

Hauman

Institut für Kernphysik

**Entwicklung einer Influenzdrift-
kammer zur Messung assoziierter
Strangenessproduktion**

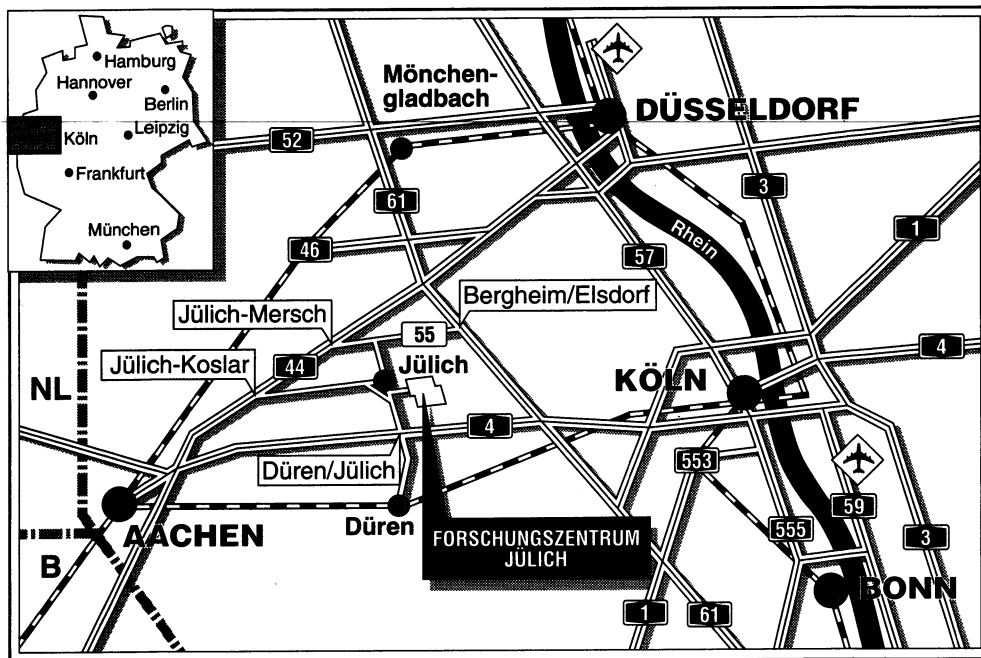
Guido Decker

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00066937

360417200



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2645

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jüli-2645

D 5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 833 556-70 kfa d

Entwicklung einer Influenzdrift- kammer zur Messung assoziierter Strangenessproduktion

Guido Decker

Inhalt

1	Assoziierte Strangenessproduktion	1
1.1	Einordnung des PS185-Experimentes in die Elementarteilchenphysik	1
1.2	Motivation zur assoziierten Strangenessproduktion	4
1.3	Motivation zu Untersuchungen an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	6
1.4	Untersuchungen an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	8
1.4.1	Kinematik	8
1.4.1.1	vorliegende Meßdaten	8
1.4.1.2	Gesamtenergie	9
1.4.1.3	Reaktionsschwelle	9
1.4.1.4	Signatur	10
1.4.1.5	Kinematische Grenzen	11
1.4.1.6	Rekonstruktion	13
1.4.2	Missing Mass	15
1.4.2.1	Definition	15
1.4.2.2	Dalitzplot	16
1.4.2.3	Höhenlinien im Dalitzplot	17
1.4.2.4	Dichteverteilung	18
1.4.3	Arbeitsweise eines χ^2 -Fit's	18
1.4.4	Auswertung	21
1.4.4.1	Schnitte im Dalitzplot	21

1.4.4.2	Beste Ereignishypothese	22
1.4.4.3	Der χ^2 -Fit	26
1.4.4.4	Schnitt in χ^2	29
1.4.4.5	Test des χ^2 Fits	31
1.4.4.6	Programmstruktur	33
1.4.5	Ergebnisse	35
2	Experimenteller Zugang zur Strangenessproduktion	40
2.1	Low Energy Antiproton Ring LEAR	40
2.2	PS185 Detektor	41
2.2.1	Strahlmonitor	41
2.2.2	Target	42
2.2.3	μ -Streifen	43
2.2.4	Vieldrahtproportionalkammer	43
2.2.5	Driftkammer	44
2.2.6	Szintillatorhodoskop	45
2.2.7	Ladungsbestimmung	45
2.2.8	Limited Streamer Tubes	45
2.3	PS185 Trigger	46
2.3.1	Neutraler Trigger	46
2.3.2	Σ Trigger	47
2.3.3	Strahl Trigger	47
2.3.4	Elastischer Trigger	47
3	Sekundärer Vertex in $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$	49
3.1	Neuentwicklungen an PS185	49
3.1.1	Signatur der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$	49
3.1.2	Simulation der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$	50
3.2	Anforderung an einen Vertexdetektor	53
3.2.1	Raumwinkelakzeptanz	53

3.2.2	Ratenverträglichkeit	53
3.2.3	Ortsauflösung	54
3.2.4	Massenbelegung	54
4	Physikalische Grundlagen eines Vertexdetektors	55
4.1	Energieverlust	55
4.2	Coulombvielfachstreuung	57
4.3	Kammergas	58
4.4	Quencher	59
4.5	Diffusion	59
4.6	Diffusion im elektrischen Feld	59
4.7	Driftgeschwindigkeit	60
4.8	Ionisationslawine	61
4.9	Entstehung eines Anodensignals	62
4.10	Signalformung	63
4.11	Influenz	63
5	Die Influenzdriftkammer (IDC)	65
5.1	Prinzip der IDC	65
5.1.1	Definition einer Kammerzelle	65
5.1.2	Ort-Winkel Beziehung	67
5.1.3	Winkel-Influenz Beziehung	69
5.1.4	Normierung, Ortsinformation	69
5.1.5	Begrenzung der Ortsauflösung	73
5.1.5.1	Gasverstärkung	73
5.1.5.2	δ -Elektronen	73
5.1.5.3	Diffusion	74
5.1.5.4	Schwankung des Lawinenschwerpunktes	74
5.1.5.5	Ionisation im inhomogenen Feldbereich	74
5.1.5.6	Schräge Spuren	75

5.1.6	Elektronische Unterteilung der IDC	76
5.1.6.1	asymmetrische IDC	76
5.1.6.2	Simulation der Kammer	77
5.2	Die IDC für PS185	79
5.2.1	Randbedingungen für die Konstruktion	79
5.2.2	Konstruktionselemente	79
5.2.2.1	Kammerebenen	79
5.2.2.1.1	Drähte	79
5.2.2.1.2	Anodenkeramik	80
5.2.2.1.3	Kathoden	80
5.2.2.1.4	Massenbelegung	83
5.2.2.1.5	Ebenträger	83
5.2.2.2	Anpreßrahmen	85
5.2.2.2.1	An der Seite zur MWPC	86
5.2.2.2.2	Auf der Targetseite	87
5.2.2.3	Elektrische Anschlüsse der IDC	87
5.2.3	Analogelektronik	89
5.3	Datenaufnahme	90
5.3.1	Datenaufkommen	90
5.3.2	Hardware	92
5.3.3	Synchronisierung mit der bisher bestehenden Daten- aufnahme	98
5.3.4	Timing	101
5.3.5	Software	101
5.3.5.1	Online	102
5.3.5.2	Spider	103
5.3.6	Zeitmessungen	105
5.4	Messungen mit der IDC	107

Kapitel 1

Assoziierte Strangenessproduktion

1.1 Einordnung des PS185-Experimentes in die Elementarteilchenphysik

Eine den Menschen kennzeichnende Eigenschaft ist der Wissensdurst. Er ist zugleich die Triebfeder und die Rechtfertigung für die Suche nach der Struktur der Materie. Schon Demokrit (etwa 460 v. Chr.) dachte über nicht mehr teilbare Bausteine der Materie nach und führte die Vorstellung des Atoms (übersetzt: unteilbarer Urstoff) ein.

Bis in die 30er Jahre dieses Jahrhunderts dauerte es, die Struktur der uns heute bekannten Atome bestehend aus Elektronen (e^-), Protonen (p) und Neutronen (n) zu erkennen. 1928 führte die relativistisch invariante Formulierung der Quantentheorie zur Vorhersage von Antiteilchen, welche 1932 mit der Entdeckung des Positrons (e^+) bestätigt wurde. 1905 wurde der Teilchenaspekt der elektromagnetischen Felder erkannt und als Photon (γ) interpretiert, 1931 zur Rettung der Energieerhaltung im β -Zerfall das Neutrino (ν) postuliert. 1947 wurde das neutrale Pion (π^0) entdeckt; im selben Jahr fanden G. D. Rochester und C. C. Butler die ersten *seltsamen* Teilchen (engl. strange particle) in Nebelkammeraufnahmen kosmischer Strahlung, die später als K -Meson und Λ -Hyperon bezeichnet wurden. Erst 1952 fand A. Pais mit der Erhaltung der Strangeness Quantenzahl in der starken

Wechselwirkung eine Erklärung dafür, daß das K -Meson und das Λ -Hyperon immer *assoziiert* entstehen. 1953 entdeckte A. Bonetti die Σ -Hyperonen.

Bis heute sind über 100 verschiedene Teilchen bekannt, die irreführenderweise als Elementarteilchen bezeichnet werden. Als wirklich elementar gelten gegenwärtig die Leptonen und die Quarks sowie die Austauschteilchen der Wechselwirkungen. Sie sind in drei¹ Familien, bestehend aus zwei Leptonen und zwei Quarks, eingeordnet, von denen die zweite und dritte Familie nur bei hohen Energien, wie sie kurz nach der Entstehung des Weltalls existiert haben mögen oder an Beschleunigern erreicht werden, auftreten. Die Quarks wurden 1964 von Gell-Mann und Zweig unabhängig voneinander eingeführt, um die vielen bis dahin bekannten Elementarteilchen zu klassifizieren. In diesem Quark-Modell bilden entweder drei Quarks zusammen ein Baryon oder ein Quark und ein Antiquark ein Meson. 1970 fand dieses Modell eine experimentelle Bestätigung, als am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) mit hochenergetischen Elektronen Nucleonen untersucht wurden und in ihrem Innern drei Ladungszentren gefunden wurden. Allerdings tragen die drei mit den Quarks identifizierten Teilchen nur die Hälfte des Gesamtimpulses, weswegen man auf weitere Konstituenten im Nucleon schloß, die später als Gluonen bezeichnet wurden. In der Quantenfeldtheorie werden die auftretenden Wechselwirkungen der Teilchen untereinander durch Austauschteilchen beschrieben. So sind in der starken Wechselwirkung, die für den Zusammenhalt der Quarks zu Nucleonen, Hyperonen oder Mesonen verantwortlichen Teilchen die Gluonen, für die elektroschwache Wechselwirkung das schon erwähnte Photon und die 1983 gefundenen Z^0 und W^\pm Bosonen. Die beschreibende Theorie der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen ist die Quantenchromodynamik. Sie kennt drei als Farben und zugehörige Antifarben bezeichnete Ladungszustände. Eine ihrer Eigenschaften ist es, daß nur farbneutrale Teilchen auftreten können, die aus drei Quarks oder aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen können. Damit erklärt sich, warum bisher noch keine freien einzelnen Quarks beobachtet wurden.

Will man quantenmechanische Eigenschaften von Quarks und ihren Wechselwirkungen bei niedrigen Energien studieren, ist man auf indirekte Wege über Reaktionen unter Beteiligung mehrerer Quarks angewiesen. Für die Untersuchung der Erzeugung eines Antistrange-strange Quarkpaares $\bar{s}s$ eignet sich die Produktion eines Antistrange-strange Hyperonen- oder Mesonen-

¹Experimentelle Bestätigung jüngst am LEP durch die Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons

paares aus der $\bar{p}p$ Wechselwirkung. Dies ist Aufgabe des PS185 Experimentes [KIL81] am LEAR² im CERN³.

²LEAR ist ein Akronym für Low Energy Antiproton Ring

³CERN ist die Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire in Genf

1.2 Motivation zur assoziierten Strangenessproduktion

Im PS185 Experiment am LEAR wird in verschiedenen Reaktionen aus der $\bar{p}p$ Wechselwirkung die Produktion eines $\bar{s}s$ Paares, eingebettet in Antihyperon-Hyperonpaare $\bar{Y}Y$ oder Mesonenpaare, untersucht. Neben der vorwiegend betrachteten, präzise und in vielen Impulseinstellungen gemessenen Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ werden auch $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0K^0$ gemessen, um andere Aspekte der $\bar{s}s$ Erzeugung zu studieren.

Der Quarkinhalt und die wesentlichen Quantenzahlen der beteiligten Teilchen sind (Quelle [PDG90]):

Teilchenart	Quarkinhalt	Quantenzahlen
p	uud	$I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
n	udd	$I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
Λ	uds	$I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^+)$
Σ^+	uus	$I(J^P) = 1(\frac{1}{2}^+)$
Σ^0	uds	$I(J^P) = 1(\frac{1}{2}^+)$
Σ^-	dds	$I(J^P) = 1(\frac{1}{2}^+)$
π^+	$u\bar{d}$	$I^G(J^P) = 1^-(0^-)$
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+})$
π^-	$d\bar{u}$	$I^G(J^P) = 1^-(0^-)$
K^0	$d\bar{s}$	$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$
γ		$I(J^{PC}) = 0, 1(1^{--})$

Während in dem Λ -Hyperon die beiden leichtesten Quarks zu einem Isospinsingulett ($I = 0$) und wegen der Forderung nach einer asymmetrischen Gesamtwellenfunktion zum Spin $\sigma = 0$ koppeln, sind sie in den Σ 's im Isospintriplett ($I = 1$) und im Spin $\sigma = 1$ Zustand. Daher bestimmt im Λ das s -Quark den Gesamtspin und das magnetische Moment des Hyperons. Für die Produktion der $\bar{\Lambda}\Lambda$ und der $\bar{\Sigma}^{0\pm}\Sigma^{0\pm}$ Paare muß der Eingangskanal $\bar{p}p$ im $I = 0$ Zustand sein, während für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ $I = 1$ erforderlich ist. Bei $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0K^0$ sind beide Isospinkanäle zulässig.

Geht man in der Beschreibung der Reaktionen von einem Quarkmodell aus, so werden in seiner einfachsten Form die $\bar{\Lambda}\Lambda$ Produktion aus der Vernichtung eines $\bar{u}u$ und Erzeugung eines $\bar{s}s$ Quarkpaares beschrieben. Für die Reaktion zu $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ müssen dem gegenüber anstelle eines $\bar{u}u$ ein $\bar{d}d$ Quarkpaar vernichtet werden. Die Erzeugung von $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ und \bar{K}^0K^0 sind nur durch Vernichtung und Erzeugung zweier Quarkpaare erklärbar, wodurch die Austauschprozesse höherer Ordnung in den beschriebenen einfachen Reaktionen abgeschätzt werden können.

Die $\bar{s}s$ Erzeugung in der $\bar{\Lambda}\Lambda$ Produktion ist von vielen Arbeitsgruppen theoretisch untersucht worden. Eine aktuelle Zusammenfassung und Diskussion der Meßergebnisse in Zusammenhang mit den verschiedenen Theorien sind in [HAM91] zu finden.

Zusätzlich zur Produktion unter der starken Wechselwirkung und dem schwachen Zerfall der Strangness geladenen Hyperonen und Mesonen kommt es bei den geladenen Σ 's zu einer elektromagnetischen Wechselwirkung im Ausgangskanal. Gegenüber den neutralen Hyperonen, kann es z.B. zu verstärkten Annihilationen, Kanalkopplungen und gebundenen Zwischenzuständen führen kann, die Auswirkungen auf den Wirkungsquerschnitt im Schwellenbereich haben [KIL80].

Aufgrund der Paritätserhaltung in der starken Wechselwirkung steht die Polarisation senkrecht auf der durch die Hyperonen aufgespannte Ebene [PER90], so daß die Polarisation ohne Doppelstreuexperimente wegen des asymmetrischen Zerfalls in der paritätsverletzenden schwachen Wechselwirkung gemessen wird. Durch die gleichzeitige Messung von \bar{Y} und Y werden Spinkorrelationen bestimmbar und aus den so gewonnenen Asymmetrieparametern wird die CP -Invarianz der schwachen Wechselwirkung abgeschätzt. Ausführlich werden die Spinkorrelationen in [ZIO92] behandelt.

Besitzt das $\bar{p}p$ -System genau die Schwellenenergie der betrachteten Reaktion, so ist ihr Gesamtbahndrehimpuls $L = 0$. Im Bereich der Schwelle treten im wesentlichen Drehimpulse kleiner Quantenzahlen auf, was die Analyse der Meßdaten z.B. bei einer Partialwellenzerlegung vereinfacht und damit Rückschlüsse auf die Quantenzahlen des $\bar{Y}Y$ Systems zuläßt.

1.3 Motivation zu Untersuchungen an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$

Neben denen im vorherigen Abschnitt beschriebenen Gründen zur Messung der assoziierten Strangnessproduktion im Schwellenbereich kann die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ Aufschluß über eine in $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ gemessene Irregularität bei einer Überschußenergie ε von etwa 1 *MeV* geben. Die von [FRA87] und [STI91] ausgewerteten Daten zeigen diese Anomalie mit einer Energiebreite von 0,6 *MeV*. Zwei Fits der Daten unter der Annahme, daß nur *S* und *P*-Welle in der Schwellenregion beteiligt sind und eine Breit-Wigner Resonanz entweder mit der *S* oder der *P*-Welle interferieren, haben beide eine Phasendifferenz von 75° bei einer Signifikanz von 3σ [KIL92]. Abbildung 1.1 zeigt die gemessenen Daten mit der gefitteten Resonanz, die mit der *P*-Welle interferiert. Diese Irregularität muß ebenfalls in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ bei der gleichen Überschußenergie ε für das Subsystem $\bar{\Lambda}\Lambda$ auftreten. Durch die drei im Ausgangskanal beteiligten Teilchen ist ε kontinuierlich von der Produktionsschwelle ($\varepsilon = 0$) bis zum Maximum verteilt.

Eine weitere interessante Fragestellung ist die nach dem Produktionsmechanismus der drei Ausgangsteilchen. Koppelt z.B. das π^0 an ein zur $\bar{\Lambda}\Lambda$ Produktion ausgetauschtes Boson, entsteht es in einem der Vertices (p, Λ, Boson) bzw. ($\bar{p}, \bar{\Lambda}, \text{Boson}$) oder wird die Produktion durch ein bzw. mehrere Gluonen beschrieben? Die Bestimmung der Quantenzahlen des Produktionsmechanismus kann hier Aufschluß bringen.

Bisher ist diese Reaktion noch nicht genügend vermessen worden. Von [BAD67] gibt es einen Datenpunkt bei einem Impuls von 2,5 *GeV/c* mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von $19 \mu\text{b} \pm 5 \mu\text{b}$. In [SEF92] ist aus Daten des PS185 Experimentes erstmalig ein totaler Wirkungsquerschnitt bei 1,905 *GeV/c* mit $12,5 \mu\text{b}$ abgeschätzt worden.

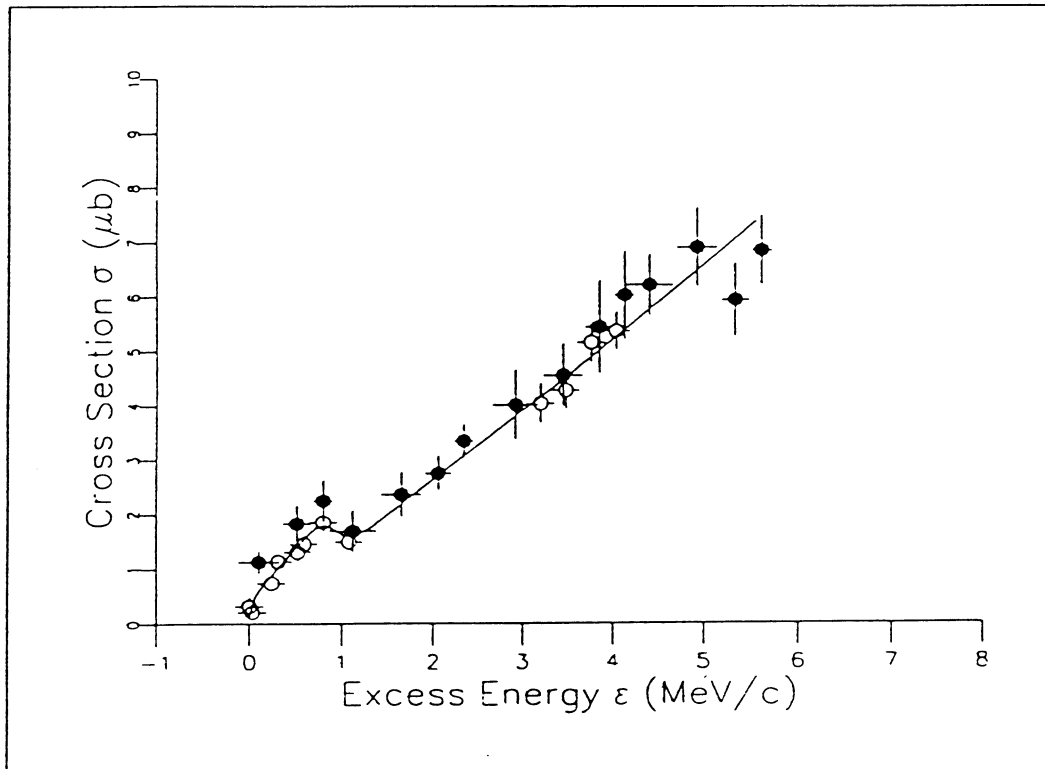


Abbildung 1.1: Aufgetragen ist der totale Wirkungsquerschnitt über der Anregungsenergie für $\bar{\eta}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Die offenen Kreise sind die von [FRA87], die ausgefüllten Kreise die von [STI91] ausgewerteten Daten. Die durchgezogene Linie ist die Fitkurve.

1.4 Untersuchungen an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$

Das Experiment PS185 ist auf die Messung $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ im Impulsbereich der \bar{p} von der Produktionsschwelle ($1,43528 \text{ GeV}/c$) bis zu $2 \text{ GeV}/c$ hin optimiert. $2 \text{ GeV}/c$ ist die höchstmögliche Impulseinstellung des LEAR (siehe auch Abschnitt 2.1). Mit dem PS185-Detektor (Beschreibung in Abschnitt 2.2) wird diese Reaktion mit vier Meßgrößen mehr, als unbedingt für die volle Rekonstruktion erforderlich, gemessen. Dadurch ist die vollständige Bestimmung des 4-er Vektors \mathbf{P}_r eines weiteren nicht beobachteten Teilchens r der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda r$ möglich.

Für die Auswertungen der Daten müssen Kriterien festgelegt werden, die die zu untersuchende Reaktion vom Untergrund trennen. Hilfsmittel dazu sind kinematische und Missing Mass Analysen. Die Ergebnisse, die von diesen Untersuchungen als wahrscheinliche Kandidaten erkannt werden, werden durch einen Fit mit einem χ^2 als Güteparameter einer Reaktion zugeordnet oder verworfen.

1.4.1 Kinematik

1.4.1.1 vorliegende Meßdaten

Während der zwei Strahlzeiten im April 1988 und im Mai 1989 wurde erstmals bei drei Impulseinstellungen des \bar{p} Strahles ($1,896 \text{ GeV}/c$, $1,910 \text{ GeV}/c$ und $1,922 \text{ GeV}/c$), die über der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ Reaktionsschwelle liegen, gemessen. Um Meßdaten bei weiteren Impulswerten aufzunehmen, wurde bei zwei der Strahleinstellungen vor das Target verschieden dicke *Degrader* gestellt, die den Impulsbetrag verringern. Die mittleren Impulse am Target sind $1,890 \text{ GeV}/c$, $1,892 \text{ GeV}/c$, $1,903 \text{ GeV}/c$, $1,905 \text{ GeV}/c$, $1,907 \text{ GeV}/c$ und $1,919 \text{ GeV}/c$.

Die Daten wurden bezüglich der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in den Dissertationen von Th. Sefzick [SEF92] und M. Ziolkowski [ZIO92] ausgewertet.⁴ Die Arbeit [SEF92] untersucht die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ als Untergrund zu

⁴Mit $1,919 \text{ GeV}/c$ ist der Impuls groß genug, um $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ und $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ zu erzeugen. Die Daten bezüglich der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ werden z.Z. von R. Geyer IMEP ÖAW, Wien ausgewertet.

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Eine weiterführende Analyse, basierend auf den Arbeiten [SEF92] und [ZIO92], ist Thema der folgenden Abschnitte.

1.4.1.2 Gesamtenergie

Die Gesamtenergie \sqrt{S} einer Reaktion wird aus den 4-er Vektoren des Strahlteilchens \mathbf{P}_b und des Targets \mathbf{P}_t berechnet. Wie in der Elementarteilchenphysik üblich, wird auch hier $c = \hbar = 1$ gesetzt.

$$S = (\mathbf{P}_b + \mathbf{P}_t)^2 = (E_b + E_t)^2 - (\vec{p}_b + \vec{p}_t)^2$$

Für ein ruhendes Teilchen gilt:

$$\vec{p} = \vec{0}$$

Mit

$$E_b^2 = p_b^2 + m_b^2 \quad \text{und} \quad E_t^2 = m_t^2$$

folgt:

$$\sqrt{S} = \sqrt{m_b^2 + m_t^2 + 2m_t\sqrt{p_b^2 + m_b^2}} \quad (1.1)$$

S ist als Quadrat von 4-er Vektoren lorentzinvariant und somit unabhängig vom Inertialsystem, in dem S berechnet wird. S ist eine der drei Mandelstam Variablen.

1.4.1.3 Reaktionsschwelle

Die Reaktionsschwelle zur Erzeugung der Gesamtmasse M ist erreicht, wenn die Eingangsenergie \sqrt{S} gleich der Masse M im Ausgangskanal ist.

$$\sqrt{S} = M$$

Dann gilt mit der Formel 1.1:

$$E_b = \frac{M^2 - m_b^2 - m_t^2}{2m_t}$$

Der entsprechende Impulsbetrag p_b ergibt sich aus:

$$p_b = \sqrt{E_b^2 - m_b^2}$$

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ liegt die minimale Strahlenergie bei 2,0454 GeV, was einem Impulsbetrag von 1,8175 GeV/c entspricht. In der folgenden Tabelle sind die Strahlimpulse, die Strahlenergien und die Gesamtenergien der möglichen Hyperonenproduktionen im LEAR-Impulsbereich zusammengefaßt.

Reaktion	Strahlimpuls [GeV/c]	Strahlenergie [GeV]	Gesamtenergie \sqrt{S} [GeV]
$\bar{\Lambda}\Lambda$	1,4353	1,7148	2,2312
$\bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.$	1,6531	1,9001	2,3082
$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	1,8175	2,0454	2,3662
$\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	1,8531	2,0771	2,3788
$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	1,8711	2,0932	2,3851
$\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	1,8989	2,1181	2,3949

1.4.1.4 Signatur

Im PS185 Detektor können nur Spuren elektrisch geladener Teilchen nachgewiesen werden. Die Reaktionsteilchen $\bar{\Lambda}$, Λ und π^0 sind jedoch elektrisch neutral. Allerdings zerfallen die Λ 's zu 64,1% in zwei geladene Teilchen:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad \text{bzw.} \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$$

Über diese Zerfälle lassen sich die 4-er Vektoren des $\bar{\Lambda}$ und des Λ rekonstruieren. Die Zerfälle

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad \text{bzw.} \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} + \pi^0$$

lassen sich, da neutral, in PS185 nicht nachweisen. Der vollständige Reaktionsnachweis beider Λ 's ohne Ausnutzung einer Missing Mass Technik (siehe auch Abschnitt 1.4.2) ist nur dann möglich, wenn $\bar{\Lambda}$ und Λ aus einer Reaktion beide geladen zerfallen. Das ist zu $(64,1\%)^2 = 41,1\%$ wahrscheinlich. Die folgende Tabelle zeigt einige Zerfälle mit ihren Verzweungsverhältnissen (Quelle [PDG90]).

Teilchen	Zerfallsart	Verzweigungs- verhältnis
Λ, Λ	$\bar{p}\pi^+, p\pi^+$	$64,1 \pm 0,5\%$
	$\bar{n}\pi^0, n\pi^0$	$35,7 \pm 0,5\%$
	$\bar{n}\gamma, n\gamma$	$0,102 \pm 0,033\%$
π^0	2γ	$98,798 \pm 0,032\%$
	$e^+e^-\gamma$	$1,198 \pm 0,0032\%$

Die Λ 's besitzen, bedingt durch ihren schwachen Zerfall, eine Lebensdauer τ von $\tau = (2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10} \text{s}$ [PDG90], was einem $c\tau$ -Wert von $7,89 \text{cm}$ im Schwerpunktsystem entspricht. Für die Zerfallslängen im Laborsystem ist $c\tau$ mit den relativistischen Größen $\beta \cdot \gamma$ zu multiplizieren. Das π^0 zerfällt mit einem $c\tau$ -Wert von $2,5 \cdot 10^{-6} \text{cm}$ [PDG90] und seiner geringen kinetischen Energie unmittelbar am Produktionsort. Die Zeichnung 1.2 skizziert ein Ereignis des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Im Detektor werden bei dieser Reaktion die zwei sog. V's der Λ -Zerfälle sichtbar.

1.4.1.5 Kinematische Grenzen

Für die Rekonstruktion von Reaktionen aus Meßdaten ist ein wichtiges Beurteilungskriterium die Kontrolle der Kinematik der zugrundegelegten Reaktion. Bei einer Zweiteilchenreaktion kann die Kinematik eines Teilchens durch Rekonstruktion des anderen Teilchens bestimmt werden. Dies ist bei einer Dreiteilchenreaktion mit einem unbeobachteten Teilchen nicht möglich. Es können nur Grenzen für den maximal erreichbaren Impuls angegeben werden. Eines der beiden Λ 's erreicht in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ den Maximalimpuls, wenn im Schwerpunktsystem der $\bar{p}p$ das andere Λ und das π^0 dieselbe Richtung haben. Der Betrag berechnet sich nach [PDG90] aus:

$$|\vec{p}_\Lambda^*| = \frac{\sqrt{(S - (m_\Lambda + m_{\bar{\Lambda}} + m_{\pi^0})^2)(S - (m_\Lambda + m_{\bar{\Lambda}} - m_{\pi^0})^2)}}{2S}$$

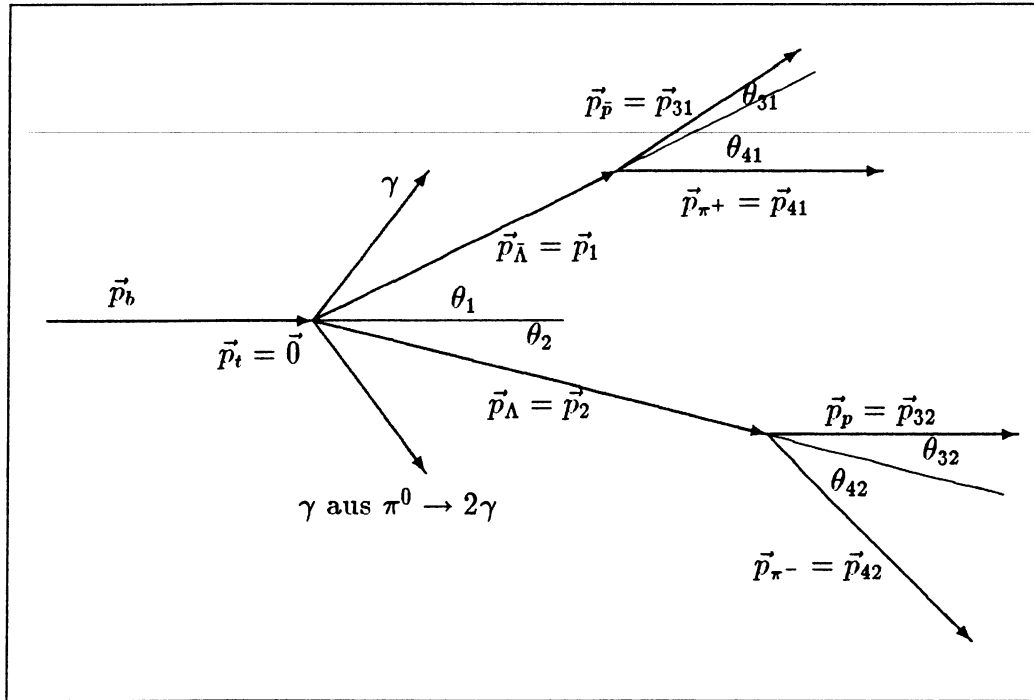


Abbildung 1.2: Bezeichnungen der Impulse und der Winkel für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$

Ein "*" unterscheidet kinematische Größen im Ruhesystem von denen im Laborsystem. Mit der Gleichung

$$\sin \theta_{max} = \frac{|\vec{p}^*|}{\beta\gamma m} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{|\vec{p}|}{E} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{E}{\sqrt{S}}$$

berechnet sich der maximale Öffnungswinkel der Reaktion im Laborsystem. Die folgende Tabelle enthält die maximal möglichen Impulsbeträge und die zugehörigen Maximalwinkel der Λ 's bei den drei gemessenen Impulscinstellungen des \bar{p} -Strahls in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

Strahlimpuls [Gev/c]	minimaler Laborimpuls [Gev/c]	maximaler Laborimpuls [Gev/c]	Transversal- impuls [Gev/c]	maximaler Öffnungswinkel [°]
1,896	0,395	1,501	0,434	29,4
1,910	0,392	1,518	0,440	29,7
1,922	0,390	1,532	0,446	30,0

Eine graphische Darstellung für den mittleren Strahlimpuls 1,91 GeV/c zeigt die Abbildung 1.3.

Mit einer Detektorakzeptanz von $\pm 45^\circ$ im Laborsystem erreicht der Detektor die volle Raumwinkelakzeptanz für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

1.4.1.6 Rekonstruktion

Zum Experiment PS185 gehört das umfangreiche Auswerteprogramm EVAL. Dieses Programm bestimmt Teilchenspuren aus den PCOS-, ADC- und TDC-Daten der einzelnen Detektorkomponenten. Einzelne Spuren, die aus dem Λ -Zerfall stammen können, werden zu Vertices kombiniert. Eine ausführliche Beschreibung des EVAL befindet sich in [SEF92]. Bei bekannten Massen und unter der Forderung der Impuls- und Energieerhaltung lassen sich die Impulsbeträge der Λ 's und ihrer Zerfallsteilchen ausrechnen. Die Abbildungen 1.2 und 1.4 zeigen die Bezeichnung der Winkel für die Formeln der Impulsberechnung.

Aus der Impulserhaltung erhält man (hier für das $\bar{\Lambda}$):

$$|\vec{p}_{31}| = |\vec{p}_1| \frac{\sin \theta_{41}}{\sin(\theta_{31} + \theta_{41})} \quad \text{und} \quad |\vec{p}_{41}| = |\vec{p}_1| \frac{\sin \theta_{31}}{\sin(\theta_{31} + \theta_{41})}$$

(entsprechend für Λ).

Dies wird einsichtig an dem Bild 1.4 und den daraus folgenden Beziehungen:

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_{41}| \cos(\theta_{41}) + |\vec{p}_{31}| \cos(\theta_{31}) \quad (1.2)$$

und

$$|\vec{p}_{41}| \sin(\theta_{41}) = |\vec{p}_{31}| \sin(\theta_{31}) \quad (1.3)$$

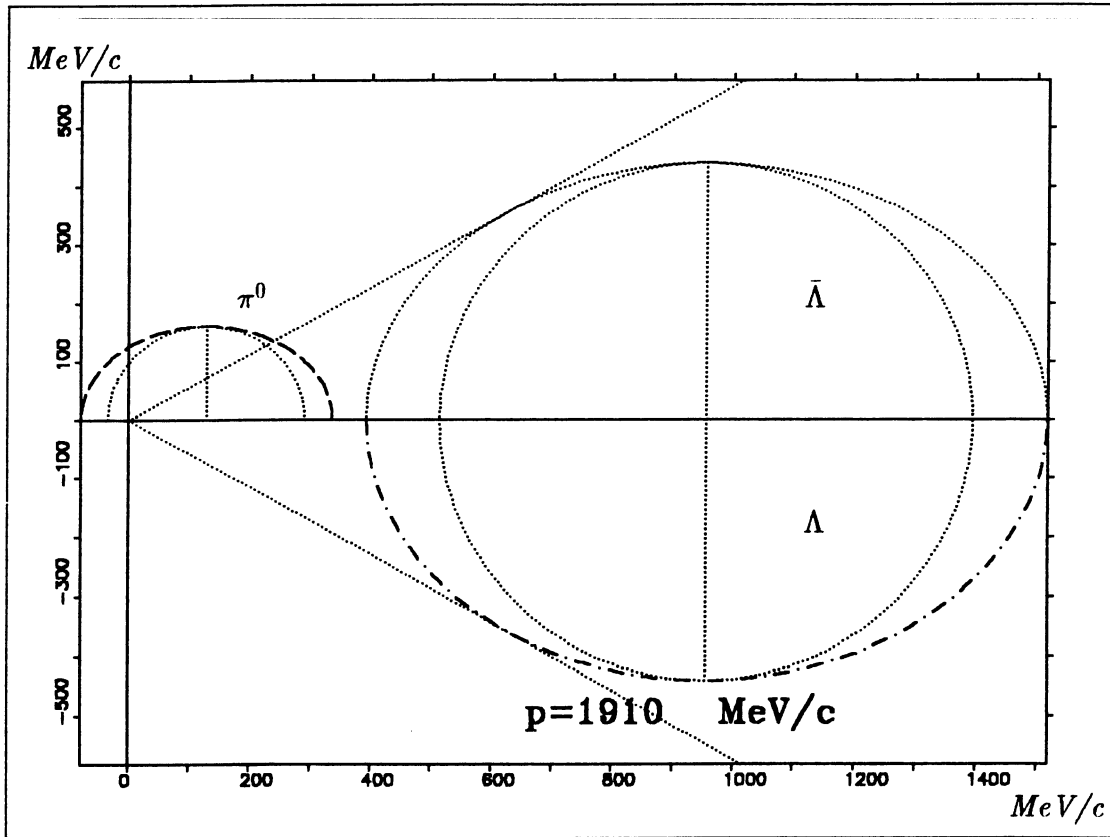


Abbildung 1.3: Kinematik der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ für einen Strahlimpuls von $1,91 \text{ GeV}/c$. Auf der horizontalen Achse ist der Impuls in Strahlrichtung, auf der vertikalen ist der Impuls transversal dazu aufgetragen. Die Impulsvektoren der Teilchen können im Laborsystem nur Werte auf den eingezeichneten Halbellipsen erreichen. Die eingeschriebenen Halbkreise enthalten die zugehörigen Impulse im Schwerpunktsystem. Die beiden vom Produktionsort ausgehenden gepunkteten Geraden deuten den maximalen Öffnungswinkel der Λ 's im Laborsystem an.

Durch Einsetzen der Gleichungen 1.2 und 1.3 in die Energieerhaltung

$$E_1 = E_{41} + E_{31}$$

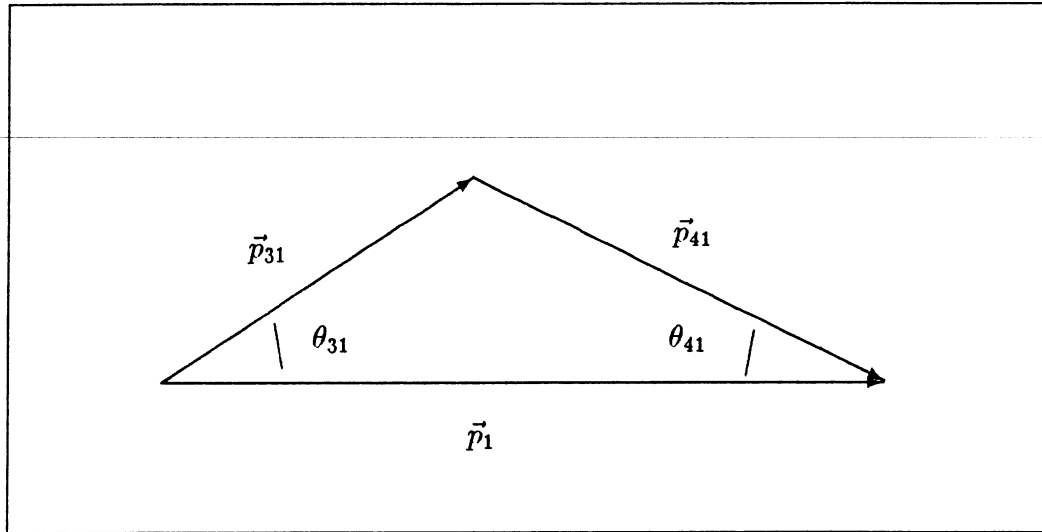


Abbildung 1.4: Impulsrekonstruktion aus dem Zerfall der Hyperonen.

$$\sqrt{m_1^2 + p_1^2} = \sqrt{m_{41}^2 + p_{41}^2} + \sqrt{m_{31}^2 + p_{31}^2}$$

erhält man nun eine quadratische Gleichung für $|\vec{p}_1|$. Sie hat nur eine positive und damit physikalisch sinnvolle Lösung für $|\vec{p}_1|$. Mit der Berechnung der Impulsbeträge, der Messung der Richtung der Teilchen, ausgedrückt in Winkeln, und der angenommenen Masse der Teilchen sind die 4-er Impulsvektoren für $\bar{\Lambda}$, Λ und ihrer Zerfallsteilchen bestimmt. Mit den bekannten 4-er Vektoren des \bar{p} -Strahls (\mathbf{P}_b), des Targets ($\mathbf{P}_t = m_t$ für das ruhende Target), des $\bar{\Lambda}$'s (\mathbf{P}_1) und des Λ 's (\mathbf{P}_2) kann der 4-er Vektor eines nicht beobachteten weiteren Teilchens \mathbf{P}_r bestimmt werden durch

$$\mathbf{P}_r = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_t - \mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 \quad (1.4)$$

1.4.2 Missing Mass

1.4.2.1 Definition

Die Missing Mass Untersuchung betrachtet Reaktionen unter der Annahme, daß sich drei Teilchen in ihrem Endzustand befinden $b + t \rightarrow 1 + 2 + r$. Ist der Eingangszustand und eines der Teilchen (z.B. Teilchen 1) im Endzustand

bekannt, so errechnet sich die fehlende Masse m_{2r} (bzw. entsprechend m_{1r} , berechnet durch Teilchen 2) des Subsystems aus den beiden anderen Teilchen im Endzustand durch Umstellen der Gleichung 1.4:

$$m_{2r}^2 = (\mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_r)^2 = (\mathbf{P}_b + \mathbf{P}_t - \mathbf{P}_1)^2$$

$$m_{1r}^2 = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_r)^2 = (\mathbf{P}_b + \mathbf{P}_t - \mathbf{P}_2)^2$$

m_{1r} und m_{2r} heißen *Missing Mass*.

1.4.2.2 Dalitzplot

Werden die Werte dieser beiden Massenquadrate in einem kartesischen Koordinatensystem als Punkte eingetragen, bezeichnet man diese Darstellung als *Dalitzplot* [DAL53]. Wegen der Energie- und Impulserhaltung liegen die Punkte in diesem Plot innerhalb einer geschlossenen Kurve. Die Ränder dieser Kurve $m_{2r}(max)$, $m_{2r}(min)$ werden zu einem gegebenen Wert m_{1r} , dann erreicht, wenn die Impulse \vec{p}_2 und \vec{p}_1 parallel oder antiparallel sind. Der arithmetische Zusammenhang lautet (siehe [PDG90])

$$m_{2r}^2(max) = (E_2^* + E_r^*)^2 - (\sqrt{E_2^{*2} - m_2^2} - \sqrt{E_r^{*2} - m_3^2})^2$$

$$m_{2r}^2(min) = (E_2^* + E_r^*)^2 - (\sqrt{E_2^{*2} - m_2^2} + \sqrt{E_r^{*2} - m_3^2})^2$$

wobei

$$E_r^* = \frac{S - m_{1r}^2 - m_2^2}{2m_{1r}} \quad \text{und} \quad E_2^* = \frac{m_{1r}^2 + m_r^2 - m_1^2}{2m_{1r}}$$

Die Zeichnung 1.5 zeigt die geschlossene Kurve, innerhalb der die Meßwerte für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ bei einem Impulsbetrag von $1,91 \text{ GeV}/c$ liegen dürfen. Die kleine Ellipse in der Abbildung 1.5 zeigt den gleichen Sachverhalt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

Bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ist die geschlossene Kurve im Dalitzplot zu einem Punkt ($m_\Lambda^2 = m_{\bar{\Lambda}}^2 = 1,24463 \text{ GeV}^2$) entartet. In der Abbildung 1.5 ist er der Schnittpunkt der punktierten Geraden.

Das untere Limit der geschlossenen Kurve ist auf der m_{1r} -Achse gegeben durch $(m_r + m_1)^2$ bzw. auf der m_{2r} -Achse durch $(m_r + m_2)^2$. Die obere Grenze für die m_{1r} -Achse lautet $(\sqrt{S} - m_2)^2$ und für die andere Achse $(\sqrt{S} - m_1)^2$, in Abbildung 1.5 als strichpunktierte Linien eingezeichnet.

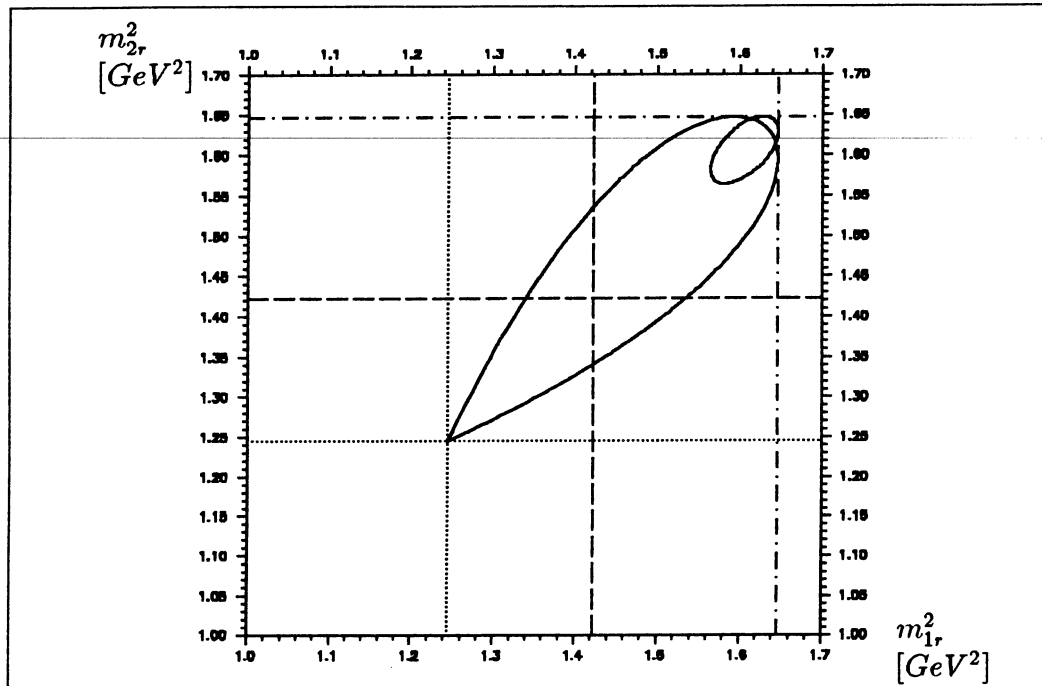


Abbildung 1.5: Dalitzplot; die größere geschlossene Kurve gibt den kinematisch erlaubten Bereich für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$, die kleinere für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ bei einem Strahlimpuls von $1,91 \text{ GeV}/c$.

Die gestrichelten Linien innerhalb des Dalitzbereiches für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ zeigen, wo die Ereignisse aus den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ liegen (siehe auch Abschnitt 1.4.2.4).

1.4.2.3 Höhenlinien im Dalitzplot

Für Reaktionen des Typs $b + t \rightarrow 1 + 2 + r$, bei denen der Detektor die Teilchen 1 und 2 nachweist und die 4-er Impulse des Strahls und des Targets bekannt sind, kann m_r berechnet werden. Die Größe

$$m_r^2 = \mathbf{P}_r^2 = (\mathbf{P}_b + \mathbf{P}_t - \mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)^2$$

in dem Dalitzplot, als dritte Koordinate aufgetragen, gibt die Masse eines nicht beobachtbaren Teilchens an. Somit ist eine Unterscheidung der

Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ durch m_r^2 möglich. Die Messungen an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ müssen in der Dalitzscheibe für $m_r^2 = 0$ liegen, die mit $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ bei $m_r^2 = m_{\pi^0}^2 = 0,018218\text{GeV}^2$.

Bei der Berechnung der Koordinatenpunkte in dem 3-dimensionalen Dalitzplot sind mathematisch auch Bereiche für negative m_r^2 -Werte und Werte unterhalb m_Λ^2 möglich. Abbildung 1.6 zeigt die mathematisch erlaubten Bereiche. Physikalisch sinnvoll sind jedoch nur Werte, die in den Grenzen liegen, die die Abbildung 1.7 zeigt. Durch die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ können alle Werte in dem gezeigten Volumen erreicht werden.

1.4.2.4 Dichteverteilung

Jeder Punkt innerhalb einer Dalitzscheibe tritt bei einer Reaktion mit derselben Wahrscheinlichkeit auf, wenn keine Korrelation zwischen den drei Teilchen im Endzustand vorliegt. Treten parallel zu den Koordinatenachsen Anhäufungen auf, so kann dies als Resonanz in dem Subsystem der zusammen betrachteten Teilchen $(1, r)$ oder $(2, r)$ interpretiert werden. Senkrecht zur Diagonalen der Achsen auftretende Verdichtungen weisen auf eine Resonanz im Subsystem $(1, 2)$ hin. In dem betrachteten Energiebereich mit $m_r^2 = 0$ befindet sich eine Resonanz in $(1, r)$ bzw. $(2, r)$. Aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$ bzw. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ und dem elektromagnetischen Zerfall des Σ^0 oder $\bar{\Sigma}^0$ entstehen $\Lambda\gamma$ oder $\bar{\Lambda}\gamma$. Mit einer Lebensdauer der Σ^0 , $\bar{\Sigma}^0$ von $\tau = 7,4 \cdot 10^{-20}\text{s}$ [PDG90] ist dieser Zerfall nur als Resonanz, d.h. als Anhäufung im Dalitzplot bei der Masse $m_{1r}^2 = 1,422\text{GeV}^2$ zu erkennen. Siehe auch Abbildung 1.8, dort sind die Anhäufungen entlang der als Orientierung dienenden gestrichelten Linien zu erkennen.

1.4.3 Arbeitsweise eines χ^2 -Fit's

Aus der Messung an PS185 sind die 4-er Vektoren der Eingangsteilchen und der Λ 's der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ bekannt. Durch Energie- und Impulserhaltung läßt sich der vollständige 4er-Vektor ($\mathbf{P}_r = \mathbf{P}_{\pi^0}$) für das π^0 ausrechnen. Damit ist die gesamte vom Detektor zur Verfügung gestellte Information ausgenutzt. Allerdings unter der Hypothese, daß es sich bei der gemessenen Reaktion wirklich um $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ handelt, kann man die aus [PDG90]

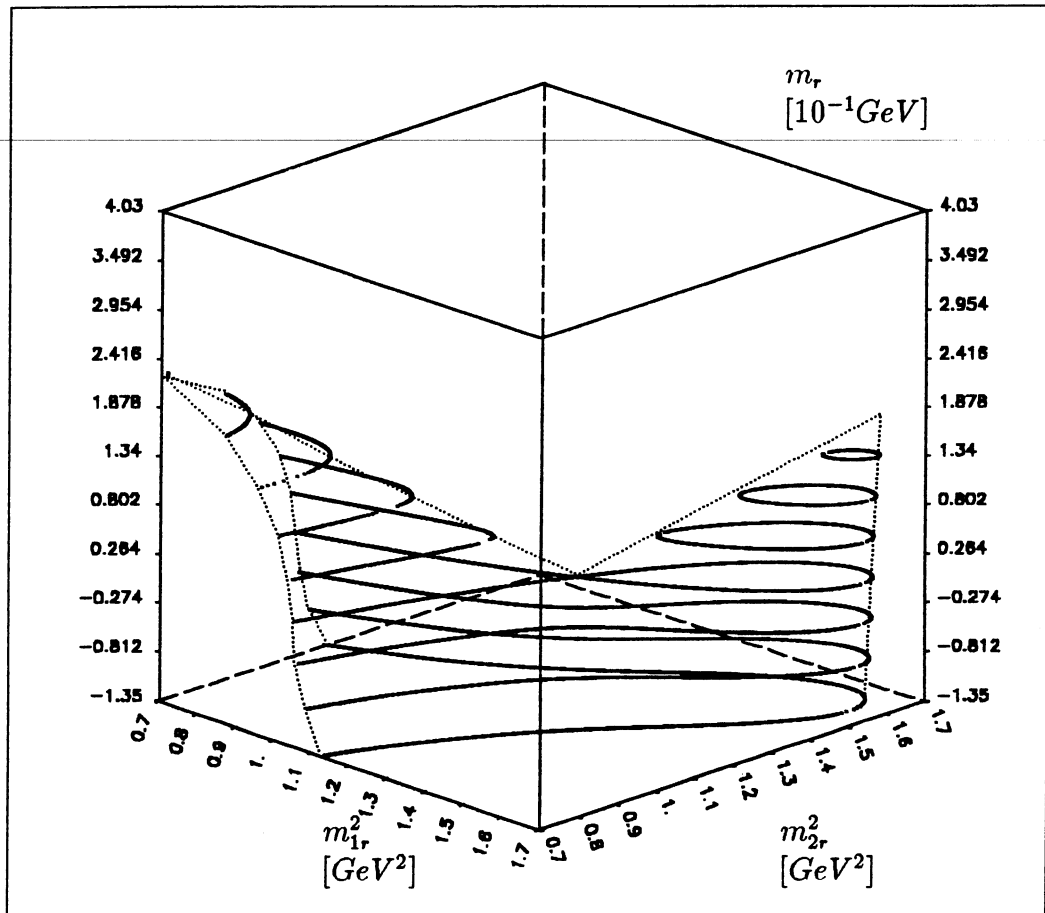


Abbildung 1.6: Mathematisch erreichbare Bereiche im Dalitzplot mit den Achsen m_{1r}^2 , m_{2r}^2 und m_r für einige m_r -Werte.

bekannte Masse des π^0 's mit einbeziehen. Dadurch erhält man ein überbestimmtes Gleichungssystem zur Bestimmung der 4-er Vektoren. Dies erlaubt, fehlerhafte Meßwerte innerhalb ihrer Fehlergrenzen so zu variieren, daß die Masse des π^0 's als Zwangsbedingung erfüllt wird. Wie die Meßwerte verändert werden, entscheidet ein Gütekriterium. Damit verbessert sich im Mittel die Gesamtheit aller Meßwerte. Das gewählte Gütekriterium ist χ^2 . Es mißt den quadratischen Abstand zwischen dem gemessenen x_{mess} und dem variierten Wert x_{vari} , gewichtet mit dem Quadrat des für diesen Meßwert bekannten Fehlers δx_{mess} . Die Summe über alle diese Abstandsquadrate wird

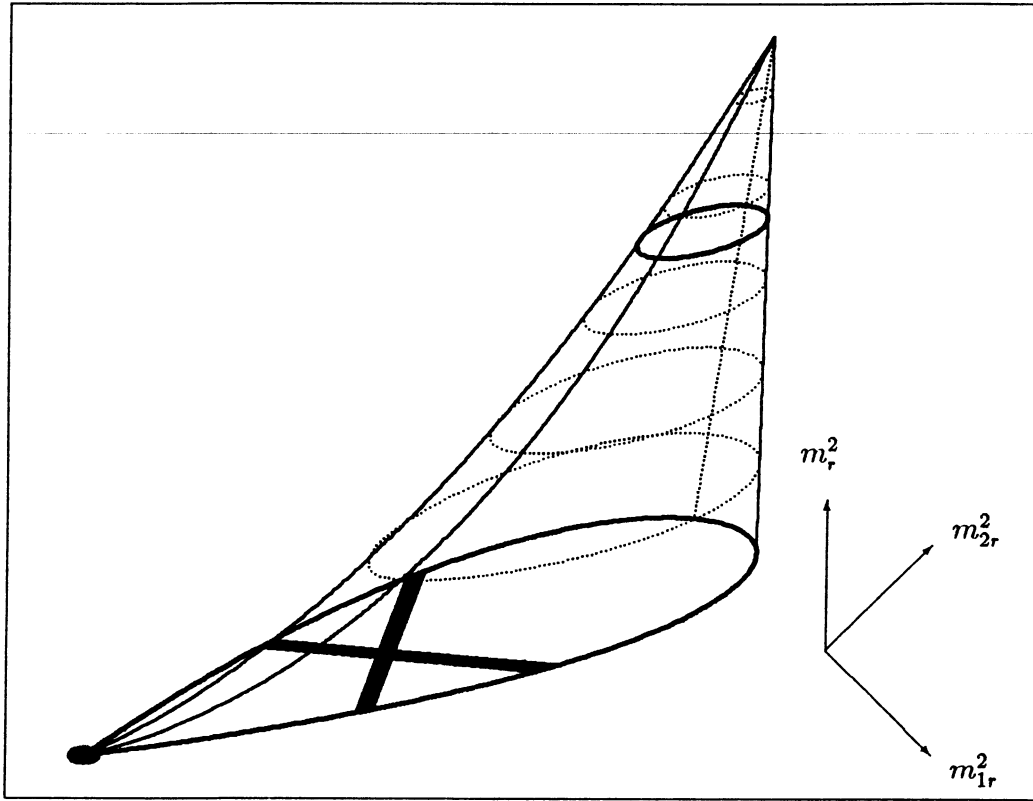


Abbildung 1.7: Physikalisch sinnvoller Bereich im Dalitzplot mit den Grenzen: $m_r^2 \geq 0; m_{1r}^2, m_{2r}^2 \geq m_\Lambda^2$. Die obere dick eingezeichnete Ellipse ist die erlaubte Dalitzscheibe für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

mit der Anzahl der Freiheitsgrade $n - 1$ normiert.

$$\chi^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_{mess,i} - x_{vari,i}}{\delta x_{mess,i}} \right)^2$$

Für Meßwerte, die der Hypothese der angenommenen Masse entsprechen, liegt der Schwerpunkt der χ^2 -Verteilung bei sinnvoller Fehlerabschätzung im Bereich von 1. War die Hypothese für ein einzelnes Event falsch, nimmt χ^2 sehr große Werte an. Für die Auswertung sind nur Ereignisse unter der entsprechenden Hypothese mit kleinem χ^2 interessant.

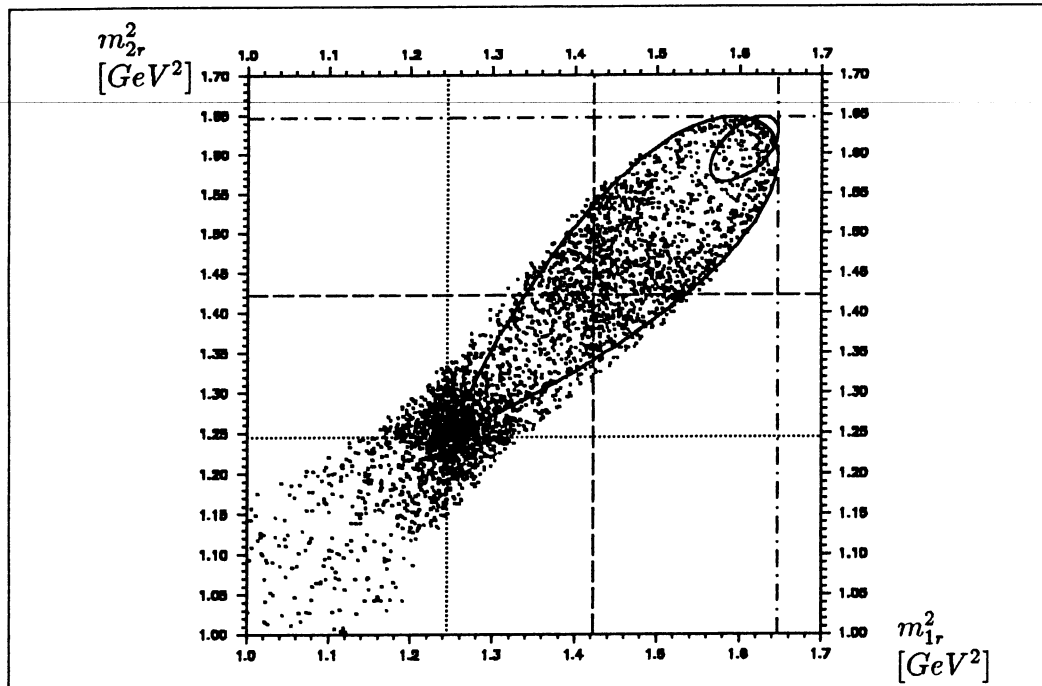


Abbildung 1.8: In dem Dalitzplot ist eine Verdichtung der Missing Mass Werte im Bereich des Σ^0 -Massenquadrates entlang der gestrichelten Linien zu erkennen.

1.4.4 Auswertung

Die einzelnen Schritte der Auswertung werden exemplarisch an den Daten mit dem Strahlimpuls $1,905 \text{ GeV}/c$ gezeigt. Alle anderen Impulseinstellungen sind in gleicher Weise behandelt worden.

Alle Daten der Teilchen liegen als 4-er Vektoren auf der im folgenden beschriebenen Stufe der Auswertung vor. Für die Analyse über Dalitzplots werden aus ihnen die Missing Masses berechnet.

1.4.4.1 Schnitte im Dalitzplot

Um die Ereignisse $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ von anderen abzugrenzen, ist eine Trennung über die Masse des π^0 's sinnvoll. Deswegen wurde in der ersten Reduktions-

stufe verlangt, daß $m_r^2 \in [\frac{1}{2}m_{\pi^0}^2, \infty]$ ist. Die Grenze nach oben braucht nicht extra gesetzt werden, da der mathematisch mögliche Wertebereich für große m_r^2 Werte begrenzt ist. Abbildung 1.9 zeigt den so entstandenen Dalitzplot. Die beiden mit eingezeichneten Kurven sind die aus der Abbildung 1.5.

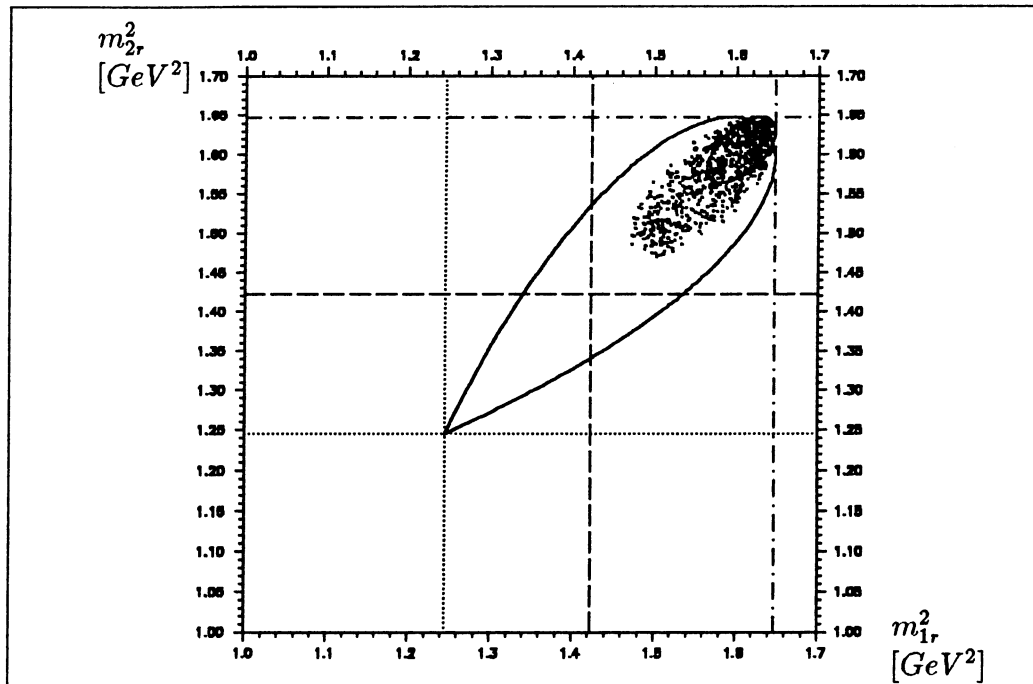


Abbildung 1.9: Dalitzplot nach Schnitt in m_r^2 Werten. $m_r^2 \in [\frac{1}{2}m_{\pi^0}^2, \infty]$

Um eine quantitative Aussage über die verbleibenden Ereignisse zu erhalten, ist in Abbildung 1.10 ein Histogramm der m_r^2 Werte aufgetragen. Es zeigt deutlich eine Erhöhung der Eventzahlen bei $m_r^2 = m_{\pi^0}^2 = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^2$.

1.4.4.2 Beste Ereignishypothese

Die Spurrekonstruktion aus den getroffenen Drähten in den Drift- und Proportionalkammern erzeugt zu den meisten Ereignissen, wegen nicht eindeutiger Kombinationsmöglichkeiten, mehrere Lösungen. Da aber nur eine der Lösungen zu einem Ereignis richtig sein kann, ist es legitim, nur eine Lösung

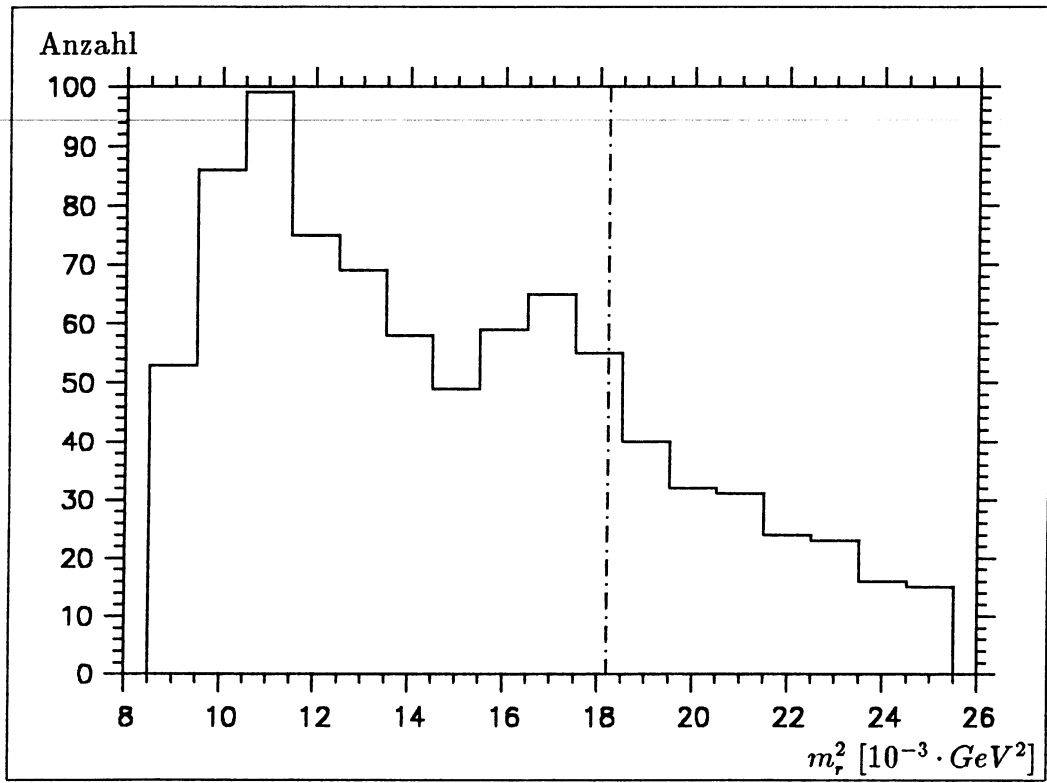


Abbildung 1.10: Beim Auftragen der Anzahl der Ereignisse über der Masse m_r^2 zeigt sich schon bei einem einfachen Schnitt in m_r^2 eine Erhöhung im Bereich von $m_{\pi^0}^2 = 0,018 \text{ GeV}^2$.

weiter zu betrachten. Dabei fällt die Wahl auf die Lösungsmöglichkeit, die der betrachteten Reaktion in ihrer Missing Mass (m_r^2) am nächsten kommt. Die Abbildungen 1.11 und 1.12 zeigen die entsprechenden Ereignisse.

Gegenüber der Abbildung 1.10 erscheint der m_r^2 Peak in 1.12 wesentlich deutlicher.

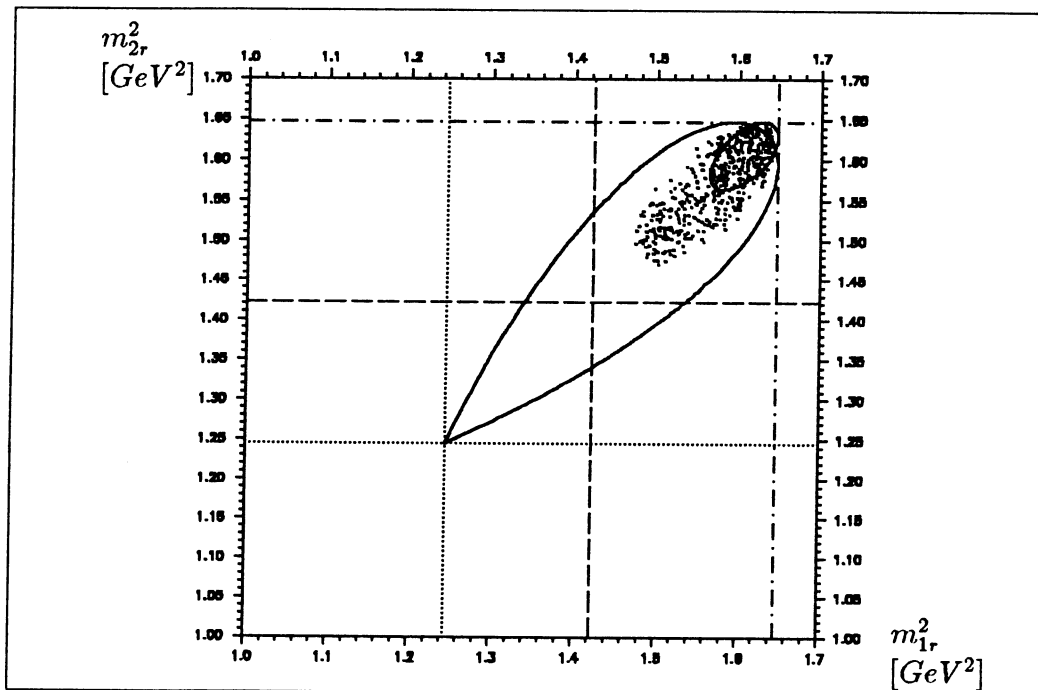


Abbildung 1.11: Dalitzplot für die beste $m_r^2 = m_{\pi_0}^2$ Hypothese.

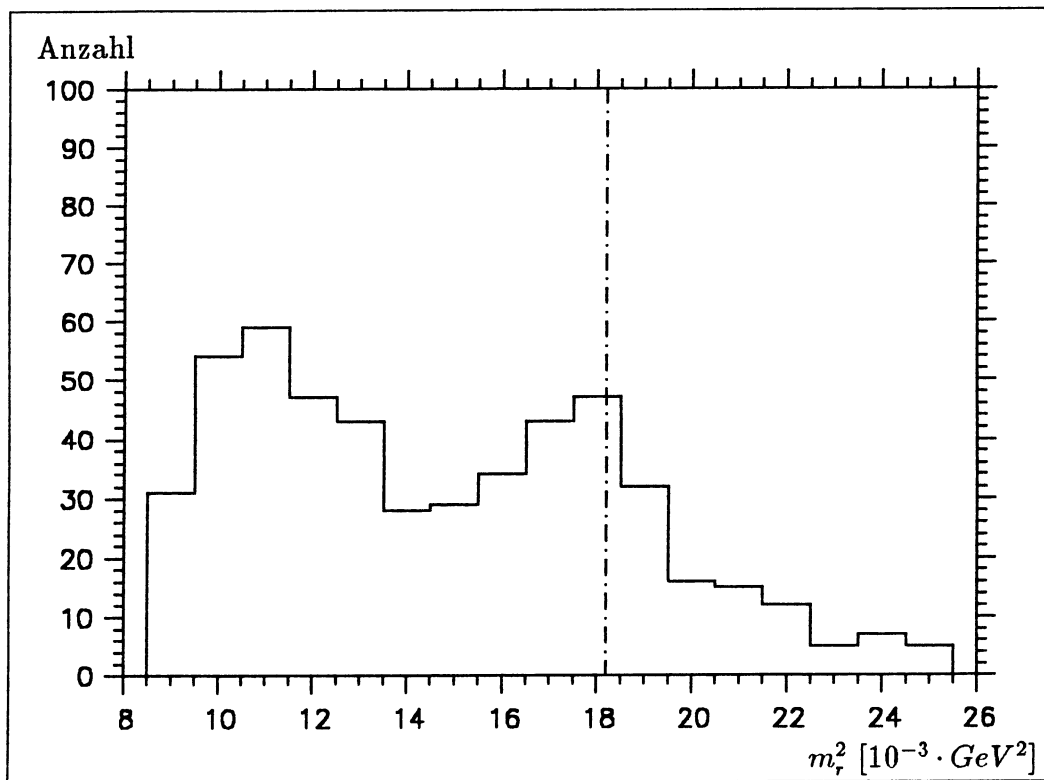


Abbildung 1.12: Histogramm über m_r^2 für die beste $m_r^2 = m_{\pi^0}^2$ Hypothese

1.4.4.3 Der χ^2 -Fit

Zur kinematischen Anpassung und zur Verbesserung der Meßergebnisse werden die mit der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ angereicherten Daten gefittet. Dabei variiert der χ^2 -Fit die insgesamt sechs Impulskomponenten der Λ 's. Eine Minimalisierungsroutine (E04JAF aus der NAG-Lib) ändert fünf der Impulskomponenten, während die sechste entsprechend der Zwangsbedingung ausgerechnet wird. Das an das Newton-Verfahren angelehnt arbeitende Programm E04JAF verlangt zu jedem Satz der sechs Impulskomponenten den zugehörigen χ^2 -Wert. Die Routine variiert solange die fünf Impulskomponenten, bis sie mit der sechsten, berechneten Komponente zusammen ein Minimum für χ^2 gefunden hat. Bei der Minimierung spielt es keine Rolle, welche fünf der sechs Impulskomponenten variiert werden, und welche berechnet wird.

Durch den Fit, in den die Zwangsbedingung der π^0 -Masse einfließt, werden alle Ereignisse in die Umhüllende der π^0 -Scheibe im Dalitzplot gezwungen. Dies ist in Abbildung 1.13 zu sehen. Auch das Histogramm 1.14 zeigt, daß alle $m_r^2 = m_{\pi^0}^2$ sind.

Am unteren Rand des Dalitzplots in der Abbildung 1.13 ist deutlich eine starke Anhäufung von Ereignissen zu erkennen.

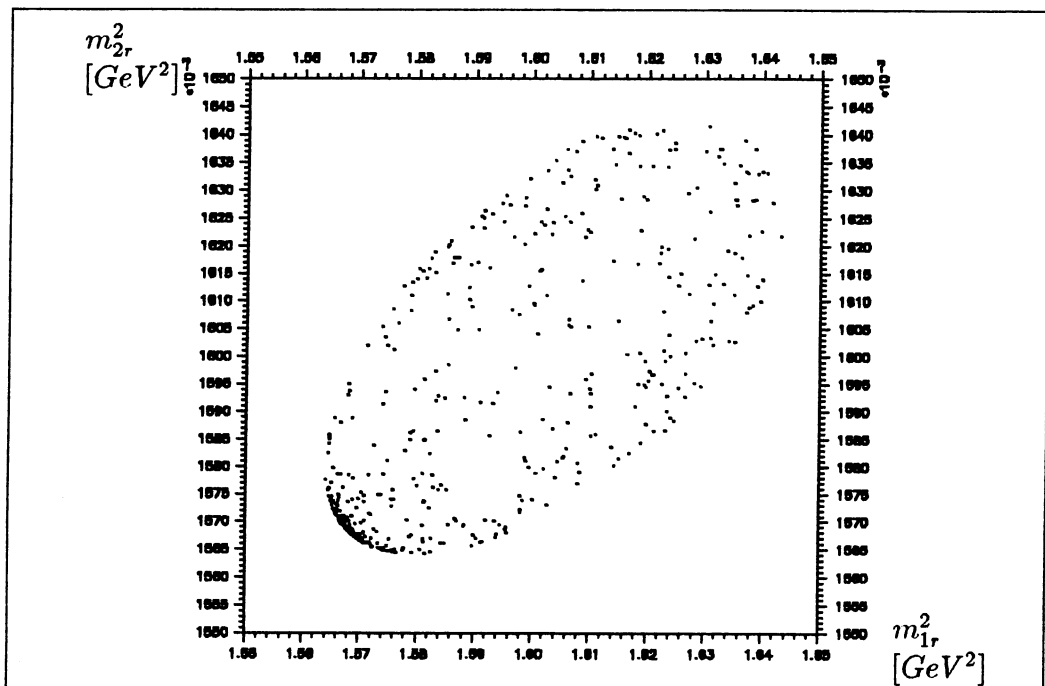


Abbildung 1.13: Dalitzplot nach dem χ^2 Fit. Alle Ereignisse sind in der π^0 -Scheibe. Der Dalitzplot ist gegenüber vorherigen Abbildungen vergrößert dargestellt.

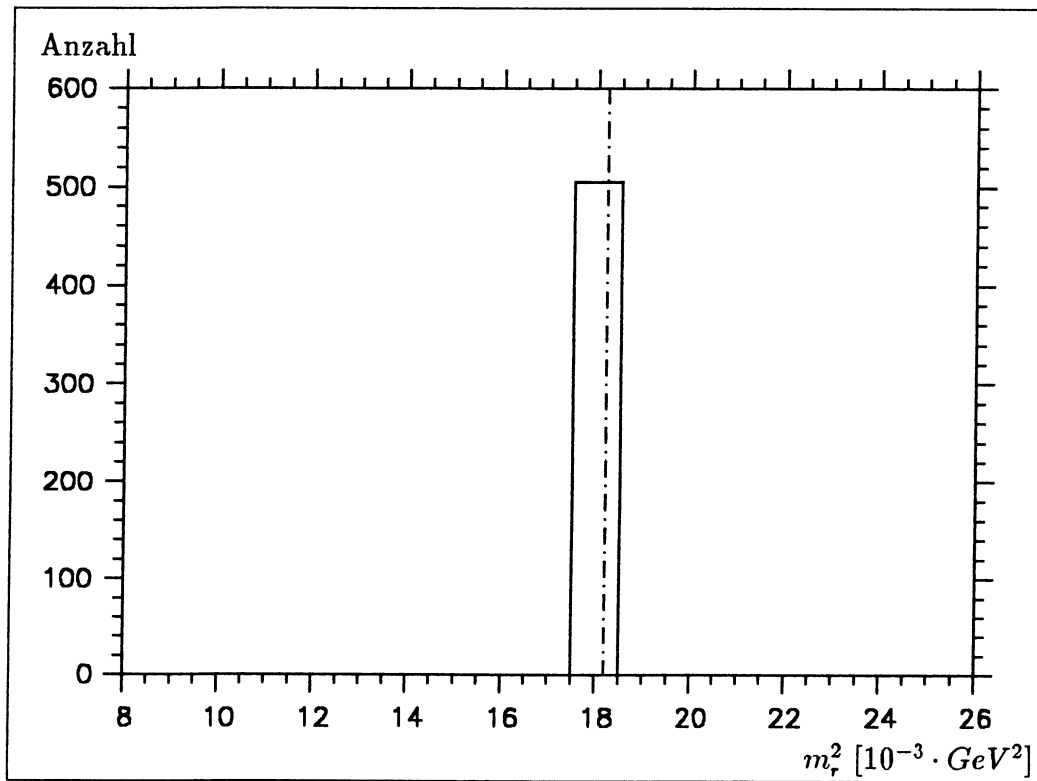


Abbildung 1.14: Durch den Fit sind alle m_r^2 Werte auf den Wert $m_{\pi^0}^2$ gezwungen worden.

1.4.4.4 Schnitt in χ^2

Um zu bestimmen, ob die starke Anreicherung der Ereignisse am unteren Rand des Dalitzplots physikalischen Ursprungs oder aber nur Folge des χ^2 -Fits ist, werden die Ergebnisse weiter untersucht. Trägt man den minimalen χ^2 -Wert zu jedem Ereignis über dem Missing Mass Wert m_r^2 vor dem Fit auf, so erhält man den in Abbildung 1.15 dargestellten Scatterplot.

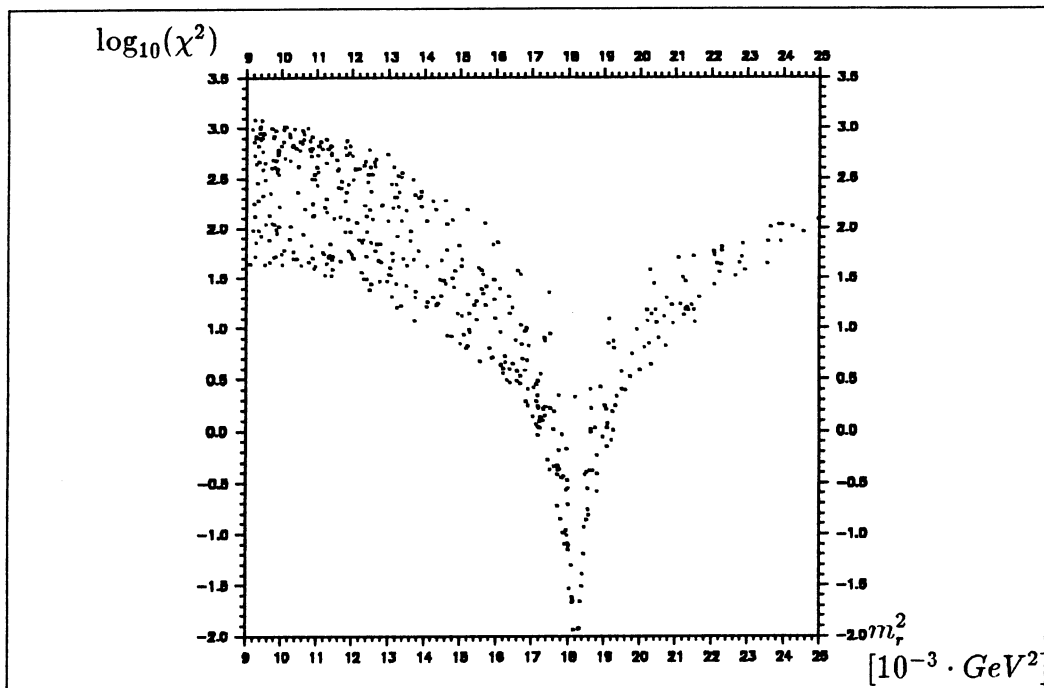


Abbildung 1.15: Über den Missing Mass Werten m_r^2 ohne Fit sind die logarithmierten χ^2 Ergebnisse aufgetragen.

Deutlich erkennbar ist die Korrelation der χ^2 -Werte mit m_r^2 . Liegt m_r^2 in der Nähe von $m_{\pi^0}^2$, so sind die χ^2 -Werte klein, je weiter sie entfernt liegen, desto größer werden die χ^2 Werte. Dieser Sachverhalt gibt die Möglichkeit, über einen Schnitt in den χ^2 -Werten zu entscheiden, welche Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ zugeordnet werden können.

Neben der prinzipiellen Überlegung, daß bei einer sinnvollen Fehlerabschätzung und der richtigen Hypothese die χ^2 -Werte sich bei 1 häufen,

ist eine Hilfe bei der Wahl, bei der der χ^2 -Schnitt angesetzt werden soll, die Betrachtung des sog. *Phasenraumuntergrundes*. Er wird berechnet, indem für äquidistante m_r^2 -Werte die zugehörige Dalitzscheibe integriert wird und der Integralwert über m_r^2 aufgetragen wird. So bietet er eine Untergrundabschätzung, bedingt durch falsche Ereigniskombinationen, die überall und gleichverteilt im mathematisch erreichbaren Dalitzvolumen liegen. In Abbildung 1.16 ist dieser Phasenraumuntergrund als punktiertes Histogramm dargestellt. Die zweite Kurve ist das angepaßte Histogramm der m_r^2 -Werte nach dem Schnitt in m_r^2 und der Hypothese der besten Ereignisse aus Abbildung 1.12.

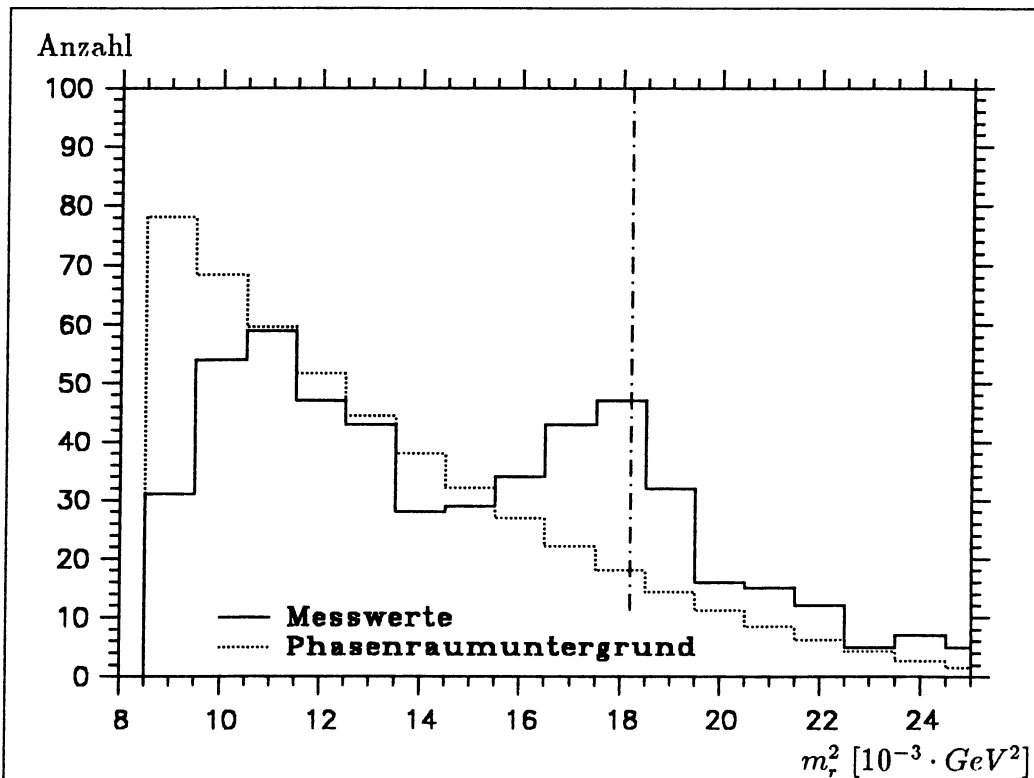


Abbildung 1.16: Über den berechneten Phasenraumuntergrund ist das Histogramm der besten Pionenhypothese gelegt

Berechnet man die Anzahl der im m_{π^0} Peak über dem Phasenraumuntergrund befindlichen Ereignisse, so erhält man die gleiche Anzahl der Ereign-

nisse, wenn man in $\log_{10}(\chi^2) = 0,5 \Leftrightarrow \chi^2 = 3,16$ schneidet. Die ausgesuchten Ereignisse ergeben die in Abbildung 1.17 gezeigte Verteilung.

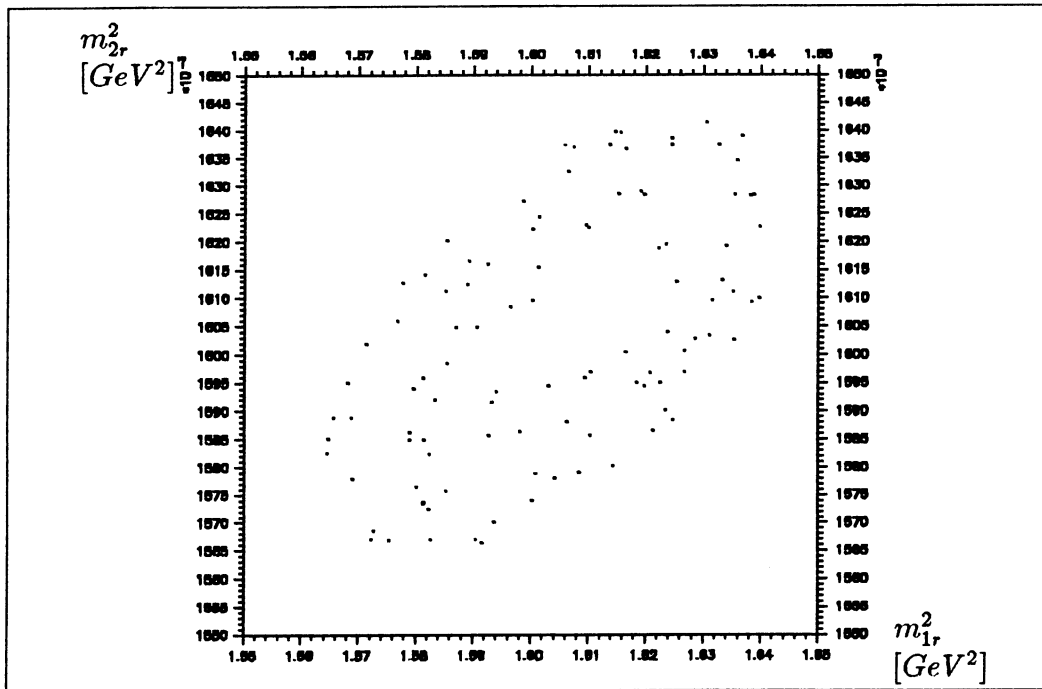


Abbildung 1.17: Dalitzplot nach dem χ^2 Fit

Die Anzahl der gefundenen Ereignisse ergibt mit den Korrekturen und Untergrundabschätzungen aus den Auswertungen in [SEF92], [ZIO92] im Vergleich mit der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ den totalen Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Impulseinstellung in $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

1.4.4.5 Test des χ^2 Fits

Anstelle der 4-er Vektoren aus dem PS185 Auswerteprogramm EVAL können auch *Monte Carlo* Ereignisse dem Programmpaket zur Auswertung der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ Reaktionen übergeben werden. Der "Eventgenerator" FOWL [CER89] erzeugt entsprechend der vorgegebenen Reaktion kinematisch perfekte Ereignisse, was Daten einer Messung ohne Meßfehler entspricht. Ein

weiteres Programm verrauscht die in den χ^2 -Fit eingehenden Impulskomponenten so, daß die Spitze der 3-er Impulsvektoren \vec{p} in einer kugelsymmetrischen Verteilung liegt, deren Abstand vom Idealpunkt eine gaußförmige Verteilung einer vorgegebenen Breite hat. Damit werden den perfekten Ereignissen Meßfehler zugeordnet.

Da man bei den generierten Ereignissen sowohl die perfekten wie auch die verrauschten 4-er Vektoren kennt, kann man die aus den verrauschten Daten gefitteten Werte mit den Idealwerten vergleichen. So ist eine Aussage über die Qualität des χ^2 Fits möglich. Als erste qualitative Abschätzung zeigt Abbildung 1.18 in gepunkteten Linien ein Histogramm der Differenzen zwischen den perfekten und den verrauschten der sechs in den χ^2 Fit eingehenden Impulskomponenten. Das Histogramm in den durchgezogenen Linien zeigt die die Differenzen zwischen den perfekten und den gefitteten Impulskomponenten. Aus dem Vergleich der beiden Histogramme ist deutlich zu erkennen, daß der χ^2 Fit die durch das Verrauschen vom Idealwert weggebrachten Daten wieder näher an ihn heranführt; das Histogramm mit den durchgezogenen Linien ist schmaler als das mit den gepunkteten.

Um eine quantitative Größe über die Qualität des Fits zu erhalten, werden die Differenzen der Impulskomponenten quadriert und aufsummiert, was dem Quadrat des radialen Abstandes von einem perfekten Ereignis entspricht. Die beiden Summen werden dann dividiert.

$$Q = \frac{\sum_{6-Komp.} (\text{perfektes} - \text{gefittetes Ereignis})^2}{\sum_{6-Komp.} (\text{perfektes} - \text{verraushtes Ereignis})^2}$$

Für 1000 Ereignisse, deren Impulskomponenten im Mittel um 3% ihres Wertes verrauscht wurden, ist $Q = 0,73$. Die verrauschten Werte werden durch den Fit wieder an die Idealwerte herangeführt.

Ein weiterer Test des χ^2 Fits ist die Trennfähigkeit zwischen den Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Dazu wurden mit FOWL in zwei Datensätzen Ereignisse der beiden Reaktionstypen erzeugt und in der schon beschriebenen Weise verrauscht. Beide Datensätze wurden jeweils mit der Hypothese der Reaktionen unter Beteiligung des γ 's und des π^0 's mit dem Fit angepaßt. In Abbildung 1.19 sind die χ^2 -Werte unter den beiden Hypothesen aus Ereignissen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ gegeneinander aufgetragen. Die Abbildung 1.20 zeigt die χ^2 -Werte für die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$. In beiden Scatterplots ist auf der

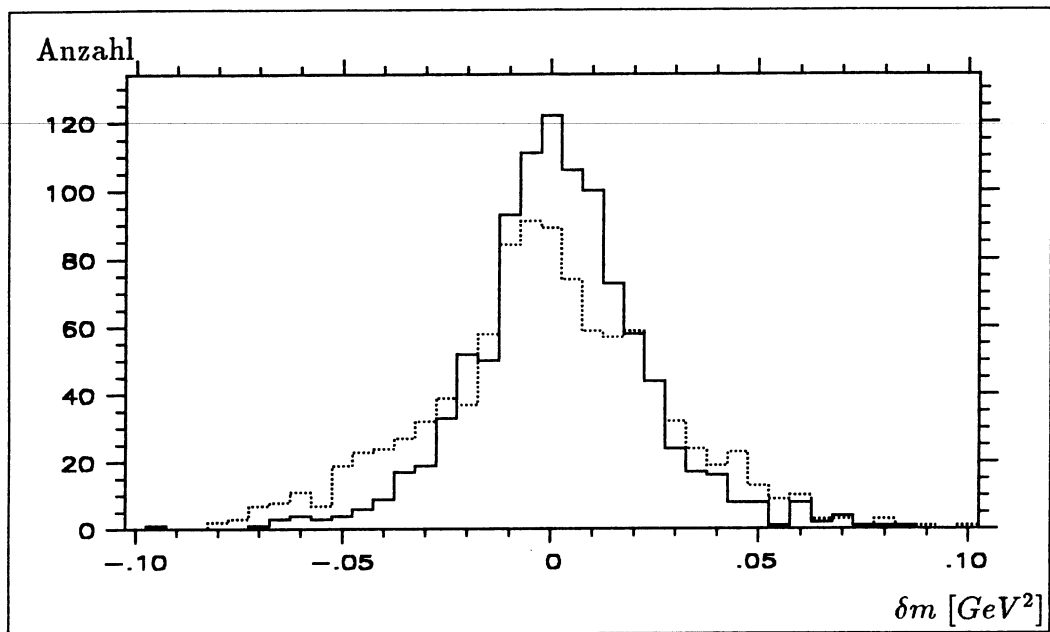


Abbildung 1.18: In gepunkteten Linien dargestellt sind die Differenzen der in den χ^2 Fit eingehenden Impulskomponenten zwischen den kinematisch perfekten Monte Carlo und den verrauschten Ereignissen. In durchgezogenen Linien sind die Differenzen zwischen den Monte Carlo und den gefitteten Ereignissen dargestellt

Horizontalen der Logarithmus des χ^2 für die γ -Hypothese, auf der Vertikalen der für die π^0 -Hypothese aufgetragen.

Aus dem Vergleich der beiden Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß über den Vergleich der beiden χ^2 -Werte unter den beiden Hypothesen die beiden Reaktionstypen getrennt werden können.

1.4.4.6 Programmstruktur

Abbildung 1.21 zeigt das Flußdiagramm des Auswerteprogramms.

Im Programm FOWL werden kinematisch perfekte Ereignisse erzeugt. Sie können in RAUSCH entsprechend einem eingestellten Parameter verschieden stark verrauscht werden. Die so präparierten Daten werden als 4-er

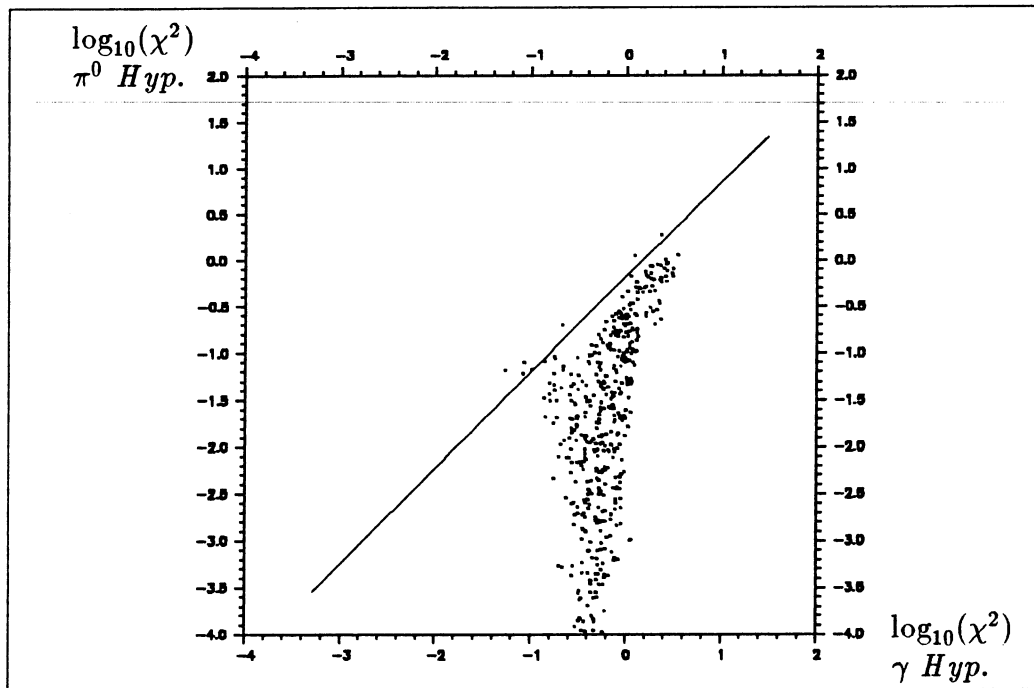


Abbildung 1.19: χ^2 -Werte unter der π^0 - und γ -Hypothese bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$

Vektoren in gleicher Form wie die kondensierten Daten aus dem PS185 Auswerteprogramm EVAL an P2MM weitergegeben. P2MM berechnet zu den 4-er Vektoren die benötigten Missing Mass Werte. In GMM können verschiedene Schnitte auf die Missing Mass Werte gesetzt werden, Ereignisse nach einstellbaren Kriterien sortiert oder die beste Massenhypothese herausgesucht werden. Dieser Programmteil ist so angelegt, daß er die unter einer eingestellten Bedingung reduzierten Daten nochmals unter anderer Bedingung analysieren kann. In CHI werden die Ereignisse entsprechend der gewünschten Massenhypothese gefittet, in FORMAT wird der Schnitt in den χ^2 -Werten durchgeführt.

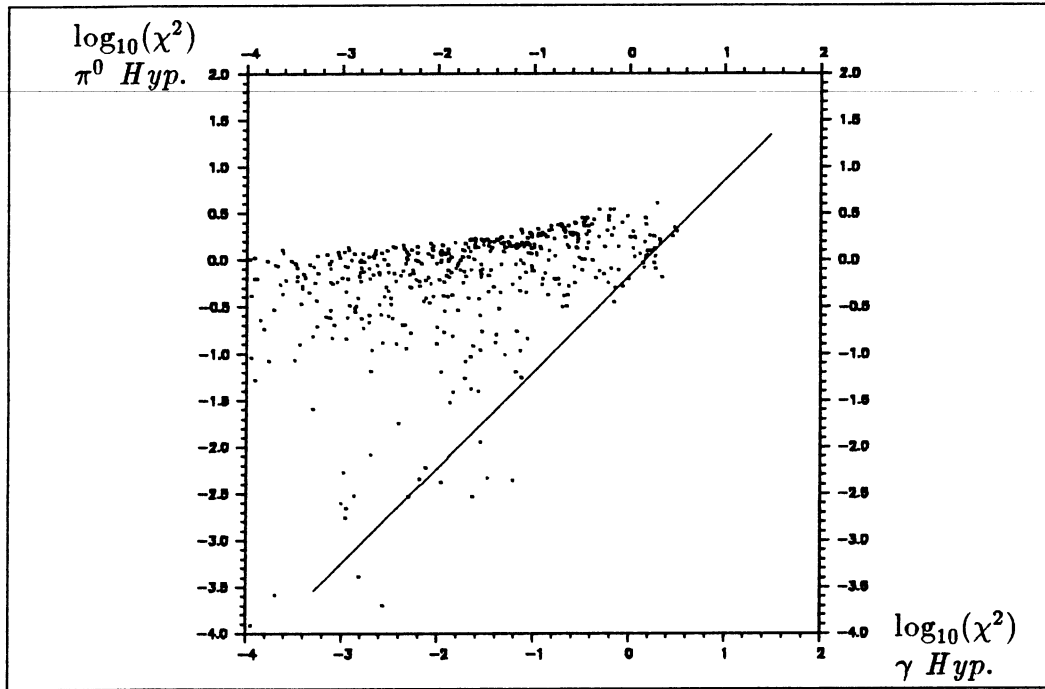


Abbildung 1.20: χ^2 -Werte unter der π^0 - und γ -Hypothese bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$

1.4.5 Ergebnisse

Der Gesamtfehler zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes setzt sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des χ^2 Wertes, bei dem geschnitten wird, aus den statistischen Fehlern und aus den in [SEF92], [ZIO92] angegebenen Fehlern der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, an denen die Wirkungsquerschnitte für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ skaliert werden, zusammen. Berechnet wird er über das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz. Die Abbildung 1.22 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte. In der Abbildung 1.23 sind die Dalitzplots der Daten für die sechs gemessenen Impulseinstellungen nach dem χ^2 Fit und dem Schnitt in χ^2 dargestellt. Projiziert man die Daten des Dalitzplots mit dem Impuls $1,919 \text{ GeV}/c$ auf die m_{12} -Achse (die Diagonale in dem dargestellten Plot) so erhält man die Abbildung 1.24.

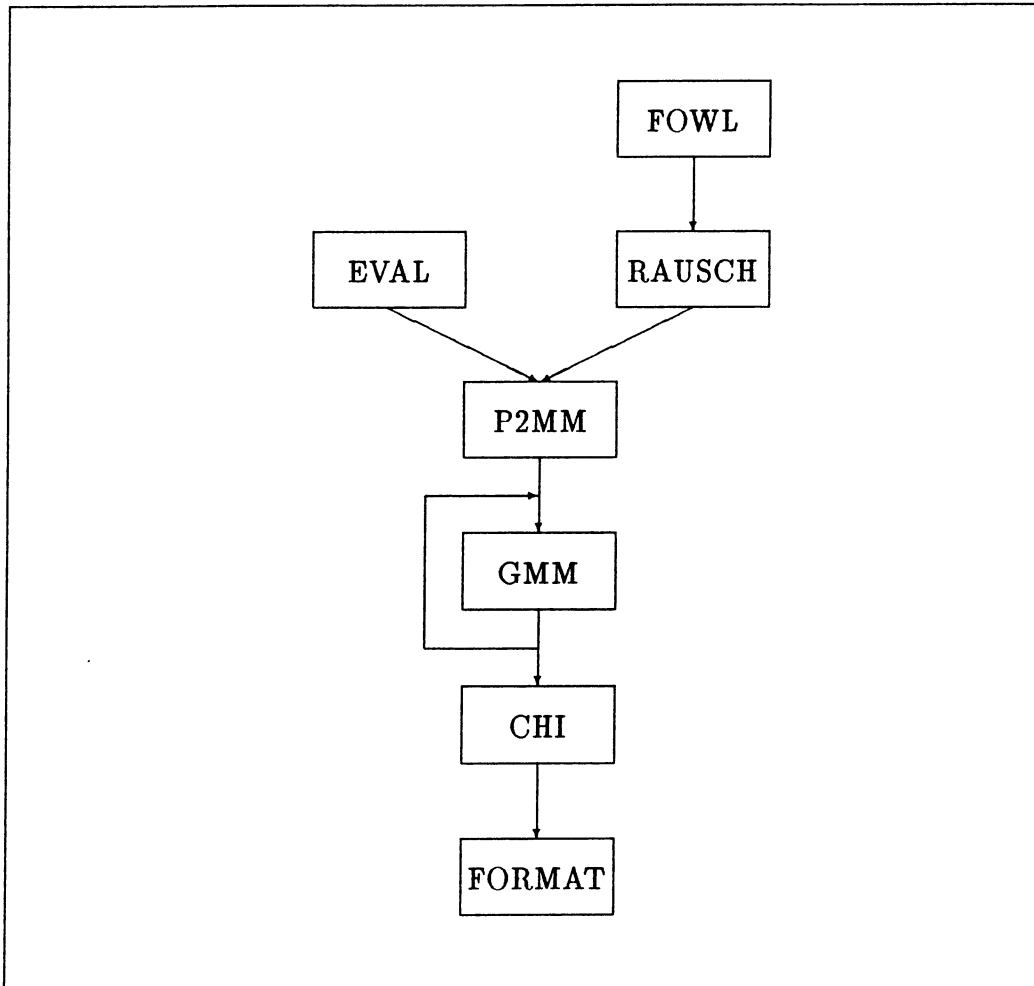


Abbildung 1.21: Flußschema des Auswerteprogramms zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Die viereckigen Boxen symbolisieren die einzelnen Programmteile.

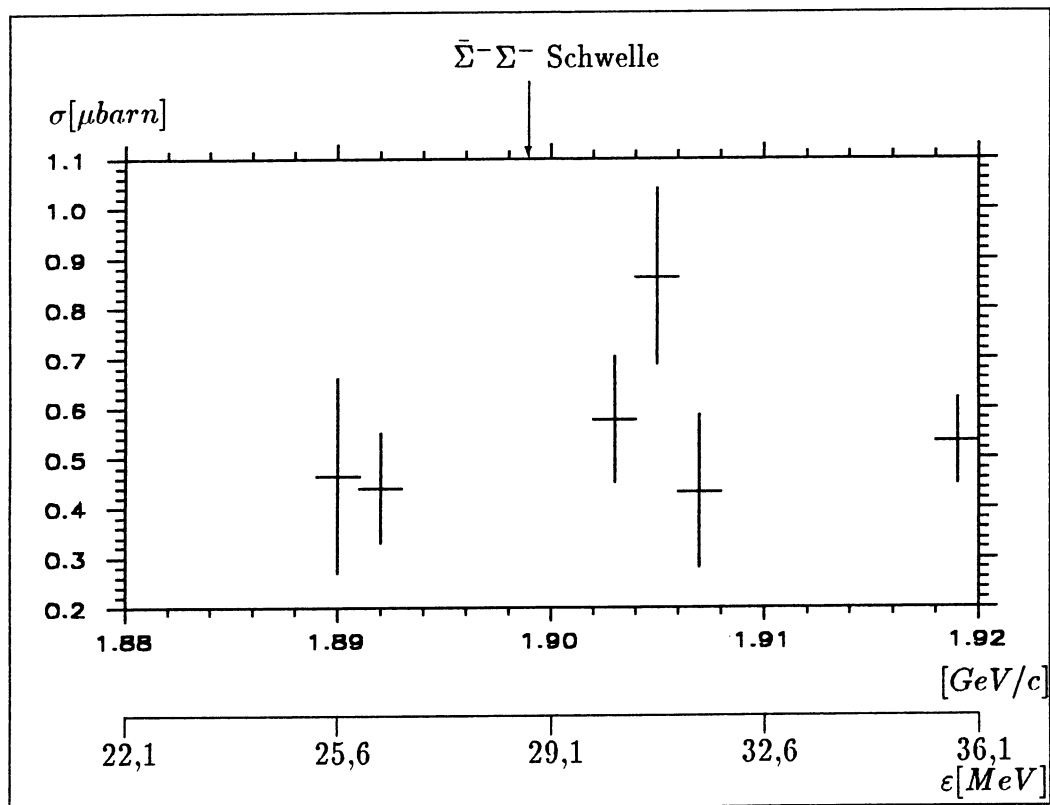


Abbildung 1.22: Totaler Wirkungsquerschnitt σ für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ in Abhängigkeit des Strahlimpulses bzw. der Anregungsenergie ϵ .

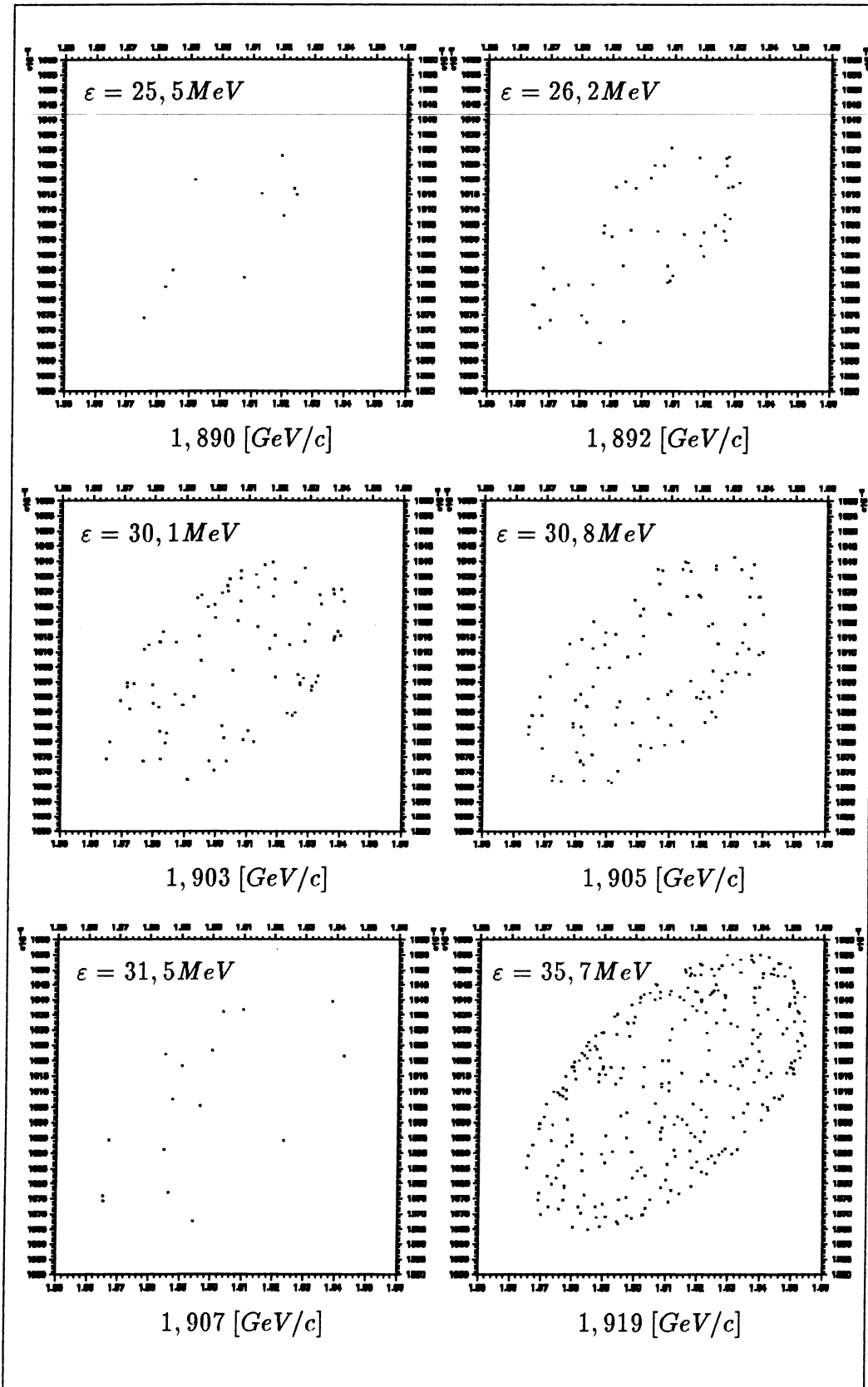


Abbildung 1.23: Dalitzplot's für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Alle Achsen gehen von $1,55 \text{ GeV}^2$ bis $1,66 \text{ GeV}^2$. Unter den Plot's stehen die Strahlimpulse, in den Plot's die Überschußenergien ϵ .

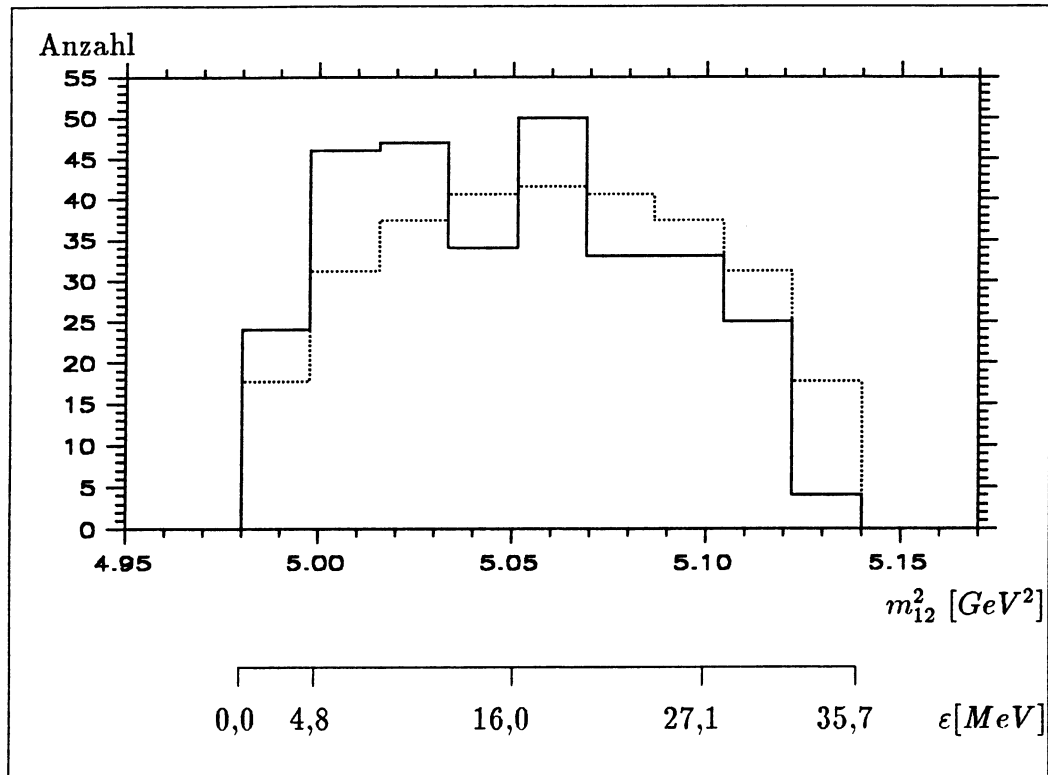


Abbildung 1.24: Die durchgezogenen Linien zeigen die Projektion der Daten des Dalitzplots mit dem Impuls $1,919 \text{ GeV}/c$ auf die m_{12} -Achse, die der Diagonalen in dem Dalitzplot entspricht. In gestrichelten Linien ist der Phasenraum der Dalitzellipse eingezeichnet. Man sieht deutlich eine Überhöhung der gemessenen Werte über dem Phasenraumuntergrund bei kleinen Anregungsenergien.

Kapitel 2

Experimenteller Zugang zur Strangenessproduktion

2.1 Low Energy Antiproton Ring LEAR

Die für PS185 benötigten \bar{p} werden im CERN mit mehreren Beschleunigern erzeugt. Aus einem Linearbeschleuniger (LINAC) werden die Protonen über den Protonensynchrotronbooster (PSB) im Protonensynchrotron (PS) auf einen Impuls von $26 \text{ GeV}/c$ beschleunigt. Bei diesem Impuls haben die p den höchsten Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung der \bar{p} in der Reaktion $pp \rightarrow ppp\bar{p}$. Das Maximum der Impulsverteilung der \bar{p} liegt dann bei $3,5 \text{ GeV}/c$. In einem schmalen Impulsband um das Maximum herum werden die \bar{p} im Antiprotonen Collector (ACOL) gesammelt und im Antiprotonen Accumulator (AA) solange zwischengespeichert, bis etwa $10^{10} \bar{p}$ gesammelt sind. Währenddessen wird ihr Phasenraum stochastisch gekühlt. Sensoren ermitteln die Abweichung der Lage der \bar{p} von ihrer Sollbahn, die an anderer Stelle im Ring für dieselben Teilchen korrigiert werden. Dadurch verkleinert sich das Phasenraumvolumen, d.h. die Strahlqualität wird besser. Alle gesammelten \bar{p} werden mit ihrem $3,5 \text{ GeV}/c$ großen Impuls im PS auf $600 \text{ MeV}/c$ abgebremst und so in den LEAR injiziert. Dort wird der \bar{p} -Strahl nochmals stochastisch gekühlt und auf den vom Experiment angeforderten Impuls abgebremst oder beschleunigt. Über eine langsame Resonanzextraktion [CAP84] werden die \bar{p} aus dem Ring herausgenommen und den Experimenten zugeführt.

Bei dieser Extraktionsart wird der gekühlte Strahl durch eine Hochfrequenz so gezielt gestört, daß ein geringer Teil der \bar{p} auf ein sog. Stoppband $n = 3$ läuft. Das bedeutet, daß die gestörten Teilchen nach drei Umläufen so stark von ihrer Sollbahn abgebracht wurden, daß sie an einer dafür vorgesehenen Stelle den Ring verlassen.

Durch diese Präparierung sind die in der folgenden Tabelle aufgeführten Strahleigenschaften am Target des PS185 möglich.

Tastverhältnis	100 %
Impulsschärfe	$5 \cdot 10^{-4}$
Fläche	1 mm^2 (FWHM)
Rate	$10^6 \bar{p}/s$
Strahlemittanz	$1 - 2 \pi \text{ mm mrad}$
maximaler Impuls	$2 \text{ GeV}/c$

2.2 PS185 Detektor

Der PS185 Detektor besteht aus mehreren Einzelkomponenten, die in der Reihenfolge der Strahlrichtung vorgestellt werden. Der Experimentaufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt. In der Zeichnung ist ein Koordinatensystem eingezeichnet. z bezeichnet die Strahlrichtung. Eine zu der x, y -Ebene um die z -Achse um 45° gedrehte Ebene hat als Koordinatenachsenbezeichnungen u und v .

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und ihre Zerfälle ist der gesamte Detektor so ausgelegt, daß er die volle Raumwinkelakzeptanz im Schwerpunktsystem hat. Für den maximalen LEAR-Impuls reicht im Laborsystem ein Öffnungswinkel von 45° aus.

2.2.1 Strahlmonitor

Ab der Strahlzeit im Mai 1989 werden zur Vermessung des Strahles vier μ -Streifenzählerebenen jeweils paarweise in u und v -Richtung eingesetzt. Die ersten beiden Ebenen haben eine Streifenbreite von $200 \mu\text{m}$, die zwei folgenden eine von $100 \mu\text{m}$. Durch sie läßt sich der Durchflugsort der \bar{p} im Target mit einer Genauigkeit vom $300 \mu\text{m}$ (FWHM) und einer Steigung des Strahlvektors auf $\pm 0,05^\circ$ laut [KIR89] bestimmen.

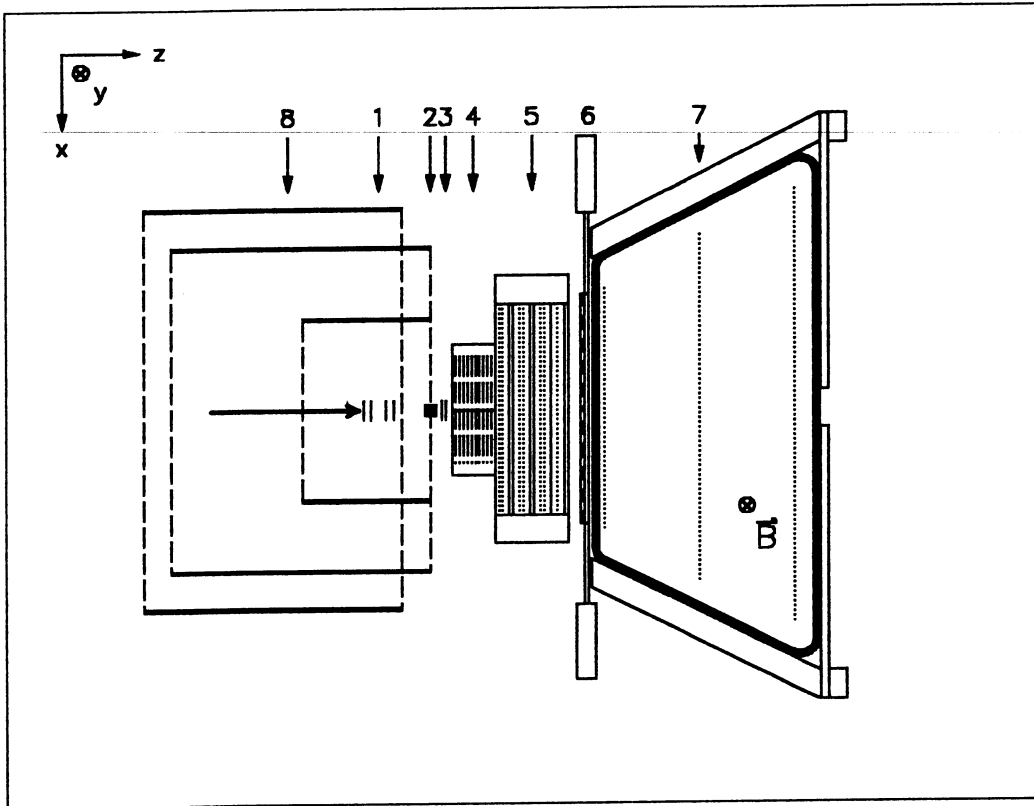


Abbildung 2.1: Der PS185 Detektor mit seinen Komponenten; (1) den Eingangsstrahl definierende μ -Streifenzähler in vier Ebenen (Strahlmonitor); (2) Target; (3) zwei Ebenen μ -Streifenzähler; (4) Vieldrahtproportionalkammer (MWPC); (5) Driftkammer; (6) Szintillatorhodoskop; (7) Driftkammer in einem magnetischen Dipolfeld; (8) Limited Streamer Tubes

2.2.2 Target

Das Target besteht aus fünf hintereinander angeordneten Zylindern. Sie haben einen Durchmesser und eine Dicke von $2,5\text{ mm}$. Die erste Zelle ist aus ^{12}C , die anderen sind aus Polyäthylen (CH_2). Jeder Zylinder ist mit einem Szintillationszähler umgeben, S_{2i} genannt. Das i steht für die Nummer des Zylinders. In z -Richtung sind zwischen den Zellen $0,2\text{ mm}$ dicke Szintillatorscheiben, mit S_{3i} bezeichnet. Vor der vordersten Zelle sind drei in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren, S_0 , S_{1A} und S_{1B} . S_0 und S_{1A} ha-

ben einen kleineren Durchmesser als die Targetzellen, um den Mittelpunkt des \bar{p} -Strahls auf die Mitte der Zylinder einstellen zu können. *S1A* und *S1B* sind wie die anderen Szintillatoren in Plexiglaslichtleiter eingebettet. Der Szintillator *S0* hat keinen solchen Lichtleiter, er ist in einer innen verspiegelten Folie an Quarzfäden aufgehängt. Dadurch erhält man ein sehr schnelles und zeitlich gut definiertes Signal. Es dient der gesamten Datenaufnahme als Zeitreferenz.

Für die Strahlzeit im Mai 1989 waren nur drei CH_2 -Zellen eingebaut, aber hinter der letzten Zelle waren drei *S3*-Zähler.

Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau des Targets vom April 1988.

2.2.3 μ -Streifen

Während der Strahlzeit im Mai 1989 sind im Abstand von 2 cm hinter dem Target zwei μ -Streifenebenen eingebaut worden. Ihre Streifenbreite beträgt $200\ \mu\text{m}$.

2.2.4 Vieldrahtproportionalkammer

Die Vieldrahtproportionalkammer, oder auch MWPC für Multi Wire Proportional Chamber genannt, beginnt 2 cm strahlabwärts hinter den μ -Streifenzählern, bzw. im Jahr zuvor direkt hinter dem Target. Sie hat zehn Drahtebenen im Abstand von 1 cm , je die Hälfte in u und in v Richtung orientiert. Die Abstände der 160 Drähte pro Ebene sind $\frac{1}{20}\text{ inch} = 1,27\text{ mm}$. Die elf Kathodenfolien sind aus $12\ \mu\text{m}$ dickem reinem Aluminium. Um die Strahlachse, im Radius von etwa 2 mm herum, sind die $20\ \mu\text{m}$ dicken Drähte durch Galvanisieren verdickt. In diesem Bereich gibt es wegen des größeren Drahtdurchmessers keine Gasverstärkung, um den störenden Nachweis der Strahlantiprotonen auszuschließen.

Die Signale werden mit einem PCOS-System abgelesen. Es gibt in kodierter Form den angesprochenen Draht an. Haben mehrere benachbarte Drähte einer Ebene Teilchen registriert, so wird der Draht in der Mitte und die Anzahl der angesprochenen Nachbardrähte angegeben.

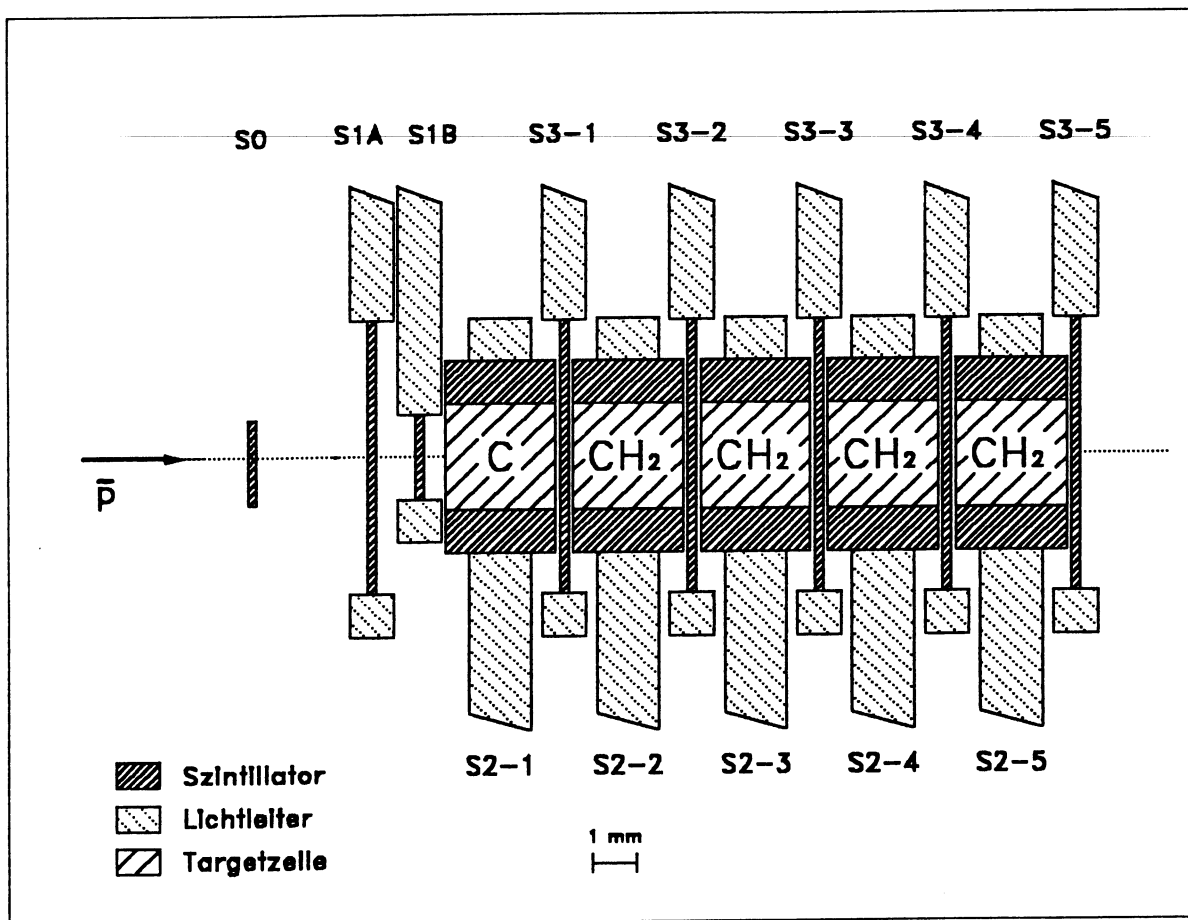


Abbildung 2.2: Aufbau des Targets

2.2.5 Driftkammer

An die MWPC schließt sich eine in x, y -Richtung ausgerichtete Driftkammer mit 13 Ebenen an [DUT86]. Die Kathoden bestehen aus Drähten, die einzeln über einen Spannungsteiler mit Spannungen versorgt werden, die so gewählt sind, daß sich zusammen mit den Potential- und Anodendrähten ein nahezu homogenes Driftfeld ausbildet. Für jede Driftzelle sind zwei Anodendrähte an TDC's angeschlossenen, um eine Unterscheidung über den Bereich der Driftzelle zu treffen, aus der das Signal stammt. Die auf $0,42\text{ mm}$ eng benachbarten Anoden werden mit kurzen Nylonfäden gegen die elektrische Ab-

stoßung zusammengehalten. Eine Driftzelle hat eine Breite von 40 mm und eine Tiefe von 10 mm.

Auch die Drähte der Driftkammer sind im Strahlbereich gegenüber dem Nachweis der Strahlteilchen passiviert.

Alle bisher beschriebenen Komponenten sind gegenüber den noch zu beschreibenden anderen Komponenten in Strahlrichtung gemeinsam verschiebbar. Dadurch kann die Raumwinkelakzeptanz auf den Strahlimpuls und die zu messende Reaktion angepaßt werden.

2.2.6 Szintillatorrhodoskop

Das zweilagige Szintillatorrhodoskop besteht aus 2 * 20 Streifen der Maße 620 mm * 30 mm * 4 mm, je die Hälfte in x und y -Richtung. In der Mitte sind in jeder Ebene je zwei Szintillatorstreifen mit den Maßen 305 mm * 10 mm * 4 mm so eingesetzt, daß für den \bar{p} -Strahl ein Loch von 10 mm * 10 mm frei bleibt. Bis auf die mittleren Streifen werden alle Szintillatoren beidseitig über Photomultiplier mit ADC's und TDC's ausgelesen.

2.2.7 Ladungsbestimmung

Um die Ladung der Zerfallsteilchen aus der zu messenden Reaktion zu bestimmen, wird die Sagitta der Teilchen in x -Richtung in einem in y -Richtung orientierten Feld mit drei Driftkammerebenen gemessen. Die Driftkammern sind in ihrer inneren Struktur identisch zu den schon beschriebenen Driftkammern. Die Sagitta ist der maximale Abstand der kreisförmigen Teilchenbahn von ihrer Sekante bedingt durch die Lorentzkraft. Das Magnetfeld von ca. 0,1 T wird durch einen Solenoiden, der in der Aufsicht einen trapezförmigen Querschnitt hat, erzeugt.

2.2.8 Limited Streamer Tubes

Um auch rückwärtige Pionen aus der Mesonenproduktion und ihrem Zerfall $\bar{p}p \rightarrow K_s^0 K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ zu detektieren, sind über das Target und die μ -Streifenzähler Limited Streamer Tubes geschoben. Sie bestehen aus einem Anodendraht mit 100 μ m Durchmesser, umgeben von einem hochohmigen

Leiter im Abstand von einigen mm . Dadurch bleibt im Streamermode eine Ladungslawine auf wenige mm entlang der Anode lokalisiert. Die zweidimensionale Ortsinformation erreichen sie durch die Influenz der Ladungslawine auf senkrecht zu den Anodendrähten unterteilten Folien. Die Streamertubes sind in drei Boxen in Ebenen parallel zur Strahlrichtung angeordnet.

2.3 PS185 Trigger

Das aus vielen Einzelkomponenten aufgebaute Target und das Hodoskop erlauben durch logische Verschaltungen der über Diskriminatoren geformten Szintillator-Signale eine Anreicherung oder Unterdrückung von Reaktionstypen. Für das PS185-Experiment sind die Diskriminatoren der Targetszintillatoren als High-Low-Diskriminatoren ausgelegt. Die High-Schwelle ist so hoch gelegt, daß sie eindeutig das Elektronenrauschen des Photomultipliers unterdrückt. Ein geladenes Teilchen kann im Szintillator damit eindeutig identifiziert werden. Die Low-Schwelle ist demgegenüber so niedrig eingestellt, daß ihr Nichtansprechen eindeutig schließen läßt, daß kein geladenes Teilchen durch den Szintillator gegangen ist. Sie wird für Vetosignale benutzt. Im PS185 werden vier verschiedene Logiken zur Messung verwendet.

2.3.1 Neutraler Trigger

Den Ereignissen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^0$ ist gemeinsam, daß sie durch geladene Teilchen erzeugt werden, selber neutral sind und wieder mit bekannten Verzweigungsverhältnissen in geladene Teilchen zerfallen. Diese Signatur geladen-neutral-geladen wird zur Anreicherung dieser Ereignisse ausgenutzt, indem von der Triggerlogik verlangt wird, daß bis zum Entstehungsort in der Targetzelle alle Detektoren das \bar{p} erkannt haben müssen, der nach dieser Zelle folgende Targetszintillator aber nicht angesprochen haben darf. Erst wieder das genügend weit entfernte Hodoskop muß mindestens ein geladenes Zerfallsteilchen detektieren. Der die Targetzelle umschließende Szintillator verwirft Ereignisse, bei denen geladene Teilchen die Zelle seitlich verlassen, das Hodoskop aber noch von ihm oder einer seiner Zerfallsteilchen getroffen werden.

2.3.2 Σ Trigger

Die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^- \Sigma^-$ haben keine so klare für einen Trigger nutzbare Signatur wie die Reaktionen des Neutralen Triggers. Um sie anzureichern, werden geladene Σ 's über ihren Energieverlust in den Szintillatoren, der gegenüber den meisten anderen geladenen Teilchen größer ist, unterschieden. Im Abschnitt 4.1 ist die den Energieverlust beschreibende Bethe-Bloch-Formel und die Energieverlustverteilung angegeben. Wegen der geringen kinetischen Energie der beiden geladenen Σ 's gegenüber den \bar{p} und weil zwei von ihnen gleichzeitig im selben Szintillator nachgewiesen werden, haben sie im Mittel einen 2,4-fach höheren Energieverlust gegenüber den \bar{p} .

Eine Diskriminatorschwelle, die zwischen dem mittleren Energieverlust der \bar{p} und der zwei Σ 's liegt, kann jedoch, bedingt durch die Breite der Landauverteilung auch von den \bar{p} , wenn auch mit geringer Wahrscheinlichkeit überschritten werden. Da es aber nicht häufig vorkommt, daß ein \bar{p} mehrmals hintereinander einen hohen Energieverlust hat, wird diese Schwellenseparation drei mal vorgenommen. Wegen des geringen Öffnungswinkels der Reaktionen an der Schwelle sind die die Targetzellen umgebenden Szintillatoren in Veto geschaltet. Wie auch beim neutralen Trigger wird mindestens ein Teilchen nachweis im Hodoskop gefordert. Wegen der Detektorineffizienzen z.B. wegen des endlichen Platzes zwischen benachbarten Szintillatorstreifen, wurde auf die Forderung nach zwei geladenen Teilchen im Hodoskop verzichtet.

2.3.3 Strahl Trigger

Zur Bestimmung der Luminosität und den daraus folgenden Flußkorrekturen werden auch Ereignisse aufgenommen, die die Zähler S0 S1A und S1B passiert haben und nicht so weit außerhalb lagen, daß der die vorderste Targetzelle umgebende Szintillator getroffen wurde. Weitere Forderungen werden an diese Triggerart nicht gestellt.

2.3.4 Elastischer Trigger

Zur Kalibration der Detektorkomponenten und deren räumliche Anordnung zueinander werden geradlinige vom Target wegführende Teilchenspuren

benötigt. Diese findet man in der elastischen Streuung. Für den zugehörigen Trigger gelten die gleichen Bedingungen zur Strahldefinition wie beim Beamtrigger. Zusätzlich wird genau ein Ereignis im Hodoskop gefordert, um Multipionenereignisse auszuschließen. Damit nicht die zur Kalibration wenig geeigneten elastischen Events mit kleinen Streuwinkeln gemessen werden, werden die drei mittleren Hodoskopstreifen ausgeblendet.

Kapitel 3

Sekundärer Vertex in

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm} \Sigma^{\pm}$$

3.1 Neuentwicklungen an PS185

Zur Verbesserung der Auflösung des sekundären Verticis aus dem Zerfall der geladenen Σ 's soll anstelle der μ -Streifenzähler zwischen Target und MWPC eine neuartige Influenzdriftkammer (IDC) eingebaut werden. Bei ähnlicher Ortsauflösung hat die IDC eine bedeutend geringere Massenbelegung, stört dadurch den zu messenden Vertex weniger und digitalisiert die Teilchenspur häufiger. Außerdem gibt es, im Gegensatz zu den μ -Streifen, in der IDC keine Strahlenschäden, die die Funktion der Kammer einschränken.

3.1.1 Signatur der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm} \Sigma^{\pm}$

Sowohl der PS185 Detektor als auch die Influenzdriftkammer weisen nur Spuren geladener Teilchen nach. Die geladenen Σ 's zerfallen jeweils in ein geladenes und in ein ungeladenes Teilchen. Die folgende Tabelle gibt die Zerfallsarten, ihre Verzweigungsverhältnisse und die Zerfallslängen $c\tau$ der Σ 's an (Quelle [PDG90]).

Teilchen	$c\tau$ [cm]	Zerfallsart	Verzweigungs- verhältnis
$\bar{\Sigma}^+, \Sigma^+$	2,4	$\bar{p}\pi^0, p\pi^0$ $\bar{n}\pi^-, n\pi^+$	$51,5 \pm 0,3\%$ $48,3 \pm 0,3\%$
$\bar{\Sigma}^-, \Sigma^-$	4,43	$\bar{n}\pi^+, n\pi^-$	$99,85 \pm 0,005\%$

Im Detektor ist zunächst die Σ -Spur erkennbar und nach einem Spurknick die des geladenen Zerfallsteilchens (siehe auch 3.2.1).

3.1.2 Simulation der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$

Für die Konstruktion und Auslegung des sensitiven Bereiches der IDC wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ bei einem Strahlimpuls von $1,92 \text{ GeV}/c$ und der Zerfall der $\bar{\Sigma}^+, \Sigma^+$ in $\bar{p}\pi^0$ bzw. $\bar{n}\pi^-$ und $p\pi^0$ bzw. $n\pi^+$ simuliert. Da die Σ^- schwerer als die Σ^+ sind, ist deren Öffnungswinkel kleiner, stellt somit geringere Anforderungen an die Raumwinkelakzeptanz.

Die Events wurden mit dem Programm FOWL [CER89] in einer isotropen Phasenraumbelegung generiert, während GEANT [CER89] die generierten Reaktionsteilchen und ihre Zerfallsteilchen auf ihrem Weg durch den Detektor weiter verfolgt. In Ebenen in Abständen von $3,5 \text{ mm}$ hinter dem Target werden die Ortskoordinaten und die Art der Teilchen protokolliert. Die Abbildung 3.1 zeigt sowohl die Überlebenswahrscheinlichkeit der $\bar{\Sigma}^+$ bzw. der Σ^+ als auch ihre gemeinsame Überlebenswahrscheinlichkeit.

Der für die Doppelhitauflösung wichtige kürzeste Abstand zwischen der $\bar{\Sigma}^+$ - und der Σ^+ -Spur ist in der Abbildung 3.2 aufgetragen. Da der Detektor in einer Ebene nur in eine Koordinatenrichtung den Ort der Teilchen auflösen kann, muß die Projektion des Abstandes auf eine Koordinatenachse für die Doppelhitauflösung in einer Ebene betrachtet werden.

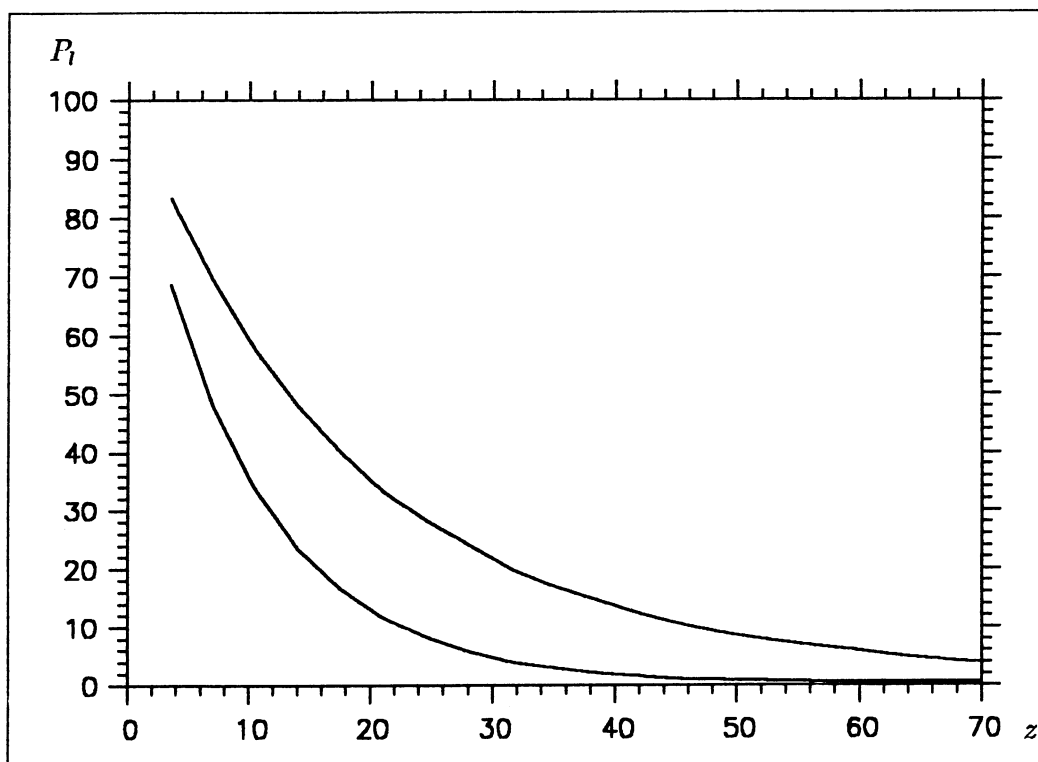


Abbildung 3.1: z = Abstand vom Target, P_l = Überlebenswahrscheinlichkeit in %. Obere Kurve: Überlebenswahrscheinlichkeit der $\bar{\Sigma}^+$ bzw. der Σ^+ . Untere Kurve: gemeinsame Überlebenswahrscheinlichkeit von $\bar{\Sigma}^+$ und Σ^+

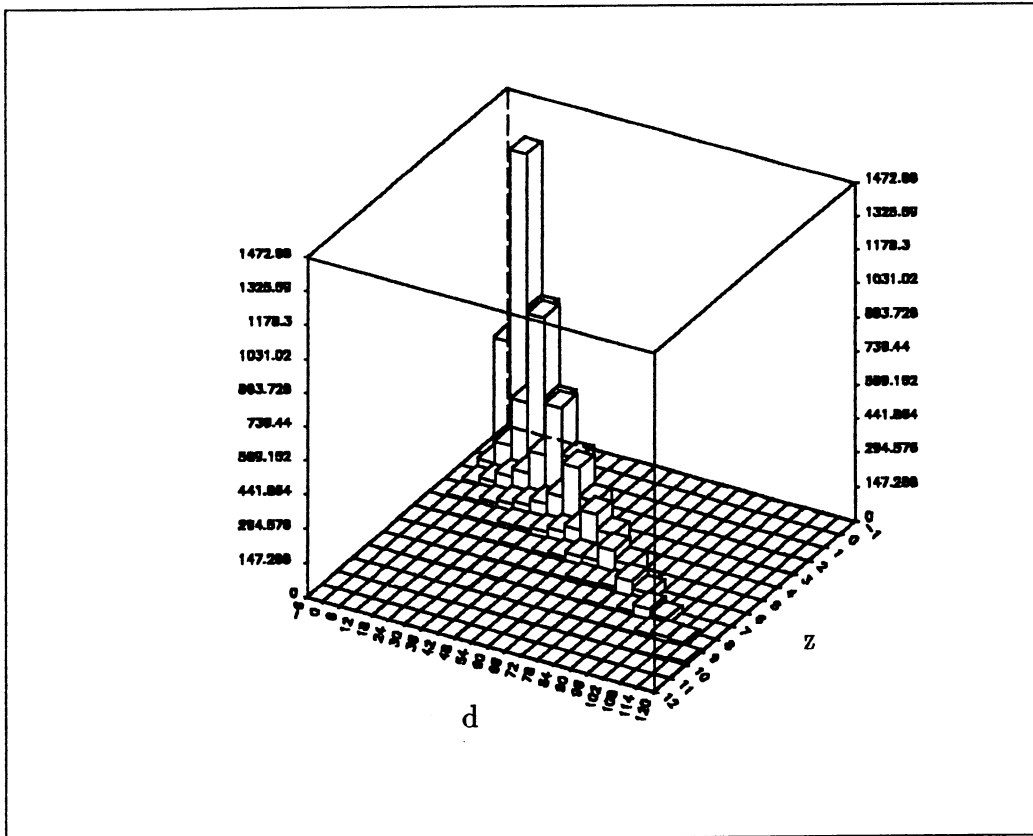


Abbildung 3.2: z = Abstand vom Target (in Einheiten 3,5 mm), d = Abstand der beiden Σ 's (in Einheiten 0,1 mm)

3.2 Anforderung an einen Vertexdetektor

Mit dem Detektor sollen die geladenen Σ 's und ihre Zerfallsteilchen direkt gemessen werden. Die daraus erwachsenen Anforderungen werden in den nächsten Abschnitten aufgezeigt.

3.2.1 Raumwinkelakzeptanz

Wünschenswert ist für jeden Reaktionsnachweis die volle Raumwinkelakzeptanz des Schwerpunktsystemes. Mit einem Öffnungswinkel von $10,2^\circ$ zur Strahlrichtung im Laborsystem ist bei der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ mit einem Strahlimpuls von $1,92 \text{ GeV}/c$ dieser Bereich überdeckt, da die geladenen π nachgewiesen werden.

Für die Zerfälle der Σ 's in $\bar{p}\pi^0$ bzw. $p\pi^0$ ist der maximale Öffnungswinkel der geladenen Teilchen relativ zu der Σ -Richtung $18,8^\circ$. Für die Zerfälle in $\bar{n}\pi^-$ bzw. $n\pi^+$ ist auch im Laborsystem die volle Raumwinkelakzeptanz notwendig.

Aus Kostengründen wurde die IDC zunächst nur so mit Ausleseelektronik bestückt, daß in den ersten vier Kammerebenen die Σ '-Spur gemessen werden kann. Ab der vierten Ebene ist der sensitive Bereich so erweitert, daß alle Zerfälle in $\bar{p}\pi^0$ und $p\pi^0$ erkannt werden können. Der volle Winkelbereich der Zerfallskanäle $\bar{n}\pi^-$ und $n\pi^+$ ist nicht abgedeckt (siehe 5.2.1).

Für die Betrachtungen von Spinkorrelationen zwischen $\bar{\Sigma}^+$ und Σ^+ ist es signifikanter, das Verzweigungsverhältnis in $\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p}\pi^0$ bzw. $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ zu messen, als den Zerfall in $\bar{n}\pi^-$ bzw. $n\pi^+$, da ihr Asymmetrieparameter $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)} = -0,98$ ist, gegenüber $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)} = 0,068$. Bei CP -Erhaltung gilt für den Asymmetrieparameter des Antiteilchens eines Zerfallsmodes $\bar{\alpha} = -\alpha$. Das heißt, nur der Zerfall $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ gibt Aufschluß über die Spinkorrelation zwischen $\bar{\Sigma}^+$ und Σ^+ .

3.2.2 Ratenverträglichkeit

In der Nähe der Reaktionsschwelle ist der Laboröffnungswinkel für die nachzuweisenden Teilchen sehr klein. Deswegen sind viele Σ 's in unmittelbarer

Nähe des Primärstrahls. Um sie zu messen, muß die Kammer auch im Strahlbereich bei typischen Strahlintensitäten von $10^6 \frac{\bar{p}}{\text{mm}^2}$ sensitiv für einzelne Ereignisse sein (Meßergebnisse siehe 5.4).

3.2.3 Ortsauflösung

Um die Fehler in der Spurrekonstruktion für die nur über eine kurze Strecke nachweisbaren Σ 's mindestens in vergleichbarer Größe mit denen der μ -Streifendetektoren zu halten, sollte die Ortsauflösung der Kammer unter $\sigma = 50\mu\text{m}$ sein. (Meßergebnisse dazu werden im Abschnitt 5.4 auf Seite 109 vorgestellt).

In [SEH89] ist angegeben, daß die Doppelspurauflösung nicht größer als $100\mu\text{m}$ sein sollte, um zwei eng benachbarte Spuren zu trennen.

3.2.4 Massenbelegung

Eine geringe Massenbelegung verringert unerwünschte Reaktionen und hält die Winkelabweichung, bedingt durch Coulombvielfachstreuung, gering. Die Coulombvielfachstreuung wird in Abschnitt 4.2, die Massenbelegung der IDC in Abschnitt 5.2.2.1.4 ausführlicher behandelt.

Kapitel 4

Physikalische Grundlagen eines Vertexdetektors

4.1 Energieverlust

Der Nachweis geladener Teilchen in Driftkammern beruht auf deren Energieverlust beim Durchgang durch ein Kammergas aufgrund elektromagnetischer Wechselwirkungen. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke wird im Rahmen der relativistischen Quantenmechanik durch die Bethe-Bloch-Formel [PDG90] [SAU77] beschrieben. Mit dieser Formel wird ebenso der Energieverlust von geladenen Teilchen in Szintillatoren berechnet.

$$\frac{dE}{dx} = -K z^2 \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right\} \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi N_A e^4}{m_e c^2} \quad (4.1)$$

Die einzelnen Formelzeichen bedeuten:

K	Konstante = $0,154 \frac{\text{MeV cm}^2}{g}$
z	Ladungszahl
Z	Kernladungszahl
A	Atomgewicht
ρ	Dichte
β	Geschwindigkeit
m_e	Elektronenmasse
c	Lichtgeschwindigkeit
I	effektives Ionisationspotential = $16 \cdot Z^{0,9} \text{ eV}$
N_A	Avogadrokonstante
e	Elementarladung
E_{max}	maximal möglicher Energieübertrag bei einem Stoß

Bemerkenswert ist, daß im Bereich kleiner β Werte $\frac{dE}{dx}$ als Funktion von β wie $\frac{1}{\beta^2}$ abfällt, ein Minimum durchläuft und für große β -Werte wieder mit $(\ln \frac{1}{1-\beta^2})$ ansteigt.

Für die am PS185 betrachteten Reaktionen im Impulsbereich von $1,5 - 2 \text{ GeV}/c$ reichen die meisten nachzuweisenden Teilchen bis an den Bereich des Minimums; sie werden dann als *minimal ionisierend* bezeichnet. Die statistische Fluktuation um den durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebenen Mittelwert ist für dünne Gasschichten wegen der kleinen Zahl der Elektronen-Ionenpaare *Landau* $f(\lambda)$ verteilt.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^\lambda)} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\Delta E_a}$$

ΔE	Energieverlust eines Teilchens im Kammergas
ΔE_{mp}	wahrscheinlichster Energieverlust
ΔE_a	mittlerer Energieverlust

Der wahrscheinlichste Wert ΔE_{mp} liegt unterhalb des Mittelwertes ΔE_a . Bei hohen Energien läuft die Verteilung langsam aus. Dort finden sich die sog. δ -Elektronen, die kinetische Energien von einigen keV haben. δ -Elektronen entstehen aus Stößen zwischen den nachzuweisenden Teilchen mit Elektronen mit kleinen Stoßparametern. Die maximale erreichbare Energie E_{max} liegt

bei

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)(1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2)} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad \text{für } m_e \ll M,$$

wobei M die Masse des ionisierenden Teilchens ist. Durch den großen dynamischen Energiebereich haben gasgefüllte Kammern eine schlechte Energieauflösung.

Für die Reichweite R der δ -Elektronen, gemessen in cm , gilt die Näherungsformel

$$R = \frac{1}{\rho} 0,71 E^{1,72} \quad (4.2)$$

Die Energie E der Elektronen wird in MeV angegeben, ρ ist die Dichte.

Der Emissionswinkel der δ -Elektronen der Energie E ist

$$\cos^2 \theta = \frac{E}{E_{max}} \quad (4.3)$$

Die meisten der δ -Elektronen werden fast senkrecht zum Teilchenstrahl emittiert.

Häufiger als hochenergetische δ -Elektronen werden Elektronen-Ionenpaare mit geringerer kinetischer Energie erzeugt. Dabei treten auch Elektronen auf, deren Energie größer als die Ionisationsenergie des Kammergases ist. Sie können in einer zweiten Stufe die sog. Sekundärelektronen-Ionenpaare erzeugen. So entstehen um die primären Ionisationsorte herum ausgedehnte Ladungscluster.

4.2 Coulombvielfachstreuung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch Materie, so ändert es wegen der Coulombstreuung an Kernen und Elektronen seine Richtung. Eine Näherung der Winkelverteilung für kleine Winkel beschreibt in [PDG90]

$$\theta_0 = \frac{13,6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0,038 \ln \frac{x}{X_0} \right)$$

p	=	Impuls im MeV
z	=	Ladungszahl
βc	=	Geschwindigkeit
x	=	Dicke des streuenden Materials
X_0	=	Strahlungslänge

Die Strahlungslänge ist eine materialabhängige Konstante, sie ist in [PDG90] für einige Materialien tabelliert. Sie gibt an, nach welcher Dicke des Materials im Mittel ein hochenergetisches Elektron nur noch $\frac{1}{e}$ seiner Eingangsenergie besitzt. Als Näherungsformel für nicht tabellierte Materialien gibt [PDG90] an:

$$X_0 = \frac{716,4g\text{ cm}^2 A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)}$$

wobei A das Atomgewicht und Z die Kernladungszahl ist.

4.3 Kammergas

Für das in der IDC benutzte Gas Isobutan (iC_4H_{10}) sind in der folgenden Tabelle die für eine Driftkammer relevanten Größen aufgeführt.

Z	34
A	58
ρ	$2,42 \cdot 10^{-3} \frac{g}{cm^3}$
Anzahl der Primärionenpaare /cm	46
Anzahl aller entstehenden Ionenpaare /cm	195
Energieverlust / Ionenpaar	23 eV

In [SAU77] ist die Anzahl der Primärionenpaare /cm mit 46 angegeben, während in [PAN92] $0,118/cm\text{ Torr}$ angegeben wird, was bei 760 Torr 90 Ionenpaare/cm ergibt. Da aber die anderen Gaskonstanten von [PAN92] nicht vorliegen, werden die in der Tabelle aufgeführten Daten zugrunde gelegt.

4.4 Quencher

Bei den beschriebenen Prozessen werden neben der Ionisation auch Atome in hochangeregte Zustände erzeugt, die über γ -Emission in ihren Grundzustand zurückgehen. Die γ 's folgen, da elektrisch neutral, keinem elektrischen Feld und breiten sich isotrop um ihren Entstehungsort herum aus. Durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung erzeugen sie an anderer Stelle störende Ladungspaare. Durch Zugabe von Quenchern mit vielen Rotations- und Schwingungszuständen können die γ 's ohne Erzeugung zusätzlicher Elektronen-Ionenpaare eingefangen werden. Viele organische Substanzen haben die geforderten Eigenschaften. In der IDC wird über den durch die Temperatur einstellbaren Dampfdruck bis zu 4% Äthanol (C_2H_5OH) beigemischt. Dazu wird Isobutan über zwei mit Äthanol gefüllte in einem Temperaturbad stehende Blubberflaschen geleitet.

4.5 Diffusion

Wenn ein Ladungscluster unter Normalbedingungen im thermischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Gas ist, diffundiert es, die Ladungsverteilung wird breiter. Die Breite ist von der Zeit t und der Diffusionskonstante D abhängig. Die Standardabweichung σ der gaußförmigen Ladungsverteilung ist $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Mit $t = \frac{s_{drift}}{v_{drift}}$, wobei s_{drift} die Driftstrecke und v_{drift} die Driftgeschwindigkeit ist, ist

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Ds_{drift}}{v_{drift}}} \quad (4.4)$$

σ ist proportional zu $\frac{1}{\sqrt{v_{drift}}}$ wenn D konstant ist.

4.6 Diffusion im elektrischen Feld

Für die Gasionen ist der Diffusionskoeffizient D vom elektrischen Feld unabhängig. Für die Elektronen hängt D jedoch vom Feld und ihrer eigenen kinetischen Energie E_{kin} ab. Deutlich wird dies durch quantenmechanische

Berechnungen [DAW81] des Streuquerschnittes s langsamer Teilchen an einem Potentialtopf des Durchmessers d .

$$s = 4\pi d^2 \left(1 - \frac{\tan(E_{kin}d)}{E_{kin}d} \right)^2$$

Für einige Werte $E_{kin}d$ ist $E_{kin}d \approx \tan E_{kin}d$ und damit der Streuquerschnitt $s = 0$. Diesen Effekt beobachtete erstmals Ramsauer bei Streuung von Elektronen mit $E_{kin} = 0,7 \text{ eV}$ an Edelgasatomen. Im thermischen Gleichgewicht der Elektronen ($E_{kin} \approx 35 \text{ meV}$) mit dem Gas spielt dieser Effekt noch keine Rolle. Werden die Elektronen aber durch ein elektrisches Feld beschleunigt, so erreichen sie die zum Ramsauereffekt führenden Energien.

Die Standardabweichung der Clusterverteilungsbreiten, bedingt durch die Diffusion in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke für reines Isobutan, ist in [SAU77] zu finden.

4.7 Driftgeschwindigkeit

Aus den in [SAU77] tabellierten Werten der Ionenbeweglichkeit ($\mu = 0,61 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$) für $iC_4H_{10}^+$ in iC_4H_{10} berechnet sich die Driftgeschwindigkeit v_{D+} aus

$$v_{D+} = \mu p_0 \frac{E}{p}$$

p_0 ist der Normaldruck, p der Druck des Gases und E das elektrische Feld. $\frac{E}{p}$ heißt reduziertes elektrisches Feld. Mit den in der IDC vorliegenden Parametern liegt die Ionenbeweglichkeit bei

$$v_{D+} = 4,9 \frac{\text{cm}}{\text{ms}}$$

In der Diplomarbeit [BRO92] ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen v_{D-} in Isobutan in Abhängigkeit der Äthanolkonzentration für in der IDC erreichten $\frac{E}{p}$ -Werte bis $8 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ gemessen worden.

$$v_{D-} \left(8 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right) = 5,5 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$$

Bei diesen Feldstärken hat die Äthanolkonzentration kaum einen Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit.

Das Verhältnis der Driftgeschwindigkeiten der Ionen zu den Elektronen ist:

$$\frac{v_{D+}}{v_{D-}} \approx \frac{1}{1000}$$

Der große Unterschied der Geschwindigkeiten ist durch die sehr unterschiedliche Masse erklärbar.

4.8 Ionisationslawine

Bei angelegter elektrischer Spannung zwischen einer Anode und einer Kathode driften die Ionen und die Elektronen aus den erzeugten Ladungsklustern auf die Kathode bzw. auf die Anode zu. Dabei bewegen sie sich in Richtung des größten Potentialgradienten. Die zurückgelegten Wege definieren die Feldlinien. Ein Beispiel eines Feldlinienplots zeigt die Abbildung 5.3.

Nimmt ein Elektron, bedingt durch eine Potentialdifferenz mehr kinetische Energie auf, als die Ionisationsenergie des Kammergase beträgt, so kann es durch Stoß ein weiteres Ladungsträgerpaar erzeugen. Die dabei zurückgelegte Wegstrecke, gemittelt über viele solcher Prozesse, heißt *mittlere freie Weglänge*. Der Reziprokwert der mittleren freien Weglänge nennt sich *Townsendkoeffizient* α . Angegeben wird α als

$$\alpha = k N E_{kin}$$

E_{kin} ist die kinetische Energie der Elektronen, N die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit und k ist eine gasspezifische Konstante. Im allgemeinen ist α noch von Ort x abhängig; $\alpha(x)$.

Nach Zurücklegen jeder mittleren freien Weglänge verdoppelt sich die Anzahl der Elektronen-Ionenpaare. So entsteht eine lawinenartige Zunahme der Ladungsträgerpaare. Dieser Effekt heißt *Avalanche*.

Die erreichte Gasverstärkung M ist:

$$M = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx}$$

Ist α von x unabhängig, so vereinfacht sich die obige Gleichung zu:

$$M = e^{\alpha x}$$

Mit einigen Näherungen zeigen Rechnungen in [LIP92], daß bei der IDC die Gasverstärkung nicht weiter als $10\mu\text{m}$ vor dem Anodendraht beginnt.

Bleibt die Avalancheverstärkung des zu messenden Signals im Proportionalzählerbereich (zwischen 10^4 und 10^6 Elektronen-Ionenpaare pro Lawine), so umfaßt die Ladungslawine die Anode noch nicht ganz, sondern bleibt auf der Entstehungsseite lokalisiert [FIS78]. Dies ist eine notwendige Voraussetzung zum Betrieb der IDC.

Werden innerhalb so kurzer Zeit Ladungslawinen erzeugt, daß die Ionen noch nicht merklich von der Anode wegdriften konnten, etwa durch eine hohe Rate der nachzuweisenden Teilchen, so wird die Anode bzgl. der elektrischen Feldstärke, die die neu entstandenen Ladungsträgerpaare erfahren, durch die Ionen abgeschirmt. Es kommt zu einer Verringerung der Gasverstärkung. Untersuchungen dazu, gemessen mit der IDC, sind in [BRO92] und [ROD92] veröffentlicht.

4.9 Entstehung eines Anodensignals

Bedingt durch die hohe Driftgeschwindigkeit der Elektronen von $5,5 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ und der Lokalisation der Ladungslawine in unmittelbarer Nähe $\leq 10\mu\text{m}$ der Anode, dauert die Lawinenbildung weniger als 1 ns . Die Elektronen werden direkt auf der Anode gesammelt. Beschrieben werden die Signalhöhen V_{infl}^- bedingt durch die Elektronen und V_{infl}^+ durch die Ionen mit (hier für ein Proportionalzählrohr, das aber die Feldverhältnisse in der IDC in Anodennähe gut wiedergibt)

$$V_{infl}^- = k \ln \frac{a + \lambda}{a} \quad V_{infl}^+ = k \ln \frac{b}{a + \lambda}$$

k ist eine Konstante, die unter anderem die Ladung der Lawine enthält, λ ist die Entfernung des Entstehungsortes der Ladungsträgerpaare von der Anode, a ist der Radius der Anode und b ist der Abstand der Potentialdrähte von den Anoden. Das durch die Elektronen erzeugte Signal ist sehr klein im

Verhältnis zum Gesamtsignal, da die zurückzulegende Strecke sehr klein ist. Für die Ionen ist die Strecke wesentlich größer, daher tragen sie den größten Teil zum Gesamtsignal bei.

Sind die Elektronen an der Anode gesammelt, so haben sich die Ionen noch kaum in Richtung Kathode bewegt. Durch die Ionen bleibt eine positive Raumladung in Anodennähe, die die Elektronen durch Influenz auf der Anode festhält. Erst durch die Drift der Ionen zur Kathode können die Elektronen von der Anode abfließen. Somit bestimmt die Ionendrift im wesentlichen sowohl die Signalhöhe als auch das zeitliche Verhalten des Signals.

4.10 Signalformung

Wegen der langsamen Driftgeschwindigkeit der Ionen haben die Kammersignale eine langsam abfallende Flanke. Für hohe Raten der nachzuweisenden Teilchen ist das Signal zu lang. Kommt ein Teilchen früher an, als das vorherige Signal beendet ist, so addiert sich das neue Signal zum bisherigen hinzu. Bei vielen dieser Überschneidungen kommt es zu einem *pile up*.

Durch Differentiation des Signals z.B. über ein RC-Glied kann das Signal verkürzt werden. Das differenzierte Signal hat jedoch einen Unterschwinger. Um dies zu verhindern, kann ein Bruchteil des Eingangssignals über einen Koppelwiderstand zum Ausgangssignal gegeben werden. Bei geeigneter Wahl der Bauelemente des *Shapers* kann so ein verkürztes, exponentiell abfallendes Signal geformt werden.

Diese Art der Signalformung heißt *pole zero*.

4.11 Influenz

In den Untersuchungen von [FIS78] wurde gezeigt, daß die azimutale Lokalisierung der Ladungslawine an einem Anodendraht durch influenzierte Signale auf benachbarte Leiter, z.B. Potentialdrähte gemessen werden kann. Liegen Anodendrähte und Potentialdrähte abwechselnd in einer Ebene, so ist die Differenz der influenzierten Ladungen, normiert auf die Gesamtladung, ein Maß für den azimutalen Winkel.

Driftkammern benutzen dieses Verfahren schon lange zur Klärung der rechts/links Ambiguität. Aufgrund des Vorzeichens der Differenz der Potentialdrahtsignale wird entschieden, auf welcher Seite des Anodendrahtes ein Teilchen vorbeigegangen ist.

Kapitel 5

Die Influenzdriftkammer (IDC)

5.1 Prinzip der IDC

In der IDC wird die Differenz der influenzierten Ladungen auf die Potentialdrähte erstmals nicht nur als rechts/links Entscheidung benutzt, sondern über ihre Quantität eine Verbesserung der Ortsauflösung erreicht. So hat die IDC bei hohen Driftgeschwindigkeiten und damit verbundenen hohen Ratenverträglichkeiten eine vergleichbare oder bessere Ortsauflösung als Driftkammern.

5.1.1 Definition einer Kammerzelle

Eine Detektorebene der entwickelten IDC besteht aus zwei Kathoden und einer Drahtebene. Die Drahtebene teilt den $3,5\text{mm}$ langen Abstand zwischen den Kathoden in einen 3mm und einen $0,5\text{mm}$ langen Abstand ein. Zur Unterscheidung werden die Kathoden als *weite* und *nahe Kathode* bezeichnet. In der Drahtebene wechseln sich Anodendrähte und Kathodendrähte im Abstand von $0,3\text{mm}$ ab. Der Durchmesser der Anodendrähte beträgt $7\mu\text{m}$, der der Potentialdrähte $20\mu\text{m}$. Abbildung 5.1 zeigt einen Schnitt durch eine Kammerebene.

Die Kathoden bestehen aus einer $0,3\mu\text{m}$ dicken Goldschicht, die auf einer

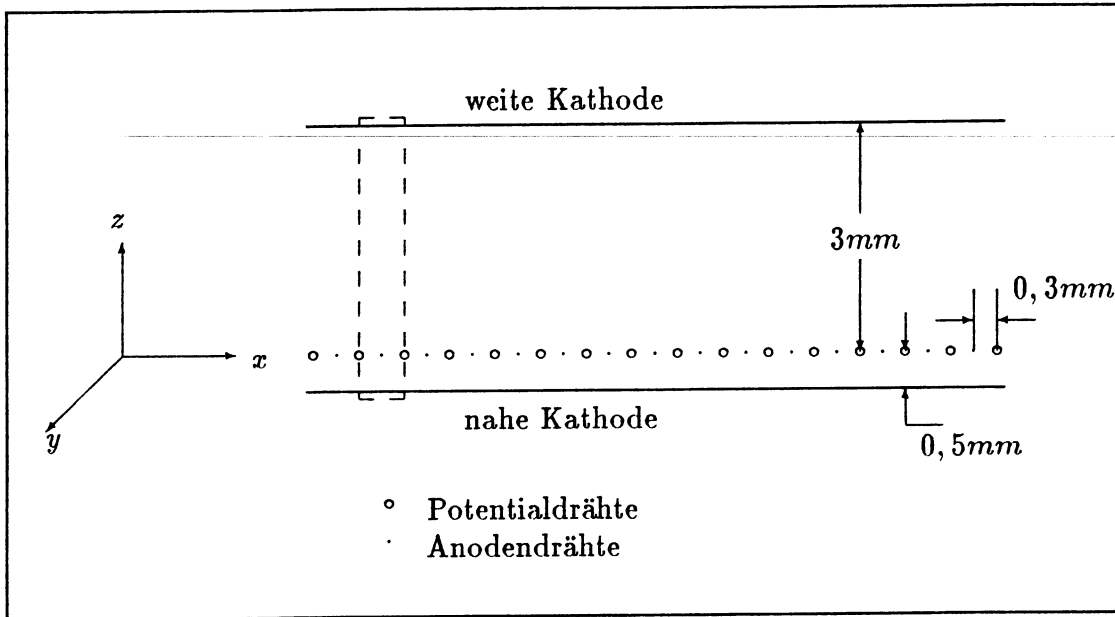


Abbildung 5.1: Geometrie einer Ebene

$25\mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie aufgedampft ist. Die kleinste sich wiederholende Struktur, bestehend aus der Fläche zwischen den Kathoden und zwischen zwei Potentialdrähten (in dem zweidimensionalen Schnitt), wird als Kammerzelle bezeichnet. In der Abbildung 5.1 ist eine solche Zelle gestrichelt dargestellt.

Die Betriebsspannungen sind:

U_{kw}	Spannung der weiten Kathode	$3,8\text{ kV}$
U_{kn}	Spannung der nahen Kathode	$0,46 \cdot U_{kw} = 1,75\text{ kV}$
U_{pot}	Spannung der Potentialdrähte	$0,32 \cdot U_{kw} = 1,2\text{ kV}$
U_{an}	Spannung der Anodendrähte	0 kV
U_{rand}	Spannung der Randdrähte	$0,23 \cdot U_{kw} = 0,9\text{ kV}$

Durch diese Spannungseinstellung erreicht die Feldstärke die in Abbildung 5.2 dargestellten Werte, aufgetragen über die Strecke zwischen den beiden Kathoden (z -Richtung) durch einen Anodendraht.

In der Abbildung 5.3 sind die Feldlinien einer Kammerzelle dargestellt.

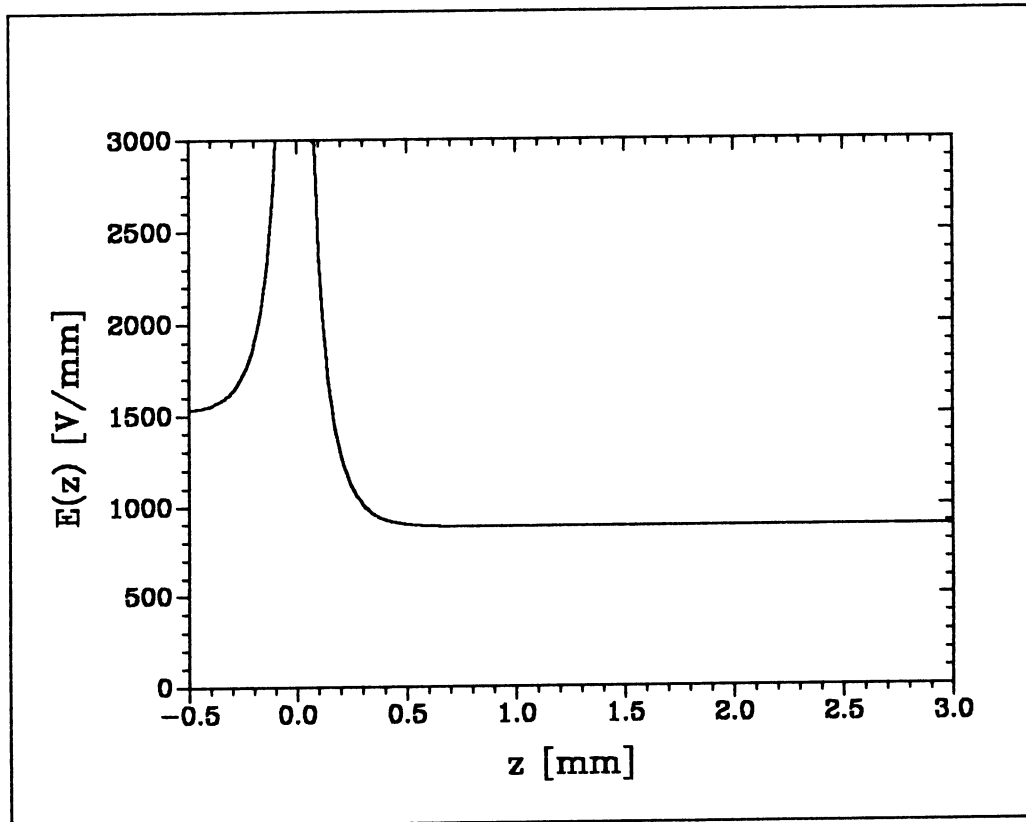


Abbildung 5.2: Größe des elektrischen Driffeldes entlang der z -Richtung.

5.1.2 Ort–Winkel Beziehung

Abbildung 5.3 auf Seite 68 zeigt einen Feldlinienverlauf einer IDC-Kammerzelle. Deutlich zu erkennen ist der flächenmäßig größte homogene Teil der Zelle, ausgehend von der weiten Kathode. Um die Anode herum ist das Feld zylindersymmetrisch. Dadurch besteht eine eindeutige lineare Beziehung einer jeden Feldlinie vom Ort x aus dem homogenen Feldbereich,

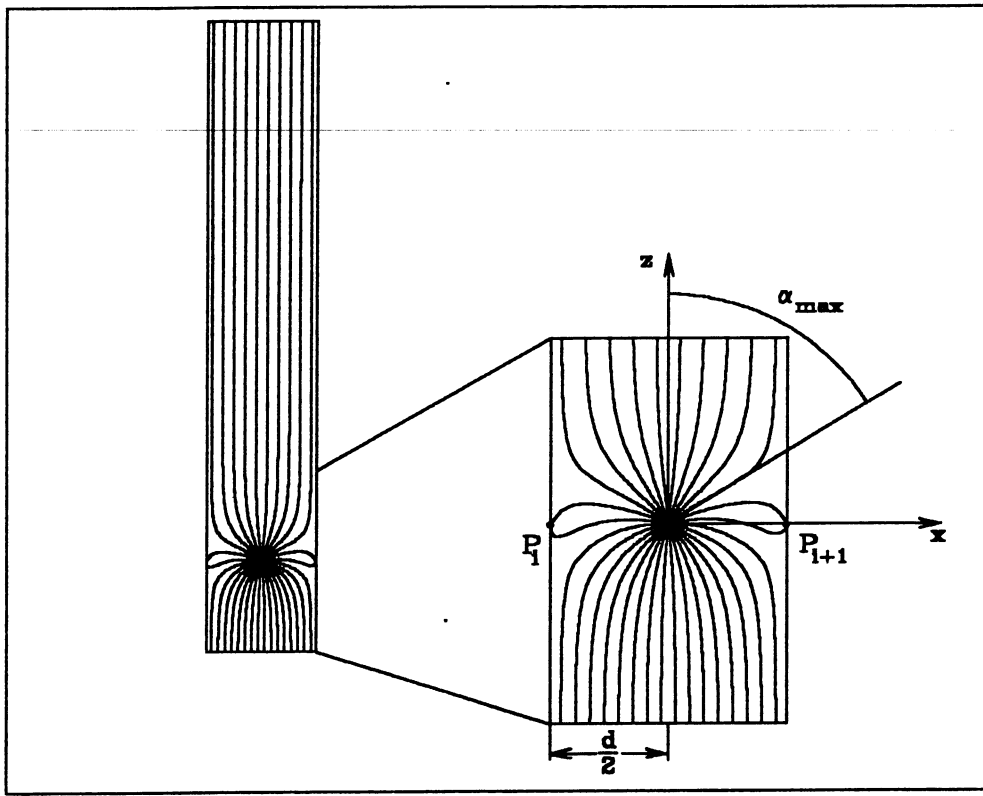


Abbildung 5.3: Feldlinien einer Kammerzelle, links für eine Kammerzelle, rechts ein vergrößerter Ausschnitt aus der Drahtebene. α_{max} ist der größte Winkel, unter dem die Feldlinien aus dem homogenen Driftfeld auf die Anode treffen.

zu einem Azimutwinkel α , mit dem die Feldlinie am Anodendraht auftritt.

$$x = \frac{d}{2\alpha_{max}} \alpha$$

Wie aus dem Feldlinienplot ersichtlich, gilt dieser Zusammenhang nur für einen eingeschränkten Winkelbereich $\alpha \in [-\alpha_{max}, \alpha_{max}]$. d ist die Zellenbreite. Mit den Parametern der IDC ist

$$\frac{d}{2\alpha_{max}} = \frac{5\mu m}{1^\circ}$$

5.1.3 Winkel–Influenz Beziehung

Ist Q die Ladung der Lawine, so beschreiben

$$Q_{infl}(t, P_i) \sim Q(t) \left(\frac{d}{2} - \frac{1}{2} r \sin \alpha \right) \quad (5.1)$$

$$Q_{infl}(t, P_{i+1}) \sim Q(t) \left(\frac{d}{2} + \frac{1}{2} r \sin \alpha \right) \quad (5.2)$$

die influenzierte Ladung Q_{infl} auf die Potentialdrähte P_i und P_{i+1} . r ist der radiale Abstand von der Anode zum Schwerpunkt der Lawine. Das Influenzsignal auf den Potentialdrähten ist ebenso wie die Entstehung des Anodensignals zeitabhängig.

Anschaulich dargestellt wird der Ort des Ladungsschwerpunktes in die Drahtebene projiziert. Abbildung 5.4 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

Bei Einfallswinkeln von Spuren über $9,7^\circ$ werden aufgrund der Kammergeometrie mindestens zwei Zellen durch eine Spur getroffen. Die auf die drei beteiligten Potentialdrähte influenzierten Ladungen entstehen dann aus den zwei Ladungen Q_i und Q_{i+1} in den zwei benachbarten Zellen i und $i+1$. Die influenzierten Ladungen lassen sich beschreiben durch:

$$Q_{infl}(t, P_i) \sim Q_i(t) \left(\frac{d}{2} - \frac{1}{2} r_i \sin \alpha_i \right)$$

$$Q_{infl}(t, P_{i+1}) \sim Q_i(t) \left(\frac{d}{2} + \frac{1}{2} r_i \sin \alpha_i \right) + Q_{i+1}(t) \left(\frac{d}{2} - \frac{1}{2} r_{i+1} \sin \alpha_{i+1} \right)$$

$$Q_{infl}(t, P_{i+2}) \sim Q_{i+1}(t) \left(\frac{d}{2} + \frac{1}{2} r_{i+1} \sin \alpha_{i+1} \right)$$

Mit der gleichen Änderung gegenüber 5.1 und 5.2 ist eine Erweiterung von zwei auf mehr Zellen möglich.

5.1.4 Normierung, Ortsinformation

Bedingt durch die landauverteilte Energieabgabe der nachzuweisenden Teilchen sowie unterschiedlicher Lawinengröße variiert die Ladungsmenge am Anodendraht und damit auch die influenzierten Signale. Durch Normierung entweder auf die Ladungsmenge an der Anode oder auf die Summe

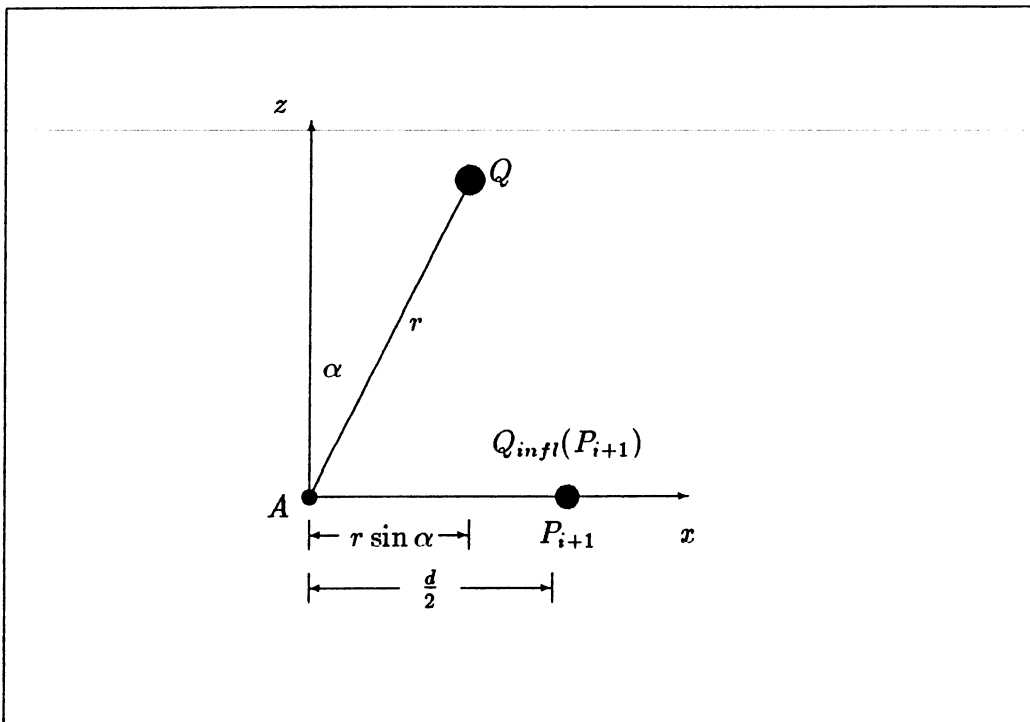


Abbildung 5.4: Berechnung der influenzierten Ladungen. α ist der Azimutwinkel, mit dem die Ladung Q auf den Anodendraht A trifft und eine Ladung $Q_{infl}(P_{i+1})$ auf den Potentialdraht P_{i+1} influenziert.

der influenzierten Ladungen an den Potentialdrähten kompensiert man die Schwankungen. Für die IDC-Auswertung wird die letztere Möglichkeit benutzt. Die normierten influenzierten Ladungen C_i und C_{i+1} auf die Drähte P_i und P_{i+1} lauten:

$$C_i(t) = \frac{Q_{infl}(t, P_i)}{Q_{infl}(t, P_i) + Q_{infl}(t, P_{i+1})}$$

und

$$C_{i+1}(t) = \frac{Q_{infl}(t, P_{i+1})}{Q_{infl}(t, P_i) + Q_{infl}(t, P_{i+1})}$$

Mit den Beziehungen 5.1 und 5.2 lassen sich die normierten Influenzladungen in die Form

$$C_i = c_{11} - \frac{1}{2}c_{12} \sin \alpha \quad \text{und} \quad C_{i+1} = c_{21} + \frac{1}{2}c_{22} \sin \alpha$$

bringen. Abbildung 5.5 zeigt eine der Kurven.

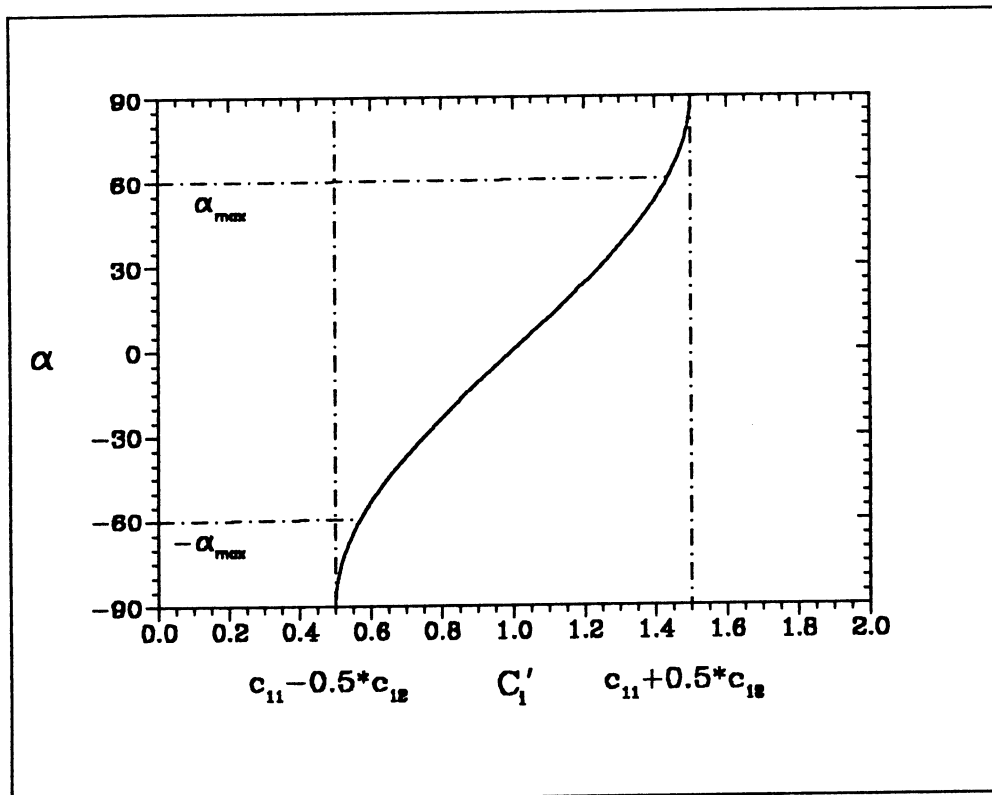


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der normierten influenzierten Ladung C_i vom Azimutwinkel α

Sind alle Werte für $\alpha \in [-\alpha_{max}, \alpha_{max}]$ gleichmäßig vertreten, was einer gleichmäßigen Ausleuchtung der Kammerzelle entspricht, so erhält man die Häufigkeitsverteilung. Zwischen den Werten $c_{11} - \frac{1}{2}c_{12}$ und $c_{11} + \frac{1}{2}c_{12}$ ist sie die Ableitung der Umkehrfunktion C_i . Abbildung 5.6 zeigt den Kurvenverlauf. Aus ihr ist ablesbar, wie die Konstanten c_{11}, c_{12}, c_{21} und c_{22} bestimmt

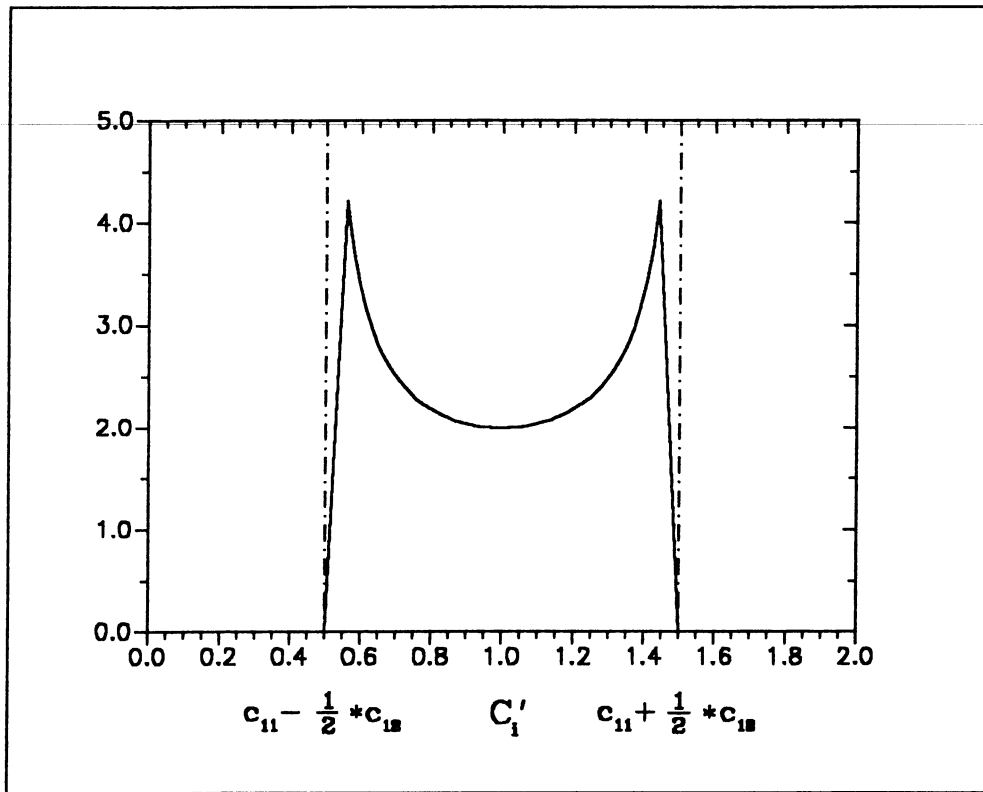


Abbildung 5.6: Häufigkeitsverteilung der influenzierten Ladung C_i . Die Flanken der Kurve fallen nicht senkrecht ab, da auch Feldlinien aus dem inhomogenen Feldbereich von Teilchen getroffen werden, deren $\alpha \notin [-\alpha_{max}, \alpha_{max}]$ ist.

werden können.

$$c_{11} = \frac{1}{2} (C_i(\alpha_{max}) + C_i(-\alpha_{max}))$$

$$c_{12} = (C_i(\alpha_{max}) - C_i(-\alpha_{max}))$$

$$c_{21} = \frac{1}{2} (C_{i+1}(\alpha_{max}) + C_{i+1}(-\alpha_{max}))$$

$$c_{22} = (C_{i+1}(\alpha_{max}) - C_{i+1}(-\alpha_{max}))$$

Aus einer gemessenen Häufigkeitsverteilung läßt sich durch ihre Integration der Winkel α bestimmen und eine Eichkurve aufstellen. Kann man die Zeitstruktur der Signale auflösen, so kann der Ort auf der durch α gegebenen

Feldlinie bestimmen werden, an dem die Primärionisation stattfand. Beide Informationen (α, t) zusammen ergeben den Ionisationsort in der x, z -Ebene. In der Praxis erweist es sich jedoch, daß die zeitliche Struktur der Signale nicht ausreichend aufgelöst werden kann, weswegen man den Teilchendurchgang in der x -Koordinate für die Kammerebenen angibt.

5.1.5 Begrenzung der Ortsauflösung

5.1.5.1 Gasverstärkung

Je schmaler die Häufigkeitsverteilung ist, desto steiler ist die Eichkurve. Dann hat ein Fehler in C_i einen größeren Fehler in α und somit in x , als wenn die Eichkurve flacher verlaufen würde. So bestimmt u.a. die Breite der Häufigkeitsverteilung die Güte der Ortsauflösung. Sie wiederum wird entscheidend durch die eingestellte Gasverstärkung in der Kammer bestimmt. Je höher die Gasverstärkung ist, desto breiter ist die Verteilung. Dies hat seine Grenze in der mitwachsenden Lawinengröße und dem daraus folgenden Verlust der Lokalisation der Avalanche, bedingt durch die größere Umfassung des Anodendrahtes. In der Diplomarbeit [DAH92a] sind diese Abhängigkeiten gemessen und ausgewertet worden. Die optimale Gasverstärkung liegt bei $5,5 \cdot 10^4$.

5.1.5.2 δ -Elektronen

Im Kapitel 4.1 ist in der Formel 4.3 der Emissionswinkel der δ -Elektronen und in 4.2 deren Reichweite angegeben.

Die δ -Elektronen verschlechtern jedoch nur dann die Ortsauflösung, wenn sie nicht als δ -Elektronen mit eigenen Ladungsklustern erkannt werden, also nur, wenn sie sich nicht zu weit von ihrem Entstehungsort entfernen. In [KRA86] wird die Energie der δ -Elektronen, unterhalb derer sie nicht mehr als solche erkannt werden, mit $2,8 \text{ keV}$ angegeben. [BRO92] und [DAH92a] berechnen den daraus resultierenden Fehler zu

$$\Delta x_\delta = 1,8 \mu\text{m}$$

5.1.5.3 Diffusion

Im Kapitel 4.5 ist durch die Formel 4.4 angegeben, wie ein an einem Ort nahezu punktförmiges Ladungscluster auseinanderdiffundiert. Damit ist der Ladungsschwerpunkt, der direkt zu der zu messenden Ortsinformation führt, statistischen Schwankungen unterworfen. Sind in dem Ladungscluster n Elektron-Ionenpaare, so ist der Fehler durch die Diffusion

$$\Delta_{diff} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sigma = \sqrt{\frac{2D_{s\,drift}}{nv_{drift}}}$$

Mit den im Abschnitt 4.3 angegebenen Gaskonstanten und mit den in [BRO92] gemessenen Werten für Isobutan bei elektrischen Feldern von $8,9 \frac{kV}{cm}$ und den Abmessungen der IDC-Kammerzellen ist

$$\Delta x_{diff} = 6 \mu m$$

5.1.5.4 Schwankung des Lawinenschwerpunktes

Der Schwerpunkt der Avalanche ist ebenfalls durch seine räumliche Ausdehnung statistischen Schwankungen unterworfen, die in gleicher Weise wie die Diffusion von der Anzahl n der Ladungsträger abhängt. Eine Abschätzung in [STE91] ergibt

$$\Delta x_{ava} = 4,5 \mu m$$

5.1.5.5 Ionisation im inhomogenen Feldbereich

Werden durch eine zur z -Achse parallele Teilchenspur neben den Ladungsträgerpaaren im homogenen auch welche im inhomogenen Feldbereich der Anode erzeugt, können die Ladungen nicht mehr nur einer Feldlinie, also einer Ortskoordinate zugeordnet werden. Können diese Bereiche nicht aus dem Signal herausgetrennt werden, kommt es zu einem Fehler in der Ortsbestimmung. Der Fehler ist um so größer, je größer der inhomogene Teil im Verhältnis zum homogenen ist.

Bei gleichmäßiger Ladungsträgerpaarbildung entlang der Teilchenspur könnte der Fehler rechnerisch kompensiert werden. Da aber die Primärionisation statistischen Schwankungen entsprechend der Poissonverteilung unterliegt, trägt

der inhomogene Bereich für jede Teilchenspur unterschiedlich stark zum Gesamtsignal bei. Ist dieser Bereich nicht aus dem Signal zu trennen, so kann durch ein Kammergas hoher Ionisationsdichte der Fehler klein gehalten werden.

In [DAH92a] ist mit Simulationsrechnungen (siehe Abschnitt 5.1.6.2) der Meßfehler mit

$$\Delta x_{inh} = 11 \mu m$$

für die IDC mit Isobutan als Kammergas abgeschätzt worden.

5.1.5.6 Schräge Spuren

Bei Spuren mit einem Winkel $\theta \neq 0$ relativ zur z -Achse können, analog der Ionisation im inhomogenen Feldbereich, gemeinsam betrachtete Primärionisationen nicht mehr nur einer Feldlinie, einem Koordinatenwert x , zugeordnet werden. Wird ein zeitlich gemitteltes Signal aufgenommen, in dem mehrere Ionisationen stattfanden, ist deren gemeinsame Schwerpunktlage statistischen Schwankungen unterworfen. Die Ortsunschärfe ist von der Projektion $\sin \theta$ der über den gemessenen Zeitraum zurückgelegten Strecke des zu messenden Teilchens auf die x -Achse und deren Schwerpunktsschwankungen abhängig. Die obere Grenze der Schwankung ist in [KRA86] mit

$$\Delta \bar{l} = \frac{L}{\sqrt{2n}}$$

angegeben, wobei L die betrachtete Spurlänge und n die Anzahl der entlang dieser Spur erzeugten Primärionisationen ist. Die Ortsunschärfe lautet

$$\Delta x_{\theta} = \frac{L}{\sqrt{2n}} \sin \theta \quad (5.3)$$

Für die IDC, gefüllt mit Isobutan, beträgt sie pro 1° Einfallswinkel

$$\frac{\Delta x_{\theta}}{1^{\circ}} = 5 \mu m$$

Weiterführende Literatur zur Begrenzung der Ortsauflösung durch statistische Schwankungen der Ionisation in Driftkammern findet man in [WAL87] und [ROD92].

5.1.6 Elektronische Unterteilung der IDC

Die in den beiden letzten Abschnitten beschriebenen Fehlern lassen sich durch Unterteilung des Gesamtsignals in einzelne Zeitabschnitte verringern oder vermeiden. Der Fehler Δx_{inh} kann durch Herausschneiden des Signalteils aus dem inhomogenen Feldbereich eliminiert werden.

Unterteilt man das Signal aus dem homogenen Bereich in N Teile, so erhält man für den Fehler Δx_θ in 5.3 durch Substitution von L durch $\frac{L}{N}$ und von n durch $\frac{n}{N}$, sowie der Multiplikation von $\frac{1}{\sqrt{N}}$ für N statistisch unabhängigen Messungen:

$$\Delta x_\theta(N) = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\frac{L}{N}}{\sqrt{2 \frac{n}{N}}} \sin \theta = \frac{1}{N} \Delta x_\theta$$

Durch N Messungen verringert sich der Fehler Δx_θ um $\frac{1}{N}$ gegenüber einer Messung. Realisiert werden die N -Messungen einer Teilchenspur mit 100 MHz getakteten Flash-ADC's (siehe auch 5.3.2). Für die IDC ist

$$\frac{\Delta x_\theta(N)}{1^\circ} = 2,5 \mu m$$

5.1.6.1 asymmetrische IDC

Die Drahtebene, bestehend aus Anoden- und Potentialdrähten, teilt den gesamten Driftraum in zwei Bereiche ein. Aus beiden Drifträumen erreichen Ladungscluster die Anode. Ihr zeitliches Verhalten ist durch die Driftlänge von ihrem Entstehungsort zur Anode bestimmt, egal aus welchem der beiden Bereiche sie kommen. Bei schrägen Spuren gehören aber verschiedene x -Koordinaten zu gleichzeitig ankommenden Clustern, die nicht mehr voneinander getrennt werden können. Um diesem Problem zu begegnen, sind in der IDC die Drifträume asymmetrisch aufgeteilt. Eine Kathode ist so nahe an die Drahtebene herangeführt, daß gerade noch ein stabiler Betrieb der Kammer möglich ist. Untersuchungen dazu sind im Rahmen der Diplomarbeit [GEI89] durchgeführt worden. Die Entfernung der anderen Kathode bestimmt die Größe des Driftraumes (siehe auch Abbildung 5.1). Der eindeutig nutzbare Feldbereich ist [Abstand(Drahtebene, weite Kathode)–Abstand(Drahtebene, nahe Kathode)].

5.1.6.2 Simulation der Kammer

Für theoretische Untersuchungen und zur Einstellung optimaler Betriebsparameter der IDC wurde die Kammer mit einem Computerprogramm simuliert. Das an der Universität in Siegen entwickelte Grundprogramm [WEI89] benutzt die Methode der Spiegelladungen zur Lösung der linearen Laplacegleichung. Diese Ladungen werden aus vorgegebenen Potentialen berechnet. Durch Superposition der berechneten Spiegelladungen kann das elektrische Feld an jedem Ort in der Kammer berechnet werden.

Ein darauf aufbauendes Programm teilt die simulierte IDC in $10\mu m * 10\mu m$ große Pixel ein. Für jedes Pixel wird das elektrische Feld in x - und in z -Richtung, die Driftzeit eines Ladungsclusters bis zur Anode, deren Weglänge und der zugehörige Azimutwinkel berechnet. Abbildung 5.7 zeigt eine simulierte Häufigkeitsverteilung. Zum Vergleich dazu ist in Abbildung 5.17 eine gemessene Häufigkeitsverteilung dargestellt.

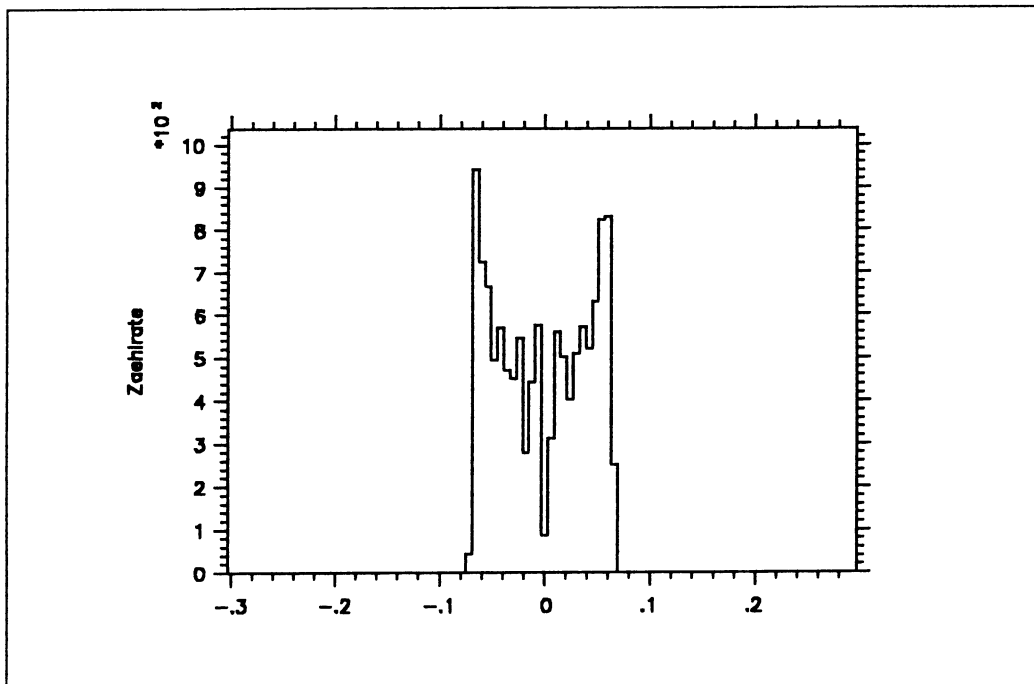


Abbildung 5.7: Simulierte Häufigkeitsverteilung der influenzierten Ladungen auf einen Potentialdraht.

5.2 Die IDC für PS185

5.2.1 Randbedingungen für die Konstruktion

Die inneren Maße der Kammerzelle, gegeben durch die Drahtabstände und die Abstände zu den Kathoden, die Drahtdurchmesser, die Potentialeinstellungen, das Kammergas und der Quencher sind entweder durch Simulationsrechnungen oder durch Messungen optimiert worden. Diese Parameter brauchten für den Einsatz der IDC in PS185 gegenüber den Testversuchen nicht variiert zu werden, da sie die Qualitätskriterien wie Ortsauflösung, Ratenverträglichkeit und Massenbelegung erfüllen. Dem gegenüber mußte die Aufteilung der ausgelesenen Drähte auf die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$, wie in 3.2.1 beschrieben, angepaßt werden.

Um nicht durch einen außerhalb der Mitte des sensitiven Bereiches liegenden Strahl den meßbaren Winkelbereich einzuschränken, muß die Kammer justierbar sein. Dabei genügt es, die Mitte der Kammer zu ihrer x, y -Ebene auf die Mitte des Strahls zu verschieben.

Um die Mehrdeutigkeit der Spurauswertung bei mehreren gleichzeitig durch die Kammer führenden Spuren zu vermeiden, ist jede einzelne IDC-Ebene gegenüber der vorhergehenden um 120° um die z -Achse gedreht.

Die äußere Geometrie der IDC muß an den vorhandenen Platz angepaßt werden. Sie wird zwischen dem Target und der MWPC eingebaut. Über Target, IDC und MWPC werden die Limited Streamer Tubes geschoben (siehe Beschreibung des PS185 Experiments in 2.2).

5.2.2 Konstruktionselemente

5.2.2.1 Kammerebenen

5.2.2.1.1 Drähte Die Potentialdrähte mit $10 \mu m$ und die Anodendrähte mit $7 \mu m$ Durchmesser bestehen aus goldplattiertem Wolfram der Firma Luma Lampan. Die Anodendrähte werden mit $0,074 N$, die Potentialdrähte mit $0,15 N$ gespannt, was etwa 50% der vom Hersteller angegebenen Zugfestigkeit entspricht.

Aufteilung der Drähte: In einer Drahtebene wechseln sich 57 Potential- und 56 Anodendrähte ab. Die letzten fünf Anodendrähte an jeder Seite haben

einen Durchmesser von $12\ \mu\text{m}$, weitere fünf vor Ende haben einen Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$. Diese insgesamt 20 Drähte in jeder Ebene dienen zur Feldformung, damit im sensitiven Bereich der Kammer das Feld möglichst homogen bleibt.

5.2.2.1.2 Anodenkeramik Die Potential- und Anodendrähte liegen an ihren Enden in eingebrannten Nuten eines Keramiksubstrates (CeramTec 96% von der Firma Hoechst). Die Keramik (Al_2O_3) besitzt keine Atomkerne mit hohem Z und hat sehr gute elektrische Isolationseigenschaften, die wichtig für die geringen Kriechströme zwischen den eng benachbarten, auf über $1\ \text{kV}$ Potentialdifferenz liegenden Potential- und Anodendrähte sind. Die Dicke der Keramik beträgt $0,5\ \text{mm}$, die innere Aussparung des Vierecks ist $60\ \text{mm} * 60\ \text{mm}$. Das innere Maß, über das die Drähte ohne Unterstützung laufen, ist so gewählt, daß auch bei einem Stapel von zehn Kammerebenen hintereinander, die Raumwinkelakzeptanz des nachfolgenden PS185-Detektorteils nicht eingeengt wird.

Die Nuten dienen der mechanischen Stabilisierung und Fixierung der Kammerdrähte. Sie sind in der Universität Siegen mit einem Dauerstrich-Neodyme-Yag-Laser im Abstand von $300\ \mu\text{m}$ und einer Breite von $30-40\ \mu\text{m}$ in die Tiefe sich verjüngend über die gesamte Auflagenlänge der Drähte eingebrannt worden. Die zurückbleibenden Verbrennungsreste wurden mit Skalpellklingen aus der Keramik geschabt. Der dadurch abgeriebene Metallfilm und alle anderen Verunreinigungen werden mit einem Gemisch aus HNO_3 und HF ausgewaschen. Abbildung 5.8 zeigt ein Anodenkeramik.

In den Nuten der Keramik hält der Kleber Torr Seal (von der Firma Varian) die Drähte. Zur Kontaktierung werden auf einer Seite alle Potentialdrähte, auf der anderen Seite alle Anodendrähte auf mit Leiterbahnen bedruckte Kaptonfolien gelötet. Durch die Trennung der Anschlüsse auf die zwei Seiten gibt es keine hohen Spannungsdifferenzen in dem empfindlichen Lötbereich.

5.2.2.1.3 Kathoden Eine Kathode besteht aus einer Kaptonfolie, die auf einer Fläche von $40\ \text{mm} * 40\ \text{mm}$ goldbedampft ist. Die Dicke des Goldes beträgt $0,3\ \mu\text{m}$, die der Kaptonfolie $25\ \mu\text{m}$. Die goldbedampfte Fläche bestimmt den sensitiven Bereich der Kammer längs der Drähte. Auf ein von der Drahtlänge her mögliches größeres aktive Volumen, durch eine größere

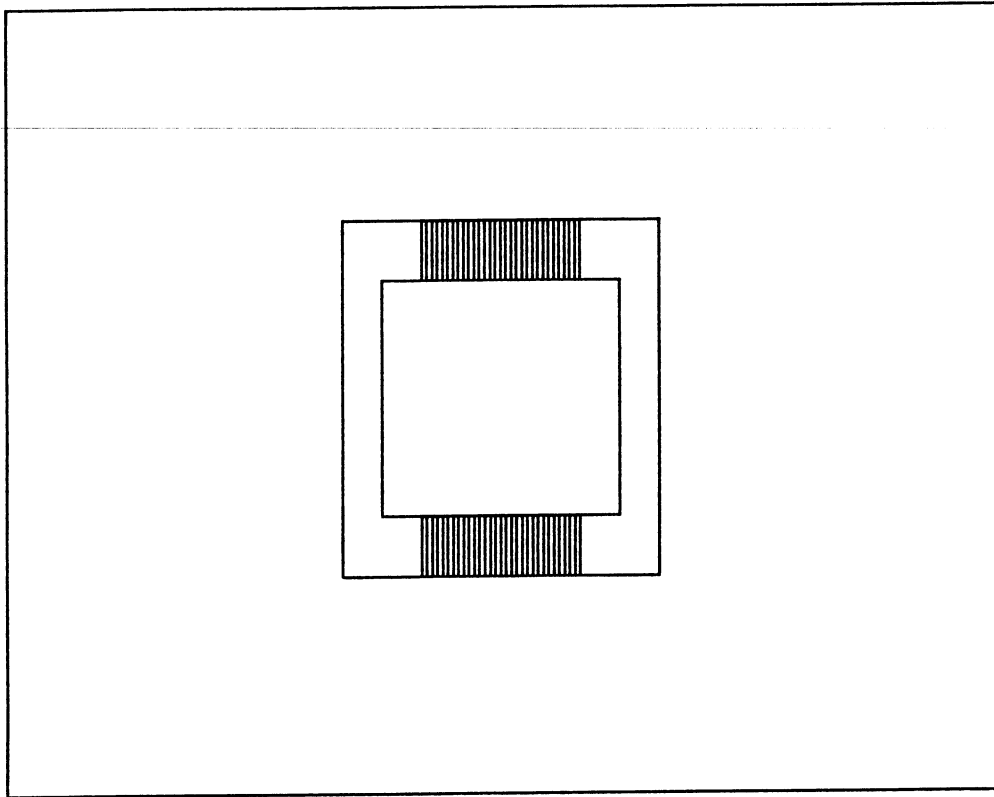


Abbildung 5.8: Anodenkeramik: Das innere ausgesparte Viereck ist $60\text{ mm} * 60\text{ mm}$ groß; die parallelen Striche deuten die mit einem Laser zur Fixierung der Drähte eingebrannten Nuten an. Über sie laufen sowohl die Anoden-, wie auch die Potentialdrähte.

Kathodenfläche, wurde verzichtet, da die an den Rändern der Kathode auftretenden hohen elektrischen Felder die Drähte zusätzlich zu der Änderung des Dielektrikums am Keramikrand belasten würden.

Zwei bedampfte Folien werden zusammen auf einen $0,8\text{ mm}$ dicken Keramikträger geklebt, der wie die Anodenkeramik eine innere Aussparung von $60\text{ mm} * 60\text{ mm}$ hat. Eine Keramik trägt sowohl die nahe Kathode zu einer Drahtebene als auch die weite Kathode der nächsten Ebene. Gleichzeitig mit der Kathodenfläche ist ein von ihr wegführender Steg mit aufgedampft. Am Ende dieses Steges wird die Hochspannungszuführung, bestehend aus einem

dünnen, teflonummantelten Draht, angelötet.

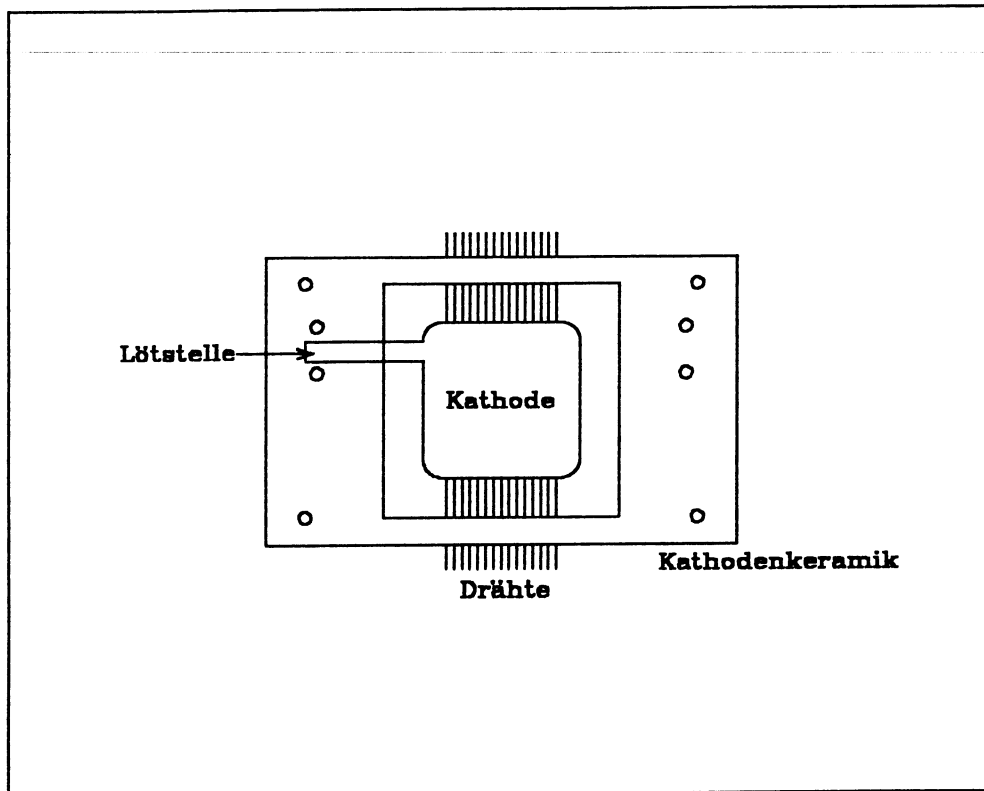


Abbildung 5.9: Kathoden: Die in der Mitte goldbedampfte Kaptonfolie ist auf einem Keramikträger aufgeklebt. Kontaktiert wird die Kathode mit einer Lötung am Ende des Steges. Die unter der Kathode herlaufenden Drähte sind durch Striche angedeutet.

Probleme in der Kammer gab es, wenn die beiden Kathoden eines Trägers sich in ihrer leitenden Fläche nicht ganz überlappten. Auf dem isolierenden Kapton der einen Kathode konnten sich durch das von der anderen Kathode anliegende elektrische Feld Ladungen ansammeln, die die einwandfreie Funktion der Kammer störten. Wegen der Drehung der Ebenen um 120° gegeneinander gab es durch die quadratische Geometrie immer die beschriebenen Bereiche. Eine Modifizierung der Kathodenform behob dieses Problem.

Für die Herstellung der Kathoden steht eine Bedampfungsanlage zur

Verfügung. Ein integrierter Schichtdickenmesser kann während des Bedampfens die Golddicke messen und bei Erreichen der gewünschten Dicke die Bedampfung abbrechen.

Bei der Fertigung der Bedampfungsschablonen ist darauf zu achten, daß deren Rand zu der zu bedampfenden Fläche hin nur eine geringe Materialdicke hat, um Schattenwurf zu vermeiden.

5.2.2.1.4 Massenbelegung Im Abschnitt 4.2 ist die Strahlungslänge X_0 eingeführt worden. Üblicherweise wird als quantitative Größe für die Massenbelegung λ eines Detektors die Materialdicke x des Detektors durch X_0 geteilt und in % angegeben $\lambda = \frac{x}{X_0}$. Mit den Tabellenwerten aus [PDG90] gilt:

$$\lambda_{ges} = \lambda_{gas} + \lambda_{wire} + \lambda_{capton} + \lambda_{gold} = 0,067\%$$

5.2.2.1.5 Ebenenträger Das als Ebenenträger bezeichnete aus Fortal STS (von der Firma ALMET) gedrehte und gefräste Werkstück ist Träger der Anodenkeramik, hält die Kathoden, bestimmt die Größe des Driftraumes und ist gleichzeitig ein Teil des Gasgehäuses. Fortal STS mit der Werkstoffnummer 3.4365 wird als 5mm dicke Aluminiumplatte mit 5% Zn, 2% MG und 1%Cu Anteilen geliefert. Durch ein besonderes Herstellungsverfahren ist es mechanisch spannungsarm, so daß es beim Bearbeiten weniger als gewalztes Aluminium den inneren Spannungen nachgibt. Daher eignet es sich gut zur Herstellung von Werkstücken mit hohen Genauigkeitsanforderungen. Abbildung 5.10 zeigt eine Trägerebene.

In der Mitte des außen runden Trägers ist eine geringfügig größere quadratische Öffnung als die der Anodenkeramik ausgespart (1). Auf den eingelassenen Rand des Quadrats ist die Keramik eingeklebt (2). Um sie in eine für alle Träger gleiche Position zu bringen, stehen drei Anlagekanten hervor (3). Die Keramik wird mit UHU endfest 300 eingeklebt. Damit kein Kleber in die geritzten Nuten der Anodenkeramik läuft, ist eine Nut am Rande des Kleberebereiches gefräst, die den auslaufenden Kleber aufnimmt (4). Die eingeklebte Keramik liegt an höchster Stelle des Trägers, so daß sie beim Drähtespannen und Kleben als erste die Drähte berührt. Damit kann die Trägerebene leicht gegenüber den Drähten justiert werden.

Die Materialdicke beträgt im inneren Bereich (5) nur 1,5mm, um Störungen

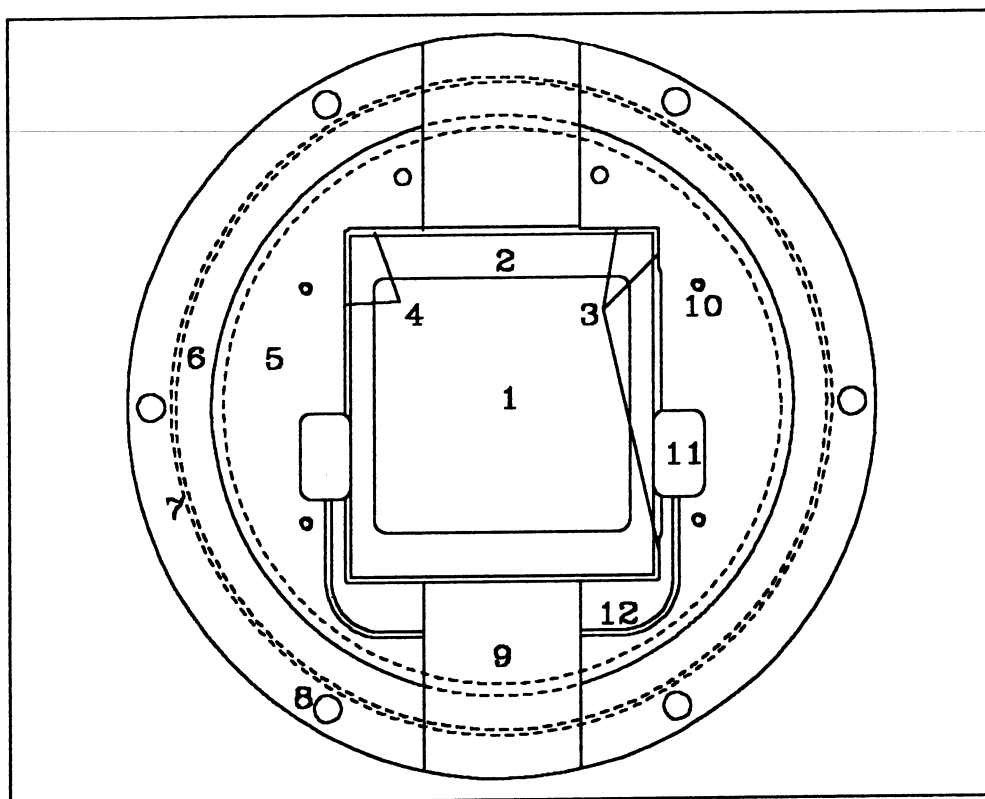


Abbildung 5.10: Trägerebene: Die aus Aluminium gefertigte Trägerebene nimmt die Anodenkeramik mit den Potential- und Anodendrähten auf, ist der Halter der Kathoden und gleichzeitig ein Teil des Gasgehäuses. (1) Kammerinneres, hier laufen die Potential- und Anodendrähte entlang; (2) eingelassene Klebefläche für die Anodenkeramik; (3) Anlagekanten für die Anodenkeramik zur genauen Positionierung; (4) Klebenuten; (5) innerer Trägerebenenbereich; (6) äußerer Trägerebenenbereich, ist gegenüber (5) um 1 mm abgesetzt, gleichzeitig Dichtfläche; (7) O-Ringnut; (8) Paßbohrung; (9) ausgefräste schräge Ebenen zur Aufnahme der mit Leiterbahnen bedruckten Kaptonfolien; (10) Gewinde zur Befestigung der Kathodenkeramiken; (11) Aussparung für Anschlüsse der Kathoden; (12) Kabelführungen der HV-Zuleitungen der Kathoden

durch Streuung und Annihilation klein zu halten. Sie ist aber noch dick genug, um die durch die Drahtspannungen auftretenden Kräfte abzufangen.

Der äußere Bereich (6) ist gegenüber der Höhe der Anodenkeramik um 1mm abgesetzt. Mit einer Dicke von $3,5\text{mm}$ bestimmt er die gesamte Länge beider Drifträume. Am Rand ist auf der Rückseite eine O-Ringnut eingearbeitet, um die Kammer nach außen hin gasdicht abzuschließen (7). Zusätzlich sind dort sechs Paßbohrungen 7H7 (8). Zusammen mit den Paßbolzen erlauben sie eine reproduzierbare Lage aller Kammerebenen relativ zueinander.

In den Ebenenträgern sind Vertiefungen für die Anschlußfolien der Anoden-, Potentialdrähte und Kathoden eingearbeitet (9). Sie bestehen aus auf Kapton gedruckten Leiterbahnen. Die Kaptonfolien sind sowohl auf der Anoden- wie auch auf der Potentialdrahtseite so eingeklebt, daß sie an den an die Keramik anstoßenden Enden etwa $\frac{1}{10}\text{mm}$ tiefer als die Keramik liegen. Von dort aus laufen sie auf einer schrägen Ebene nach außen. In dem Bereich, über den die O-Ringe gehen, ist die Kaptonfolie etwa $1,5\text{mm}$ tiefer als die Dichtfläche. Dieses Volumen wird mit Araldite (Firma Ciba Geigy) ausgegossen und auf das Niveau der Dichtfläche (6) abgeschliffen.

Für die Befestigung der Kathoden, die über Distanzscheiben auf die gewünschte Entfernung zur Drahtebene gebracht werden, sind vier Gewinde in der Trägerebene (10). Die Befestigungsschrauben sind aus Aluminium. Wegen des geringen verfügbaren Platzes ist der Schraubenkopf nur $0,5\text{mm}$ dick. Für die elektrischen Anschlüsse der Kathoden sind Aussparungen (11) und Kabelführungen (12) mit eingearbeitet.

Als Träger der nahen Kathode für die "eigene" Drahtebene und der weiten Kathode für die nachfolgende Drahtebene sind die Trägerebenen so modular aufgebaut, daß sie in beliebiger Zahl, ohne jegliche Modifikation, hintereinander benutzt werden können. Die Träger sind so orientiert, daß die weite Kathode jeder Ebene in Richtung des Targets zeigt, um möglichst nahe am Entstehungsort zu digitalisieren.

Die Fertigungstoleranzen zwischen den Paßbohrungen und den Anlagekanten für die Anodenkeramik sind $10\mu\text{m}$.

5.2.2.2 Anpreßrahmen

Die Kammerebenen werden durch zwei Anpreßrahmen zusammengehalten. Dazu wurden zwei Ringe mit einem Innendurchmesser größer als die der Diagonalen der Anodenkeramiköffnungen gefertigt. Um die Kammer auch in

z -Richtung von beiden Seiten gasdicht abzuschließen, sind die Öffnungen der Ringe mit $25\mu\text{m}$ dicker Kaptonfolie beklebt.

Beide Rahmen haben je eine radial von innen nach außen gehende Bohrung für den Gasein- bzw. Gasauslaß. Für einen vollkommenen Gaswechsel in der IDC alle 3 min bei einem Differenzdruck zwischen Ein- und Auslaß von 10 mbar reicht schon ein Durchmesser von $0,4\text{ mm}$ aus.

Das Material der beiden Ringe ist aus Stahl (1,4541) wegen der Durchbiegung und der Zugfestigkeit der Gewinde.

In den beiden folgenden Abschnitten werden die Teile der Rahmen beschrieben, die sie unterscheiden.

5.2.2.2.1 An der Seite zur MWPC Der Rahmen auf der MWPC-Seite hat eine Schulter am Rand, mit der er gegen aus dem Anpreßrahmen der MWPC ragenden Stahlstifte drückt. Damit ist eine Auflagefläche gegeben, die zum einen die MWPC vor Beschädigungen durch Berührung mit der IDC schützt, zum anderen eine Kippung der IDC relativ zur MWPC vermeiden hilft.

An zwei Stellen, an denen in den Trägerebenen die Paßbohrungen angebracht sind, sind in dem Rahmen zusätzlich zu den 7 mm Bohrungen von der MWPC-Seite aus Vertiefungen. In ihnen versinkt das eine Ende der Paßbolzen, das einem Schraubenkopf ähnlich sieht. Durch die zwei Paßbolzen sind die darauf aufgesetzten Trägerebenen und der zweite Anpreßrahmen eindeutig in ihrer Lage fixiert. Die Anzahl der aufeinander gestapelten Ebenen bestimmt die Länge der Bolzen.

An den anderen vier Stellen des Ringes sind $M6$ -Gewinde.

Der Rahmen ist mit einer Dicke von $6,5\text{ mm}$ so in seiner Stabilität berechnet, daß er sich nicht durch auftretende Kräfte, hervorgerufen durch die O-Ringe, außerhalb des Toleranzbereiches verformt. Auch ein Betrieb der Kammer mit einem Überdruck des Kammergases von 1 bar gegenüber dem Außendruck ist möglich. Mit einem Innendurchmesser der O-Ringe von 165 mm und einem Materialdurchmesser von 1 mm tritt bei 10 Dichtringen der Härte 70 Shore A und einer 20% -igen Querschnittsverpressung eine Kraft von 230 N auf.

5.2.2.2.2 Auf der Targetseite Auf diesem Rahmen ist das Kaptonfenster auf die Innenseite, zu den Kammerebenen hin, eingeklebt. So kann das Target so weit in die IDC eintauchen, daß seine letzte Komponente nur $0,5\text{ mm}$ vor dem ersten Driftraum der IDC endet.

Mit den beiden beschriebenen Paßbolzen und den vier $M6$ -Schrauben werden die beiden Anpreßrahmen mit den dazwischen liegenden Trägerrahmen zusammengeschaubt. Das Anzugsmoment der Schrauben liegt bei etwa 1 Nm [DER91].

Der Rahmen hat eine Dicke von 8 mm . Er dient, zusätzlich zu den Aufgaben des anderen Anpreßrahmens, als Befestigung des gesamten Kammerpaketes auf einem Auslegearm.

Der Auslegearm ist auf einem Befestigungseisen des Targets so aufgeschraubt, daß eine geringfügige Drehung um alle drei Raumachsen möglich ist. Zusätzlich kann über zwei in x - und y -Richtung bewegliche Lineartische die IDC dem Strahl im Bereich von $\pm 5\text{ mm}$ mit einer Genauigkeit von weniger als $10\text{ }\mu\text{m}$ für beide Achsen nachgefahren werden. Ein Programm, das die Zählraten auf allen Anodendrähten miteinander vergleicht, gibt an, um wieviel und in welche Richtung die IDC verschoben werden muß, damit ihre Mitte mit der des Strahls übereinstimmt.

Zur Montage und Vorjustage sind auf der kammerabgewandten Seite des Anpreßrahmens Meßmarkierungen angebracht.

Die gesamte Kammer wird beheizt, um eine Kondensation des Quenchers zu vermeiden.

5.2.2.3 Elektrische Anschlüsse der IDC

Die elektrische Verbindung der Potential- bzw. Anodendrähte zu der nachfolgenden Elektronik und die Hochspannungsverbindung verlaufen über die schon erwähnten mit Leiterbahnen bedruckte Kaptonfolie. Das $125\text{ }\mu\text{m}$ dicke bewegliche Trägermaterial ist beidseitig mit einer $17\text{ }\mu\text{m}$ dicken Kupferfolie beschichtet. Die nicht benötigten Bereiche des Kupfers werden in Säure aufgelöst, während die gewünschte Struktur, durch einen säurefesten Lack geschützt, übrig bleibt. Mit galvanisierten Durchkontaktierungen sind Leiterbahnen auf beiden Seiten der Folie elektrisch miteinander verbunden. Das Kupfer ist zum Schutz gegen Oxidation und zum Löten vergoldet. Die Be-

reiche auf beiden Seiten der Folie, die nicht zum Löten freiliegen müssen, werden mit weiteren Kaptonfolien überklebt. Dadurch sind die Leiterbahnen isoliert und liegen bei Biegung der Folie näher an deren neutralen Faser. Die Kaptonfolie hat passend für die Anzahl der Anoden 56 Anschlüsse. Für die Potentialdrähte wird die gleiche Folie benutzt, jedoch werden am Rand zwei Drähte auf einen Anschluß gelötet. Dadurch entfällt die kostenintensive Herstellung zwei verschiedener Anschlußfolien.

Zwischen allen Signalleitungen verlaufen untereinander verbundene Masseleitungen, um bei den schnellen Kammersignalen Übersprechen auf benachbarte Leitungen zu vermindern.

Für die Weiterverarbeitung der Anodensignale werden die Anschlüsse für die nachfolgenden Vorverstärker auf die Folie gelötet. Die Potentialdrahtsignale werden über einen 1 nF großen Kondensator von der anliegenden Hochspannung ausgekoppelt.

Die Hochspannung ist über einen hochohmigen Schutzwiderstand ($10\text{ M}\Omega$) angeschlossen. Die Abbildung 5.11 zeigt eine Prinzipsskizze dazu. Kommt

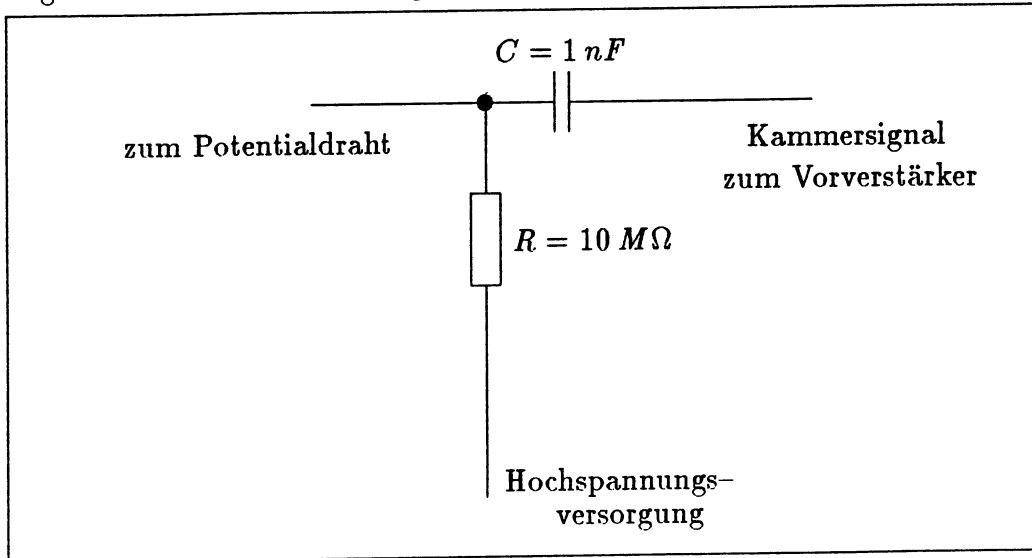


Abbildung 5.11: Signalauskopplung und Hochspannungszuführung an den Potentialdrähten.

es in der Kammer zu einem Funkenüberschlag, fließt plötzlich ein großer Strom, der vorwiegend aus der Kapazität des Auskoppelkondensators ge-

speißt wird, wenn der Schutzwiderstand groß ist und so den Strom vom Netzgerät begrenzt.

Die Kondensatoren und die Widerstände, beide als SMD-Bausteine ausgelegt, sind zusammen mit einer Kontaktleiste für die Vorverstärker in Araldite eingegossen. Das erhöht die mechanische Stabilität und isoliert den Hochspannungsbereich.

5.2.3 Analogelektronik

Wegen der unterschiedlichen Polarität der Anoden- und Potentialdrahtsignale werden zwei verschiedene Vorverstärker (TRSN6H, TRSP6H siehe auch [BAD91]) benutzt. Je sechs Kanäle sind auf einer Keramik mit SMD-Bauelementen aufgebaut. Sie wurden von der Universität Siegen hergestellt. Die wesentlichen Kenndaten der ladungsempfindlichen Vorverstärker sind eine Anstiegszeit von $< 3ns$, eine Verstärkung auf $750 mV$ bei 10^6 Elektronen am Draht, sowie ein Rauschen von weniger als 1500 Elektronen. Die Ausgänge der Verstärker sind bipolar ausgelegt. Auf jeden Verstärkerkanal kann ein Testpuls zur Überprüfung der nachfolgenden Elektronik eingekoppelt werden.

Bis zu sechs dieser sechskanäligen Verstärker sind zusammen auf einer Anschlußplatine aufgesteckt, die die Versorgungsspannung und den Testpuls verteilt und für die mechanische Befestigung sorgt.

Die verstärkten Signale gehen über $15 m$ lange 50-polige paarweise gedrehte Flachbandkabel zu der signalformenden Elektronik. Wegen des Übersprechens liegt zwischen zwei signalführenden Kabelpaaren immer ein an Masse angeschlossenes Kabelpaar.

Nach einer weiteren Verstärkung und einer pole zero Signalformung werden die Signale nochmals verstärkt über einen Splitter an die FADC's und einen weiteren Monitorausgang geleitet. Sowohl die erste Verstärkerstufe der signalformenden Elektronik, als auch deren Zeitkonstante ist je über ein Potentiometer einstellbar. Auch diese als *Shaper* bezeichnete Baugruppe ist mit SMD-Elementen auf Kermik in der Universität Siegen hergestellt worden.

5.3 Datenaufnahme

Für diejenigen Leser, die die Details des Datenaufnahmesystems überspringen möchten, seien hier die wichtigsten Daten zusammengefaßt.

Datenaufkommen	etwa 1 <i>kByte</i> pro typischem Ereignis
Digitalisierung mit	100 <i>MHz</i> Flash-ADC's, entspricht einer Bandbreite von 30 <i>MHz</i>
Auflösung	8 <i>bit</i> logarithmisch, entsprechend 10 <i>bit</i> linear
maximale Speichertiefe	256 als Ringspeicher ausgelegt
Arbeitsweise der FADC's	Common Stop Mode
Kanalzahl	384
Datenreduktion durch	zero suppression
Auslesezeit	$0,9 \text{ ms} + 0,6 \frac{\text{ms}}{\text{kByte}}$
Hardware	DL350 Flash-ADC-System VME, Camac, Summit-drive

Die IDC besitzt ein eigenes unabhängiges Datenaufnahmesystem mit einem eigenen Magnetband. Dieses System wird mit dem bisher in PS185 vorhandenem Datenaufnahmesystem synchronisiert.

Ausführlich werden nun die Komponenten des Datenaufnahmesystems, ihr Zusammenwirken, die wesentlichen Teile der Software, die Einbindung ins vorhandene Experiment und eine Messung der benötigten Auslesezeit vorgestellt.

5.3.1 Datenaufkommen

Bedingt durch die Digitalisierung der Signale von Teilchenspuren durch die IDC mit 100 *MHz* Flash-ADC's hat eine Reaktion mit mehreren geladenen Spuren ein hohes Datenaufkommen. Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ setzt es sich aus folgenden Faktoren zusammen:

- Für eine Spur sprechen im Mittel 5 Drähte pro Kammerebene an, das bedeutet die Spuren gehen im Mittel durch zwei Elementarzellen.

- Während einer früheren Strahlzeit wurde die mittlere Multiplizität zu 2,2 bestimmt.
- Es sind 8 Ebenen in der gesamten Kammer vorgesehen.
- Die Signale sind nach ihrer elektronischen Aufbereitung (siehe Kapitel 5.2.3 auf Seite 89) etwa 50 ns lang, was bei einer Taktfrequenz der Flash-ADC's von 100 MHz 5 Messungen pro Signal und Draht bedeutet. Zur Erkennung des Untergrundes (auch Rauschen genannt) werden für jedes Signal insgesamt 5 Meßwerte außerhalb des Signaltbereiches aufgezeichnet. Dadurch ergibt sich eine Gesamtlänge von 10 Digitalisierungen pro Signal und Draht.
- Die Auflösung der Flash-ADC's ist 8 Bit (= 1 Byte).

Die Gesamtlänge eines Ereignisses ist somit $5 \cdot 2,2 \cdot 8 \cdot 10 \cdot 1 \text{ Byte} \approx 1 \text{ kByte}$. Die Triggerfrequenz liegt bei etwa 200 Hz. Sie ist bestimmt durch die Luminosität und die Unterdrückungseffektivität des Triggers.

Das hohe Datenaufkommen für die Auslese der IDC macht eine effiziente und schnelle Datenaufnahme notwendig.

Das bisher bestehende Datenaufnahmesystem von PS185 konnte die Auslese der IDC nicht ohne Applikationen übernehmen. Ein Ereignis im PS185 hat für den gesamten Detektor eine Länge von 0,5 kByte. Dafür werden minimal 2,4 ms Auslesezeit benötigt. Eine Erhöhung der Datenmenge um mehr als einen Faktor 2 würde eine akzeptable Auslesezeit überschreiten. Die Korrekturen, bedingt durch die zu erwartende Totzeit, die im PS185 Experiment unter typischen Betriebsbedingungen ohnehin schon bei etwa 40 % lag, würden ein vernünftiges Maß überschreiten.

Eine sinnvolle Alternative wäre es, das gesamte System durch eine neue, schnellere Datenaufnahme zu ersetzen. Jedoch ließ die vorhandene Vorbereitungszeit und die finanzielle Situation eine solche Lösung nicht zu. Deswegen wurde ein zweites, paralleles Datenaufnahmesystem hinzugefügt, das die Daten der IDC ausliest, sie auf ein zweites Magnetband schreibt und die Synchronisierung mit der bisher vorhandenen Datenaufnahme übernimmt.

Zur eindeutigen sprachlichen Unterscheidung der beiden Datenaufnahmesysteme wird im folgenden das neue als *IDC-Datenaufnahmesystem* und das bisher

vorhandene als *PS185-Datennahmesystem* bezeichnet. Auch zur Unterscheidung einzelner Komponenten der beider Datennahmen werden, wenn nötig, IDC oder PS185 vorangestellt.

5.3.2 Hardware

Für den Aufbau der IDC-Datenaufnahme werden verschiedene Überrahmensysteme benötigt, deren eingesetzte Komponenten im folgenden beschrieben werden.

VME In einem VME-Überrahmen [PET91] befinden sich die Module:

FIC8232: Dieses Modul [CES90a] besitzt einen mit 24 *MHz* getakteten 68030 Prozessor von Motorola [MOT90], einen Floating Point Prozessor 68882 und einen Direct Memory Access (DMA) Chip *WE32204* [ATT90] Der DMA Baustein ist speziell für einen schnellen Datentransfer konzipiert. Unter der Programmierung im sogenannten *Burst-Mode* ist er in der Lage, die Kontrolle des Datenflusses im gesamten Modul zu übernehmen und dabei Transferraten bis zu 14,4 *MByte/s* zu erreichen.

Ein VSB-Interface (ein Subbus des VME) (siehe auch [PET91]) ist so in den Rechner integriert, daß er als Speicherbereich im Adreßraum des Rechners angesprochen werden kann. Dies erlaubt einen Datentransfer vom VSB-Bus über den DMA-Baustein. Das Modul besitzt einen Speicher von 4 *MByte* und ist mit einer Cheapernetchnittstelle ausgerüstet, auf der das TCP/IP-Protokoll unterstützt wird.

Der Plattenzugriff erfolgt über eine SCSI-Schnittstelle, die ebenfalls über den DMA-Baustein angesprochen wird.

Der FIC8232 dient zusätzlich noch als *Arbiter* im VME und übernimmt die Verteilung der Zugriffsberechtigungen auf dem VME-Bus für alle Module, die sich in dem Überrahmen befinden.

Für Testzwecke stand das Vorgängermodell FIC8230 zur Verfügung. Es hat im wesentlichen die gleichen Bausteine, ist jedoch nicht mit einem Cheapernetanschluß ausgestattet. Dieser Anschluß kann

durch ein zusätzliches VME-Modul (Filtabyte 25.1 von LRT) ersetzt werden. Auch das fehlende SCSI-Interface kann durch ein auf die Frontseite aufsteckbares Modul nachgerüstet werden.

CBD8210: Dieser Camac Branch Driver [CES90b] ist eine Verbindung von VME zum Camac Branch Highway, einem Bussystem zwischen verschiedenen Camac-Überrahmen. Über diesen Bus können bidirektional Daten und Befehle ausgetauscht werden. Zusätzlich können Interruptsignale von Camac auf den VME-Bus gegeben werden.

STR302: STR302¹ [ANT90] besitzt vier 16 *Bit* Verbindungen, zwei für Eingabe und zwei für Ausgabe von Daten. Diese vier Kanäle können unabhängig voneinander programmiert werden. Wie auf dem FIC8232 befindet sich auf dem Modul ein DMA-Baustein. Mit ihm ist eine maximale Datentransferrate von 3,8 *MByte/s* möglich. Zusätzlich gibt es noch vier frei programmierbare Signalleitungen.

VMDIS: Ein für die Fehlersuche während der Programmierung wichtiges Modul ist der Busdisplay. Er zeigt alle über den VME-Bus laufenden Signale an.

SUMMIT-Drive: Für die Datenspeicherung wird das Modell STK4280 (auch Summit-Drive genannt) von der Firma StorageTek benutzt. Es wird über ein SCSI-Interface an den Rechner angeschlossen. Die Datenspeicherung geschieht über Cartridges, von denen zehn in einem Stapel zusammengefaßt und automatisch vom Summit-Drive geladen werden. Ein Cartridge hat eine Speicherkapazität von 250 *MByte*.

Messungen in der Data Handling Division des CERN [PET90] haben gezeigt, daß bis zu 1 *MByte/s* Daten auf das Magnetband geschrieben werden können.

DL350: Die Digitalisierung der Daten geschieht über Flash-ADC's. Diese Flash-ADC's sind wegen der Taktfrequenz von 100 *MHz* in einem darauf hin angepaßten Überrahmen des Typs DL350 [STR90a] untergebracht. Wegen der Kanalzahl von 384 des IDC-Kammerpaketes werden für die Auslese zwei Überrahmen benötigt.

¹Andere Bezeichnungen für dieses Modul lauten: ANT07, SVIOR, CFIVC

In jedem Überraahmen sind vier verschiedene Komponententypen eingesetzt.

DL362: Auf diesem Einschub [STR90b] befinden sich acht Flash-ADC Kanäle. Die Auflösung für jeden Kanal ist 8 *Bit* mit einer logarithmischen Kennlinie, so daß man einen dynamischen Bereich entsprechend einer 10 *Bit* Auflösung erhält. Mit einer Memorytiefe von 256 erreicht man bei einer Taktfrequenz von 100 *MHz* eine maximale Meßzeit von 2,56 μ s. Je zwei Kanäle sind unter einer logischen Adresse zusammengefaßt und können nur zusammen angesprochen werden. Dieses Konzept des Herstellers entstand aus der hier nicht relevanten Anforderung, Drähte an beiden Enden auszulesen. Für den Einsatz an der IDC werden zwei benachbarte Drähte, ein Anodendraht und ein Potentialdraht, unter einer Adresse zusammengefaßt.

DL352: Der DL352-Einschub [STR90c] hat auch die Kurzbezeichnung SAM für Sampler und dient als Taktgeber für die Flash-ADC's. Es sind Taktfrequenzen von 100 *MHz*, 50 *MHz* und 25 *MHz* einstellbar. Der Sampler kann entweder im *Common Start* oder im *Common Stop* Mode betrieben werden. Letzterer wurde im Experiment benutzt. Wie der Common Stop Mode arbeitet, wird im Abschnitt 5.3.4 erklärt.

DL357: Das DL357-Modul [STR90d], auch SIM für Scanner und Interface Modul genannt, hat zwei Aufgaben. Als Scanner sucht es eigenständig alle mit den Flash-ADC's aufgenommenen Daten nach einem Signal (Hit) ab. Wenn sinnvolle Signale identifiziert werden, werden sie in ihrer gesamten Länge mitsamt einigen Meßwerten vor bzw. nach den Signalen und ihren Adressen in einem 64 *kByte* großen Speicher (Hit Buffer) kopiert. Damit ist die Information, die für die Auswertung eines Signals benötigt wird vom Untergrund und Rauschpegel getrennt. Neben eines dadurch möglichen schnellen Blocktransfers in einen Rechner ist so die Datenmenge schon im ersten Digitalteil auf das Notwendige reduziert worden. Diese Art der Datenreduktion nennt man *zero suppression*.

Im Common-Stop Mode ist die Stopadresse statistisch über alle Adressen des gesamten Flash-ADC Speichers verteilt. Deswegen werden alle Adreßangaben nur relativ zu dieser Stopadresse angegeben. Um Zeit bei der Auslese der Daten zu sparen, schränkt man den Memorybereich, den der Scanner durchsuchen soll, auf den *scan range* ein. Seine Länge ist durch die Größen *Scan Offset* und *Scan Range* bestimmt. Für die Adresse des Scanstarts gilt dann: $Scanstart = Stopadresse - Scanoffset$, für die des Scanstops gilt: $Scanstop = Stopadresse - Scanoffset + Scanrange$. Abbildung 5.12 veranschaulicht die Zusammenhänge.

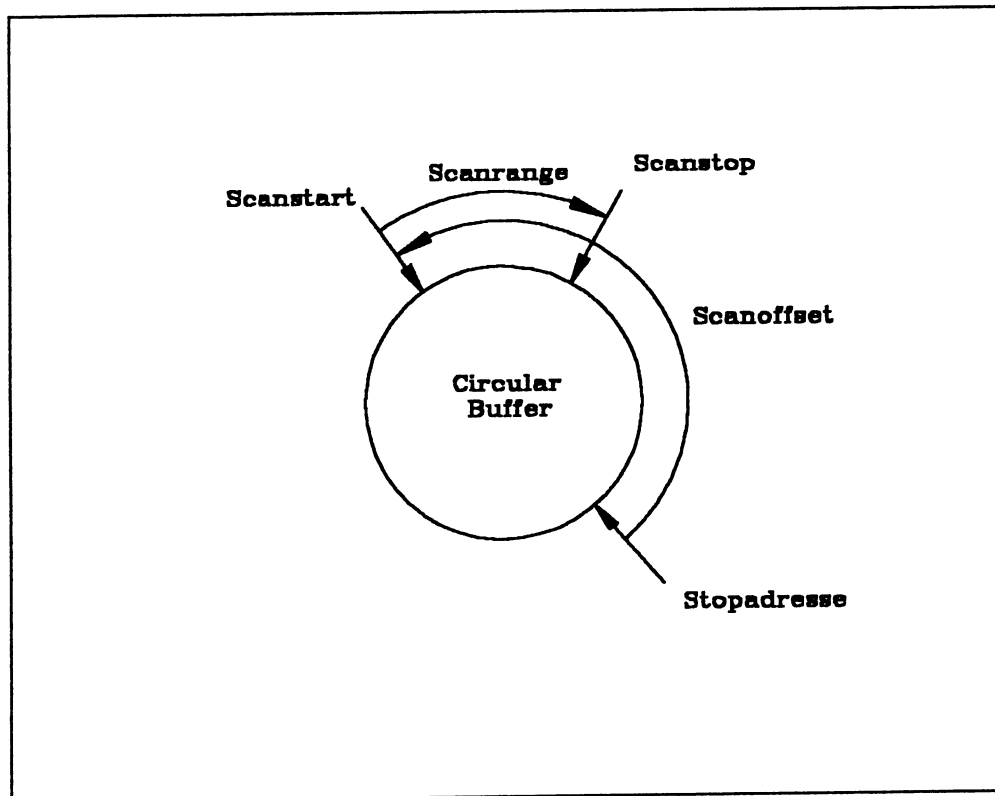


Abbildung 5.12: Wenn der Sampler die Digitalisierung der Flash-ADC's an der Stopadresse anhält, beginnt der Scanner seine Auslese, um den Scanoffset verschoben, beim Scanstart. Entsprechend dem eingestellten Scanrange endet die Auslese beim Scanstop.

Ist der Scan-Vorgang beendet, wird ein *Hit Buffer Ready*-Signal gesetzt, woraufhin der angeschlossene Rechner den Speicher über ein Interface (STR723) auslesen kann. Komplementär dazu gibt es ein *Run Signal*, das auf logisch 1 steht, wenn der Scanner aktiv ist. Damit entspricht die *trailing edge* des Run Signals der *leading edge* des Hit Buffer Ready Signals.

Durch die Unterstützung des quad-32 *Bit*-Transfers wird die schnellste Art des Datentransfers für den DMA-Baustein im FIC8232 möglich.

STR723: STR723 [STR90e] sind Interfacekarten, die sowohl auf das DL357-Modul wie auch auf den VSB-Subbus im VME-Bus gesteckt werden. Die Interfacekarten können durch ein bis zu 50 m langes Kabel verbunden werden. Diese maximale Länge wird durch Benutzung von differentiellen Signalen möglich.

Camac: Im Experiment PS185 ist die meiste Datenausleseelektronik in Camac-Überrahmen aufgebaut. Für die Kommunikation der beiden Datennahmesysteme (IDC und PS185) werden einige Camacmodule zu diesem bisher bestehenden System hinzugefügt.

Dual Port Memory: Dieses Dual Port Memory ist eine Eigenentwicklung der Universität Freiburg für das Experiment PS185. Auf der Frontseite gibt es einen 24 *Bit* breiten Eingangskanal, der Daten bis zu 10 *MHz* annehmen kann. Sie werden in einen 16 *kWorte* (ein Camac *Wort* besteht aus 24 *Bit*) großen Speicher geschrieben, um später über den Camac-Bus wieder ausgelesen zu werden. Nur diese Richtung der Datenübertragung ist möglich.

Einen Schaltplan für das selbstgebaute Interface zwischen dem Dual Port Memory und dem VME-Modul STR302 zeigt die Abbildung 5.13.

CES1420: Für die umgekehrte Verbindung (Camac PS185 zu Camac IDC) wie die zum Dual Port Memory wird das Modul CES1420 benutzt. Dieses 16 *Bit* Eingabe-, Ausgabemodul kann auf verschiedene elektronische Logiksysteme umgestellt werden. Für den Anschluß ans STR302 müssen TTL-Signale (Transistor Transistor Logik) verwendet werden.

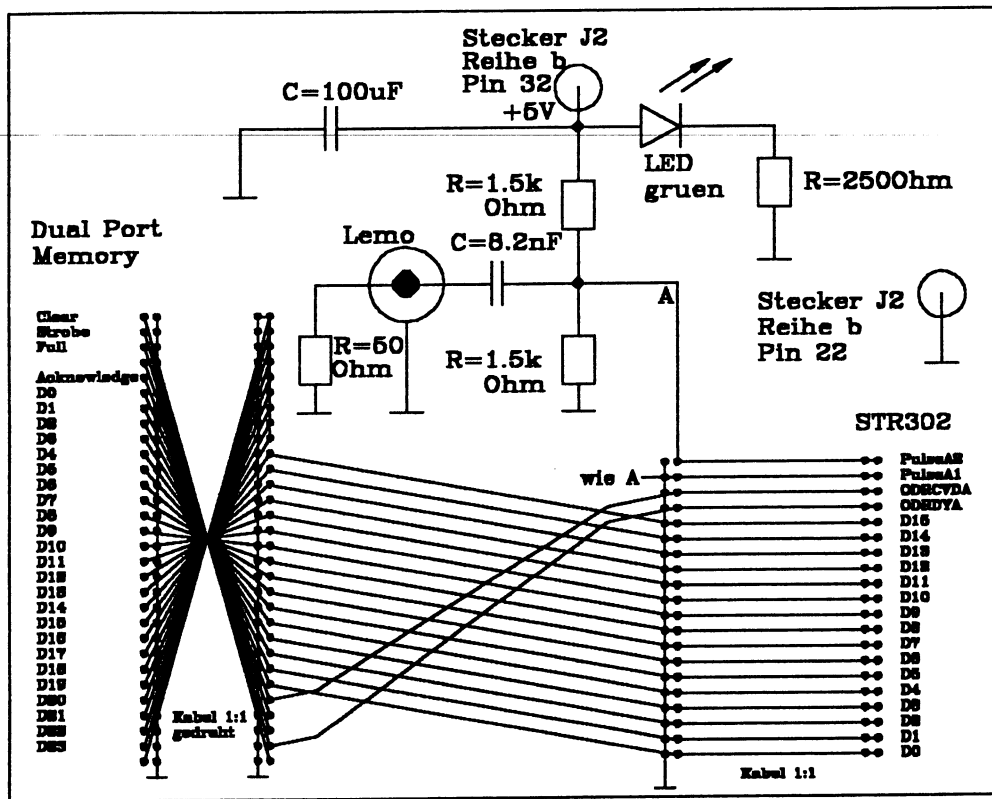


Abbildung 5.13: Schaltplan des Interfaces zwischen dem STR302-Modul und dem Dual Port Memory. In der Zeichnung ist auch der Pegelwandler für die frei programmierbaren Ausgänge des STR302 auf NIM-Logik enthalten.

Auch für das IDC-Datennahmesystem werden einige Camacmodule benötigt.

Borer Dataway Display: Für den Interrupteingang zum Start der IDC-Datenaufnahme wird das Borer Dataway Display genutzt. Der Interrupt wird über einen Eingang mit NIM-Logik ins Modul gegeben. Für Testzwecke kann man einen Interrupt mit einem Taster erzeugen.

Zusätzlich zeigt das Modul die Signale auf dem Camac-Bus an.

Status A Register: Bei dem Status A Register handelt es sich um einen Camaceinschub, der im wesentlichen fünf Flip-Flops

enthält. Diese fünf Register können sowohl mit Camacbefehlen als auch NIM-Signalen gesetzt werden. Entsprechend ihrem Zustand geben sie in NIM-Logik die Registerinhalte aus. Zusätzlich sind die Registerinhalte über Camac auslesbar.

Dieses Modul wurde zur Schnelligkeitsoptimierung bei der Programmerstellung für Zeitmessungen benutzt.

Bit Pattern Unit: Die Bit Pattern Unit hat ähnliche Eigenschaften wie das Status A Register. Die Unterschiede bestehen in der größeren Registerzahl, darin, daß das Modul nur über Camac auslesbar ist und, daß es ein *Gate* benötigt, um ein NIM-Signal anzunehmen.

Ein Gate ist ein zeitscharfes Signal, das es dem Modul ermöglicht, NIM-Signale auf den Registern nur gleichzeitig mit dem Gate-Signal zusammen anzunehmen.

ADC 2249A: Dieser ladungempfindliche ADC hat eine Eingangsspannungsbereich von -2 mV bis -1 V an $50\ \Omega$ Eingangsimpedanz bei einer Auflösung von 10 Bit mit einer linearen Kennlinie.

Crate Controller: Der Crate Controller ist das Verbindungsglied zwischen dem Camacüberahmen und dem Camac Branch Highway, der zum VME-Modul CBD8210 führt. Auf der Rückseite des Moduls muß für eine Benutzung des Interrupts ein Stecker aufgesetzt werden, der die Verbindung zwischen dem Steckplatz des Interruptmoduls und der logischen Interruptnummer schafft. (LAM-Grader-Connector)

Alle Hardwarekomponenten sind mit ihren Verbindungen untereinander in der Abbildung 5.14 gezeichnet.

5.3.3 Synchronisierung mit der bisher bestehenden Datenaufnahme

Das PS185- und das IDC-Datennahmesystem müssen miteinander so verbunden werden, daß eine eindeutige Zuordnung der aufgezeichneten Meßdaten für jedes Ereignis in der späteren Datenanalyse möglich ist. Daher müssen für jedes einzelne Event die beiden Datennahmesysteme synchronisiert werden. Die einzelnen Instrumente dazu sind:

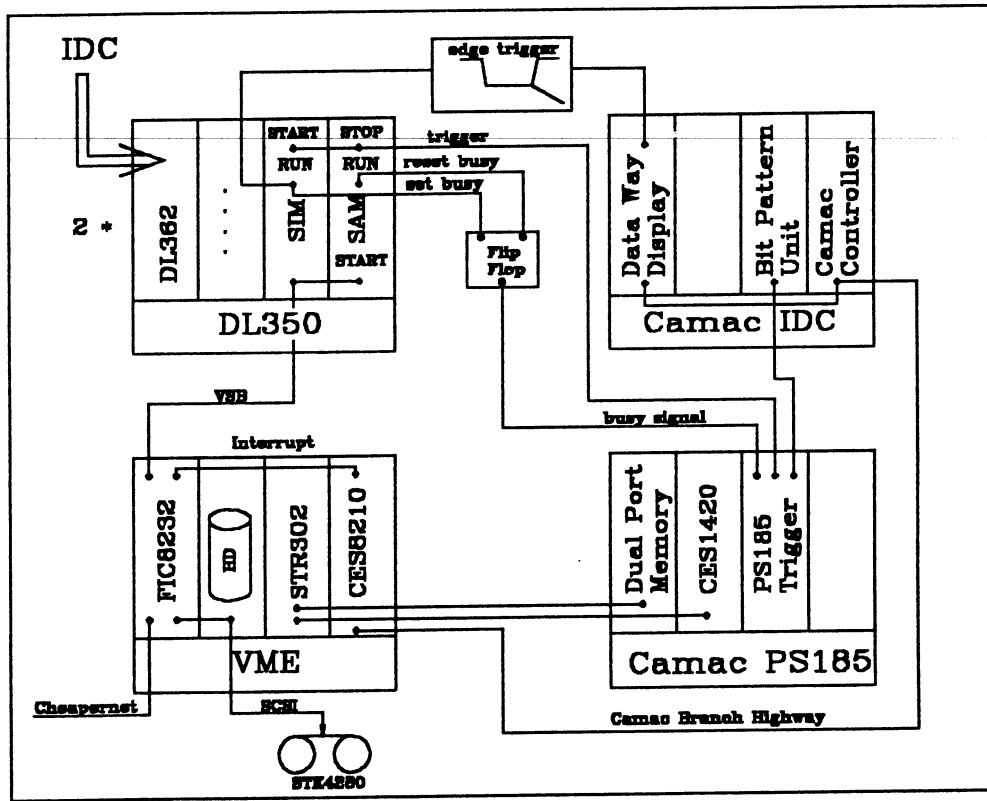


Abbildung 5.14: Schaltplan aller benutzten Hardwarekomponenten und ihrer Verbindungen untereinander.

Run Header: Zu Beginn der Datennahme werden einige Informationen, die über einen Start-Stop Zyklus der Datennahme hin, d.h. über einen *Run* hin, konstant bleiben, in einem *Run Header* auf das IDC-Magnetband geschrieben. Die beiden wichtigsten Informationen sind die PS185-Magnetbandnummer und die PS185-Runnummer. Beide Zahlen werden durch das PS185-Datennahmesystem bestimmt und über die CES1420 und STR302 Module zur IDC-Datennahme übertragen.

Trigger: Ist eine der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Triggerbedingungen erfüllt, wird mit dem Gesamttrigger die Datenauslese gestartet. Für die IDC beginnt der im Abschnitt 5.3.4 beschriebene Zeitablauf.

Zur Erkennung, welcher der verschiedenen Triggermöglichkeiten den Gesamttrigger ausgelöst hat, wird in der Bit-Pattern-Unit ein Bit gesetzt, das von der IDC-Datennahme mit ausgelesen wird.

IDC-Busy: Jeder Detektorteil hat unterschiedliche Auslesezeiten, die von dem Detektortyp und von der Art des gemessenen Ereignisses abhängen. Die schnelleren Detektorkomponenten müssen vor einer erneuten Messung des folgenden Ereignisses auf den langsamsten Teil warten.

Daher geben alle Detektorteile in der Zeit zwischen dem Trigger und der beendeten Auslese ein Busy-Signal an ein OR-Glied. Nur wenn kein Busy mehr gesetzt ist, also alle Detektorkomponenten wieder für neue Messungen bereit sind, kann ein neuer Trigger wieder akzeptiert werden.

Für den Teil der IDC-Auslese wird durch den Gesamttrigger über einen Flip-Flop das *IDC-Busy* gesetzt. Als letzter Befehl im Ausleseprogramm (siehe 5.3.5.2) wird der Flip-Flop zurückgesetzt und damit das IDC-Busy wieder aufgehoben. Dieser Zeitablauf ist auch in der Abbildung 5.15 enthalten.

Eventkennung: Jedes Event erhält durch eine fortlaufende Nummerierung und der Zeit, zu der es gemessen wurde, eine eindeutige Kennung. Die Nummerierung wird im Flash-ADC Scanner DL357 erzeugt, indem bei jedem akzeptierten Trigger ein Register hochgezählt wird und mit den Flash-ADC's zusammen ausgelesen wird. Als Zeit dient die Systemzeit des VME-Rechners.

Zusammen mit der Größe des ausgelesenen Events wird die Eventkennung für jedes einzelne Ereignis über das STR302-Modul ins Dual Port Memory des PS185-Datennahmesystems geschrieben.

ADC: Für eine spätere Kontrolle, ob die einzelnen Datensätze auf den beiden Magnetbändern wirklich aus einem Ereignis stammen, wird ein Analogsignal eines Szintillators gleichzeitig auf je ein ADC in jedem der beiden Datennahmesysteme gegeben. Trägt man die Inhalte von beiden ADC's zu einem Event in einem kartesischen Koordinatensystem gegeneinander auf, so muß sich eine Gerade ergeben, wenn mit beiden Systemen dasselbe Event gemessen wurde.

5.3.4 Timing

Das Datenaufnahmesystem für die IDC arbeitet im *Common Stop Mode*. In diesem Modus digitalisieren die Flash-ADC's, getaktet durch den Sampler, fortlaufend die ankommenden Signale. Die Daten werden in den Speicher der Flash-ADC's geschrieben. Ist der Speicher voll, so werden die zuerst aufgenommenen Werte, wieder von vorne beginnend, überschrieben. Dadurch entsteht ein Ringspeicher, der nach dem ersten Durchlauf immer die Signale der letzten $2,56 \mu s$ entsprechend der gewählten Taktfrequenz und der Memorytiefe gespeichert hat. Durch das Common Stop Signal, dem Gesamttrigger im Experiment, wird der Sampler gestoppt und gleichzeitig der Scanner gestartet. Gleichzeitig wird über ein Flip-Flop das IDC-Busy gesetzt. Hat der Scanner alle Signale aus den Flash-ADC's in den Hit-Buffer kopiert, gibt er mit der Endflanke (trailing edge) des Run Signals ein Interrupt über Camac direkt an den Prozessor des FIC8232. Damit werden alle laufenden Prozesse auf dem Rechner unterbrochen, und die Auslese des Hit Buffers im Scanner und einiger Module in Camac beginnt. Nachdem die Auslese fertig ist, wird der Sampler wieder gestartet und das IDC-Busy zurückgenommen. Die Datenaufnahme ist wieder bereit, ein weiteres Ereignis aufzunehmen. In der Zwischenzeit bis zum nächsten Trigger hat der Rechner freie Rechenzeit, die er dazu nutzen kann, Daten auf Magnetband zu schreiben oder Daten zu analysieren (siehe auch Kapitel 5.3.5.2). Ein Timingdiagramm zeigt die Abbildung 5.15.

5.3.5 Software

Das auf dem VME-System benutzte Real-Time Betriebssystem OS9 ist multiuser- und multitasking-fähig. Die im Abschnitt 5.3.2 beschriebene Hardware sowie die Synchronisierung der beiden Datennahmesysteme werden von einem Programmsystem, bestehend aus zwei Programmblöcken, gesteuert. Eines (*Online*) dient vorwiegend dem Test des DL350-Systems, der Einstellungen der Flash-ADC's und des Scanners auf die gewünschte Meßanwendung. Diese Einstellungen sind für den zweiten Teil der Programmblöcke (*Spider*) notwendig,

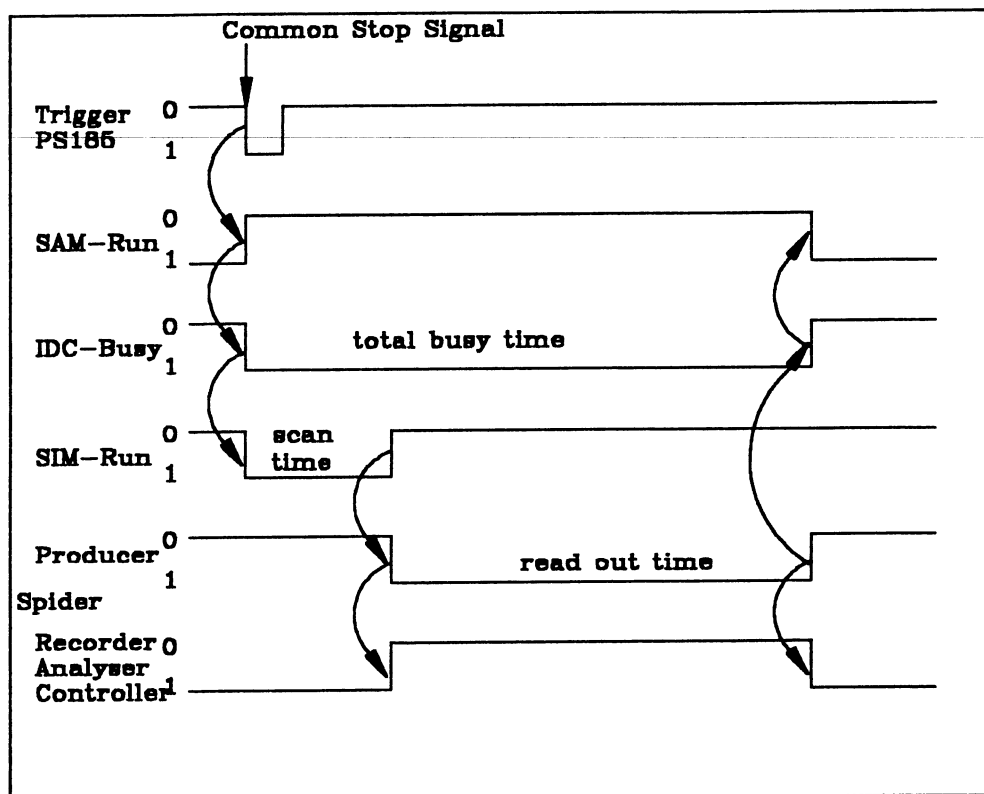


Abbildung 5.15: Zeitablauf der Signale zwischen Hard- und Softwarekomponenten

5.3.5.1 Online

Online ist ein menuegesteuertes in der Programmiersprache C geschriebenes Programmpaket. Es ist speziell auf die im Abschnitt 5.3.2 beschriebene Hardware des DL350 Systems zugeschnitten.

In dem Programm wird eine Liste der in den DL350-Überrahmen vorhandenen Hardware mit allen ihren Adressen und Registern angelegt. Diese Liste wird im Programmpaket Spider zum Ansprechen der DL350 Bauteile verwendet.

Ein weiterer Teil von Online ist die Einstellung der für die Messungen wichtigen Parameter wie Scanrange, Scanoffset, Baseline, Threshold und Taktfrequenz. Die gewählten Einstellungen können mit Messungen von Signalen

anhand einfacher Graphiken überprüft werden.

Mit dem Programm lassen sich in Testroutinen die Flash-ADC auf Fehler testen.

Eine weiterreichende Beschreibung des Programms findet man in [LIP92].

5.3.5.2 Spider

Von der Data Handling Division im CERN wird ein Programmpaket namens *Spider* [PER91] vertrieben. Die in C geschriebene Software besteht im wesentlichen aus einem Verwaltungsprogramm für einen globalen Speicher und mehreren Programmfragmenten, die auf diesen Speicher zugreifen können. Diese Programmfragmente müssen von dem Benutzer entsprechend seinen Anforderungen gestaltet werden. Zusätzlich werden Interprozeßkommunikations- und Debuggerprogramme angeboten.

Die vier Programme, die weitestgehend vom Benutzer selber geschrieben werden müssen, sind der *Producer*, der *Recorder*, der *Analyser* und der *Controller*. Jeder dieser Programme kreiert einen eigenen Prozeß im Rechner.

Producer: Der Producer ist für die eigentliche Datennahme verantwortlich. Dieser Prozeß wird nur durch den Experimenttrigger über ein Interruptsignal aktiv. Dann werden die Flash-ADC Daten aus dem Speicher des Scanners und die angeschlossenen Camacmodule ausgelesen. Den Transfer der Flash-ADC Daten übernimmt der DMA Baustein. Er schreibt die Daten in den globalen Speicher. Für die Synchronisierung wird der Eventheader aus der Runnummer, der Systemzeit des Rechners, der Eventnummer und der Anzahl der ausgelesenen Daten aus den Flash-ADC's gebildet und an das PS185 Datennahmesystem geschickt. Am Ende eines jeden Durchlaufes bereitet der Producer alle Geräte für eine weitere Messung vor, insbesondere startet er wieder den Sampler. Als letzten Befehl setzt er das IDC-Busy zurück. Danach inaktiviert sich dieser Prozeß selber, bis er vom nächsten Interrupt wieder aufgerufen wird.

Recorder: Sobald genügend Daten für einen Blocktransfer von etwa 10 bis 30 *kByte* angesammelt sind, schreibt der Recorder die Daten aus dem

Speicher auf das Summit-Drive. Wird der Speicher sehr schnell voll geschrieben, so kann der Recorder so lange die Datenaufnahme blockieren, bis er wieder durch das Abspeichern der Daten genügend Platz im Speicher geschaffen hat. Auch wacht dieser Prozeß über die Menge der auf ein Cartrige geschriebenen Daten. Ist ein Cartrige voll, so wird die Datennahme gestoppt, das Cartrige automatisch zurückgespult und ein neues Cartrige geladen.

Mit dem Programm können auch beschriebene Cartridges wieder gelesen werden.

Analyser: Mit diesem Prozeß können Daten online, d.h. während der Datenaufnahme, analysiert werden. Er dient der Kontrolle der Detektorfunktionen. Daher hat auch dieser Prozeß Zugriffsmöglichkeiten auf die Daten aus dem globalen Speicher. Der Zugriff kann über einen Parameter gesteuert werden, so daß zwischen 0 und 100 % der gemessenen Daten analysiert werden können.

Eine Graphik mit Histogrammen über Funktionen des Detektors ermöglicht eine schnelle Kontrolle. So kann z. B. angezeigt werden, wie oft jeder Kanal während der Meßzeit angesprochen hat.

Eine weiterreichende Analyse der Meßdaten erfordert eine größere Rechenzeit. Da man auf einem Datennahmerechner bestrebt ist, die verfügbare Rechenzeit mit der Datenaufnahme und nicht mit der Analyse zu verbringen, werden von dem Analysierprozeß die Daten über eine Cheapernetverbindung unter dem Protokoll TCP/IP auf einen anderen Rechner geschickt. Dort können dann zeitintensivere Analysen vorgenommen werden, ohne dabei die Datennahme zu stören.

Controller: Der Controllerprozeß ist eine Benutzeroberfläche, mit der das gesamte Programmpaket gesteuert wird. Er ist in hierarchisch strukturierten Menues aufgebaut, in denen Eingaben vom Benutzer akzeptiert werden und Statusmeldungen ausgegeben werden. So übernimmt z. B. dieses Programm die Verteilung der Cartrigenummern, der Recorderprozeß kann angeschaltet oder abgeschaltet werden, und dem Analysierprozeß kann mitgeteilt werden, ob und wenn, welche Histogramme gezeigt werden sollen. Um dies zu realisieren, gibt es Programme, die zwischen den einzelnen Prozessen Daten und Befehle austauschen können.

Ein weiteres parallel arbeitendes Programm namens *daqspy* dient der Erkennung auftretender Fehler in den beschriebenen Programmen. Es erlaubt eine Reihe von Zugriffen auf Variablen dieser Programme.

5.3.6 Zeitmessungen

Die benötigte Zeit zur Auslese der Flash-ADC Daten eines Ereignisses und der Synchronisierung mit dem PS185-Datenaufnahmesystem wurde mit einem FIC8230 mit 24 MHz Taktfrequenz gemessen. Zur Zeit der Messungen war der FIC8232 Rechner noch nicht verfügbar. Die Meßwerte entsprechen aber denen, die mit dem FIC8232 erreicht werden. Beide Rechner haben dieselbe Taktfrequenz, und die DMA Bausteine unterscheiden sich nicht. Da bei dem Prozessor 68030 auf dem FIC8232 von der Firma CES der interne Cache-Speicher nicht benutzt wird, ist ein Zeitvorteil gegenüber dem 68020 des FIC8230 nicht oder nur in geringem Umfang zu erwarten.

Um immer eine bekannte und einstellbare Datenmenge aus dem Flash-ADC Überrahmen auszulesen, wurde zu Beginn der Messung das Register, das die Anzahl der auszulesenden Daten im Scanner bestimmt, auf einen selbstgewählten Wert gesetzt.

Die gesamte Auslesezeit ist durch das IDC-Busy Signal gegeben. Die Dauer dieses Signals wurde mit einem Oszilloskop gemessen.

Die Meßwerte sind:

Datenmenge [kByte]	Auslesezeit [ms]
1	1,5
2	2,1
3	2,7

Mit diesen Meßwerten ergibt sich ein Eventoverhead von 0,9 ms pro Event. Pro auszulesendes kByte braucht der Rechner 0,6 ms. Das sind 1,6 MByte/s. Die Abbildung 5.16 zeigt diesen Zusammenhang. Damit ist die erreichte Auslesezeit für die IDC, gegenüber der mit 2,4 ms am PS185 gemessenen Zeit, selbst für ungewöhnlich lange Ereignisse deutlich kleiner.

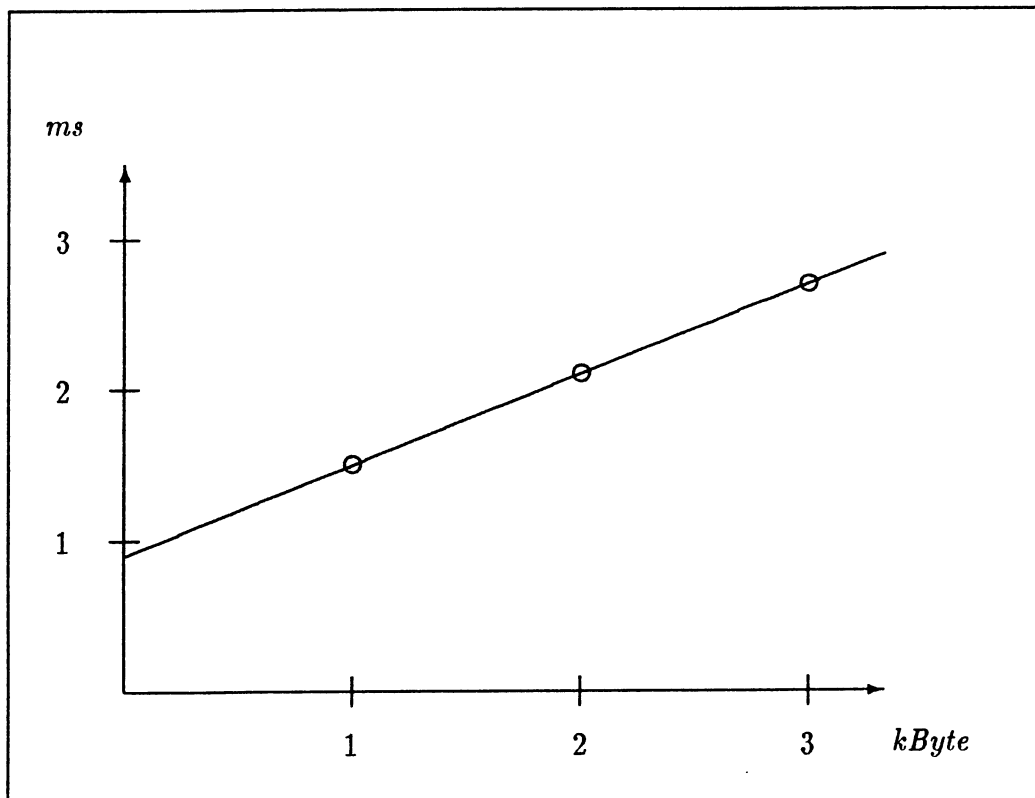


Abbildung 5.16: Die Steigung der Geraden ist $0,6 \text{ ms/kByte}$ der Eventoverhead liegt bei $0,9 \text{ ms}$

5.4 Messungen mit der IDC

Mit der Vorversion der beschriebenen IDC wurden Testmessungen in Bonn am 2,5 GeV-Synchrotron und am 10 MeV Protonen Tandembeschleuniger in Erlangen durchgeführt. In der Geometrie der Kammerzelle unterscheiden sich die beiden Versionen nicht. Der äußere Aufbau war jedoch so, daß die Ebenen nicht in ihrer Orientierung um 120° gedreht waren, sondern alle Drähte parallel verliefen. Als einfacher Test der gemessenen Daten kann die in 5.1.4 beschriebene Häufigkeitsverteilung erzeugt werden. Siehe auch Abbildung 5.17.

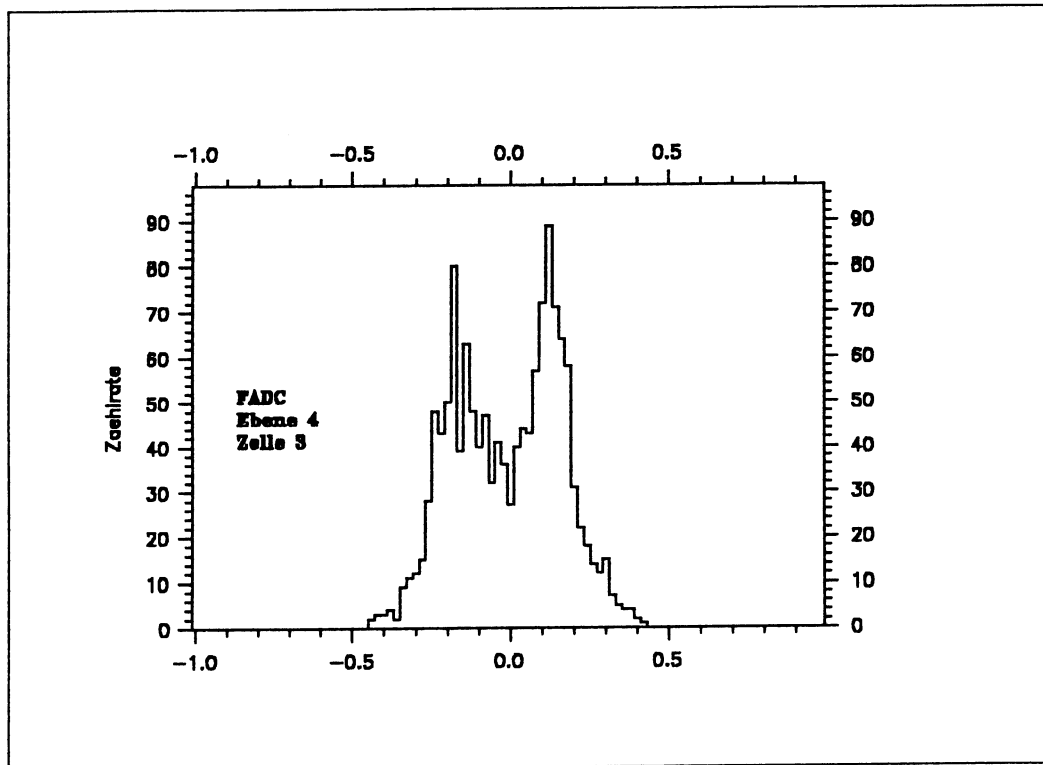


Abbildung 5.17: Gemessene Häufigkeitsverteilung der influenzierten Ladungen auf einen Potentialdraht.

Der Teststrahl in Bonn ist durch mehrere weit auseinanderstehende Szintil-

latoren in seiner Richtung mit einer maximalen Strahldivergenz von 4 mrad definiert. Durch Drehung des Tisches, auf dem die IDC befestigt ist, kann jeder Einfallswinkel θ relativ zur z -Achse der Kammer zwischen $+15^\circ$ und -15° eingestellt werden (siehe dazu auch Abbildung 5.18). So ist eine Mes-

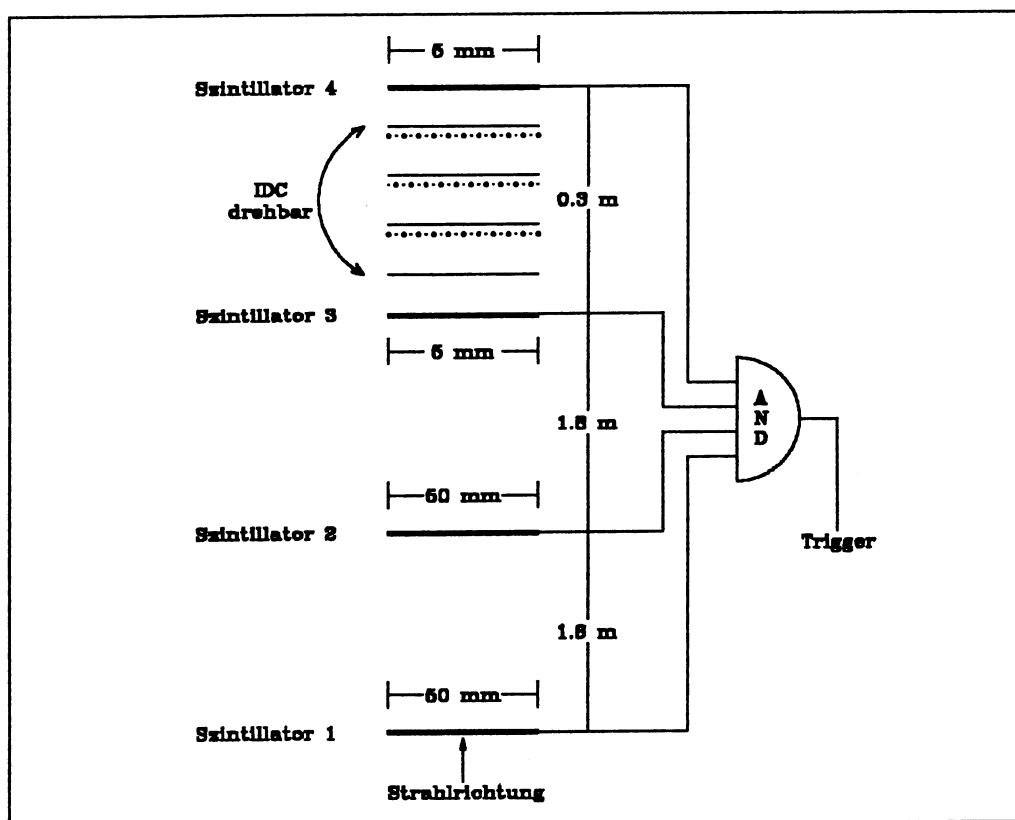


Abbildung 5.18: Experimentaufbau während der Testmessung am Bonner Synchrotron

sung der Ortsauflösung in Abhängigkeit des Einfallswinkels möglich. Als quantitative Größe bestimmt man die Differenz der Ortsinformation einer Ebene z.B. x_{E2} zu dem Mittelwert der Orte in den davor und der dahinter liegenden Ebenen x_{E1} und x_{E3} .

$$\Delta x = x_{E2} - \frac{x_{E3} + x_{E1}}{2}$$

Die Standardabweichung σ der so gemessenen Verteilung ist durch ihre Breite in der halben Höhe des Maximums dividiert durch 2,35 bestimmt. Der Fehler der Standardabweichung berechnet sich über Fehlerfortpflanzung. Abbildung 5.19 zeigt eine solche Verteilung. Abbildung 5.20 gibt die Ortsauflösung für

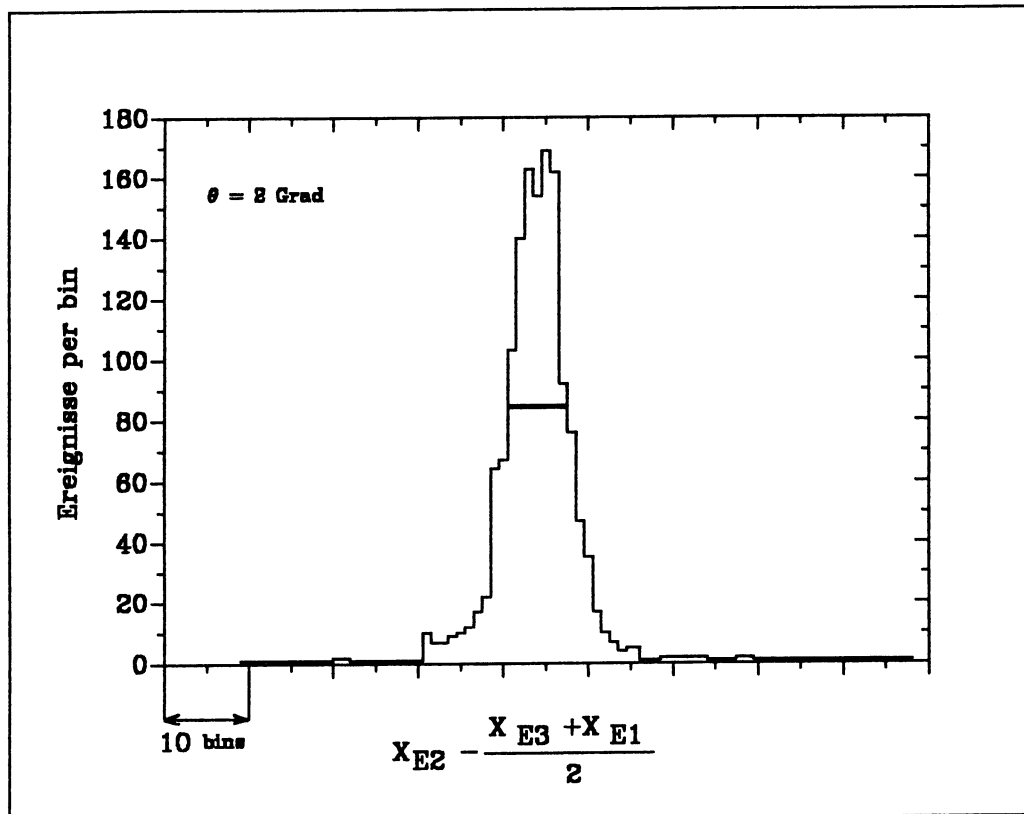


Abbildung 5.19: Ortsauflösung der IDC, bestimmt durch die Abweichung des gemessenen Ortes x in der mittleren Kammerebene vom Mittelwert der Orte in der davor und der dahinter liegenden Ebene. Die Auflösung ist $\sigma = 37 \mu\text{m}$.

verschiedene Winkel an.

Unter dem Einfallswinkel $\theta = 0^\circ$ wurde zusätzlich mit höheren Gasverstärkungen gemessen. Die dabei maximal erreichte Ortsauflösung liegt

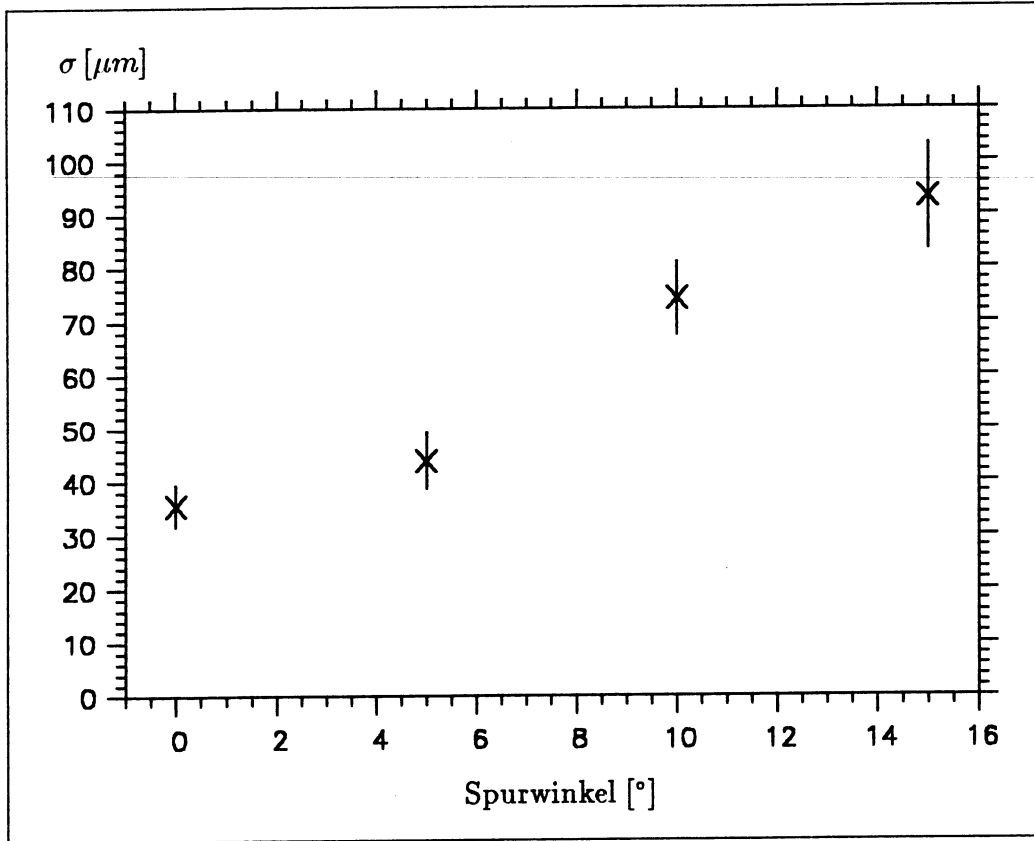


Abbildung 5.20: Ortsauflösung σ der IDC für verschiedene Spurwinkel.

bei $\sigma = 24\mu\text{m}$. Ausführlich wird dieser Test in [BRO92] und [DAH92a] beschrieben.

Am 10 MeV Tandembeschleuniger in Erlangen wurde die IDC auf ihr Hochratenverhalten getestet. Dabei zeigt sich auf einem Oszillographenbild, daß 10^7 Teilchen pro Draht und Sekunde noch einzeln aufgelöst werden können (Abbildung 5.21). Allerdings nimmt die Signalhöhe, d.h. die Gasverstärkung mit zunehmender Strahlintensität ab. Wegen der langsamen Driftgeschwindigkeit der Ionen kommt es zu einer positiven Raumladung im Bereich der Anode, die um so größer ist, je intensiver der Strahl ist. Sie schwächt das elektrische Feld ab, die Ladungslawinen und damit die Kammersignale werden kleiner. Abbildung 5.22 zeigt die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate der nachgewiesenen Teilchen. Detaillierter beschrieben werden diese

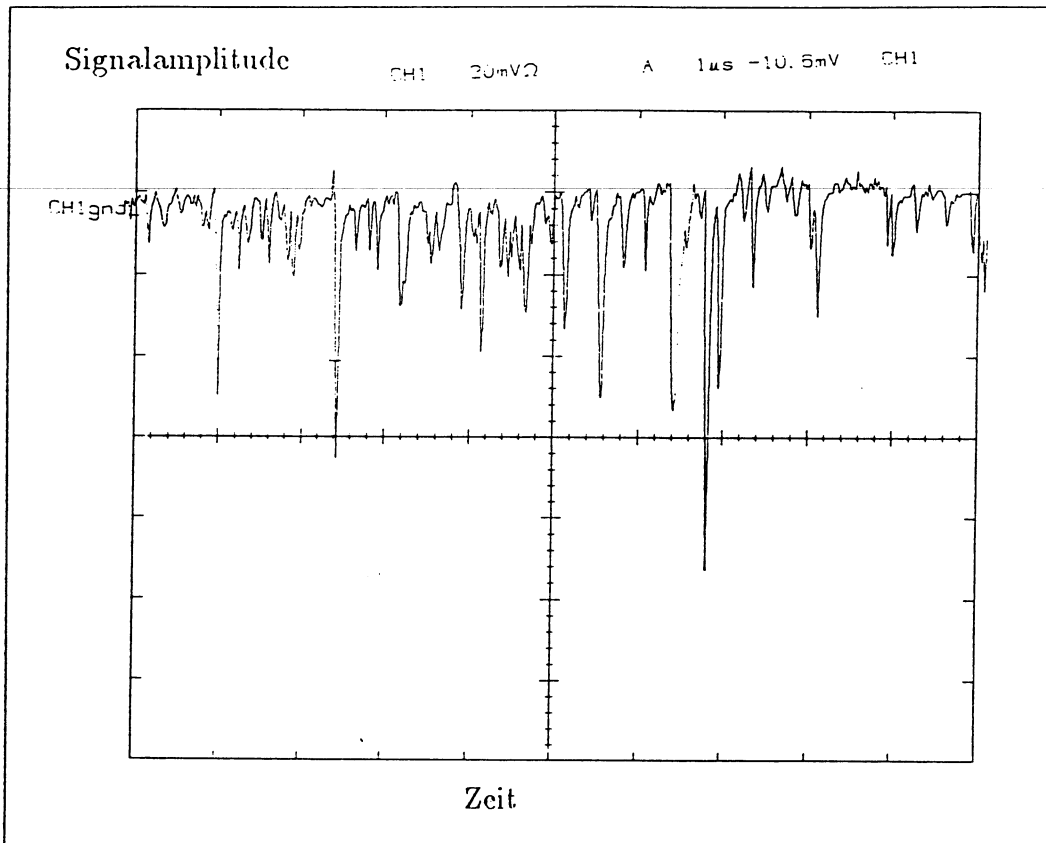


Abbildung 5.21: Oszillographenbild einer Anode bei $1 \cdot 10^7$ Teilchen pro Draht und Sekunde. Zu erkennen sind die einzelnen Peaks, jeweils durch ein Teilchen hervorgerufen, die deutlich voneinander getrennt werden können.

Abhängigkeiten in [BRO92].

Während der PS185 Strahlzeit im November und Dezember 1991 wurde die IDC in ihrer beschriebenen Form zu einem Test unter realistischen Experimentbedingungen hinter dem PS185 Magneten aufgebaut. Die dabei genommenen Daten werden in [LIP92] beschrieben.

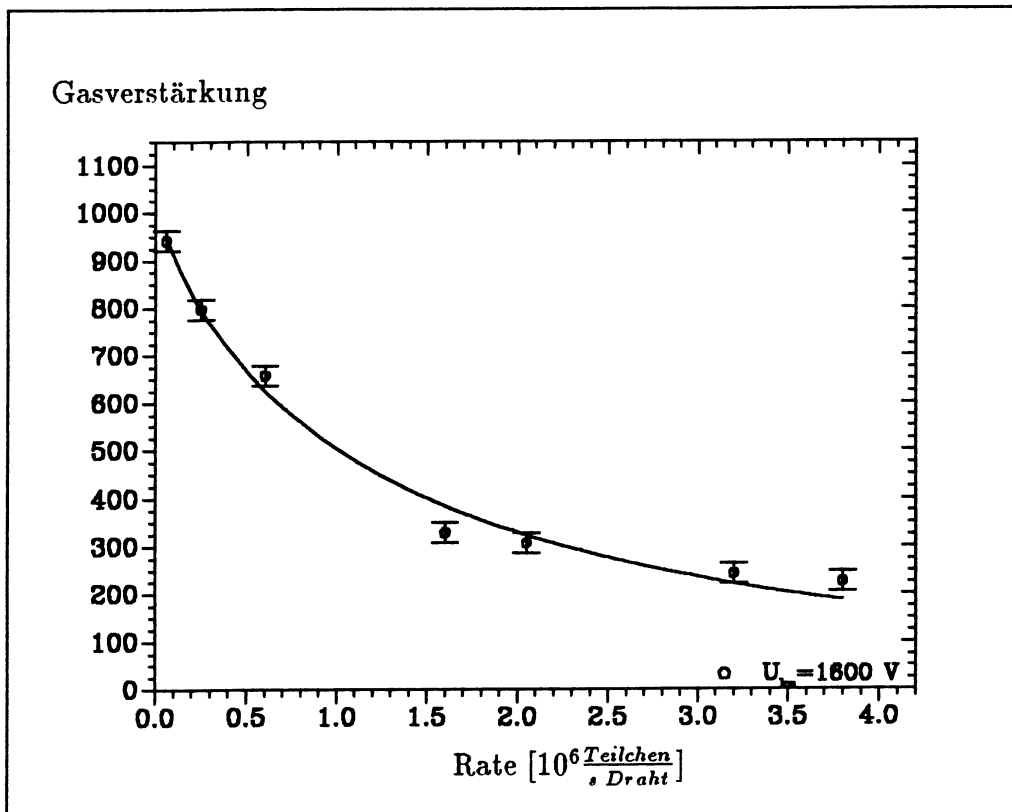


Abbildung 5.22: Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate der nachgewiesenen Teilchen

Kapitel 6

Ausblick

Das Experiment PS185 am LEAR im CERN hat in den vergangenen Jahren sehr präzise Daten für die Antihyperon-Hyperon Produktion gemessen. Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte, Polarisation, Spinkorrelationen und Singulett Fraction wurden ermittelt und haben viele Gruppen zu Modellrechnungen angeregt.

An eine Erweiterung des Experimentes in näherer Zukunft ist in zwei Richtungen gedacht. So sollen die geladenen Σ 's als sinnvolle Ergänzung zu den Ausgangskanälen mit Λ und Σ^0 weiter und intensiver verfolgt werden, um Effekte der Quarkdynamik in unterschiedlichen hadronischen Umgebungen festzulegen. Ein wesentlicher experimenteller Beitrag dazu ist die IDC, die in Jülich weiter optimiert und ausgebaut wird. Diese Drahtkammer verbindet hohe Zählratenverträglichkeit, geringe Massenbelegung und gute Ortsauflösung, so daß sie für die weiteren Forschungen optimal geeignet ist. Neben den geladenen Hyperonen sollen gleichzeitig die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion und die $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ Reaktion mit untersucht werden. Speziell die letztere Dreiteilchenreaktion ist geeignet, Korrelationen zwischen zwei dieser Endzustandsteilchen zu beobachten und so Wechselwirkungen zu studieren. In dieser Arbeit wurde die prinzipielle Nachweisbarkeit bewiesen und gezeigt, daß Daten mit hoher Statistik erfolgversprechende Aussagen liefern können.

Auch besteht ein so großes Interesse an der Untersuchung und Bestimmung einer gemessenen Irregularität im totalen Wirkungsquerschnitt der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion. Diese Irregularität, die bei etwa 1 MeV Anregungsenergie des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Systems beobachtet wird, läßt sich mit keinem herkömmlichen

Modell berechnen oder nachvollziehen. Um jedoch über den totalen Wirkungsquerschnitt hinaus weitere Beobachtungsgrößen mit hinlänglicher Statistik bestimmen zu können, wurde ein neues Proposal eingereicht [KIL92], um den Schwellenbereich nochmals zu durchmessen und gleichzeitig das Verhalten anderer Kanäle zu untersuchen.

Für die weitere Zukunft wird erwogen das bisherige Target durch ein polarisiertes Target zu ersetzen. Hierdurch wird dem Experiment eine weitere Beobachtungsgröße gegeben, die dann beitragen wird, bisher noch konkurrierende Modellvorstellungen einzugrenzen, um damit Effekte der Quarkdynamik im nicht perturbativen Bereich verstehen zu können.

Bibliographie

- [ANT90] Antares: ANT07 STR302 CFIVC, Manual, Nussbaumen (CH), 1985
- [ATT90] AT&T: Direct Memory Access WE32204, User's Manual
- [BAD67] J. Badier, A. Bonnert, P. Briandet, B. Sadoulet: Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ at 2,5 GeV/c, Physics Letters, 25B, 1967
- [BAD91] E. Badura, R. Seifert, A. H. Walenta, Z. H. Xu: Front End Electronics for the ZEUS Detector, Nucl. Phys. B 23A, 1991, 239
- [BRO92] R. W. Bröders: Untersuchung von Gasparametern und Hochrateneffekte einer Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Jül-2577, Jülich 1992
- [CAP84] R. Cappi, R. Giannini, W. Hardt: Ultraslow Extraction, in U. Gastaldi, R. Klapisch; Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, New York, 1984
- [CER89] CERN Computer Center: CERN Program Library, Genf, 1989
- [CES87] CES: FIC8230 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Genf 1987
- [CES90a] CES: FIC8232 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Genf 1990
- [CES90b] CES: CBD8210 Camac Branch Driver, User's Manual, Genf 1990
- [CES90c] CES: VME Display VMDIS 8002/3/3a, User's Manual, Genf 1990

- [DAH92a] M. Dahmen: Ortsauflösung und Triggerverhalten einer Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Jül-2578, Jülich 1992
- [DAH92b] M. Dahmen et al.: The Use of Drift Chamber Signals as a Fast Trigger, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, to be published in 1992
- [DAL53] R. H. Dalitz: Phil. Mag. 44 1068, 1953
- [DAW81] A. S. Dawydow: Quantenmechanik, Berlin 1981
- [DER91] W. Derissen: Konstruktionsbüro des IKP in Forschungszentrum Jülich, Berechnungen der auftretenden Kräfte in der IDC
- [DUT86] W. Dutty et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A252, 1986, 570
- [FEH88] J. Fehlmann: The Time Expansion Chamber, Dissertation, Zürich, 1988
- [FIS78] J. Fischer, H. Okuno, A. H. Walenta: Avalanche Localization and its Effects in Proportional Counters, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-25, No. 1, 1978
- [FRA87] R. v. Frankenberg: Schwellenmessung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ am LEAR, Dissertation, Erlangen, 1987
- [GEI89] J. Geisbüsch: Gasverstärkung in einer asymmetrischen Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Jülich, 1989
- [HAM91] N. H. Hamann: Strange-Particle Physics at LEAR, Habilitationsschrift, Freiburg, 1991
- [KIL80] K. Kilian: Proc. 5th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Bressanone, Padua, 1980
- [KIL81] K. Kilian et al.: Letter of Intent CERN/PSCC/81-29, Genf, 1981; P. D. Barnes et al.: Proposal CERN/PSCC/81-69, Genf, 1981; PS185 Collaboration, Memorandum CERN/PSCC/82-57, Genf, 1982

- [KIL92] K. Kilian et al.: Proposal CERN/SPSLC/92-6, SPSLC/P266 Genf, 1992
- [KIR89] M. Kirsch: Erweiterung der Targetregion des Experimentes PS185 am LEAR, Diplomarbeit, Erlangen, 1989
- [KRA86] M. Krämer: Ortsauflösung einer Influenzdriftkammer, Diplomarbeit, Siegen 1986
- [LIP92] C. Lippert: Eine Influenz Driftkammer für COSY, Dissertation, Jülich 1992
- [MOT90] Motorola: MC68030 Enhanced 32-Bit Microprocessor, User's Manual, New Jersey 1990
- [PAN92] A. Pansky et al.: Applications of gaseous electron detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, to be published in 1992
- [PDG90] Particle Data Group: Review of Particle Properties, Physics Letters B239, April 1990
- [PET90] J. O. Peterson: OS-9 Software for SCSI devices: A Driver for the STK4280 (SMMIT) using the CES FIC8230 with direct SCSI Interface, CERN DD/OC, OS9SCSI2, Genf 1990
- [PET91] W. Peterson: The VMEbus Handbook, VITA Publications, Scottsdale Zaltbommel 1991
- [PER90] D. W. Perkins: Hochenergiephysik, Bonn, 1990
- [PER91] Y. Perrin: SPIDER User's Guide, CERN, Genf 1991
- [ROD86] E. Roderburg et al.: The Induction Drift Chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A252, 1986, 285
- [ROD92] E. Roderburg et al.: Measurement of the Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, to be published in 1992

- [SAU77] F. Sauli: Principles of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09, Genf 1977
- [SEF88] T. Sefzick: Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment (PS202/LEAR), Diplomarbeit, Jül-Spez-480, Jülich 1988
- [SEF92] T. Sefzick: Lambda - Anti-Lambda - Erzeugung im Bereich der Sigma - Schwelle, Dissertation, Jül-2584, Jülich 1992
- [SEH89] G. Sehl: Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ 92 MeV über der Reaktionsschwelle, Dissertation, Jül-Spez-535, Jülich 1989
- [STE91] O. Steinkamp: Eine Influenzdriftkammer mit Flash ADC Auslese, Diplomarbeit, Jül-2420, Jülich 1991
- [STI91] F. Stinzing: Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ mit besonderer Berücksichtigung des Schwellenbereichs, Dissertation, Erlangen, 1991
- [STR90a] Dr. B. Struck: Technical Manual DL350 Flash ADC Crate, DL350 System Guide, Tangstedt 1990
- [STR90b] Dr. B. Struck: Technical Manual DL362/DI363 Flash ADC Modules, Tangstedt 1990
- [STR90c] Dr. B. Struck: Technical Manual DL352-SAM Sampler Module, Tangstedt 1990
- [STR90d] Dr. B. Struck: Technical Manual DL357-SIM Scanner + Interface, Tangstedt 1990
- [STR90e] Dr. B. Struck: Technical Manual STR723 Differential VSB Extension, Tangstedt 1990
- [WAL87] A. H. Walenta: Limits of Position Resolution in an Induction Drift Chamber due to Fluctuations of Ionisation Loss, Proceedings of the Int. Symp. on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1987, 149

- [WAL88] A. H. Walenta et al.: Study of the IDC as a high rate Vertex Detector for the ZEUS Experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A265, 1988, 69
-
- [WEI89] W. Weihs, G. Zech: Numerical Computation of Electrostatic Fields in Multiwirechambers, SI 89-05, Siegen, 1989
- [ZIO92] M. Ziolkowski: Dynamik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion 170,5 MeV über der Produktionsschwelle, Dissertation, Krakau 1992

Bedanken möchte ich mich bei

Herrn Prof. Dr. K. Kilian für sein großes Interesse an dieser Arbeit, das sich in vielen Diskussionen und Anregungen ausdrückte,

Herrn Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk für die Übernahme des Korreferates,

Herrn Priv. Doz. Dr. Walter Oelert und Herrn Dr. Eduard Roderburg für die hervorragende fachliche Betreuung, sowie für ihr großes persönliches Engagement ein "super" Arbeitsklima zu schaffen,

allen weiteren Mitgliedern der Mittelenergiephysikgruppe, Ralf Bröders, Martin Dahmen, Dr. Dieter Grzonka, Volkmar Jaeckle, Andreas Kurtenbach, Michael Rook, Dr. Klaus Röhrich, H. Rüdiger H. v. Stratmann, Dr. Thomas Sefzick, Dr. Bjarne Stugu, Susan Walsh, Martin Waters, Magnus Wolke und Michael Ziolkowski, die das ihre zum Arbeitsklima beitragen, sowie für viele schöne Squashspiele,

Herrn Christoph Lippert für die gute Zusammenarbeit und die Freundschaft während des gesamten Studiums,

Herrn Dr. A. Hardt, der immer mit Rat und Tat geholfen hat,

der PS185 Collaboration, besonders bei Horst Fischer und Reiner Geyer für die vielen Diskussionen in der CERN-Cafeteria,

Herrn Prof. Dr. E. Kuhlmann für seine Privatvorlesung über Elementarteilchenphysik,

Herrn Y. Perrin und Herrn J. Peterson für die Hilfe beim Aufbau des Datennahmesystems,

Herrn W. Derissen, H. Hadamek, R. Klein, J. Pfeiffer, Dr. G. Riepe und U. Rindfleisch stellvertretend für die anderen Mitarbeiter der Werkstatt, der Konstruktion und des Targetlabors,

meiner Frau Martina und meinen Eltern, die mit viel Verständnis und unzähligen Hilfen diese Arbeit begleiteten.