wird anders strukturiert werden als bei dem Test am TSL und aus CAMAC–Einheiten bestehen. Es werden zu den schon im Test angewandten Funktionen weitere hinzukommen. Unter anderem werden an mehreren Stellen Scaler–Einheiten eingesetzt, um die Gesamtzählraten der einzelnen Detektoren des Polarimeters, die Koinzidenzzählraten der acht Detektorpaare und die Raten der Ausleseaktionen (und somit die Effektivität der Ausleseeinheit) zu messen. Mit diesen Informationen werden nähere Angaben über Strahlinstabilitäten und Untergrundraten verfügbar. Die Daten über die momentane Strahlpolarisation soll den nachgeschalteten Experimenten durch Datenübertragung via Ethernet zur Verfügung gestellt werden.

Zu diesem Zeitpunkt (April 1995) ist die mechanische Konstruktion des IBP in die Strahlführung vom AGOR zum BBS integriert, die Phoswich–Detektoren, die CAMAC–Elektronik und das Auslesesystem sind in Vorbereitung. Erste Tests des IBP sind für den Herbst 1995 geplant.

A. Tensoralgebra der Polarisation und Analysierstärken

Im Folgenden werden die Grundlagen zusammengestellt, die zur theoretischen Beschreibung der Asymmetrie im Streuwirkungsquerschnitt polarisierter Teilchen notwendig sind. Dabei wird die Nomenklatur der Madison–Konvention [Bar70],

	Polarisation	Analysierstärke
sphärisch	t_{kq}	T_{kq}
kartesisch	p_i, p_{ij}	A_i, A_{ij}

mit $|q| \leq k$, und i, j= x, y, z, benutzt.
In [Sat83] sind den verschiedenen existierenden sphärischen Polarisations–Tensoren des einfallenden Strahls $t_{kq}^{in}(I_a)$ sphärische Analysiertensoren $T_{kq}(I_a)$ zugeordnet. Dabei bestimmt k den Grad des Tensors (für k=0 ist er ein Skalar, für k=1 ein Vektor, für k=2 einen Tensor 2. Stufe usw.). q beschreibt den magnetischen Unterzustand des Spins, I_a beschreibt den Spinzustand des Strahls. $T_{kq}(I_a)$ hängt ab von der Kinematik des Streuprozesses, also gilt [Sat83]:

$$T_{kq} \equiv T_{kq}(\vec{k_{out}}, \vec{k_{in}}). \tag{A.1}$$

A.1 Kartesische und sphärische Tensoren

Nach der Madison–Konvention erfolgt die Beschreibung der Polarisation oder von Polarisationseffekten für Spin–1/2– und Spin–1–Teilchen in der im Folgenden definierten sphärischen und kartesischen Tensorbasis. Ausgehend von den Spin–1–Drehimpulsoperatoren

$$1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad ; \quad S_x = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix};$$

$$S_y = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad ; \quad S_z = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

ergibt sich die sphärische Basis zu

$$\begin{aligned}
\tau_{00} &= 1 \\
\tau_{10} &= (\sqrt{3/2})S_z \\
\tau_{1\pm1} &= \mp(\sqrt{3}/2)(S_x \pm iS_y) \\
\tau_{20} &= (1/\sqrt{2})(3S_z^2 - 2) \\
\tau_{2\pm1} &= \mp(\sqrt{3}/2)((S_x \pm iS_y)S_z + S_z(S_x \pm iS_y)) \\
\tau_{2\pm2} &= (\sqrt{3}/2)(S_x \pm iS_y)^2,
\end{aligned} \tag{A.3}$$

und die kartesische Basis ist definiert als

$$\begin{aligned}
P_x &= S_x \\
P_y &= S_y \\
P_z &= S_z \\
P_{xx} &= 3S_x^2 - 2 \\
P_{yy} &= 3S_y^2 - 2 \\
P_{zz} &= 3S_z^2 - 2 \\
P_{xy} &= (3/2)(S_xS_y + S_yS_x) \\
P_{xz} &= (3/2)(S_xS_z + S_zS_x) \\
P_{yz} &= (3/2)(S_yS_z + S_zS_y).
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Für Spin–1/2–Teilchen besteht die Basis aus den Paulischen Spinmatrizen σ_x, σ_y und σ_z sowie der 2×2–Einheitsmatrix. Die sphärischen Tensoren lauten hier

$$\tau_{00} = 1;\ \tau_{10} = \sigma_z;\ \tau_{1\pm1} = \mp(1/\sqrt{2})(\sigma_x \pm i\sigma_y), \tag{A.5}$$

und die kartesischen Tensoren sind identisch mit

$$1,\ \sigma_x,\ \sigma_y,\ \sigma_z. \tag{A.6}$$

Während sich für Spin–1/2–Teilchen die Umrechnung der kartesischen in die sphärische Basis direkt aus dem Vergleich der Gleichungen A.5 und A.6

ergibt, lautet die Umrechnung für Spin–1–Teilchen:

$$\begin{array}{ll}
\tau_{10} = \sqrt{3/2}P_z & P_x = (-1/\sqrt{3})(\tau_{11} - \tau_{1-1}) \\
\tau_{1\pm1} = \mp(\sqrt{3}/2)(P_x \pm iP_y) & P_y = (i/\sqrt{3})(\tau_{11} + \tau_{1-1}) \\
\tau_{20} = P_{zz}/\sqrt{2} & P_z = (\sqrt{2/3})\tau_{10} \\
\tau_{2\pm1} = \mp(1/\sqrt{3})(P_{xz} \pm iP_{yz}) & P_{xx} = (\sqrt{3}/2)(\tau_{22} + \tau_{2-2}) - \tau_{20}/\sqrt{2} \\
\tau_{2\pm2} = (1/2\sqrt{3})(P_{xx} - P_{yy} \pm 2iP_{xy}) & P_{yy} = -(\sqrt{3}/2)(\tau_{22} + \tau_{2-2}) - \tau_{20}/\sqrt{2} \\
 & P_{zz} = \sqrt{2}\tau_{20} \\
 & P_{xy} = P_{yx} = -i(\sqrt{3}/2)(\tau_{22} - \tau_{2-2}) \\
 & P_{xz} = P_{zx} = -(\sqrt{3}/2)(\tau_{21} - \tau_{2-1}) \\
 & P_{yz} = P_{zy} = i(\sqrt{3}/2)(\tau_{21} + \tau_{2-1}).
\end{array} \tag{A.7}$$

A.2 Streuung polarisierter Teilchen

Die Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Teilchen tritt in der Summation der Produkte der Polarisations–Tensoren und der Analysier–Tensoren auf [Sat83]:

$$\frac{d\sigma(\Theta,\Phi)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{unpol} \left\{\sum_{k,q} t_{kq}^{in}(I_a) T_{kq}^{*}(I_a)\right\}. \tag{A.8}$$

$t_{kq}^{in}(I_a)$ beschreibt den Polarisationszustand des hereinkommenden Teilchenstrahls. Es gilt $T_{00} = t_{00} = 1$. Für Spin–1/2–Teilchen bricht die Summe bei k=1, und für Spin–1–Teilchen bei k=2 ab.

Im weiteren muß beachtet werden, daß die Beschreibung der Tensoren in verschiedenen Koordinatensystemen erfolgt. Sei a_1 die Bezeichnung für das Laborsystem und a_2 die für das Helizitätssystem [Sat83, Bar70]. Die Transformation zwischen beiden Systemen ergibt lediglich eine Phasenänderung, $t_{kq}^{in}(a_2) = e^{-iq\Phi} t_{kq}^{in}(a_1)$. Φ ist dabei der Rotationswinkel zwischen beiden Systemen. Die Abhängigkeit der einzelnen Terme in A.8 vom Rotationswinkel Φ ist nach [Sat83] zu schreiben als

$$\left\{\sum_{kq} t_{kq}^{in}(a) T_{kq}^{*}(a)\right\} = A \;+\; \sum_{q>0} (B\ cos\ q\Phi \;+\; C\ cos\ q\Phi)\,. \tag{A.9}$$

Die Variablen A, B und C definieren sich wie folgt:

$$A = \sum_{gerade\ k} T_{k0}(a_2) t_{k0}(a_1) \tag{A.10}$$

$$B = 2\left\{ \sum_{gerade\ k} T_{kq}(a_2) Re[t_{kq}(a_1)] + \sum_{ungerade\ k} [iT_{kq}(a_2)] Re[it_{kq}(a_1)] \right\} \quad \text{(A.11)}$$

$$C = 2\left\{ \sum_{gerade\ k} T_{kq}(a_2) Im[t_{kq}(a_1)] + \sum_{ungerade\ k} [iT_{kq}(a_2)] Im[it_{kq}(a_1)] \right\} \quad \text{(A.12)}$$

Es tritt ein Faktor $cos\Phi$ für die Vektorkomponenten und $cos2\Phi$ für die Tensorkomponenten auf. Daraus ergibt sich, daß die Vektorpolarisation durch die Messung der Asymmetrie in einer Streuebene bestimmt werden kann. Die Bestimmung der Orientierung der Polarisationsebene erfordert die Asymmetriemessung in einer zweiten, senkrecht zur ersten gelegenen Streuebene. Die Messung in zwei weiteren, zu den ersten beiden Ebenen um 45^o gedrehten Ebenen liefert Informationen über die räumliche Orientierung der Tensorpolarisation.

B. Energie–Kalibrierung

Die Energie–Kalibrierung der ΔE/E–Spektren beruht auf relativ wenigen bekannten Punkten, die in Tab. B.1 aufgelistet sind. Sie wurde für Run05 und Run10 durchgeführt. Dabei bedeutet "Peak" den elastischen Peak von Protonen bzw. Deuteronen, "P_U" den Knickpunkt des Protonen–Astes bei hohen Protonen–Energien und "P_A" den Anfangspunkt der Protonen– und Deuteronen–Äste bei niedrigen Teilchenenergien. "Nullpunkt" bezeichnet den E–Wert der im ΔE–Szintillator gestoppten Teilchen. Die Kalibrierungspunkte ergeben sich aus der Kinematik und aus Berechnungen mit dem Energieverlustprogramm STRAGGL [Str87].

Run	Detektor (l/r)	Achse (ΔE/E)	Punkt	Energie (MeV)	Kanalzahl
05	links	ΔE	Deuteron–Peak	9.0	360 $\pm$ 20
			Protonen–P_U	4.7	175 $\pm$ 30
			Protonen–P_A	25.0	680 $\pm$ 30
			Deuteronen–P_A	35.0	940 $\pm$ 40
		E	Deuteron–Peak	91.9	1040 $\pm$ 45
			Protonen–P_U	104.32	1400 $\pm$ 60
			Nullpunkt	0.0	115 $\pm$ 40
	rechts	ΔE	Proton–Peak	4.5	237 $\pm$ 12
			Protonen–P_A	21.3	700 $\pm$ 50
			Deuteron–P_A	29.3	900 $\pm$ 50
		E	Proton–Peak	76.1	1100 $\pm$ 60
			Nullpunkt	0.0	118 $\pm$ 20
10	links	ΔE	Deuteron–Peak	9.0	387 $\pm$ 34
			Protonen–P_U	4.7	197 $\pm$ 20
			Protonen–P_A	25.0	730 $\pm$ 20
			Deuteronen–P_A	35.0	900 $\pm$ 30
		E	Deuteronen–Peak	91.9	833 $\pm$ 119
			Protonen–P_U	120.0	1180 $\pm$ 120
			Nullpunkt	0.0	85 $\pm$ 25
	rechts	ΔE	Proton–Peak	4.5	239 $\pm$ 32
			Protonen–P_A	21.0	735 $\pm$ 40
			Deuteronen–P_A	29.0	940 $\pm$ 50
		E	Proton–Peak	76.1	892 $\pm$ 76
			Nullpunkt	0.0	112 $\pm$ 22

Tabelle B.1: Auflistung der Kalibrierungspunkte. "Peak" bezeichnet den elastischen Protonen– bzw. Deuteronen–Peak, "P_A" den Anfangspunkt der Äste für niederenergetische Teilchen, "P_U" den Umkehrpunkt des Protonenastes für hochenergetische Protonen, "Nullpunkt" (nur auf den E–Achsen) die senkrechte Linie im ΔE/E–Spektrum für niederenergetische Teilchen. Der linke Detektor ist der Deuteronen–Detektor, der rechte der Protonen–Detektor.

C. Trennung von Teilchen

In der Auswertung wurden für die Runs 05 und 10 ΔE–Histogramme erstellt, die E–Intervalle von 5 MeV Breite abdeckten. Mit dem Programm FIT [Str95] wurden die Positionen, Breiten und Fehler der Protonen– und Deuteronen–Äste im jeweiligen E–Bereich bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tab. C.1 und C.2 angegeben.

Energie–intervall (MeV)	Protonen–Ast Position (MeV)	Protonen–Ast Breite (MeV)	Deuteronen–Ast Position (MeV)	Deuteronen–Ast Breite (MeV)
		Run05		
10–15	19.6±0.3	4.3±0.8	27.6±1.2	5.0±3.4
15–20	17.3±0.2	3.6±0.4	26.0±1.1	7.1±3.0
20–25	15.7±0.2	3.5±0.3	24.8±0.4	3.1±1.0
25–30	13.8±0.2	3.2±0.3	21.8±0.5	4.5±1.3
30–35	12.4±0.2	3.5±0.4	20.9±0.6	4.7±1.6
35–40	11.2±0.2	2.6±0.4	19.4±0.2	2.4±0.5
40–45	10.5±0.1	2.4±0.3	18.3±0.3	3.6±0.9
45–50	9.8±0.1	2.3±0.2	16.3±0.4	2.8±1.3
50–55	8.8±0.1	2.4±0.2	15.8±0.2	2.4±0.5
55–60	8.1±0.1	1.7±0.1	14.6±0.5	3.9±1.4
60–65	7.4±0.06	1.9±0.2	14.1±0.2	1.9±0.5
65–70	7.0±0.06	1.8±0.1	13.9±0.2	1.9±0.7
70–75	6.4±0.05	1.6±0.1	11.5±0.1	1.7±0.3
75–80	6.2±0.05	1.3±0.1	11.6±0.1	1.3±0.2
80–85	5.6±0.06	1.6±0.1	11.4±0.06	1.4±0.1
85–90	5.3±0.05	1.5±0.07	11.2±0.06	1.4±0.2
90–95	5.1±0.05	1.2±0.1	10.9±0.03	1.3±0.05
95–100	4.8±0.06	1.5±0.1	10.8±0.03	1.2±0.04
100–105	4.7±0.04	1.2±0.1	10.6±0.06	1.0±0.1

Tabelle C.1: Position und Breiten der Protonen– und Deuteronen–Äste in Run05. Die Fehler sind die FWHM–Breiten der Äste.

Energie–intervall (MeV)	Protonen–Ast Position (MeV)	Protonen–Ast Breite (MeV)	Deuteronen–Ast Position (MeV)	Deuteronen–Ast Breite (MeV)
Run10				
15–20	19.6±0.4	4.1±0.9	28.0±1.1	6.7±3.3
25–30	16.4±0.2	3.8±0.5	25.4±0.9	6.4±2.4
30–35	14.9±0.2	4.0±0.5	24.5±0.6	4.1±1.4
35–40	13.2±0.2	3.6±0.4	20.9±0.6	5.0±1.6
40–45	12.1±0.2	3.6±0.3	21.5±0.5	3.6±1.1
45–50	11.2±0.1	2.5±0.2	18.9±0.3	3.8±0.8
50–55	10.4±0.1	2.3±0.2	18.7±0.5	4.1±1.5
55–60	9.7±0.1	2.2±0.1	17.7±0.5	3.6±1.1
60–65	9.2±0.1	2.6±0.2	16.2±0.5	4.0±1.4
65–70	8.5±0.1	2.9±0.2	15.6±0.4	3.7±0.9
70–75	7.6±0.1	2.0±0.2	14.2±0.4	3.2±1.1
75–80	7.0±0.1	2.0±0.1	14.1±0.5	2.7±1.0
80–85	6.5±0.1	1.7±0.1	13.4±0.2	2.0±0.5
85–90	6.1±0.1	1.9±0.1	13.0±0.2	1.6±0.5
90–95	5.5±0.1	1.8±0.1	10.5±0.1	1.6±0.2
95–100	5.4±0.05	1.5±0.1	10.6±0.05	1.4±0.1
100–105	5.0±0.05	1.5±0.1	10.6±0.04	1.5±0.1
105–110	4.6±0.05	1.5±0.1	10.5±0.03	1.5±0.04
110–115	4.4±0.05	1.3±0.1	10.3±0.02	1.3±0.03
115–120	4.2±0.06	1.3±0.1	10.2±0.01	1.3±0.02
120–125	3.9±0.06	1.6±0.1	10.1±0.02	1.2±0.03
125–130	3.7±0.05	1.2±0.1	10.0±0.04	1.2±0.1

Tabelle C.2: Position und Breiten der Protonen– und Deuteronen–Äste in Run10. Die Fehler sind die FWHM–Breiten der Äste.

D. Bestimmung des Peak–zu–Untergrund–Verhältnisses

Die Gütefaktoren Q (Gl. 5.2) wurden wie folgt bestimmt:

Die Fläche der ΔE/E–Spektren wurde in E–Richtung in etwa 10 MeV breite Bins unterteilt. Mit den Events in diesen Bins wurden ΔE–Histogramme gefüllt. Der Inhalt von elastischen Peaks, Reaction Tails und Untergrund in diesen Histogrammen ging als P bzw. B in Gl. 5.2 ein. Die elastischen Peaks und ihre Reaction Tails wurden in jedem Histogramm durch Gauß–Funktionen angenähert, der Untergrund durch Gauß–Funktionen (“G”), Polynome vierten Grades (“P”) und Offsets (“O”). Ein typisches Beispiel ist in Abb. 5.14 dargestellt. Die Untersuchung wurde an den Spektren ohne Cut–Anwendung und mit dt–, rechteckigem und graphischen Cut durchgeführt. In Tab. D.1 bis D.4 sind für sämtliche Bins der Gesamtinhalt, die Flächeninhalte der Fit–Funktionen, die Breite des elastischen Peaks sowie alle Fehler angegeben.

Für die Spektren, in denen die Cuts angewandt waren, wurden die Fit–Funktionen, die für das Spektrum mit dt–Cut angepaßt worden waren, beibehalten. Der Integrationsbereich für die Flächeninhalte wurde jedoch auf die Akzeptanzbereiche der Cuts eingeschränkt.

Bei kleinen Teilchenenergien konnte das Fit–Programm in einigen Fällen wegen sehr kleiner Statistik den Reaction Tail vom Untergrund nicht sicher unterscheiden. In diesen Fällen wurde die Unsicherheit der Parameter für die Fit–Funktionen und damit die Unsicherheit bei der Bestimmung der Flächeninhalte sehr groß.

Alle Fitergebnisse sind auf ganze Zahlen gerundet.

Histogramm	Flächeninhalt			Fit–Funktionen
E (MeV)	Gesamt	Peak	Untergrund	(G, O, P)
		linker Detektor (Deuteronen–Arm)		
27–37	9944	1073±49	8559±1100	6G
37–48	13342	1747±73	11189±1300	7G
48–58	18760	4510±124	13724±897	6G+P
58–68	18395	4783±904	12361±3622	7G
68–79	19360	7030±99	11882±324	5G+O
79–89	21308	9039±115	11900±320	5G+O
89–100	81263	71233±268	9564±204	3G+O
100–110	124149	112454±336	11225±193	3G+O
110–120	29278	17276±132	11612±262	3G+O
120–131	24383	14204±49	9780±117	2G+O
		rechter Detektor (Protonen–Arm)		
3–11	20353	8542±119	11581±1627	4G
11–20	20744	8530±101	11899±655	4G+O
20–29	28884	9155±107	19239±1177	5G
29–37	35857	9195±100	26091±1586	3G+P
37–46	30016	8485±95	20880±222	3G
46–55	24592	10261±159	13959±1423	4G+O
55–64	32586	20773±272	11334±276	3G
64–72	107953	101052±809	6452±748	2G
72–81	52460	49324±1610	3002±175	2G+O
81–90	12234	11690±232	491±217	2G+O

Tabelle D.1: Auflistung der Gesamtzahl der Events in den Histogrammen sowie der Flächeninhalte und –fehler der Fits für die Spektren ohne Cuts. Die Flächeninhalte repräsentieren die Anzahl der elastischen p–d–Ereignisse und der Untergrundereignisse.

Histogramm E (MeV)	Flächeninhalt Gesamt	Peak	Untergrund	Fit–Funktionen (G, O, P)
linker Detektor (Deuteronen–Arm)				
27–37	1627	786±32	729±562	3G+P
37–48	3188	1483±45	1592±328	4G+O
48–58	7041	2960±127	3877±292	4G+O
58–68	7530	3887±148	3442±181	2G+O
68–79	8161	6418±84	1502±47	G+P
79–89	10344	8757±104	1332±84	2G+O
89–100	67899	67031±259	357±28	G+O
100–110	101699	101179±318	138±16	G+O
110–120	14637	14473±120	85±13	G+O
120–131	13257	13145±115	45±12	G+O
rechter Detektor (Protonen–Arm)				
3–11	7730	7097±87	494±106	3G+O
11–20	7868	7223±90	459±82	3G+O
20–29	8708	7888±89	571±79	3G
29–37	8610	7621±88	760±64	2G+O
37–46	8396	7199±87	1032±62	2G+O
46–55	9224	7880±144	1230±138	2G+O
55–64	19641	18333±199	1223±166	2G+O
64–72	97660	97224±312	101±29	G+O
72–81	45497	45229±213	31±15	G+O
81–90	10563	10512±103	26±15	G+O

Tabelle D.2: Auflistung der Gesamtzahl der Events in den Histogrammen sowie der Flächeninhalte und –fehler der Fits für die Spektren ohne Cuts. Die Flächeninhalte repräsentieren die Anzahl der elastischen p–d–Ereignisse und der Untergrundereignisse.

Histogramm E (MeV)	Flächeninhalt Gesamt	Peak	Untergrund	Fit–Funktionen (G, O, P)
linker Detektor (Deuteronen–Arm)				
27–37	1006	785±32	163±45	3G+P
37–48	1956	1483±45	441±36	4G+O
48–58	5693	2960±127	2684±203	4G+O
58–68	6636	3887±148	2670±151	2G+O
68–79	7187	6418±84	665±28	G+P
79–89	9529	8757±104	686±59	2G+O
89–100	67301	67031±259	139±11	G+O
100–110	101458	101179±318	54±6	G+O
110–120	14541	14473±120	33±5	G+O
120–130	13210	13145±115	18±5	G+O
rechter Detektor (Protonen–Arm)				
3–11	7443	7097±87	251±36	3G+O
11–20	7452	7223±90	158±40	3G+O
20–29	8076	7888±89	68±10	3G
29–37	7829	7621±88	120±20	2G+O
37–46	7617	7194±88	347±38	2G+O
46–55	8862	7880±144	909±126	2G+O
55–64	19478	18333±199	1100±157	2G+O
64–72	97607	97224±312	29±10	G+O
72–81	45467	45229±213	12±5	G+O
81–90	10552	10512±103	8±5	G+O

Tabelle D.3: Auflistung der Gesamtzahl der Events in den Histogrammen sowie der Flächeninhalte und –fehler der Fits für die Spektren ohne Cuts. Die Flächeninhalte repräsentieren die Anzahl der elastischen p–d–Ereignisse und der Untergrundereignisse.

Histogramm E (MeV)	Gesamt	Flächeninhalt Peak	Untergrund	Fit–Funktionen (G, O, P)
		linker Detektor (Deuteronen–Arm)		
27–37	802	745±29	30±14	3G+O
37–48	1673	1463±44	182±18	4G+O
48–58	4547	2932±121	1402±136	4G+O
58–68	5885	3872±145	1926±129	2G+O
68–79	6788	6376±83	361±15	G+P
79–89	9237	8696±102	461±41	2G+O
89–100	67170	66978±259	86±7	G+O
100–110	101346	101072±318	32±4	G+O
110–120	14404	14332±119	15±2	G+O
		rechter Detektor (Protonen–Arm)		
3–11	7263	7038±86	106±23	3G+O
11–20	7244	7185±89	82±3	3G+O
20–29	7982	7860±89	33±5	3G
29–37	7735	7600±88	52±10	2G+O
37–46	7375	7135±87	124±23	2G+O
46–55	8401	7832±141	470±115	2G+O
55–64	19325	18221±195	998±147	2G+O
64–72	97525	97150±312	17±5	G+O
72–81	45397	45142±212	6±3	G+O

Tabelle D.4: Auflistung der Gesamtzahl der Events in den Histogrammen sowie der Flächeninhalte und –fehler der Fits für die Spektren ohne Cuts. Die Flächeninhalte repräsentieren die Anzahl der elastischen p–d–Ereignisse und der Untergrundereignisse.

Literaturverzeichnis

[Arv87] J. Arvieux und J. M. Cameron, Adv. Nucl. Phys. **18** (1987) 107

[Bar70] H. H. Barschall und W. Haeberli, Herausg., *Proceedings of the Third International Symposium over Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, Madison, 1970, The University of Wisconsin Press

[Bir64] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, 1964

[Bli52] R. J. Blin-Stoyle, Proc. Phys. Soc. (London) **A65** (1952) 452

[Bru93] R. Brun, *PAW – Physics Analysis Workstation, The Complete Reference*, CERN, Geneva, Switzerland, 1993

[Bru94] R. Brun, *HBOOK Reference Manual*, CERN, Geneva, Switzerland, 4.21 edition, 1994

[Dal52] R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. (London) **A65** (1952) 175

[Dar70] S. E. Darden, *Description of Polarization and Suggestions for Additional Conventions*, In H. H. Barschall und W. Haeberli, Herausg., *Proceedings of the Third International Symposium over Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, 39, Madison, (1970), The University of Wisconsin Press

[Dre93] I. Drescher, *Calibration of a polarimeter, based on the pd–pd reaction at medium energies*, Diplomarbeit, TSL, Uppsala, 1993

[Fre93] D. Frekers, *The Ignition of Supernova Explosions and Neutrino–Nucleosynthesis*, Proposal, 1993

[Fri93] L. Friedrich, E. Huttel, H. R. Kremers, S. Brandenburg, S. Y. van der Werf, und A. G. Drentje, *KVI annual report 1993*, Technical report, KVI, 1993, The polarized ion source, performance and features, S. 94

[Goe55] M. Goeppert Mayer und J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, John Wiley & Sons, New York, 1955

[Gre87] L. Greeniaus, *TRIUMF Kinematics Handbook*, 1987

[Gro86] H. Grote und McLaren, *EPIO Manual*, CERN, Geneva, Switzerland, 1986

[Hax88] W. C. Haxton, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1999

[Hax90] W. C. Haxton, Nucl. Phys. **A507** (1990) 179c

[Kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Verlag Teubner, Stuttgart, 1987

[Kol92] E. Kolbe, K. Langanke, S. Krewald, und F. K. Thielemann, Nucl. Phys. **A540** (1992) 599

[LeC94] LeCroy, *LeCroy Instrumentation Catalog*, Katalog, 1994

[Lee92] H. K. W. Leegte, *Fusion–like processes near the Fermi energy*, Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 1992

[Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer–Verlag, Berlin Heidelberg, 1987

[May84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Verlag Teubner, Stuttgart, 1984

[Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, 1988

[NE-93] NE-Technology, *Scintillation Materials*, Katalog, 1993

[Ohl70] G. G. Ohlsen und P. W. Keaton, *Formalism for $A(\vec{p},\vec{p})A$ and $A(\vec{d},\vec{d})A$ Polarization Transfer*, In H. H. Barschall und W. Haeberli, Herausg., *Proceedings of the Third International Symposium over Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, 418, Madison, (1970), The University of Wisconsin Press

[Phi90] Philips, *Data Handbook Photomultipliers*, Katalog, 1990

[Sat83] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, Oxford, 1983

[Sch94] H. W. Schreuder, *KVI Newsletter*, Technical Report 1, KVI, Sept 1994

[Str87] *STRAGGL*, FORTRAN–Programm, 1987, Programm entwickelt am TRIUMF, Vancouver

[Str95] S. Strauch und F. Neumeyer, *Fit*, FORTRAN–Programm, 1995, Programm entwickelt an der TH Darmstadt, priv. comm.

[Tay88] J. R. Taylor, *Fehleranalyse*, VCH Verlagsgesellschaft, 1988

[Wel93] S. P. Wells et al., Nucl. Instr. and Meth. **A325** (1993) 205

[Wer93a] S. Y. van den Werf, *Polarimetry with Protons and Deuterons*, Designentwurf für das IBP, 1993

[Wer93b] S. Y. van der Werf, R. Dussel, H. Gorter, und F. Wiekens, *KVI annual report 1993*, Technical report, KVI, 1993, A polarimeter for proton and deuteron beams, S. 95

[Wil52] D. H. Wilkinson, Rev. Sci. Instr. **23** (1952) 414

[Wör94] H. J. Wörtche und A. M. van den Berg, *The detection system for polarized light ions at the focal plane of the Big–Bite Spectrometer*, Group report, October 1994

[Wör95] H. J. Wörtche, 1995, priv. comm.

[Wol52] L. Wolfenstein und J. Ashkin, Phys. Rev. **85** (1952) 947

Danksagung

Herzlich bedanken möchte ich mich bei allen, die in vielfältiger Weise zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Dank sagen möchte ich ...

...Prof. Dr. Dieter Frekers für die interessante Aufgabenstellung und die großzügigen Arbeitsbedingungen im Institut für Kernphysik sowie für die Ermöglichung der Teststrahlzeiten am The Svedberg Lab in Uppsala,

...ihm und Dr. Heinrich Wörtche für die intensive und anregende Betreuung, die mir viel Raum für eigenständige Arbeit gelassen hat,

...ihnen beiden, Siebren Y. van der Werf, Mikko Lahtinen und Marcel Seip für die unterstützende Zusammenarbeit während der Teststrahlzeiten im April und Oktober 1994 in Uppsala,

...Siebren Y. van der Werf und Marcel Seip für ihre Unterstützung beim Zusammenschreiben der Arbeit,

...Dr. Heinrich Wörtche und Matthias Hartig für die hilfreichen Tips bei der Auswertung der Daten und bei den Programmierarbeiten,

...ihnen und meinen Zimmernachbarn und Mitdiplomanden Volker Hannen, Ana Nuñez Ruiz und Volker Scholz für die angenehme, offene und diskursive Zimmeratmosphäre,

...Prof. Dr. Dieter Frekers, Dr. Heinrich Wörtche, Matthias Hartig, Ana Nuñez Ruiz und Volker Scholz für die kritische Durchsicht meiner Arbeit,

...meinen Eltern für ihr stets waches Interesse für meine Arbeit und für ihre ausdauernde Unterstützung in meinem Studium,

...schließlich allen, die mir während dieser Zeit in freundschaftlichem Umgang Erholung und Motivation gegeben haben.

Ich erkläre, daß ich die Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwandt habe.

Münster, im April 1995