

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

**Entwicklung eines Übergangsstrahlungszählers
basierend auf Gasmikrostreifendetektoren
zur ersten Untersuchung von $\Sigma^- - e^-$ -Streuung
am Hyperonenstrahl des CERN**

**Doktorarbeit
von
Matthias Heidrich**

Mai 1996

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
HEIDELBERG**

durchgeführt am
CERN in Genf

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

**Entwicklung eines Übergangsstrahlungszählers
basierend auf Gasmikrostreifendetektoren
zur ersten Untersuchung von $\Sigma^- - e^-$ -Streuung
am Hyperonenstrahl des CERN**

**Doktorarbeit
von
Matthias Heidrich**

Mai 1996

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
HEIDELBERG

durchgeführt am
CERN in Genf

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Matthias Heidrich
aus Selters

Tag der mündlichen Prüfung 12.06.1996

**Entwicklung eines Übergangsstrahlungszählers
basierend auf Gasmikrostreifendetektoren
zur ersten Untersuchung von $\Sigma^- - e^-$ -Streuung
am Hyperonenstrahl des CERN**

Gutachter: Prof. Dr. Bogdan Povh

Prof. Dr. Peter Bock

Im Andenken an meinen Vater

und für meine Mutter

MEPHISTOPHELES (*In Fausts langem Kleide*).

Verachte nur Vernunft und Wissenschaft,
Des Menschen allerhöchste Kraft,
Laß nur in Blend- und Zauberwerken
Dich von dem Lügengeist bestärken,
So hab ich Dich schon unbedingt-
Ihm hat das Schicksal einen Geist gegeben,
Der ungebündigt immer vorwärts dringt,
Und dessen übereiltes Streben
Der Erde Freuden überspringt.
Den schlepp ich durch das wilde Leben,
Durch flache Unbedeutenheit,
Er soll mir zappeln, starren, kleben,
Und seiner Unersättlichkeit
Soll Speis und Trank vor giergen Lippen schweben;
Er wird Erquickung sich umsonst erlehnen,
Und hätt er sich auch nicht dem Teufel übergeben,
Er müßte doch zugrunde gehn!

JOHANN WOLFGANG VON GOETHE:

Faust, Der Tragödie erster Teil [1851-1867]

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie der Σ^--Elektron-Streuung	4
2.1	Die relativistische Kinematik des Streuprozesses	4
2.2	Der differentielle Streuquerschnitt	9
2.2.1	Elektronstreuung an einem Potential	9
2.2.2	Elektronstreuung an einem ausgedehnten Teilchen mit Spin	10
2.3	Die Formfaktoren	13
2.4	Die Radien der Hadronen	14
2.5	Wechselwirkungsrate und totaler Streuquerschnitt	16
3	Das Hyperonenstrahlexperiment WA89 am CERN	17
3.1	Die physikalische Zielsetzung des Experiments	17
3.1.1	Baryonen mit Charminhalt	17
3.1.2	Exotika	18
3.1.3	Polarisation von Hyperonen	18
3.2	Das Detektorsystem	18
3.2.1	Der Hyperonenstrahl	20
3.2.2	Das Strahlhodoskop	22
3.2.3	Der Strahl-Übergangsstrahlungsdetektor	24
3.2.4	Die Targetregion	24
3.2.5	Die Zerfallsregion	26
3.2.6	Das Ω -Spektrometer	27
3.2.7	Der ringabbildende Tscherenkow-Zähler	28
3.2.8	Das elektromagnetische Kalorimeter	31
3.2.9	Das hadronische Kalorimeter	31
4	Der Übergangsstrahlungsdetektor zur e^\pm-Identifikation	33
4.1	Übergangsstrahlung	34
4.2	Der Ionisationsverlust geladener Teilchen	39
4.3	Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors	39
4.4	Gasmikrostreifendetektoren	40
4.5	Ein erster Detektor im Teststrahl	45
4.5.1	Der SVX-Chip	45
4.5.2	Die Detektorplatte	47
4.5.3	Die Testkammer	48
4.5.4	Das mechanische Design des Testdetektors	50
4.5.5	Teststrahlergebnisse	50
4.6	Der Entwurf des Übergangsstrahlungsdetektors	54
4.6.1	Der Entwurf der Radiatoren	54
4.6.2	Der Entwurf der Detektorplatte	55
4.6.3	Das mechanische Design des Detektors	60
4.7	Bau der Kammern und Teststrahlergebnisse	63

4.7.1	Bau der ersten Detektoren	63
4.7.2	Der erste Teststrahl	64
4.7.3	Der zweite Teststrahl	68
4.7.4	Die Strahlzeit 1994	68
4.7.5	Der dritte Teststrahl	71
4.7.6	Fazit und Ausblick	71
5	$\Sigma^- - e^-$-Streuung im WA89-Detektor	73
5.1	Simulation zur benötigten Ereignisstatistik	73
5.2	Abschätzung der elastischen Wechselwirkungsrate	75
5.3	Monte-Carlo-Simulation	78
5.3.1	Die Detektorauflösung	79
5.3.2	Bremsstrahlung	81
5.4	Identifikation der Teilchen vor und nach der Streuung	85
5.4.1	Identifikation des Strahlteilchens	85
5.4.2	Identifikation des gestreuten Σ^-	85
5.4.3	Identifikation des gestreuten e^-	85
5.5	Fazit	87
6	Datenfilter und Analyse der Streueignisse	88
6.1	Streueignisse mit Zerfalls- Σ^-	89
6.2	Streueignisse ohne Zerfalls- Σ^-	91
6.2.1	Die Bestimmung des Viererimpulsübertrags	91
6.2.2	Der Likelihood-Filter	93
6.2.3	Untergrund durch $\pi^- - e^-$ -Streueignisse	96
6.2.4	Untergrund durch Σ^- -Kern-Wechselwirkungen	97
6.2.5	Nachweis elektronischer Bremsstrahlung im Bleiglas	108
6.2.6	Schnitte auf die Likelihood	114
6.2.7	Die Messung des Radius	114
6.2.8	Studium der systematischen Fehlerquellen	116
6.2.9	Diskussion des Ergebnisses	122
7	Zusammenfassung	124

1 Einleitung

Nach unserer heutigen Vorstellung bestehen Hadronen aus zwei oder drei Valenz-Quarks, die über den Austausch von Gluonen miteinander wechselwirken. Da die Gluonen Quark-Antiquark-Paare bilden und die Quarks und Antiquarks ihrerseits Gluonen abstrahlen, bestehen Hadronen somit aus einem 'See' von Quarks, Antiquarks und Gluonen. Ein Modell, das sich in der Beschreibung der Massen und magnetischen Momente von Hadronen bewährt hat, faßt die Valenzquarks mit der Wolke der sie umgebenden Gluonen und Quark-Antiquark-Paare zu Konstituentenquarks mit effektiven Massen und effektiven magnetischen Momenten zusammen. Die Wechselwirkung der Konstituentenquarks untereinander läßt sich näherungsweise nichtrelativistisch behandeln. Zur Berechnung der Ladungsradien von Hadronen weist man nun den Konstituentenquarks effektive Radien zu, die umgekehrt proportional zu ihrer Masse sind. Wie in dieser Vorstellung das K^- aufgrund des Strange-Quarks, welches es enthält, kleiner ist als das π^- , so ist das Σ^- kleiner als das Proton und zudem größer als das π^- .

Die Messung der Ladungsradien von Hadronen erfolgt durch die Bestimmung des differentiellen elastischen Streuquerschnitts in der Elektronstreuung. Während der Ladungsradius des Protons durch die Streuung von Elektronen an Target-Protonen gemessen wurde, erfolgte die Messung der Ladungsradien von π^- und K^- wegen deren Instabilität durch die Streuung dieser Teilchen an Target-Elektronen. Dies hat den Nachteil eines erheblich kleineren maximalen Viererimpulsübertrags und erfordert hierdurch eine hohe Statistik an Ereignissen. Die drei bisher gemessenen Ladungsradien zeigen in der Tat die Hierarchie, welche das Konstituentenquarkmodell vorhersagt. Eine Bestimmung der Ladungsradien von Hyperonen zur Überprüfung des Modells wäre wünschenswert. Insbesondere ist der Ladungsradius des Σ^- , da er sich zwischen denen des π^- und des Protons einreihen sollte, ein wichtiger Prüfstein unserer heutigen Vorstellung von der inneren Struktur der hadronischen Materie.

Die Realisation des für eine Messung seines Radius erforderlichen Σ^- -Strahls ist zunächst durch die kleineren Produktionsquerschnitte und durch die kurze Lebensdauer dieser Teilchen erschwert, jedoch existiert in der Westhalle des CERN seit 1989 ein 330GeV/c-Hyperonenstrahl, welcher zu 33% aus Σ^- besteht und der prinzipiell die Messung des Σ^- -Ladungsradius erlauben sollte.

Das Thema dieser Arbeit ist das Studium von Σ^-e^- -Streuung im Rahmen des WA89-Experimentes. Der experimentelle Aufbau dieses Hyperonenstrahlexperimentes wurde darauf ausgerichtet, Multiquarkzustände sowie Baryonen mit Charminhalt zu untersuchen. Daher werden zunächst Studien zur möglichen Untersuchung von Σ^-e^- -Streuung mit dem WA89-Detektor vorgestellt. Da eine Identifikation der Teilchen des Endzustandes wünschenswert ist, beinhaltet diese Arbeit die Entwicklung eines Übergangsstrahlungsdetektors, welcher die Identifikation der gestreuten Elektronen ermöglicht. Schließlich wird die Analyse der Σ^-e^- -Streudaten, die im Verlauf der Strahlzeit 1994 genommen wurden, vorgestellt. Ihr Resultat stellt die erste Messung des Σ^- -Ladungsradius dar.

2 Theorie der Σ^- -Elektron-Streuung

Es soll in diesem Kapitel die Theorie des Streuprozesses dargelegt und insbesondere die Beziehung zwischen den physikalisch interessanten Größen, den elektromagnetischen Radien der Teilchen, und der experimentell zugänglichen Größe, dem differentiellen Streuquerschnitt, hergestellt werden.

Hierzu wird zunächst auf die relativistische Kinematik des Streuprozesses eingegangen. Aus der Erhaltung der Viererimpulssumme der am Prozess beteiligten Teilchen folgen Korrelationen zwischen den Impulsen und Streuwinkeln der gestreuten Teilchen, die den Streuprozess charakterisieren.

Der differentielle Streuquerschnitt wird eingeführt und der Zusammenhang mit dem elektrischen und magnetischen Formfaktor des Teilchens hergestellt.

Abschließend wird dargelegt, wie diese Formfaktoren vom elektrischen bzw. magnetischen Radius des Teilchens abhängen.

2.1 Die relativistische Kinematik des Streuprozesses

Die Streuung eines Σ^- an einem Targetelektron ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Die Vierervektoren der Teilchen vor bzw. nach der Streuung sind im Laborsystem gegeben durch

$$(2.1) \quad P_{\Sigma} = (E_{\Sigma}, \mathbf{p}_{\Sigma}), \quad P_e = (m, \mathbf{0})$$

bzw.

$$(2.2) \quad P'_{\Sigma} = (E'_{\Sigma}, \mathbf{p}'_{\Sigma}), \quad P'_e = (E'_e, \mathbf{p}'_e).$$

Hierbei bezeichnet E_{Σ} die Energie des einlaufenden Σ^- und \mathbf{p}_{Σ} seinen Dreierimpulsvektor. Der Viererimpuls des Elektrons vor der Streuung wird durch seine Ruhemasse m vollständig beschrieben. Größen, welche die Teilchen nach der Streuung beschreiben, sind durch ein Hochkomma gekennzeichnet. So ist z.B. E'_e die Energie des gestreuten Elektrons, \mathbf{p}'_e sein Dreierimpuls.

Aus der Erhaltung des Viererimpulses

$$(2.3) \quad P_{\Sigma} + P_e = P'_{\Sigma} + P'_e$$

folgt durch quadrieren und unter Ausnutzung der beiden Beziehungen $P_e^2 = P'^2_e = m^2$ und $P_{\Sigma}^2 = P'^2_{\Sigma} = M^2$ (M ist die Ruhemasse des Σ^-) die Gleichung

$$(2.4) \quad P_{\Sigma} \cdot P_e = P'_{\Sigma} \cdot P'_e.$$

Durch die Substitution (Gleichung (2.3)) $P'_e = P_{\Sigma} + P_e - P'_{\Sigma}$ lassen sich die Parameter des gestreuten e^- aus Gleichung (2.4) eliminieren, und man erhält die Gleichung:

$$(2.5) \quad \Theta_{\Sigma} = \arccos \left[\frac{E'_{\Sigma}(m + E_{\Sigma}) - mE_{\Sigma} - M^2}{|\mathbf{p}_{\Sigma}| |\mathbf{p}'_{\Sigma}|} \right]$$

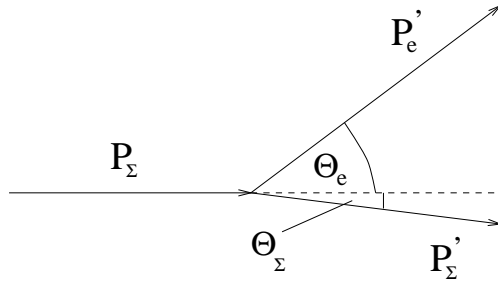


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Streuung eines Σ^- an einem ruhenden Elektron. P_Σ bezeichnet den Vierervektor des Strahl- Σ^- , P'_Σ und P'_e sind die Viererimpulse der gestreuten Teilchen, Θ_e und Θ_Σ ihre Streuwinkel.

Wegen der Beziehung $|\mathbf{p}'_\Sigma| = \sqrt{E'^2_\Sigma - M^2}$ definiert diese Gleichung eine Korrelation zwischen Streuwinkel und Energie des Σ^- (Abb. 2.2). Analog erhält man durch die Elimination von \mathbf{p}'_Σ aus Gleichung (2.4) die Korrelation zwischen Energie und Streuwinkel des Elektrons (Abb. 2.3 (oben)):

$$(2.6) \quad \Theta_e = \arccos \left[\frac{E'_e(m + E_\Sigma) - mE_\Sigma - m^2}{|\mathbf{p}_\Sigma| |\mathbf{p}'_e|} \right]$$

Aus Gleichung (2.5) folgt für E'_Σ als Funktion von Θ_Σ :

$$(2.7) \quad E'_\Sigma = \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}}{2\alpha}$$

mit

$$(2.8) \quad \alpha = (m + E_\Sigma)^2 - |\mathbf{p}_\Sigma|^2 \cos^2 \Theta_\Sigma,$$

$$(2.9) \quad \beta = -2(m + E_\Sigma)(mE_\Sigma + M^2)$$

und

$$(2.10) \quad \gamma = (mE_\Sigma + M^2)^2 + M^2 |\mathbf{p}_\Sigma|^2 \cos^2 \Theta_\Sigma.$$

Aus Gleichung (2.3) folgt

$$(2.11) \quad E'_e = E_\Sigma + m - E'_\Sigma$$

Durch Substitution von E'_Σ in diesem Ausdruck durch (2.7) und Einsetzen des Resultates in Gleichung (2.6) ergibt sich die Korrelation zwischen den Streuwinkeln der beiden Teilchen (Abb. 2.3 (unten)).

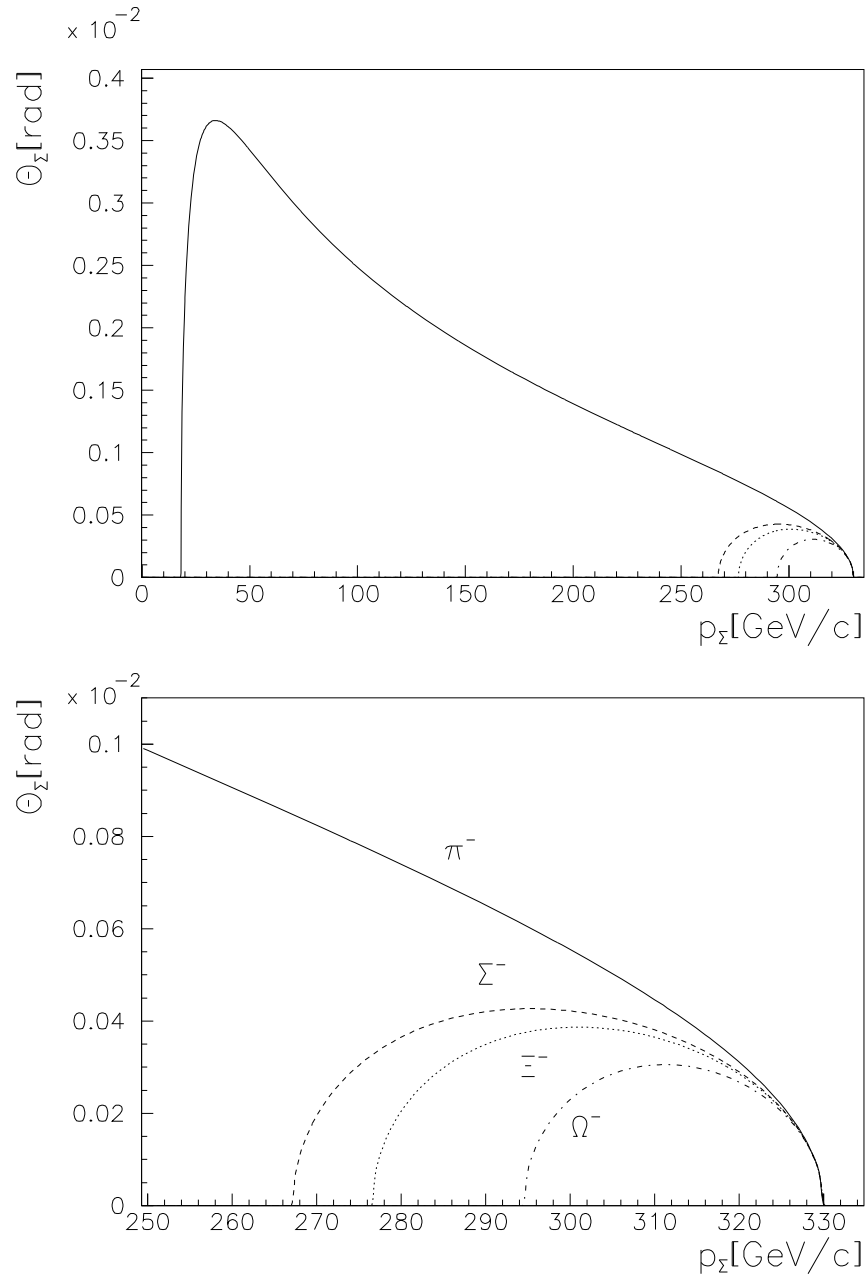


Abb. 2.2: Korrelation zwischen dem Winkel des gestreuten Strahlteilchens und seiner Energie nach dem Stoß bei einem Strahlimpuls von $330\text{GeV}/c$. Die Korrelationen sind gezeigt für die im WA89-Hyperonenstrahl enthaltenen Teilchen. Die untere Abbildung zeigt einen Ausschnitt der oberen.

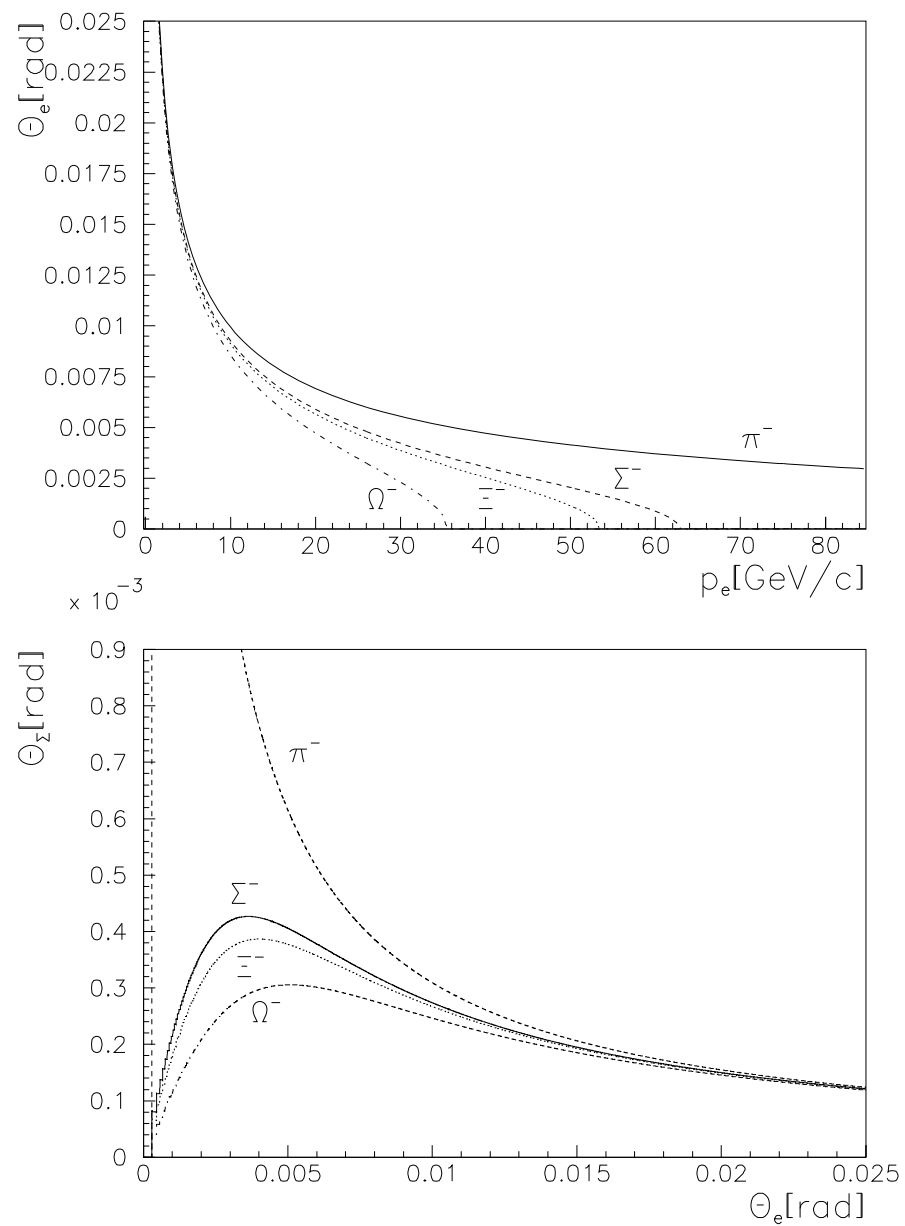


Abb. 2.3: Oben: Korrelation zwischen dem Streuwinkel des Elektrons und seiner Energie.
 Unten: Korrelation zwischen den Streuwinkeln von Strahlteilchen und Elektron.

Für das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags der betrachteten Reaktion lassen sich verschiedene äquivalente Ausdrücke angeben. So führt die Betrachtung des Viererimpulsübertrags des Σ^-

$$(2.12) \quad Q^2 = -(\mathbf{P}'_{\Sigma} - \mathbf{P}_{\Sigma})^2$$

auf

$$(2.13) \quad Q^2 = 2(E'_{\Sigma}E_{\Sigma} - \mathbf{p}'_{\Sigma}\mathbf{p}_{\Sigma} \cos \Theta_{\Sigma} - M^2),$$

siehe Abb. 2.4, die Betrachtung des Viererimpulsübertrags des e^-

$$(2.14) \quad Q^2 = -(\mathbf{P}'_e - \mathbf{P}_e)^2$$

unter Berücksichtigung von $m \ll E'_e$ auf

$$(2.15) \quad Q^2 = 2mE'_e.$$

Das maximale Q^2 der Reaktion ergibt sich offenbar nach Gleichung (2.15), wenn dort $E'_e = E'_{e \max}$ maximal gewählt wird. $E'_{e \max}$ ergibt sich aus (2.6) für $\Theta_e = 0$ (unter Berücksichtigung von $m^2 \ll M^2$) zu

$$(2.16) \quad E'_{e \max} = \frac{2m^2E_{\Sigma} + 2mE_{\Sigma}^2 - 2mM^2}{M^2 + 2mE_{\Sigma}}$$

Einsetzen dieses Ausdrucks in (2.15) ergibt unter Berücksichtigung von $m \ll E_{\Sigma}$, $M^2 \ll E_{\Sigma}^2$ und $m \ll E_e$ die einfache Beziehung

$$(2.17) \quad Q_{\max}^2 = \frac{4m^2E_{\Sigma}^2}{M^2 + 2mE_{\Sigma}}$$

Das Quadrat der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie s ist gegeben durch

$$(2.18) \quad s = (\mathbf{P}_{\Sigma} + \mathbf{P}_e)^2,$$

woraus sich wegen $m^2 \ll M^2$ ergibt:

$$(2.19) \quad s = M^2 + 2mE_{\Sigma}$$

Die Werte, welche sich für die verschiedenen Strahlteilchen ergeben, sind in Tab. 2.1 aufgelistet.

Teilchen	$\sqrt{s} [GeV]$	$Q_{\max}^2 [(GeV/c)^2]$
π^-	0.597	0.318
Σ^-	1.331	0.064
Ξ^-	1.443	0.054
Ω^-	1.770	0.036

Tab. 2.1: Viererimpulsübertrag und Schwerpunktsenergie beim e^- -Stoßprozess für die verschiedenen Strahlteilchen.

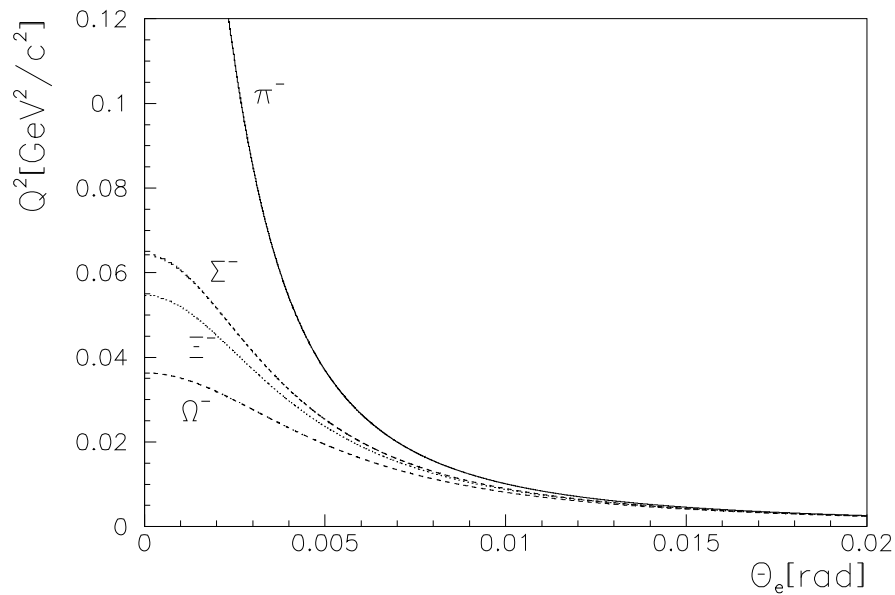


Abb. 2.4: Abhängigkeit der lorentzinvarianten Variablen Q^2 vom Streuwinkel des Elektrons.

2.2 Der differentielle Streuquerschnitt

Es soll im folgenden der differentielle Streuquerschnitt der elastischen Σ^-e^- -Streuung hergeleitet werden. Zunächst wird hierzu die Streuung eines Elektrons an einem Potential betrachtet, anschließend wird das Problem im Rahmen des Streumatrix-Formalismus behandelt [45].

2.2.1 Elektronstreuung an einem Potential

Die S-Matrix ist in erster Ordnung Störungstheorie durch

$$(2.20) \quad S = 1 - i \int dt H(t)$$

gegeben, wobei sich die Wechselwirkungs-Hamilton-Funktion $H(t)$ durch ein dreidimensionales Integral über eine Hamilton-Dichte \mathcal{H} ausdrücken läßt:

$$(2.21) \quad H(t) = \int d^3\mathbf{r} \mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$$

Im Falle der Elektronstreuung an einem externen Potential hat die Hamilton-Dichte die Form

$$(2.22) \quad \mathcal{H}(\mathbf{r}, t) = -j_\mu(\mathbf{r}, t) A^\mu(\mathbf{r}),$$

wobei

$$(2.23) \quad j_\mu(\mathbf{r}, t) = \frac{ie}{2} [\bar{\Psi}, \gamma_\mu \Psi]$$

der Operator des Elektronstromes ist, während das Vektorpotential

$$(2.24) \quad A(\mathbf{r}) = (V(\mathbf{r}), 0)$$

das externe Potential $V(\mathbf{r})$ beschreibt, das hier durch eine Punktladung

$$(2.25) \quad V(\mathbf{r}) = -e\delta(r)$$

gegeben sein soll. Das interessierende Streumatrix-Element ist $\langle p'|S|p \rangle$ mit den Impulseigenzuständen $|p \rangle$ und $|p' \rangle$ des Elektrons vor bzw. nach dem Streuvorgang. Es ist

$$(2.26) \quad \langle p'|S|p \rangle = i \int d^3\mathbf{r} dt A^\mu(\mathbf{r}) \langle p'|j_\mu(\mathbf{r}, t)|p \rangle,$$

was nach Integration die Form

$$(2.27) \quad \langle p'|S|p \rangle = -\frac{2\pi e}{V} \delta(E - E') \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p) A^\mu(p - p')$$

mit den Dirac-Spinoren $u(p)$ und $\bar{u}(p')$ des ein- und auslaufenden Elektrons erhält. Nach Mittelung über die Spins des einlaufenden und Summierung über die Spins des auslaufenden Elektrons ergibt sich für den differentiellen Streuquerschnitt der Ausdruck

$$(2.28) \quad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 (s - m^2 - M^2)^2 - M^2 Q^2}{Q^4 4M^2(E^2 - M^2)},$$

der aufgrund der Beziehung $s = m^2 + M^2 + 2Em$ lorentzinvariant ist. Im Grenzfall $Q^2 \gg m^2$ und $E \gg m$ ergibt sich hieraus der Mott-Streuquerschnitt

$$(2.29) \quad \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{mott} = \frac{4\pi\alpha^2 (s - M^2)^2 - M^2 Q^2}{Q^4 (s - M^2)^2}.$$

Ist das Potential 2.25 durch eine ausgedehnte Ladungsverteilung $\rho(r) = -ef(r)$ definiert,

$$(2.30) \quad \Delta V(r) = -\rho(r),$$

so ergibt sich stattdessen

$$(2.31) \quad \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right) = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{mott} |\tilde{f}(Q^2)|^2,$$

d.h. der Streuquerschnitt wird mit dem Absolutquadrat der Fouriertransformierten der Ladungsdichteverteilung modifiziert.

2.2.2 Elektronstreuung an einem ausgedehnten Teilchen mit Spin

Potentialstreuung beschreibt den Prozeß der Teilchen-Teilchen-Streuung nur unzureichend. Zum einen besitzen geladene Teilchen im allgemeinen auch ein magnetisches Moment, so daß die Raumkomponenten des Vektorpotentials (2.24) nicht verschwinden,

und zum anderen erfährt das zweite Teilchen einen Rückstoß, d. h., es nimmt Energie auf, was im Widerspruch zu Gleichung (2.27) steht.

Zur Herleitung des differentiellen Streuquerschnittes für die elastische Streuung eines Elektrons an einem ausgedehnten Teilchen mit Spin kann man letzteres zunächst als Dirac-Teilchen auffassen. Das S-Matrixelement ist dann gegeben durch $\langle p'q'|S|pq\rangle$ mit gemeinsamen Impulseigenzuständen $|pq\rangle$ und $|p'q'\rangle$ der einlaufenden und auslaufenden Fermionen. Es ergibt sich

$$(2.32) \quad \langle p'q'|S|pq\rangle = \frac{(2\pi)^4 i e^2}{V^2} \delta(q+p-q'-p') \frac{\bar{u}_e(p') \gamma_\mu u_e(p) \bar{u}_\Sigma(q') \gamma_\mu u_\Sigma(q)}{(p-p')^2},$$

was sich von Gleichung (2.27) durch eine Delta-Funktion unterscheidet, welche die Erhaltung von Energie und Impuls beschreibt. Des weiteren ist hier das Vektorpotential durch den Ausdruck

$$(2.33) \quad A_\mu(p-p') \rightarrow \frac{-ie \bar{u}_\Sigma(q') \gamma_\mu u_\Sigma(q)}{V (p-p')^2}$$

ersetzt, welcher das Vektorpotential beschreibt, das von dem gestreuten Σ^- erzeugt wird. Bisher beschreibt diese Gleichung exakt die Streuung zweier punktförmiger Fermionen. Dem anomalen magnetischen Moment κ des Σ^- kann durch die Einführung eines weiteren Terms in Gleichung (2.32) Rechnung getragen werden:

$$(2.34) \quad A^\mu(p-p') \rightarrow \frac{ie}{V(p-p')^2} \bar{u}_\Sigma(q') \left(-\gamma_\mu + \kappa \frac{p_\nu - p'_\nu}{2M} \sigma_{\mu\nu} \right) u_\Sigma(q)$$

Hierbei bezeichnet $\sigma_{\mu\nu}$ die Spinmatrizen. Die endliche Ausdehnung des Σ^- kann berücksichtigt werden durch das Einführen zweier skalarer Größen $F_i(Q^2)$ ('Formfaktoren'):

$$(2.35) \quad A^\mu(p-p') \rightarrow \frac{ie}{V(p-p')^2} \bar{u}_\Sigma(q') \left(\gamma_\mu F_1 + \kappa \frac{p_\nu - p'_\nu}{2M} \sigma_{\mu\nu} F_2 \right) u_\Sigma(q)$$

Für $Q^2 \rightarrow 0$ muß diese Gleichung in Gleichung (2.34) übergehen, so daß gelten muß

$$(2.36) \quad F_1(0) = -1$$

und

$$(2.37) \quad F_2(0) = 1.$$

Gleichung (2.32) führt zum differentiellen Streuquerschnitt [56]

$$(2.38) \quad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 (s-M^2)^2 - sQ^2}{Q^4 (s-M^2)^2} F^2(Q^2)$$

mit

$$(2.39) \quad F^2(Q^2) = \left(F_1^2 + \frac{Q^2}{4M^2} \kappa^2 F_2^2 + \frac{Q^4}{2((s-M^2)^2 - sQ^2)} (F_1 + \kappa F_2)^2 \right).$$

Durch

$$(2.40) \quad G_e = F_1 - \frac{Q^2}{4M^2} \kappa F_2$$

und

$$(2.41) \quad G_m = F_1 + \kappa F_2$$

werden Formfaktoren G_e, G_m (Sachs-Formfaktoren [38]) definiert, die zunächst den Vorteil haben, daß in der Gleichung für $F^2(Q^2)$

$$(2.42) \quad F^2(Q^2) = G^2 + \frac{Q^4}{2((s - M^2)^2 - sQ^2)} G_m^2$$

mit

$$(2.43) \quad G^2 = \frac{G_e^2 + \frac{Q^2}{4M^2} G_m^2}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}}$$

kein Mischterm von Formfaktoren mehr auftritt. Für diese Formfaktoren gilt entsprechend

$$(2.44) \quad G_e(0) = -1$$

und

$$(2.45) \quad G_m(0) = \kappa - 1.$$

$G_e(0)$ gibt die Ladung, $G_m(0)$ das magnetische Moment des Σ^- an. Drückt man s durch Meßgrößen aus, so ergibt sich aus 2.38 die Gleichung

$$(2.46) \quad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left(1 - \frac{Q^2}{Q_{max}^2} \right) F^2(Q^2)$$

mit

$$(2.47) \quad F^2(Q^2) = G^2 + \frac{Q^4}{2((2mE)^2 - (2mE + M^2)Q^2)} G_m^2.$$

2.3 Die Formfaktoren

Um den Formfaktoren G_e und G_m eine anschauliche Bedeutung zuweisen zu können, kann man den Streuprozess in dem Koordinatensystem (Breit-System) betrachten, in welchem gilt $p_\Sigma + p'_\Sigma = 0$, d.h. einlaufendes und auslaufendes Σ^- haben entgegengesetzte Impulsvektoren gleichen Betrags. Aus Gleichung (2.35) folgt dann nach einiger Rechnung für den Strom j_μ , welcher das Vektorpotential A_μ gemäß $\Delta A_\mu = j_\mu$ verursacht:

$$(2.48) \quad \rho = j_0 = \frac{eM}{VE} \delta_{ss'} G_e$$

$$(2.49) \quad j_k = \frac{ie}{VE} (p \times \langle \sigma \rangle)_k G_m$$

Die Deltafunktion ist hier eins, wenn der Spin des ein- und auslaufenden Σ^- parallel stehen, und ansonsten Null. Da ein negatives Diraceteilchen offensichtlich dieselbe Ladungs- und Stromdichte mit $G_e \equiv G_m \equiv -1$ besitzt, können G_e und G_m als die Verteilungsfunktionen der elektrischen Ladung bzw. des magnetischen Dipolmoments des Teilchens im Impulsraum interpretiert werden. Sie sind daher die Fouriertransformierten der Ortsraumverteilungen von Ladung und magnetischem Moment. Es sei allerdings darauf hingewiesen, daß diese Interpretation nur in dem hier gewählten, sehr speziellen Koordinatensystem zulässig ist.

Im Falle exponentiell abfallender Verteilungen der Ladung und des magnetischen Momentes

$$(2.50) \quad \rho(r) = \rho_0 \cdot e^{-\beta \cdot r}$$

haben beide Formfaktoren Dipolform (wie für das Proton experimentell bestätigt wurde [42])

$$(2.51) \quad G_e(Q^2) = \frac{-1}{\left(1 + \frac{1}{12} \langle r_e^2 \rangle Q^2\right)^2}, \quad G_m(Q^2) = \frac{\kappa - 1}{\left(1 + \frac{1}{12} \langle r_m^2 \rangle Q^2\right)^2},$$

und $\langle r_{e,m}^2 \rangle$ ist der mittlere quadrierte Ladungs- bzw. magnetische Radius des Teilchens (im folgenden der Einfachheit halber kurz elektrischer bzw. magnetischer Radius genannt). Für kleine Q^2 gilt daher

$$(2.52) \quad G_{e,m}(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} \langle r_{e,m}^2 \rangle Q^2 + o(Q^4),$$

so daß sich die Radien aus der Steigung für $Q^2 \rightarrow 0$ ergeben:

$$(2.53) \quad \langle r_{e,m}^2 \rangle = -6 \cdot \left(\frac{dG_{e,m}}{dQ^2} \right)_{Q^2=0}$$

Die Entwicklung des elektromagnetischen Formfaktors (2.47) liefert

$$(2.54) \quad F(Q^2)^2 = 1 - \frac{1}{3} \left[\langle r_e^2 \rangle + \frac{3 [(\kappa - 1)^2 - 1]}{4M^2} \right] Q^2 + o(Q^4),$$

also

$$(2.55) \quad \langle r_e^2 \rangle = -3 \cdot \left(\frac{dF^2}{dQ^2} \right)_{Q^2=0} - \frac{3 [(\kappa - 1)^2 - 1]}{4M^2}.$$

Wegen des kleinen anomalen magnetischen Moments des Σ^- (Es ist $\kappa = -0.16\mu_N$) ist der zweite Summand in der Klammer sehr klein, so daß näherungsweise gilt

$$(2.56) \quad \langle r_e^2 \rangle = -3 \cdot \left(\frac{dF^2}{dQ^2} \right)_{Q^2=0}.$$

2.4 Die Radien der Hadronen

Benutzt man ein nichtrelativistisches Quarkmodell [46] zur Berechnung von Teilchenradien $\langle r_h^2 \rangle_0$, so erhält man Werte, welche systematisch zu niedrig liegen (Tabelle 6.3). Man kann den Konstituentenquarks des Teilchens eine endliche Ausdehnung $\langle r_q^2 \rangle \sim 1/m_q^2$ zuordnen [55], welche der Wolke aus Gluonen und Quark–Antiquark–Paaren Rechnung trägt, die das Quark umgibt. Wichtet man diese Radien mit der Ladung der Quarks, so erhält man einen Beitrag

$$(2.57) \quad \Delta = \sum_q e_q \cdot \langle r_q^2 \rangle$$

zur elektromagnetischen Größe des Teilchens:

$$(2.58) \quad \langle r_h^2 \rangle = \langle r_h^2 \rangle_0 + \Delta.$$

Teilchen	$\langle r^2 \rangle_{exp}$	$\langle r_h^2 \rangle_0$	Δ	$\langle r_h^2 \rangle$	$\langle r_{bag}^2 \rangle$	$\langle r_{vdm}^2 \rangle$
p^+	0.67 ± 0.02	0.27	0.40	0.67	0.53	0.40
Σ^-	?	0.24	0.31	0.55	0.49	0.34
π^-	0.44 ± 0.01	0.14	0.40	0.54	0.24	0.40
Ξ^-	?	0.21	0.23	0.44	0.46	0.29
K^-	0.34 ± 0.05	0.13	0.27	0.40	0.21	0.32
Ω^-	?	0.18	0.14	0.32	0.51	?

Tab. 2.2: Experimentelle und berechnete Werte der Ladungsradien (in fm^2) einiger Hadronen. $\langle r_{bag}^2 \rangle$ und $\langle r_{vdm}^2 \rangle$ sind die Werte, die das relativistische Bag–Modell und das Vektordominanzmodell vorhersagen.

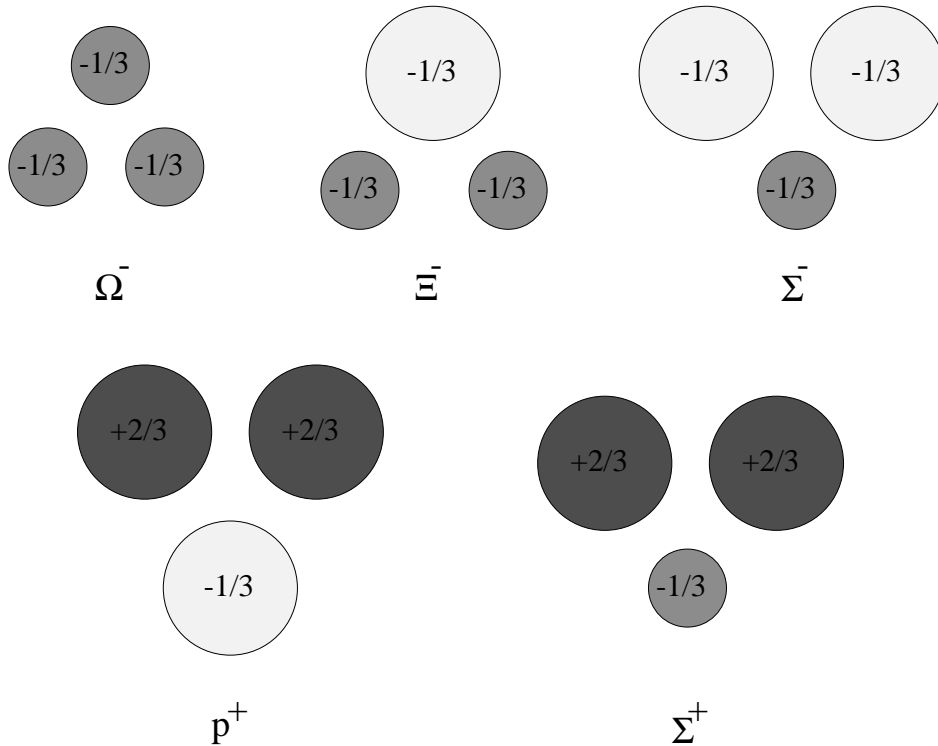


Abb. 2.5: Schematische Darstellung des Quarkinhaltes von Hyperonen und des Protons. Das Bild veranschaulicht, wie die negativen Hyperonen mit zunehmender S-Quantenzahl kleiner werden, während das Σ^+ aufgrund des Strange-Quarks elektromagnetisch größer ist als das Proton.

Die Summation (2.57) erfolgt über alle Quarks des Teilchens, wobei e_q ihre Ladung bezeichnet. Benutzt man den bekannten Proton-Radius, um die Parameter dieser Theorie zu fixieren, so kann man Vorhersagen für die Ladungsradien

$$(2.59) \quad \langle r_h^2 \rangle = \langle r_h^2 \rangle_0 + \Delta$$

anderer Hadronen machen.

Tabelle 2.2 zeigt die so vorhergesagten Radien sowie zum Vergleich die experimentellen Ladungsradien [14] [4] [3] sowie die Radien, welche das relativistische Bag-Modell [36] und das Vektordominanzmodell [54] vorhersagen. Beim Betrachten der Tabelle fällt auf, daß die Hyperonen mit zunehmender Strangeness kleiner werden. Dies gilt aber nicht für das Σ^+ . Wie in Abb. 2.5 veranschaulicht, unterscheidet sich das Σ^+ vom Proton dadurch, daß ein ('großes') d-Quark durch ein ('kleines') s-Quark ersetzt ist. Dieses gleicht weniger stark die positiven Ladungen der beiden u-Quarks aus, wodurch das Teilchen elektromagnetisch größer erscheint. Die Vorhersage für den Radius des Σ^+ ist 0.77fm^2 .

Die Idee, welche dem hier verwendeten Modell zugrundeliegt, ist, daß es im Hadron zunächst eine sehr starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und der sie umgebenden

Wolke aus Gluonen und Quark–Antiquarkpaaren gibt, welche durch die Quantenchromodynamik beschrieben wird und die es erlaubt, von einem Konstituentenquark mit einem Radius $\langle r_q^2 \rangle$ zu sprechen. Zudem existiert eine schwächere Wechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks, welche durch Potentialmodelle beschrieben werden kann.

Dies zeigt, daß man aus der Messung der elektromagnetischen Radien ebenso wie aus der Messung der Spektren und magnetischen Momente Aufschluß über die innere Struktur dieser Teilchen erhält.

2.5 Wechselwirkungsrate und totaler Streuquerschnitt

Die Wechselwirkungsrate \dot{N} eines Strahls der Teilchenrate \dot{S} in einem Target der Tiefe l und der Teilchendichte ρ_T ist gegeben durch

$$(2.60) \quad \dot{N} = \dot{S} \cdot \sigma \cdot \rho_T \cdot l,$$

wobei σ den totalen Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion bezeichnet. Im folgenden werden Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit den Target–Kernen, –Nukleonen und –Elektronen betrachtet, für deren Wechselwirkungsraten sich unterschiedliche Ausdrücke ergeben.

1. Wechselwirkungen mit den Target–Kernen

Die Teilchendichte ist hier gegeben durch

$$(2.61) \quad \rho_T = \frac{\rho}{m_K},$$

wobei ρ die Massendichte des Targets und m_K die Kernmasse bezeichnet, die sich durch die Massenzahl A des Targets und die atomare Masseneinheit u nach $m_K = A \cdot u$ ausdrücken läßt. Aus Gleichung (2.59) folgt daher

$$(2.62) \quad \dot{N}_K = \dot{S} \cdot \sigma_K \cdot \frac{\rho \cdot l}{A \cdot u}.$$

2. Wechselwirkungen mit den Target–Nukleonen

Es gilt in diesem Fall offensichtlich

$$(2.63) \quad \rho_T = \frac{\rho}{m_N},$$

mit der Nukleonenmasse $m_N = u$, also

$$(2.64) \quad \dot{N}_N = \dot{S} \cdot \sigma_h \cdot \frac{\rho \cdot l}{u},$$

3. Wechselwirkungen mit den Target–Elektronen

Da mit jedem vorhandenen Target–Kern auch Z Target–Elektronen existieren, ist Gleichung (2.61) durch die Ladungszahl Z des Targetmaterials zu modifizieren, so daß gilt

$$(2.65) \quad \dot{N}_{el} = \dot{S} \cdot \sigma_{el} \cdot \frac{Z \cdot \rho \cdot l}{A \cdot u}.$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{el} für die elastische Streuung an Target–Elektronen ergibt sich hierbei durch Integration der Gleichung (2.46).

3 Das Hyperonenstrahlexperiment WA89 am CERN

WA89 ist ein Hyperonenstrahlexperiment am SPS-Ring des CERN, welches vorrangig mit dem Ziel konzipiert wurde, das Studium der Produktion, der Spektroskopie sowie des Zerfalls von Baryonen mit Charminhalt zu ermöglichen sowie die Untersuchung des $U(3100)$, eines Sechsquarkzustands, der vom Vorgängerexperiment WA62 beobachtet worden war, zu erlauben. Es soll im folgenden dieser physikalische Hintergrund näher erläutert sowie auf weitere Aspekte des Experimentes eingegangen werden, bevor dann mit dieser Motivation der Aufbau des Detektorsystems vorgestellt wird.

In Kapitel 5 wird dann dargestellt, wie mit im wesentlichen demselben experimentellen Aufbau $\Sigma^- e^-$ -Streuung untersucht werden kann sowie welche Probleme hierbei bestehen.

3.1 Die physikalische Zielsetzung des Experiments

3.1.1 Baryonen mit Charminhalt

Hauptgegenstand der Untersuchungen der WA89-Kollaboration [65] sind Charm-Baryonen wie das Ξ_c^+ mit Quarkinhalt (csd) [1] [64].

Das Hyperonenstrahlexperiment untersucht

- **Produktionseigenschaften:** Zum einen kann aufgrund des Strange-Quarks, welches das Strahlteilchen (vor allem Σ^-) in sich trägt, erwartet werden, daß der Produktionsquerschnitt für Charm-Baryonen mit Strangeness (wie des Ξ_c^0 (csd)) in der Vorwärtsrichtung erheblich höher liegt als bei der Verwendung eines Protonen- oder Photonenstrahls [29].
Ein weiterer interessanter Punkt ist die Untersuchung des 'Leading Particle'-Effekts. Hiermit ist gemeint, daß vor allem in der Vorwärtsrichtung bevorzugt solche Endzustände auftreten, die ein oder mehrere Quarks mit dem Strahlteilchen gemeinsam haben. Dies sollte sich z. B. in einer Asymmetrie in der Produktion von Σ_c^0 (cdd) gegenüber Σ_c^{++} (cuu) ausdrücken.
- **Spektroskopie:** Im Grundzustand besitzen Ξ_c^0 und Ξ_c^+ Spin und Parität $J^p = \frac{1}{2}^+$, und die leichten Quarks befinden sich in einem antisymmetrischen Spinzustand. Theoretisch sollte es Anregungszustände Ξ_c^{0*} bzw. Ξ_c^{+*} , die ebenfalls $J^p = \frac{1}{2}^+$ besitzen und bei welchen sich die leichten Quarks sich in einem symmetrischen Spinzustand befinden. Andere Anregungszustände dieser Teilchen Ξ_c^{0**} bzw. Ξ_c^{+**} haben $J^p = \frac{3}{2}^+$ und entsprechend eine symmetrische Wellenfunktion. WA89 sucht nach den Zerfällen dieser verschiedenen Anregungszustände in $\Xi \pi^0$ oder $\Xi \gamma$.
- **Zerfall:** Zum einen ist WA89 an der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen beim Zerfall von Baryonen mit Charminhalt interessiert, zum anderen ist die Messung der mittleren Lebensdauern τ dieser Teilchen von großem Interesse. Diese Lebensdauern variieren innerhalb des sehr großen Intervalls zwischen $\tau_{\Xi_c^+} = 300\text{fs}$ und $\tau_{\Omega_c} = 55\text{fs}$, was den Einfluß der starken Wechselwirkung auf den schwachen Zerfall widerspiegelt.

3.1.2 Exotika

Als exotische Zustände bezeichnet man Farbsingulets, die aus mehr als drei Quarks bestehen. Aufgrund der Verwendung eines Hyperonenstrahls zur Teilchenproduktion eignet sich das Experiment ausgezeichnet zur Suche nach diversen Multiquarkzuständen mit Strangeness. Konkretes Interesse gilt insbesondere dem $U(3100)$ ($s\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). Dieses Teilchen wurde zuerst vom Experiment WA62 [28] [60] [59] in den Zerfallskanälen $U^+ \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+$, $U^0 \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+ \pi^-$ und $U^- \rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$, später von BIS-2 beobachtet. Eine Bestätigung der Existenz dieses Teilchens durch andere Experimente ist von großer Wichtigkeit.

Weitere Exotika, denen die Aufmerksamkeit gilt, sind das Pentaquark P ($c\bar{q}qqq$) sowie das Dibaryon H ($udsuds$) [44] [53], das, abhängig von seiner Masse, stark nach $H \rightarrow \Lambda \Lambda$ ($m(H) \geq 2 \cdot m(\Lambda)$) oder schwach nach $H \rightarrow \Sigma^- p$ oder $H \rightarrow \Lambda n$ ($m(H) < 2 \cdot m(\Lambda)$) zerfallen sollte.

3.1.3 Polarisation von Hyperonen

Aufgrund des vorhandenen Hyperonenstrahls werden im Target mit hoher Statistik Hyperonen wie Σ^- oder Λ^0 inklusiv erzeugt. Die Messung der Asymmetrien bei ihrem schwachen Zerfall erlaubt die Bestimmung ihrer Polarisation. Diese ist von hohem Interesse, da sie Aufschluß über die Mechanismen während der Produktion dieser Teilchen erlaubt.

3.2 Das Detektorsystem

Der Hyperonenstrahl wird mit einem 450 GeV-Protonenstrahl des SPS-Rings in einem Be-Target erzeugt. In einem Magnetkanal werden aus den Wechselwirkungsprodukten negative Teilchen mit einem Impuls von 330 ± 23 GeV/c ausselektiert. Der so extrahierte Sekundärstrahl besteht vorwiegend aus π^- (66%) und Σ^- (33%). Ein Übergangsstrahlungsdetektor (Strahl-TRD) wird dazu benutzt, die Pionen des Strahls bereits auf dem Trigger-niveau zu unterdrücken. 14 Ebenen von Siliziumdetektoren vor dem Target dienen der Strahlfindung, 23 weitere Ebenen erlauben die Rekonstruktion von Teilchenspuren jenseits des Targets. Das Target selbst besteht aus Kupfer und Kohlenstoff und ist 4.4% einer Wechselwirkungslänge tief. Ein zweiter Übergangsstrahlungsdetektor (MSGC-TRD), der die Übergangsstrahlung in Gasmikrostreifendetektoren (MSGCs) nachweist, wird unterhalb der Siliziumdetektoren zur Identifikation von Elektronen eingesetzt. Die Impulse der den Detektor durchfliegenden Teilchen werden in einem Spektrometer (Ω -Spektrometer) gemessen, einem supraleitenden Magneten mit einem Feldintegral von 7.2Tm, in dem sich 38 Drahtkammern befinden. Zwischen der Targetregion und dem Ω -Spektrometer befindet sich eine etwa 8 Meter lange Zerfallsregion mit 60 Drift- und Proportionalkammern, die es erlaubt, Hyperonen anhand ihres Zerfalls zu identifizieren. Jenseits des Spektrometers befindet sich ein Ringabbildender Tscherenkow-Zähler zur Identifikation von Protonen, Kaonen und Pionen, ein Bleiglaskalorimeter zum Nachweis von Photonen und Elektronen sowie ein Hadronisches Kalorimeter zur Identifikation von Neutronen.

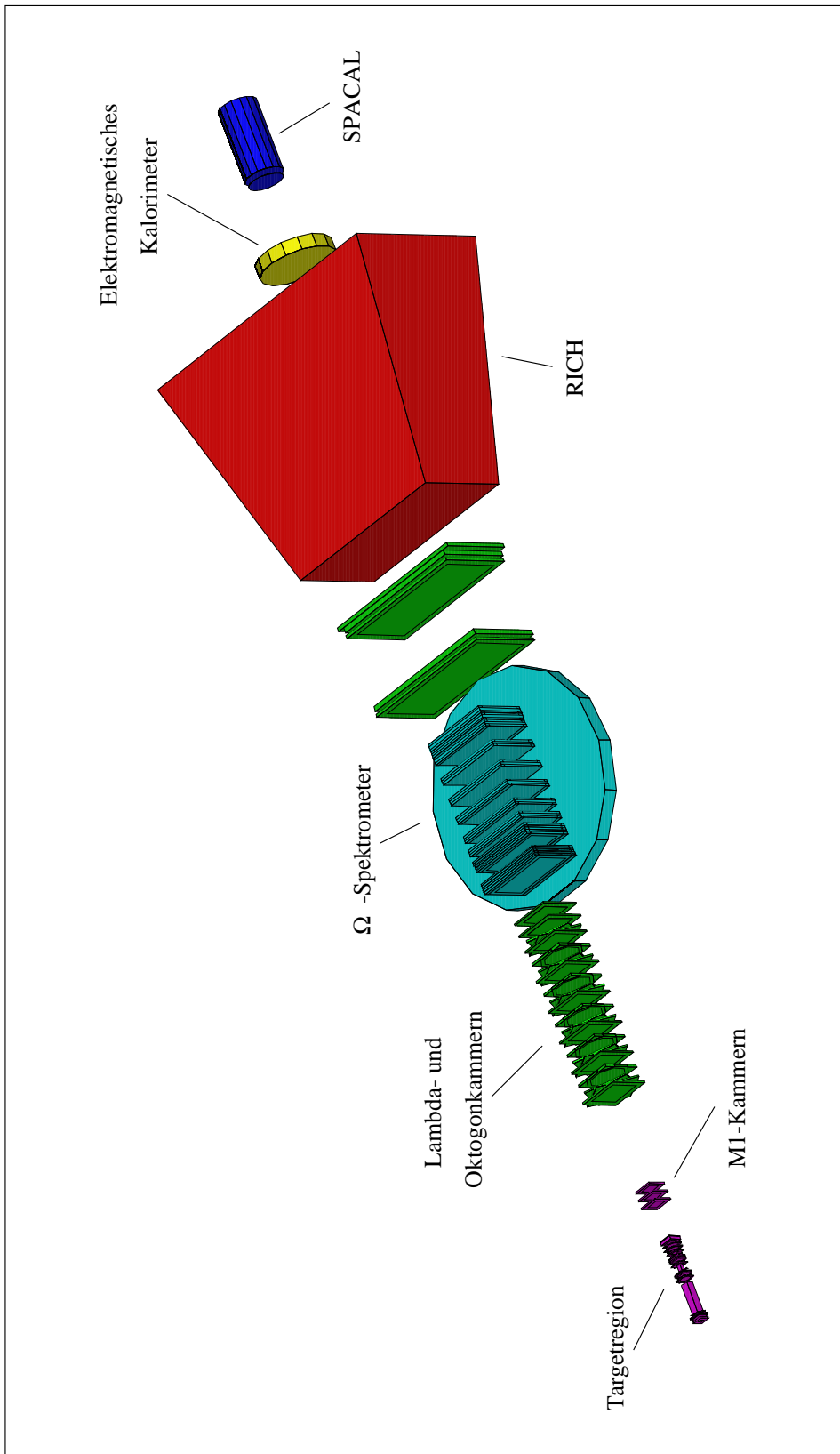


Abb. 3.1: Aufbau des WA89-Experimentes in der Strahlzeit 1994

3.2.1 Der Hyperonenstrahl

Die Verwendung eines Baryonenstrahls zur Erzeugung von Baryonen mit Charm hat den wichtigen Vorteil erheblich höherer Produktionsquerschnitte als im Falle eines Mesonenstrahls, darüberhinaus ist aufgrund der im Hyperonenstrahl enthaltenen Strangeness der Produktionsquerschnitt für Baryonen mit Charm, die zudem auch ein Strange-Quark in sich tragen, erheblich höher als bei der Verwendung eines Protonenstrahls. Das Problem eines Hyperonenstrahls ist die kurze mittlere Lebensdauer der Teilchen (Tabelle 3.1), welche keine lange Strahlführung zuläßt.

Die Wahl eines negativen Hyperonenstrahles bringt den Vorteil mit sich, daß dieser neben Σ^- auch Ξ^- und Ω^- , also auch Teilchen mit größerer S-Quantenzahl enthält, während ein positiver Strahl nur Σ^+ enthielte, deren Lebensdauer zudem nur halb so groß wie die des Σ^- ist (Tabelle 3.2.1). Ein weiteres großes Problem wäre die sehr hohe Protonenkontamination aufgrund der Erzeugung des Strahls mit einem Protonen-Primärstrahl.

Vom SPS-Ring werden im 14.7s-Zyklus in einem 2.5s andauernden 'Spill' $5 \cdot 10^{10}$ Protonen mit einem Impuls von $p_0=450\text{GeV}/c$ extrahiert und treffen, nachdem sie durch einen Dipolmagneten aus der Horizontalen nach unten gelenkt wurden, auf das Produktionstarget [41] [40], einen Be-Stab von 40cm Länge mit einem Durchmesser von 2mm. Der nachfolgende Magnetkanal (Abbildung 3.2), der den Impulsfilter darstellt, besteht aus drei Dipolmagneten mit je 8.4Tm Feldintegral. Die Wände des Kanals bestehen aus Wolfram, einem guten Absorbermaterial, welches die Rückstreuung von Teilchen mit falschem Impuls minimiert. Zudem existieren mehrere Taschen in den Kanalwänden, die auftreffende Teilchen absorbieren und deren Geometrie verhindert, daß Teilchen, die in einem Absorptionsprozess innerhalb der Tasche erzeugt werden, in den Kanal gelangen und den Strahl kontaminieren können.

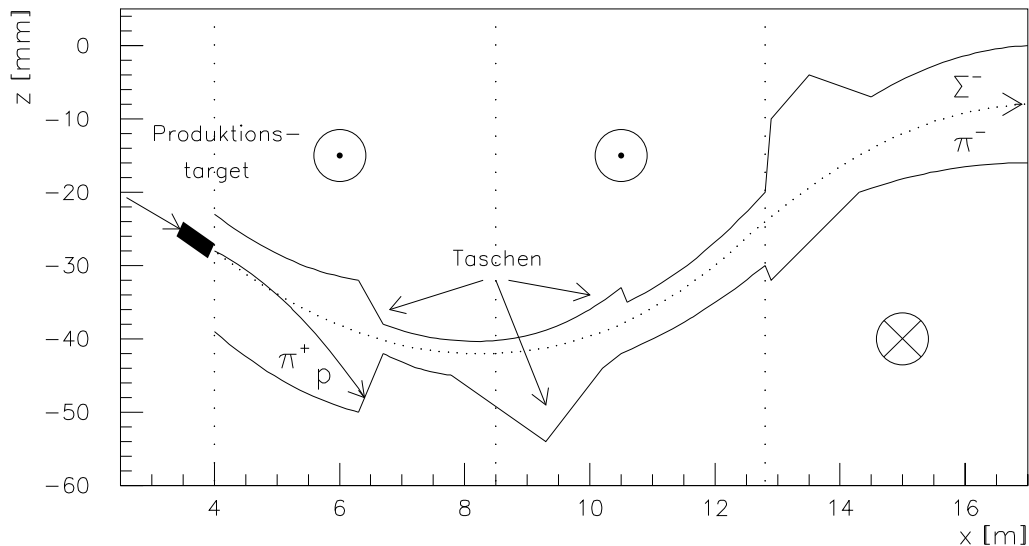


Abb. 3.2: Seitenansicht des Hyperonenkanals. Man erkennt die Taschen zur Absorption von ungewünschten Teilchen. Zu beachten sind die stark unterschiedlichen Skalierungen in x- und z-Richtung.

Die ersten beiden Magneten lenken die negativen Teilchen nach oben, während der dritte Magnet entgegengesetzte Polarität besitzt und den entstehenden Sekundärstrahl in die Horizontale lenkt, woraufhin er nach 3.5m weiterer Flugstrecke auf das Experimentiertarget trifft. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der Hyperonen werden keine Quadrupolmagnete zur Strahlfokussierung verwendet, da dies die Strahlführung verlängern würde. Der Öffnungswinkel des Strahles beträgt vertikal $\pm 0.6\text{mrad}$ und horizontal $\pm 1.0\text{mrad}$. Am Experimentiertarget hat der Hyperonenstrahl einen Querschnitt von $2 \times 3\text{cm}$.

Hyperon	τ [s]	l[m]
Σ^-	$1.48 \cdot 10^{-10}$	12.2
Ξ^-	$1.64 \cdot 10^{-10}$	12.3
Ω^-	$0.82 \cdot 10^{-10}$	4.9
Σ^+	$0.80 \cdot 10^{-10}$	6.6

Tab. 3.1: Lebensdauer τ geladener Hyperonen und ihr mittlerer Flugweg l bei einem Impuls von $330\text{GeV}/c$

Die Wahl eines Impulses von $p=330\text{GeV}/c$ (mit einer Impulsbreite von etwa 7% , die durch den Querschnitt des Magnetkanals bestimmt ist) stellt einen Kompromiß dar zwischen hoher Strahlintensität und günstigem Verhältnis der Produktionsquerschnitte für Hyperonen σ_H zum Produktionsquerschnitt für Pionen σ_{π^-} . Während σ_H/σ_{π^-} exponentiell mit p/p_0 wächst (Abbildung 3.3), gehen beide Produktionsquerschnitte für $p \rightarrow p_0$ gegen Null (Abbildung 3.4). Beim gewählten Impuls gelangen in jedem Spill $5 \cdot 10^5$ Teilchen auf das Experimentiertarget, und dies sind zu etwa 66% π^- , 33% Σ^- , 1% Ξ^- und etwa 0.1% Ω^- .

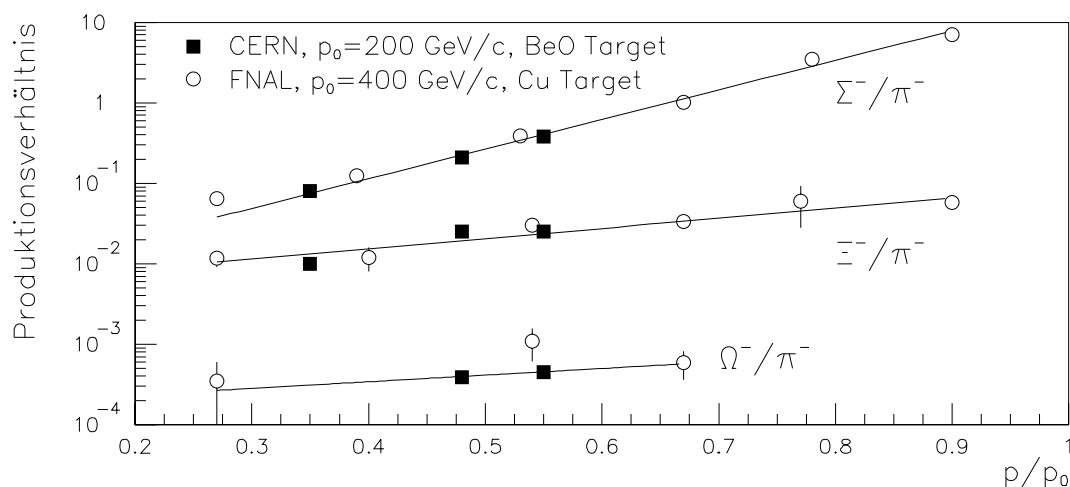


Abb. 3.3: Produktionsverhältnisse von Hyperonen zu Pionen. Die Daten stammen vom CERN sowie vom Hyperonenstrahl des Fermi National Accelerator Laboratory. Offenbar wachsen die Produktionsverhältnisse exponentiell mit p/p_0 , während eine Abhängigkeit vom Impuls des Primärstrahls p/p_0 oder vom Targetmaterial nicht erkennbar ist.

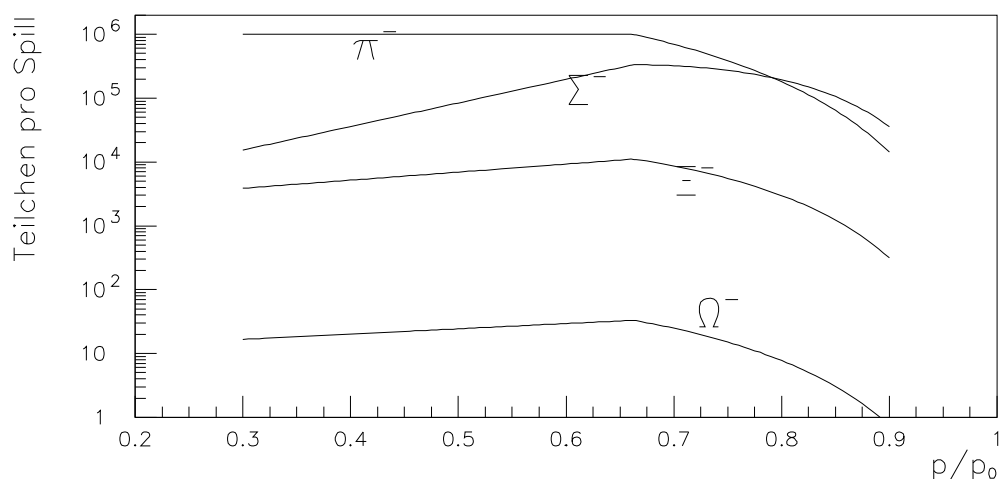


Abb. 3.4: Zahl der Strahlteilchen des Hyperonenstrahls pro SPS–Spill.

3.2.2 Das Strahlhodoskop

Der Strahlimpuls wird über die Messung des Radius der Hyperonenbahn im Magnetkanal bestimmt. Hierzu wird die z-Position des Strahlteilchens am Eingang und Ausgang des dritten Magneten gemessen. Während die Messung der Position am Kanalausgang durch die Strahl-Siliziumdetektoren geschieht, muß seine z-Position am Eingang des dritten Magneten mittels eines Detektors gemessen werden, welcher der hier herrschenden sehr hohen Strahlungsbelastung durch Zerfalls- und Wechselwirkungsprodukte aus Reaktionen von Teilchen mit den Kanalwänden standhalten kann. Während Drahtkammern bei hoher Strahlenbelastung aufgrund von Raumladungseffekten nicht funktionieren und sehr schnell Alterungseffekte aufweisen und auch Siliziumdetektoren bei derartiger Belastung sehr schnell Effizienzeinbußen zeigen, weisen Szintillatoren die erforderliche Strahlungshärte auf.

Ein Kanal des verwendeten Szintillatorhodoskops (Abbildung 3.5) besteht aus drei hintereinanderliegenden Fasern mit einem Querschnitt von je $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Die Fasern sind mit einem Material ummantelt, dessen Brechungsindex sich von dem der Fasern unterscheidet und das der Faser hierdurch ihre lichtleitende Eigenschaft verleiht. Die drei Fasern sind gemeinsam an einen Lichtleiter aus Plexiglas gekoppelt, der das Szintillationslicht etwa einen Meter weit zu einem Photomultiplier führt, der außerhalb des Magnetfeldes positioniert sein muß. Das gemeinsame Auslesen von drei Fasern stellt eine ausreichend hohe Lichtausbeute sicher.

Das Hodoskop besteht aus 2 Gruppen von je 64 Kanälen, die in zwei um $250 \mu\text{m}$ zueinander verschobenen Reihen von je 32 Kanälen angeordnet sind (ebenfalls Abbildung 3.5). Auf diese Weise wird ein Kanalabstand von $250 \mu\text{m}$ realisiert. Die 64 Kanäle einer Gruppe werden durch einen einzelnen Photomultiplier mit einer segmentierten Anode von 64 Pixeln ausgelesen.

Um Übersprechen ('Crosstalk') durch das Gelangen von Szintillationslicht von einer Lichtleiterfaser in eine benachbarte zu verhindern, sind die einzelnen Fasern des Lichtleiters durch einen schwarzen Plastikschlauch ummantelt.

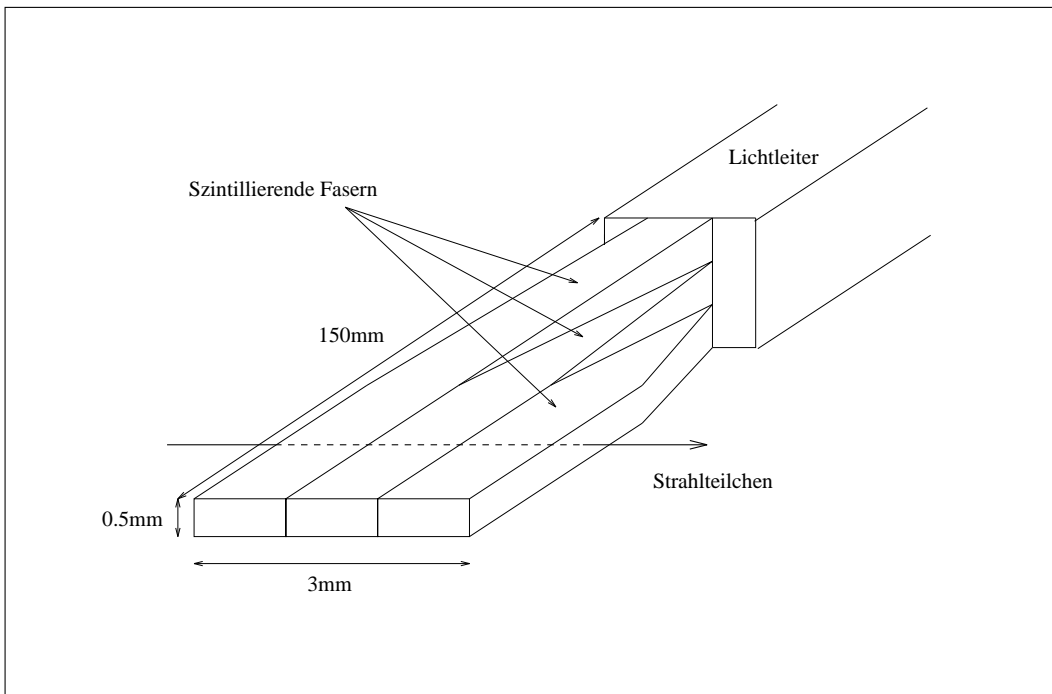
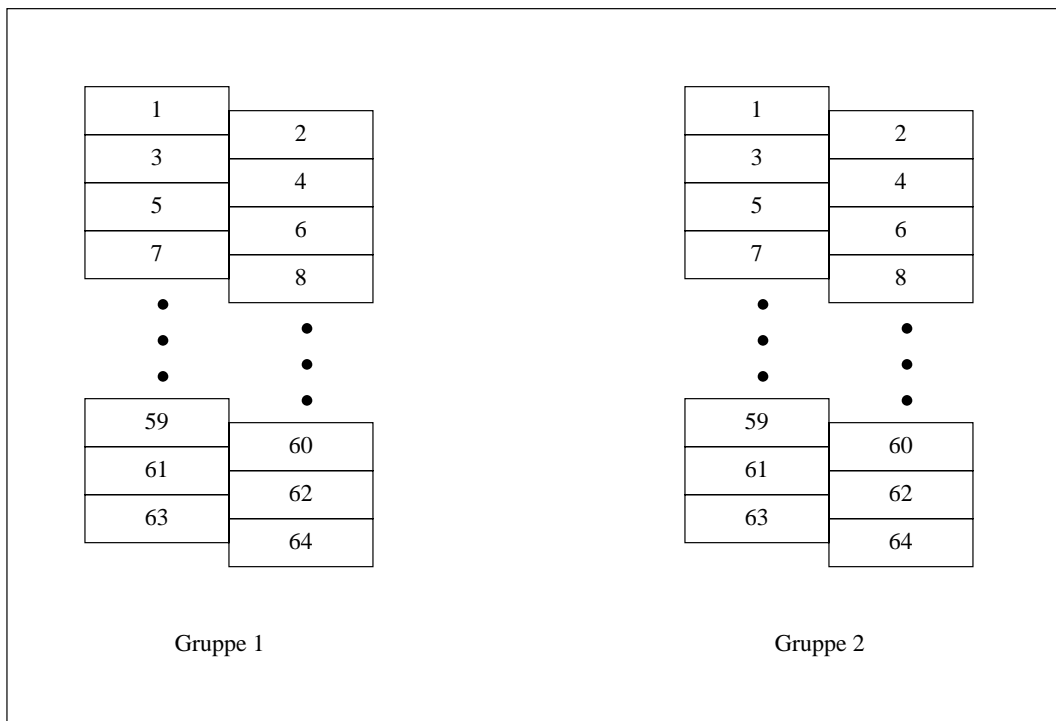


Abb. 3.5: Oben: Kanal des Strahlhodoskops. Das offene Ende der Fasern ist mit einer Aluminiumschicht verspiegelt, um den Austritt von Szintillationslicht zu vermeiden. Unten: Anordnung der 2x64 Kanäle des Strahlhodoskops.



Übersprechen zwischen Nachbarkanälen innerhalb des Photomultipliers wird dadurch ausgeschaltet, daß die Fasern benachbarter Kanäle mit Pixeln des Photomultipliers ausgelesen werden, welche nicht benachbart sind.

Aufgrund von Ineffizienzen werden innerhalb einer 64er Gruppen nicht immer zwei Kanäle getroffen. Wird ein einzelner Kanal getroffen, so redet man von einem 'Hit', werden zwei hintereinanderliegende getroffen, von einem 'Cluster'. Die Zuordnung eines Impulses zu einem Strahlteilchen kann nur dann erfolgen, wenn beide Kanalgruppen zumindest einen Hit aufweisen oder eine Gruppe ein Cluster. Weist nur eine Gruppe einen Hit auf, so erfolgt keine Zuordnung eines Impulses, da in diesem Fall die Möglichkeit von Rauschen vorliegt. Die in dieser Weise definierte Effizienz des Strahlhodoskops betrug in der Strahlzeit 1994 etwa 90% . Die Impulsauflösung dieses Detektors liegt bei etwa 1% .

3.2.3 Der Strahl-Übergangsstrahlungsdetektor

Zur Unterdrückung der im Strahl dominierenden Pionen dient ein Übergangsstrahlungsdetektor [52], der aus 10 Radiator-Detektorpaaren besteht. Zum Phänomen der Übergangsstrahlung und der Funktionsweise von Übergangsstrahlungsdetektoren siehe Kapitel 4. Jeder Detektor besteht aus zwei je 4mm tiefen Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) mit 30 Anodendrähten, welche im 2mm-Abstand aufgereiht sind. Die MWPCs werden mit einem Xenon(90%)-Methan(10%)-Gemisch bei einer Hochspannung von etwa 1350V betrieben. Die Gasverstärkung der Detektoren, die einige Tausend beträgt, wird mittels Fe^{55} -Quellen überwacht, die auf den Driftkathoden befestigt sind. Ein Abweichen der gemessenen Gasverstärkung vom Sollwert hat ein automatisches Anpassen der Hochspannung zur Folge.

Das zentrale Element der Ausleseelektronik ist ein Verstärker-Diskriminator-Modul, welches die Signale in den Kammern mit zwei anpassbaren Schwellen vergleicht. Die untere Schwelle dient zur Unterdrückung von Rauschen, die obere zum Unterscheiden zwischen reiner Ionisation (Hyperonen) und Ereignissen mit Übergangsstrahlung (Pionen). Alle Signale oberhalb der unteren Schwelle werden digitalisiert und stehen für die Offline-Analyse zur Verfügung. Weisen mehr als 4 Ebenen ein Signal oberhalb der oberen Schwelle auf, so wird ein Veto an die Triggerlogik gesandt. Auf diese Weise werden etwa 90% der Pionen unterdrückt, was die Kontamination auf etwa 20% reduziert. Eine weitere Reduktion der Kontamination geschieht offline durch die Auswertung der Analoginformation der 20 Kammern.

3.2.4 Die Targetregion

Die Strahlfindung geschieht in 7 Siliziumdetektoren unterhalb sowie 7 weiteren Ebenen oberhalb des Strahl-TRDs. Der Streifenabstand (Pitch) dieser Detektoren beträgt 25 bzw. $50\mu\text{m}$. Die Positionierung von Detektoren in drei Projektionen hebt Ambiguitäten bei der Rekonstruktion der Raumspur auf, welche im Falle mehrerer in einer Projektion gefundener Projektionsspuren auftreten.

Das Target besteht aus einer Kupferscheibe von 4mm Dicke sowie drei Kohlenstoff-scheiben (Industriediamant) von je 2.2mm Dicke, was insgesamt 4.4% einer Wechselwirkungslänge darstellt. Zwar würde ein tieferes Target zu einer höheren Wechselwirkungsrate führen, jedoch würde dies Probleme, die durch Vielfachstreuung und

Sekundärwechselwirkungen der erzeugten Teilchen hervorgerufen werden, verstärken. Ein Charmereignis ist durch den Zerfall eines im Wechselwirkungsvertex entstandenen Teilchens nach einer sehr kurzen aber meßbaren Flugstrecke ($\approx 1\text{mm}$) charakterisiert. Eine Sekundärwechselwirkung kann ein Charmereignis vortäuschen. Die Unterscheidung zwischen Produktions- und Zerfallsvertex wird durch Vielfachstreuung, welche die Vertexauflösung beeinträchtigt, erschwert.

Die Segmentation des Targets sowie sein Platzieren in einem mit Helium gefüllten Behälter sorgt dafür, daß die Teilchen, die während einer Wechselwirkung in einer der Targetscheiben entstanden sind, zunächst einige Millimeter durch ein Material geringer Strahlungs- und Wechselwirkungslänge fliegen können, bevor sie dann in der darauffolgenden Targetscheibe der Vielfachstreuung und der Möglichkeit einer Sekundärwechselwirkung ausgesetzt sind. Die Vertexauflösung verbessert sich entsprechend.

Auch die ersten 12 Siliziumdetektoren (je $300\ \mu\text{m}$ dick) oberhalb des Cu- und C-Targets dienen als Target. Die Verwendung dreier verschiedener Targetmaterialien erlaubt die Untersuchung von Produktionseigenschaften in Abhängigkeit von der Massenzahl A des Targetmaterials.

Die Messung sehr kurzer Lebensdauern wie $\tau_{\Omega_c} = 55\text{fs}$ erfordert eine ausgezeichnete Rekonstruktion der Teilchenspuren. Zu diesem Zweck existieren unterhalb des Targets 23 Ebenen von Siliziumdetektoren mit Streifenabständen von $25\ \mu\text{m}$ (16 Ebenen) bzw. $50\ \mu\text{m}$ (7 Ebenen).

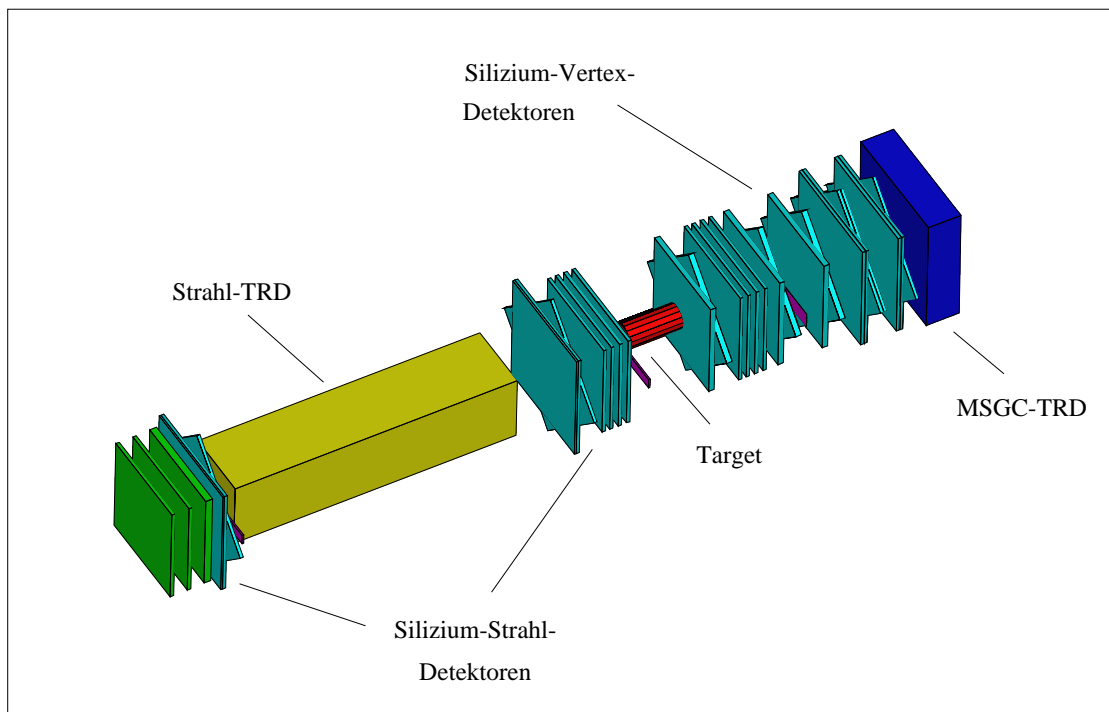


Abb. 3.6: Aufbau der Targetregion in der Strahlzeit 1994

Bei 19 der Detektoren wird der SVX-Chip [66] [63] zur Auslese verwendet. Diese Detektoren besitzen Effizienzen von über 98% und haben des weiteren die positive Eigenschaft, die Analoginformation der einzelnen Kanäle zur Verfügung zu stellen. Diese wird 'offline' zur Verbesserung der digitalen Ortsauflösung von $25\mu\text{m}/\sqrt{12}$ benutzt. Die so erreichte Auflösung beträgt $5\mu\text{m}$ ($25\mu\text{m}$ Pitch) bzw. $10\mu\text{m}$ ($50\mu\text{m}$ Pitch).

Unterhalb der Siliziumdetektoren stehen zwei Ebenen eines Übergangsstrahlungsdetektors zur e^\pm -Identifikation. Sein Aufbau wird in Kapitel 4 ausführlich erklärt.

3.2.5 Die Zerfallsregion

Da die in Charm-Endzuständen auftretenden Hyperonen erst nach einigen Metern Flugstrecke zerfallen, ist das Target 10m vor dem Ω -Spektrometer plaziert. In der so entstehenden 'Zerfallszone' dienen drei Arten von Drahtkammern der Aufzeichnung von Spuren aus Teilchenzerfällen in dieser Region.

Die 'M1-Kammern' sind 3 Sets von MWPCs, die in drei bzw. vier Projektionen Teilchendurchgänge nachweisen. Der Drahtabstand beträgt 1mm, was einer Ortsauflösung von etwa $290\mu\text{m}$ entspricht. Die Effizienzen dieser Detektoren betragen etwa 95% .

Den Abschluß der Zerfallszone bilden die in alternierender Reihenfolge angeordneten 'Lambdakammern' und 'Oktogonkammern'. Diese Detektoren messen Teilchenspuren in vier Projektionen, was die Rekonstruktion von Raumpuren auch solcher Teilchen erlaubt, die erst unterhalb der Targetregion (in Hyperonenzerfällen) entstehen, in den Siliziumdetektoren also nicht gesehen werden.

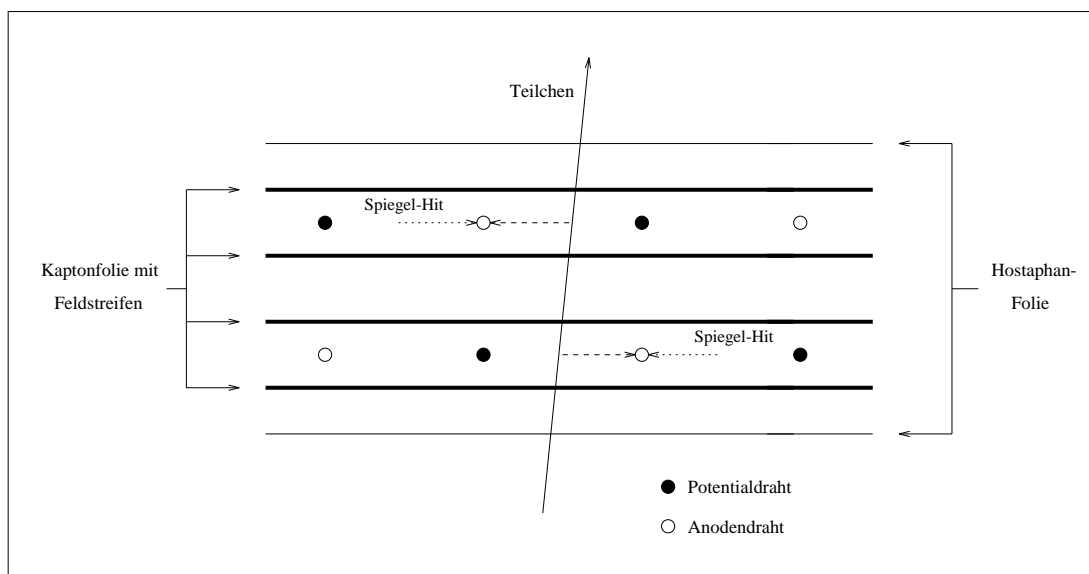


Abb. 3.7: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Doppellebene der Lambdakammern. Der Abstand zweier Kaptonfolien, auf welchen sich die Feldstreifen befinden, beträgt 10mm. Die Abbildung veranschaulicht, wie die versetzte Anordnung der beiden Kammern zu entscheiden erlaubt, auf welcher Seite des Zähl drahtes der Teilchendurchgang stattgefunden hat.

Die Lambdakammern sind sechs Sets von Driftkammern mit einer aktiven Fläche von $80 \times 80 \text{ cm}^2$. Jedes dieser Sets besteht aus drei Doppелеbenen, welche den in Abbildung 3.7 gezeigten Aufbau haben. Der Abstand der Potential- von den Zähldrähten beträgt 25mm. Das Anordnen der beiden Ebenen um 25mm zueinander verschoben erlaubt die Aufhebung der in Driftkammern auftretenden Links-Rechts-Ambiguitäten. Die Ortsauflösung dieser Detektoren beträgt etwa $375 \mu\text{m}$, ihre mittlere Effizienz liegt bei etwa 88% und ist vor allem in der Strahlregion sehr niedrig, wo es aufgrund des hohen Teilchenflusses zu Raumladungseffekten kommt und die Detektoren zudem Alterungserscheinungen zeigen. Bei den Oktogonalkammern handelt es sich um fünf Sets von Proportionalkammern, jedes aus vier Detektoren bestehend, welche vier verschiedenen Projektionen messen.

Die Oktogonalkammern wurden konstruiert, um die Lambdakammern in der Strahlregion zu unterstützen. Die sensitive Fläche dieser Detektoren hat eine oktagonale Form mit einem Seitenabstand von 12.8cm. Diese Kammern haben eine Ortsauflösung von $290 \mu\text{m}$ (Drahtabstand 1mm), und ihre Effizienzen liegen mit 98% sehr hoch.

3.2.6 Das Ω -Spektrometer

Der Impuls der geladenen Teilchen wird im Ω -Spektrometer gemessen, einem supraleitenden Magneten [12], in dem verschiedene Arten von Drahtkammern positioniert sind, welche die Messung der Bahnradien der sie durchfliegenden Teilchen erlauben.

Der Magnet hat ein Eintrittsfenster von 2.2m Breite, einen Polabstand von 1.4m und einen Innendurchmesser von 4m. Die Magnetfeldstärke im Inneren des Spektrometers beträgt 1.8T, so daß sich ein Feldintegral von 7.2T ergibt.

Dem Aufzeichnen der Teilchenspuren innerhalb des Spektrometers dienen zwei Gruppen von Vieldrahtproportionalkammern (A- und B-Kammern genannt), zusammen 38 Ebenen der Größe $150 \times 120 \text{ cm}^2$ mit Effizienzen um 95%. Am Ausgang des Magneten befinden sich zwei Driftkammerpakete (DC1, DC2) der Größe $160 \times 320 \text{ cm}^2$ mit Effizienzen um 98% und der hohen Ortsauflösung von $220 \mu\text{m}$. Diese Detektoren stellen zum einen gerade Spurstücke unterhalb des Spektrometers zur Verfügung, was für die Rekonstruktion sehr wichtig ist, und erlauben zum anderen die Extrapolation der Teilchenspuren in den nachfolgenden RICH-Detektor.

Das Spektrometer erlaubt die Bestimmung von Teilchenimpulsen bis hinunter zu etwa $5 \text{ GeV}/c$ mit einer Auflösung von $\Delta p/p = 10^{-4} p / (\text{GeV}/c)$.

3.2.7 Der ringabbildende Tscherenkow-Zähler

Die Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen erfolgt in einem ringabbildenden Tscherenkow-Zähler (RICH) [13] [61]

- Funktionsweise eines RICH: Ein geladenes Teilchen, das sich mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium bewegt, die größer ist als die Geschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium, emittiert elektromagnetische Strahlung im UV-Bereich, sogenannte Tscherenkow-Strahlung [57]. Die genannte Schwellenbedingung für die Emission von Tscherenkow-Strahlung läßt sich mit dem Brechungsindex n des Mediums und dem β -Faktor des Teilchens auf die Form bringen:

$$(3.1) \quad \beta > \frac{1}{n}$$

Die Emission der Strahlung erfolgt unter einem Winkel Θ_c , der gegeben ist durch

$$(3.2) \quad \cos \Theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

In ringabbildenden Tscherenkow-Zählern werden die Tscherenkow-Photonen durch einen sphärischen Spiegel eines Radius R reflektiert und auf einen Ring abgebildet, für dessen Radius r gilt:

$$(3.3) \quad r = \frac{R}{2} \tan \Theta_c$$

Die Bestimmung des Ringradius erlaubt daher die Bestimmung von β . Ist der Impuls des Teilchens bekannt, kann daher seine Masse bestimmt und das Teilchen auf diese Weise identifiziert werden.

- Der in WA89 eingesetzte RICH:
Der WA89-RICH verwendet als Radiator eine 5 m lange Kammer, die mit Stickstoff (Brechungsindex $n = 1.0003$) gefüllt ist. Die Impulsuntergrenzen, welche die Bedingung 3.1 für das Auftreten von Tscherenkow-Strahlung setzt und die von der Teilchenmasse abhängen, sind damit:

$$(3.4) \quad p_p > 39 \text{ GeV}/c, \quad p_K > 20 \text{ GeV}/c, \quad p_\pi > 6 \text{ GeV}/c$$

Eine höhere Untergrenze für den Impuls identifizierbarer Pionen ist allerdings dadurch gegeben, daß aufgrund des Ω -Magnetens Teilchen mit Impulsen unterhalb von etwa $12 \text{ GeV}/c$ nicht in die geometrische Akzeptanz des RICH fallen.

Zur Reflexion und Fokussierung der Photonen dient ein System hexagonaler sphärischer Spiegel von 10m Krümmungsradius angeordnet sind. Zur Detektion der Photonen werden fünf Driftkammern verwendet, die zusammen eine Fläche von 80×160

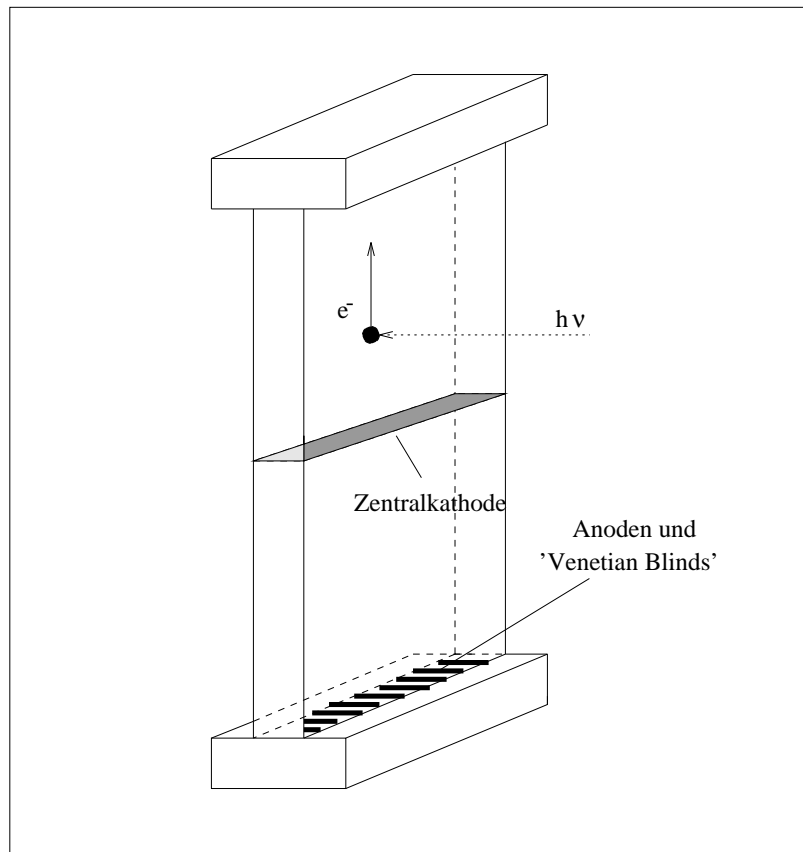


Abb. 3.8: Aufbau einer der RICH-Kammern. Der Absorptionsprozeß eines UV-Photons und die anschließende Drift des Photoelektrons zu den Zähldrähten im oberen Bereich der Kammer sind schematisch dargestellt.

cm^2 abdecken. Der Aufbau einer solchen Kammer ist in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt. Die Photonen treten durch ein 3mm dickes UV-transparentes Quarzglas-Fenster in die mit einer Ethan-TMAE-Mischung gefüllten Kammer, wo sie durch Photo-Effekt ein Elektron aus einem der TMAE-Moleküle lösen. Eine Hochspannungskathode (40KV) in der Mitte der Kammer erzeugt ein Driftfeld, in welchem das Photoelektron zum oberen oder unteren Ende der Kammer driftet. In dem dort vorherrschenden starken elektrischen Feld löst das Elektron eine Verstärkungslawine aus, wodurch es an den Zähldrähten detektiert wird. Diese Zähldrähte sind in alternierender Reihenfolge mit sogenannten 'Venetian Blinds' angeordnet, die zum einen ein Feld erzeugen, das für eine ausreichende Gasverstärkung sorgt, und die zum anderen verhindern, daß Photonen aus einer Verstärkungslawine zum benachbarten Draht gelangen und dort ein Signal erzeugen können. Auf diese Weise werden im Mittel 14 Photonen pro Ring detektiert und ihre Position aus der Driftzeit und der Position des getroffenen Zähldrahtes bestimmt.

Die Differenz der Tscherenkow-Winkel zweier Teilchen gleichen Impulses und

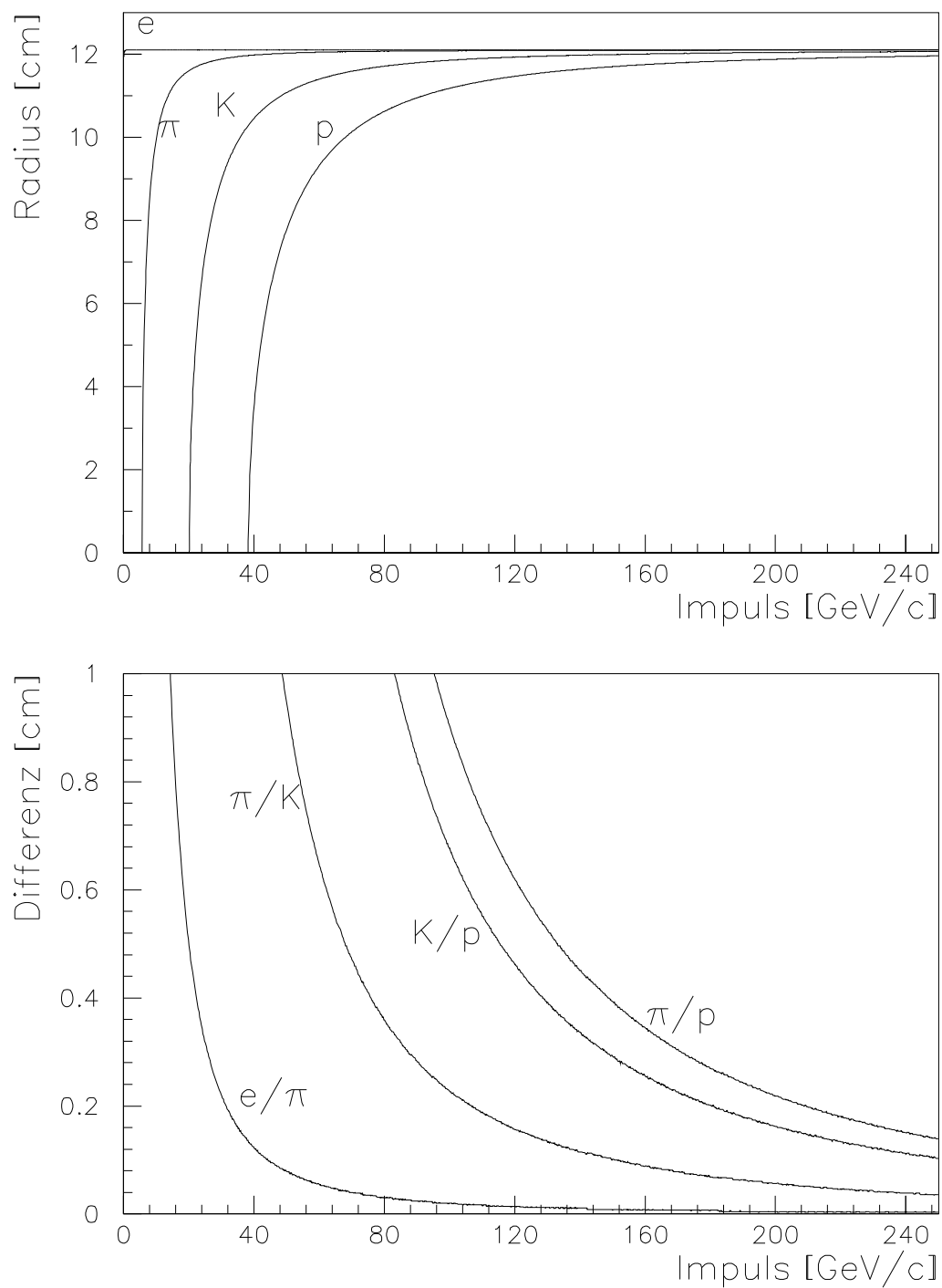


Abb. 3.9: Impulsabhängigkeit der Radien der von Protonen, Kaonen, Pionen und Elektronen im RICH erzeugten Ringe sowie die Differenz dieser Radien

unterschiedlicher Massen m_1, m_2 ist gegeben durch

$$(3.5) \quad \Delta\Theta_c \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2\Theta_c}.$$

Die korrespondierende Differenz der Ringradien ist in Abbildung 3.9 (unten) für verschiedene Paare von Teilchen dargestellt. Man erkennt, daß der Meßfehler bei der Bestimmung der Ringradien den Impuls der identifizierbaren Teilchen nach oben beschränkt. Dieser hängt ab von der Zahl der detektierten Photonen N_{det} sowie von der Ortsauflösung bei der Messung ihrer Position x_γ :

$$(3.6) \quad \Delta r = \frac{\Delta x_\gamma}{\sqrt{N_{det}}}$$

Experimentell zeigt sich, daß eine Separation von K und π bis zu einem Impuls von 70 GeV/c möglich ist, während p bis zu einem Impuls von 110 GeV/c identifiziert werden können.

3.2.8 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das Bleiglaskalorimeter [32], welches dem Nachweis von Photonen aus radiativen Zerfällen von Resonanzen sowie aus π^0 -Zerfällen dient, besteht aus 642 SF57-Blöcken der Größe $7.5 \times 7.5 \times 36 \text{ cm}^3$, die einen Kreis von 1 m Radius abdecken. Die Energieauflösung dieses Detektors beträgt

$$(3.7) \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{0.056}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.005,$$

seine Ortsauflösung ist

$$(3.8) \quad \Delta x = \frac{1.82\text{cm} - |0.31 \cdot x|}{\sqrt{E/\text{GeV}}},$$

wobei x den Abstand vom Detektormittelpunkt bezeichnet.

3.2.9 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (SPACAL) [62] ist aufgebaut aus 155 zwei Meter tiefen hexagonalen Modulen von 43 mm Kantenlänge, die eine Fläche von 0.96 m^2 bedecken. Jedes dieser Module ist aus Bleilamellen aufgebaut, zwischen denen sich in regelmäßigen Abständen 1141 szintillierende Plastikfasern befinden, die in Strahlrichtung weisen (Spaghetti-Bauweise). Das SPACAL ist annähernd kompensierend, genauer gilt für das Verhältnis der nachgewiesenen Energie in elektromagnetischen/hadronischen Schauern

$e/h = 1.15$.

Die Auflösungsvermögen betragen für elektromagnetische Schauer:

$$(3.9) \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{0.124}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.012 \quad \Delta x = \frac{17.1\text{mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

Für hadronische Schauer:

$$(3.10) \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{0.30}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.025 \quad \Delta x = \frac{31.4\text{mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 2.4\text{mm}$$

15 cm vor dem SPACAL befindet sich ein Szintillatordetektor (SCITIL), das aus 128 hexagonalen Modulen von 43 mm Kantenlänge und einer Tiefe von 1cm besteht. Diese Module stehen deckungsgleich vor den zentralen 128 Modulen des SPACAL. Die Signatur eines geladenen Teilchens im Detektorpaar SCITIL/SPACAL ist ein Signal in beiden Detektoren, während ein Neutron lediglich im SPACAL detektiert wird. Dieses Detektorpaar wird dazu verwendet, auf Neutronen zu triggern. Dies dient der Anreicherung des Datensatzes an Neutronen aus Σ^- -Zerfällen $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, was von hohem Interesse ist, da Σ^- in vielen Charm-Endzuständen auftreten. Da der Pion-Impuls im Spektrometer gemessen wird, wird durch die Messung der Neutron-Energie in SPACAL die Rekonstruktion der invarianten Masse des Σ^- ermöglicht.

4 Der Übergangsstrahlungsdetektor zur e^\pm -Identifikation

WA89 hat in seinen Strahlzeiten 1990, '91 und '93 Charm-Baryonen lediglich in hadronischen Zerfallskanälen beobachten können, nicht in den semileptonischen, da weder eine μ^\pm - noch eine effiziente e^\pm -Identifikation möglich war. Wie in Kapitel 5 diskutiert, sind das Bleiglaskalorimeter und der RICH nur im oberen bzw. unteren Teil des interessanten Impulsbereiches ($\approx 5-60 \text{ GeV}/c$) zur e^\pm -Identifikation in der Lage, während der experimentelle Aufbau keinerlei Möglichkeit zur Identifikation von μ^\pm gibt. Da zudem ein großes Interesse daran bestand, in der Zukunft $\Sigma^- e^-$ -Streuung zu untersuchen, stellte sich die Frage nach der Realisierbarkeit eines Detektors zur e^\pm -Identifikation im genannten Impulsbereich, welcher an geeigneter Stelle in den experimentellen Aufbau von WA89 zu integrieren wäre.

Die Forderung nach effizienter Identifikation einer Teilchenart bei geringer Kontamination durch andere Teilchen innerhalb eines großen Impulsbereiches legt den Einsatz eines Übergangsstrahlungsdetektors [9] [8] [10] nahe. Ein weiteres Argument hierfür liefert der große Lorentzfaktor der interessierenden e^\pm ($\gamma \approx 10^4-10^5$), der eine intensive Emission von Übergangsstrahlung in einem geeignet gewählten Radiatormaterial verspricht. Darüberhinaus ist der Lorentzfaktor der nächstschwereren Teilchen, des Pions und des Kaons, wesentlich kleiner ($\gamma \approx 30-350$ im interessanten Impulsbereich). Die Konstruktion eines Übergangsstrahlungsdetektors, dessen Schwelle zwischen den genannten γ -Intervallen liegt, bietet sich somit an.

Unter Berücksichtigung des bestehenden experimentellen Aufbaus könnte ein solcher Übergangsstrahlungsdetektor prinzipiell an zwei Stellen plaziert werden:

- Zum einen böte sich der Raum zwischen Ω -Magnet und RICH an; jedoch wäre hier zum Erreichen der vollen geometrischen Akzeptanz der Bau sehr großer Driftkammern erforderlich.
- Die andere Möglichkeit ist die Konstruktion eines Übergangsstrahlungsdetektors, der zwischen dem Siliziumvertexdetektor und den M1-Kammern eingesetzt wird. In diesem Falle allerdings kommen Vieldrahtproportionalkammern oder Driftkammern (die einzigen Detektoren, die bisher zur Detektion von Übergangsstrahlung eingesetzt wurden) zum Nachweis der Übergangsstrahlung nicht in Frage, da sie die in der Targetzone geforderte hohe Doppelspurauflösung nicht leisten können: Um ein Teilchen identifizieren zu können, muß die Ladung, die es in der Kammer deponiert, vom Ladungsdeposit anderer Teilchen, die eventuell in geringer Entfernung durch die Kammer fliegen, getrennt werden können.

Der Weg, der eingeschlagen wurde, ist die Konstruktion eines Übergangsstrahlungsdetektors, welcher die im Radiator produzierte Übergangsstrahlung mit Hilfe von Gasmikrostreifendetektoren [48] [50] [49] [17] [18] [58] nachweist und aus diesem Grund in der Targetregion eingesetzt werden kann, wo er zudem die Siliziumdetektoren unterstützt. Beim Gasmikrostreifendetektor handelt es sich um einen neuartigen Detektortyp, dessen Fertigung noch immer nur mit erheblichen prinzipiellen Problemen und Einschränkungen möglich ist. Das gesetzte Ziel, einen Übergangsstrahlungsdetektor zu bauen, der auf Gasmikrostreifendetektoren basiert, stellt somit keine einfache Aufgabe dar. Der Weg zur

Realisation dieses Detektors vollzieht sich in mehreren Schritten, über welche in diesem Kapitel berichtet wird.

Zunächst wird das Phänomen der Übergangsstrahlung erörtert und der prinzipielle Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors vorgestellt. Danach werden der Aufbau und die Funktionsweise eines Gasmikrostreifendetektors erklärt sowie die grundlegenden Eigenschaften dieses Detektortyps vorgestellt.

In der Folge wird dann der Weg nachvollzogen, der bei der Entwicklung dieses Detektors gegangen wurde. Dies fängt an mit dem Bau und Test kleinerer Gasmikrostreifendetektoren im Labor und führt dann zum Bau eines ersten (kleineren) Gasmikrostreifendetektors, der zum Nachweis von Übergangsstrahlung konzipiert wurde und der dann in einem Teststrahl im Oktober 1993 eingehend untersucht wurde.

Es wird dann im Detail dargestellt, welche Überlegungen zum Entwurf der Gasmikrostreifendetektoren geführt haben, die dann in zwei Teststrahlzeiten im Mai und Juni 1994 und schließlich in der WA89-Strahlzeit von Juni bis September 1994 zum Einsatz kamen, bevor sie dann in einem weiteren Teststrahl im Oktober 1994 kalibriert wurden. Ergebnisse aus den verschiedenen Strahlzeiten werden vorgestellt. Problemlösungen und verbleibende Probleme werden dargelegt.

4.1 Übergangsstrahlung

Ein geladenes Teilchen, welches die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_0 \neq \epsilon_1$ durchquert, emittiert aufgrund der an der Grenzfläche notwendigen Umordnung seiner Feldkonfiguration Energie in Form von Photonen, sogenannte Übergangsstrahlung [34] [35] [39].

Im Falle eines stark relativistischen Teilchens ($\gamma \gg 1$) können beide Medien als Elektrogenas aufgefaßt werden. Die Dielektrizitätskonstanten sind in diesem Falle durch

$$(4.1) \quad \epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \equiv 1 - \xi^2$$

gegeben, wobei ω_p die Plasmafrequenz des jeweiligen Mediums bezeichnet, welche ihrerseits durch den Ausdruck

$$(4.2) \quad \omega_p^2 = 4\pi\alpha \frac{n_e}{m_e}$$

mit der Elektronendichte n_e und der Elektronenmasse m_e verknüpft ist. In dem Übergangsstrahlungsdetektor, über den hier berichtet wird, wird die Übergangsstrahlung an der Grenzfläche zwischen Helium und Polyethylenfolie erzeugt. Die Plasmafrequenzen dieser Medien sind $\hbar\omega_0=0.26\text{eV}$ bzw. $\hbar\omega_1=21\text{eV}$.

Zur Erklärung des Phänomens sowie seiner praktischen Ausnutzung zur Teilchenidentifikation werden im folgenden vier Grenzflächen-Konfigurationen betrachtet, die in Abbildung 4.1 dargestellt sind.

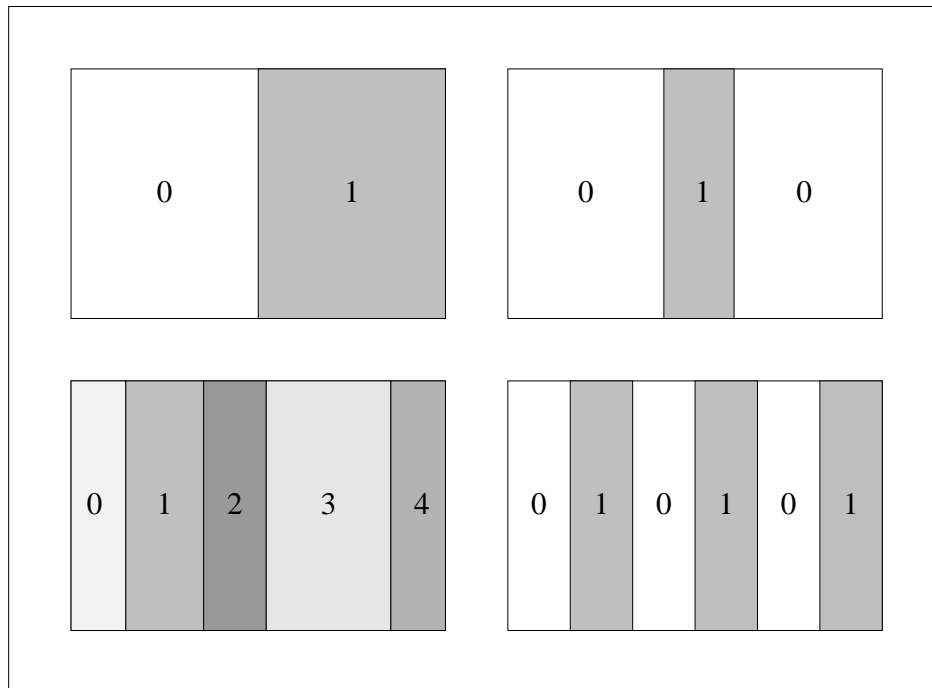


Abb. 4.1: Zur Erläuterung des Phänomens sowie der praktischen Nutzung der Übergangsstrahlung werden die Fälle ihrer Erzeugung an einem Übergang, beim Durchgang durch eine Materialschicht, beim Durchgang durch Schichten verschiedener Materialien sowie beim Durchgang durch einen regelmäßigen Folienstapel betrachtet. Die Zahlen entsprechen den Indizes der Formeln im Text.

Übergangsstrahlung an der Grenzfläche zweier unendlich ausgedehnter Medien

Unter den Bedingungen

$$(4.3) \quad \gamma \gg 1; \quad \xi_0^2, \xi_1^2 \ll 1 \quad \text{und} \quad \Theta \ll 1,$$

die in praktischen Anwendungen immer erfüllt sind, läßt sich die spektrale Winkelverteilung der Übergangsstrahlung annähern durch

$$(4.4) \quad \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{Übergang}} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left(\frac{\Theta}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_0^2} - \frac{\Theta}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_1^2} \right)^2.$$

Die maximale Abstrahlung erfolgt unter dem Winkel

$$(4.5) \quad \Theta_0 = \sqrt{\gamma^{-2} + \xi_0^2},$$

und die Intensität der Abstrahlung fällt rasch für Winkel, die größer sind als der Grenzwinkel

$$(4.6) \quad \Theta_g = \sqrt{\gamma^{-2} + \xi_1^2}.$$

Für Elektronen von 10 GeV ($\gamma = 2 \cdot 10^4$), ist der Winkel der maximalen Abstrahlung beim Übergang von Helium in Polyethylen $5.6 \cdot 10^{-5}$, der Grenzwinkel $2.1 \cdot 10^{-3}$. Beim Übergang von Polyethylen in Helium die genannten Werte in vertauschter Reihenfolge. Die Emission der Strahlung erfolgt daher praktisch nur in Vorwärtsrichtung.

Eine Analyse der Gleichung (4.4) zeigt, daß für niedrige Energien ($\omega < \gamma\omega_0$) die Intensität unabhängig von der Frequenz ist. Für $\gamma\omega_0 < \omega$ fällt $\partial W/\partial\omega$ logarithmisch mit ω und endet dann bei der 'Grenzfrequenz' $\omega = \gamma\omega_1$. Z. B. ist für Elektronen von 10 GeV $\gamma\omega_1 = 14$ KeV.

Die über das gesamte Spektrum integriert abgestrahlte Energie ergibt sich zu

$$(4.7) \quad W = \frac{\alpha\hbar}{3} \frac{(\omega_0 - \omega_1)^2}{\omega_0 + \omega_1} \gamma.$$

Das praktische Interesse an der Übergangsstrahlung liegt zunächst in dieser Proportionalität der insgesamt abgestrahlten Energie zum Lorentzfaktor des Teilchens. Durch die Messung dieser Energie könnte also der Lorentzfaktor γ des Teilchens bestimmt werden. Bei gleichzeitiger Impulsmessung wäre daher die Bestimmung der Masse des Teilchens, also seine Identifikation möglich. Allerdings liegt der Wert für W in der Größenordnung von α . Ein Teilchen muß also sehr viele Übergänge passieren, um einen meßbaren Energiebetrag abzustrahlen. Wie man der Gleichung (4.7) weiterhin entnehmen kann, ist die abgestrahlte Energie umso höher, je mehr sich die Plasmafrequenzen der beiden Medien unterscheiden. In praktischen Anwendungen findet daher die Erzeugung der Übergangsstrahlung in einem 'Folienstapel' statt, also an ~ 100 Übergängen zwischen einem Gas (Helium) und einem Plastikmaterial (Polyethylen). Hierdurch allerdings werden Interferenzeffekte hervorgerufen, und es kommt zur Absorption von Übergangsstrahlung im Gas sowie in den Folien. In der Folge wird die Proportionalität zu γ eingeschränkt. Stattdessen wird die Übergangsstrahlung zu einem Schwelleneffekt bzgl. γ , der dann zur Teilchenidentifikation genutzt werden kann. Um dies zu verstehen, wird im folgenden auf diese Interferenz- und Absorptionseffekte eingegangen.

Übergangsstrahlung beim Durchgang durch eine Materialschicht

Die Amplitude der Strahlung am Eingang einer Materieschicht läßt sich schreiben als

$$(4.8) \quad \vec{e}_1(\omega, \vec{\Theta}) = \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_0^2} - \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_1^2}.$$

Beim Durchgang durch die Schicht der Dicke l erleidet die Welle eine Phasenverschiebung

$$(4.9) \quad \phi_1 = \frac{1}{2} (\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_1^2) \omega l$$

und interferiert am Ausgang der Materialschicht mit der Übergangsstrahlung, welche dort generiert wird und eine Amplitude

$$(4.10) \quad \vec{e}_2(\omega, \vec{\Theta}) = \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_0^2}$$

besitzt. Die Gesamtamplitude der Strahlung nach dem zweiten Übergang ist daher durch

$$(4.11) \quad \vec{E}(\omega, \vec{\Theta}) = \vec{e}_1(\omega, \vec{\Theta})e^{-i\phi_1} + \vec{e}_2(\omega, \vec{\Theta})$$

gegeben, wobei Absorption vernachlässigt wurde. Die Intensität der Strahlung unterscheidet sich daher durch einen Interferenzterm von Gleichung (4.4). :

$$(4.12) \quad \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{Schicht} = \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\ddot{U}bergang} \cdot 4 \cdot \sin^2(\phi/2).$$

Man sieht insbesondere, daß für $\phi \ll 1$ keine Abstrahlung stattfindet, was wegen (4.9) äquivalent ist zu

$$(4.13) \quad Z(\theta, \omega) \equiv \frac{2}{(\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_1^2)\omega} \gg l$$

$Z(\theta, \omega)$ wird Formationslänge oder auch Formationszone genannt und hat die physikalische Bedeutung der Mindesttiefe, welche die Materialschicht haben muß, damit es zur Übergangsstrahlung kommen kann. Die Existenz einer solchen 'Mindesttiefe', dessen Ursache sich hier zunächst als Interferenzeffekt darlegt, hat eine tiefere Bedeutung: Übergangsstrahlung ist, wie auch Tscherenkow-Strahlung, eine Kollektivreaktion der Materie, die das Teilchen umgibt, auf dessen elektromagnetisches Feld. Als makroskopisches Phänomen verstanden, ist einsichtig, daß der Effekt mit dünner werdender Schicht verschwinden muß.

Z.B. ergibt sich für $\omega = 10\text{KeV}$ und $\gamma = 2 \cdot 10^4$ in Helium eine Formationslänge von 6.4mm, in Polyethylen von 4.6 μm .

Für den Fall, daß gilt

$$(4.14) \quad \gamma > \frac{1}{2}l_1\omega_1,$$

wird der Grenzfrequenz des emittierten Spektrums durch den Formationszoneneffekt der niedrigere Wert von $l_1\omega_1^2/2$ auf als durch $\gamma\omega_1$ gegeben auferlegt. Für die Obergrenze gilt daher allgemein

$$(4.15) \quad \omega < \min(\gamma\omega_1, l_1\omega_1^2/2)$$

Übergangsstrahlung beim Durchgang durch Schichten verschiedener Materialien

Obige Betrachtung läßt sich leicht verallgemeinern. Berücksichtigt man zudem die Absorption der Strahlung um einen Faktor $e^{-\sigma_m}$ (σ_m ist der Absorptionskoeffizient) in der m-ten Materialschicht, so ist die Amplitude der Strahlung nach dem n-ten Übergang gegeben durch

$$(4.16) \quad \vec{E}(\omega, \vec{\Theta}) = \sum_{j=1}^n \vec{e}_j(\omega, \vec{\Theta}) e^{-\sum_{m \geq j} (\sigma_m + i\phi_m)}.$$

Hierbei ist

$$(4.17) \quad \vec{e}_j(\omega, \vec{\Theta}) = \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_{j-1}^2} - \frac{\vec{\Theta}}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_j^2}$$

und

$$(4.18) \quad \phi_m = \frac{1}{2} (\gamma^{-2} + \Theta^2 + \xi_m^2) \omega l_m,$$

wobei l_m die Dicke der m -ten Schicht bezeichnet.

Übergangsstrahlung beim Durchgang durch einen regelmäßigen Folienstapel

Für diesen Spezialfall läßt sich die Intensität der Abstrahlung einfach angeben:

$$(4.19) \quad \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{Stapel}} = \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{Schicht}} \cdot I^{(n)},$$

wobei

$$(4.20) \quad I^{(n)} = \left| \frac{1 - \zeta^n}{1 - \zeta} \right|^2$$

den n -Folien-Interferenzterm bezeichnet. Es ist

$$(4.21) \quad \zeta = e^{i\phi - \frac{1}{2}\sigma},$$

wobei $\phi = \phi_0 + \phi_1$ und $\sigma = \sigma_0 + \sigma_1$ die Gesamtphasenverschiebung und die Gesamtabsorption in einer Folie und einem Gasspalt bezeichnen. Es ist

$$(4.22) \quad I^{(n)} = e^{\frac{1-n}{2}\sigma} \cdot \frac{\sin^2(n\phi/2) + \sinh^2(n\sigma/4)}{\sin^2(\phi/2) + \sinh^2(\sigma/4)}$$

Eine Analyse von $I^{(n)}$ zeigt, daß die Interferenzen lediglich zu einer Modulation des Frequenzspektrums führen, während die Absorption insbesondere zu einer sehr starken Unterdrückung der niedrigen Frequenzen führt, so daß das emittierte Spektrum typischerweise erst bei einigen KeV beginnt.

Die Proportionalität der abgestrahlten Energie zum Lorentzfaktor des Teilchens, welche in Gleichung (4.7), die für einen einzelnen Übergang gilt, zum Ausdruck kommt, gilt im Folienstapel nur in sehr eingeschränktem Maße. Es gilt für große Werte von γ (genauer $\gamma > l_1 \omega_1 / 2$, siehe (4.14), (4.15)) die Beziehung $\omega < l_1 \omega_1^2$ für die Frequenzen des emittierten Spektrums, was einen Sättigungseffekt für große Werte von γ beschreibt. Für kleine Werte von γ gilt entsprechend $\omega < \gamma \omega_1$, und es ergibt sich ein Sättigungseffekt durch die Totalabsorption niedriger Frequenzen in der Folie, in welcher die Strahlung erzeugt wird. Nur im Bereich 'mittlerer' γ bleibt die Proportionalität der abgestrahlten Energie zu γ erhalten.

4.2 Der Ionisationsverlust geladener Teilchen

Wie im vorigen Abschnitt dargelegt, erfolgt die Abstrahlung der Übergangsstrahlung praktisch in Vorwärtsrichtung. Die Ionisation, die bei ihrer Absorption durch Photoeffekt erzeugt wird, kann daher räumlich nicht von der Ionisation getrennt werden, welche das Teilchen selbst erzeugt. Der Ionisationsverlust des Teilchens ist daher als ein Konkurrenzprozeß anzusehen und soll hier näher betrachtet werden.

Der mittlere Ionisationsverlust eines Teilchens der Ladungszahl Z und der reduzierten Geschwindigkeit β , das eine Materialschicht der Dicke x , der Dichte ρ , der Ladungszahl Z_M und des mittleren Ionisationspotentials I durchfliegt, ist gegeben durch die Bethe-Bloch-Formel [2]

$$(4.23) \quad \frac{dE}{d(\rho x)} = N_A Z_M \frac{4\pi Z e^2}{m c^2 \beta^2} \left| \ln \left(\frac{2m c^2 \beta^2}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right) \right|.$$

N_A ist hierbei die Avogadro-Konstante, m die Elektronenmasse.

Im Falle einer dünnen Gasschicht ist der mittlere Energieverlust klein im Vergleich zum maximal möglichen, und die Verteilung des Ionisationsverlustes hat Landau-Form [47]:

$$(4.24) \quad l(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\xi} e^{\lambda + e^{-\lambda}}$$

mit

$$(4.25) \quad \lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_0}{\xi},$$

wobei E_0 den wahrscheinlichsten Wert des Ionisationsverlustes bezeichnet.

Die Landau-Verteilung ist sehr unsymmetrisch und besitzt insbesondere einen langen Ausläufer zu hohen Energien hin. Ihr Mittelwert ist daher stets größer als der wahrscheinlichste Wert, genauer gilt:

$$(4.26) \quad \langle \Delta E \rangle = \Delta E_0 + 1.27 \cdot \xi^2$$

4.3 Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors

Zur Messung des γ -Faktors eines Teilchens bzw. zu dessen Identifikation genügt es nicht, die in einem einzelnen Radiator generierten Photonen in einem sich anschließenden Detektor nachzuweisen. Vielmehr müssen sich in einem Übergangsstrahlungsdetektor mehrfach Radiatormaterial und Detektoren zum Nachweis der Übergangsstrahlung abwechseln. Dies liegt zum einen darin begründet, daß die Emission von Übergangsstrahlungsphotonen ein statistischer Prozeß ist, so daß die Erzeugung und der Nachweis von Übergangsstrahlung mehrfach erfolgen muß. Der andere Grund ist die Landauverteilung des Ionisationsverlustes des Teilchens. Aufgrund des langen Schwanzes dieser Verteilung kann das Teilchen eine Ionisation hervorrufen, die der eines Ereignisses mit überlagertem Übergangsstrahlungsphotons äquivalent ist. Eine mehrfache Messung der Gesamtionisation des Teilchens ist daher notwendig.

- Detektoren für die Übergangsstrahlung
Aufgrund der guten Energieauflösung beim Nachweis von Röntgenphotonen wären zunächst Halbleiterzähler naheliegend. Doch ist zu bedenken, daß, wie oben erwähnt, ein Teilchen und die von ihm abgestrahlten Übergangsstrahlungsphotonen räumlich nicht getrennt werden können. Daher sind die von den Photonen deponierte Energie und der Energiedeposit durch Ionisation des Teilchens nicht getrennt, sondern nur als Summe nachweisbar. Um den Ionisationsverlust des Teilchens klein gegen die von den Photonen freigesetzte Energie zu halten, müßte die Materialschicht sehr dünn sein. Dann aber wäre die Photonenabsorption zu gering.

Eine hohe Kernladungszahl Z ist nötig für eine hohe Photoabsorption ($\sim Z^{3.5}$) bei gleichzeitig geringer Ionisation ($\sim Z$) durch das Teilchen. Daher sind mit Argon oder Xenon gefüllte Vieldrahtproportionalkammern zum Nachweis der Übergangsstrahlung geeignet. Die Kammern müssen möglichst dünn sein, denn der Ionisationsverlust des Teilchens ist proportional zur Kammerdicke. Weiterhin müssen gute Proportionaleigenschaften sichergestellt sein, damit zwischen einem durchlaufenden Teilchen und Ereignis mit überlagertem Röntgenquant unterschieden werden kann.

- Der Radiator
Zur Realisation des Radiatormaterials bieten sich zwei Möglichkeiten an:
 - periodische Strukturen, gegeben durch (mehrere hundert) dünne Folien, die jeweils durch einen schmalen Spalt getrennt sind, in dem sich ein Gas befindet. Dicke und Abstand der Folien können mittels Monte-Carlo-Simulation optimiert werden.
 - inhomogene Materialien (Schaum, Fasermatten), dessen Eigenschaften als Radiator am besten experimentell ermittelt werden können.

Die Radiatormaterialien müssen kleines Z haben, denn für die Photonenabsorption gilt $\sigma \sim Z^{3.5}$. Andererseits müssen sich die Plasmafrequenzen möglichst stark unterscheiden: $(\omega_0 - \omega_1)^2 \gg 0$. Im Falle der Verwendung von Folienstapeln muß die Dicke der Folien einerseits klein sein, um die Absorption zu minimieren, andererseits muß das Frequenzspektrum der emittierten Strahlung in den spektralen Sensitivitätsbereich der Drahtkammer fallen. Der Folienabstand muß in der Größenordnung der Formationslänge liegen, damit Strahlung emittiert werden kann.

4.4 Gasmikrostreifendetektoren

Der Aufbau eines Gasmikrostreifendetektors [48] [50] [49] [17] [18] [58] ist in der Abbildung 4.2 dargestellt. Auf einem Glas- oder Plastiksubstrat befinden sich in alternierender Reihenfolge Anoden- und Kathodenstreifen, oberhalb derer sich ein Gasraum erstreckt, welcher durch eine Driftkathode abgeschlossen wird. Die Kathodenstreifen und die

Driftkathode liegen auf negativem Potential (V_c bzw. V_d), ebenso wie die auf der Rückseite des Substrates befindliche 'Bodenelektrode' (V_b). Typische Werte für die drei Spannungen sind $V_c = -500\text{V}$, $V_d = -1500\text{V}$ und $V_b = -500\text{V}$.

Die Elektronen, welche ein Teilchen, das den Gasraum durchdringt, durch Ionisation freisetzt (Primärionisation), driften in Richtung der Anodenstreifen, wo es dann in Lawinenprozessen zu einer Vervielfachung der Elektronen kommt. Auf die Mikrostreifen wird auf diese Weise ein Signal induziert, das mit einer geeigneten Verstärkerelektronik nachgewiesen werden kann.

Während die Driftspannung die Primärionisation in Richtung der Anoden/Kathoden-Struktur driften läßt, sorgt die Kathodenspannung für ein hohes Feld im Bereich der Anoden, was eine ausreichende Gasverstärkung sicherstellt.

Um die Bedeutung der Bodenspannung zu erklären, ist in Abbildung 4.4 der Feldlinienverlauf im Gasraum für zwei verschiedene Werte von V_b gezeigt. Wie man erkennt, kreuzen im Falle $V_b = 0$ oder im Falle einer positiven Spannung V_b Feldlinien die Substratoberfläche, so daß ein Teil der Primärelektronen auf die Substratoberfläche trifft, anstatt in Richtung Anode zu driften und dort eine Verstärkungslawine auszulösen. Mit dem Betrage nach zunehmender negativer Spannung V_b steigt daher die Gasverstärkung an.

Um Vor- und Nachteile des Gasmikrostreifendetektors aufzuzeigen, bietet sich ein Vergleich mit Vieldrahtproportionalkammern und Siliziumdetektoren an:

Vergleich mit der Vieldrahtproportionalkammer

- Ortsauflösung: Gasmikrostreifendetektoren lassen sich mit Streifenabständen von $100\mu\text{m}$ realisieren, wohingegen der Drahtabstand in Proportionalkammern auf etwa 1mm beschränkt ist. Die Ortsauflösung des Gasmikrostreifendetektors liegt damit um eine Größenordnung höher.
- Energieauflösung: Gasmikrostreifendetektoren zeigen Energieauflösungen im Bereich von 10% (für 5.9KeV Photonen), was etwa einen Faktor 2 über der von Drahtkammern liegt. In Anbetracht des stark inhomogenen Feldes im Bereich der Anodenstreifen mag dies zunächst erstaunen, erklärt sich aber durch die Präzision, mit welcher die Anoden- und Kathodenstreifen auf dem Substrat liegen. Diese Genauigkeit, welche die Photolithographie erlaubt, ist beim Aufspannen von Kammerdrähten nicht realisierbar.
- Gasverstärkung: Die mit Gasmikrostreifendetektoren erreichbare Gasverstärkung liegt etwa eine Größenordnung unter denen von Drahtkammern. Dies ist dadurch begründet, daß die Feldstärke zwischen Anoden- und Kathodenstreifen im Gasmikrostreifendetektor wesentlich höher liegt als zwischen der Driftkathode und den Anodendrähten einer Drahtkammer. Somit ist auch die Feldstärke im Bereich der Metalloberfläche höher, so daß kalte Emission von e^- aus den Kathodenstreifen zu Entladungen führt.
- Proportionalität: Gasmikrostreifendetektoren besitzen hervorragende Proportionalitätseigenschaften bis hin zur maximal erreichbaren Gasverstärkung.

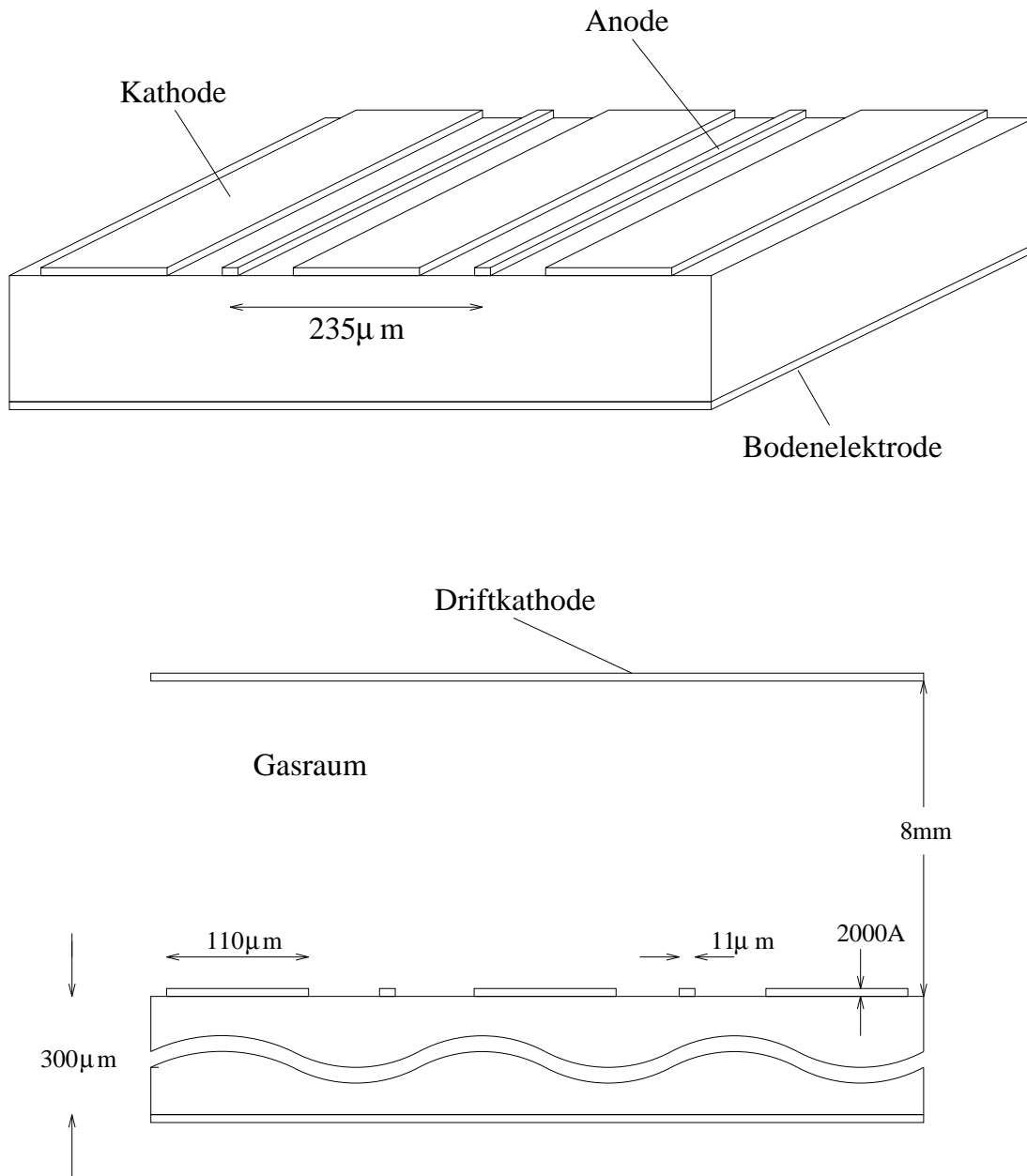


Abb. 4.2: Aufbau eines Gasmikrostreifendetektors. Die angegebenen Dimensionen stimmen mit denen der Kammern des Übergangsstrahlungsdetektors überein.

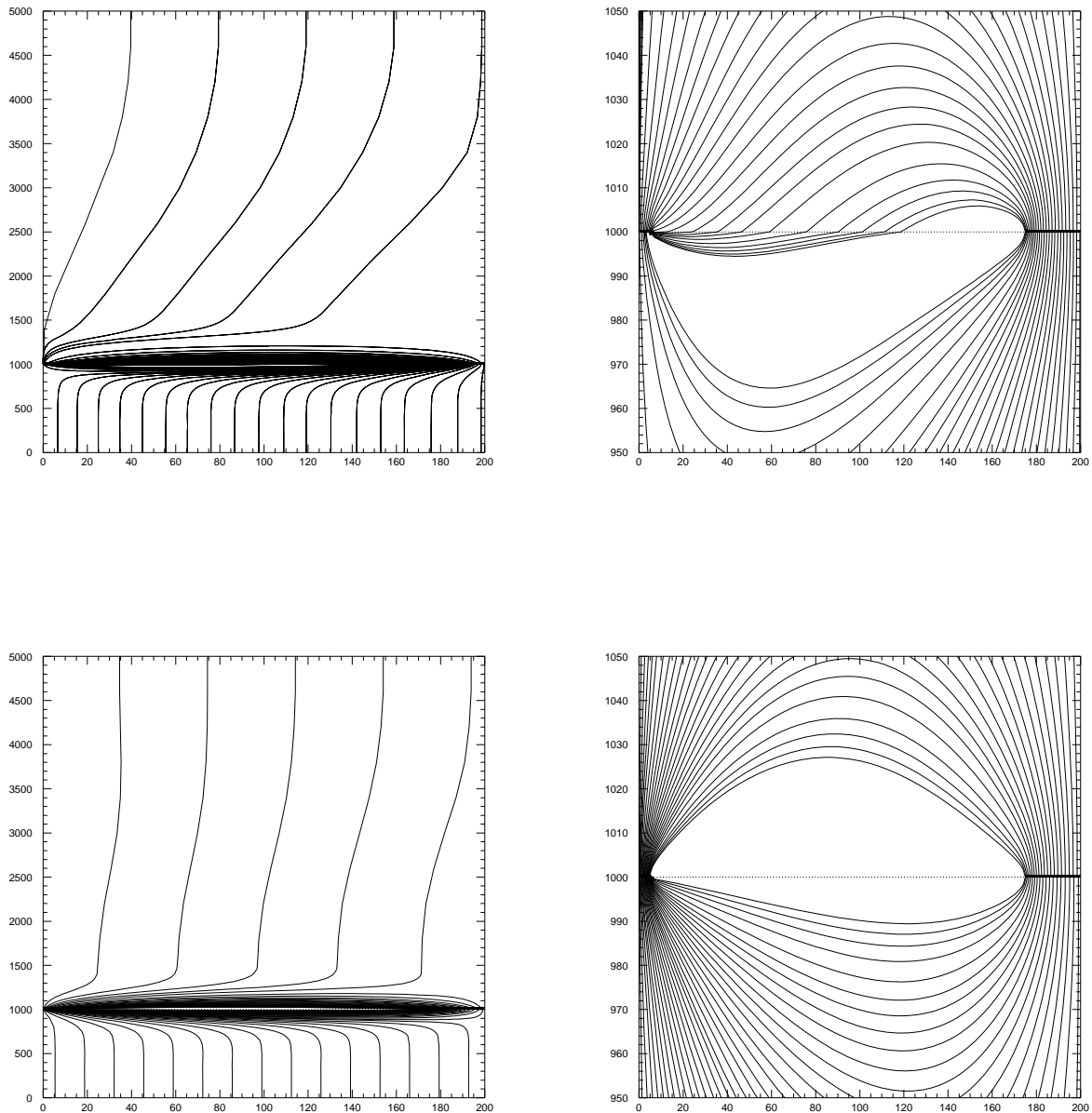


Abb. 4.3: Auswirkung der Spannung V_b auf den Feldlinienverlauf eines Gasmikrostreifendetektors (Alle Einheiten in μm). ($0 < y < 1000 \mu\text{m}$) ist das 1mm dicke Substrat, ($1000 < y < 5000 \mu\text{m}$) der 4 mm tiefe Gasraum. An der Stelle $x = 0$ befindet sich ein $10 \mu\text{m}$ breiter Anodenstreifen, an der Stelle $x = 200$ ein $50 \mu\text{m}$ breiter Kathodenstreifen. Die Abbildungen oben zeigen den Verlauf der Feldlinien im Falle einer positiven Spannung V_b , die unteren Abbildungen für den Fall eines negativen V_b . Aus den rechts gezeigten Ausschnittvergrößerungen ist zu erkennen, daß eine negative Spannung V_b verhindert, daß Feldlinien die Substratoberfläche kreuzen.

- **Ratenverträglichkeit:** Im Prinzip besitzt der Gasmikrostreifendetektor seiner Natur nach eine sehr hohe Ratenverträglichkeit, da es zu keinen Raumladungseffekten kommt wie in Drahtkammern. Dies liegt daran, daß die Ionen, die in den Verstärkungslawinen im Bereich der Anodenstreifen entstehen, zum sehr nah benachbarten Kathodenstreifen driften können, wo sie dann neutralisiert werden können. Die Zeit, die sie hierzu benötigen, beträgt nur etwa 100ns. In Drahtkammern müssen die Ionen einige Millimeter zurücklegen, bevor sie an der Driftkathode neutralisiert werden. Die Driftzeit hier beträgt einige 10 μ s. Bei hohen Teilchenraten verzerren diese Ionen das Elektrische Feld in der Kammer ('Raumladungseffekt'), so daß die Gasverstärkung sinkt, bis schließlich bei sehr hohen Raten der Detektor nicht mehr funktioniert.

In Gasmikrostreifendetektoren gibt es allerdings einen Effekt, der die Ratenverträglichkeit enorm einschränken kann und der mit der Anwesenheit des isolierenden Substrats im Gasraum verknüpft ist. Ionen, welche in den Verstärkungslawinen sehr nahe den Anodenstreifen entstehen, treffen aufgrund des Feldlinienverlaufs (Abb. a,b) auf das Substrat, so daß sich dieses abhängig von der Teilchenrate auflädt. In der Folge wird das Feld im Gasraum verzerrt, und die Gasverstärkung des Detektors sinkt [19] [20] [5] [6]. Dieser Effekt läßt sich durch die Verwendung schwach leitfähiger Gläser vermeiden [21] [22]. Der Nachteil dieser Gläser (FeOFe₂O₃(25%)SiO₂(35%)+andere Oxyde) ist allerdings die hohe Strahlungslänge (etwa dreimal höher als für reines SiO₂). Eine andere (bessere) Lösung ist die Verwendung von Standardglas, welches mit einer schwach leitfähigen dünnen Schicht überzogen ist [43] [31] [27] [20] [15]. Auch Detektoren, die auf solchen Substraten gefertigt wurden, zeigen eine stabile Gasverstärkung bis hin zu sehr hohen Teilchenraten.

- **Schnelligkeit:** Der Effekt der schnellen Neutralisation der Ionen an den benachbarten Kathodenstreifen, der im vorigen Punkt zur Sprache kam, bedingt zudem, daß die Signalentwicklung in Gasmikrostreifendetektoren erheblich schneller abläuft als in Drahtkammern.

Vergleich mit dem Siliziummikrostreifendetektor:

- **Ortsauflösung:** Die mit Siliziumdetektoren erreichten Ortsauflösungen liegen erheblich höher als jene von Gasmikrostreifendetektoren. Dies ist bedingt durch die wesentlich kleineren Strukturen, welche mit den Methoden der Siliziumtechnologie realisierbar sind.
- **Größe:** Während die Photolithographie mit der Siliziumtechnologie nicht mithalten kann, was die Feinheit und die Genauigkeit der Struktur angeht, so ist sie dieser Technologie voraus, was die Größe der realisierbaren Strukturen angeht. Während die Größe von Siliziumdetektoren auf gegenwärtig 6.5x6.5cm² beschränkt ist, lassen sich Gasmikrostreifendetektoren bis etwa 15x15 oder 10x25cm² Größe realisieren
- **Signal/Rausch-Verhältnis:** Ist auch die Primärionisation im Kammergas viel geringer als im Silizium, so liegen doch aufgrund der vorhandenen Gasverstärkung die Signale eines Gasmikrostreifendetektors um eine Größenordnung höher. Jedoch stellt

die Mikrostruktur des Gasmikrostreifendetektors auch eine wesentlich höhere Kapazität dar, so daß das Signal/Rausch-Verhältnis beider Detektoren in etwa gleich ist.

4.5 Ein erster Detektor im Teststrahl

Im folgenden wird die Konstruktion eines ersten Detektors beschrieben, der in einem Teststrahl betrieben werden sollte. Es wird auf die Schwierigkeiten eingegangen, welche die Realisation dieses Detektors mit sich brachte. Der experimentelle Aufbau in der Strahlzone wird beschrieben, mit welchem dieser Detektor zum Nachweis von Übergangsstrahlung eingesetzt wurde.

4.5.1 Der SVX-Chip

Zur Auslese der Gasmikrostreifendetektor-Kammern des geplanten Übergangsstrahlungsdetektors war vorgesehen, den SVX-Chip zu verwenden. Dies ist ein Verstärkerchip, der für den Einsatz in Siliziummikrostreifendetektoren entwickelt wurde. So wird dieser Chip in verschiedenen Kolliderexperimenten eingesetzt, und seit der Strahlzeit 1993 sind Siliziumdetektoren mit SVX-Auslese auch im WA89-Experiment im Einsatz. Dieser Chip kann auf zwei Weisen betrieben werden: Zum einen kann die Analoginformation aller Kanäle ausgelesen werden ('Latch-All-Mode'). Die Besonderheit dieses Chips aber ist, daß er eine Nullunterdrückung durchführen und doch die Analoginformation der getroffenen Kanäle zur Verfügung stellen kann ('Sparse-Mode') (Abbildung 4.4): Das vom Siliziumdetektor kommende (positive) Signal wird integriert, verstärkt und dann auf einem Kondensator C_{sig} gespeichert. In einer zweiten Integration kann ein Kalibrationssignal (ebenfalls positiver Polarität), denselben Weg wie das Signal nehmend, auf den Kondensator C_{kal} gelangen. Die Differenz beider Signale wird wiederum verstärkt und gelangt dann in einen Komparator, der dann entscheidet, ob der Kanal getroffen wurde. Mit dem Kalibrationssignal kann somit eine Schwelle gesetzt werden, die verhindert, daß zu viele Kanäle ausgelesen werden.

Beide Ausleseweisen sind wichtig: Die Siliziumdetektoren im WA89-Experiment werden zur Messung der Pedestals im Latch-All-Mode ausgelesen, was bei 'echten' Ereignissen zum einen eine zu große Datenmenge mit sich bringen und zum anderen zu lange dauern würde. In diesem Fall muß im Sparse-Mode ausgelesen werden.

Da anderswo sehr ausführlich über die SVX-Elektronik der Siliziumdetektoren von WA89 berichtet wurde [33] [66] [63], sei sie hier nur sehr knapp vorgestellt (Abbildung 4.5). An den Detektorrahmen befestigt, also so nah wie möglich bei den Chips, befindet sich ein Printed-Circuit-Board, bestehend aus einem Analog- und einem Digital-Teil. Der Analogteil führt die Kalibration des Chips (das Einspeisen des Kalibrationssignals) sowie die Digitalisierung der Analogsignale mittels eines Flash-ADCs durch. Die Kalibration erfolgt über ein TTL-Output-Register vom CAMAC-Standard. Die Digitalinformation (im Sparse-Mode eine Sequenz aus den digitalisierten Analog-Werten und den Adressen der getroffenen Kanäle) wird zunächst in FIFO-Memories des Digital-Teils des Boards

zwischen gespeichert, bevor sie zu einem FASTBUS–CHI transferiert werden. Die Kommunikation zwischen Triggerlogik und Detektor geschieht über ein spezielles CAMAC-Modul, SVX–Readout–Sequencer (SRS) genannt.

Die Verwendung des SVX–Chips in einem Gasmikrostreifendetektor konnte u. U. Probleme mit sich bringen: Die viel höhere Kapazität der Anoden–Kathoden–Struktur des Gasmikrostreifendetektors führt zu erhöhtem Rauschen, was durch größere Signale, also eine hohe Gasverstärkung kompensiert werden muß. Es mußte geklärt werden, ob die notwendige Signalhöhe nicht den Linearitätsbereich des SVX–Chips überschreitet. Hierzu wurden Labormessungen unternommen, bei denen über den Kalibrationseingang des Chips Signale unterschiedlicher Größe injiziert wurden. Die Messung ergab eine Linearität des SVX–Chips bis zu einer Signalgröße von 350000 Elektronen (Signalhöhe in Silizium ≈ 20000), was sicher ausreichend sein würde.

Da es eine Reihe weiterer Fragen bezüglich der Verwendung des SVX–Chips in Gasmikrostreifendetektoren zu klären gab wie sein Verhalten bei Entladungen und die Handhabung der Signale negativer Polarität, sollte auch schon der erste Detektor, der in einem Teststrahl untersucht werden sollte, mit diesem Chip ausgelesen werden.

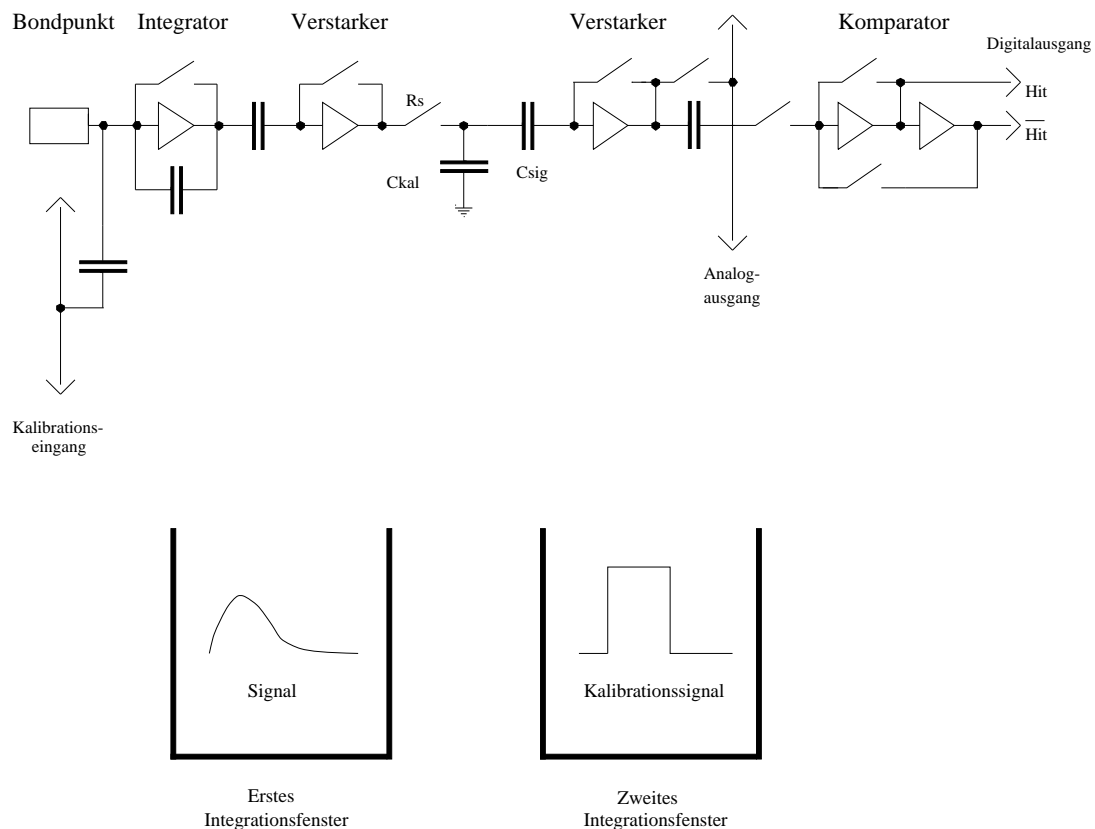


Abb. 4.4: Aufbau und Funktion eines SVX-Kanals der WA89–Siliziumdetektoren. Da die vom Gasmikrostreifendetektor kommenden Signale negative Polarität aufweisen, das Kalibrationssignal jedoch nur positive Polarität aufweisen kann, wird in diesem Falle das Kalibrationssignal schon während der ersten Integration eingespeist.

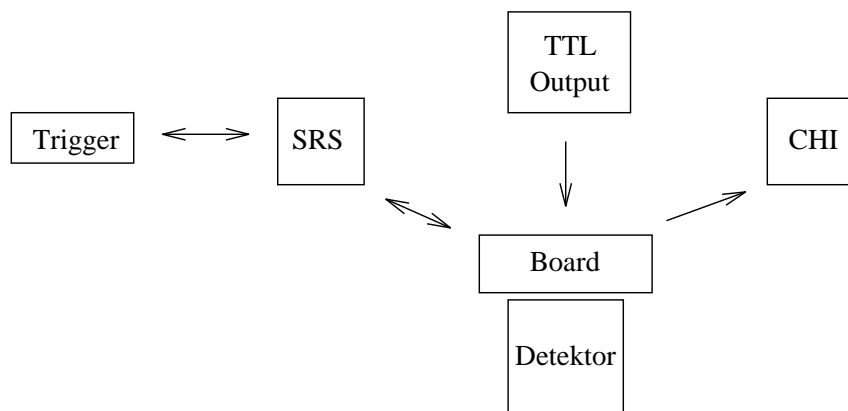


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der SVX-Elektronik

4.5.2 Die Detektorplatte

Die Detektorplatten, die für den Teststrahl vorgesehen waren, wurden von der Printed-Circuit-Group des CERN hergestellt. Die Herstellung von Mikrostrukturen der für Gas-mikrostreifendetektorplatten erforderlichen Präzision ist mit den Anlagen der Printed-Circuit-Group schwierig. Nach den vorliegenden Erfahrungen war mit vielen Defektstellen (unterbrochene Anoden, schlecht definierte Anoden- und Kathodenbegrenzungen, Löcher in den Kathoden sowie Metallpunkte zwischen Anoden und Kathoden) auf der Struktur zu rechnen, so daß im Schnitt nur etwa jeder zehnte Detektor funktionieren würde.

Das Auslesen eines Detektors mittels eines Chips mit einer Multiplexer-Stufe bringt zweierlei Schwierigkeiten mit sich. Zunächst kann das Signal selbst nicht mehr auf einem Oszilloskop beobachtet werden, d. h. es ist nicht sichtbar, bei welcher Spannung der Detektor zu arbeiten beginnt. Zudem ist es zum Kontaktieren der Chips notwendig, die Detektorplatte sowie die Chips selbst auf ein Printed-Circuit-Board aufzukleben und mittels Wire-Bonding miteinander zu kontaktieren. Da dies sehr arbeits- und zeitaufwendig ist und mit einem Ausschuß von 90% zu rechnen war, mußte eine Möglichkeit gefunden werden, die Detektorplatten zunächst im Labor zu testen, bevor sie an den Chip gebondet wurden. Die Geometrie der Detektorplatte erhielt daher ein sehr spezielles Aussehen (Abbildung 4.6). Die Anodenstreifen und Kathodenstreifen sind zu 'Pads' zusammengeführt, was das Testen der Detektorplatte in der im folgenden beschriebenen Kammer erlaubt. Funktioniert ein Detektor, so wird die Platte an der angedeuteten Stelle mit einem Glasschneider durchtrennt, was die Anoden untereinander dekontaktiert und das Bonding mit dem SVX-Chip ermöglicht.

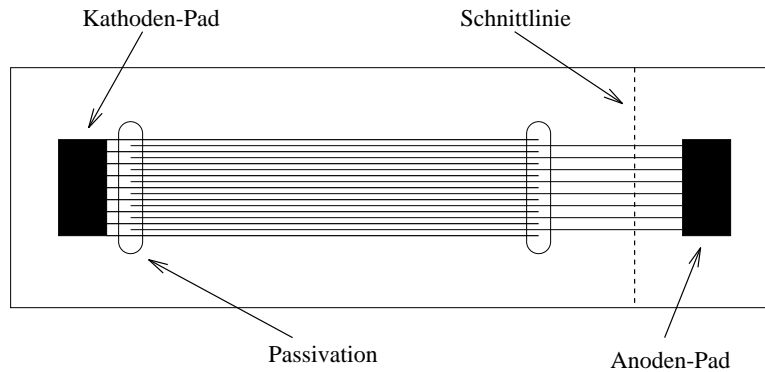


Abb. 4.6: Aufbau einer Detektorplatte (schematisch). Die wahre Struktur besitzt 24 Anoden- und 25 Kathodenstreifen und einen Pitch von $500\mu\text{m}$. Sie wurde mittels Naßätztechnik in Aluminium auf der $3 \times 10\text{cm}^2$ großen Glasplatte (Desag D263) realisiert.

4.5.3 Die Testkammer

Die zum Test der Detektorplatten verwendete Kammer (Abbildung 4.7) ist aus Antikorrodal gefertigt. Der Innendurchmesser beträgt 190mm, die Innenhöhe ist 45mm. Auf dem Boden der Kammer steht auf 13mm hohen isolierenden Porzellanbeinen ein $50 \times 100\text{mm}^2$ großer, 2mm dicker Antikorrodaltisch. In 5mm Abstand über diesem Tisch befindet sich ein Drahtnetz, welches auf einen 120mm durchmessenden Antikorrodalring gespannt ist, der ebenfalls durch Porzellanfüße von der Erde isoliert ist. Die Hochspannungs- sowie das Auslesekabel werden durch gasdichte Verbindungsstücke in die Kammer geführt. Das Driftspannungskabel ist mit dem Drahtnetz, das Kabel für V_b mit dem Tisch verbunden.

Um eine Detektorplatte zu testen, wird der Deckel der Kammer abgenommen und das Drahtnetz von den Porzellanbolzen losgeschraubt, so daß die Platte auf den Tisch gelegt und dort festgeklemmt werden kann. Auslese- und Hochspannungskabel werden mittels eines Leitklebstoffes mit dem Anoden- bzw. Kathodenpad der Detektorplatte befestigt. Es wird hierfür ein spezieller Leitklebstoff verwendet, der die Eigenschaft hat, eine sehr hohe elektrische Leitfähigkeit zu liefern, hingegen nur sehr schwachen mechanischen Halt. So können die Kabel nach dem Test ohne Beschädigung wieder von der Detektorplatte entfernt werden. Anschließend wird das Drahtnetz wieder angebracht, und die Kammer wird mit ihrem Deckel verschlossen, der in der Mitte ein 80 mm durchmessendes Loch aufweist, das durch ein Stück Mylarfolie verschlossen ist. Die transparente Mylarfolie erlaubt es zusammen mit dem verwendeten Drahtnetz, während eines Tests in die Kammer hineinschauen zu können und so im Falle von auftretenden Entladungen (Funken) deren Ort ausfindig zu machen. Als Füllgas dient ein 9:1 Argon-Methan-Gemisch. Das Zusammenfassen der Anoden und Kathoden zu Pads hat den Vorteil, daß zur Auslese des Detektors ein einzelner ladungsempfindlicher Vorverstärker benutzt werden kann.

Die CERN-Printed-Circuit-Group lieferte innerhalb zweier Tage 20 Detektorplatten, die dann zunächst mit einem Mikroskop kontrolliert wurden. Bei diesem ersten Test wurden

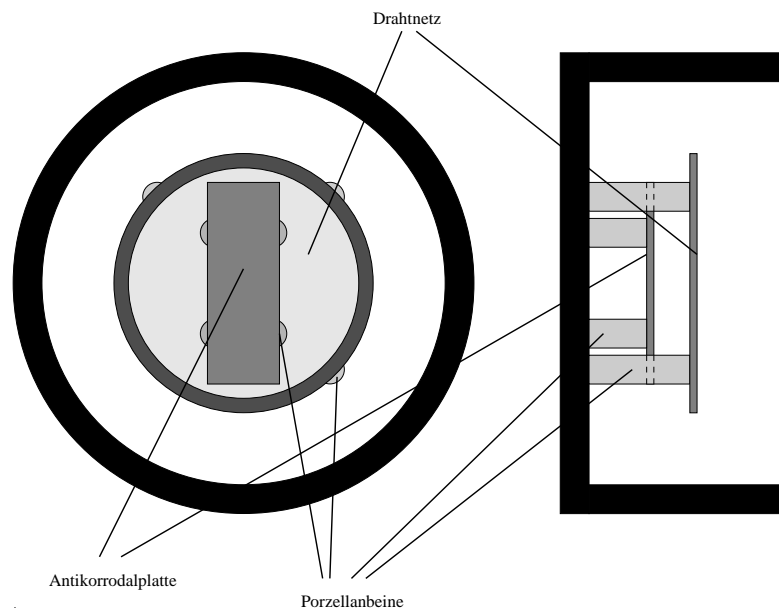


Abb. 4.7: Aufbau der Testkammer im Labor (Siehe Text). Nicht eingezeichnet sind die Hochspannungszuführungen, das Auslesekabel sowie die Gaszufuhr

13 der Platten als unbrauchbar erkannt, weil starke Defekte wie Kurzschlüsse zwischen Anoden und Kathoden oder große 'Spitzen' an Anoden- oder Kathodenrändern sichtbar waren. Die sieben verbleibenden Detektorplatten wurden dann im Labor getestet.

Unabhängig von der Qualität der Struktur ist es zunächst notwendig, die Anoden- und Kathodenenden zu 'passivieren', d. h. einen (isolierenden) Klebstrip aufzutragen, um Entladungen an diesen Stellen zu unterbinden (Abbildung 4.8). Zudem müssen sämtliche Defektstellen der Struktur mit einem Klebertropfen passiviert werden. Da sich leider unter dem Mikroskop nicht gleich alle Defektstellen ausmachen lassen, funktionieren die Detektoren im allgemeinen nicht auf Anhieb, d. h. beim Anlegen der Spannungen kommt es zu Entladungen. Die Detektorplatten müssen dann wieder aus der Kammer genommen und unter dem Mikroskop untersucht werden. Die Stellen, an denen es zu Entladungen kam, sind sichtbar und müssen passiviert werden, bevor der Detektor erneut getestet werden kann. Auf diese Weise konnten dann innerhalb einer Woche drei Detektoren zum Funktionieren gebracht werden. Die mittlere Zahl der benötigten Passivationspunkte beträgt etwa 20.

Es wurden Spannungs-Scans gemacht und die Gasverstärkung sowie Energieauflösung gemessen. Die Meßkurven des am besten funktionierenden Detektors sind in der Abbildung 4.10 gezeigt.

Jeder der Detektoren wurde dann etwa 2 Stunden lang auf mittleren Spannungen betrieben ('Warmlauf'), bevor er aus der Kammer genommen wurde. Beim nachfolgenden, sehr heiklen Schritt des Durchschneidens dieser drei Detektorplatten wurde dann eine zerstört. Die beiden verbleibenden wurden in zwei Teststrahlkammern, wie sie im folgenden Kapitel beschrieben werden, eingebaut und gebondet.

Die beiden Kammern wurden zunächst im Labor mit einer β -Quelle getestet, wobei sich herausstellte, daß nur einer der beiden Detektoren einwandfrei funktionierte. Der zweite

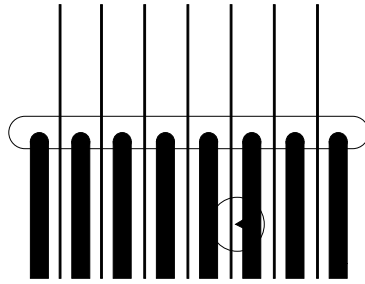


Abb. 4.8: Es ist angedeutet, wie die Kathodenenden sowie eine 'Spitze' am Rand eines Kathodenstreifens mit einem Klebetropfen passiviert wurden, um Entladungen an diesen Stellen zu unterbinden.

zeigte Entladungen schon bei niedrigen Spannungen, was auf eine Beschädigung beim Einbau oder beim Wire-Bonding hindeutet.

4.5.4 Das mechanische Design des Testdetektors

In Abbildung 4.11 ist der Aufbau der Teststrahlkammer gezeigt. Die Detektorplatte ist auf ein Printed-Circuit-Board von 1mm Dicke aufgeklebt, und die Anodenstreifen sind durch Bonds mit Leiterbahnen auf dem Printed-Circuit-Board verbunden. Diese Leiterbahnen führen einzeln zu Widerständen ($1M\Omega$), die den Chip im Falle von Entladungen schützen sollen. Anschließend führen die Leiterbahnen zum Rand des Boards, von wo sie durch Bonds mit den Bonding-Pads zweier SVX-Chips verbunden sind, die auf das darunterliegende Keramik-Board aufgeklebt sind. Über Leiterbahnen in dem Keramik-Board sind die Chips mit 3 Steckkontakten verbunden, von wo spezielle Flachbandkabel aus der Kammer herausführen. In 2mm Abstand oberhalb des Detektors befindet sich die Driftkathode, eine aluminisierte Mylarfolie, die auf einen kreisförmigen Rahmen aufgespannt ist. In einem Abstand von $500\mu\text{m}$ oberhalb der Driftkathode befindet sich eine den Gasraum abschließende Kaptonfolie von $100\mu\text{m}$ Dicke. Die Vertiefung, welche der Deckel der Kammer aufweist, ist zur Befestigung des Radiators vorgesehen. Die Bodenkathode ist hier nicht, wie sonst üblich, durch die Beschichtung der Rückseite der Detektorplatte realisiert, sondern durch ein Kupfer-'Pad' auf dem Printed-Circuit-Board, auf dem die Detektorplatte aufliegt. Dies vereinfacht die Herstellung der Detektorplatte.

4.5.5 Teststrahlergebnisse

In diesem ersten Teststrahl im Oktober 1993 in der X3-Zone der Westhalle des CERN gab es zunächst eine sehr grundsätzliche Frage bzgl. der Verwendung des SVX-Chips zur Auslese der Gasmikrostreifendetektor-Kammern zu klären: Die Signale des Gasmikrostreifendetektors haben andere Polarität als die von Siliziumdetektoren. Das Kalibrierungssignal kann aber nur eine Polarität annehmen. So wurde der Detektor zunächst

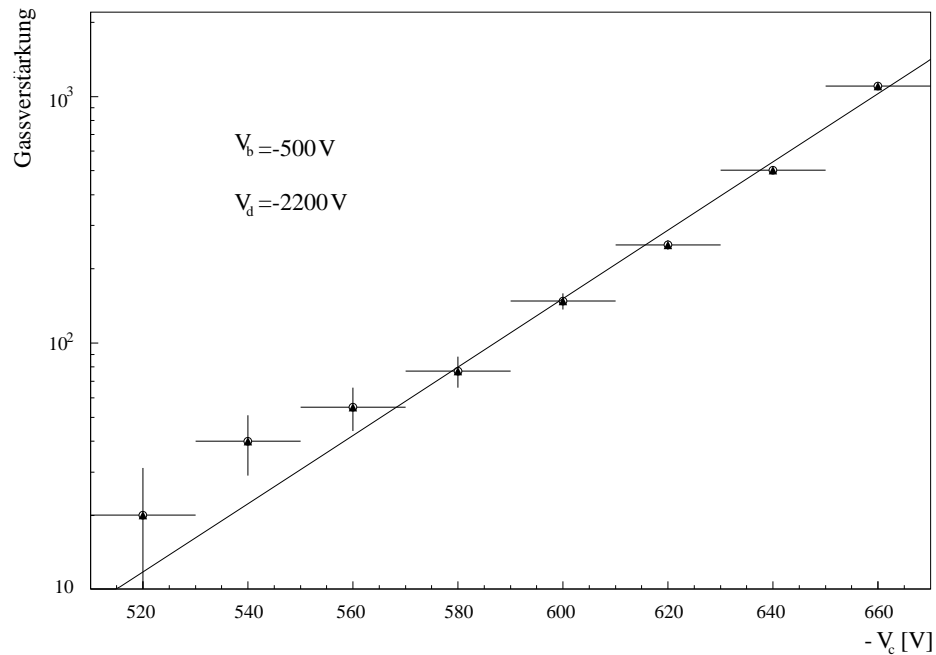


Abb. 4.9: Die Gasverstärkung hängt näherungsweise exponentiell von der Kathodenspannung ab.

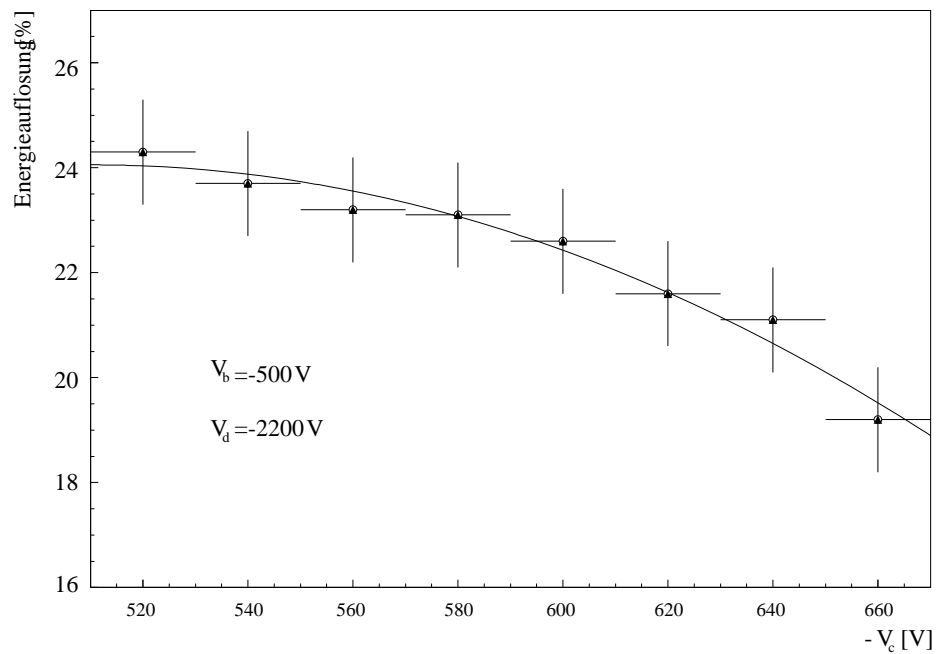


Abb. 4.10: Die Energieauflösung verbessert sich mit zunehmender Kathodenspannung.

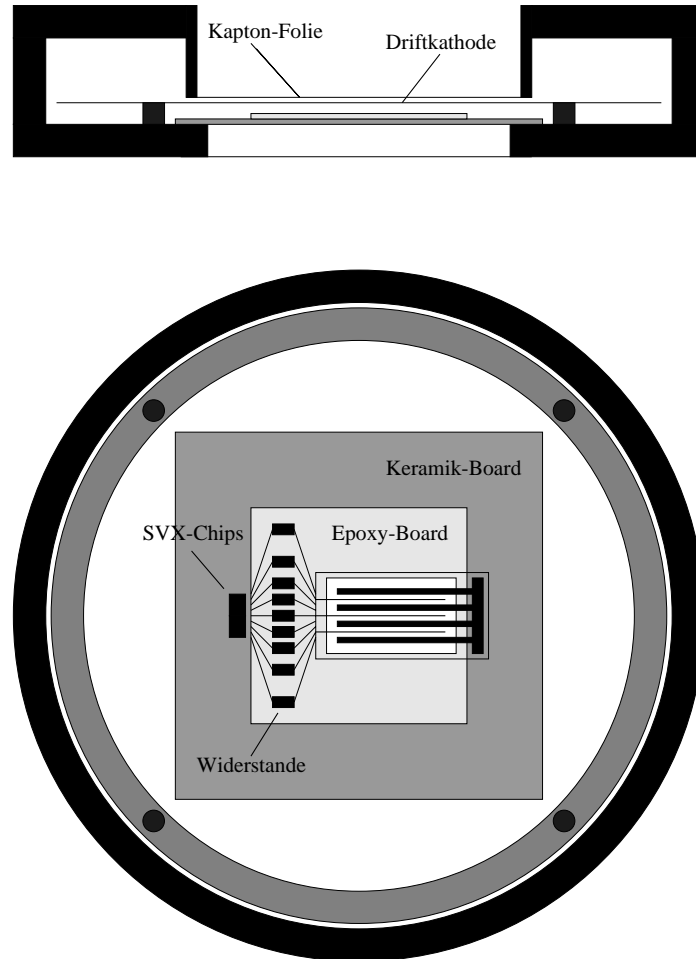


Abb. 4.11: Aufbau der ersten Kammer, die in einem Teststrahl zur Detektion von Übergangsstrahlung zum Einsatz kam. Nicht eingezeichnet sind die Hochspannungszuführungen, die Gaszufuhr sowie die drei Flachbandkabel zur Spannungsversorgung der Verstärkerelektronik, zum Setzen der Schwellen und zum Transport der Analoginformation. Der Innendurchmesser der Kammer beträgt 216mm, und ihre Gesamthöhe beträgt 26mm.

einige Zeit nur im Latch–All–Mode betrieben. Nach anfänglichen Problemen konnte dann aber das Kalibrationssignal im ersten Integrationszyklus injiziert werden und der Detektor im Sparse–Mode ausgelesen werden.

So wurde diese 14–tägige Strahlzeit dazu genutzt, den Detektor in e^- - und π^- -Strahlen mit Energien zwischen 5 und 50 GeV zu testen. Neben dem Gasmikrostreifendetektor stand auch das Spaghetti–Kalorimeter von WA89 sowie vier Delay–Line–Kammern im Strahl, die zur Spurvorsage genutzt werden konnten (Abbildung 4.12). SPACAL wurde dazu genutzt, das Strahlteilchen anhand der Form des Schauers, welchen es im Kalorimeter verursacht, zu identifizieren. Dies ist von einiger Bedeutung, da der Strahl je nach Energie und Teilchenart sehr stark mit der jeweils anderen Teilchenart kontaminiert ist. Es sollen an dieser Stelle nicht die konkreten Eigenschaften (ADC–Spektren, Signal/Rausch–Verhältnis, e^- - π^- -Trennung usw.) dieses ersten Detektors dargestellt werden, da diese für die weitere Entwicklung von untergeordneter Bedeutung sind. Vielmehr soll dargelegt werden, welches die grundsätzliche Bedeutung dieser Strahlzeit war:

- Es war gelungen, einen Gasmikrostreifendetektor mit dem SVX–Chip auszulesen.
- Ein Gasmikrostreifendetektor war erfolgreich zur Detektion von Übergangsstrahlung eingesetzt worden.
- Es waren erste Erfahrungen mit der Verwendung unterschiedlicher Kammergase und Radiatoren gesammelt worden.

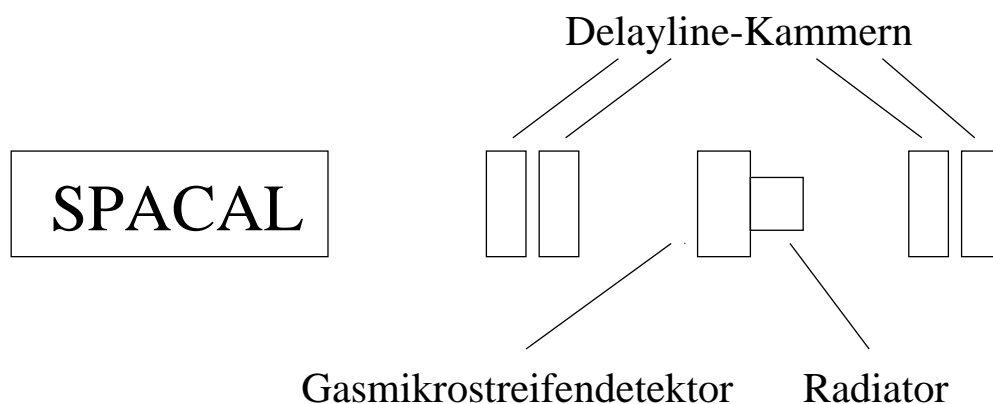


Abb. 4.12: Schematischer Teststrahl–Aufbau

4.6 Der Entwurf des Übergangsstrahlungsdetektors

Nach den ermutigenden Ergebnissen dieser ersten Teststrahlzeit wurde noch Ende 1993 mit der detaillierten Planung des Übergangsstrahlungsdetektors begonnen, der schon ab Juni 1994 (möglichst komplett) im WA89-Experiment eingesetzt werden sollte. In diesem Kapitel soll dargestellt werden, welche Überlegungen zum Design des Detektors geführt haben.

4.6.1 Der Entwurf der Radiatoren

Um die Strahlungslänge des Übergangsstrahlungsdetektors möglichst klein zu halten, sollte kein inhomogenes Radiatormaterial verwendet werden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß bei gleicher Materialbelegung quasi-regelmäßige Radiatoren eine höhere Ausbeute haben als irreguläre Fasermatten oder Fibernaterialien. In Monte-Carlo-Simulationen wurden daher die Parameter für einen geeigneten Stapel von Polyethylen-Folien optimiert. Wie in Abbildung 4.13 gezeigt, ergab sich als optimaler Folienabstand etwa $300 \mu\text{m}$, die optimale Dicke der Folien lag zwischen 15 und $20 \mu\text{m}$.

Da Polyethylen-Folie nur 20 oder $30 \mu\text{m}$ dick erhältlich ist, fiel die Wahl auf eine Dicke von $20 \mu\text{m}$. Der Abstand der Folien mußte durch Distanzrahmen der entsprechenden Dicke realisiert werden, auf welche die Folie aufzukleben war. Distanzrahmen einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ hätten sich nur in Aluminium realisieren lassen, was sehr teuer geworden wäre. Die Verwendung von Epoxy als Material war aus Kostengründen vorzuziehen.

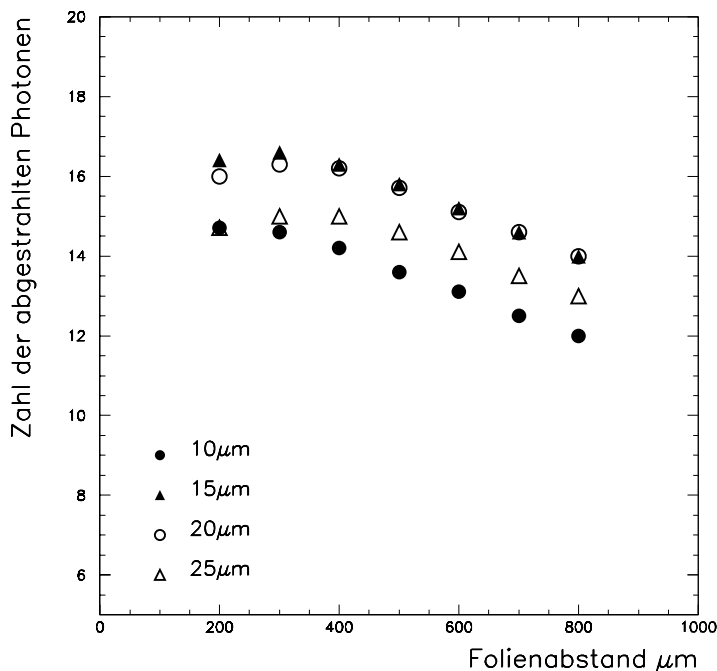


Abb. 4.13: Effizienz verschiedener Radiatorkonfigurationen: Für verschiedene Folienabstände und Foliendicken ist die mittlere Zahl der pro Durchgang eines e^+ oder e^- von 50 GeV generierten Übergangsstrahlungsphotonen eingezeichnet.

Allerdings ist Epoxy mit Dicken unter $480\ \mu\text{m}$ nicht erhältlich. Bei Betrachtung der Abbildung 4.13 erkennt man indes, daß die Verwendung von $480\ \mu\text{m}$ dicken Distanzrahmen gegenüber $300\ \mu\text{m}$ dicken Distanzrahmen (bei gleicher Gesamtlänge des Detektors) keine sehr große Einbuße an generierten Photonen bedeutet. Daher wurde sich für die Verwendung von $480\ \mu\text{m}$ dicken Epoxy-Distanzrahmen entschieden, die dann von der Firma Stesalit in Basel gefertigt wurden.

Es fällt auf, daß man mittels Monte–Carlo–Simulation einen Optimalwert für den Folienabstand erhält, der eine Größenordnung unter der Formationslänge in Helium liegt. Der Grund ist, daß in der Simulation (wie im Experiment) die Gesamtlänge des Radiators fixiert ist. Es gilt einen Kompromiß zu finden zwischen einer großen Anzahl von Folien (viele Übergänge, also effiziente Produktion von Übergangsstrahlung) und großem Folienabstand (\sim Formationslänge in Helium).

4.6.2 Der Entwurf der Detektorplatte

Im folgenden soll erläutert werden, welche Überlegungen zur Entscheidung für die verwendeten Materialien und die Geometrie der Mikrostreifenstruktur (Abbildung 4.14) geführt haben.

Es sei vorausgeschickt, daß aufgrund der Erfahrungen, welche mit verschiedenen Firmen gemacht wurden, die photolithographische Arbeiten durchführen, nur einem Unternehmen zugetraut werden konnte, die Detektorplatten mit der erforderlichen Qualität herzustellen, der Firma Baumer (heute IMT Masken und Teilungen) in Greifensee bei Zürich. Zwar existieren Institute, denen Labors angehören, in denen photolithographische Arbeiten sehr hoher Qualität durchgeführt werden und in denen auch die Fertigung von Gasmikrostreifendetektoren erfolgt (z. B. NIKHEF in Amsterdam), jedoch führen diese Institute keine größere Produktion für Außenstehende durch. Einige Entscheidungen das Design der Detektorplatte betreffend sind daher eng mit den innerbetrieblichen Möglichkeiten der Firma Baumer verbunden.

Das Metall der Mikrostreifen

Es kamen aufgrund technischer Einschränkungen nur drei Metalle in Frage, Aluminium, Gold und Chrom. Die Firma Baumer stellt Aluminium- und Goldstrukturen mittels Lift-Off-Technik her, Chromstrukturen durch Naßätzen. In der Gruppe von Prof. Sauli am CERN war die Erfahrung gemacht worden, daß Gasmikrostreifendetektoren, die Baumer in Gold gefertigt hatte, nicht funktionierten; sie zeigten Entladungen schon bei sehr niedriger Spannung. Elektronenmikroskopische Untersuchungen ergaben, daß die Kanten der Mikrostreifen einen Grat aufweisen, der stellenweise abbricht, wodurch die Entladungen verursacht werden. Da nicht ausgeschlossen werden konnte, daß dieser Grat seine Ursache allein im Lift-Off-Prozeß hat und somit auch unter Verwendung von Aluminium vorliegt (hier fehlte jegliche Erfahrung), kam nur Chrom als Material für die Mikrostreifen in Frage. Mit Gasmikrostreifendetektoren auf Chrom waren im Prinzip gute Erfahrungen gemacht worden. Allerdings beschränkten sich diese Erfahrungen auf Messungen im Labor unter Verwendung ladungsempfindlicher (langsamer) Vorverstärker zur Auslese der Streifen.

Gegen die Verwendung von Chrom als Streifenmaterial spricht zunächst sein hoher elektrischer Widerstand (siehe Tabelle 4.1). Da für die Auslese des Übergangsstrahlungsdetektors allerdings der SVX-Chip mit einer Integrationszeit von 2 bis 4 μs vorgesehen war, wurden keine Probleme durch den hohen RC-Wert eines Mikrostreifens, welcher das Signal zeitlich erheblich dehnt, erwartet, so daß Chrom als das richtige Material für die Mikrostreifen erschien.

Allerdings ergab sich die Schwierigkeit, daß auf der Bonding-Maschine, welche die

	Al	Au	Cr
ϱ ($10^{-6}\Omega\text{cm}$)	2.7	2.4	12.9
R (Ω)	1840	1640	8800

Tab. 4.1: Spezifischer elektrischer Widerstand ϱ der in Frage kommenden Metalle und elektrischer Widerstand R eines 15 cm langen Anodenstreifens aus diesem Metall

OPAL-Kollaboration (CERN) zur Verfügung stellte und auf der die Streifen mit dem SVX-Chip kontaktiert werden sollten, das Bonden auf Chrom nicht möglich war. Aus diesem Grund war es nötig, auf den Anoden- und Kathodenenden Bondpunkte aus Aluminium anzubringen, die nach der Erstellung der Chrom-Streifenstruktur in einem Lift-Off-Prozeß realisiert wurden.

Die Geometrie der Struktur

- Die Höhe der Streifen
Die Genauigkeit, mit der die Ränder einer photolithographisch hergestellten Struktur definiert sind, ist umso besser, je dünner die Metallschicht ist, in welche die Struktur geätzt wird. Baumer gab als Obergrenze für scharf definierte Streifenkanten eine Schichtdicke von 2500\AA an. Da die elektrische Leitfähigkeit eines Mikrostreifens proportional zu seiner Höhe ist, sollte die Dicke der aufzusputternden Schicht allerdings auch nicht zu klein gewählt werden, so daß die Entscheidung schließlich auf 2000\AA fiel.
- Die Anodenbreite
Simulationen und Messungen zeigen, daß die mit einem Gasmikrostreifendetektor erreichbare Gasverstärkung umso höher ist, je schmaler die Anodenstreifen sind. Die Untergrenze für die Anodenbreite setzen die sogenannten 'Pinholes', Defekte in der Glasoberfläche der Größe bis einige $10\ \mu\text{m}$, die beim Abkühlprozeß nach dem Ziehen des Glases entstehen und die umso häufiger zu Unterbrechungen der Anoden führen, je dünner diese sind. Bei einer Anodenbreite von $11\ \mu\text{m}$ garantierte Baumer weniger als ein Prozent unterbrochene Anoden.
- Der Anodenabstand
Im Sinne hoher Orts- und Doppelspurauflösung sollte der Anodenabstand so klein wie möglich gewählt werden. Geht man von einer gegebenen Struktur aus, so muß eine Verkleinerung des Anodenabstandes einhergehen mit einer Skalierung

der gesamten Struktur, damit die erreichbare Gasverstärkung nicht sinkt. Die limitierende Größe für den Anodenabstand ist daher die technisch realisierbare Anodenbreite. Der Vergleich mit eigenen Messungen und denen anderer Gruppen ergab im Hinblick auf eine ausreichende Gasverstärkung bei der gewählten Anodenbreite von $11\ \mu\text{m}$ eine Untergrenze für den Anodenabstand von etwa $180\ \mu\text{m}$. Die Wahl von genau $235\ \mu\text{m}$ resultiert aus der Verwendung von 5 SVX-Chips mit je 128 Kanälen bei einer Detektorbreite von etwa 15 cm.

- Die Kathodenbreite

Eine 'goldene Regel' bezüglich der optimalen Struktur eines Gasmikrostreifendetektors wurde von A. Oed [48] [50] [49], dem Vater dieses Detektortyps, aufgestellt: 'Die Hälfte des Substrates muß mit Metall bedeckt sein', also mit anderen Worten:

$$(4.27) \quad \frac{\text{Anodenabstand}}{2} \approx \text{Anodenbreite} + \text{Kathodenbreite}$$

Bei gegebenem Anodenabstand und gegebener Anodenbreite legt dies die Kathodenbreite fest. Gleichung (4.27) wird experimentell immer wieder bestätigt und vielerorts neu erfunden [11] [16], ist aber theoretisch noch nicht ganz verstanden. Berechnungen, die mittels des Feldlinienprogrammes MSFIELD angestellt wurden, zeigen, daß im Falle sehr schmaler Kathoden die Feldstärke im Bereich der Kathode sehr hoch wird, so daß kalte Emission von Elektronen aus dem Kathodenmaterial zu Entladungen führt. Dieselben Berechnungen sagen aber die höchste erreichbare Gasverstärkung für sehr breite Kathoden voraus, die bis sehr nahe an die Anode heranreichen. Dies wird aber experimentell widerlegt. Gemäß der goldenen Regel wurde im vorliegenden Fall die Kathodenbreite zu $110\ \mu\text{m}$ gewählt.

Das Substratmaterial

Im Hinblick auf eine minimale Strahlungslänge wäre Plastikfolie als Substratmaterial zu bevorzugen. Diese Möglichkeit wurde innerhalb der WA89-Kollaboration intensiv untersucht. Wie in [43] ausführlich geschildert, ist die Fertigung von Gasmikrostreifendetektoren auf Plastiksubstraten mit sehr vielen Problemen verbunden, die bei der Verwendung von Glas nicht auftauchen. Vor allem die erforderliche Größe der aktiven Detektorfläche von mindestens $15 \times 15 \text{cm}^2$ macht die Verwendung eines Plastiksubstrates unmöglich.

Auch bei der Verwendung von Glas hat man einiges zu beachten:

- Das Glas darf nicht ionisch leitfähig sein, da in diesem Fall die Na^+ -Ionen des Glases nach dem Anlegen der Kathodenspannung zu den Kathoden wandern und das Kathodenmaterial angreifen, was auf Dauer zur Zerstörung des Detektors führt.
- Die elektrische Leitfähigkeit des Substrates ist von grundlegender Bedeutung. Soll die Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors auch bei hohen Teilchenflüssen noch stabil sein, muß das Substratmaterial eine gewisse Leitfähigkeit aufweisen ($R \approx 10^9 - 10^{11} \Omega\text{cm}$). Dies ist dadurch begründet, daß ein Teil der Ionen, die in den Lawinenprozessen um die Anoden herum entstehen, auf das Substrat treffen und

dieses aufladen, was zu einer Deformation des Feldes im Gasraum führt. Ist das Substrat schwach leitfähig, so können Elektronen von den Kathoden zu den Ionen fließen und diese neutralisieren, so daß keine Felddeformation stattfindet. Es sind eigens zum Einsatz in Gasmikrostreifendetektoren elektronisch leitende Gläser mit Widerständen in diesem Bereich entwickelt worden. Sie enthalten hohe Prozentanteile verschiedener Eisenoxyde, was den Nachteil einer sehr kurzen Strahlungslänge (4.3 cm, SiO_2 : 12.3 cm) mit sich bringt. Da diese Gläser zudem nur 500 μm oder dicker erhältlich sind, stellt eine einzelner auf diesem Glas gefertigter Detektor schon 1% Strahlungslänge dar.

Eine andere, bessere Möglichkeit, die innerhalb der WA89-Kollaboration erarbeitet wurde, ist das sogenannte 'Coating' (Beschichten) eines Standardglases mit einer sehr dünnen ($\approx 1000\text{\AA}$), leitfähigen Schicht. Die Verwendung eines so beschichteten Glases als Substrat sichert eine stabile Gasverstärkung bis hin zu hohen Teilchenflüssen, und die Strahlungslänge eines solchen Detektors ist vergleichbar mit der eines Silizium-Mikrostreifendetektors. Es besteht ebenso die Möglichkeit, zunächst die Mikrostreifen auf einem Standardglas zu realisieren und anschließend die Struktur mit einer solchen leitfähigen Schicht zu überziehen.

Der Teilchenfluß im WA89-Experiment beträgt in der Strahlregion etwa $1000/\text{s}/\text{mm}^2$. Im Vergleich zu den beiden anderen Experimenten, in welchen Gasmikrostreifendetektoren bereits im Einsatz waren (NA12 und SMC), ist dies eine sehr niedrige Teilchenrate. Eine Abschätzung, die durch den Vergleich mit Labormessungen an Gasmikrostreifendetektoren mit verschiedenen Gläsern als Substrat möglich war, lies für den Fall der Verwendung eines Substrates mit $R \approx 10^{15} \Omega\text{cm}$ einen Verstärkungsabfall von höchstens 5% erwarten. Die Effizienz sollte hierdurch kaum beeinträchtigt werden. Die unterschiedlich hohe Gasverstärkung innerhalb und außerhalb der Strahlregion bzw. zu Beginn und Ende des Spills (Während des Spills (2.5 s) lädt sich das Substrat auf, in der folgenden Spillpause (12.2 s) werden die Ladungen wieder abgebaut.) führt zu einem Verlust an Energieauflösung, der aber auch nur wenige % beträgt.

Die Verwendung eines Glases niedrigen elektrischen Widerstandes hätte einen hohen Leckstrom mit sich gebracht, der angesichts des $4\mu\text{s}$ großen Integrationsfensters des SVX-Chips ein ernstzunehmendes Problem dargestellt hätte. Ein zusätzlicher Chip zwischen Anodenstreifen und SVX-Chip wäre nötig gewesen, um die Gleichstromkomponente auszukoppeln. Zudem erfordert ein hoher Leckstrom, daß die Abschaltgrenze des Hochspannungsnetzgerätes für V_c sehr hoch eingestellt wird, was zur Folge hat, daß Entladungen, die zur Zerstörung des Detektors führen können, nicht mehr sichtbar sind.

Die Wahl fiel deshalb auf das Desag-Glas D263 mit einem elektrischen Widerstand von etwa $10^{15} \Omega\text{cm}$. Dieses Glas zeichnet sich durch verschiedene Eigenschaften aus:

- Sein Natriumgehalt ist sehr gering ($\approx 5\%$), so daß nicht mit der Zerstörung der Kathodenstreifen durch Na^+ -Ionen zu rechnen ist.
- Erfahrungsgemäß ist die Haftung einer auf D263 aufevaporierten oder aufgesputterten Metallschicht sehr gut

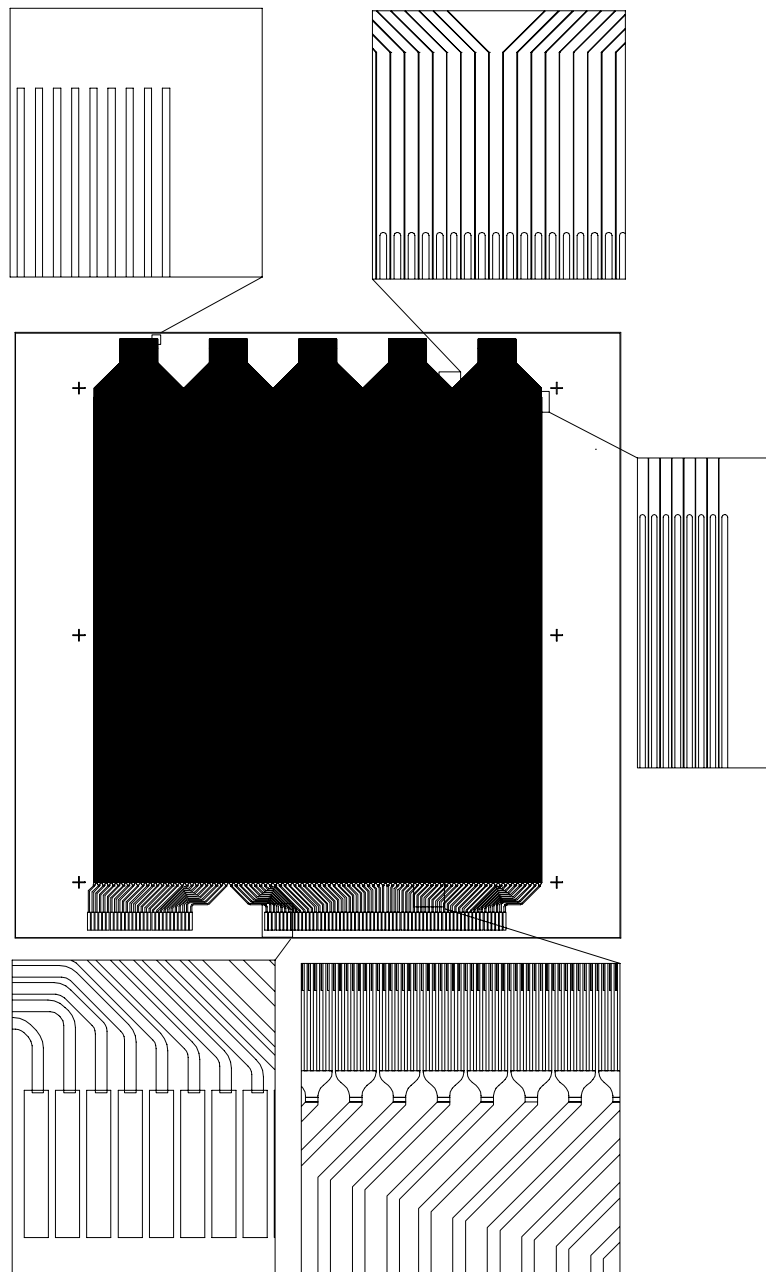


Abb. 4.14: Aufbau der Detektorplatte. Die Ausschnittvergrößerungen zeigen (von links oben im Uhrzeigersinn) a) die Anodenenden, die zum Pitchadapter gebondet werden, b) den 'Fan-In' der Anoden, c) die Kathodenenden, welche zu passivieren sind, d) die Anodenenden, die ebenso passiviert werden, sowie das Zusammenlaufen von je 7 Kathodenstreifen zu einem gemeinsamen Streifen, e) die Bondpunkte dieser Kathodengruppen.

- Die Zahl der 'Pinholes', die, wie oben erläutert, zu Beschädigungen der Mikrostruktur führen, ist sehr klein

Die Glasscheiben, die für die Herstellung von Gasmikrostreifendetektoren vorgesehen sind, werden in der Firma Desag unmittelbar nach dem Abkühlen mit einem dünnen Schutzfilm überzogen, um die Oberfläche vor Beschädigungen während des Transportes zur Firma Baumer zu schützen.

Die Größe von Substrat und Struktur

Aufgrund der geforderten geometrischen Akzeptanz des Übergangsstrahlungsdetektors mußten die geplanten Gasmikrostreifendetektoren wenigstens $15 \times 15 \text{ cm}^2$ aktive Detektorfläche aufweisen. Die gesamte Mikrostruktur (die auch noch Referenzpunkte, Bondingpads usw. beinhalten muß) und somit die Glasplatte, mußte daher wenigstens $17 \times 19 \text{ cm}^2$ groß sein. Baumer zog es vor, mit $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (genauer $8 \times 8 \text{ inch}^2$) großen Glasplatten zu arbeiten, da die in den meisten Arbeitsgängen verwendeten Maschinen der Firma auf quadratische Platten mit einer Kantenlänge von 1, 2, 3, ... inch) ausgelegt sind. Aufgrund der geforderten mechanischen Stabilität nannte Baumer als absolute Untergrenze für die Dicke der Platte $300 \mu\text{m}$. So wurde ein Teil der Platten auf $300 \mu\text{m}$ dickem, der andere Teil auf $500 \mu\text{m}$ dickem Substrat gefertigt, wobei die nachfolgenden Qualitätsanforderungen eingehalten werden mußten:

1. Eine Strichbreiten-Toleranz von $\pm 0.5 \mu\text{m}$
Die Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors hängt, wie oben erläutert, sehr stark von der Anodenbreite ab. Schwankungen der Anodenbreite bedeuten eine inhomogene Gasverstärkung und daher eine schlechte Energieauflösung des Detektors.
2. Keine Metallrückstände zwischen den Streifen
Metall zwischen den Streifen führt zu Feldeformationen und letztlich zu Entladungen.
3. Keine Kathodenunterbrechungen
Unterbrechungen der Kathodenbahnen führen erfahrungsgemäß zu Entladungen, die bald den Detektor zerstören.
4. Weniger als 1% unterbrochene Anoden
Anodenunterbrüche führen im allgemeinen nicht zu Entladungen, bedeuten aber einen toten Kanal.

4.6.3 Das mechanische Design des Detektors

- Die Grundplatte
Die Detektorplatte wird mittels eines elastischen Zwei-Komponenten-Klebstoffes auf eine G10-Platte (die Grundplatte) geklebt. Die Elastizität des Klebstoffes verhindert die Zerstörung der Glasplatte infolge von Spannungen, die unter Verwendung

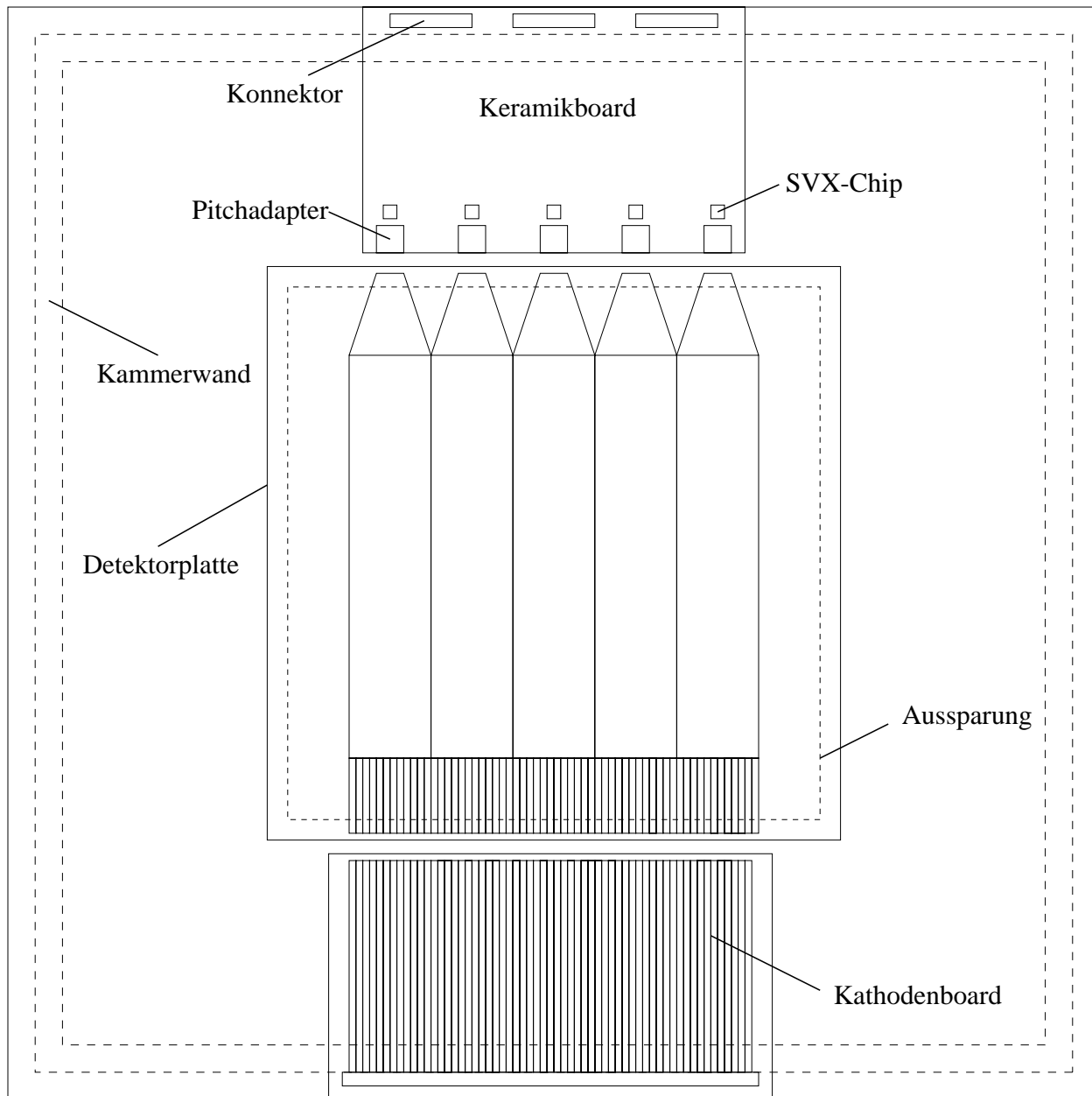


Abb. 4.15: Aufbau der Grundplatte. Die Kantenlänge der Grundplatte beträgt 390 mm.

eines unelastischen Klebstoffes aufgrund von Tag-Nacht-Temperaturschwankungen wegen der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten des G10 und des Desag-Glases in der Detektorplatte auftreten könnten.

Oberhalb der Glasplatte befindet sich das Keramik-Board mit den SVX-Chips. Die Adaption der $235 \mu\text{m}$ Anodenabstand auf die $50 \mu\text{m}$ Abstand zweier Bondpunkte des SVX-Chips erfolgt in zwei Schritten. Auf der Detektorplatte selbst ließ sich aus technischen Gründen ein 'Fan-In' auf lediglich $100 \mu\text{m}$ Streifenabstand realisieren. Die Adaption von 100 auf $50 \mu\text{m}$ erfolgt auf einem Pitch-Adapter-Chip, der sich auf dem Keramik-Board befindet.

Die Kathoden sind schon auf der Detektorplatte in Gruppen zu je 7 zusammengefaßt, die zu einem Epoxy-Board (dem Kathoden-Board) gebondet werden, das sich gegenüber des Keramik-Boards befindet. Auf diesem Board werden die Kathodengruppen durch $1 \text{ M}\Omega$ -Widerstände voneinander separiert, was bewirkt, daß im Falle einer Entladung lediglich eine Kathodengruppe entladen wird und somit die zerstörerische Wirkung von Entladungen begrenzt.

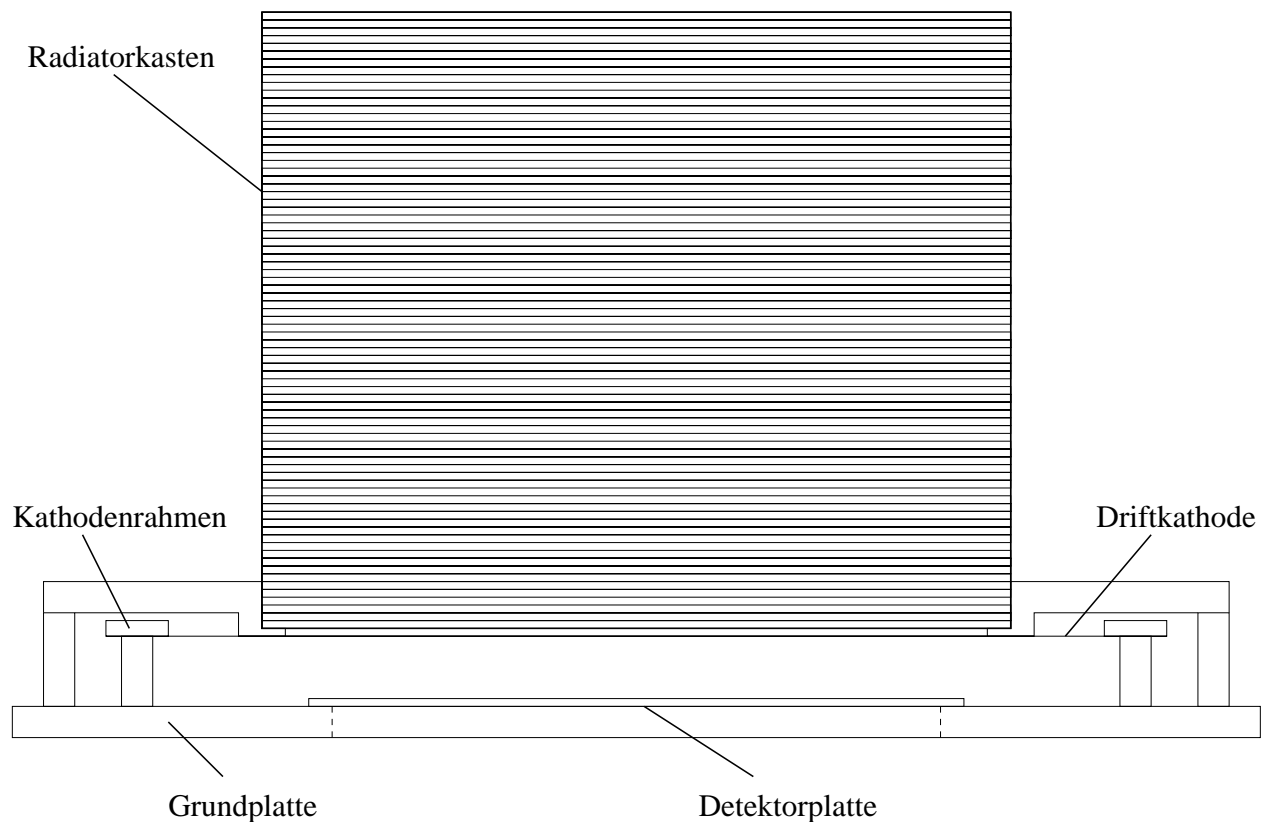


Abb. 4.16: Eine Kammer des Übergangsstrahlungsdetektors im Querschnitt

- Die Kammer

Eine Übergangsstrahlungsdetektor-Kammer ist in den Abbildung 4.15 und 4.16 im Querschnitt gezeigt. Unterhalb der Detektorplatte befindet sich eine aluminisierte Mylarfolie, welche die Bodenelektrode darstellt. Damit Druckschwankungen in der Kammer nicht von der fragilen Detektorplatte abgefangen werden müssen, wird der Gasraum selbst durch eine $30\mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie abgeschlossen, die von außen auf die Grundplatte aufgeklebt ist.

In 8 mm Abstand oberhalb der Detektorplatte befindet sich die Driftkathode, realisiert durch eine aluminisierte Mylarfolie. Der 8 mm tiefe Gasraum stellt einen Kompromiß zwischen hoher Photonenabsorption (tiefer Gasraum) und geringer Primärionisation durch die Teilchen selbst (kleiner Gasraum) dar. Dies bewirkt, daß sich die ADC-Spektren der e^\pm sehr stark von denen anderer Teilchen unterscheiden.

Der Deckel der Kammer besitzt eine Einbuchtung, in welcher der Radiator sitzt. Auch hier wird der Gasraum durch eine $30\mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie abgeschlossen. Das etwas komplizierte Design von Driftkathode und Deckel kommt der Forderung nach möglichst wenig photonenabsorbierendem Material zwischen Radiator und Driftkathode nach.

- Das Kammergas

Aufgrund der geforderten hohen γ -Absorption im KeV-Bereich wurde als Hauptkomponente des Gases Xenon gewählt, wie für Übergangsstrahlungsdetektoren üblich. Die Wahl der Löschgaskomponente fiel auf Methan. Dies ist zu verstehen im Hinblick auf Messungen, die vor allem in der Sauli-Gruppe am CERN durchgeführt wurden [24] [7] [25] [26]. Die Verwendung von DME (die einzige ernsthafte Alternative) in Gasmikrostreifenzähler-Kammern, deren Rahmen aus dem Leiterplattenmaterial G10 konstruiert sind, führt zu sehr raschem Altern dieser Detektoren. Offenbar greift DME das G10-Material chemisch an, was Ablagerungen auf der Mikrostruktur zur Folge hat und zu Entladungen führt.

Bei hohen Teilchenflüssen ist die Verwendung von Methan sicher nicht möglich, da dieses polymerisiert und sich auf der Struktur niederschlägt. Bei dem WA89-Teilchenfluß von $1000/\text{s}/\text{mm}^2$ war mit diesem Problem jedoch nicht zu rechnen, so daß schließlich eine 90:10-Mischung von Xe-CH₄ als optimal angesehen wurde.

4.7 Bau der Kammern und Teststrahlergebnisse

4.7.1 Bau der ersten Detektoren

Bis Februar 1994 waren alle Detektorteile bestellt, und es gelang, bis Ende April den ersten Detektor fertigzustellen und im Labor unter Verwendung einer β -Quelle zu betreiben. Es war nötig, einige (≈ 5) Defektstellen zu passivieren, welche bei einem Scan der Struktur der Detektorplatte unter dem Mikroskop sichtbar waren.

Bei einem zweiten Detektor, der parallel zu dem genannten zusammengebaut wurde, gab es erheblich größere Probleme mit Defektstellen auf der Struktur. Die Kammer mußte wieder geöffnet und eine sichtbare Defektstelle passiviert werden. Nach dem Schließen

zeigten sich weiterhin Entladungen, die auf das Vorhandensein weiterer Defektstellen hindeuteten.

4.7.2 Der erste Teststrahl

Anfang Mai konnte der erste funktionierende Detektor in einem einwöchigen Teststrahl (wieder in der X3-Zone) in e^- - und π^- -Strahlen mit Energien zwischen 5 und 50 GeV getestet werden. Wieder stand hier neben dem Gasmikrostreifendetektor auch das Spaghetti-Kalorimeter von WA89 sowie die vier Delay-Line-Kammern im Strahl, so daß Teilchenidentifikation und Spurvorhersage möglich waren.

Die ADC-Spektren des Detektors für e^- und π^- von 30 GeV sind in Abbildung 4.18 gezeigt. Man erkennt, daß das Spektrum der e^- im Vergleich zu dem der π^- durch die Absorption der im Radiator generierten Übergangsstrahlungsdetektors-Photonen stark zu höheren Werten hin verschoben ist. Auch die Clusterbreiten von e^- -Ereignissen sind im Mittel höher als in π^- -Ereignissen. Wie die ADC-Spektren für verschiedene Clusterbreiten (Abbildung 4.19) zeigen, sind höhere ADC-Werte mit höheren Clusterbreiten korreliert. Der Detektor zeigte eine Effizienz von etwa 95% , und erwartungsgemäß zeigte sich keine systematische Abhängigkeit der Signalhöhe von der Hit-Position auf dem Anodenstreifen, sondern lediglich eine mit der Messgenauigkeit vereinbare Variation von etwa 6% .

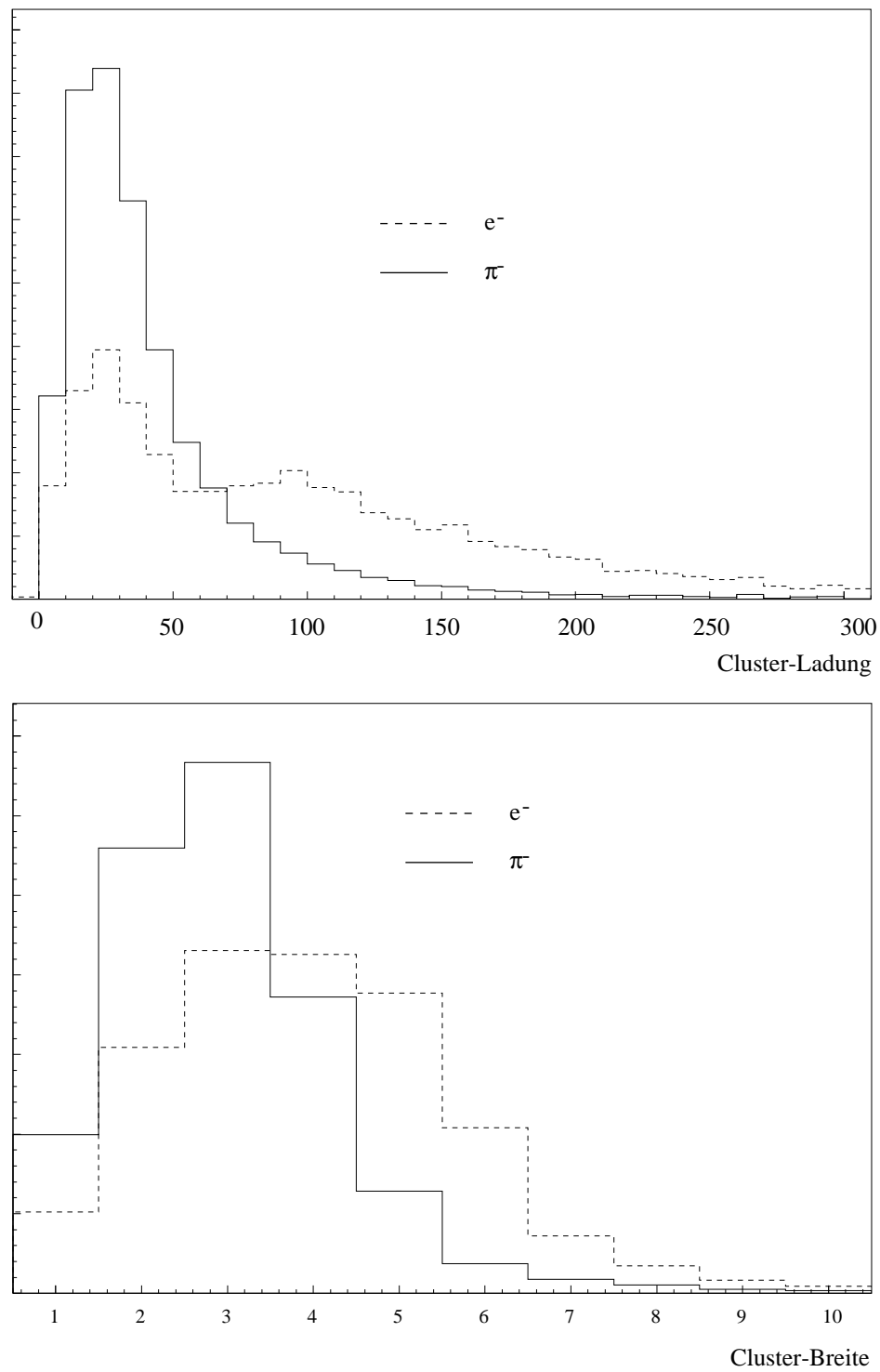


Abb. 4.17: Oben: ADC-Spektrum der ersten TRD-Kammer für e^- und π^- . Das linke Maximum im e^- -Spektrum wird von Ereignissen hervorgerufen, in denen das e^- kein Übergangsstrahlungs-Photon generiert oder dieses nicht in der Kammer absorbiert wird. Unten: Clusterbreiten-Verteilung der ersten TRD-Kammer

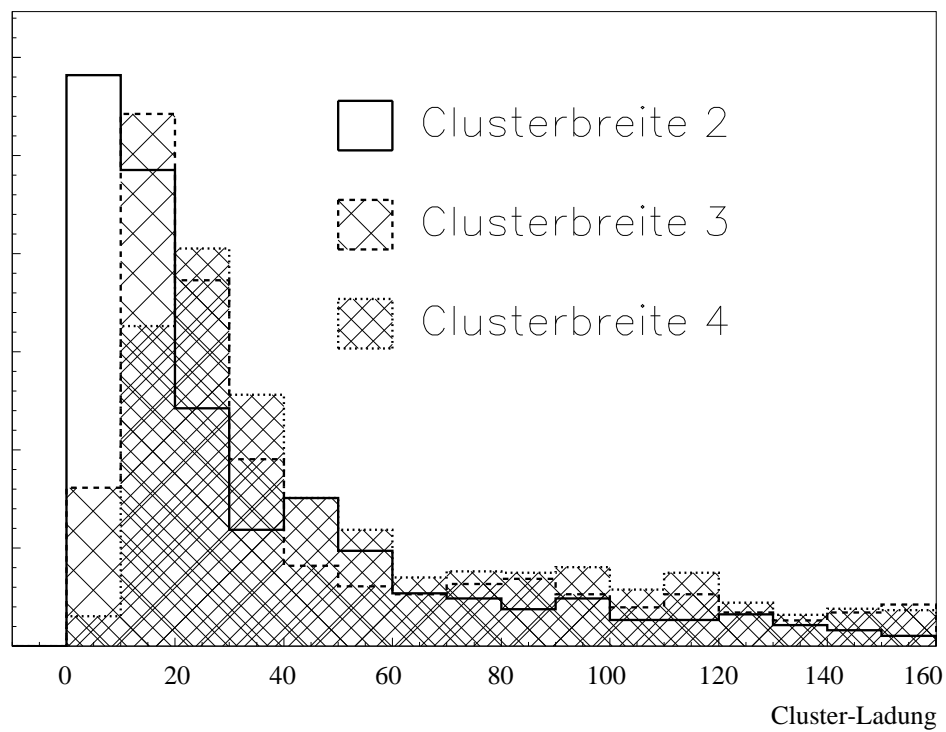
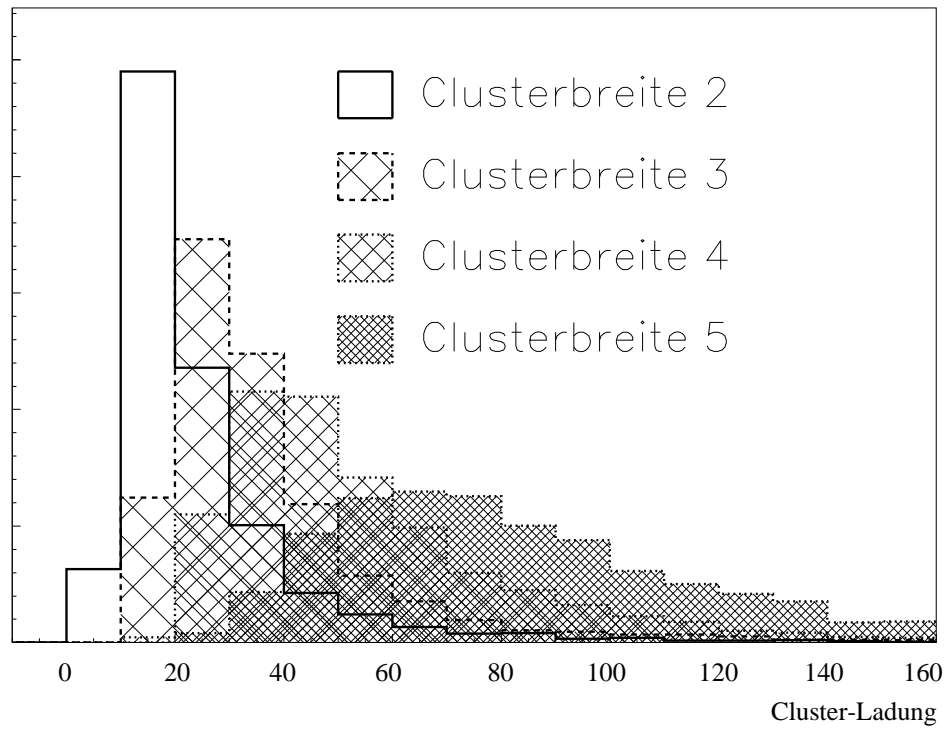


Abb. 4.18: Ladungsdeposit von Elektronen (oben) und Pionen (unten) bei verschiedenen Clusterbreiten

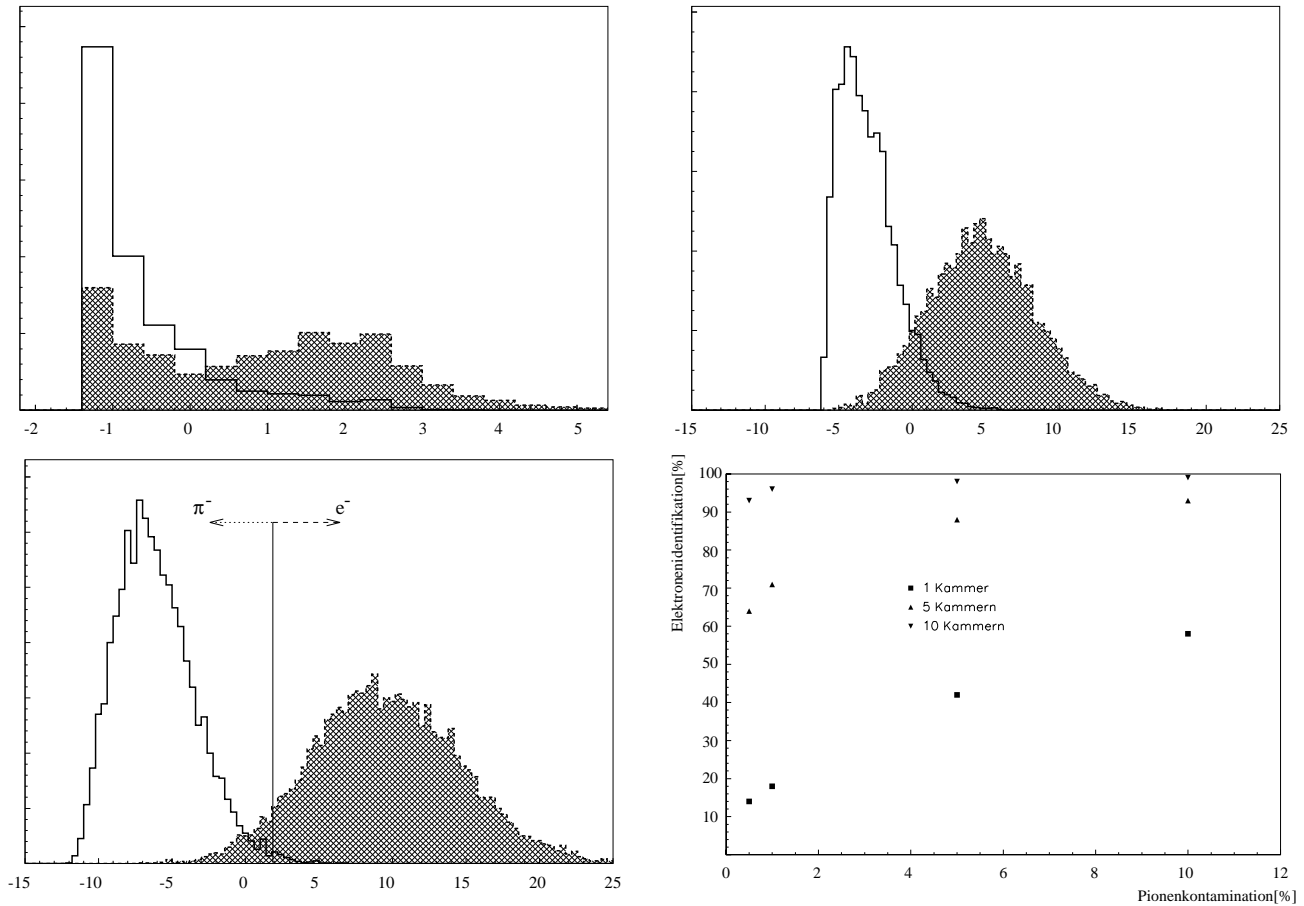


Abb. 4.19: Likelihoodquotienten für eine, fünf und zehn Kammern (schattiert für Elektronen). Das linke Maximum in der Verteilung der Elektronenereignisse, das sich im Falle einer Kammer zeigt, entspricht dem linken Maximum im ADC-Spektrum der Elektronen. Die Verteilungen werden mit zunehmender Zahl von Kammern gaussförmig. Die vierte Abbildung zeigt die mögliche Teilchentrennung, die sich durch einen Schnitt, wie in der Abbildung angedeutet, ergibt.

Die Spektren 4.18 (oben) werden benutzt, um mittels einer Likelihood-Methode e^- und π^- zu trennen. Die normierten Spektren werden hierzu als Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P_e(\text{ADC})$, $P_\pi(\text{ADC})$ für den ADC-Wert eines e^- bzw. π^- interpretiert. Im Falle von n Detektoren erhält man so $2n$ Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P_{i,e}(\text{ADC}_i)$, $P_{i,\pi}(\text{ADC}_i)$, wobei ADC_i den ADC-Wert bezeichnet, den das Teilchen in der i -ten Kammer hervorruft. Man definiert Likelihoodfunktionen durch

$$(4.28) \quad \mathcal{L}_e(\text{ADC}_1, \dots, \text{ADC}_n) = \prod_{i=1}^n P_{i,e}(\text{ADC}_i),$$

$$(4.29) \quad \mathcal{L}_\pi(\text{ADC}_1, \dots, \text{ADC}_n) = \prod_{i=1}^n P_{i,\pi}(\text{ADC}_i),$$

die ein Maß dafür geben, wie 'wahrscheinlich' ein gegebenes Muster von ADC-Werten ADC_1, \dots, ADC_n von einem e^- bzw. π^- hervorgerufen wurde. \mathcal{L}_e wird große Werte annehmen für e^- -Ereignisse, kleine für π^- -Ereignisse. Zur Teilchentrennung betrachtet man den Likelihoodquotienten

$$(4.30) \quad \mathcal{L}(ADC_1, \dots, ADC_n) = \log \left(\frac{\mathcal{L}_e(ADC_1, \dots, ADC_n)}{\mathcal{L}_\pi(ADC_1, \dots, ADC_n)} \right).$$

Zwar befand sich im Teststrahl nur ein Detektor, doch konnte der Fall von n identischen Detektoren durch die Annahme, daß alle Detektoren die gleichen Spektren zeigen, simuliert werden. In der Abbildung 4.20 ist \mathcal{L} gezeigt für einen Übergangsstrahlungsdetektor, der aus einer, 5 bzw. 10 Ebenen besteht. Die jeweils linke Verteilung ergibt sich für π^- -Ereignisse, die rechte für e^- -Ereignisse. Die Separation von e^- und π^- geschieht durch einen Schnitt wie in der Abbildung gezeigt. Der Zusammenhang zwischen der Identifikationswahrscheinlichkeit für e^- und der π^- -Misidentifikationswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 4.19 für verschiedene Zahlen von Kammern gezeigt. Aus diesen Berechnungen ließ sich schließen, daß ein Übergangsstrahlungsdetektor bestehend aus 8 Ebenen, eine hinreichend gute Trennung (90% Wahrscheinlichkeit für die Identifikation von e^- bei einer π^- -Kontamination von etwa 1%) erlauben würde.

4.7.3 Der zweite Teststrahl

In einem weiteren Teststrahl sollten einige Parameter der Detektoren optimiert werden, insbesondere die Tiefe des Gasraums und die Zahl der Radiatorfolien. Zur Optimierung der Tiefe des Gasraums wäre allerdings der Umbau des bisher einzigen funktionierenden Detektors nötig gewesen (von 8mm auf 10mm Gasraumtiefe), worauf aufgrund des hohen Risikos der Beschädigung oder des Gelangens von Staub auf die Detektorplatte verzichtet wurde. Es wurde daher lediglich der funktionierende Detektor dazu verwendet, den Radiator zu optimieren. Der Kompromiß, der zwischen hoher Photonenausbeute und geringer Strahlungslänge gemacht wurde, sind 150 Folien pro Detektor.

4.7.4 Die Strahlzeit 1994

Um den Einsatz des Übergangsstrahlungsdetektors in der WA89-Strahlzeit 1994 zu ermöglichen, mußte ein mit der Totzeit des SVX-Chips verbundenes Problem gelöst werden. Einige der Kondensatoren des SVX-Chips müssen regelmäßig einen 'Reset' erfahren. Während dieser Zeit ist der Detektor nicht funktionsfähig, kann also keinen Trigger entgegennehmen, was zusätzliche Totzeit für den Experiment-Trigger bedeutet. Die Lösung dieses Problems liegt in der Synchronisierung der Totzeit der Gasmikrostreifendetektoren mit jener der Siliziumdetektoren. In der Strahlzeit wurde je ein SRS-Modul für die Silizium-Detektoren und die Gasmikrostreifendetektoren verwendet. Daß diese zunächst unabhängig voneinander die Kondensatoren entladen, führt zu einer Erhöhung der Totzeit. Um die zusätzliche Totzeit zu vermeiden, wurde eine Kommunikation zwischen den beiden Modulen eingeführt, so daß die Resets der Silizium-Detektoren und

Gasmikrostreifendetektoren gleichzeitig durchgeführt wurden. Durch den Einsatz der Gasmikrostreifendetektoren in der Strahlzeit 1994 wurde daher keine zusätzliche Totzeit verursacht.

Der Bau weiterer Detektoren erwies sich als problematisch. Daß die erste gebaute Kammer sehr gut funktionierte, die zweite hingegen nicht, ließ vermuten, daß es sich bei der zweiten Detektorplatte um einen 'Ausreißer' mit vielen Defektstellen handelte.

Beim Bau der ersten Detektoren war es als kritischer Punkt erschienen, daß die Platten, wenn sie nur am Rand gehalten werden, wie es beim Transport von einem Tisch zum anderen oder zum Einlegen in die Detektorkammer notwendig ist, wegen ihrer Größe und der geringen Dicke der Platten, in der Mitte um einige Millimeter 'durchhängen'. Zwar wird die Mikrostruktur hierdurch erfahrungsgemäß nicht beschädigt, jedoch erschien eine Beschädigung des unelastischen und spröden Klebstoffstreifens, der zur Passivation der Anoden- und Kathodenenden auf die Platte aufgetragen wird, möglich. Daher wurde in der Folge nicht länger der Epoxy-Klebstoff E505 SIT der Firma Epotecny (Vélici, Frankreich) verwendet, sondern der Araldit AW 106 der Firma Ciba Geigy (Basel, Schweiz), der nach dem Aushärten elastisch bleibt und der von anderen Gruppen bereits erfolgreich zur Passivation von Detektorplatten eingesetzt worden war.

Beim Test der neu gebauten Detektoren zeigten sich bei Anlegen einer Kathodenspannung von nur 100V Leckströme zwischen 10nA und 1 μ A, also eine bis drei Größenordnungen höher als erwartet. Auch der erste gebaute Detektor hatte anfangs einen Leckstrom von etwa 20nA gezeigt, um dann allmählich auf den Wert von etwa 1nA zurückzugehen, welcher dem Glaswiderstand von 10¹⁵ Ω cm entspricht.

Das verwendete Glas erhält seinen hohen Widerstand erst, nachdem es für einige Zeit (einige Stunden) bei einer hohen Temperatur (\approx 50–100°C) 'ausgeheizt' wurde. Dieses Ausheizen war aber mit der Detektorplatte des ersten Detektors ebenso geschehen wie mit den der weiteren Detektoren, so daß dies als Ursache ausgeschlossen werden konnte.

Zur Untersuchung, ob der Leckstrom, wie beim ersten Detektor festgestellt, nach anhaltendem Anlegen von Spannung zurückgeht, wurden den Detektoren Kathodenspannungen angelegt, die den Strom auf 10nA/Detektor (\approx 15pA/Kanal) begrenzen. Zwar sank in der Folge der Leckstrom, jedoch ging dies einher mit dem Ausfallen von Detektorkanälen.

Um die Frage nach der Ursache des Leckstroms und der destruktiven Wirkung von 15pA auf einen Chip-Kanal zu klären, wurden verschiedene Untersuchungen und Überlegungen angestellt:

- Es wurde festgestellt, daß der Strom durch sämtliche Kathodengruppen floß, daß es sich also um ein globales Phänomen handelte. Damit konnte ausgeschlossen werden, daß sich lediglich in einem Punkt auf der Struktur ein kleiner Fleck einer leitfähigen Substanz befand.
- Die Leitfähigkeit der Platten könnte durch einen Schmutzfilm auf der Oberfläche verursacht werden. Die Platten wurden im Labor vor dem Einbau nicht mehr gereinigt, da dies aufgrund ihrer Fragilität sehr schwierig ist. BAUMER hatte zugesichert, daß die Platten vor der Auslieferung einem speziellen Reinigungsver-

fahren unterzogen würden und eine Nachreinigung nicht nötig sei. Letzteres wurde von anderen Gruppen, die mit Gasmikrostreifendetektorplatten dieser Firma bereits Erfahrung hatten, bestätigt. Als der Firma dann die Probleme geschildert wurden, machte sie das Eingeständnis, daß die Platten aufgrund ihrer ungewöhnlichen Größe nicht in die üblichen Reinigungsanlagen gepaßt hätten. Sie waren daher 'von Hand' in den entsprechenden Säure-, Lauge- und Wasserbädern gereinigt worden. Zudem paßten die Platten nicht auf den Spinortisch, auf welchem Detektorplatten üblicherweise anschließend 'trocken geschleudert' werden. Sie wurden daher, wieder 'von Hand', unter einem Strahl heißer Luft getrocknet. Wie die Firma eingestand, lagen keinerlei Erfahrungen mit dem Resultat dieses Reinigungsverfahrens vor.

- Weiterhin gab es Probleme beim Transport der Platten nach Genf. Die für solche Transporte üblichen Plastikbehälter hatte die Firma in der nötigen Größe nicht vorrätig. Die Platten wurden daher in Holzkisten transportiert, deren Innenwände lackiert waren, so daß sich kein Staub von den Wänden lösen konnte. Der Lack allerdings gaste ganz offensichtlich (vor allem bei den vorherrschenden sommerlichen Temperaturen) sehr stark aus. Es bestand daher die Möglichkeit, daß sich auf der Oberfläche der Platten ein dünner Film des Lacks niedergeschlagen hatte, der für die erhöhte Leitfähigkeit verantwortlich war.
- Des weiteren bestand die Möglichkeit, daß der Strom durch die Passivation der Anoden- und Kathodenenden fließen könnte. Dieser Gedanke war zunächst verworfen worden, weil die Platten auch ohne Passivation einen Leckstrom gezeigt hatten. Da die Art der Passivation aber einen wesentlichen Unterschied zum ersten Detektor darstellte, bei dem der Leckstrom ohne das Ausfallen von Detektorkanälen aufgetreten war, wurde diese Möglichkeit nun näher untersucht. Nach dem Öffnen einer der Kammern waren unter dem Mikroskop im Bereich der Anoden rote Verfärbungen in der Passivation (Der Araldit-Klebstoff ist durchsichtig.) zu erkennen. Durch das Messen des elektrischen Widerstands des Anodenstreifenstücks, welches unter der Passivation verläuft, wurde zudem festgestellt, daß einige der Anoden unterhalb der Passivation unterbrochen waren. Der Araldit-Klebstoff zeigte also offensichtlich eine chemische Reaktion mit dem Chrom der Mikrostreifen. Zur Passivation der Anoden- und Kathodenenden der weiteren Detektorplatten wurde daher wieder der E505 SIT-Klebstoff verwendet.

Im Laufe der Strahlzeit kam es zunehmend zu Spannungs-'Trips' der im Strahl befindlichen Kammer, die, wie den Rausch-Spektren entnommen werden konnte, mit dem Ausfallen von Detektorkanälen einhergingen. Diese Entladungen konnten in Laboruntersuchungen darauf zurückgeführt werden, daß der Klebstoff E505 SIT aufgrund von Kapillarkräften an den Kathoden- und vor allem Anodenstreifen hochkriecht. Die resultierende Verzerrung des elektrischen Feldes führt auf Dauer zu Entladungen, welche die Streifen zerstören. Durch eine spezielle Misch- und Auftragtechnik konnte dies in der Folge vermieden werden [37].

Das verbleibende Problem beim Bau der nachfolgenden Kammern war die sehr schlechte Qualität der Detektorplatten, die es erforderlich machte, die gesamte Struktur mit dem

Mikroskop abzuscanen, um die Defektstellen (etwa 20/Detektor) auszumachen und zu passivieren, was eine sehr schwierige und langwierige (1 Tag/Platte) Arbeit darstellt. Zudem ist es nötig, diesen Schritt mehrmals zu wiederholen, da sich nach dem Spülen der Kammer und dem Anlegen der Hochspannung herausstellen kann, daß der Detektor noch immer Entladungen zeigt [37].

Zwei weitere Kammern wurden so noch während der Strahlzeit im Labor funktionstüchtig gemacht und in der Strahlzone montiert, wobei die im Strahl befindliche erste Kammer, bei welcher bereits mehr als 50% der Kanäle ausgefallen waren, aus dem Strahl entfernt werden mußte.

Diese beiden Detektoren funktionierten problemlos bis zum Ende der Strahlzeit.

4.7.5 Der dritte Teststrahl

Nach dem Ende der Strahlzeit wurde ein weiterer Detektor fertiggestellt und zusammen mit den drei Detektoren, die während der WA89–Strahlzeit im Experiment gestanden hatten, im Oktober 1994 in einem Teststrahl kalibriert und weiter untersucht [37]. Dies war insbesondere der erste Teststrahl, in welchem Siliziumdetektoren (insgesamt 12 Ebenen) zur Spurvorhersage verwendet wurden, was die Messung der Ortsauflösung der Detektoren erlaubte. Es ergaben sich Werte um $50\mu\text{m}$ (Mit der üblichen Methode der Schwerpunktsbildung des Clusters) in Übereinstimmung mit den Messungen anderer Gruppen unter vergleichbaren Bedingungen.

4.7.6 Fazit und Ausblick

Das verbleibende Problem beim Bau der Kammern ist die schlechte Qualität der Detektorplatten, die einen zeit- und arbeitsaufwendigen Scan der Struktur unter dem Mikroskop nötig macht.

Die Firma Baumer gestand ein, die gegebenen Garantien nicht eingehalten zu haben. Sie hatte die eigenen Möglichkeiten der Fertigung wie auch der Endkontrolle offenbar bei weitem überschätzt. Die Firma hatte sich zuvor (schon jahrelang) bemüht, in engem Kontakt mit verschiedenen Forschungsinstituten, insbesondere dem ILL in Grenoble (Frankreich) die Fertigung von Gasmikrostreifendetektoren zu ermöglichen. Ermutigt durch positive Beurteilungen der jüngsten Resultate, vor allem durch das INFN in Pisa (Italien), hatte die Firma dann offenbar geglaubt, die geforderten Garantien ohne große Probleme einhalten zu können. Unser Auftrag über 14 Detektorplatten dieser Größe war der erste größere Auftrag, den die Firma nach eigenen Angaben über Gasmikrostreifendetektoren erhalten hat. Aufgrund der Größe der Detektorplatten hatte Baumer verschiedene Probleme. Dies fängt an mit dem Spinortisch, auf dem der Photolack auf die Glasplatte aufgesponnen wird, der im Prinzip zu klein ist, und führt durch die verschiedenen Fertigungsschritte bis hin zur Reinigungsanlage, in welche die Platten nicht hineinpassen.

Die schlechte Qualität der Detektorplatten war von der Firma selbst offenbar vor dem Ausliefern auch nicht bemerkt worden. Die Endkontrolle, welche in der Firma durchgeführt wird, besteht aus einem schnellen ($\approx 15\text{min}$) Scan der Struktur unter dem Mikroskop,

bei dem die Defektstellen wegen ihrer geringen Größe verständlicherweise nicht bemerkt werden.

Es existieren zur Zeit drei sehr gut funktionierende Detektoren, und die zum Bau weiterer Detektoren benötigten Einzelteile sind vorhanden, jedoch wird WA89 keine weitere Strahlzeit mehr haben. Ein anderer Einsatzort für die Gasmikrostreifendetektoren ist zur Zeit nicht abzusehen. Daß die Detektoren zum Nachweis von Übergangsstrahlung entwickelt wurden, ist nicht als Problem anzusehen, jedoch sind sie zum Einsatz in WA89, einem Experiment mit relativ niedrigem Teilchenfluß konzipiert worden. Zum Einsatz in einem Experiment mit höherem Teilchenfluß eignen sie sich zum einen des langsamen SVX-Chips nicht, zum anderen würden die Detektoren aufgrund der verwendeten Konstruktionsmaterialien sehr schnell altern. Die Zukunft des Übergangsstrahlungsdetektors ist daher ungewiß .

Der Einsatz der drei Gasmikrostreifendetektor-Kammern in der WA89-Strahlzeit 1994 war in dreierlei Hinsicht ein Erfolg:

- Es sind die größten Kammern, die bisher in einem Experiment zum Einsatz kamen.
- Gasmikrostreifendetektoren wurden erstmals zum Nachweis von Übergangsstrahlung eingesetzt.
- Es ist gelungen, den SVX-Chip zu ihrer Auslese zu verwenden, was die optimale Lösung für diesen speziellen Einsatzort darstellt.

Das gesamte Projekt kann daher trotz aller Schwierigkeiten als ein großer Erfolg angesehen werden.

5 $\Sigma^- - e^-$ -Streuung im WA89-Detektor

In diesem Kapitel werden Überlegungen vorgestellt, die vor der WA89-Strahlzeit 1994 im Hinblick auf die mögliche Untersuchung von $\Sigma^- - e^-$ -Streuung im WA89-Experiment angestellt wurden. Da der experimentelle Aufbau von WA89 primär zur Suche nach Charm-Baryonen konzipiert ist, war es notwendig, herauszufinden, inwiefern es prinzipiell möglich ist, $\Sigma^- - e^-$ -Streuung mit dem WA89-Detektor zu untersuchen bzw. welche Änderungen am experimentellen Aufbau eventuell notwendig sind, um dies zu ermöglichen. In einer Simulation wird zunächst die Zahl der Ereignisse abgeschätzt, welche zur Bestimmung der elektromagnetischen Radien des Σ^- nötig sind, und mit der zu erwartenden elastischen Wechselwirkungsrate verglichen.

In Monte-Carlo-Simulationen werden dann die Akzeptanz und Auflösung des WA89-Detektors im Hinblick auf Streuereignisse ermittelt. Dies ist nötig, da Streuereignisse eine von hadronischen Wechselwirkungen gänzlich verschiedene Ereignistopologie (sehr hohe Impulse der gestreuten Sigmas, sehr kleine Streuwinkel, ...) aufweisen und daher völlig andere Anforderungen an den Detektor stellen.

Anschließend wird dargestellt, in welcher Weise die Teilchen vor und nach dem Streuprozeß identifiziert werden können, sowie welche Probleme hier bestehen.

5.1 Simulation zur benötigten Ereignisstatistik

Die zur Messung der elektromagnetischen Radien des Σ^- benötigte Ereignis-Statistik wird im folgenden mittels einer Simulationmethode ermittelt. Hierbei werden gemäß des differentiellen Streuquerschnittes (2.46) (Abbildung 5.1)

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi Z^2 \alpha^2}{Q^4} \cdot \left(1 - \frac{Q^2}{Q_{max}^2}\right) \cdot F^2(Q^2)$$

verteilte Werte für Q^2 generiert, wobei $\langle r_e^2 \rangle = \langle r_m^2 \rangle = 0.55 \text{ fm}^2$ gewählt wird. Die sich ergebende Verteilung wird mit der Funktion

$$\eta \cdot \frac{d\sigma}{dQ^2}(Q^2, \langle r_e^2 \rangle, \langle r_m^2 \rangle)$$

gefittet, wobei der physikalisch bedeutungslose Normierungsfaktor η sowie die Radien $\langle r_{e,m}^2 \rangle$ als Fit-Parameter fungierten.

- Der Q^2 -Generator
Zur Abschätzung der Zahl der benötigten Ereignisse ohne Berücksichtigung von Detektoreigenschaften ist eine Geant-Simulation nicht nötig. Stattdessen werden Punkte (x,y) des durch

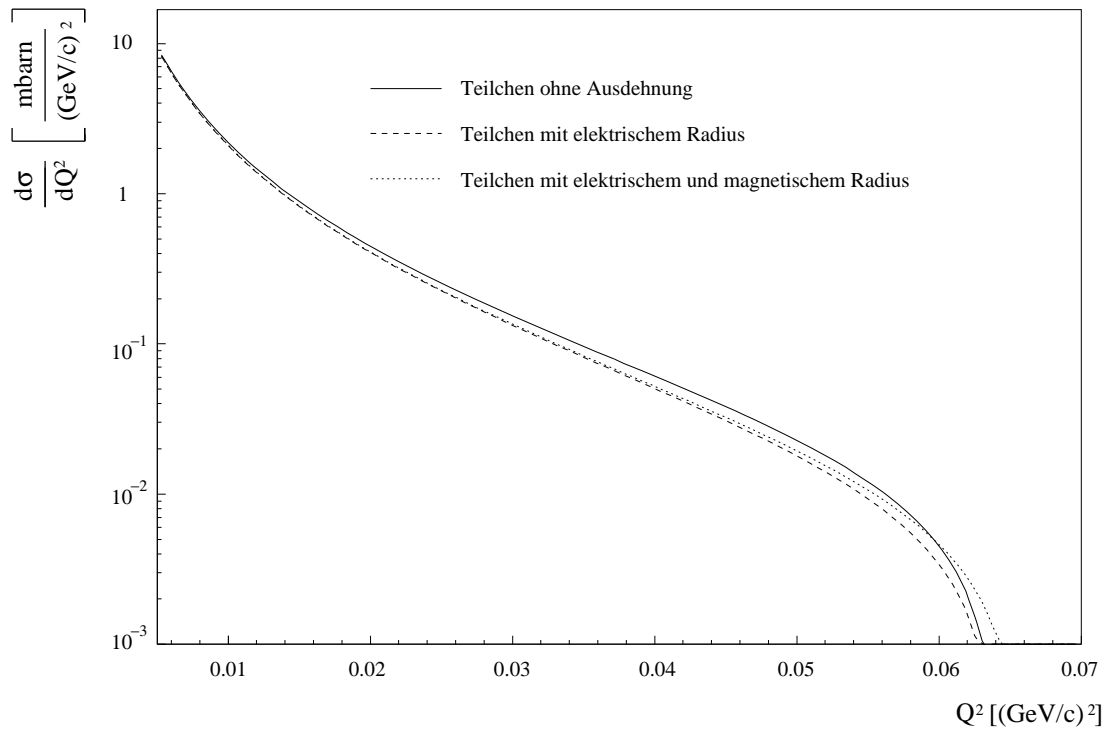
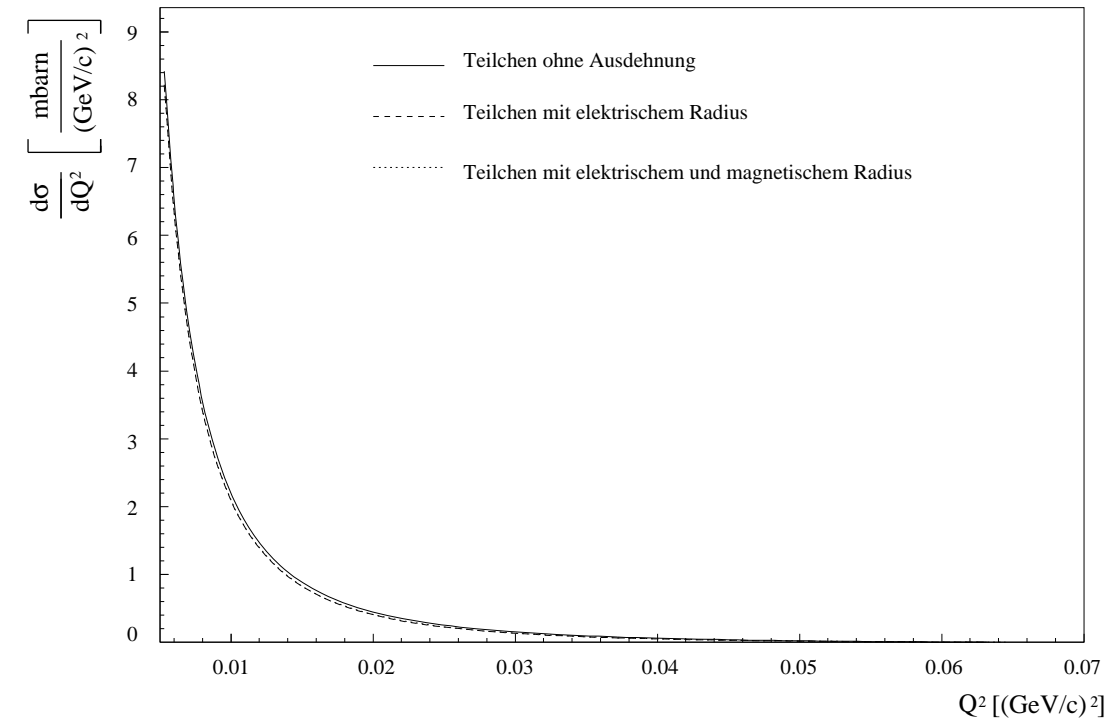


Abb. 5.1: Differentieller Streuquerschnitt der $\Sigma^- - e^-$ -Streuung. In der logarithmischen Darstellung ist der Effekt der elektromagnetischen Ausdehnung des Teilchens auf den Streuquerschnitt erkennbar.

$$Q_{min}^2 \leq x \leq Q_{max}^2$$

und

$$0 \leq y \leq \frac{d\sigma}{dQ^2}(Q_{min}^2)$$

definierten Rechtecks gleichverteilt generiert. x wird als Q^2 -Wert akzeptiert, falls

$$y \leq \frac{d\sigma}{dQ^2}(x).$$

Diese Bedingung, die anschaulich bedeutet, daß (x,y) 'unter' der Kurve $d\sigma/dQ^2$ liegt, sorgt dafür, daß die Q^2 -Werte mit $d\sigma/dQ^2(Q^2)$ gewichtet generiert werden. Die Einführung eines minimal erlaubten Q^2 -Wertes Q_{min}^2 ist nötig, da die Gleichung (2.46) für $Q^2 \rightarrow 0$ divergiert. Da die Rekonstruktionseffizienz für die Spur der e^- aus den Streueignissen bei einem Impuls von etwa $10\text{GeV}/c$ endet, was einem Q^2 -Wert des Ereignisses von etwa $0.01(\text{GeV}/c)^2$ entspricht, muß die erhaltene Q^2 -Verteilung im Bereich

$$0.01(\text{GeV}/c)^2 \leq Q^2 \leq Q_{max}^2$$

gefittet werden. Es wurde $Q_{min}^2 = 0.002(\text{GeV}/c)^2$ gewählt, was sicherstellt, daß das Spektrum nicht innerhalb des Histogramm-Bins, welches $Q^2 = 0.01(\text{GeV}/c)^2$ enthält, abgeschnitten wird, da dies das Fit-Resultat verfälschen würde.

Zur Anpassung der generierten Q^2 -Spektren wird ein Likelihood-Fit verwendet, der eine einfachere Handhabung leerer Histogramm-Bins erlaubt als ein χ^2 -Fit.

Wie man anhand der Abb. 5.2 erkennt, benötigt man z. B. $3 \cdot 10^4$ Ereignisse, um den Ladungsradius mit einer Genauigkeit von 10% messen zu können, wobei eine Messung des magnetischen Radius allerdings noch ausgeschlossen wäre. Will man den magnetischen Radius mit einer Genauigkeit von 50% messen, so benötigt man eine Statistik von etwa 10^5 Ereignissen. Der Fehler am Ladungsradius würde dann bei etwa 6% liegen.

5.2 Abschätzung der elastischen Wechselwirkungsrate

Während das Target, wie in Kapitel 3 erläutert, im Hinblick auf Charm-Produktion optimiert wurde, erweist es sich im Hinblick auf die Untersuchung von $\Sigma^- - e^-$ -Streuung als nur sehr bedingt geeignet. Zunächst müßte (wie in Kapitel 5.3.1 dargelegt wird) ein Material geringerer Strahlungslänge gewählt werden, wobei jedoch die Wechselwirkungsrate für elastische Streuung an den Target- e^- groß sein muß.

Letztere Bedingung bedeutet, daß das Verhältnis der Ladungszahl zur Massenzahl des Targetmaterials Z/A möglichst groß sein muß: Die hadronische Wechselwirkungsrate ist gegeben durch den Ausdruck (Siehe Kapitel 2.5)

$$(5.1) \quad \dot{N}_N = \dot{S} \cdot \sigma_h \cdot \frac{\rho \cdot l}{u},$$

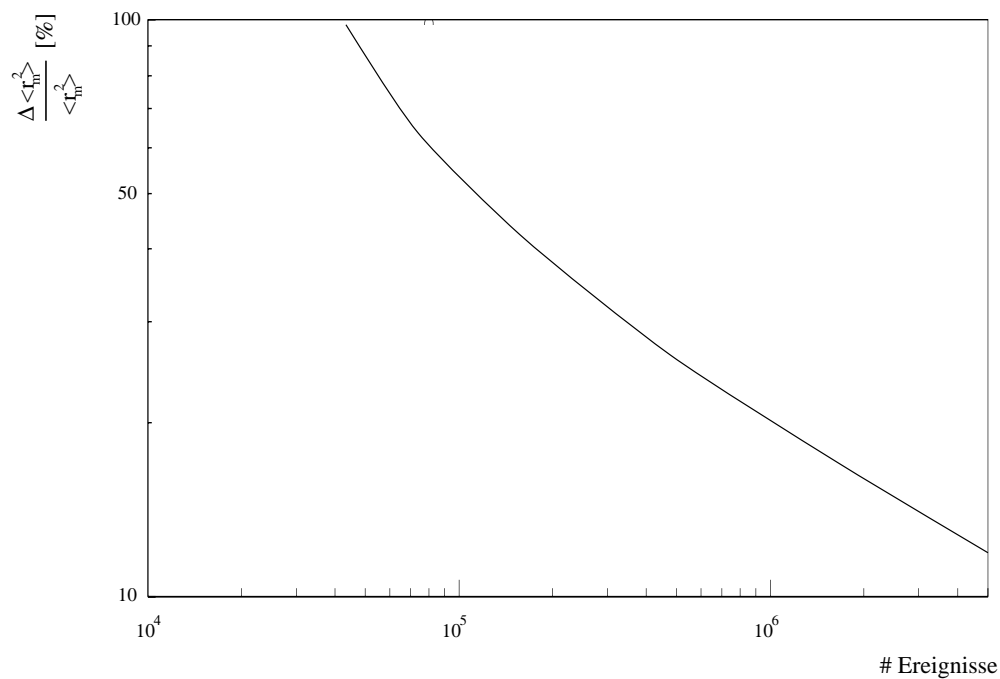
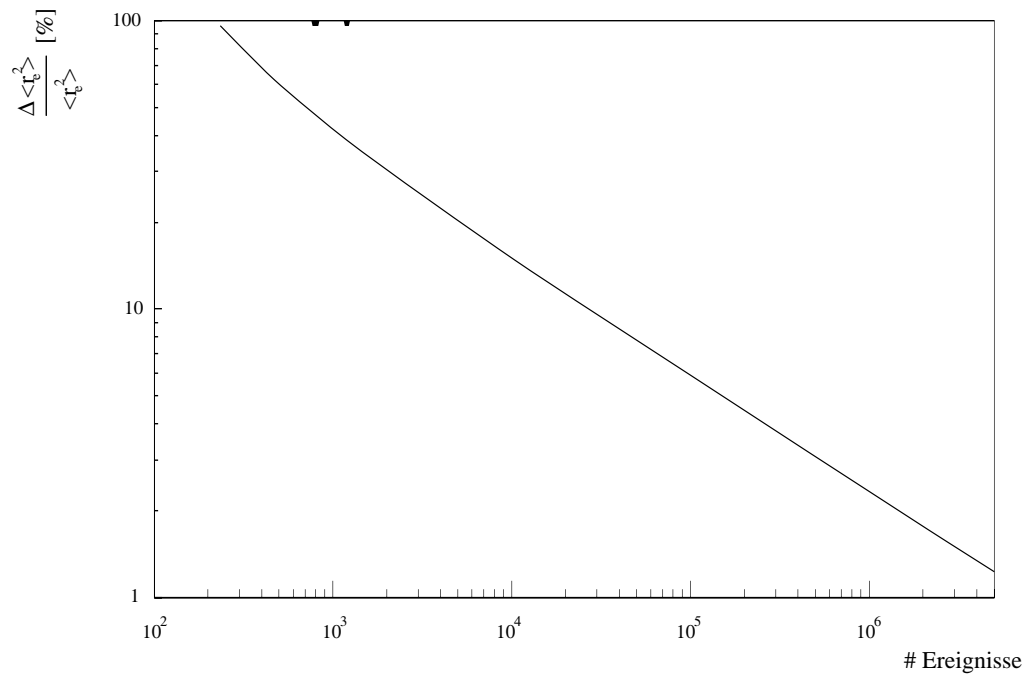


Abb. 5.2: Ergebnisse der Simulation zur $\Sigma^- - e^-$ -Streuung: Aufgetragen ist der relative Fehler am Messwert des Radius gegen die zugrunde liegende Statistik (Ereignisse mit $Q^2 \geq 0.01(\text{GeV}/c)^2$). Oben ist das Ergebnis für den Ladungsradius, unten das für den magnetischen Radius gezeigt.

wobei \dot{S} die Rate der Strahlteilchen, σ_h den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt, ρ die Dichte des Targetmaterials, u die atomare Masseneinheit und l die Tiefe des Targets bezeichnet. Für die elastische Streuung an den e^- des Targets gilt hingegen

$$(5.2) \quad \dot{N}_{el} = \dot{S} \cdot \sigma_{el} \cdot \frac{Z \cdot \rho \cdot l}{A \cdot u},$$

wobei σ_{el} den totalen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung des Strahlteilchens an einem e^- bezeichnet, welcher sich durch Integration von Gleichung 2.46 ergibt. Der Faktor Z/A im Vergleich zu Gleichung (5.1) ergibt sich anschaulich dadurch, daß der Streuprozess in diesem Fall nicht an A Nukleonen pro Targetatom stattfindet, sondern an $Z e^-$ pro Targetatom. Für das Verhältnis von N_N zu N_{el} ergibt sich daher

$$(5.3) \quad \frac{N_{el}}{N_N} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_h} \cdot \frac{Z}{A}.$$

Hadronische Wirkungsquerschnitte liegen im mbarn-Bereich. Es ist $\sigma_h=27$ mbarn für π^- , $\sigma_h=41$ mbarn für das Proton und $\sigma_h=21$ mbarn für K^- . Die Wirkungsquerschnitte

Material	X_0 [cm]	l [cm]	$l[1/X_0]$	ρ [g/cm ³]	Z/A	N_{el} [Hz]
Cu	1.43	0.4	27.9%	8.96	0.45	0.044
C	18.8	0.66	3.5%	2.27	0.50	0.020
Si	9.36	0.36	3.8%	2.33	0.50	0.011
(CH ₂) _n	47.9	4.79	10%	0.94	0.57	0.070
H ₂	865	86.5	10%	0.071	0.99	0.17

Tab. 5.1: Strahlungslänge X_0 und Dichte ρ der WA89-Targetmaterialien Kupfer, Kohlenstoff und Silizium. Zum Vergleich sind dieselben Größen für Polyethylen und flüssigen Wasserstoff gegeben. Z/A ist das Verhältnis der Kernladungs- zur Massenzahl, und l bezeichnet die Tiefe des Targetmaterials in verschiedenen Einheiten. Im Falle von Polyethylen und Wasserstoff wurde $l=0.1 \cdot X_0$ gewählt. Die Wechselwirkungsrate \dot{N}_{el} ergibt sich aus dem WA89-Teilchenfluß von $5 \cdot 10^5/14.7$ s und $\sigma_{el}=4 \mu\text{barn}$ unter der Berücksichtigung eines Σ^- -Strahl-Anteils von 33% aus den Formeln (5.1) und (5.2).

für elastische Hadron-Elektron-Streuung hingegen nehmen Werte im μbarn -Bereich an. Integriert man Gleichung (2.46) von Q_{min}^2 bis Q_{max}^2 , wobei $Q_{min}^2=0.01(\text{GeV}/c)^2$ dem e^- -Impuls von etwa $10\text{GeV}/c$ entspricht, bei welchem die Spur des Elektrons noch vollständig rekonstruiert werden kann, so erhält man den Wert $\sigma_{el}=4 \mu\text{barn}$. Somit überwiegen zwar immer die hadronischen Wechselwirkungen, jedoch läßt sich durch die Wahl von Z/A die Rate elastischer Streueignisse selbst maximieren. Tabelle 5.1 listet die Strahlungslängen, Dichten und Z/A verschiedener Materialien auf. Offensichtlich wäre im Hinblick auf niedrige Strahlungslänge bei gleichzeitig hoher Wechselwirkungsrate ein Flüssig- H_2 -Target optimal (etwa doppelte Rate elastischer Streueignisse an Target- e^- bei nur 10% Strahlungslänge), aber auch ein wesentlich einfacher zu handhabendes Polyethylen-Target von etwa 5cm Tiefe wäre gut geeignet. In diesem Falle wäre die

Rate elastischer Streueignisse an Target- e^- etwa ebenso hoch wie im Falle des WA89-Targets, die Strahlungslänge hingegen würde nur 10% betragen.

Der Einsatz eines anderen als des existierenden Targets während der Strahlzeit 1994 war indes ausgeschlossen, weil der Hauptgegenstand des Experiments, die Untersuchung von Charm-Baryonen, hierdurch sehr stark beeinträchtigt worden wäre.

Die Idee, nur einige Zeit (\approx einen Tag lang) Daten mit einem Polyethylen-Target zu nehmen und ausschließlich auf Streueignisse zu triggern, scheitert an der zu geringen Intensität des Hyperonenstrahls. Integration der errechneten Wechselwirkungsrate von 0.07Hz über einen Tag ergibt die Zahl von 6050 Ereignissen, die es erlauben würde, den Ladungsradius des Σ^- mit etwa 20% Genauigkeit zu messen. Aufgrund von Triggertotzeit, der schlechten SPS-Effizienz (40%) sowie aufgrund von Schnitten auf das Datensample, die nötig sind, um Untergrundereignisse zu unterdrücken, wäre die Zahl der aufgezeichneten und verwertbaren Ereignisse allerdings noch wesentlich kleiner. Es wurde daher die Entscheidung getroffen, während der gesamten Strahlzeit auf Streueignisse zu triggern, ohne den experimentellen Aufbau zu verändern.

Aus der 14-wöchigen Strahlzeit 1994 berechnet sich nach Abzug von 3 Wochen Shutdown für SPS-Wartungsarbeiten und unter Berücksichtigung von 40% SPS-Effizienz für die verbleibende Zeit sowie und 65% Trigger-Totzeit eine effektive Strahlzeit von $9.3 \cdot 10^5$ s. Aus der errechneten Wechselwirkungsrate von 0.075Hz für das WA89-Target ergibt sich daher die erwartete Zahl von etwa 70000 aufgezeichneten $\Sigma^- - e^-$ -Streueignissen mit $Q^2 \geq 0.01(\text{GeV}/c)^2$

Da sich Streueignisse gegenüber hadronischen Wechselwirkungen insbesondere durch ihre niedrige Multiplizität auszeichnen, waren keine großen Änderungen an der WA89-Triggerlogik erforderlich, um das zusätzliche Aufzeichnen von Streueignissen zu ermöglichen.

Es wurde lediglich der Wechselwirkungszähler, ein Szintillator, welcher sich zwischen dem zwölften und dreizehnten Siliziumdetektor unterhalb des Targets befindet, dazu genutzt, zusätzlich auf Ereignisse der Multiplizität $\mu_{Spur}=2$ zu triggern. Aufgrund seiner Einfachheit sprach dieser Trigger leider nicht sehr spezifisch auf Streueignisse an, sondern führte zu einer sehr hohen Triggerrate, so daß er um einen Faktor zwei skaliert werden mußte.

In den Daten sind daher lediglich 35000 $\Sigma^- - e^-$ -Streueignisse mit $Q^2 \geq 0.01(\text{GeV}/c)^2$ zu erwarten. Der Ladungsradius des Σ^- könnte daher (Abb. 5.2) mit einer Genauigkeit von etwa 10% gemessen werden, während die geringe Statistik eine Messung des magnetischen Radius nicht erlaubt.

5.3 Monte-Carlo-Simulation

Zur Simulation des WA89-Detektors existiert das Programm OMGEANT, welches auf dem Programmpaket GEANT basiert. Es wird hierbei ein Strahlteilchen simuliert, welches im Target hadronisch bzw. elektromagnetisch wechselwirkt.

Da OMGEANT bisher lediglich zur Simulation von hadronischen Wechselwirkungen verwendet wurde, mußte ein Teilchengenerator zur Simulation des Streuprozesses geschrieben werden. Dieser berechnet zunächst nach einer vorgegebenen Verteilung den 'zufälligen' Q^2 -Wert der Reaktion und benutzt dann die Formeln aus Kapitel 2.1, um aus den Strahlteilchenparametern, dem Wechselwirkungspunkt und dem Viererimpulsübertrag die

Parameter des gestreuten e^- und Σ^- zu ermitteln.

Wie im Falle der Simulation hadronischer Wechselwirkungen werden die entstandenen Teilchen schrittweise durch den Detektor verfolgt, wobei sämtliche physikalischen Prozesse wie Bremsstrahlung, Comptonstreuung, Zerfall entsprechend der mittleren Lebensdauer des jeweiligen Teilchens, Positronannihilation, Erzeugung von δ -Elektronen, hadronische und elektromagnetische Wechselwirkungen im Detektormaterial, Vielfachstreuung und Paarproduktion simuliert werden. Durchquert ein geladenes Teilchen ein Spurdetektorsegment, so wird sein Durchstoßpunkt zunächst als Spurpunkt festgehalten und dann unter Berücksichtigung bekannter apparativer Effekte (Ineffizienzen, Ortsauflösung, Ansprechen mehrerer benachbarter Kanäle eines Detektors) in Datenworte umgewandelt, die von den Analyseprogrammen TRIDENT und PHYNIX (siehe Kapitel 6) wie echte Daten behandelt werden können. Zudem werden die ursprünglichen Teilchenparameter der simulierten Teilchen festgehalten und können so mit den rekonstruierten Parametern verglichen werden. Die in dieser Weise ermittelten Detektoreigenschaften werden im folgenden vorgestellt.

Aus den Abbildungen 2.2, 2.3 und 2.4 kann man entnehmen, innerhalb welcher Bereiche sich die Streuwinkel und Impulse der an der Streuung beteiligten Teilchen bewegen. Die relative Detektorauflösung hängt im Falle der Streuwinkel stark vom Absolutwert der Winkel ab. Da jedoch Ereignisse mit großem Q^2 stark unterdrückt sind, also geringe statistische Signifikanz besitzen, muß das Augenmerk auf Reaktionen mit kleinem Q^2 , also kleinem Σ^- – sowie großem e^- –Streuwinkel liegen.

5.3.1 Die Detektorauflösung

- Der Impuls des gestreuten Σ^- liegt oberhalb von 260 GeV/c und unterhalb der Strahlenergie. Die Auflösung des Ω -Spektrometers in diesem Impulsbereich beträgt etwa 3% .
- Der Σ^- -Streuwinkel ist kleiner als $450\mu\text{rad}$. Die Genauigkeit, mit welcher dieser gemessen werden kann, ist durch den Vertexdetektor definiert, und beträgt etwa $23\mu\text{rad}$ für Wechselwirkungen in Kupfer und Kohlenstoff. Die relative Auflösung ist daher für kleine Streuwinkel schlechter als 10% . Liegt der Streuverter im Siliziumtarget, so beträgt aufgrund des in Trident verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus die Auflösung nur etwa $55\mu\text{rad}$. Das Rekonstruktionsprogramm hat wegen des kleinen Σ^- -Streuwinkels Probleme, zwischen den Hits des Strahlteilchens und denen des gestreuten Σ^- zu unterscheiden, so daß falsche Hits zur Rekonstruktion einer der Spuren verwendet werden.
- Der e^- -Impuls liegt stets unterhalb von 70 GeV/c; die Genauigkeit, mit welcher er gemessen werden kann, ist indes nicht durch die Auflösung des Ω -Spektrometers definiert, sondern wird durch Bremsstrahlungsverluste (Siehe Kapitel 5.3.2) bestimmt, welche die Elektronen im Target und in den Detektoren der Target- und Zerfallszone erleiden. In Abbildung 5.3 ist die Verteilung des relativen Fehlers bei der Bestimmung des Elektronenimpulses dargestellt. Es ist ein Bethe–Heitler-Spektrum gefaltet mit einer Gauss-Funktion, deren Breite durch die Impulsauflösung

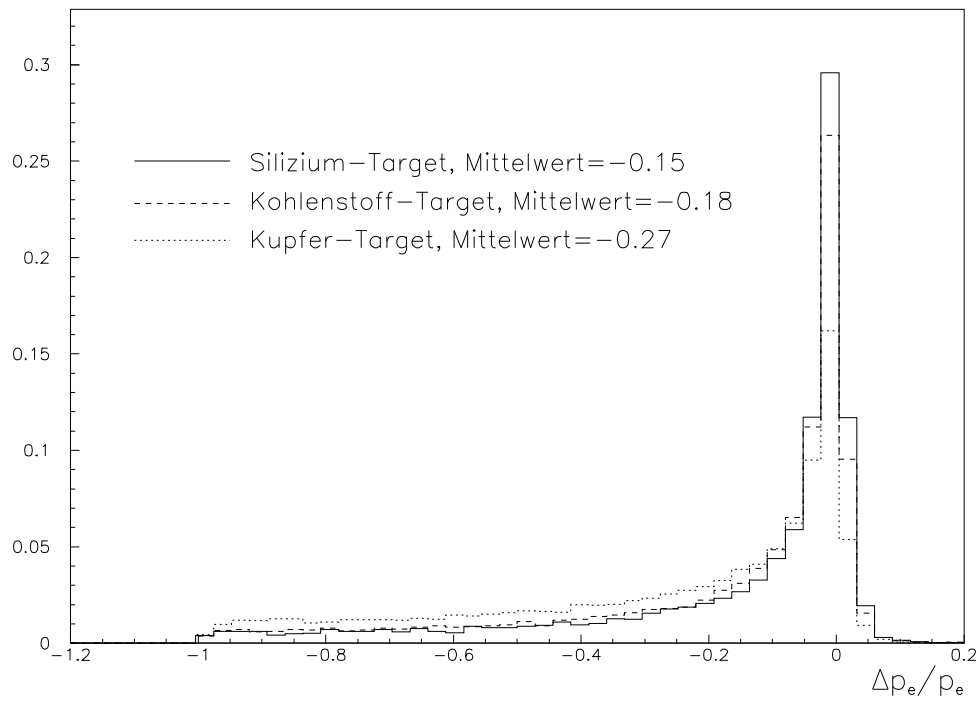
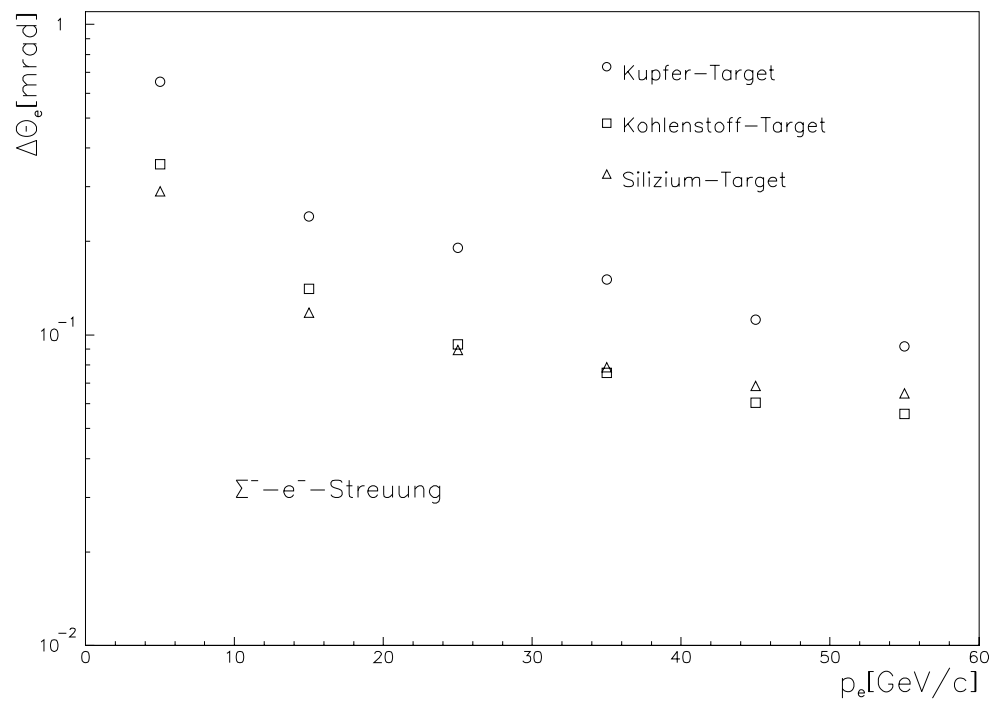


Abb. 5.3: Detektor-Auflösung für den e^- -Streuwinkel und den e^- -Impuls

des Ω –Spektrometers gegeben ist. Der Mittelwert von z.B. -0.27 dieser Verteilung für Wechselwirkungen im Kupfer–Target besagt, daß die hier generierten Elektronen im Mittel 27% einer Strahlungslänge durchfliegen, bevor ihr Impuls im Spektrometer bestimmt werden kann. Die Messung des e^- –Impulses kann daher als fast wertlos angesehen werden. Die Ursache dieses Problems ist insbesondere in den verwendeten Targetmaterialien zu sehen.

- Der Elektron–Streuwinkel ist erheblich größer als der des Sigmas. Bei einem e^- –Impuls von $5\text{GeV}/c$ (Die Rekonstruktionseffizienz für die Spur der e^- endet hier.) beträgt der Streuwinkel etwa 14mrad . Die Detektorauflösung für die Messung dieser Größe hängt vom Impuls des e^- sowie vom Wechselwirkungspunkt ab (Abbildung 5.3), da sie durch die Vielfachstreuung des Elektrons in Targetmaterial und Vertexdetektor beschränkt ist. Dieser Beitrag zu $\Delta\Theta$ ist durch die Annäherung

$$(5.4) \quad \delta\Theta = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{x/X_0} (1 + 0.038 \ln x/X_0)$$

an die Molière–Formel gegeben. Hierbei ist x die Tiefe des Materials, welches das Teilchen durchfliegt, und X_0 die mittlere Strahlungslänge des Materials. Da der β –Faktor im interessierenden Impulsbereich gleich eins gesetzt und der logarithmische Term für die vorliegenden Werte von x/X_0 vernachlässigt werden kann, gilt

$$(5.5) \quad \delta\Theta \sim \frac{\sqrt{x}}{p}.$$

Wie man Abbildung 5.3 entnehmen kann, liegt die relative Auflösung bei kleinen Streuwinkeln im Bereich von 1% .

- Die Messung des Strahlimpulses durch das Strahlhodoskop erfolgt mit einer Genauigkeit von etwa 1% .

5.3.2 Bremsstrahlung

Die Bremsstrahlungsverluste der gestreuten Elektronen sind von großer Bedeutung in der Untersuchung der Streuprozesse und werden sich auch in der Analyse als sehr wichtig erweisen, so daß dieses Unterkapitel dem Prozess der Bremsstrahlung gewidmet ist.

1. Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Emission von Bremsstrahlung eines Elektrons in Anwesenheit eines Atomkerns der Ladungszahl Z gilt die Bethe–Heitler–Formel

$$(5.6) \quad \frac{d\sigma(E, E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{4Z^2\alpha r_e^2}{E_\gamma} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \cdot g\left(\frac{E_\gamma}{E}\right),$$

wobei

$$(5.7) \quad r_e^2 = \frac{e^4}{m_e^2 c^4}$$

den klassischen Elektronenradius, E die Energie des Elektrons und E_γ jene des abgestrahlten Photons bezeichnet. Die Funktion g , die nur vom Verhältnis $w = E_\gamma / E$ dieser beiden Energien abhängt, lässt sich für Elektronenenergien ab dem MeV-Bereich durch den Ausdruck

$$(5.8) \quad g(w) = \left[1 + (1 - w)^2 - \frac{2}{3}(1 - w) \right] + \frac{(1 - w)}{9 \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)}$$

approximieren. Für die weitere Untersuchung wird $g \equiv 1$ gesetzt, eine Näherung, die für Elektronenenergien im GeV-Bereich möglich ist. Es gilt daher

$$(5.9) \quad \frac{d\sigma(E, E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{d\sigma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{\zeta}{E_\gamma}$$

mit

$$(5.10) \quad \zeta = 4Z^2 \alpha \cdot r_e^2 \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right).$$

2. Verteilung des Energieverlusts

Die Bethe-Heitler-Formel beschreibt die Verteilung des Bremsstrahlungsverlusts des Elektrons in einem Einzelprozess. Durchfliegt das Elektron ein Material der Teilchendichte ρ_T und der Tiefe l , so findet es dort $\rho_T \cdot l$ Streuzentren. Vernachlässigt man Interferenzeffekte, so erhält man daher den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Emission von Bremsstrahlung beim Teilchendurchgang durch dieses Material durch Multiplikation der Bethe-Heitler-Formel (5.9) mit dem Faktor $\rho_T \cdot l$:

$$(5.11) \quad \frac{d\sigma_l(E, E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{\zeta}{E_\gamma} \cdot \rho_T \cdot l$$

Ist ρ die Dichte des Materials, A seine Massenzahl und u die atomare Masseneinheit, so gilt

$$(5.12) \quad \rho_T = \frac{\rho}{A \cdot u}.$$

Mit der Definition $x = \rho \cdot l$ gilt daher

$$(5.13) \quad \frac{d\sigma_l(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{x}{X_0} \cdot \frac{1}{E_\gamma}$$

Hierbei wird

$$(5.14) \quad X_0 = \frac{A \cdot u}{\zeta} = \frac{A \cdot u}{4Z^2 \alpha \cdot r_e^2 \cdot \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)}$$

als Strahlungslänge des Materials bezeichnet, deren Bedeutung im weiteren dargelegt wird. Das in Gleichung (5.13) erkennbare $1/E_\gamma$ -Verhalten der Bremsstrahlungsverlustverteilung ist in Abbildung 5.3 (unten) erkennbar.

Integration der Gleichung 5.9 nach E_γ führt zu einem totalen Wirkungsquerschnitt,

der logarithmisch von den Integrationsgrenzen abhängt. Dies impliziert eine Infrarotdivergenz, die ihre Ursache in der Vernachlässigung von Interferenzeffekten hat. In aufeinanderfolgenden Prozessen emittierte Photonen mit Wellenlängen, die größer sind als der Abstand zwischen den Emissionspunkten, interferieren destruktiv, was eine Unterdrückung niedriger Frequenzen bewirkt.

3. Der mittlere Energieverlust

Für die im Einzelprozess im Mittel abgestrahlte Photonenenergie gilt

$$(5.15) \quad E_{\gamma}^{tot} = \int_0^E E_{\gamma} d\sigma_l(E_{\gamma}) = \int_0^E \zeta dE_{\gamma} = \zeta E.$$

Durchfliegt das Elektron ein Material der Teilchendichte ρ_T und der Tiefe dl , so findet es dort $\rho_T \cdot dl$ Streuzentren, und es verliert im Mittel die Energie

$$(5.16) \quad dE = -E_{\gamma}^{tot} \cdot \rho_T \cdot dl$$

$$(5.17) \quad = -\zeta \cdot E \rho_T \cdot dl.$$

Analog zu oben folgt mit $dx = \rho \cdot dl$ für den mittleren Bremsstrahlungsverlust

$$(5.18) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{-E}{X_0}.$$

Offensichtlich nimmt die Elektronenenergie exponentiell mit zunehmender Materialtiefe ab,

$$(5.19) \quad E(x) = E \cdot e^{-\frac{x}{X_0}},$$

wobei die Strahlungslänge die die Materialtiefe angibt, welche das Elektron durchfliegen muß, um im Mittel den Faktor $1-1/e$ seiner Energie abzustrahlen.

4. Die Zahl der abgestrahlten Photonen

$d\sigma_l(E, E_{\gamma})$ kann als die Zahl dN_{γ} der Photonen interpretiert werden, welche mit Energien E_{γ} im Intervall dE_{γ} emittiert werden. Es folgt daher aus (5.13)

$$(5.20) \quad dN_{\gamma} = \frac{x}{X_0} \cdot \frac{dE_{\gamma}}{E_{\gamma}},$$

woraus sich durch Integration von einer hypothetischen Untergrenze E_{γ}^{min} der Photonenenergien bis zur Elektronenenergie E die Zahl der abgestrahlten Photonen ergibt:

$$(5.21) \quad N_{\gamma} = \frac{x}{X_0} \cdot \ln \left(\frac{E}{E_{\gamma}^{min}} \right).$$

Die Aussage der Gleichung (5.20), daß in Energieintervalle gleicher Größe dE_{γ} Photonen gleicher Gesamtenergie $dE = E_{\gamma} dN_{\gamma}$ abgestrahlt werden,

$$(5.22) \quad E_{\gamma} \cdot dN_{\gamma} = \frac{x}{X_0} \cdot dE_{\gamma},$$

spiegelt sich hier in einer logarithmischen Abhängigkeit der Zahl der abgestrahlten Photonen von den Intervallgrenzen E_{γ}^{min} und E wieder. Die Bedeutung der Beziehung (5.22) liegt darin, daß ein Elektron der Energie E beim Durchgang durch eine Strahlungslänge im Mittel $\ln(10) \approx 2.3$ Photonen mit Energien zwischen 10^{-n} und 10^{-n-1} ($n=0,1,2,\dots$) abstrahlt, und dies unabhängig von n . Ein Elektron wird daher im Mittel 2.3 Photonen mit Energien zwischen E und $E/10$ abstrahlen und ebensoviele zwischen $E/10$ und $E/100$ usw..

5. Der Emissionswinkel der Photonen

Für den Winkel η , unter dem die Photonen abgestrahlt werden, gilt

$$(5.23) \quad \eta \approx \frac{1}{\gamma},$$

wobei γ den Lorentzfaktor des Elektrons bezeichnet. Für Elektronen von 10 GeV Energie z. B. ist $\gamma = 2 \cdot 10^4$, also $\eta = 50 \mu\text{rad}$.

6. Paarbildung

Für den Prozess des Übergangs eines Photons in Anwesenheit eines Atomkerns der Ladungszahl Z in ein Elektron-Positron-Paar gilt die Gleichung

$$(5.24) \quad \frac{d\sigma(E, E_{\gamma})}{dE} = \frac{4Z^2\alpha r_e^2}{E_{\gamma}} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \cdot f\left(\frac{E}{E_{\gamma}}\right),$$

wobei E_{γ} die Photonenenergie und E die Energie des Positrons bezeichnet. Die Funktion f ist für Photonen ab dem MeV-Bereich durch den Ausdruck

$$(5.25) \quad f(w) = \left[1 + (1-w)^2 + \frac{2}{3}(1-w)\right] - \frac{(1-w) \cdot w}{9 \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)}$$

gegeben, wobei $w = \frac{E}{E_{\gamma}}$ bezeichnet. Im GeV-Bereich gilt die Näherung $f \equiv 7/9 \approx 0.78$. Integration von (5.25) über die Positronenergie von 0 bis zur maximal verfügbaren Energie E_{γ} ergibt daher den totalen Streuquerschnitt pro Kern:

$$(5.26) \quad \sigma = 4Z^2\alpha \cdot r_e^2 \cdot \frac{7}{9} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right).$$

Der Ausdruck $\sigma \cdot \rho_T \cdot l$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit für Paarbildung beim Durchgang des Photons durch ein Material der Teilchendichte ρ_T und der Tiefe l . Es ergibt sich aus (5.26) die Gleichung

$$(5.27) \quad \sigma \cdot \rho_T \cdot l = \frac{7}{9} \cdot \frac{x}{X_0},$$

die besagt, daß beim Durchgang des Photons durch ein Material der Tiefe einer Strahlungslänge Paarbildung mit der Wahrscheinlichkeit 7/9 stattfindet.

Für den Winkel η zwischen Photon und Positron gilt

$$(5.28) \quad \eta \approx \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}},$$

in Analogie zu Gleichung (5.23).

5.4 Identifikation der Teilchen vor und nach der Streuung

Zur Unterscheidung zwischen Streuereignissen und hadronischen Wechselwirkungen der Multiplizität zwei ist es wünschenswert, zum einen das Strahlteilchen, zum anderen die Teilchen nach der Wechselwirkung zu identifizieren. Es soll untersucht werden, welche Möglichkeiten der experimentelle Aufbau von WA89 hierzu bietet.

5.4.1 Identifikation des Strahlteilchens

Der Identifikation des Strahlteilchens dient der Strahl-TRD, welcher die Pionen auf dem Triggerniveau in einer Weise unterdrückt, daß in den aufgezeichneten Daten etwa 80% der Strahlteilchen Σ^- und 20% π^- sind [51]. Eine weitere Unterdrückung der Kontamination des Hyperonenstrahls durch π^- geschieht in der Offline-Analyse durch die Ausnutzung der Analoginformation dieses Detektors.

5.4.2 Identifikation des gestreuten Σ^-

Der einzige Detektor, der prinzipiell zur Identifikation von Σ^- in Frage kommt, ist der RICH-Detektor. Jedoch liegen die Impulse der Σ^- in den interessierenden Ereignissen mit 260GeV/c und mehr für eine Identifikation bei weitem zu hoch (Abb. 3.9).

Entsprechend der Lebensdauer der Σ^- zerfallen im vorliegenden Impulsbereich etwa 60% der Σ^- vor Eintritt in das Spektrometer nach $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ (99.9%). Es besteht die Möglichkeit, diese Teilchen durch die Messung der Σ^- - und π^- -Spurparameter, des π^- -Impulses im Spektrometer sowie der n-Energie in SPACAL zu rekonstruieren und auf diese Weise zu identifizieren.

5.4.3 Identifikation des gestreuten e^-

Im Prinzip existieren im WA89-Experiment drei Detektoren, welche zur Identifikation von e^- geeignet sind.

- Der MSGC-TRD:
Wie in Kapitel 4 erläutert, wurde dieser Detektor eigens zur Identifikation von e^- mit Impulsen oberhalb etwa 5GeV/c entwickelt. In der Strahlzeit 1994 kam allerdings nur eine (gegen Ende der Strahlzeit noch eine weitere) der vorgesehenen 8 Detektorebenen zum Einsatz. Die Effizienz für die Identifikation von e^- beträgt bei einer Ebene etwa 18% , bei zwei Ebenen etwa 30%. Dies ist statistisch nicht ausreichend.
- Der RICH:
In Abb. 5.4, die [30] entnommen wurde, ist gezeigt, wie die Effizienz dieses Detektors mit zunehmendem Impuls sehr schnell abnimmt. Bereits bei etwa 20GeV/c liegt diese unterhalb von 50%. Da die geometrische Akzeptanz des RICH erst bei etwa 12GeV/c beginnt, eignet er sich nur sehr eingeschränkt zur Identifikation von Elektronen.

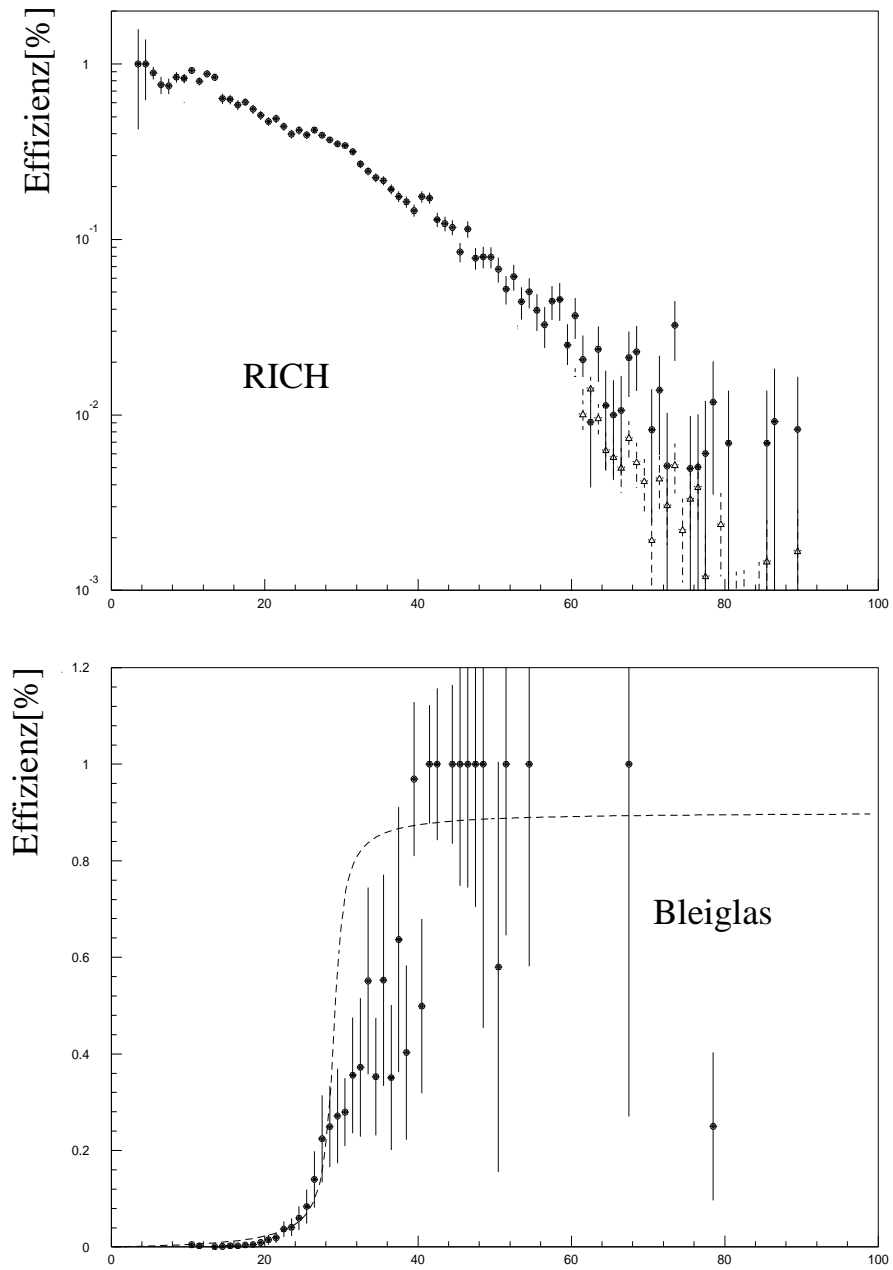


Abb. 5.4: Bleiglas- und RICH-Effizienz für e^- -Identifikation als Funktion des Teilchenimpulses.

- Das Bleiglaskalorimeter:
Ist das Bleiglaskalorimeter auch prinzipiell in der Lage, e^- im gesamten interessierenden Impulsbereich zu identifizieren, so beginnt doch seine volle geometrische Akzeptanz erst bei Impulsen von etwa $45\text{GeV}/c$, wie in Abbildung 5.4 gezeigt. Streuereignisse mit e^- mit derart hohen Impulsen sind wiederum sehr stark unterdrückt.

Offenbar ist also keiner der Detektoren geeignet, die e^- der Streuereignisse zu identifizieren. Die Statistik, die der MSGC-TRD liefert, ist zu gering, das Impulsintervall, in welchem der RICH zur Identifikation in der Lage ist, ist zu klein, und das Bleiglas ist nur bei hohen e^- -Impulsen zur Identifikation in der Lage, die aber sehr stark unterdrückt, also statistisch nicht relevant sind.

5.5 Fazit

Die Ergebnisse der durchgeführten Abschätzungen und Simulationen läßt sich folgendermaßen zusammenfassen.

- Die zu erwartende Statistik an Streuereignissen setzt dem Fehler bei der Messung des Σ^- -Ladungsradius eine Untergrenze von etwa 10%. Eine Bestimmung des magnetischen Radius des Σ^- hingegen ist wegen der geringen Statistik nicht möglich.
- Es ist absehbar, daß die Selektion von Streuereignissen schwierig sein wird. Dies liegt darin begründet, daß eine Identifikation der e^- nicht möglich ist. In der Analyse wird daher versucht werden, Streuereignisse anhand der Überprüfung ihrer vollständigen Kinematik mittels einer Likelihood-Methode zu selektieren.
- Es stellt sich die Frage nach der Bestimmung des Viererimpulsübertrags eines Ereignisses. Wie in Kapitel 2.1 dargelegt, ist das Problem der Berechnung von Q^2 aus den Streuwinkeln und den Teilchenimpulsen überbestimmt. Der Elektronenimpuls sowie der Σ^- -Streuwinkel sind die mit den größten Fehlern behafteten Meßgrößen. Zur Berechnung des Q^2 eines Ereignisses bieten sich daher eher der e^- -Streuwinkel, der Strahlimpuls und der Impuls des gestreuten Strahlteilchens (außer in Streuereignissen, in denen das Σ^- vor dem Eintritt in das Spektrometer zerfällt) an. In der Analyse wird versucht werden, durch eine Likelihood-Methode ('constrained fit') alle fünf Meßgrößen in die Berechnung von Q^2 miteinzubeziehen.

6 Datenfilter und Analyse der Streuereignisse

In der Strahlzeit 1994 wurden etwa 300 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Dies entspricht einer Datenmenge von 2400 Gigabyte, die 1200 Datenkassetten füllt. Zur Rekonstruktion der Ereignisse aus diesen Rohdaten dienen die Programme Trident und Phynix.

Trident nutzt die Information der Spurdetektoren aus, um im Spektrometer, in der Zerfallszone und im Vertexdetektor, zunächst getrennt, Teilchenspuren zu rekonstruieren. Anschließend verbindet es in einem 'globalen Fit' die in den verschiedenen Bereichen gefundenen Spursegmente miteinander (Bridging). Die Spurinformation wird an das Ereignis angehängt, so daß sich die Datenmenge entsprechend vergrößert. Für die vollständige Rekonstruktion eines Wechselwirkungstrigger-Ereignisses benötigt Trident auf einer DEC-5000-Workstation etwa 1.1s.

Phynix ist ein Rahmenprogramm für verschiedene Teilchenidentifikationsprogramme, welche die von Trident rekonstruierten Teilchentrajektorien benutzen. Hierzu gehört die Rekonstruktion von V^0 -Teilchen anhand ihrer Zerfälle, die Identifikation von geladenen Teilchen im RICH sowie die Auswertung der Daten des Bleiglas calorimeters, des SPACAL sowie der Übergangsstrahlungsdetektoren.

Während eine vollständige Analyse der Daten der Strahlzeit 1994 erst möglich ist, wenn das Alignment sämtlicher Detektoren fertiggestellt ist, konnten unter Ausnutzung der niedrigen Multiplizität von Streuereignissen schon kurz nach Beendigung der Strahlzeit 1994 Streuereigniskandidaten herausgefiltert werden. Um auf dieser *ersten Filterstufe* nicht verworfen zu werden, mußte ein Ereignis vom Strahltrigger oder vom Σ^-e^- -Trigger (Kapitel 5.2) getriggert worden sein, und im Spektrometer durfte zudem kein positiv geladenes und genau zwei negativ geladene Teilchen gesehen werden. Dies sind die Kandidaten für das Σ^- und das e^- bzw. das e^- und das π^- aus dem Zerfall $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ (99.9%). Da Trident für diesen Filter nur im Spektrometer nach Spuren suchen muß und insbesondere nicht in den Mikrostreifendetektoren und da die Ereignisse aufgrund der Triggerbedingung eine niedrige Multiplizität aufweisen, benötigt das Programm nur etwa 48ms pro Ereignis. Das Herausfiltern der Streuereigniskandidaten lies sich daher auf den 16 an CERN und den 16 am Max-Planck-Institut in Heidelberg zur Verfügung stehenden Rechnern innerhalb eines Monats realisieren. Etwa 3.9 Millionen Ereignisse erfüllten die beiden Kriterien, was einer Datenmenge von 78 Gigabyte (39 Datenkassetten) entspricht. Nachdem das Detektoralignment fertiggestellt war, wurden weitere Filterstufen möglich, die aber unterschiedlich sind für solche Streuereignisse, bei denen das gestreute Σ^- zerfällt, bevor es in den Ω -Magneten eintritt und solche, bei denen dies nicht der Fall ist.

6.1 Streuereignisse mit Zerfalls- Σ^-

Ein Σ^-e^- -Streuereignis, bei dem das Σ^- vor dem Eintritt in das Spektrometer nach $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ zerfällt, ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Die Selektionskriterien für solche Ereignisse sind:

1. Eine der beiden im Spektrometer gefundenen Spuren (e^- -Kandidat) muß mit Spurstücken der Zerfallsregion und des Vertexdetektors verbunden werden.
2. Die andere im Spektrometer gefundene Spur (π^- -Kandidat) darf mit Spursegmenten der Zerfallsregion, nicht aber mit Spurstücken der Vertexregion verbunden werden.
3. Im Vertexdetektor muß eine weitere Raumpur (Σ^- -Kandidat) gefunden werden
4. Es darf keine weiteren Raumpuren im Vertexdetektor geben.
5. Σ^- -Kandidat, e^- -Kandidat und Strahlteilchen bilden einen Vertex (Streuvertex), der im Target liegt.
6. In SPACAL muß ein Cluster (Neutron-Kandidat) gefunden werden, welches nicht mit dem π^- - oder e^- -Kandidaten assoziiert ist.

Diese Kriterien wurde von etwa 68000 Ereignissen erfüllt. Zum Nachweis des Σ^- -Zerfalls wird die invariante Masse des $n\pi^-$ -Systems rekonstruiert. Hierzu wird zunächst der Vertex (Zerfallsvertex) der Spuren des Σ^- - und π^- -Kandidaten bestimmt. Aus der Cluster-Energie in SPACAL und den Koordinaten des Clusters sowie des Zerfallsvertex wird der Neutron-Impulsvektor rekonstruiert. Aus diesem und aus dem π^- -Impuls wird die invariante Masse des des $n\pi^-$ -Systems gebildet (Abb. 6.1). Auf diese Weise konnten 1149 Σ^- -Zerfälle rekonstruiert werden. In etwa 300 dieser Ereignisse zeigen die Streuwinkel von Σ^- und e^- die Korrelation eines Streuereignisses (ebenso Abb. 6.1).

Dies ist für die Messung des Ladungsradius des Σ^- statistisch nicht ausreichend. Der Grund für die kleine Zahl rekonstruierter Σ^- in Streuereignissen liegt zum einen an der geringen Zerfallswahrscheinlichkeit der gestreuten Σ^- vor dem Eintritt ins Spektrometer. Die in einer Monte-Carlo-Simulation ermittelte Rekonstruktionseffizienz beträgt etwa 50%. Der Hauptgrund liegt indes an der harten Bedingung 3. Diese war beim Filtern wegen der zu diesem Zeitpunkt noch ausstehenden Kalibration und und des fehlenden Alignments des SPACAL-Kalorimeters notwendig gewesen, um die Datenmenge zu reduzieren. Bei einer eventuellen Wiederholung dieses Filterns sollte die Bedingung 3. durch Schnitte auf die SPACAL-Information ersetzt werden.

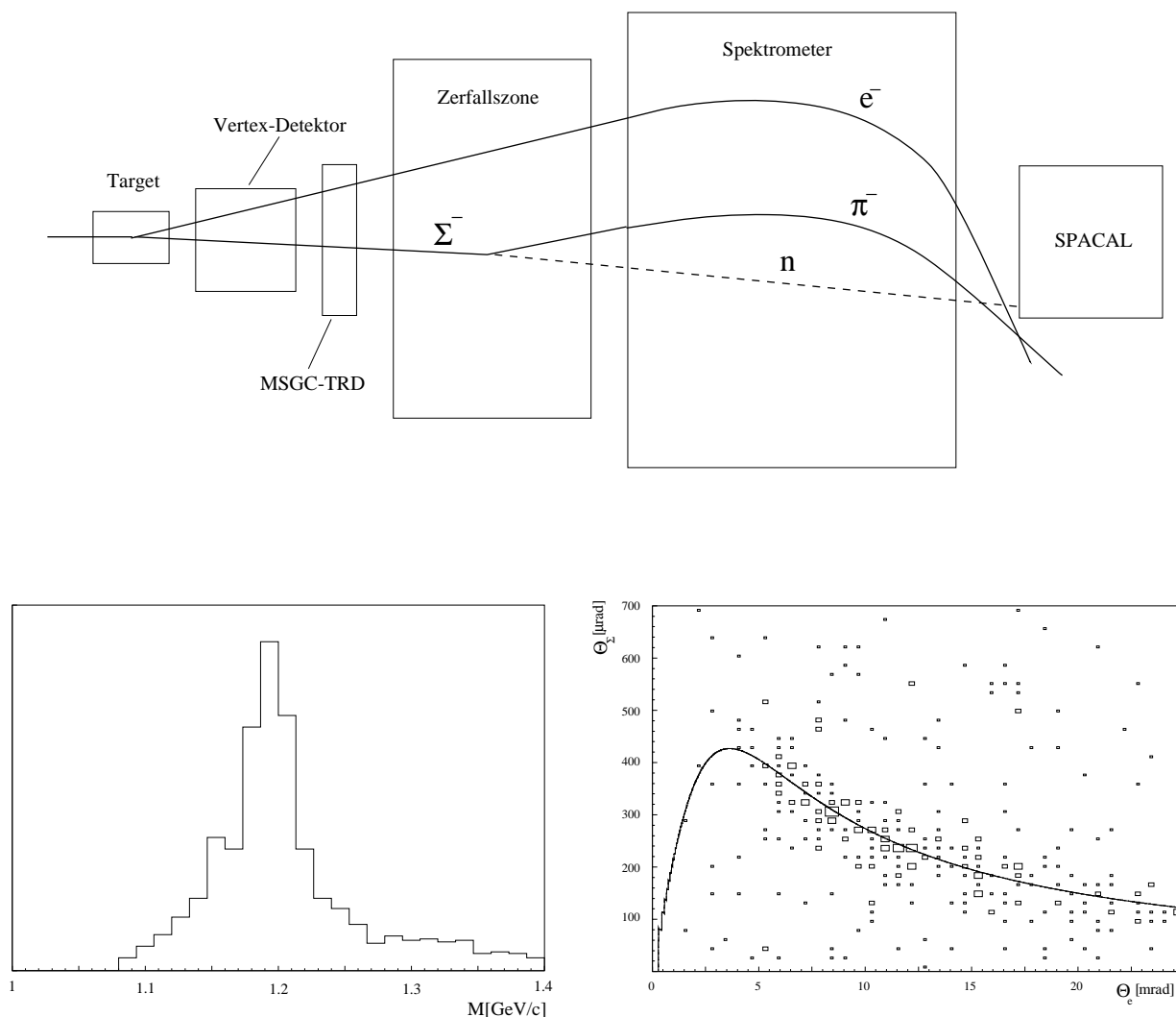


Abb. 6.1: Oben: Streuereignis mit anschließendem Zerfall des Σ^- (schematisch). Der RICH und das Bleiglas-Kalorimeter sind aus Übersichtsgründen nicht eingezeichnet. Die Abbildung veranschaulicht die im Text beschriebenen Selektionskriterien.

Unten links: Massenspektrum der rekonstruierten Σ^- .

Unten rechts: Winkelkorrelation der Ereignisse mit rekonstruiertem Σ^- . Die Linie zeigt die theoretische Korrelation bei einem Strahlimpuls von 330 GeV/c.

6.2 Streuereignisse ohne Zerfalls- Σ^-

In diesen Σ^-e^- -Streuereignissen muß Trident die beiden im Spektrometer gefundenen Spursegmente mit Spurstücken der Zerfallsregion und des Vertexdetektors verbinden. Diese Bedingung (*zweite Filterstufe*) wurde von 1.1 Millionen Ereignissen erfüllt. Weitere Filterkriterien erscheinen schwierig, da eine Identifikation der Teilchen nach der Streuung nicht möglich ist.

Es soll zunächst auf die Bestimmung des Viererimpulsübertrags der Streuprozesse eingegangen werden, da dies den Weg zu einem weiteren Filterschritt aufzeigen wird.

6.2.1 Die Bestimmung des Viererimpulsübertrags

Wie in Kapitel 2.1 dargelegt wurde, ist das Problem der Q^2 -Bestimmung aus den Meßgrößen $\tilde{\Theta}_\Sigma$, $\tilde{\Theta}_e$, \tilde{p}_Σ und \tilde{p}_e des Endzustandes überbestimmt. Zur Berechnung von Q^2 eignet sich daher die Methode der Minimierung der logarithmischen Likelihood \mathcal{L}

$$(6.1) \quad \mathcal{L}_{min} = \min_{Q^2} \mathcal{L}$$

mit

$$(6.2) \quad \mathcal{L} = -\log_{10} \left[P_{\Theta_\Sigma}(\tilde{\Theta}_\Sigma) \cdot P_{\Theta_e}(\tilde{\Theta}_e) \cdot P_{p_\Sigma}(\tilde{p}_\Sigma) \cdot P_{p_e}(\tilde{p}_e) \right].$$

Das Minimum wird hierbei gebildet über den Bereich $0 \leq Q^2 \leq Q_{max}^2$. Es sind $\tilde{\Theta}_\Sigma$, $\tilde{\Theta}_e$, \tilde{p}_Σ und \tilde{p}_e die Meßwerte der Streuwinkel und der Impulse der Teilchen nach dem Streuvorgang, und $P_\alpha(\beta)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, den Wert β zu messen, wenn der wahre Wert der Meßgröße α ist. α wird hierbei aus dem Q^2 -Wert des jeweiligen Iterationsschrittes und dem gemessenen Strahlimpuls bestimmt. P_{Θ_Σ} , P_{Θ_e} und P_{p_Σ} sind Gaussverteilungen mit dem Mittelwert Θ_Σ , Θ_e bzw. p_Σ . Die Breite der Verteilungen ist gegeben durch die Detektoraufösungen, welche in Kapitel 5 (Abb. 5.3) bestimmt wurden. P_{p_e} hingegen ist nicht Gauss-förmig verteilt, sondern entspricht den Bethe-Heitler-Spektren in Abb. 5.3. Die Breite der Verteilungen hängt zum einen vom (gemessenen) Wechselwirkungspunkt ab, so daß zwischen Kupfer-, Kohlenstoff- und Siliziumtarget unterschieden wird, zum anderen von den Absolutwerten von Θ_Σ , Θ_e , p_Σ und p_e .

Der Minimierungsalgorithmus wird zunächst an Simulationsereignissen getestet. Hier ordnet er 99% der Daten einen endlichen Wert für \mathcal{L}_{min} zu. In den meisten der verbleibenden 1% der Ereignisse erleidet das gestreute Sigma eine Sekundärwechselwirkung, so daß eine Rekonstruktion als Streuereignis nicht möglich ist. Zum Studium des Likelihood-Algorithmus eignet sich zunächst ein Vergleich der generierten Größen Θ_Σ , Θ_e , p_Σ und p_e mit den Größen $\bar{\Theta}_\Sigma$, $\bar{\Theta}_e$, \bar{p}_Σ und \bar{p}_e , welche dem Viererimpulsübertrag \bar{Q}^2 entsprechen, der seinerseits mit \mathcal{L}_{min} assoziiert ist, dem Ereignis also vom Algorithmus zugeordnet wird. Wie man in Abb. 6.2 (oben) erkennt, werden der Σ^- -Streuwinkel und die Impulse der beiden Teilchen sehr genau rekonstruiert. Insbesondere ist festzustellen, daß der Algorithmus eine Bremsstrahlungskorrektur vornimmt, welche den ursprünglichen Elektronenimpuls mit einer Genauigkeit von 700MeV rekonstruiert. Die weniger gute Rekonstruktion des e^- -Streuwinkels ist bedingt durch die schlechtere Winkelauflösung für die Spur des niederenergetischen e^- aufgrund von Vielfachstreuung.

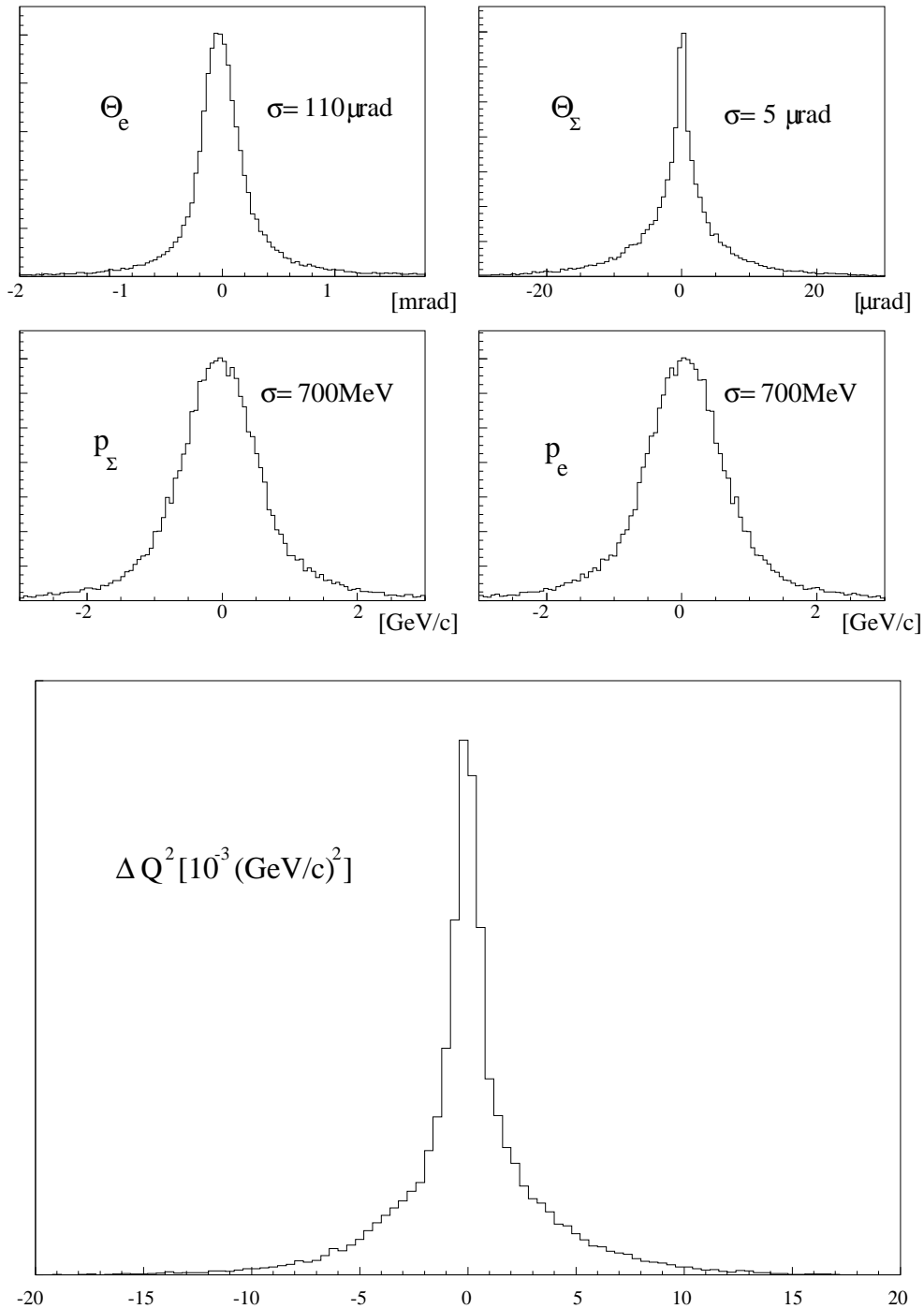


Abb. 6.2: Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation:
 Oben: Die Differenzen zwischen den simulierten Meßgrößen und jenen, die der Likelihoodalgorithmus dem Ereignis zuschreibt.
 Unten: Die Q^2 -Auflösung des Likelihoodalgorithmus.

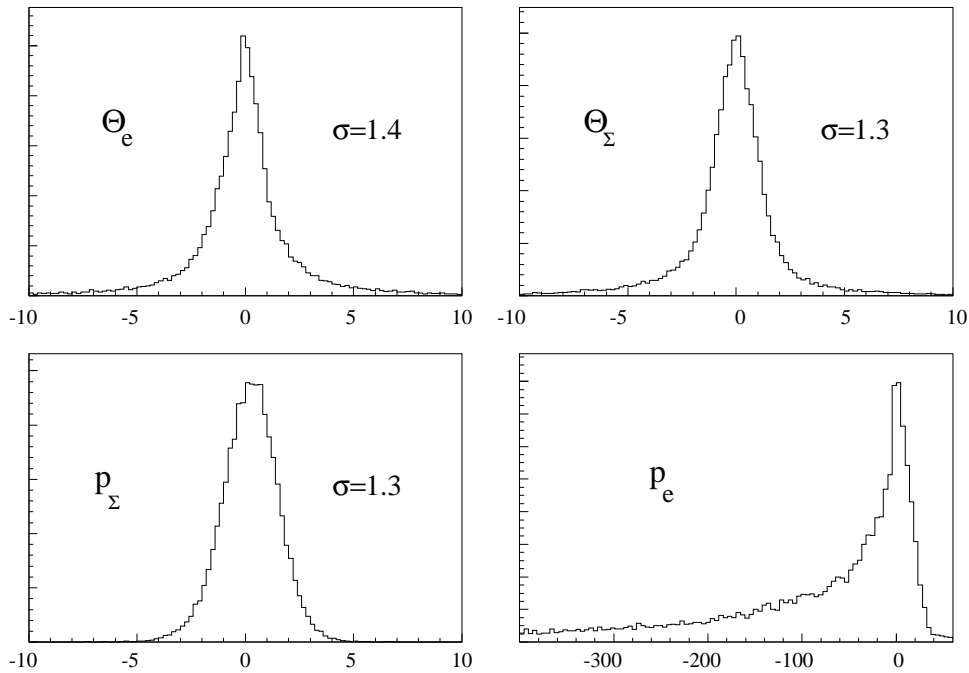


Abb. 6.3: Die Pulls in der Simulation

Die Q^2 -Auflösung ist in Abb. 6.2 (unten) gezeigt. Wie man erkennt, liegt sie im Bereich weniger Prozent. Die Standardabweichung dieser Verteilung beträgt $0.0034(\text{GeV}/c)^2$. Alles dies zeigt, daß der Algorithmus Streueignisse sehr gut rekonstruiert.

Eine weitere Möglichkeit, die Likelihood-Methode zu überprüfen, bieten die sogenannten 'Pulls', die Abweichungen der Werte $\bar{\Theta}_\Sigma$, $\bar{\Theta}_e$, \bar{p}_Σ und \bar{p}_e von den Meßwerten $\hat{\Theta}_\Sigma$, $\hat{\Theta}_e$, \hat{p}_Σ und \hat{p}_e , normiert auf den Fehler am Meßwert. Im Idealfall sollte sich eine gaussförmige Verteilung um den Nullpunkt ergeben, die eine Breite von $\sigma \approx 1$ besitzt. Wie in Abb. 6.3 gezeigt, ist dies im Falle der Streuwinkel und des Σ^- -Impulses nur näherungsweise erfüllt. Die Mittelwerte von etwa 1.3 dieser Verteilungen zusammen mit der obigen Feststellung, daß der Algorithmus die Streueignisse sehr gut rekonstruiert, deuten darauf hin, daß die Fehler der Meßwerte ganz allgemein um den Faktor $1/1.3$ unterschätzt werden.

Im Falle des Elektronenimpulses ist aufgrund der Bethe-Heitler-Form des Meßfehlers keine gaussförmige Verteilung des Pulls zu erwarten. Als Einheit der Abszisse der entsprechenden Abbildung wurde hier der Meßfehler des Elektronenimpulses im Spektrometer gewählt. Wie man erkennt, existieren Pulls, die mehr als dem Hundertfachen dieses Fehlers entsprechen und mit der Bremsstrahlungskorrektur einhergehen, welche die Rekonstruktion des Elektronenimpulses mit dem kleinen Fehler von 700MeV erlauben.

6.2.2 Der Likelihood-Filter

Da die ersten beiden Selektionskriterien von 1.1 Millionen Ereignissen erfüllt wurden, jedoch mit lediglich 35000 Streueignissen in den Daten zu rechnen war (Kapitel 5.1),

lies sich ein großer Untergrund erwarten. Da, wie in Kapitel 5.4 dargelegt wurde, der WA89–Detektor eine Identifikation der Teilchen nach dem Streuvorgang praktisch nicht ermöglicht, mußte nach einem anderen Selektionskriterium gesucht werden.

Der Likelihoodalgorithmus zur Q^2 –Bestimmung berechnet den Viererimpulsübertrag unter Berücksichtigung sämtlicher Korrelationen zwischen den Streuwinkeln und den Impulsen der gestreuten Teilchen, prüft also die Gesamtkinematik eines Ereignisses und ordnet ihnen neben Q^2 auch einen Wert \mathcal{L}_{min} zu, der umso kleiner ist, je mehr ein Ereignis einem Streueignis 'gleichet'.

Während der Algorithmus (in der Simulation) 99% der Ereignisse einen endlichen Wert \mathcal{L}_{min} zuordnet, tut er dies bei lediglich etwa 1% der echten Ereignisse (der zweiten Filterstufe). Hier ist in jedem Minimierungsschritt eine der Wahrscheinlichkeiten in Gleichung (6.2) gleich null. Das Kriterium eines endlichen Wertes von \mathcal{L}_{min} dient daher als *dritte Filterstufe*.

In Abb. 6.4 ist die Auswirkung der drei angewandten Schnitte auf Monte–Carlo–Ereignisse gezeigt.

- Der erste Filterschritt verwirft etwa 14% der Streueignisse. Dies erklärt sich durch Sekundärwechselwirkungen des gestreuten Σ^- , Konversion von Bremsstrahlungsphotonen, welche das Elektron emittiert (vier Spuren im Spektrometer), sowie durch den Zerfall von Σ^- im Spektrometer (drei Spuren im Spektrometer).
- Die Akzeptanz von maximal etwa 33% der ersten beiden Filterschritte erklärt sich durch den Zerfall von etwa 60% der Σ^- vor dem Spektrometer. Es ist zu erkennen, daß die Akzeptanz unterhalb von $0.01(\text{GeV}/c)^2$ sehr schnell abnimmt. Zwar kann die Spur des niederenergetischen Elektrons im Ω –Spektrometer noch nachgewiesen werden, doch wird diese so schlecht rekonstruiert, daß sie von TRIDENT nicht mit dem Spursegment, welches in den Kammern der Zerfallszone gefunden wurde, verbunden wird. Der merkliche Abfall der Akzeptanz mit zunehmendem Q^2 erklärt sich durch die Abhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit der Σ^- oberhalb des Magneten vom Viererimpulsübertrag der Reaktion. Der Lorentzfaktor des Σ^- ist gegeben durch

$$(6.3) \quad \gamma = \frac{E'_\Sigma}{M} = \frac{E_\Sigma - E'_e}{M} = \frac{E_\Sigma - Q^2/(2 \cdot m)}{M},$$

so daß für den Anteil der nach der Wegstrecke x noch nicht zerfallenen Σ^- gilt:

$$(6.4) \quad P(x) = \exp\left(\frac{-x}{c \cdot \tau_{\Sigma^-} \cdot \gamma}\right) = \exp\left(\frac{-x \cdot M}{c \cdot \tau_{\Sigma^-} [E_\Sigma - Q^2/(2 \cdot m)]}\right)$$

Diese Funktion ist in Abb. 6.4 gezeigt. Der steile Abfall der Akzeptanz bei sehr hohen Werten von Q^2 wird offenbar nicht durch diesen Effekt verursacht, sondern begründet sich durch den kleinen Streuwinkel des e^- , aufgrund dessen die Spuren von Σ^- und e^- als eine einzige Spur gefunden werden.

- Der dritte Filterschritt verwirft etwa 1% der Ereignisse, ohne eine Q^2 –Abhängigkeit zu zeigen.

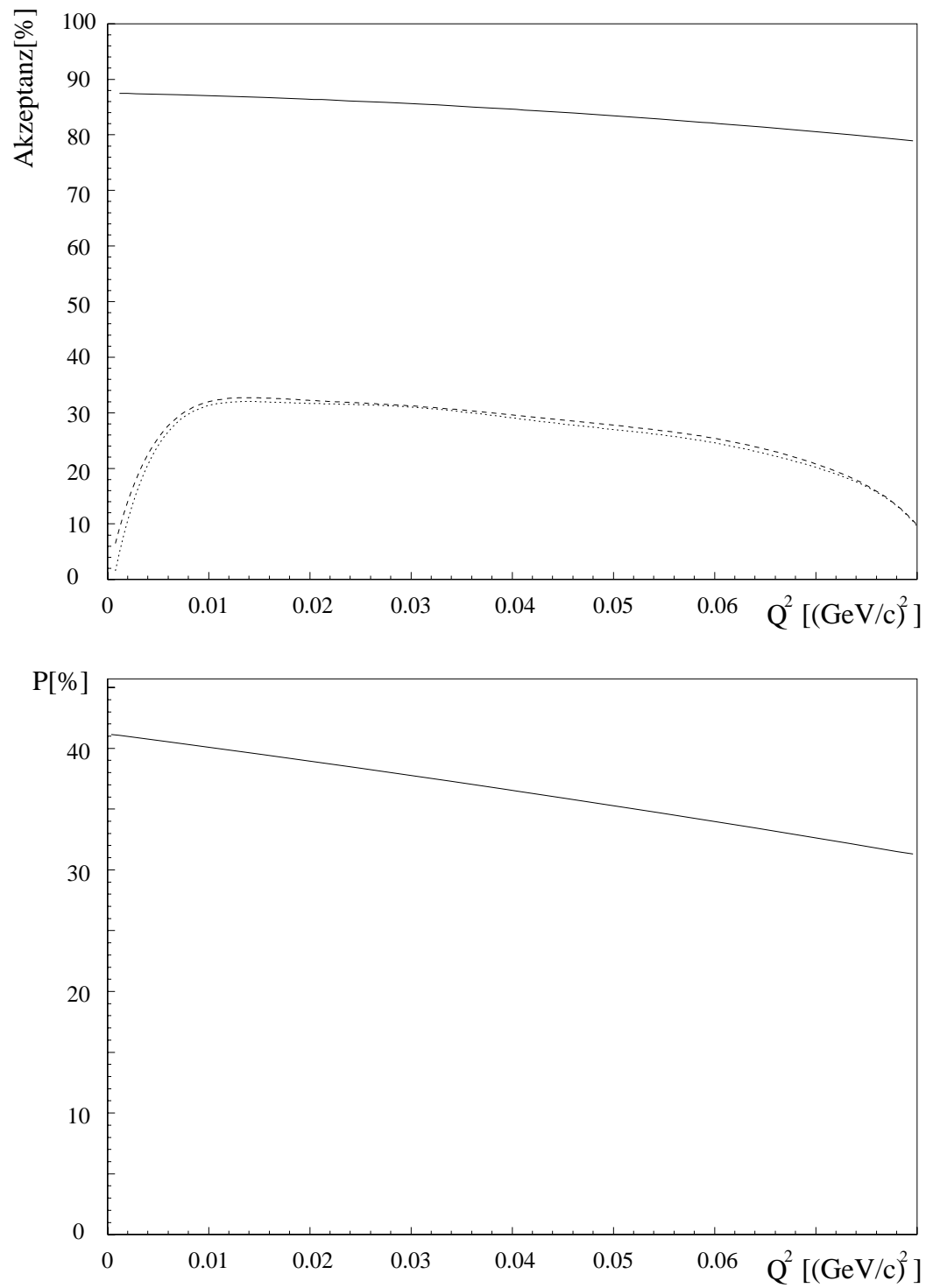


Abb. 6.4: Oben: Akzeptanz der drei Schnitte auf Streueignisse (MC-Simulation)
Unten: Die Überlebenswahrscheinlichkeit der Σ^- als Funktion von Q^2

Die in Abb. 6.4 gezeigte (gepunktete) Kurve, welche die Akzeptanz $\epsilon(Q^2)$ der drei Filterschritte zeigt, wird später verwendet werden, um eine Akzeptanzkorrektur vorzunehmen. Der 'Likelihood-Filter' reduziert die Daten der zweiten Filterstufe auf 16211 Ereignisse. Die Korrelationen zwischen den Meßgrößen dieser Ereignisse sind in den Abb. 6.5 und 6.6 gezeigt. Das Likelihoodkriterium verlangt, daß die Streuwinkel und der Σ^- -Impuls im Rahmen der Detektorauflösung die Korrelation von Streuereignissen zeigen, und erlaubt den Ereignissen aufgrund der Berücksichtigung des Bethe-Heitler-Spektrums, in Abb 6.6 (unten) 'unterhalb' der Korrelationskurve von e^- -Impuls und e^- -Streuwinkel zu liegen.

Die Verteilungen von \mathcal{L}_{min} für 'echte' Ereignisse und jene für Simulationsereignisse (Abb. 6.7) zeigen die prinzipiell gleiche Form, jedoch hat die Verteilung der echten Ereignisse einen langen Ausläufer zu hohen Werten hin.

Vergleicht man die Pulls (Abb. 6.8) mit jenen der simulierten Daten, so erkennt man, daß die Verteilung für den e^- -Streuwinkel einen Faktor zwei breiter ist als in der Simulation. Auch die Verteilung des Pulls am Σ^- -Impuls ist breiter als in der Simulation und zeigt einen zweiten Peak bei einem Wert von etwa sechs. Die Pulls am Σ^- -Streuwinkel sind im Mittel mehr als doppelt so groß wie in der Simulation, und ihre Verteilung ist stark assymetrisch. Zudem existieren mehr kleine Pulls am e^- -Impuls als in der Simulation. Dies weist darauf hin, daß der so erhaltene Datensatz noch immer einen großen Untergrund aufweist.

6.2.3 Untergrund durch π^- - e^- -Streuereignisse

Die Korrelation zwischen den Streuwinkeln des Σ^- - und e^- -Kandidaten ist in Abbildung 6.6 (oben) dargestellt. Sie wird sich im folgenden als gut geeignet erweisen, den noch vorhandenen Untergrund zu verstehen. So ist zunächst eine Anhäufung von Ereignissen entlang der theoretischen Linie für π^- - e^- -Streuung zu erkennen. Wie in Kapitel 5.4.1 erklärt, ist (in den Σ^- -Runs) in 20% der Ereignisse das Strahlteilchen ein π^- . Da zudem in etwa jedem zehnten Run auf Strahl- π^- getriggert wurde, ist in etwa 20% der in der Strahlzeit 1994 aufgezeichneten Ereignisse das Strahlteilchen ein π^- . Der totale Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung der π^- an Targetelektronen hat etwa denselben Wert wie im Falle der Σ^- - e^- -Streuung. π^- - e^- -Streuereignisse werden die ersten beiden Filterstufen mehr oder weniger vollständig durchlaufen, so daß sich die Frage stellt, inwiefern zumindest der Likelihood-Filter solche Ereignisse ausselektiert. In Abb. 6.9 ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Offenbar bevölkern die π^- -Ereignisse nach den drei Filterstufen insbesondere den unteren Q^2 -Bereich, was sich dadurch erklärt, daß π^- - e^- - und Σ^- - e^- -Streuung bei kleinen Werten des Viererimpulsübertrags dieselbe Kinematik aufweisen, wie in den Abbildungen 2.2, 2.3 und 2.4 zu sehen. Der Likelihoodalgorithmus wird daher ein π^- - e^- -Streuereignis mit kleinem Q^2 als ein Σ^- - e^- -Streuereignis etwa desselben Q^2 -wertes interpretieren.

Zur Identifikation des Strahlteilchens dient der Strahl-Übergangsstrahlungsdetektor, welcher dem Ereignis zunächst zwei Likelihoods $\mathcal{L}_{\Sigma}^{TRD}$ und \mathcal{L}_{π}^{TRD} zuordnet (in Analogie zu \mathcal{L}_e und \mathcal{L}_{π} beim Übergangsstrahlungsdetektor zur e^- -Identifikation wie in Kapitel 4.8.2 beschrieben). Zur Unterdrückung dieses Untergrunds dient ein Schnitt auf den logarith-

mischen Likelihoodquotienten

$$(6.5) \quad \mathcal{L}_{TRD} = \log \left(\frac{\mathcal{L}_{\Sigma}^{TRD}}{\mathcal{L}_{\pi}^{TRD}} \right).$$

In Abbildung 6.10 ist die Verteilung von \mathcal{L}_{TRD} gezeigt für die Ereignisse der dritten Filterstufe. Wie beim Vergleich der Verteilung von \mathcal{L}_{TRD} für π^- -Runs und Σ^- -Runs ersichtlich, sind Schnitte im Intervall $[-0.5, 0.5]$ zur Unterdrückung von π^- sinnvoll. Abbildung 6.11 zeigt die Auswirkung eines Schnittes bei $\mathcal{L}_{TRD} = -0.5$. Eine starke Anreicherung der Ereignisse entlang der eingezeichneten theoretischen Kurve für Σ^- - e^- -Streuung ($\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$) bzw. π^- - e^- -Streuung ($\mathcal{L}_{TRD} < -0.5$) ist zu erkennen. Auf diese Weise werden 8395 Ereignisse mit $\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$ ausselektiert. Anhand der Abbildung 6.12 ist zu erkennen, daß insbesondere in Ereignissen mit Strahl- π^- eine Anhäufung von Ereignissen bei hohen Werten von Q^2 vorliegt. Dies ist in vermindertem Maße auch in Σ^- -Ereignissen zu beobachten. In der Korrelation zwischen den Streuwinkeln des Σ^- - und e^- -Kandidaten (Abbildung 6.6 oben) sind diese Ereignisse bei sehr kleinen Streuwinkeln Θ_{Σ} und Θ_e wiederzufinden.

6.2.4 Untergrund durch Σ^- -Kern-Wechselwirkungen

Zur Untersuchung dieser Ereignisse ist in der Abbildung 6.13 die Korrelation der 'Korrekturen' $\tilde{p}_e - \bar{p}_e$ und $\tilde{p}_{\Sigma} - \bar{p}_{\Sigma}$, welche der Likelihoodalgorithmus an den Teilchenimpulsen vornimmt, für Ereignisse mit $Q^2 \geq 0.05(\text{GeV}/c)^2$ (Untergrund dominiert) und $Q^2 < 0.05(\text{GeV}/c)^2$ (Signal dominiert) dargestellt. Die fraglichen Ereignisse zeichnen sich durch eine große Bremsstrahlungskorrektur aus, wobei der Σ^- -Strahlimpuls stark nach unten korrigiert wird. In Streuereignissen hingegen wird die Elektronenenergie gemäß dem Bethe-Heitler-Spektrum nach oben verändert, während die Korrektur am Impuls des gestreuten Σ^- (Abb. 6.13) im Mittel gleich null ist.

Es ist zu vermuten, daß es sich bei den Untergrundereignissen um Σ^- -Kern-Wechselwirkungen niedriger Multiplizität handelt, in denen ein (oder mehrere) Reaktionsprodukte mit Impulsen im Bereich weniger GeV/c im Spektrometer nicht nachgewiesen werden. Die somit fehlende Energie wird als Bremsstrahlungsverlust des e^- -Kandidaten interpretiert und die Gesamtenergie des Σ^- - e^- -Systems im Mittel um einige 10 GeV nach oben korrigiert. Im allgemeinen werden solche Ereignisse vom Algorithmus verworfen, weil sie die geforderte Kinematik von Streuereignissen nicht aufweisen. Offenbar handelt es sich bei diesem Untergrund um Ereignisse, bei denen die Winkelkorrelationen näherungsweise erfüllt sind, und die Korrelationen der Impulse mit den Winkeln sowie untereinander durch eine Korrektur an den Impulsen erfüllen lassen. Die erforderliche Korrektur ist offensichtlich relativ groß, der e^- -Impuls wird im Mittel um etwa 55 GeV nach oben korrigiert, der Σ^- -Impuls um etwa 25 GeV nach unten. Diese Ereignisse gleichen daher solchen Streuereignissen, bei denen das Elektron einen großen absoluten Bremsstrahlungsverlust erleidet. Dazu muß das Elektron ursprünglich eine hohe Energie besessen haben, so daß dem Ereignis ein hoher Q^2 -Wert zugewiesen wird.

Diese Hypothese soll anhand der Abbildung Abb. 6.14, welche die Verteilung der Zahl der im Vertexdetektor zusätzlich gefundenen Raumpuren zeigt, belegt werden. Zunächst

ist zu bemerken, daß teilweise eine große Zahl zusätzlicher Raumpuren gefunden wird. Der Grund hierfür ist die Verwendung des SVX-Chips zur Auslese eines Großteils der Detektoren. Aufgrund des $4\mu\text{s}$ langen Integrationsfensters dieses Chips zeichnen diese Detektoren die Spuren von i. a. mehreren Strahlteilchen auf, welche das Target ohne Wechselwirkung durchlaufen und daher keinen Trigger auslösen.

Es ist jedoch zu sehen, daß für Ereignisse mit $Q^2 \geq 0.05(\text{GeV}/c)^2$ im Mittel 0.4 Raumpuren mehr gefunden als in Ereignissen mit $Q^2 < 0.05(\text{GeV}/c)^2$. Die Abbildung verdeutlicht aber auch, daß ein Schnitt auf die Zahl der im Vertexdetektor gefundenen Raumpuren wegen der stets hohen Zahl an gefundenen Raumpuren nicht möglich ist. .

Es ist auch nicht sinnvoll, zu verlangen, daß Σ^- - und Elektron-Kandidat zusammen mit dem Strahlteilchen einen 2-Prong-Vertex bilden, und daß keine weitere im Siliziumdetektor gefundene Raumpur zu diesem Vertex gehört. Der Grund sind Σ^- -Kern-Reaktionen, bei denen ein niederenergetisches Teilchen aufgrund von Vielfachstreuung nicht als Raumpur gefunden wird.

Ein Detektor, der eine bessere Zeitauflösung hat als die SVX-Detektoren und der geeignet ist, zwischen verschiedenen Ereignismultiplizitäten zu unterscheiden, ist einer der beiden Triggerszintillatoren unterhalb des zwölften Siliziumdetektors. Er deckt eine Fläche von $5 \times 5 \text{cm}^2$ ab und besitzt insofern dieselbe geometrische Akzeptanz wie die Siliziumdetektoren.

In der Abbildung 6.15 sind ADC-Spektren des Szintillators für die Ereignisse der dritten Filterstufe, getrennt für Strahl-Trigger-Ereignisse und Σ^-e^- -Trigger-Ereignisse gezeigt. In der Tat zeigen sie deutliche Peaks für Ereignisse der Multiplizität $\mu_{Spur}=2$ und $\mu_{Spur}=3$.

In Abbildung 6.16 ist die Auswirkung eines Schnitts bei einem ADC-Wert dieses Detektors von $\text{ADC}=155$ gezeigt. Ein Vergleich mit 6.12 macht deutlich, wie der Untergrund bei hohen Werten von Q^2 unterdrückt wird.

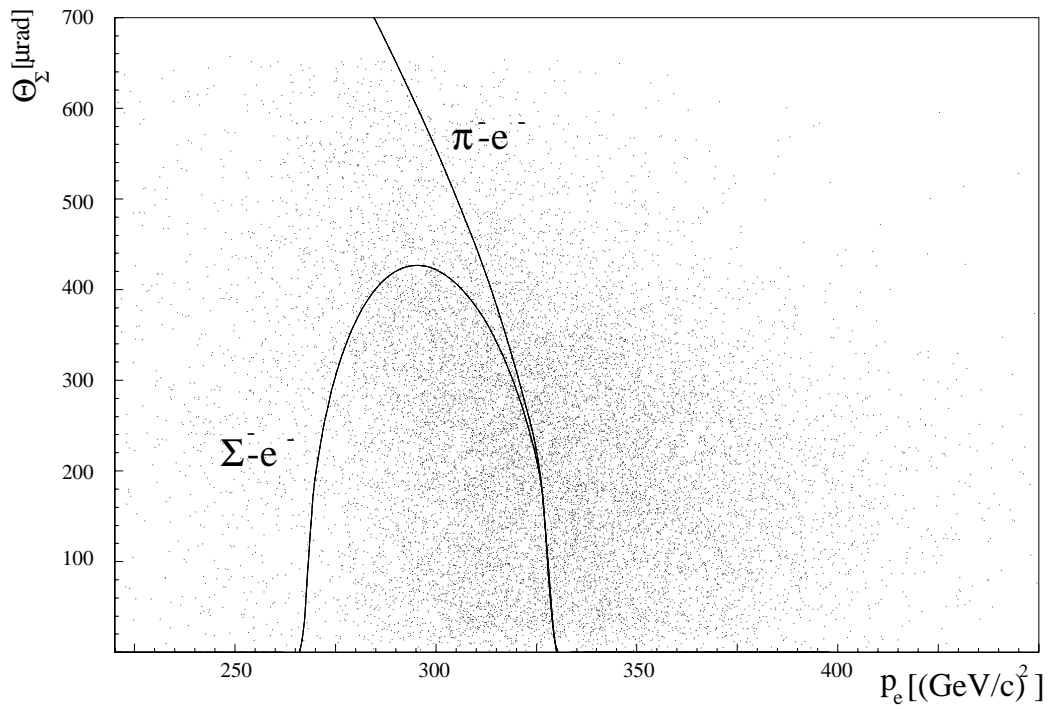


Abb. 6.5: Korrelation zwischen dem Streuwinkel des Σ^- und seinem Impuls. Eingezeichnet sind die theoretischen Linien für Σ^-e^- -Streuung und π^-e^- -Streuung bei einem Strahlimpuls von $330\text{GeV}/c$. Die Breite der Verteilung erklärt sich durch die Breite des Impulsspektrums des Hyperonenstrahls von $\sigma=7\%$.

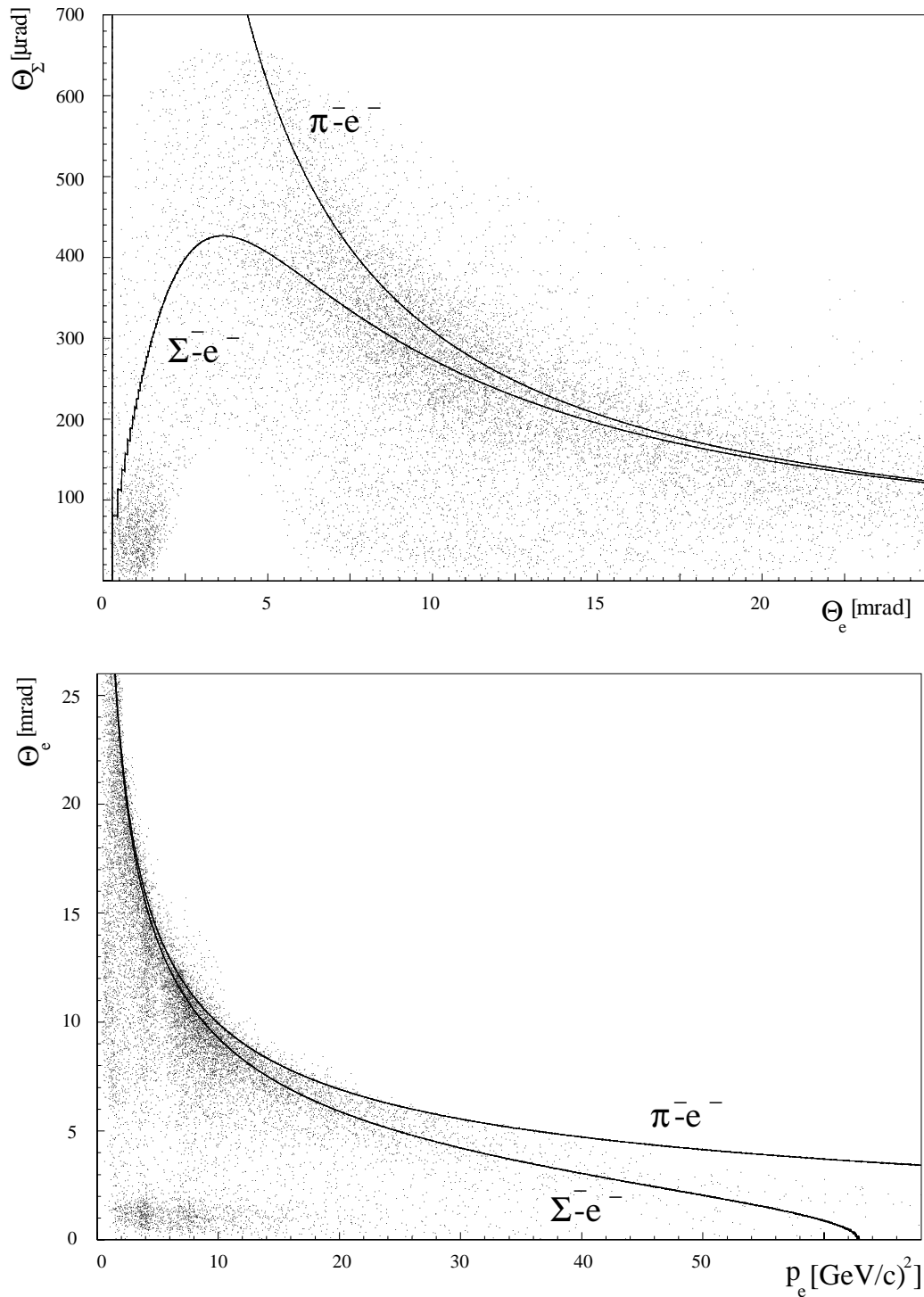


Abb. 6.6: Oben: Korrelation zwischen den Streuwinkeln des Σ^- und e^- .
 Unten: Korrelation zwischen dem Streuwinkel des e^- und seinem Impuls.
 Eingezeichnet sind die theoretischen Linien für Σ^-e^- -Streuung und π^-e^- -Streuung bei einem Strahlimpuls von $330\text{GeV}/c$.

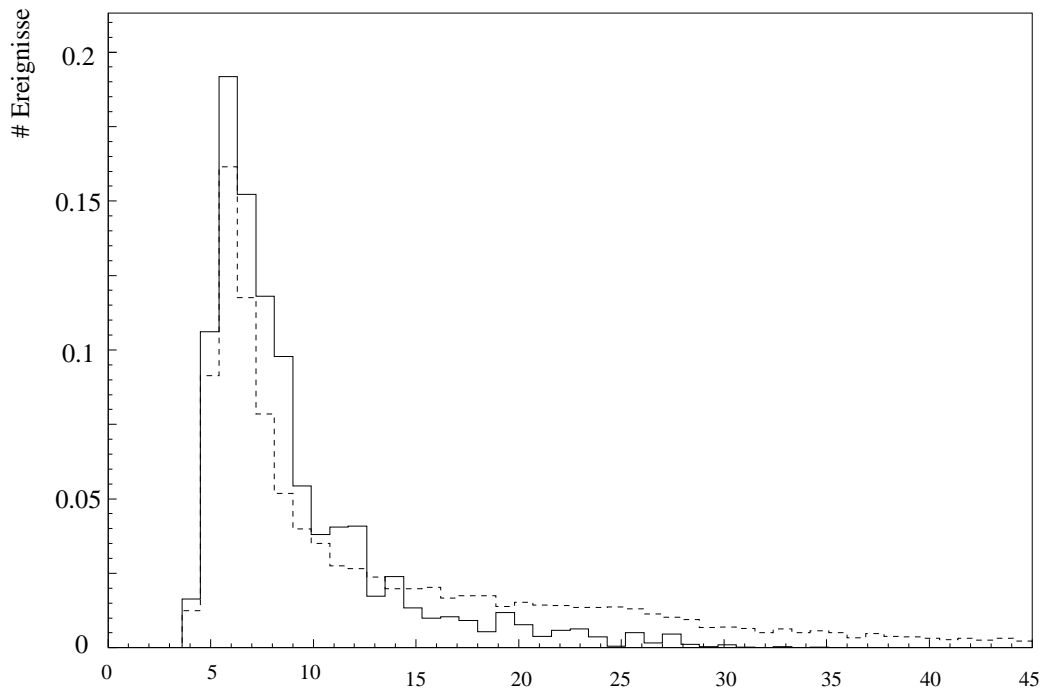


Abb. 6.7: Die Verteilungen der minimalen Likelihoods in der Simulation (durchgezogene Kurve) und in den Daten (gestrichelte Kurve).

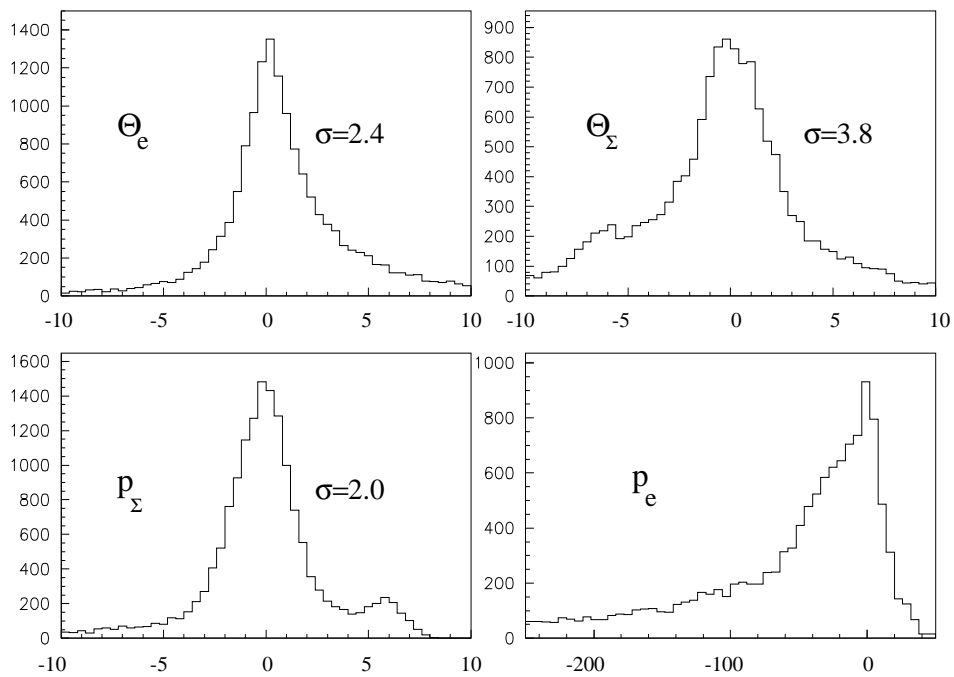


Abb. 6.8: Die Pulls in den Daten.

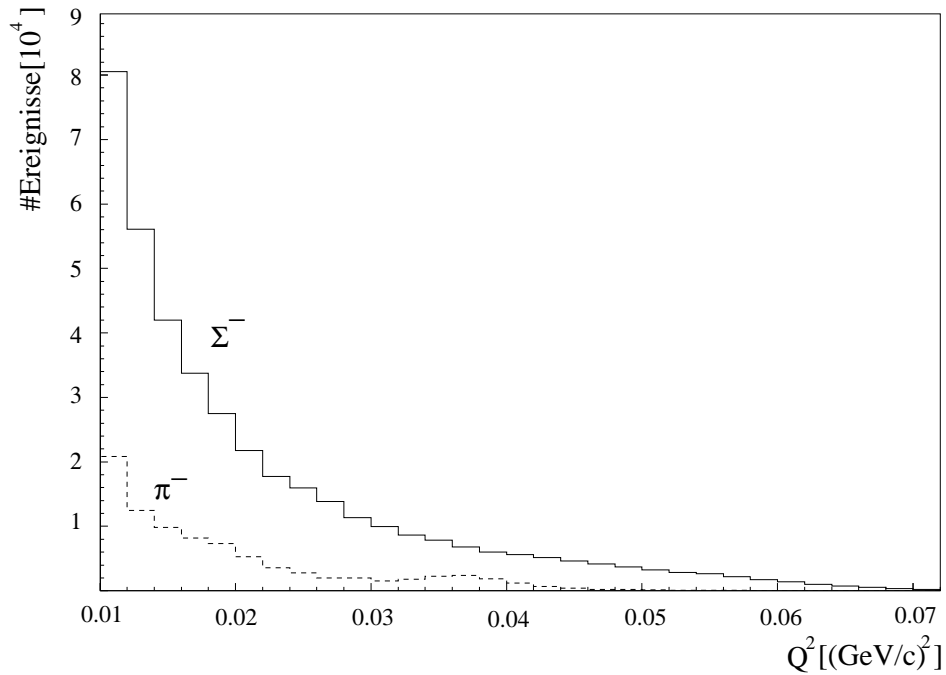


Abb. 6.9: Monte-Carlo-Simulation: Die Q^2 -Verteilungen von Σ^- - e^- -Streuereignissen (durchgezogene Linie) sowie von π^- - e^- -Streuereignissen (gestrichelte Linie). Es ist zu erkennen, daß der Untergrund vor allem den Bereich kleiner Viererimpulsüberträge bevölkert.

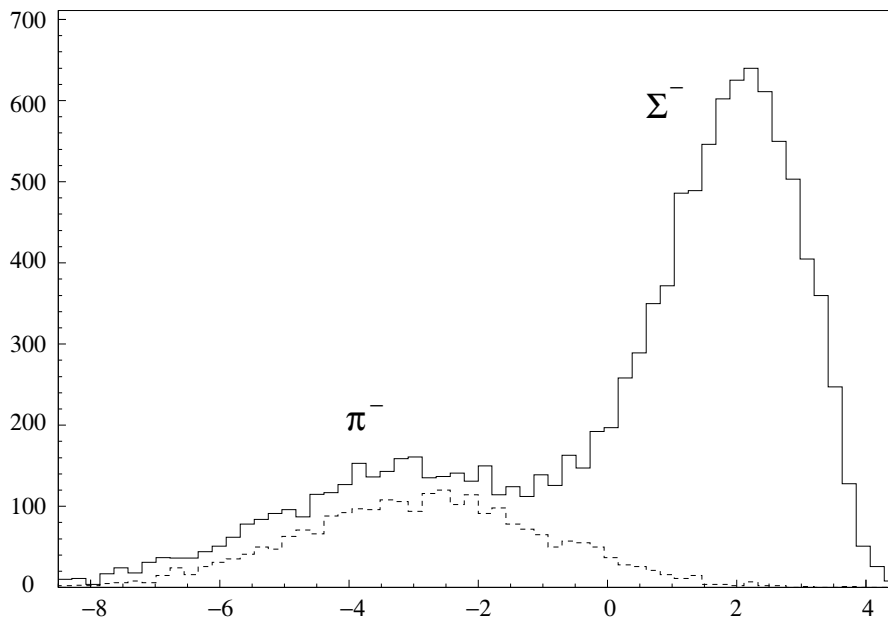


Abb. 6.10: Verteilung der logarithmischen Likelihood \mathcal{L}_{TRD} des Strahl-TRD für auf dem Trigger-Niveau als Σ^- (durchgezogene Linie) bzw. π^- (gestrichelte Linie) identifizierte Strahlteilchen. Das linke Maximum entspricht Strahl-Pionen, das rechte Strahl- Σ^- .

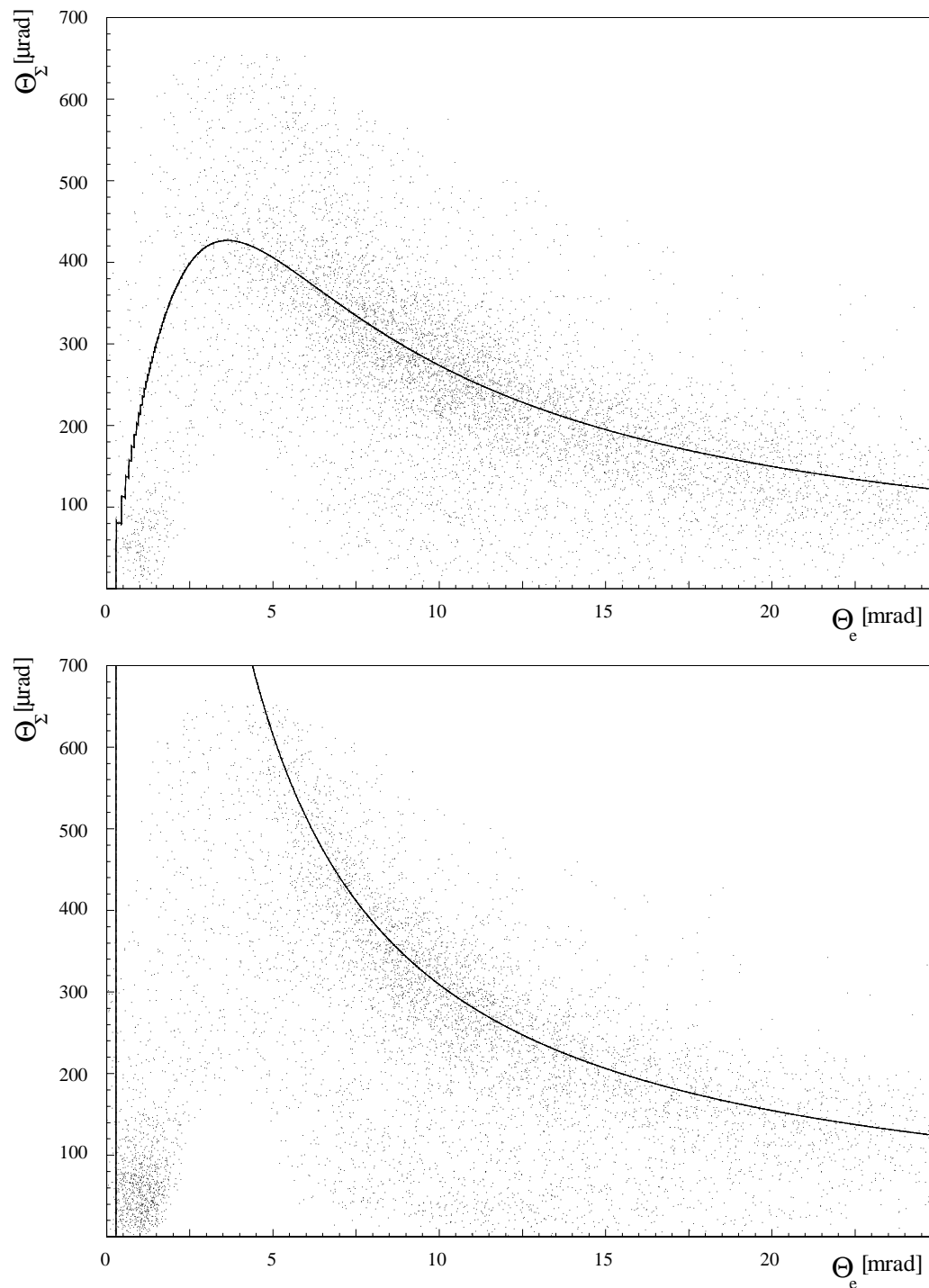


Abb. 6.11: Korrelation zwischen den Streuwinkeln, oben für Strahl- Σ^- ($\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$), unten für Strahl- π^- ($\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$)

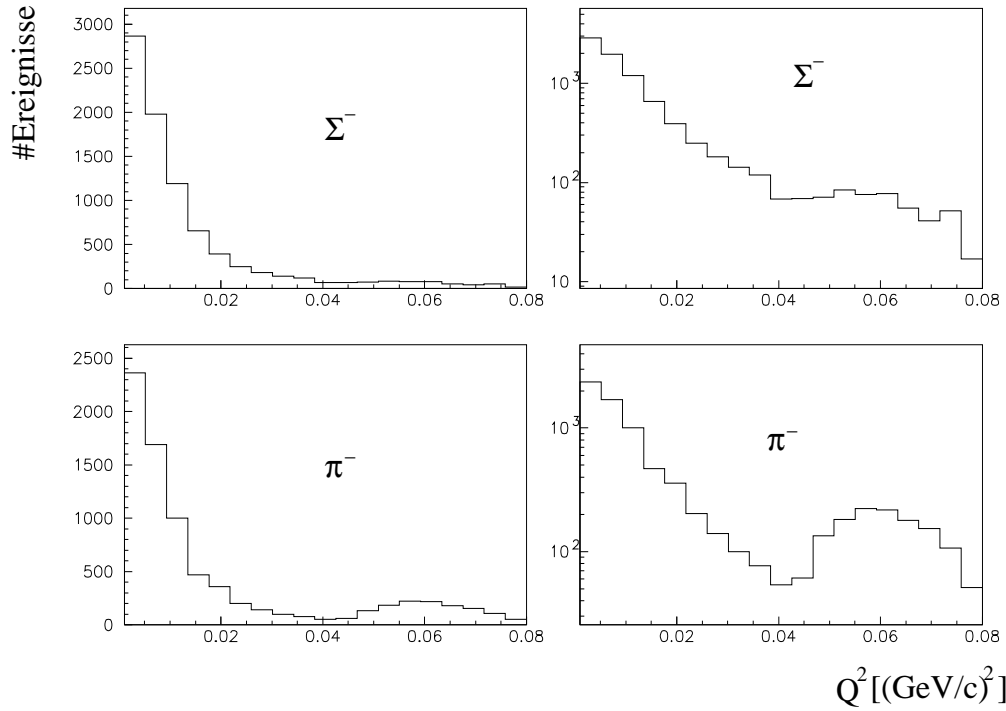


Abb. 6.12: Verteilungen des Vierimpulsübertrags, oben für für Strahl- Σ^- ($\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$), unten für Strahl- π^- ($\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$), links linear, rechts logarithmisch. Offenbar existiert vor allem in π^- -Ereignissen ein Untergrund bei hohen Werten von Q^2 .

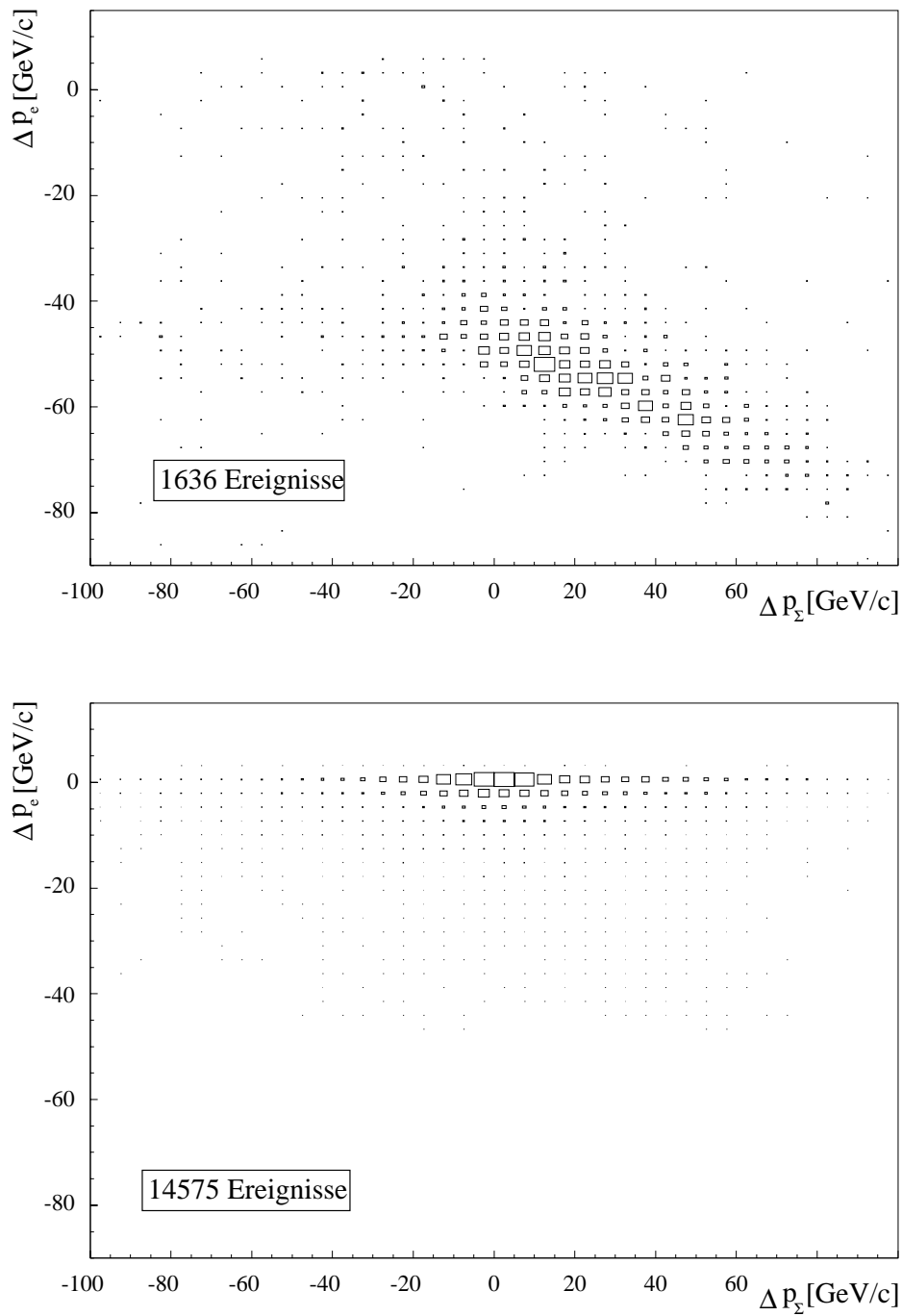


Abb. 6.13: Korrelation zwischen den Absolutwerten der Korrektur an den Impulsen von Σ^- und e^- . Die eingezeichnete Linie entspricht $\Delta p_e = -\Delta p_\Sigma$. Oben ist $Q^2 \geq 0.05$, unten ist $Q^2 < 0.05$.

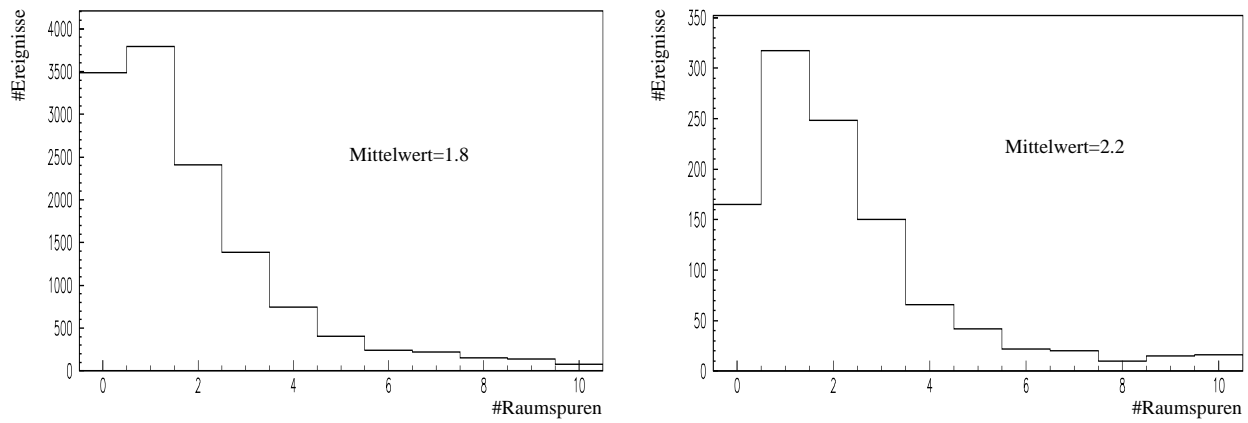


Abb. 6.14: Zahl der im Vertexdetektor gefundenen Raumspuren. Links ist $Q^2 \geq 0.05(\text{GeV}/c)^2$ (Untergrund dominiert), rechts $Q^2 < 0.05(\text{GeV}/c)^2$ (Signal dominiert)

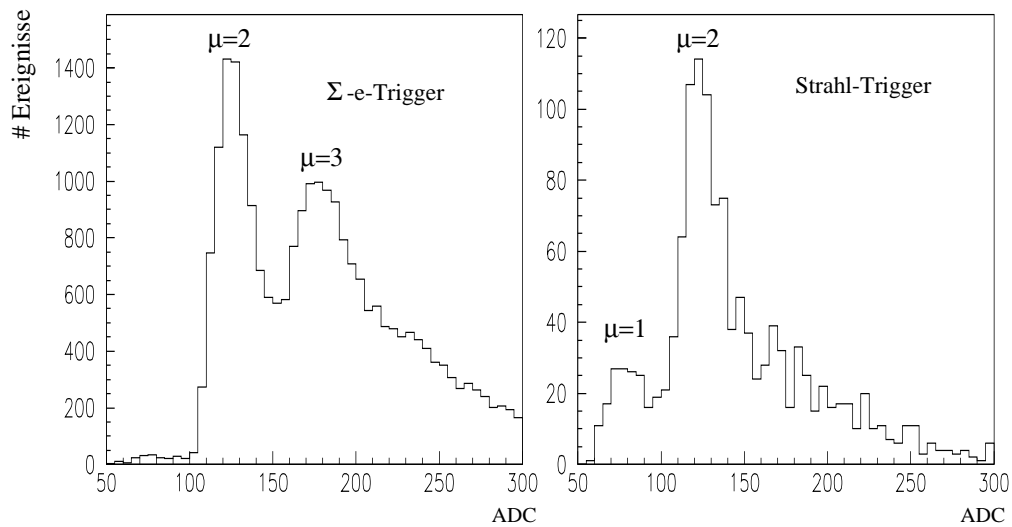


Abb. 6.15: Verteilungen des ADC-Wertes einer der Triggerszintillatoren für die Daten der dritten Filterstufe. Die schwachen Peaks bei kleinen ADC-Werten in Strahl-Trigger-Ereignissen rühren von Ereignissen der Multiplizität $\mu_{Spur}=1$ her. In Σ^-e^- -Trigger-Ereignissen sind zwei Peaks erkennbar, die $\mu_{Spur}=2$ und $\mu_{Spur}=3$ entsprechen.

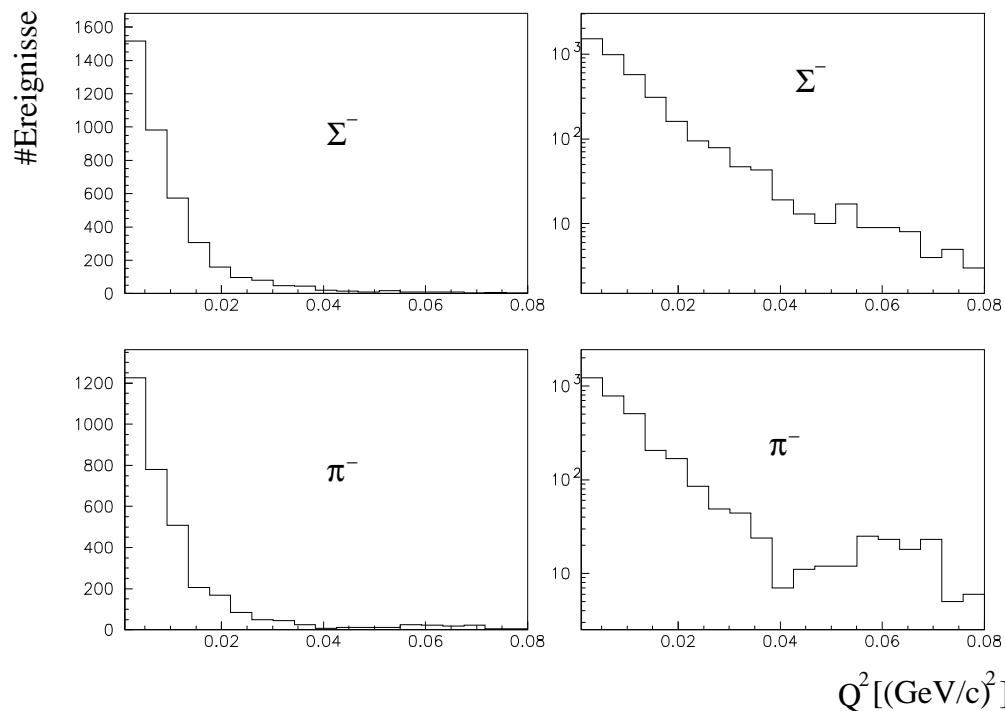


Abb. 6.16: Verteilungen des Viererimpulsübertrags mit dem Schnitt $ADC \leq 155$, oben für für Strahl- Σ^- ($\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$), unten für Strahl- π^- ($\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$), links linear, rechts logarithmisch.

6.2.5 Nachweis elektronischer Bremsstrahlung im Bleiglas

Dieses Unterkapitel stellt eine Untersuchung der Möglichkeit dar, die von den Elektronen der Streuereignisse emittierte Bremsstrahlung im Bleiglaskalorimeter nachzuweisen. Da die Elektronen auf diese Weise als solche identifiziert werden, würde dies eine Möglichkeit der Unterdrückung von Untergrund darstellen.

Anhand der Bethe–Heitler–Spektren (Abb. 5.3) ist zu erkennen, daß die Elektronen der Streuereignisse im Mittel etwa 20% ihrer Energie abstrahlen, bevor sie in das Ω -Spektrometer gelangen. Ein Elektron von 10GeV (was der Untergrenze des Viererimpulsübertrags von $Q^2=0.01(\text{GeV}/c)^2$ entspricht) strahlt daher im Mittel 4GeV Energie ab, und dies nach Kapitel 5.3.2 als im Mittel 2.3 Photonen mit Energien zwischen 1 und 10GeV, 2.3 Photonen mit Energien zwischen 100MeV und 1GeV usw.. Die Photonen werden unter einem Winkel von etwa $50\mu\text{rad}$ relativ zum Impulsvektor des Elektrons emittiert. Unter der Annahme, daß die Photonen bereits im Target emittiert wurden, weicht der Auftreffpunkt der Photonen im Bleiglas um nur etwa 1.5mm von der extrapolierten der Spur des Elektrons vor dem Spektrometer ab (Abb. 6.17). Die Bremsstrahlung sollte daher im Kalorimeter nachgewiesen werden. Das Bleiglas–Kalorimeter hat einen Radius von 1.5m und steht etwa 29m vom Target entfernt. Somit liegt die Bremsstrahlung von Elektronen mit Streuwinkeln unterhalb von etwa 50mrad innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Kalorimeters. Die Bremsstrahlung der Elektronen aller 16211 Streuereigniskandidaten der dritten Filterstufe sollte daher im Kalorimeter nachgewiesen werden.

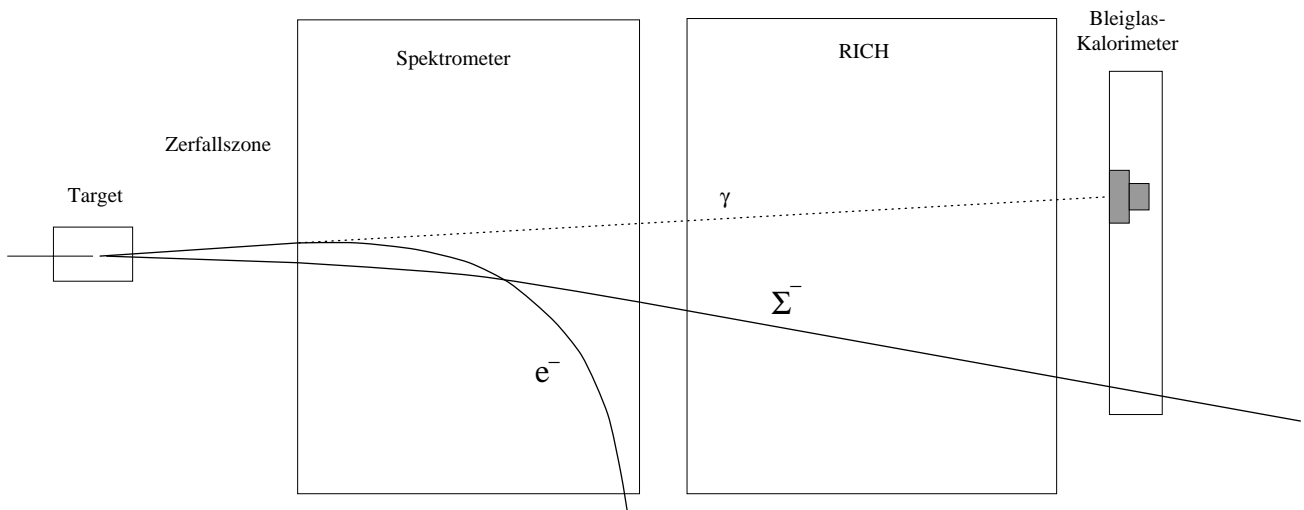


Abb. 6.17: Schematische Darstellung eines Streuereignisses, in welchem der Bremsstrahlungsverlust des Elektrons im Bleiglas nachgewiesen und das Elektron auf diese Weise als solches identifiziert wird.

Um dies zu überprüfen, wurde im Bleiglas nach der Bremsstrahlung von RICH-identifizierten Elektronen gesucht. In den 16211 Ereignissen finden sich 2675 Elektronkandidaten in der geometrischen Akzeptanz des RICH. Die Verteilung der logarithmischen RICH-Likelihood

$$(6.6) \quad \mathcal{L}_{RICH} = \log \left(\frac{\mathcal{L}_e}{\mathcal{L}_\pi} \right).$$

ist in Abb. 6.18 für diese Ereignisse gezeigt. Der Mittelwert von 2.5 dieser Verteilung deutet darauf hin, daß es sich bei einem Großteil der Kandidaten um Elektronen handelt. In Abb. 6.19 ist die Impulsverteilung der 2675 Elektron-Kandidaten gezeigt. Die gestrichelte Kurve ergibt sich bei einem Schnitt auf die RICH-Likelihood bei $\mathcal{L}_{RICH} \geq 2$. Auf diese Weise werden 733 der Kandidaten als Elektronen identifiziert.

Bei 213 (29%) dieser Teilchen findet sich mindestens ein neutrales Cluster im Bleigaskalorimeter (gepunktete Kurve). Abbildung 6.20 macht deutlich, daß es sich hierbei um nachgewiesene Bremsstrahlung handelt. Links ist der Abstand des nächsten neutralen Clusters von der vorhergesagten Position dargestellt, rechts die Energie des Clusters. Offenbar sind die gefundenen neutralen Cluster im Rahmen der Detektorauflösung um den Auftreffpunkt der extrapolierten Spur des Elektrons verteilt, während der Abstand des nächsten neutralen Clusters von der extrapolierten Σ^- -Spur im Mittel etwa 70 cm beträgt, so daß die Σ^- -Kandidaten erwartungsgemäß nicht in dieser Weise mit den Clustern assoziiert werden können.

Es stellt sich die Frage, wieso in lediglich etwa 29% der ausselektierten Ereignisse die Bremsstrahlung im Bleiglas nachgewiesen wird. Der harte Schnitt bei $\mathcal{L}_{RICH}=2$ läßt in den 733 Elektronenkandidaten keinen großen Untergrund durch Pionen zu. Wie oben dargelegt, strahlt ein 10GeV-Elektron im Mittel 4GeV Energie ab, wobei im Mittel 4.6 Photonen mit Energien oberhalb von 100MeV, der Untergrenze der Nachweismöglichkeit des Bleiglas-Kalorimeters, liegen. Zumindest diese Photonen sollten also nachgewiesen werden. Um ins Bleiglas zu gelangen müssen die Photonen den RICH-Detektor mit einer Strahlungslänge von 30% durchqueren. Die Konversionswahrscheinlichkeit beträgt hier nach Kapitel 5.3.2 etwa 20% . Die e^\pm -Paare werden unter Winkeln von $50\mu\text{rad}$ (10GeV-Photonen) bis 5mrad (100MeV-Photonen) abgestrahlt, so daß sie im Bleiglas nahe des Auftreffpunktes der extrapolierten Elektronspur nachgewiesen werden sollten. Qualitativer ausgedrückt, sollte der elektromagnetische Vorschauer, den das Elektron durch die Emission von Bremsstrahlung im Targetbereich initialisiert, im Bleiglas nachgewiesen werden. Es ist unklar, wieso dies nicht der Fall ist.

Es wird im folgenden versucht werden, mit Hilfe der im Bleigaskalorimeter nachgewiesenen Bremsstrahlung die Elektronen der Streuereignisse zu identifizieren.

In 1579 der 8395 Ereignisse (19%) mit $\mathcal{L}_{TRD} \geq -0.5$ wird ein neutrales Cluster im Bleiglas gefunden, welches innerhalb von 20cm mit dem Auftreffpunkt der extrapolierten Elektronspur assoziiert ist. Die Abbildungen 6.21 und 6.22 zeigen, daß der Betrag der in diesen Ereignissen nachgewiesenen Bremsstrahlung sehr gut mit dem Energieverlust übereinstimmt, den der Likelihood-Algorithmus dem Elektron zuschreibt.

Die Tatsache, daß auf diese Weise nur 19% der Elektronenkandidaten als e^- identifiziert

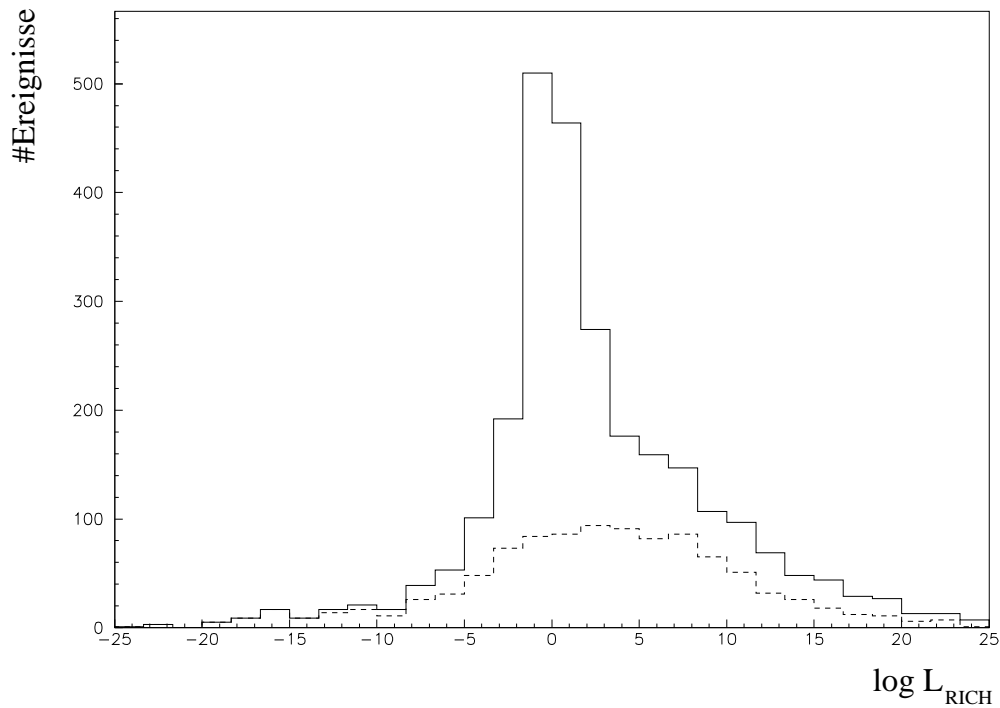


Abb. 6.18: Verteilung der logarithmischen RICH-Likelihood \mathcal{L}_{RICH} der 2675 Elektronkandidaten in der geometrischen Akzeptanz des RICH. Die gestrichelte Kurve ergibt sich durch den Schnitt auf e^- -Energien unter $20\text{GeV}/c$.

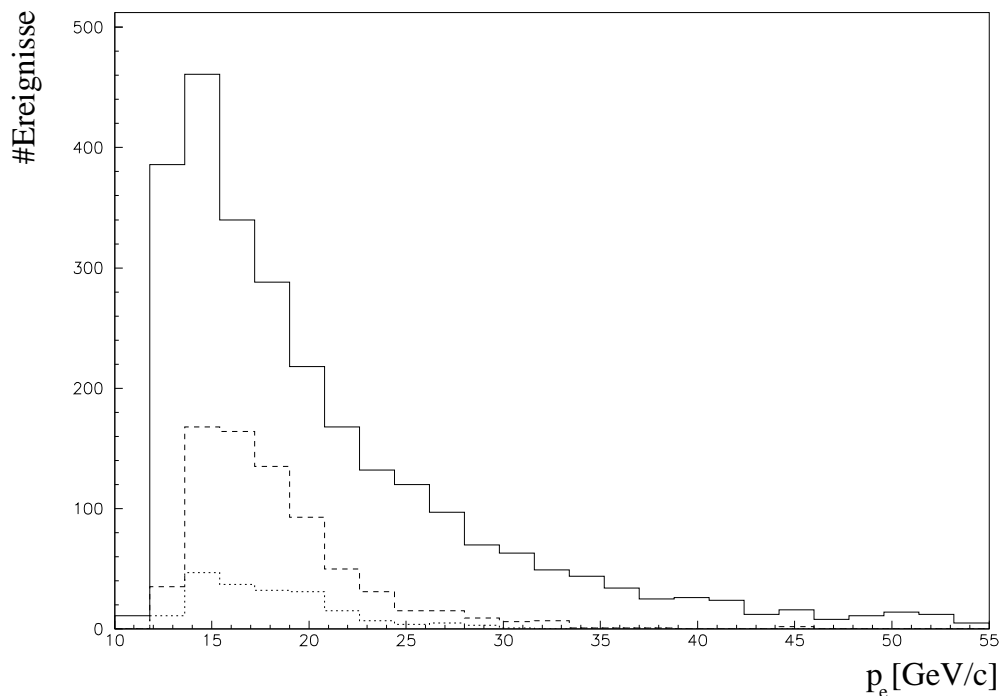


Abb. 6.19: Impulsverteilung aller 2675 Ereignisse (durchgezogene Linie), der 733 Ereignisse nach dem Schnitt auf $\mathcal{L}_{RICH} \geq 2$ (gestrichelte Linie) sowie der 213 Ereignisse mit neutralem Cluster im BleiglasKalorimeter

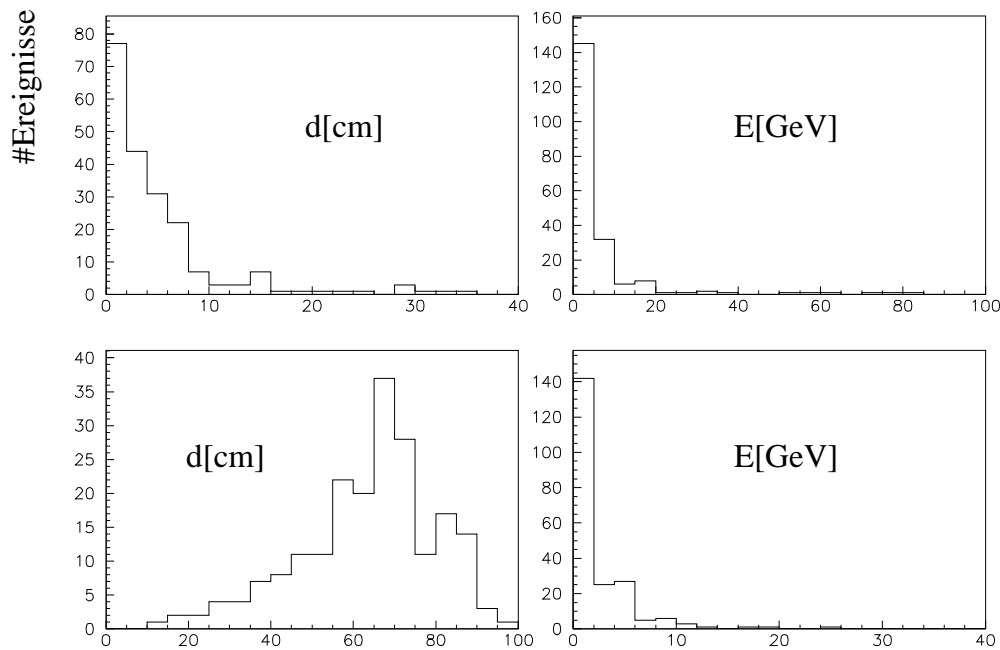


Abb. 6.20: Abstand und Energie des nächsten neutralen Clusters vom Auftreffpunkt der extrapolierten e^- -Spur (oben) und Σ^- -Spur (unten). In 196 der 213 Ereignisse ist der Abstand vom Auftreffpunkt der extrapolierten e^- -Spur kleiner als 20cm.

werden, könnte im Prinzip darin begründet liegen, daß der Likelihood-Algorithmus in erster Linie Untergrundereignisse ohne Elektronen selektiert. Dies läßt sich jedoch widerlegen. Zum einen ist nicht verständlich, wieso die Q^2 -Verteilung 6.12 annähernd den Verlauf $\sim 1/Q^4$ hat, wenn 80% der Ereignisse keine Streuereignisse sein sollten. Zum anderen ist der Mittelwert von 2.5 für das Verhältnis $\mathcal{L}_e/\mathcal{L}_\pi$ (Abb. 6.18) ein starker Hinweis auf einen hohen Prozentsatz an Elektronen unter den Elektronkandidaten. Wegen der geringen Erfahrung mit Elektronen im WA89-Experiment läßt sich diese Aussage leider nicht quantifizieren.

Das Ergebnis dieser Untersuchung ist daher, daß die Identifikation von Elektronen durch den Nachweis der von ihnen generierten Bremsstrahlung prinzipiell möglich ist. Die im Bleiglas an der vorhergesagten Position gefundene Energie kann sogar zu einer Bremsstrahlungskorrektur an der Elektronenenergie genutzt werden.

Die Effizienz dieser Art der e^- -Identifikation ist indes gering. Zudem ist nicht bekannt, wie die Identifikationseffizienz von der Energie des Elektrons abhängt.

Wegen der geringen vorliegenden Statistik und der Q^2 -Abhängigkeit der e^- -Energie ist die Anwendung dieser Methode in der Analyse von Streuereignissen daher nicht möglich.

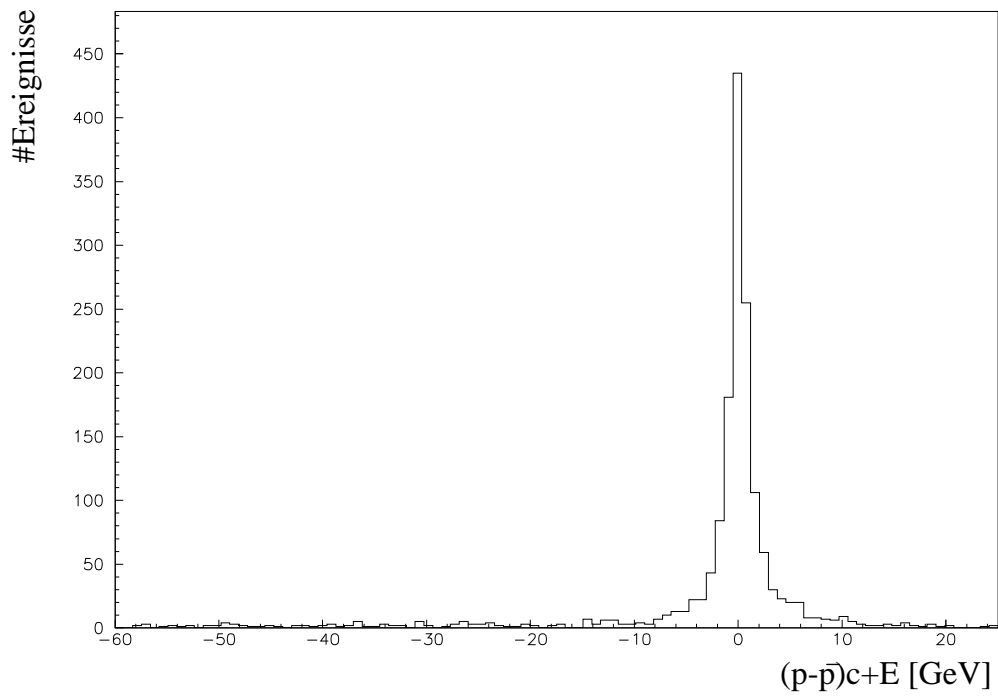
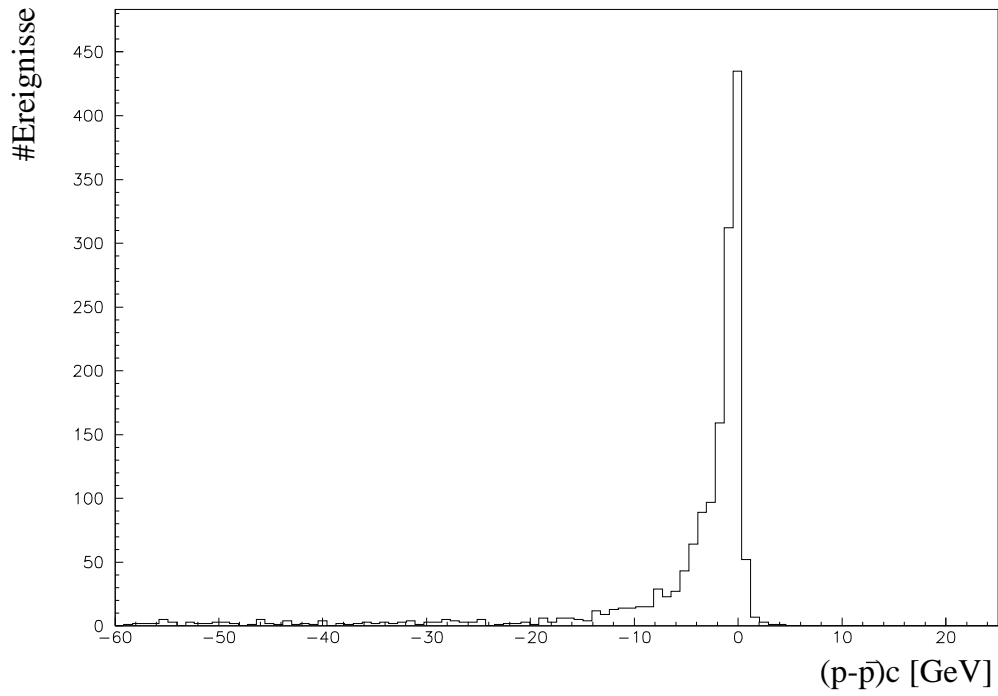


Abb. 6.21: Oben: Differenz der im Spektrometer gemessenen Elektronenenergie und der dem Ereignis vom Likelihoodalgorithmus zugeordneten Elektronenenergie für die 1579 Ereignisse, in denen Bremsstrahlung im Bleiglas nachgewiesen wurde.

Unten: Dieselbe Differenz, korrigiert um die im Bleiglas nachgewiesene Bremsstrahlung.

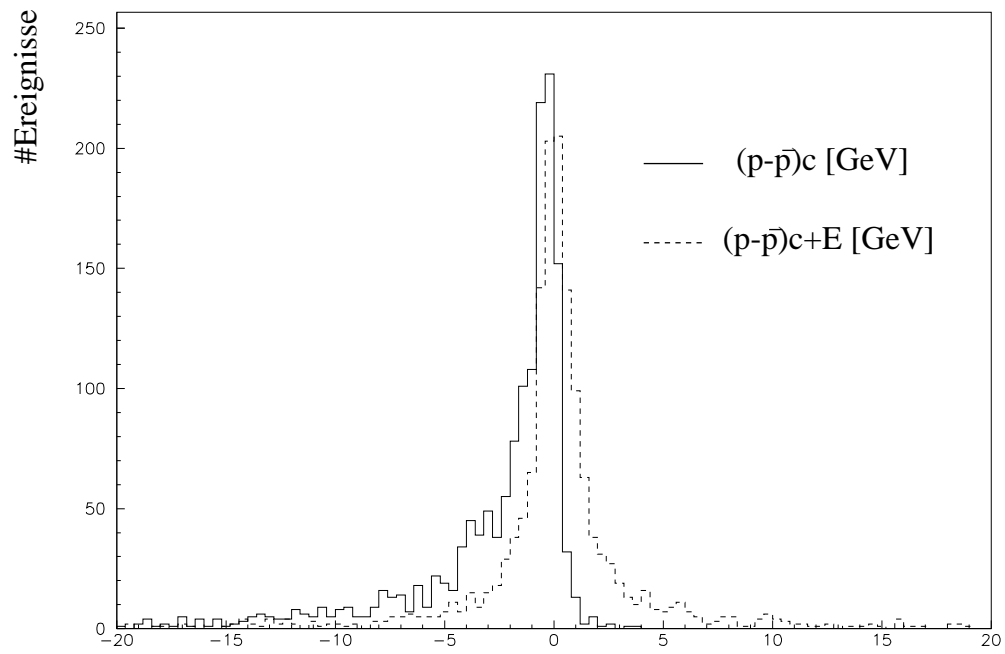


Abb. 6.22: Ausschnitt der Abbildung 6.21, der verdeutlicht, wie die Korrektur um die im Bleiglas nachgewiesene Bremsstrahlung die Verteilung um Null symmetrisiert.

6.2.6 Schnitte auf die Likelihood

In Abb. 6.23 ist die Verteilung der logarithmische Likelihood des Ereignis-Fits für verschiedene Schnitte auf den Datensatz der dritten Filterstufe gezeigt. Wie man sieht, rührt der lange Ausläufer von \mathcal{L}_{min} , welcher in der Monte-Carlo-Simulation nur schwach auftaucht (vgl. Abb. 6.7), aus Ereignissen mit $ADC > 155$ und aus Ereignissen mit Strahlpionen ($\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$) her. Zudem ist zu erkennen, daß die Ereignisse, deren Vertizes im Siliziumtarget liegen, eine \mathcal{L}_{min} -Verteilung haben, die sehr flach verläuft. Dies zeigt, daß diese Ereignisse aufgrund des verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus in TRIDENT (wie schon in Kapitel 5.3.1 erwähnt) nur sehr schlecht rekonstruiert werden. Ereignisse, deren Vertizes im Siliziumtarget liegen, werden daher von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Zwar zeigen die \mathcal{L}_{min} -Verteilungen für $ADC > 155$ und $\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$ den erwähnten langen Ausläufer, der sicher von Untergrundereignissen herrührt, jedoch zeigen beide Verteilungen einen deutlichen Peak bei $\mathcal{L}_{min} \approx 6.5$, was darauf hindeutet, daß die Schnitte $ADC > 155$ und $\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$ $\Sigma^- e^-$ -Streuereignisse verwerfen. Wegen der Landauverteilung des Pulshöhenspektrums des Szintillators ist dies nicht anders zu erwarten, und auch die Likelihoodverteilungen des Strahl-TRDs für Pionen und Σ^- überlappen selbstverständlich. Die Abbildung 6.23 läßt daher vermuten, daß ein Schnitt auf \mathcal{L}_{min} sinnvoll ist. Vergleich der Abb. 6.24 mit Abb. 6.11 zeigt, daß der Schnitt auf $\mathcal{L}_{min} < 15$ sowohl Untergrund durch $\pi^- e^-$ -Streuereignisse unterdrückt, für welche der Schnitt $\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$ zu weich ist, als auch Untergrund durch Σ^- -Kern- und π^- -Kern-Wechselwirkungen, welche der Schnitt auf $\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$ nicht unterdrückt.

In der weiteren Analyse werden daher Schnitte auf ADC , \mathcal{L}_{TRD} und \mathcal{L}_{min} kombiniert.

6.2.7 Die Messung des Radius

Die Messung des Ladungsradius des Σ^- erfolgt prinzipiell durch einen Fit der gemessenen Q^2 -Verteilung mit der Funktion

$$(6.7) \quad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left(1 - \frac{Q^2}{Q_{max}^2}\right) \cdot F^2(Q^2)$$

mit

$$(6.8) \quad F^2(Q^2) = 1 - \frac{1}{3} \left[\langle r_e^2 \rangle + \frac{3 [(\kappa - 1)^2 - 1]}{4M^2} \right] Q^2 + o(Q^4)$$

Der zweite Term in der Klammer ist wegen des kleinen anomalen magnetischen Moments des Σ^- sehr klein (Kapitel 2.3). Ebenso kann der Term in zweiter Ordnung von Q^2 , der eine Korrektur von etwa 1% ausmacht, vernachlässigt werden. Es darf daher die Näherung

$$(6.9) \quad F^2(Q^2) = 1 - \frac{1}{3} \langle r_e^2 \rangle Q^2$$

gemacht werden. Obige Gleichung muß um die Akzeptanzkorrektur $\epsilon(Q^2)$ modifiziert werden, die in Abb. 6.4 gezeigt ist. Es ist zu beachten, daß die Fitfunktion

$$(6.10) \quad \frac{d\sigma}{dQ^2}(Q^2, Q_{max}^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left(1 - \frac{Q^2}{Q_{max}^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \langle r_e^2 \rangle Q^2\right) \cdot \epsilon(Q^2)$$

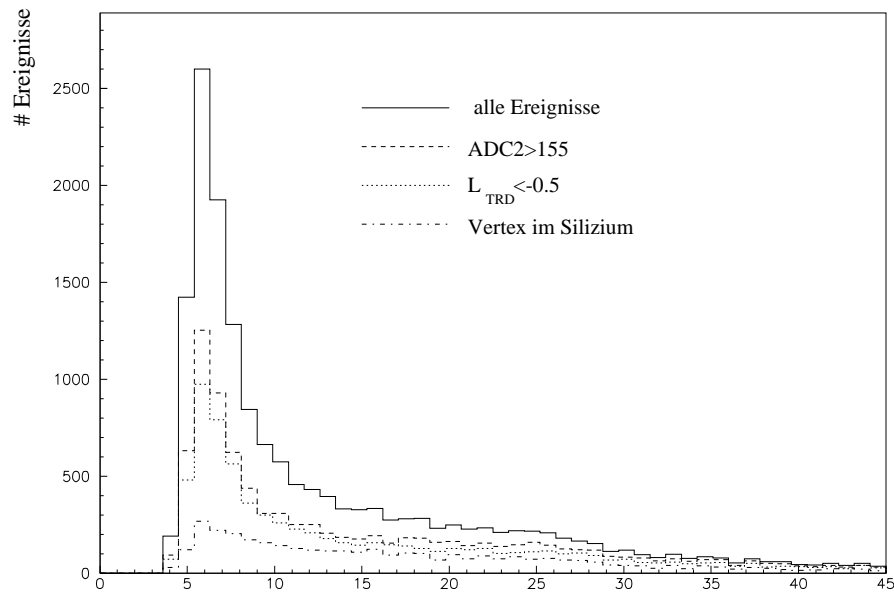


Abb. 6.23: Verteilung der logarithmischen Likelihood für verschiedene Arten von Untergründereignissen.

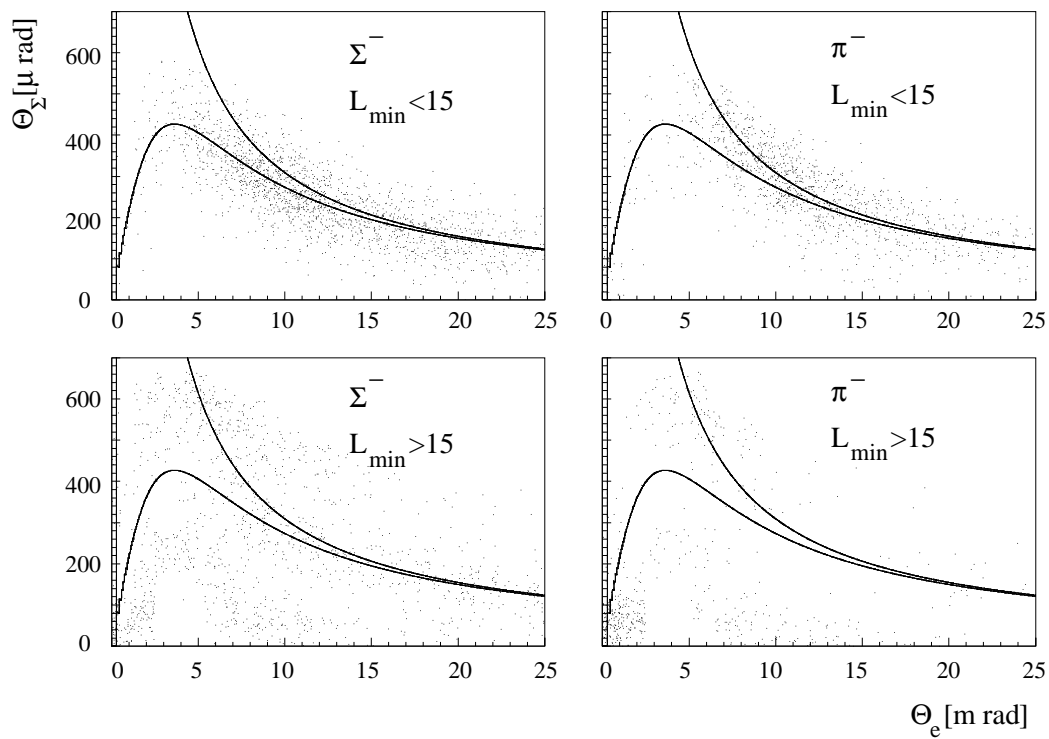


Abb. 6.24: Korrelation zwischen den Streuwinkeln, links für Strahl- Σ^- ($\mathcal{L}_{TRD} > -0.5$), rechts für Strahl- π^- ($\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$), oben ist $\mathcal{L}_{min} \leq 15$ ('Signal'), unten ist $\mathcal{L}_{min} > 15$ ('Untergrund')

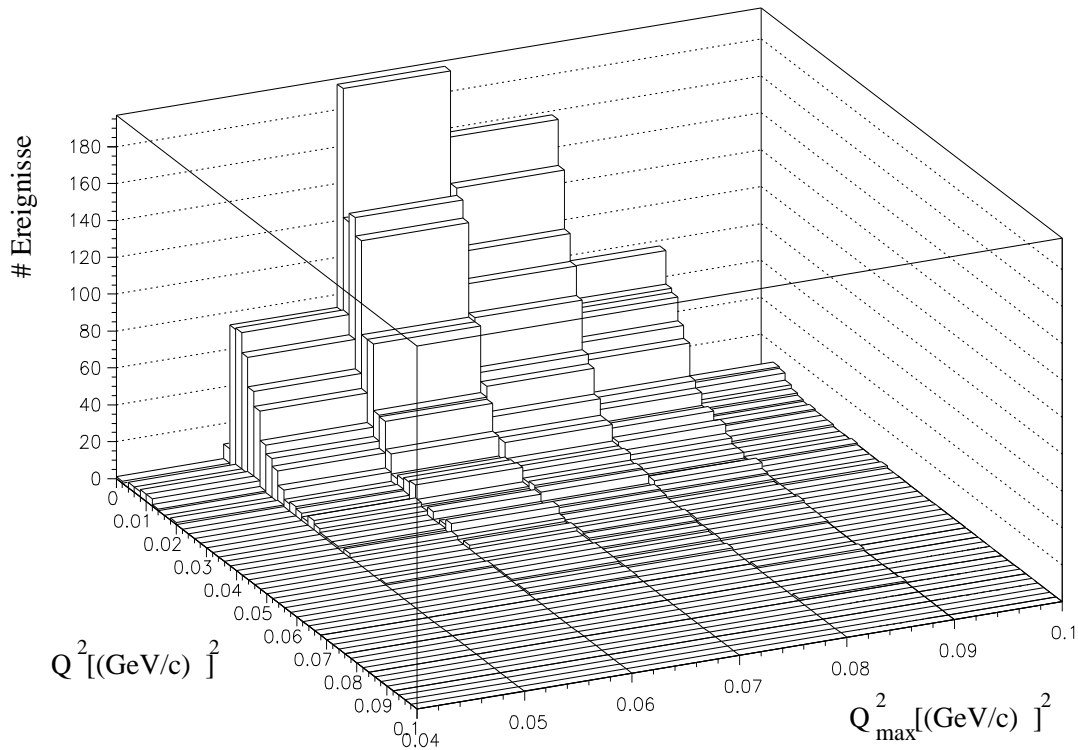


Abb. 6.25: Q^2 - und Q_{max}^2 -Verteilung der beobachteten Streueignisse nach den Schnitten $ADC < 155$, $\mathcal{L}_{TRD} \leq -0.5$ und $\mathcal{L}_{min} \leq 15$.

den maximalen Viererimpulsübertrag Q_{max}^2 als Parameter enthält, welcher von der Strahlenergie abhängt und daher von Ereignis zu Ereignis variiert. Ein Fit der gemessenen Q^2 -Verteilung mit einem festen (mittleren) Q_{max}^2 würde wegen der großen Impulsbreite des Hyperonstrahls einen systematischen Fehler bedeuten. Dieses Problem wird in der Folge durch eine zweidimensionale Fitmethode umgangen. Wie in Abb. 6.25 wird die Zahl der beobachteten Ereignisse gegen den Q^2 -Wert und den Q_{max}^2 -Wert der Reaktion aufgetragen und mit der zweidimensionalen Funktion 6.10 gefittet. Der Fit erstreckt sich über den Bereich $0.01 \leq Q^2 \leq Q_{max}^2$, wobei die Untergrenze durch den schnellen Abfall der Funktion $\epsilon(Q^2)$ im Bereich $Q^2 \leq 0.01$ begründet ist, welcher die Akzeptanzkorrektur fragwürdig macht. Der Q_{max}^2 -Bereich des Fits ist $0.05 \leq Q_{max}^2 \leq 0.09$ und durch die vier mittleren Bin-Reihen der Abbildung 6.25 definiert. Wie dort zu erkennen ist, liegen außerhalb des gewählten Q_{max}^2 -Bereiches nur sehr wenige Ereignisse.

6.2.8 Studium der systematischen Fehlerquellen

Um systematische Unsicherheiten bei der Auswahl der Ereignisse zu studieren, sind zunächst die Bereiche auszuwählen, innerhalb derer die Schnittparameter sinnvoll variiert werden können.

Schnitt	# Ereignisse	$Q^2 > 0.01$	Simulation ($Q^2 > 0.01$)
Alle Daten von 1994	300M	?	35000
zwei neg Teilchen in Ω	3.9M	?	31500
beide Teilchen im Si-Detektor	1.1M	?	10500
$\mathcal{L}_{min} \neq -\infty$	16211	7317	10400 (5400)
Vertex in C- oder Cu-Target	12540	5514	4050
$\mathcal{L}_{min} < 10$	7807	2846	1823
ADC < 150	3722	1261	?
$\mathcal{L}_{TRD} > 0$	2012	723	?

Tab. 6.1: Zahl der Ereignisse nach den verschiedenen Filterstufen und Schnitten im Vergleich mit der Simulation.

- Anhand der Abb. 6.10 ist festzustellen, daß Schnitte auf \mathcal{L}_{TRD} im Intervall $[-1, 1]$ sinnvoll sind. Ein härterer Schnitt als $\mathcal{L}_{TRD} > 1$ würde zu viele Ereignisse verwenden, ein weicherer Schnitt als $\mathcal{L}_{TRD} > -1$ würde einen zu hohen Untergrund an π^- erlauben.
- Abb. 6.15 ist zu entnehmen, daß Schnitte auf ADC zwischen 140 und 160 variiert werden können. Ein weicherer Schnitt würde zuviel Untergrund an Ereignissen höherer Multiplizität zulassen, ein härterer Schnitt wiederum eine große Einbuße an Statistik mit sich bringen.
- Abb 6.23 zeigt, daß Schnitte auf \mathcal{L}_{min} in Intervallgrenzen von etwa 6 und 15 sinnvoll sind. Ein härterer Schnitt als $\mathcal{L}_{min} < 6$ verwirft zuviele Ereignisse, während ein weicherer Schnitt Untergrundereignisse zu wenig unterdrücken würde.

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß keiner dieser drei Schnitte Streuereignisse Q^2 -spezifisch verwirft. Eine weitere Akzeptanzkorrektur ist daher im folgenden nicht erforderlich.

In den Abbildungen 6.26 ist zu sehen, wie der gemessene Radius von gemeinsamen Schnitten auf \mathcal{L}_{min} und \mathcal{L}_{TRD} sowie \mathcal{L}_{min} und ADC abhängt. Die Fehlerbalken sind die statistischen Fehler des Fits. In beiden Diagrammen ist zu erkennen, wie die Meßwerte mit härter werdendem Schnitt auf \mathcal{L}_{min} auf ein Plateau zulaufen. Dies zeigt, daß der Schnitt auf \mathcal{L}_{min} zunehmend Untergrund unterdrückt, bis bei einem Schnitt von etwa $\mathcal{L}_{min} < 10$ eventuell noch vorhandene Untergrundereignisse die Messung nicht mehr beeinträchtigen.

Diese Aussage wird von der Verteilung der Pulls nach den gemachten Schnitten (Tabelle 6.1) unterstützt (siehe 6.29): Die Verteilungen sind nur noch unwesentlich breiter als in der Simulation, so daß nur noch sehr wenig Untergrund vorhanden sein kann.

Bei Schnitten von $\mathcal{L}_{min} < 6$ und härter ist wegen der geringen Statistik eine Messung nicht mehr möglich.

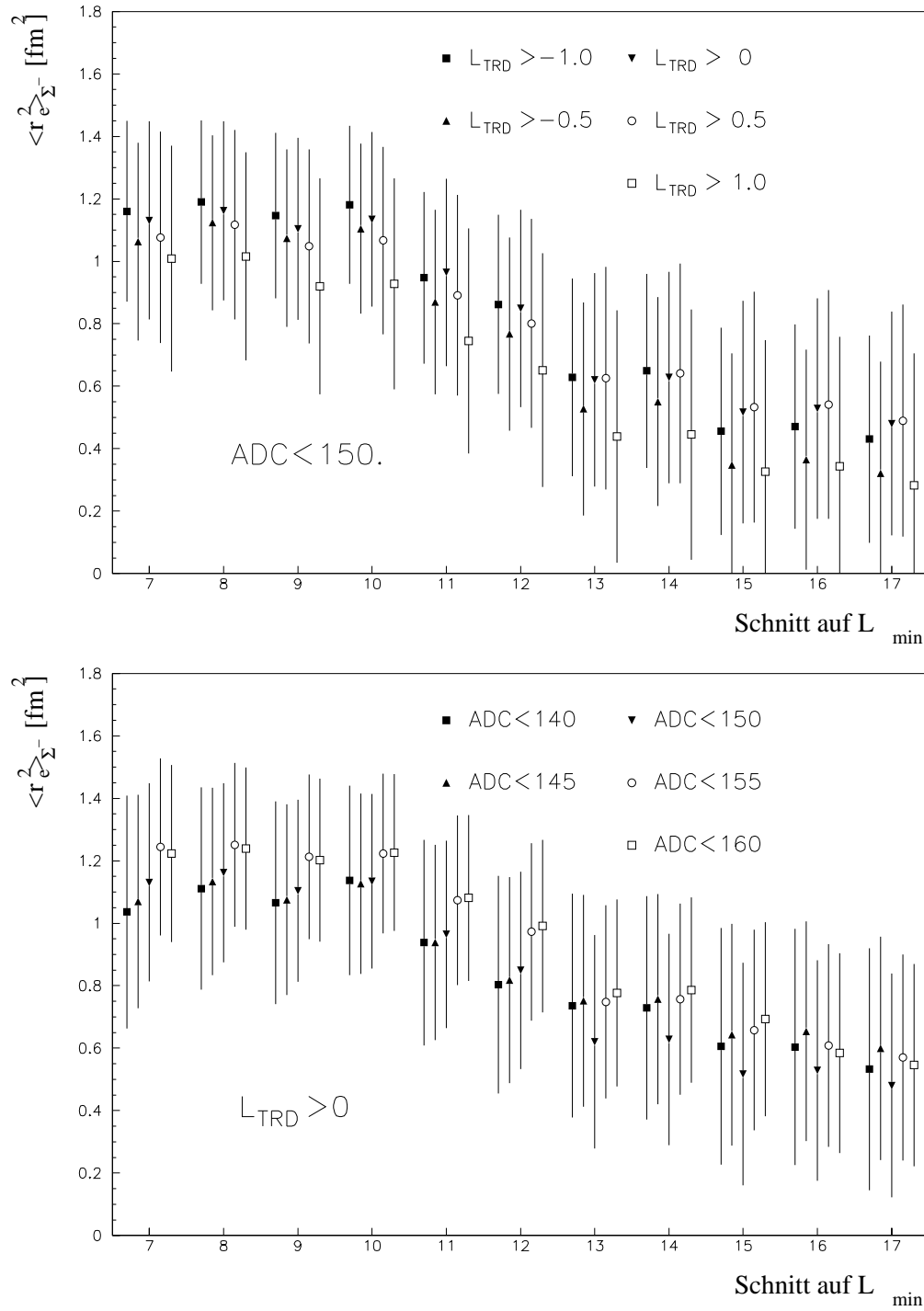


Abb. 6.26: Abhängigkeit des gemessenen Radius von gemeinsamen Schnitten auf \mathcal{L}_{min} und \mathcal{L}_{TRD} (oben) sowie \mathcal{L}_{min} und ADC (unten)

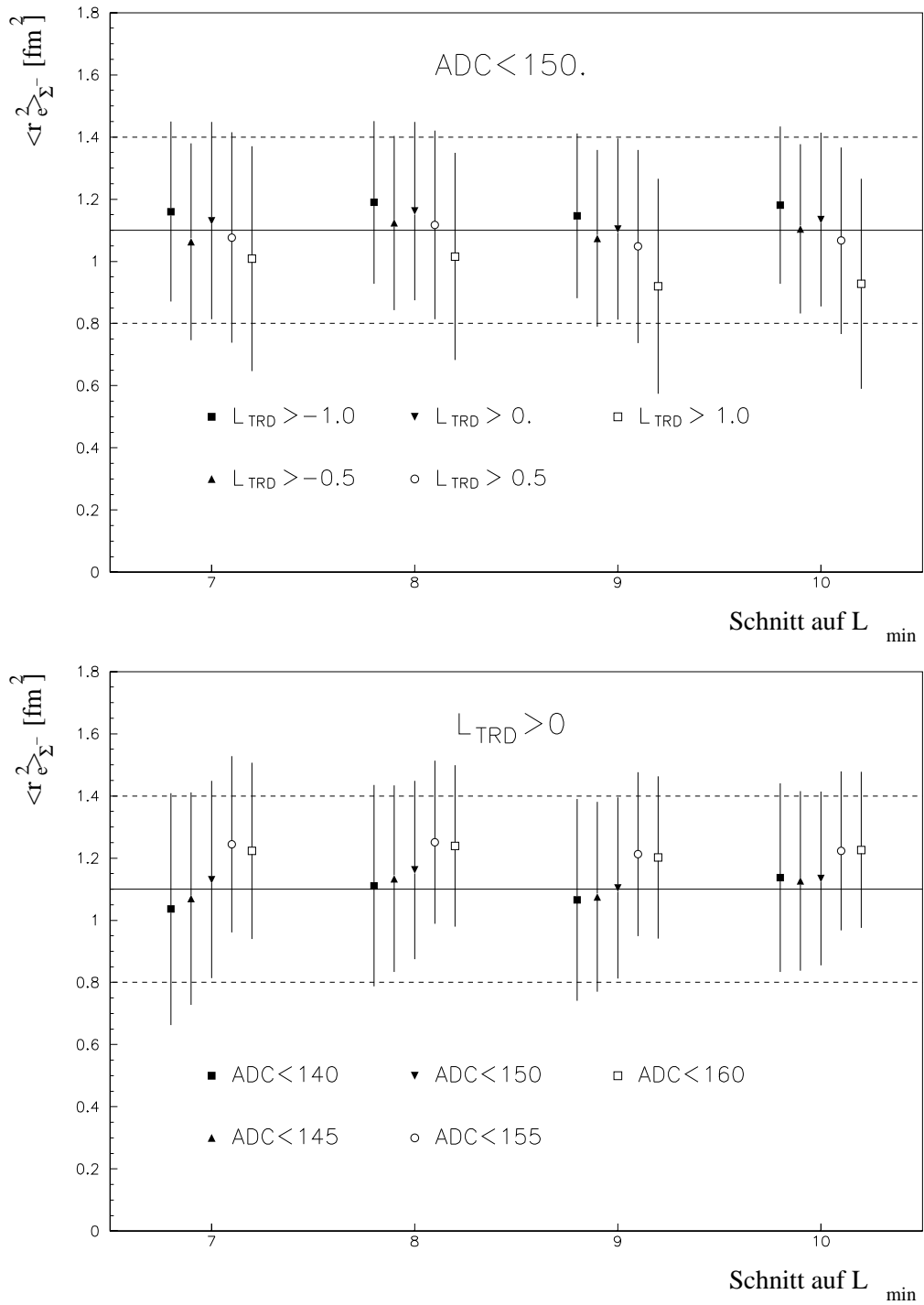


Abb. 6.27: Ausschnitte der Abbildung 6.26 zur Festlegung des Radius sowie des statistischen und systematischen Fehlers.

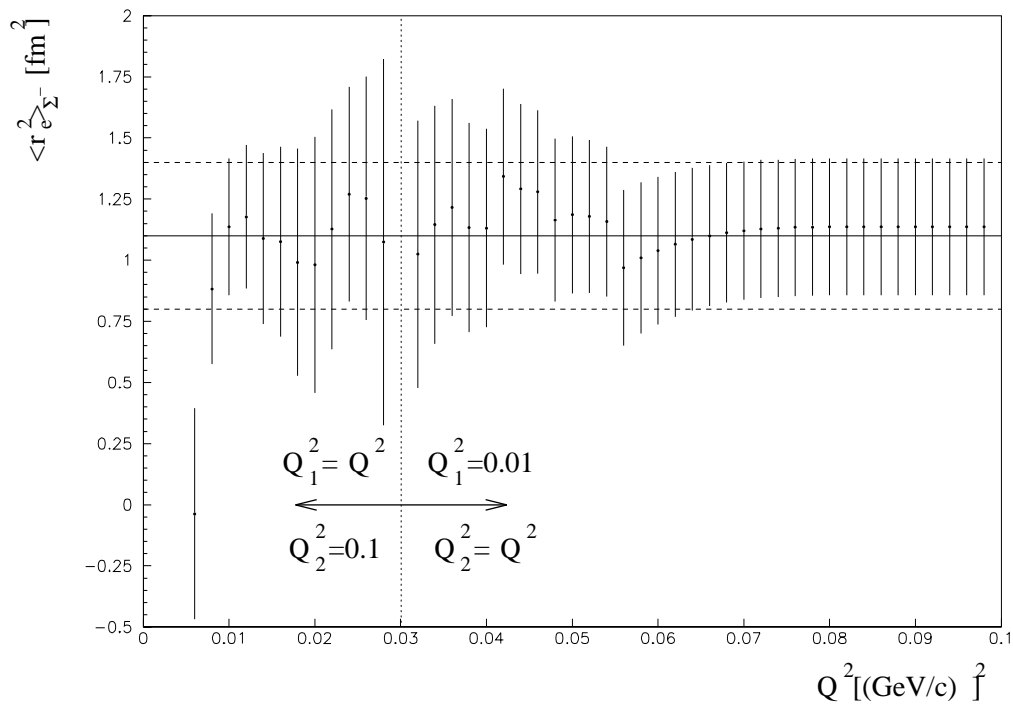


Abb. 6.28: Abhängigkeit des gemessenen Radius von den Grenzen des Fitintervalls $[Q_1^2, Q_2^2]$. Für die Meßpunkte des linken Bereichs ist $Q_2^2=0.1$, und Q_1^2 ist der Abszissenabschnitt, im rechten Bereich ist $Q_1^2=0.01$, und Q_2^2 ist durch den Abszissenabschnitt gegeben.

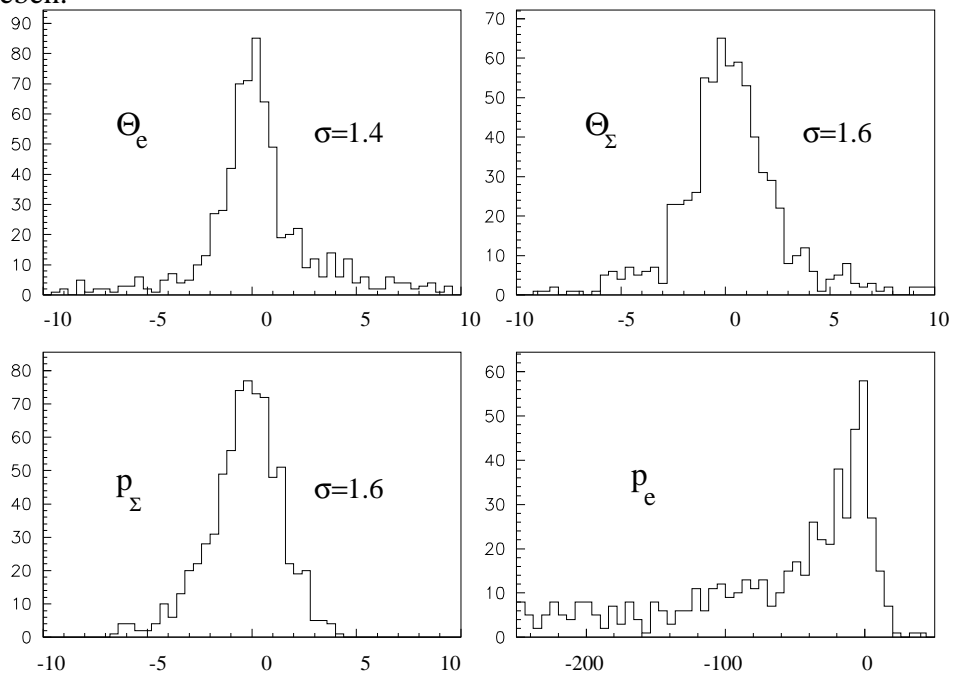


Abb. 6.29: Die Verteilung der Pulls nach den Schnitten der Tabelle 6.1

Schnittvariable	systematischer Fehler
\mathcal{L}_{min}	$0 fm^2$
\mathcal{L}_{TRD}	$0.05 fm^2$
ADC	$0.05 fm^2$
$[Q_1^2, Q_2^2]$	$0.05 fm^2$

Tab. 6.2: Die systematischen Fehler aufgrund der verschiedenen Schnitte

Zur Festlegung des Radius und seines Fehlers ist in der Abbildung 6.27 (oben) gezeigt, wie der gemessene Radius bei Schnitten von $\mathcal{L}_{min} < 7$ bis $\mathcal{L}_{min} < 10$ von Schnitten auf \mathcal{L}_{TRD} abhängt, wobei ein 'mittlerer' Schnitt auf ADC von 150 gewählt wurde.

Die Meßwerte streuen um den Wert von $1.1 fm^2$ mit statistischen Fehlern von etwa $0.3 fm^2$.

Der statistische Fehler ist offensichtlich dominant, und wie oben bereits festgestellt, variieren die Meßwerte für einen festen Schnitt auf \mathcal{L}_{TRD} bei den verschiedenen Schnitten auf \mathcal{L}_{min} nur sehr schwach. Jeder Meßwert liegt im 0.5σ -Intervall jedes anderen Meßwertes. Die Meßwerte zeigen allerdings die klare Tendenz, mit härteren Schnitten auf \mathcal{L}_{TRD} abzufallen. Hierfür muß ein systematischer Fehler von $0.05 fm^2$ gesetzt werden.

In Abb. 6.27 (unten) ist die Abhängigkeit des gemessenen Radius vom Schnitt auf ADC für Schnitte von $\mathcal{L}_{min} < 7$ bis $\mathcal{L}_{min} < 10$ gezeigt, wobei ein mittlerer Schnitt auf die Strahl-TRD-Likelihood von $\mathcal{L}_{TRD} > 0$ gewählt wurde. Meßwert und statistischer Fehler sind eingezeichnet. Obwohl auch hier der statistische Fehler klar dominiert, besteht die Tendenz der Meßpunkte, mit weicheren Schnitten auf die Pulshöhe im Szintillator anzusteigen. Hierfür wird ein systematischer Fehler von $0.05 fm^2$ gesetzt.

In Abb. 6.28 ist die Abhängigkeit des Radius-Meßwerts vom dem Fit zugrunde liegenden Q^2 -Intervall gezeigt. Der Meßwert und sein statistischer Fehler sind eingezeichnet. Bei der Variation des minimalen Q^2 -Wertes Q_1^2 wurde als maximaler Q^2 -Wert $Q_2^2 = 0.1$ gewählt. Umgekehrt war bei der Variation von Q_2^2 $Q_1^2 = 0.01$. In der Abbildung sind unterhalb von $Q^2 = 0.03$ die gemessenen Werte $\langle r_e^2 \rangle_{\Sigma^-}$ für festes Q_2^2 gegen Q_1^2 aufgetragen, oberhalb von $Q^2 = 0.03$ entsprechend für festes Q_1^2 gegen Q_2^2 . Die Ergebnisse der Einzelmessungen fluktuieren relativ stark innerhalb des 1σ -Intervalls des oben bestimmten Meßwertes, so daß ein systematischer Fehler von $0.05 fm^2$ angenommen wird. Die systematischen Fehler addieren sich quadratisch zu $0.09 fm^2$. Das Ergebnis lautet damit:

$$(6.11) \quad \langle r_e^2 \rangle_{\Sigma^-} = 1.1 fm^2 \pm 0.3 fm^2 (stat.) \pm 0.09 fm^2 (syst.)$$

In Tabelle 6.2 ist die Zahl der Ereignisse nach den verschiedenen Filterstufen und Schnitten gezeigt. Wie man sieht, beruht die Messung auf lediglich 723 Ereignissen. In Kapitel 5.1 (Abb. 5.2) war für eine so niedrige Statistik ein Fehler von etwa 50% vorhergesagt worden. Der Grund für den kleineren relativen Fehler ist der größere Meßwert von $1.1 fm^2$. Wäre das Ergebnis der Messung, wie in Kapitel 5.1 angenommen, $0.55 fm^2$ mit

Teilchen	$\langle r^2 \rangle_{exp}$	$\langle r_h^2 \rangle_0$	$\langle r_h^2 \rangle$	$\langle r_{bag}^2 \rangle$	$\langle r_{vdm}^2 \rangle$
Σ^-	$1.1 \pm 0.3 \pm 0.09$	0.24	0.55	0.49	0.34

Tab. 6.3: Der gemessene Ladungsradius (in fm^2) im Vergleich mit den Vorhersagen verschiedener Modelle.

demselben Absolutfehler von 0.3 fm^2 , so ergäbe sich ein Relativfehler von 55%, in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Simulation.

Es bleibt die Diskrepanz zwischen den erwarteten 35000 Streuereignissen mit $Q^2 > 0.01 (\text{GeV}/c)^2$ und den zur Messung verwendeten 723 Ereignissen zu klären. Zunächst ist zu bemerken, daß die Akzeptanz der drei Filterstufen für Streuereignisse (Abb. 6.4) im (gewichteten) Mittel etwa 30% beträgt, so daß nach dem Filterschritt $\mathcal{L}_{min} \neq -\infty$ etwa 10400 Streuereignisse zu erwarten waren. Zudem gilt es, Detektorineffizienzen zu berücksichtigen. Das Strahlhodoskop funktionierte während 4 Wochen der Strahlzeit nicht und hat in der verbleibenden Zeit eine Effizienz von 90%. Auch der Strahl-TRD kann nur in 90% der Ereignisse das Strahlteilchen identifizieren, weil in den übrigen Fällen weniger als 10 der 20 Detektorebenen das Teilchen nachweisen. Der Grund hierfür sind zum einen Ineffizienzen, in der Hauptsache aber Wechselwirkungen oder der Zerfall des Strahlteilchens. Dies reduziert die Zahl der zu erwartenden Ereignisse auf etwa 5400. Daß nach der dritten Filterstufe 7317 Ereigniskandidaten mit $Q^2 > 0.01 (\text{GeV}/c)^2$ gefunden wurden, zeigt sehr deutlich den hohen Anteil von Untergrund in den Daten nach diesem Filterschritt. In der Simulation verbleiben nach dem Schnitt $\mathcal{L}_{min} < 10$ und dem Schnitt auf einen Wechselwirkungsververtex im Cu- oder C-Target 1823 Ereignisse, während in den Daten noch 2846 Ereigniskandidaten vorliegen. Die weiteren Schnitte $\text{ADC} < 150$ und $\mathcal{L}_{TRD} > 0$, die in der Simulation nicht nachvollzogen werden können, reduzieren die Daten auf die genannten 723 Ereignisse.

Die zur Unterdrückung von Untergrund notwendigen Schnitte verwerfen der Abschätzung zufolge 87% der Streuereignisse, wie sich durch den Vergleich der erwarteten Zahl von 5400 Ereignissen mit der Zahl der zur Messung verwendeten 723 Ereignissen ergibt.

6.2.9 Diskussion des Ergebnisses

Die hier vorgelegte Analyse beschreibt die erste Untersuchung der $\Sigma^- - e^-$ -Streuung. Zunächst ist festzustellen, daß der Meßwert für den Σ^- -Ladungsradius um einen Faktor zwei oberhalb der Vorhersagen der verschiedenen Modelle liegt. Die Messung ist mit einer großen statistischen Unsicherheit behaftet, die einerseits von der geringen Intensität des Hyperonenstrahls herrührt, andererseits eine Folge der nicht vorhandenen Möglichkeit der Identifikation der Elektronen des Endzustandes ist, wodurch verschiedene Analyseschnitte auf den Datensatz nötig sind, welche eine große Zahl von Streuereignissen verwerfen. Der Meßwert weicht 2 bis 2.5σ des statistischen Fehlers von den vorhergesagten Radien ab, schließt diese also nicht völlig aus.

Die systematischen Fehler aufgrund der verschiedenen Schnitte sind sehr klein, und anhand von Korrelations-Plots (Abb. 6.24) sowie der Verteilung der Pulls des Likelihoodfits

nach den verschiedenen Schnitten (Abb. 6.29) ist verifizierbar, daß der Datensatz nur noch sehr wenig Untergrund aufweist. Einen deutlichen Hinweis hierfür liefert auch die Abbildung 6.28, deren Hauptaussage ist, daß der Meßwert innerhalb des statistischen Fehlers der Messung nicht von dem Intervall, über welches sich der Fit sich erstreckt, abhängt. Es ist insbesondere dieser kleine systematische Fehler, welcher der Messung einige Aussagekraft verleiht und angesichts des großen Meßwertes weitere Untersuchungen nahelegt. Eine Möglichkeit, die angewandte Analysemethode zu überprüfen, ist die Untersuchung von π^-e^- -Streuung. Zwar ist hier wegen der geringeren Zahl aufgezeichneter Ereignisse ein größerer statistischer Fehler zu erwarten, doch ist der π^- -Ladungsradius bekannt, und eine starke Abweichung des Meßwertes vom bekannten Wert würde auf eine Systematik der Analysemethode hindeuten und eventuell eine Korrektur am Meßwert erlauben. Des weiteren sollte die Analyse der Streuereignisse mit Zerfalls- Σ^- unter Anwendung anderer Filterkriterien (wie in Kapitel 6.1 dargelegt) wiederholt werden. Dies verspricht einen Datensatz, der eine Messung des Σ^- -Ladungsradius ermöglicht, die unabhängig von der hier durchgeführten ist.

Es ist weiterhin zu erwähnen, daß in naher Zukunft die Untersuchung von Σ^-e^- -Streuung im SELEX-Experiment am FNAL geplant ist, so daß bald ein Vergleich dieser Messung mit dem Resultat eines anderen Experiments möglich sein wird.

Sollte sich die Größe des Σ^- -Ladungsradius bestätigen, so hätte dies erhebliche Auswirkungen auf unser Verständnis der Struktur der Baryonen.

7 Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von Σ^-e^- -Streuung im Rahmen des Hyperonenstrahlexperimentes WA89 am CERN.

Um den experimentellen Aufbau von WA89 so zu verändern, daß neben den bisherigen Hauptzielsetzungen, der Untersuchung von Baryonen mit Charminhalt sowie der Suche nach exotischen Multiquarkzuständen, auch die Untersuchung von Σ^-e^- -Streuung im Hinblick auf eine Bestimmung des Σ^- -Ladungsradius zu ermöglichen, wurde ein Übergangsstrahlungsdetektor zur Identifikation der gestreuten Targetelektronen entwickelt. Zum Nachweis der Übergangsstrahlung, die in Folienstapeln erzeugt wird, dienen Gasmikrostreifendetektoren mit einer sensitiven Fläche von $15 \times 17 \text{ cm}^2$, deren 8mm tiefer Gasraum mit einer Xe-CH₄-Mischung gefüllt ist. Die Mikrostreifenstruktur, die in Chrom auf dem Desag-Glas D263 gefertigt ist, weist einen Anodenabstand von $235 \mu\text{m}$ auf. Die Kathoden sind $110 \mu\text{m}$ breit, die Anoden $11 \mu\text{m}$ und weisen an den Enden Aluminium-Pads auf, die das Bonding zum SVX-Auslesechip erlauben. Die Detektoren zeigen Effizienzen um 95% für den Nachweis geladener Teilchen, und die Ortsauflösungen liegen um $50 \mu\text{m}$. Acht Radiator-Detektor-Paare sollten eine Identifikation von 90% der Elektronen erlauben, wobei andere Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von 1% als Elektron misidentifiziert werden.

Zur WA89-Strahlzeit 1994 wurde der Experimenttrigger so verändert, daß auch Ereignisse der Multiplizität zwei, also der Signatur eines Streueignisses, aufgezeichnet wurden. Zudem kamen die ersten beiden Ebenen des Übergangsstrahlungsdetektors zum Einsatz, was eine Identifikation von etwa 30% der Elektronen erlaubt. Da aufgrund der niedrigen Intensität des Hyperonenstrahls die Rate an elastischen Wechselwirkungen der Strahl- Σ^- mit Target- e^- sehr gering ist, konnte in der Analyse der Daten von der Information des Übergangsstrahlungsdetektors kein Gebrauch gemacht werden. Zur Identifikation eines Streueignisses dient stattdessen ein Likelihood-Algorithmus, welcher die Gesamtkinematik des Ereignisses überprüft, und es verwirft, wenn die Winkel- oder Impuls-Korrelationen eines Streueignisses nicht erfüllt sind. Auf diese Weise wurden 16211 Ereignisse ausselektiert und der Viererimpulsübertrag der Reaktionen bestimmt. Untergrund durch hadronische Σ^- - und π^- -Kern-Wechselwirkungen konnte durch einen Schnitt auf die Pulshöhe im Triggerszintillator unterdrückt werden. Weiterer Untergrund, welcher durch π^-e^- -Streueignisse gegeben ist, konnte durch einen Schnitt auf die Likelihood des Strahl-Übergangsstrahlungsdetektors unterdrückt werden.

Die Messung des Σ^- -Ladungsradius erfolgt durch einen Likelihood-Fit des so bestimmten differentiellen Streuquerschnitts der Σ^-e^- -Streuung mit dem Ergebnis:

$$(7.1) \quad \langle r_e^2 \rangle_{\Sigma^-} = 1.1 \text{ fm}^2 \pm 0.3 \text{ fm}^2(\text{stat.}) \pm 0.09 \text{ fm}^2(\text{syst.})$$

Der Meßwert liegt um einen Faktor zwei oberhalb der Vorhersagen der verschiedenen Modelle. Zwar ist die Messung mit einer großen statistischen Unsicherheit behaftet, doch erlaubt der kleine systematische Fehler die Aussage, daß die verwandte Analyseverfahren das Studium von Σ^-e^- -Streuung erlaubt. Die große Abweichung des Meßwerts von den Vorhersagen ist unverstanden macht weitergehende Untersuchungen notwendig.

Abbildungen

2.1	Streuung eines Σ^- an einem ruhenden Elektron	5
2.2	Korrelation zwischen Streuwinkel und Impuls des gestreuten Strahlteilchens	6
2.3	Winkel- und Impulskorrelationen von Strahlteilchen und Elektron	7
2.4	Abhängigkeit des Viererimpulsübertrags von Streuwinkel des Elektrons	9
2.5	Zusammenhang von Teilchenradius und dem Quarkinhalt des Teilchens	15
3.1	Aufbau des WA89-Experimentes in der Strahlzeit 1994	19
3.2	Seitenansicht des Hyperonenkanals	20
3.3	Produktionsverhältnisse von Hyperonen zu Pionen	21
3.4	Zahl der Strahlteilchen des Hyperonenstrahls pro SPS-Spill.	22
3.5	Aufbau des Strahlhodoskops	23
3.6	Aufbau der Targetregion in der Strahlzeit 1994	25
3.7	Aufbaus einer Doppalebene der Lambdakammern	26
3.8	Aufbau einer RICH-Kammer	29
3.9	Impulsabhängigkeit der Radien der im RICH erzeugten Ringe	30
4.1	Übergangsstrahlung an verschiedenen Kombinationen von Übergängen	35
4.2	Aufbau eines Gasmikrostreifendetektors	42
4.3	Feldlinienverlauf in einem Gasmikrostreifendetektor	43
4.4	Aufbau eines SVX-Kanals	46
4.5	Schematische Darstellung der SVX-Elektronik	47
4.6	Aufbau einer Detektorplatte der Testkammer (schematisch)	48
4.7	Aufbau der Testkammer	49
4.8	Passivation von Kathodenenden und von Defektstellen	50
4.9	Gasverstärkung der Testkammer	51
4.10	Energieauflösung der Testkammer	51
4.11	Aufbau der ersten Kammer im Teststrahl	52
4.12	Schematische Darstellung des Teststrahl-Aufbaus	53
4.13	Effizienz verschiedener Radiatorkonfigurationen	54
4.14	Aufbau der Detektorplatte	59
4.15	Aufbau der Grundplatte	61
4.16	Aufbau einer Kammer	62
4.17	ADC-Spektrum der ersten TRD-Kammer	65
4.18	Ladungsdeposit von Pionen für verschiedene Clusterbreiten	66
4.19	Likelihoodquotienten für verschiedene Zahlen von Kammern	67
5.1	Differentieller Streuquerschnitt der Σ^-e^- -Streuung	74
5.2	Simulationsergebnisse zur Streuung	76
5.3	Detektor-Auflösung für den e^- -Impuls	80
5.4	Bleiglas- und RICH-Effizienz für e^- -Identifikation	86
6.1	Abbildungen zu Streueignissen mit Zerfalls- Σ^-	90
6.2	Q^2 -Auflösung des Likelihoodalgorithmus (Simulation)	92
6.3	Die Pulls in der Simulation	93
6.4	Akzeptanz der Schnitte auf Streueignisse (MC-Simulation)	95
6.5	Korrelation zwischen dem Streuwinkel des Σ^- und seinem Impuls	99
6.6	Korrelationen zwischen den Impulsen und Streuwinkeln der Teilchen	100

6.7	Verteilungen der minimalen Likelihoods in der Simulation und in den Daten	101
6.8	Die Pulls in den Daten	101
6.9	Q^2 -Verteilungen von Σ^-e^- - und π^-e^- -Streuereignissen (Simulation) .	102
6.10	Verteilung der logarithmischen Likelihood des Strahl-TRD	102
6.11	Korrelation zwischen den Streuwinkeln	103
6.12	Verteilungen des Viererimpulsübertrags	104
6.13	Korrelation zwischen den Korrekturen an den Impulsen von Σ^- und e^- .	105
6.14	Zahl der im Vertexdetektor gefundenen Raumpuren	106
6.15	Verteilungen des ADC-Wertes einer der Triggerszintillatoren	107
6.16	Verteilungen des Viererimpulsübertrags mit dem Schnitt $ADC \leq 155$. . .	107
6.17	Streuereignis mit Emission von Bremsstrahlung	108
6.18	Verteilung der logarithmischen RICH-Likelihood	110
6.19	Impulsverteilung nach verschiedenen Schnitten	110
6.20	Abstand und Energie des nächsten neutralen Clusters	111
6.21	Nachweis von Bremsstrahlung im Bleiglas	112
6.22	Energiekorrektur durch im Bleiglas nachgewiesene Bremsstrahlung	113
6.23	Logarithmische Likelihood für verschiedene Arten von Untergrund	115
6.24	Korrelation zwischen den Streuwinkeln	115
6.25	Q^2 - und Q_{max}^2 -Verteilung der Streuereignisse	116
6.26	Abhängigkeit des gemessenen Radius von verschiedenen Schnitten	118
6.27	Abbildung zur Festlegung des Radius	119
6.28	Abhängigkeit des gemessenen Radius von den Grenzen des Fitintervalls .	120
6.29	Die Verteilung der Pulls nach den gemachten Schnitten	120

Literaturverzeichnis

- [1] M. I. Adamovich et al., *Measurement of the Ω_c^0 -Lifetime*, Phys. Lett. B358 151-161 (1995)
- [2] Allison et al., LBL P4B-490 (1985)
- [3] Amendolia et al., *A Measurement of the Space-Like Pion Electromagnetic Form Factor*, Nucl. Phys. B277, 168 (1986)
- [4] Amendolia et al., *A Measurement of the Kaon Charge Radius*, Phys. Lett. 178B 435 (1986)
- [5] Angelini et al., *The Microstrip Gas Chamber*, Nucl. Phys. B23 (1991) 254-260
- [6] Angelini et al., *Results from the First Use of Microstrip Gas Chambers in a High Energy Physics Experiment*, CERN-PPE/91-122 (1991)
- [7] Angelini et al., NIM A 336(1993)106-115
- [8] Appuhn et al., *Transition Radiation Detectors for Electron Identification beyond 1GeV/c*, Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 309-318
- [9] Artru et al., *Practical Theory of the Multilayered Transition Radiation Detector*, Phys. Rev. D12 5 1289-1306 (1975)
- [10] Asrabatyan et al., *Calculations for Transition Radiation Detectors*, A219 (1984) 78-86
- [11] Beckers et al., *Optimization of Microstrip Gas Chamber Design and Operating Conditions*, CERN-PPE/94-27 (1994)
- [12] W. Beusch, *Omega Prime*, Technical Note, CERN/SPSC 77-70, SPSC/T17 (1977)
- [13] W. Beusch et al. A 323 (1992) 373
- [14] Borkowski et al., *Electromagnetic Formfactors of the Proton at Low Momentum Transfer*, Nucl. Phys. B93, 461 (1975)
- [15] Bouclier et al., *Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91 (1991)
- [16] Bouclier et al., CERN-PPE/95-36 (1995)
- [17] Bouclier et al., *Development of Gas Micro-Strip-Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates*, CERN DRDC 92-30, DRDC/P-41 (1992)
- [18] Bouclier et al., *Development of Gas Micro-Strip-Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates, Status Report for the DRDC Open Meeting*, CERN DRDC 93-34 (1993)

- [19] Bouclier et al., *High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/92-53 (1992)
- [20] Bouclier et al., *Development of Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91-108 (1991)
- [21] Bouclier et al., *Performance of Gas Microstrip Chambers on Glass Substrates with Electronic Conductivity*, CERN-PPE/93-04 (1993)
- [22] Bouclier et al., *Performance of Microstrip Gas Chambers Manufactured on Electronic and Ionic Conductivity Substrata in Various Operational Conditions*, CERN-PPE/93-179 (1993)
- [23] Bouclier et al., CERN-PPE/95-95 (1995)
- [24] Bouclier et al., *Ageing Studies with Microstrip Gas Chambers*, CERN-PPE/94-63 (1994)
- [25] Bouclier et al., *Effects of Outgasing from some Materials on Gas Chamber Ageing*, CERN-PPE/94-111 (1994)
- [26] Bouclier et al., *Development of Microstrip Gas Chambers for High Rate Operation*, CERN-PPE/95-37 (1995)
- [27] Bouclier et al., *High Rate Operation of Microstrip Gas Chambers on Diamond-Coated Glass*, CERN-PPE/95-95 (1995)
- [28] M. Bourquin et al., *A Schematic Model for Narrow States Decaying into ($\Lambda\bar{p} + \text{Pions}$) at 3.1 GeV/c with Charges +1, 0 and -1*, Phys. Lett. B 172 (1986) 113
- [29] M. Bourquin et al., *Particle and Antiparticle Production by 200 GeV/c Protons in the Charged Hyperon Beam at the CERN SPS*, Z. Phys. C 5 (1980) 275–283
- [30] S. Brons, WA89 Internal Memorandum 1993
- [31] Brons et al., *Use of Ultra Thin Semiconductive Layers as Passivation in Microstrip Gas Chambers*, NIM A342(1994)411-415
- [32] W. Brückner et al., *The Electromagnetic Calorimeter in the Hyperon Beam Experiment at CERN*, Nucl. Inst. Meth. A313 (1992) 345-356
- [33] W. Brückner et. al., MPIH-V21-1994
- [34] Cherry et al., *Measurement of the Frequency Spectrum of Transition Radiation*, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 5-8
- [35] Cherry et al., *Measurements of the Spectrum and Energy Dependence of X-Ray Transition Radiation*, Phys. Rev. D17 (1978) 2245-2260

- [36] DeGrand et al., *Masses and Other Parameters of the Light Hadrons*, Phys. Rev. D12, 2060 (1975)
- [37] U. Dersch, Diplomarbeit Univ. Heidelberg
- [38] Ernst et al., *Electromagnetic Form Factors of the Nucleon*, Phys. Rev. 119 (1960) 1105
- [39] Fabjan et al., Nucl. Instr. Meth. A180 (1981) 413-418
- [40] P. Grafstrom, *A Σ^- Beam for the Omega Spectrometer in the CERN West Area*, CERN/SL/90-104 (1990)
- [41] P. Grafstrom, CERN/SPSC 88-4 SPSC/T 28, SPS/EBS/Note 88-1
- [42] Hand et al., *Electric and Magnetic Formfactors of the Nucleon*, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 335
- [43] M. Heidrich, Diplomarbeit Univ. Heidelberg
- [44] R. L. Jaffe, *Perhaps a Stable Dibaryon*, Phys. Lett. 38 (1977) 195
- [45] Källén, *Elementary Particle Physics*, Addison-Wesley Publ. Comp.
- [46] Lipkin, *The So-Called Nonrelativistic Quark Model*, Nucl. Phys. A446 (1985) 409c-418c
- [47] Margarian et al., ERFI 1987-977C
- [48] A. Oed et al., *Position-Sensitive Detector with Microstrip-Anode for Electron Multiplication with Gases*, Nucl. Instr. Meth. A263, 351 (1988)
- [49] A. Oed et al., SPIE Proc. 982, 152 (1988)
- [50] A. Oed et al., Nucl. Instr. Meth. A284, 223 (1989)
- [51] S. Paul, CERN-PPE/92-199 (1995)
- [52] S. Paul, *Particle Identification Using Transition Radiation Detectors*, CERN-PPE/91-199 (1991)
- [53] S. Paul, *The H Dibaryon in Experimental Physics*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 21 (1991) 243
- [54] Povh et al., *Systematics of Strong Interaction Radii for Hadrons*, Phys. Lett. B245, 653 (1990)
- [55] Povh, *Hadronic Radii*, Nucl. Phys. A532 (1991) 133c-140c
- [56] Rosenbluth, *High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons*, Phys. Rev. 79 (1950) 615

- [57] J. Seguinot et al., *Imaging Cherenkov Counter*, Nucl. Inst. Meth. 142 (1977) 377
- [58] Sauli, *Development of Gas Micro-Strip-Chambers for Radiation Detection and Tracking at High Rates, Status Report for the DRDC Open Meeting*, CERN DRDC 94-45
- [59] H. W. Siebert, *Charmed Baryons*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 21 (1991) 183
- [60] H. W. Siebert, *Experimental Searches for Exotic Multiquark Particles*, J. Phys. 67 91989) 1148
- [61] H. W. Siebert et al. Nucl. Inst. Meth. A 343 (1994) 258
- [62] A. Simon, CERN/PPE 92-95
- [63] K. Vorwalter, Diplomarbeit Univ. Heidelberg
- [64] WA89-Kollaboration, *Hyperon Beam Physics at Omega*, CERN/SPSC-92/39
- [65] WA89-Kollaboration, *Proposal for a New CERN-SPS Experiment Using the Omega Facility*, CERN/SPSC-87/43,1987
- [66] R. Werding, Doktorarbeit Univ. Heidelberg

Eigene Beiträge zum Experiment

Diese Arbeit wurde im Rahmen der WA89-Kollaboration durchgeführt, deren Mitarbeiter der Strahlzeiten 1993 und 1994 auf der folgenden Seite aufgeführt sind.

Ich habe mich bereits im Rahmen meiner Diplomarbeit mit Gasmikrostreifendetektoren beschäftigt. Hierzu habe ich zeitweise in der Sauli-Gruppe des CERN gearbeitet, um das dort vorhandene Know-How im Bezug auf diesen neuartigen Detektortyp in die eigene Gruppe zu holen. Es wurde in der Folge ein Versuchsstand im WA89-Labor des CERN aufgebaut, der es erlaubte, mit der Entwicklung von Gasmikrostreifendetektoren zum Nachweis von Übergangsstrahlung zu beginnen. Ein wichtiges Resultat dieser Arbeit ist die Methode des 'Semiconducting Coating', der Beschichtung des Substrates mit einer halbleitenden dünnen Schicht, welche Aufladungen verhindert und auf diese Weise die Gasverstärkung stabilisiert, wenn der Detektor hohen Teilchenraten ausgesetzt ist. Insbesondere gelang der Nachweis, daß Gasmikrostreifendetektoren, gefertigt auf sehr dünnen Plastikmaterialien, unter dem Einfluß einer solchen Schicht stabil arbeiten. An der Entwicklung dieser Methode habe ich maßgeblich mitgewirkt.

Es wurde dann zunächst ein Versuchsdetektor mit SVX-Auslese gebaut, der in einer Teststrahlzeit als Übergangsstrahlungsdetektor eingesetzt wurde. An der Konstruktion, dem Bau und der Entwicklung der Online- und Offline-Software dieses ersten Gasmikrostreifendetektors zum Nachweis von Übergangsstrahlung habe ich im Rahmen meiner Doktorarbeit maßgeblich mitgearbeitet. In der Folge wurde mit der Entwicklung eines Übergangsstrahlungsdetektors zur e^\pm -Identifikation begonnen, der in den experimentellen Aufbau des WA89-Experimentes zu integrieren war. An der Konstruktion, dem Bau, dem Test dieses Detektors im Labor und in zwei Teststrahlzeiten sowie bei seinem Einsatz in der Strahlzeit 1994 war ich maßgeblich beteiligt. Nach der Beendigung der Strahlzeit 1994 habe ich einen Teil des Software-Alignments der Siliziumdetektoren und der Gasmikrostreifendetektoren durchgeführt. Ich habe das Strahlhodoskop einer näheren Untersuchung unterzogen und insbesondere ein Run-abhängiges Alignment für diesen Detektor entworfen.

Des weiteren habe ich mich mit der Untersuchung von Σ^-e^- -Streuung beschäftigt. Zum einen habe ich Untersuchungen zur zu erwartenden und zur Messung des Σ^- -Ladungsradius benötigten Ereignisstatistik angestellt, zum anderen untersucht, inwieweit der experimentelle Aufbau von WA89 solche Untersuchungen ermöglicht. Nach Beendigung der Strahlzeit 1994 habe ich zunächst einen Datenfilter entworfen, der Streuereigniskandidaten ausselektiert und so die Datenmenge stark reduziert. Weiterhin habe ich einen Likelihood-Algorithmus entwickelt, der zum einen den Viererimpulsübertrag der Streureaktion bestimmt und zum anderen Streuereignisse als solche identifiziert. Durch die Analyse des verbleibenden Datensatzes ist es mir gelungen, die erste Messung des Σ^- -Ladungsradius durchzuführen.

Die WA89-Kollaboration

NIKHEF Amsterdam: C. Scheel.

Univ. Bristol: V. J. Smith, D.M. Newbold.

CERN: W. Beusch, B. R. French, P. Grafström.

Univ. Genua / INFN: D. Barberis, A. Brunengo, M. Dameri, R. B. Hurst, B. Osculati,
L. Rossi.

ISN Grenoble / IN2P3: C. Bérat, M. Buenerd, F. Charignon, J. Chauvin, A. Fournier,
J.-Y. Hostachy, Ph. Martin, M. Rey-Campagnolle, R. Touillon, E. Vesin.

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg: E. Albertson, M. Beck,
K.-H. Brenzinger, S. Brons, W. Brückner, Ch. Büscher, U. Dersch, F. Dropmann,
S. G. Gerassimow, M. Godbersen, Th. Haller, M. Heidrich, Th. Kallakowsky,
K. Königsmann, I. Konorow, H.-M. Lauber, S. Masciocchi, R. Michaels, S. Paul,
B. Povh, Zh. Ren, K. Röhrich, L. Schmitt, A. Trombini, K. Vorwalter, A. Wenzel,
R. Werding, E. Wittmann.

Univ. Heidelberg: M. Boss, J. Engelfried, F. Faller, J. Heintze, S. Kluth, P. Lennert,
S. Ljungfelt, K. Martens, H. Rieseberg, H.-W. Siebert, A. Simon, O. Thilmann,
G. Wälder.

Univ. Iowa: C. Newsom.

Univ. Mainz, Inst. für Kernphysik: U. Müller, G. Rosner, H. Rudolph,
E. A. Tschudakow, B. Volkemer, Th. Walcher.

Lebedew Phys. Inst., Moskau: M. I. Adamowitsch, Ju. A. Alexandrow,
M. W. Sawertjajew.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name : Matthias Heidrich
Geburtsdatum : 29.09.65
Geburtsort : Selters, Rheinland-Pfalz
Familienstand : ledig
Staatsangeh. : deutsch
Anschrift : 15, rue de l'Athénée, CH-1205 Genève

Ausbildung und Berufstätigkeit:

1971 - 1975 : Volksschule in Stockum-Püschchen und Enspel
1975 - 1982 : Realschule Westerburg, Realschulabschluß
1982 - 1984 : Lehre als Maschinenbauer in Hirtscheid
1984 - 1987 : Staatliches Peter-Altmeier-Gymnasium Montabaur
26.06.1987 : Abiturprüfung
1987 - 1990 : Physikstudium an der Universität Kaiserslautern
10.10.1989 : Diplom-Vorprüfung
1990 - 1992 : Physikstudium an der Universität Heidelberg
03.12.1991 : mündliche Diplomprüfung
1992 - 1993 : Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg,
: abgeordnet ans CERN in Genf,
: Thema: Entwicklung von Gasmikrostreifendetektoren
1993 - heute : Dissertation am Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg,
: abgeordnet ans CERN in Genf

Danksagung

Ich danke Herrn Povh dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit in der motivierenden Atmosphäre des CERN anfertigen zu können.

Mein größter Dank gilt Stephan, der die Gruppe mit sehr viel Feingefühl leitet und von dem ich hervorragend betreut wurde.

Dimitri, Gala, Igor, Jürgen und Uwe danke ich für die gute und unermüdliche Zusammenarbeit in der harten Zeit des Detektorbaus. Jeder von ihnen hat auf seine Weise sehr stark zum Gelingen des Projektes beigetragen.

Bei Malte und Stephan bedanke ich mich für die tatkräftige Unterstützung des Projektes während der Strahlzeiten.

Egmond danke ich für seinen Ideenreichtum, seine Ausdauer und seine Geschicklichkeit, mit welcher er das Bonden der Detektorplatten möglich gemacht hat.

Bei den Herren Braem, Carminati, David, Gandi, Girardini und Mastrostefano bedanke ich mich für ihr Bemühen, die Fertigung von MSGCs in der Printed-Circuit-Group des CERN zu ermöglichen.

Chilo, Leszek, Lev und Roger sei für ihr stetes Interesse und ihre große Hilfsbereitschaft bei auftretenden Problemen gedankt.

Fabio hier am CERN, Herrn Oed und Peter in Grenoble sowie Ronaldo in Pisa danke ich für die vielfältigen fruchtbaren Diskussionen.

Eugene, Lars, Mathias, Sergej und Thomas sei Dank für ihre stete Bereitschaft, meine Fragen zur Software zu beantworten, Lars zudem für das kritische Korrekturlesen dieser Arbeit.

Tina und Frank in Heidelberg sei für ihre tatkräftige Unterstützung beim Ausfiltern der Streuereigniskandidaten gedankt.

Stephan danke ich für die sehr angenehme Atmosphäre in unserem gemeinsamen Büro und die unkomplizierte Zusammenarbeit.

Walter sei für seine unübertroffenen DAQs und seine humorvollen Beiträge zum guten Arbeitsklima, vor allem während der stressigen Strahlzeiten, gedankt.

Mein Dank gilt ebenso Alain, Andrea, Armand, Burkhard, Christian, Christian, Christine, Corinne, Dario, Dave, Dirk, Douglas, Elisabeth, Emmanuel, Emrullah, Eva, Frank, Georg, Heinrich, Ivo, Joel, Jürgen, Kai, Herrn Königsmann, Klaus, Manfred, Marcelle, Marc–Andre, Michael, Michel, Mikhail, Nicolas, Oliver, Robert, Roland, Ron, Herrn Siebert, Silvia, Stefan, Uli, Vince, Herrn Walcher, Wolfgang, Xing, Yuri und Zongliang für die kollegiale und erfolgreiche Zusammenarbeit.

Anna, Isabelle, Karen, Nicole, Oliver, Peter und Sini danke ich für die stete Bereitschaft, mich bei meinen Besuchen in Heidelberg zu beherbergen und fürstlich zu verpflegen.

Meinen Freunden daheim danke ich dafür, daß ich auch nach so vielen Jahren der Abwesenheit bei meinen gelegentlichen Besuchen immer noch sehr herzlich willkommen geheißen werde. Auch für den Besuch des einen oder anderen möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Meinen Mitbewohnern der vergangenen Jahre Carolien, M^{me} Choisy, Elke, Ingrid, Jackie, Jessy und Michèle danke ich für das interessante Zusammensein; Michèle zudem für das äußerst fetzige, den übrigen für das stets angenehme Wohnklima.

Nicht zuletzt danke ich all meinen Freunden und Bekannten in Genf, insbesondere Alfons, Alice, André, Angy, Anne–Laure, Aurore, Birgit, Caroline, Cécilia, Célèste, Céline, Chris, Claudia, Claudia, Diana, Emanuelle, Ennio, Erès, Gerti, Gianina, Giuliana, Graziella, Ingela, Ira, Japa, José, Katia, Koungue, Laure, Laurent, Lee, Magrietha, Mar, Mar, Maren, Maria, Marieke, Melanie, Michel, Natascha, Nathalie, Navilla, Oscar, Ozzie, Patricia, Petra, Petra, Philip, Robert, Roger, Roland, Samuel, Sascha, Sonja, Stara, Syntia, Thea, Trinidad und Wendy, die mir das Gefühl gegeben haben, hier nicht fremd zu sein, und die auf diese Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.