

6

Interner Bericht
DESY F15-96-03
August 1996

Testmessungen an einem Photodetektor Prototyp für den RICH von HERA-B

von

P. J. Weyers



Eigentum der **DESY** Bibliothek
Property of **DESY** library
Zugang **18. SEP. 1996**
Accession
Leihfrist
Loan period 7 days

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"

Testmessungen an einem Photodetektor Prototyp
für den RICH von HERA-*B*

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
PETER J. WEYERS
aus Tübingen

Hamburg

1996

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. A. Wagner

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. P. Schmüser

Datum der Disputation:

5. August 1996

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. Bernhard Kramer

“An answer for you?”
interrupted Deep Thought majestically.
“Yes, I have.”

...
“Though I don’t think,”
added Deep Thought,
“that you’re going to like it.”
[42]

Kurzfassung

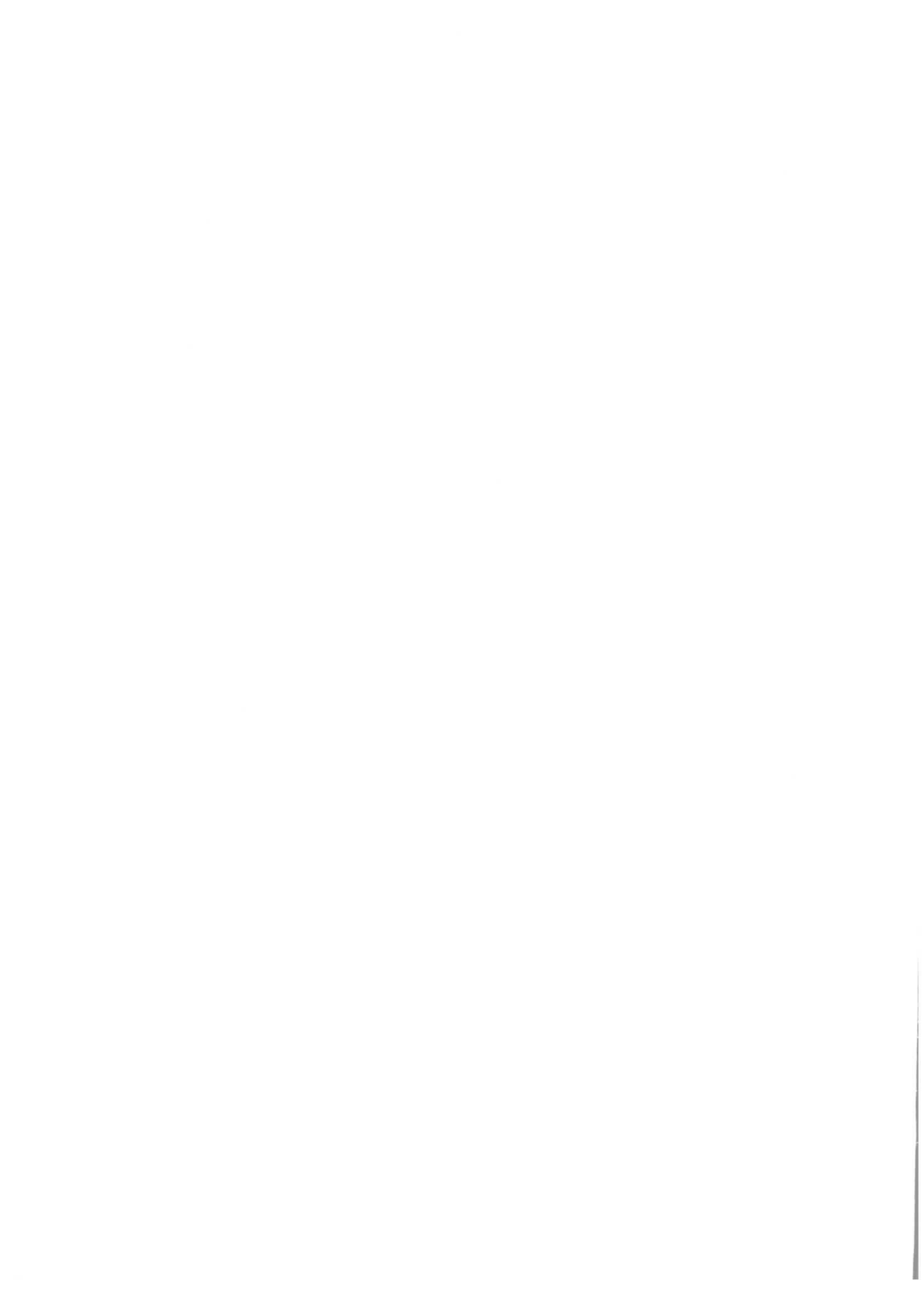
Es wurde ein Photodetektor Prototyp im Hinblick auf seine Anwendbarkeit im RICH von HERA-*B*, einem neuen *B*-Physik Experiment am DESY in Hamburg, untersucht. Es handelt sich um einen aus mehreren Eindraht-Proportionalkammern zusammengesetzten Detektor, der durch den Zusatz von Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen (TMAE) zum Zählgas im UV-Bereich photosensitiv wird. Es konnten Tests an einem kleinen RICH mit einem Argon-Radiator an einem Elektron-Teststrahl am DESY durchgeführt werden. Die Zahl der nachgewiesenen Čerenkovphotonen war etwa 30 % niedriger als auf Grund der von Holroyd et al. [39] für TMAE angegebenen Quanteneffizienz erwartet. Damit würde man beim RICH von HERA-*B* für Teilchen mit $\beta \simeq 1$ zwanzig bis dreißig nachgewiesene Photonen erwarten. Die Zeitverteilung der Signale war schmal genug, um bei einem Bunch Abstand von 96 ns die Ereignisse gut voneinander trennen zu können. Im Test trat ein nicht erklärbarer Untergrund auf, der aber höchstwahrscheinlich durch den Test-RICH und nicht durch den Photodetektor hervorgerufen wurde.

Abstract

A photodetector was studied with respect to its usefulness for the RICH of HERA-*B*, a new *B*-physics experiment at DESY, Hamburg. The detector consists of an array of single-wire proportional chambers which were made photosensitive in the UV-region by adding Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen (TMAE) to the chamber gas. Tests with a small RICH with an argon radiator at an electron test beam at DESY could be performed. The number of seen Čerenkov photons was about 30 % less than had been expected from the TMAE quantum efficiency given by Holroyd et al. [39]. Extrapolation to the HERA-*B* RICH results in 20 to 30 photons for a $\beta \simeq 1$ particle. The time distribution was narrow enough to distinguish different events at a rate of 1/96 ns. In the testbeam experiment appeared a background, that could not be explained, but it was most likely caused by the test RICH and not by the detector.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das HERA-<i>B</i> Projekt	5
2.1	Die CKM-Matrix	5
2.2	CP-Verletzung im Zerfall $B \rightarrow J/\Psi K_S$	7
2.3	Die Messung	8
2.4	Der Detektor	9
3	Der RICH	18
3.1	Das Prinzip	18
3.2	Der RICH von HERA- <i>B</i>	22
4	Der Photondetektor	24
4.1	Mögliche Detektoren	24
4.2	Die Anforderungen	26
4.3	Der TMAE-Prototyp	26
4.4	Der Testaufbau	30
4.5	Die Messungen	33
4.6	Die Auswertung	33
4.7	Der Untergrund	38
4.8	Mehrfachhits	41
4.9	Die Effizienz	44
4.10	Die Verstärkungsfaktoren	50
4.11	Die Zeiten	54
5	Konsequenzen	56
5.1	Hochrechnung von Test-RICH auf HERA- <i>B</i> RICH	56
5.2	Trennungsgenauigkeit bei HERA- <i>B</i>	57
5.3	Ausblick	62
6	Zusammenfassung	63
7	Anhang	65
7.1	Untergrund durch Szintillation	65
	Literaturverzeichnis	70



1 Einleitung

Bei der Entwicklung der Physik kristallisierte sich das Konzept der Erhaltungsgrößen heraus. Seitdem im heutigen Sinne Physik betrieben wird, sind mechanische Erhaltungsgrößen wie Energie und Impuls bekannt. Die moderne Physik bescherte uns nicht nur eine Relativierung des Begriffs Erhaltungsgröße durch die Unschärferelationen der Quantenmechanik, sie fügte den alten Erhaltungsgrößen auch neue hinzu, die nur in der Quantenmechanik bzw. Quantenfeldtheorie als Eigenwert der Wellenfunktionen auftreten. Eine dieser Größen ist der CP-Eigenwert, der die Werte $+1$ und -1 annehmen kann und bis 1964 als Erhaltungsgröße galt. Die Physik bewies sich als empirische Wissenschaft, als erstmals im K -System beobachtet wurde, daß der CP-Eigenwert in schwachen Wechselwirkungen nicht erhalten wurde. In Anlehnung an die bis dahin zu beobachtende Erhaltung dieses Wertes wurde die neue Beobachtung CP-Verletzung genannt.

Um dieses Phänomen in die bisher anerkannten Theorien einzugliedern, wurden verschiedene Modelle entwickelt. Das heute von den meisten Physikern als „richtig“ angesehene Modell erweitert die Cabibbo-Mischung zwischen vier Quarks zu einer Mischung zwischen sechs Quarks, die mit der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix beschrieben wird. Mit dieser ist die CP-Verletzung inzwischen ein etablierter Bestandteil der Physik geworden. Außer im K -System, in dem sie erstmals beobachtet wurde, wird die CP-Verletzung heute auch im B -System erwartet. Für die CP-Verletzung im B -System werden für bestimmte Zerfallskanäle große Werte vorhergesagt [1], deren relative Größe direkt mit den Werten der CKM-Matrix zusammenhängen. Das Besondere hierbei ist, daß dieser Zusammenhang die nur ungenau bekannten hadronischen Matrixelemente nicht benutzt. Wegen dieser Perspektive gibt es zahlreiche Ansätze, insbesondere einen dieser „goldenen“ Kanäle, den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$, zu messen. Die CP-Verletzung drückt sich in diesem Zerfall durch einen zeitabhängigen Unterschied im Zerfall von B^0 und \overline{B}^0 aus. Eine Möglichkeit, den Flavor des zerfallenen B -Mesons festzustellen, besteht darin, ein Kaon aus dem Zerfall des anderen der paarweise entstehenden B zu identifizieren.

Ein seit 1977 von J. Séguinot und T. Ypsilantis [2] entwickelter Detektortyp zur Teilchenidentifikation, der den Čerenkoeffekt ausnutzt, aber nicht den Beschränkungen der bisherigen Čerenkovzähler unterliegt, ist der RICH¹ (Ring Imaging Čerenkov) Zähler. Eine der Herausforderungen bei der Konstruktion eines

¹Ein Gerücht besagt, daß der Name „RICH“ als Anspielung auf die Mittelknappheit der RICH Forschungs Gruppe als Scherz entstanden ist. Dennoch hat er den ursprünglichen Namen „CRID“ verdrängt.

RICH besteht darin, daß die entstehenden Čerenkovphotonen mit möglichst hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden sollen. Detektoren zum Nachweis von (einzelnen) Photonen sind entweder Photomultiplier oder Drahtkammern mit Photokathoden oder photosensitiven Zusätzen im Zählgas. Als solche Zusätze haben sich Triethylamin (TEA) und Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen (TMAE) etabliert, wobei TMAE die kleinste bekannte Photoionisationsenergie einer organischen Verbindung aufweist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob ein Array von Eindrahtproportionalkammern mit TMAE im Zählgas eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt, um im RICH des HERA-*B* Detektors als Photondetektor eingesetzt zu werden.

Dazu werden zunächst in Kapitel 2 das HERA-*B* Experiment und die dem Experiment zugrunde liegenden Ideen beschrieben.

In Kapitel 3 wird dann erklärt, was sich hinter dem Begriff „RICH“ verbirgt, welche Parameter für die Konstruktion eines RICH von Bedeutung sind und wie der RICH bei HERA-*B* realisiert werden soll.

Kapitel 4 befaßt sich schließlich mit dem Photondetektor selbst. Dort werden die Alternativen erläutert, die Meßmethode beschrieben, die Art der Auswertung erklärt und die Ergebnisse diskutiert.

Die Bedeutung der Ergebnisse sowie die Schlußfolgerungen aus den hier gemachten Erfahrungen für weitere Testexperimente ist das Thema in Kapitel 5.

2 Das HERA-B Projekt

2.1 Die CKM-Matrix

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt stellen die Werte der CKM-Matrix eine der besten Möglichkeiten dar, das Standardmodell zu überprüfen. Eingeführt wurde sie von Kobayashi und Maskawa [5], als das dritte aus „top“ und „bottom“ bestehende Quarkpaar noch nicht bekannt war, um damit eine mögliche Erklärung für die im Jahre 1964 beobachtete CP-Verletzung im K -System zu liefern. Die Cabibbo-Matrix, der „Vorgänger“ der CKM-Matrix, beschreibt die relative Wahrscheinlichkeit, mit der ein up- oder charm-Quark in einer schwachen Wechselwirkung in ein down- oder strange-Quark (oder umgekehrt) übergeht [6]. Eine komplexe Phase zwischen den Matrixelementen hätte eine CP-Verletzung zur Folge [7]. Da diese Matrix aber eine unitäre Matrix sein muß, deren Dimension von der Zahl der beteiligten Quarkfamilien bestimmt wird, kann eine komplexe Phase erst bei einem Modell mit drei Quarkfamilien auftreten. Dies führte zum Postulat der CKM-Matrix, die die Übergänge zwischen drei statt zwei Quarkfamilien beschreibt:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Schon bevor das top-Quark experimentell nachgewiesen wurde, hatte sich die Erklärung von Kobayashi und Maskawa zu einer weitgehend etablierten Theorie entwickelt. Auch wenn man inzwischen zu der Erkenntnis gelangt ist, daß die durch die CKM-Matrix beschreibbare CP-Verletzung nicht alle damit in Verbindung stehenden Phänomene, wie z.B. das Ungleichgewicht von Materie und Antimaterie im Universum erklärt [8][9], stellt sie als Grenzfall für die in heutigen Experimenten erreichbaren Energien einen wesentlichen Bestandteil des aktuellen physikalischen Weltbildes dar. Sie vermittelt zwischen den Masse(Flavor)-Eigenzuständen der Quarks und den „schwachen“ Eigenzuständen, die in schwachen Wechselwirkungen relevant sind. Daß diese Eigenzustände nicht identisch sind, ermöglicht den in schwachen Wechselwirkungen auftretenden Wechsel des Flavors einzelner Quarks.

Im Rahmen des Standardmodells muß die CKM-Matrix unitär sein. Sofern das Standardmodell richtig ist, können daher die CKM-Matrix Elemente V_{ij} nicht alle freie Parameter sein. Sie müssen u.a. den Bedingungen

$$\sum_{k=u,c,t} V_{ki}^* V_{kj} = \delta_{ij} \quad , \quad i, j = d, s, b \quad (2.2)$$

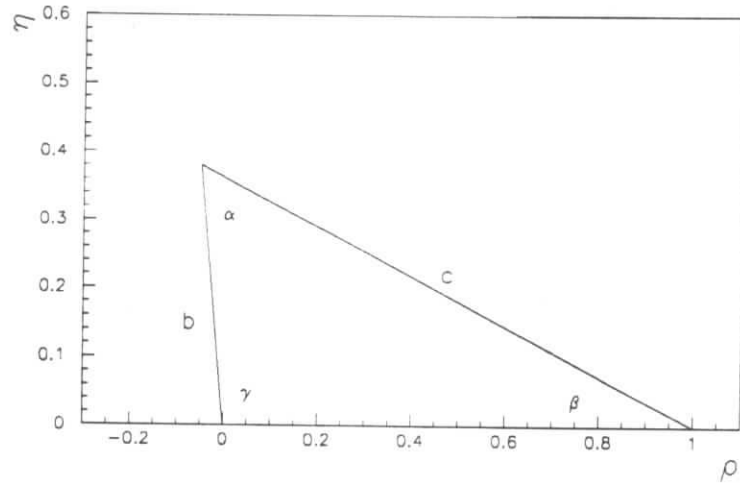


Abbildung 2.1: Das Unitaritätsdreieck. Die Seite b ($\rho + i\eta$) entspricht $\frac{V_{ub}^*}{V_{us}^* V_{ts}}$ und die Seite c ($1 - \rho - i\eta$) entspricht $\frac{V_{td}}{V_{us}^* V_{ts}}$ unter der Näherung $V_{ud} \simeq 1$ und $V_{tb} \simeq 1$.

genügen. Von diesen Gleichungen läßt sich z.B.

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.3)$$

grafisch als Dreieck, dem sogenannten Unitaritätsdreieck, darstellen (Abb. 2.1). Für diese Betrachtung hat sich die Wolfenstein-Parametrisierung [4]

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} \text{ mit } \lambda, \rho, \eta \in \mathbf{R} \quad (2.4)$$

eingebürgert. Dies ist eine Näherung, in der sich aber das Unitaritätsdreieck durch die Parameter ρ und η direkt in der komplexen Ebene darstellen läßt.

Die Betrachtung des Unitaritätsdreiecks ist vor allen Dingen dadurch motiviert, daß sich an ihm die Bedeutung einzelner Messungen für die CKM-Matrix diskutieren lassen. Sollten z.B. die (separat meßbaren) Längen und Winkel nicht mit der Form eines Dreiecks konsistent sein, so wäre davon auszugehen, daß die CKM-Matrix nicht unitär ist und damit eine Abweichung vom Standardmodell gefunden wurde. Im Falle verschwindender CP-Verletzung wäre $\eta = 0$, und das Dreieck würde zu einer Linie degenerieren.

Die aus der Cabbibo-Matrix stammenden Elemente V_{ud} , V_{us} , V_{cd} und V_{cs} sind aus der Cabbibo-Theorie bekannt. Die anderen Elemente, auch die, die die Kopplung zum top Quark beschreiben, lassen sich interessanterweise am besten durch B-Physik Experimente bestimmen. So ist z.B. ein wesentliches Ziel der

HERA- B Kollaboration, den Winkel β im Unitaritätsdreieck mittels des Zerfalls $B \rightarrow J/\Psi K_S$ zu messen. Auch die Winkel α und γ lassen sich prinzipiell durch einzelne B -Zerfälle ($B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ bzw. $B_S \rightarrow \rho K_S$) bestimmen.

2.2 CP-Verletzung im Zerfall $B \rightarrow J/\Psi K_S$

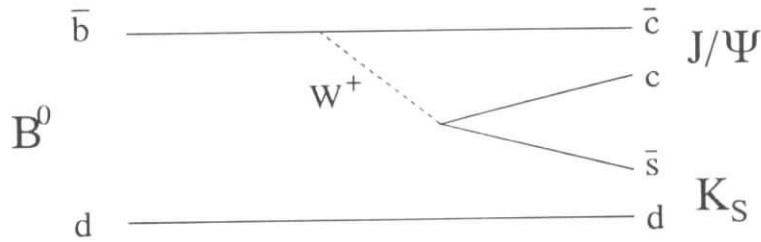


Abbildung 2.2: Der Zerfall $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ im Quarkbild. Die Kombination $d\bar{s}$ ist eigentlich ein K^0 , dieses zerfällt aber als K_S oder K_L von denen das letzte auf Grund seiner langen Flugstrecke nicht mehr im Detektor nachgewiesen werden kann.

CP-Verletzung läßt sich anschaulich durch die Vorstellung beschreiben, man ersetze in einem physikalischen Vorgang Materie durch Antimaterie (und umgekehrt, C-Konjugation) und betrachte dies in einem Spiegel (P-Operation). Bestehende CP-Symmetrie bedeutet, daß sich die Bilder nicht unterscheiden, ein Unterschied bedeutet CP-Verletzung.

Die Zerfälle

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S \quad (2.5)$$

und

$$\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S \quad (2.6)$$

(vgl. Abb. 2.2) müßten bei erhaltener CP-Symmetrie mit gleicher zeitlicher Entwicklung und gleichen Wahrscheinlichkeiten auftreten, da die Teilchen des Endzustandes ihre eigenen Antiteilchen sind. Die heutige Theorie der CKM-Matrix erwartet hier aber das Auftreten einer deutlich meßbaren CP-Verletzung. Im Zusammenwirken mit der Mischung von B^0/\bar{B}^0 ergibt sich folgendes Zeitverhalten des Zerfalls: Wenn $N(0)$ die Zahl der in $J/\Psi K_S$ zerfallenden (anfänglichen) B^0 und $\bar{N}(0)$ die Zahl der (anfänglichen) \bar{B}^0 sind, dann werden mit der inversen B -Lebensdauer Γ und der Massendifferenz Δm zwischen B^0 und \bar{B}^0 die Zahlen zum Zeitpunkt t (gemessen in B -Lebensdauern) mit

$$\begin{aligned} N(t) &= N(0)e^{-t} \left(1 - \sin 2\beta \sin \frac{\Delta m}{\Gamma} t \right) \\ \bar{N}(t) &= \bar{N}(0)e^{-t} \left(1 + \sin 2\beta \sin \frac{\Delta m}{\Gamma} t \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

beschrieben. Für $\beta = 0$ (d.h. keine CP-Asymmetrie) würde sich also sowohl für B^0 als auch für \bar{B}^0 der gleiche exponentielle Zerfall ergeben.

Da in diesem Zerfall keine hadronischen Matrixelemente involviert sind, die z.B. bei der Bestimmung von $|V_{td}|$ durch B/\bar{B} Mischung oder von $|V_{ub}|$ durch charmfreie B Zerfälle zu Ungenauigkeiten führen, ist die experimentelle Untersuchung dieses Zerfalls ein wichtiger Schritt bei der Erforschung der CKM-Matrix und damit des Standardmodells. Gleichzeitig eignet er sich wegen seiner klaren Signatur

$$\begin{aligned} B^0 &\rightarrow J/\Psi K_S^0 \\ J/\Psi &\rightarrow e^+e^- \quad , \quad \mu^+\mu^- \\ K_S &\rightarrow \pi^+\pi^- \end{aligned}$$

gut für eine experimentelle Untersuchung.

2.3 Die Messung

In der Messung ist es schwierig, das Zeitverhalten nach Gl. (2.7) zu messen. Es ist wesentlich einfacher, die Gesamtzahl der in $J/\Psi K_S$ zerfallenen B^0 bzw. \bar{B}^0 zu bestimmen. Bei gleicher Anzahl von anfänglichen B^0 und \bar{B}^0 ergibt sich mit der insgesamt in $J/\Psi K_S$ zerfallenden Zahl $N = N(0)$ von B^0 (und \bar{N} entsprechend) und $x = \Delta m/\Gamma$ ($\approx 0,67$ [10]) die zeit-integrierte CP-Asymmetrie A_f [11]:

$$A_f = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} = -\frac{x}{1 + x^2} \sin 2\beta \quad (2.8)$$

Zur Untergrundunterdrückung ist jedoch ein Schnitt in den Abstand des B -Zerfallsvertex vom Target notwendig. Wenn man diesen durch einen Schnitt in die Zeit ($t > t_0$) nähert, wird N zu $N(t_0)$ und Gl. (2.8) zu

$$A_f(t_0) = \frac{N(t_0) - \bar{N}(t_0)}{N(t_0) + \bar{N}(t_0)} = -M(t_0) \sin 2\beta \quad (2.9)$$

$$\text{mit } M(t_0) = \frac{\sin xt_0 + x \cos xt_0}{1 + x^2} \quad (2.10)$$

Der statistische Fehler für kleine β beläuft sich dabei auf

$$\Delta \sin 2\beta = \frac{1}{M(t_0)} \frac{1}{N(t_0) + \bar{N}(t_0)} \quad (2.11)$$

wobei $M(t_0)$ sich im Bereich $0,5 \dots 0,9$ bewegt. Auch wenn der zeitliche Verlauf gemessen und durch eine Kurvenanpassung berücksichtigt wird, läßt sich dieser Fehler nur geringfügig verbessern ($\leq 0,1$) [14].

Die Bestimmung des Flavors des zerfallenen B -Mesons ist dabei von großer Wichtigkeit. Da B -Mesonen paarweise entstehen, ist dies durch die Identifizierung des anderen B des Paares möglich. Dies geschieht durch die Identifizierung der Leptonen oder Kaonen aus dem Zerfall

$$\begin{aligned} B &\rightarrow lDX \\ D &\rightarrow KX \end{aligned}$$

Die Leptonen können, ebenso wie die aus dem J/Ψ Zerfall, durch Kalorimeter, Übergangstrahlungsdetektor und Myonkammern gemessen werden. Die Identifizierung der Kaonen wird bei HERA- B mit Hilfe eines Ring Imaging Čerenkovzählers (RICH) geschehen, zu dessen Entwicklung diese Arbeit beitragen soll.

2.4 Der Detektor

Der Entwicklung des HERA- B Experimentes lag die Idee zugrunde, die CP-Verletzung mit dem oben beschriebenen Zerfall B^0 bzw. $\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ zu messen.

Bei den meisten diesbezüglich vorgeschlagenen neuen Hochenergie-Experimenten wäre der Neubau eines Beschleunigers oder zumindest eine wesentliche Erweiterung bestehender nötig gewesen. Im Jahr 1992 wurde festgestellt, daß der Protonenring des HERA-Beschleunigers am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) die Möglichkeit eines Fixed-Target² Experimentes mit hohen B -Produktionsraten bietet [12]. Mit einer Schwerpunktsenergie von 40 GeV können bis zu 10^9 B -Teilchen produziert werden. Da im Schnitt in 10^6 Wechselwirkungen nur ein B -Hadron produziert wird, benötigt ein solches Experiment eine sehr gute Untergrundunterdrückung schon in der Triggerlogik. Darüber hinaus haben die hier interessanten Zerfallskanäle ein Verzweigungsverhältnis von 10^{-4} bis 10^{-5} . Daher muß der Detektor selbst eine hohe Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die zu untersuchenden B -Zerfälle haben.

Da sich das HERA- B Experiment bei Drucklegung der vorliegenden Arbeit noch in der Konstruktionsphase befand, kann es hier auch nicht in seiner endgültigen Form beschrieben werden. Die folgende Beschreibung ist größtenteils auf dem Stand des Design Reports [15] und dient hauptsächlich dem Zweck, einen Überblick über das im Bau befindliche Experiment zu geben. Bei rechteckigen Abmessungen bezieht sich die kleinere Länge auf die Höhe und die größere auf die Breite der jeweiligen Komponente.

²Wörtlich übersetzt „Festes Ziel“. Wegen des im physikalischen Sprachgebrauch üblicheren englischen Wortes wurde hier und wird auch an vergleichbarer Stelle später im Text das englische benutzt.

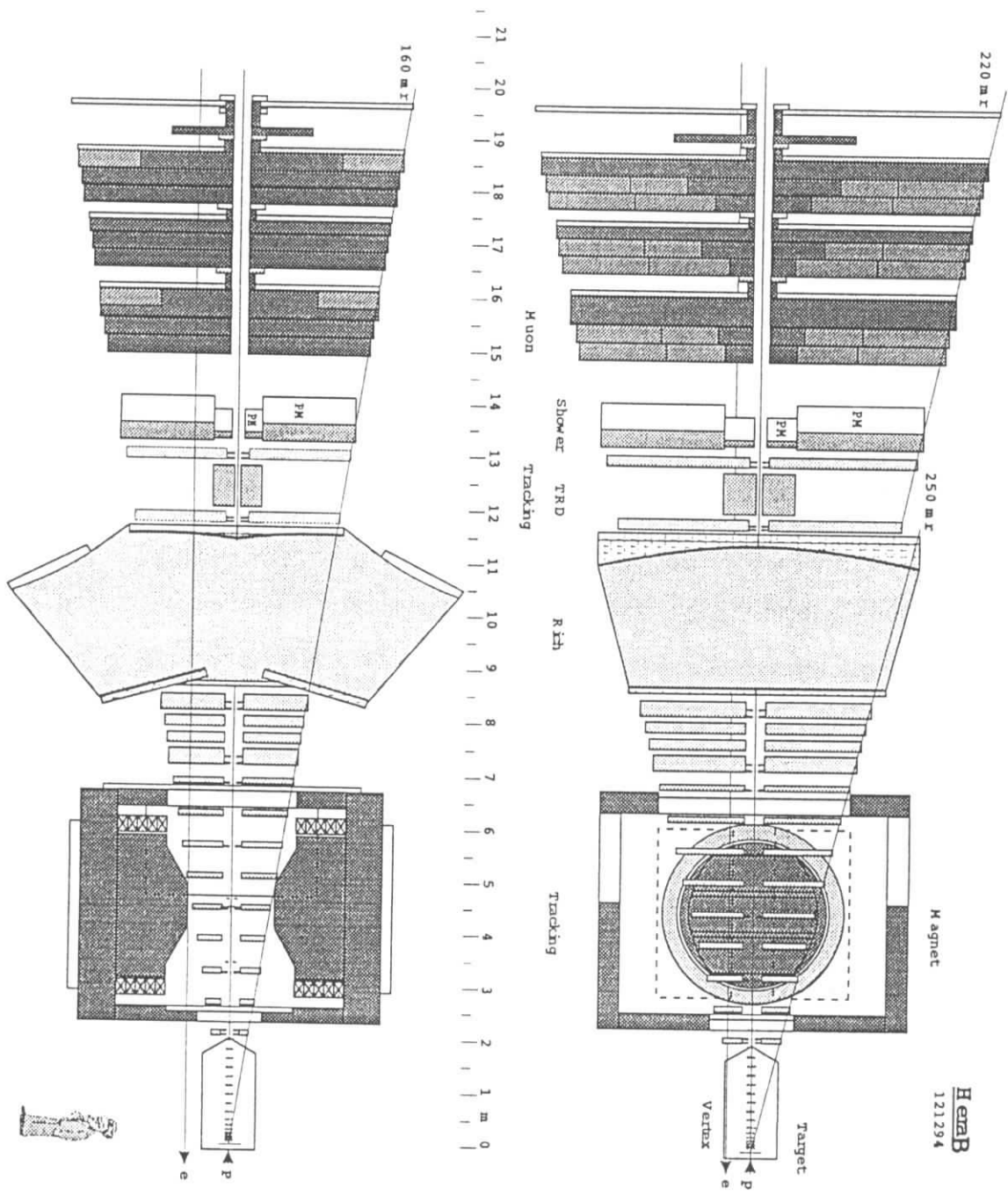


Abbildung 2.3: Auf- und Seitenansicht des HERA-B Detektors

Das Experiment wird in der West-Halle des HERA Ring-Beschleunigers am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg aufgebaut. Als Fixed-Target Experiment an einem p -Ringbeschleuniger, der für Experimente an ep -Kollisionen gebaut wurde und als solcher auch weiterhin genutzt wird, benötigt HERA- B ein internes **Target**. Im Hinblick auf die Zielsetzung der Kollaboration muß es folgende Forderungen erfüllen:

- Das Targetmaterial muß so gewählt werden, daß bei gegebener Detektorbelastung eine maximale Anzahl von B -Quarks entsteht.
- Punktförmige oder eindimensionale Wechselwirkungszonen erleichtern das Triggern und vereinfachen die Rekonstruktion. Relevante Größen sind dabei die vertikale Auflösung des Silikon-Vertex-Detektors von $20\ \mu\text{m}$ und die B -Zerfallslänge in der Größenordnung von $350\ \mu\text{m}$ (rms).
- Es müssen Wechselwirkungsraten bis zu 40 MHz erreicht werden. Dabei muß die Rate schnell regulierbar sein, um dauernd bei der maximalen vom Detektor verarbeitbaren Rate operieren zu können. Da diese Wechselwirkungsraten über der Bunchfrequenz von 10 MHz liegen, müssen mehrere Wechselwirkungen gleichzeitig stattfinden. Um diese bei der Rekonstruktion voneinander trennen zu können, sollte der Abstand der Wechselwirkungspunkte voneinander ein Vielfaches der experimentellen Auflösung betragen.
- Der Betrieb von HERA- B soll möglich sein, während HERA als Kollisions-Beschleuniger arbeitet. Deshalb soll sich der Verlust von Protonen während einer Protonenfüllung durch das HERA- B Target nur um 10-20% der anfänglich vorhandenen Protonen vergrößern. Auch die Emittanz sollte durch den Betrieb des HERA- B Targets nicht wesentlich erhöht werden.

Diese Forderungen werden mit einem Target erfüllt, das aus Aluminium- und Kupfer-Drähten besteht, die in den Halo gebracht werden, der den eigentlichen Strahl umgibt, so daß die Wechselwirkungen zwischen den Protonen des Halos und den Nukleonen der Atomkerne der Drähte stattfinden. Es sollen insgesamt acht Drähte eingesetzt werden, die sich in zwei Gruppen teilen, die mit 5 cm Abstand (längs des Strahls) um diesen gruppiert werden. Pro Gruppe befindet sich demnach ein Draht über, einer unter, einer rechts und einer links des Strahls (in Strahlrichtung). Die Drähte sollen eine Ausdehnung von $500\ \mu\text{m}$ längs und $50\ \mu\text{m}$ quer zum Strahl haben. Mit Aluminium- (Kupfer-) Drähten ergibt sich so eine Wechselwirkungslänge von 39,4 cm (15,1 cm) und eine Strahlungslänge von 8,89 cm (1,43 cm).

Ein zentraler Bestandteil von HERA-B ist der **Dipolmagnet**. Er wird sich 4,5 m vom Target entfernt befinden, so daß 85 % der K_S^0 bis dahin zerfallen sind und gemessen werden können. Mit einer Öffnung von vertikal etwa 250 mrad (bzw. 220 mrad der nachfolgenden Detektorkomponenten) und horizontal etwa 160 mrad werden im Massenschwerpunktsystem etwa 90 % des Raumwinkels überdeckt. Bei fünf für die Beobachtung des $J/\Psi K_S$ Systems notwendigen Spuren liegt die geometrische Akzeptanz damit bei 50 %.

Als Spulen für den Magneten dienen die Spulen des ARGUS Detektors [16]; das mit ihnen erreichte Feldintegral von 2,2 Tm ermöglicht eine B -Massen Auflösung von $\Delta M = 8$ MeV im Falle des Zerfalls in Myonen.

Eine besondere Herausforderung im Zusammenhang mit dem Magneten ist die Abschirmung des Elektronenstrahls von HERA, der ebenfalls durch den Magneten geführt wird. Da für andere an HERA arbeitende Experimente die Spinausrichtung der Elektronen wichtig ist, darf diese höchstens um 10 mrad verändert werden. Dies bedeutet, daß das Feld innerhalb des Elektronenstrahlrohrs nirgendwo mehr als wenige hundert Gauß betragen darf. Dieses Ziel wird erreicht, indem zum einen der Magnetpol so konstruiert wurde, daß das Feld am Ort des Elektronenstrahlrohrs möglichst gering ist und zum anderen das Elektronenstrahlrohr sowohl mit einer passiven Abschirmung aus hochpermeablem Stahl sowie einer aktiven Abschirmung aus Magnetspulen, deren Feld dem des Magneten entgegenwirkt, umgeben wird.

Um die Ablenkung des Protonenstrahls durch den Magneten auszugleichen, befinden sich in Strahlrichtung vor dem Experiment drei zusätzliche Strahlmagnete, die mit dem HERA-B Magneten in Reihe geschaltet werden.

Das Spurkammersystem setzt sich aus Vertexdetektor, innerem (d.h. nahe dem Strahlrohr) und äußerem System zusammen.

Der **Vertexdetektor** schließt direkt an das Target an und hat die Aufgabe, die Spurkoordinaten zur Rekonstruktion des $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ Zerfallsvertex und die Stoßparameter aller Tagging-Teilchen zu messen. Die benötigte Auflösung beläuft sich auf etwa 10 % der mittleren B Zerfallslänge (7 mm) bzw. 20–30 μm in transversaler Richtung. Damit ist auch obige Forderung nach Trennbarkeit der Wechselwirkungspunkte erfüllt. Für Messungen der B_S -Mischung wäre eine noch bessere Auflösung erstrebenswert.

Wegen der direkten dreidimensionalen Ortsmessung, die mit Pixeldetektoren möglich ist, wäre es wünschenswert gewesen, diese für den Vertexdetektor zu verwenden; sie sind aber leider nicht ausreichend strahlungshart. Eine Alternative besteht darin, pro Detektorebene mehrere Siliziumstreifendetektoren mit unter-

schiedlicher Ausrichtung der Streifen zu kombinieren. Die in einer solchen Ebene („Superlage“) enthaltenen Einzellagen sollen mit den Winkeln $\pm 2,5^\circ$, $87,5^\circ$ und $92,5^\circ$ der Streifen zur Vertikalen angebracht werden. Im eigentlichen Vertexdetektor sind sieben solcher Superlagen geplant, für die innere Region der drei dem Vertexdetektor folgenden Ebenen des inneren Spurkammersystems sollen drei weitere zum Einsatz kommen.

Den größten Einfluß auf die Auflösung des Vertexdetektors hat die Mehrfachstreuung der Teilchen, wenn sie das Strahlrohr durchdringen. Deshalb wird das Strahlrohr aufgeweitet, so daß sich die Vertexdetektorebenen in Taschen innerhalb des Strahlrohrs befinden. Dadurch ist der Winkel, in dem die Teilchen die „Strahlrohr“-Wand durchdringen, nahe 90° , wodurch die Weglänge innerhalb des Strahlrohrmaterials minimal ist. Zusätzlich wird außerhalb des Strahlrohrs ein sekundäres Vakuum aufgebaut, so daß die Strahlrohrwände nicht druckfest sein müssen und dünner sein können.

Um den Abstand vom Strahl unterschreiten zu können, der für das Füllen des Beschleunigers mit Protonen nötig ist, sind die Detektorebenen fahrbar, so daß sie für die Füllung zurückgezogen und zum Betrieb wieder in Strahlnähe gebracht werden können. Die Strahlungshärte der Detektoren fordert aber einen Mindestabstand vom Mittelpunkt des Strahlquerschnitts von 1 cm, der nicht unterschritten werden kann.

Der Vertextank, der auch das Target enthält, ist etwa 2,2 m lang, der Detektor beginnt 5,5 cm hinter der zweiten Targetgruppe, deckt einen Winkelbereich von $10 - 250$ mrad ab und benötigt insgesamt 10^5 Auslese-Kanäle.

Für die Auflösung des Stoßparameters bezüglich der ersten Targetgruppe werden etwa $40 \mu\text{m}$ für Teilchen im Winkel bis etwa 150 mrad erwartet und etwa $30 \mu\text{m}$ für den Stoßparameter der Myonen aus einem J/Ψ Zerfall bezüglich des Vertex.

Die Daten des Vertexdetektors werden in der zweiten Triggerstufe benutzt, um den Untergrund aus Charm-Zerfällen und von mißidentifizierten Hadronen zu unterdrücken. Dazu wird gefordert, daß die beiden potentiell von einem B -Meson stammenden Leptonen einen gemeinsamen Vertex haben, der zu dessen Spur paßt und meßbar vom Targetdraht entfernt ist.

Sowohl beim Vertexdetektor als auch beim inneren Spurkammersystem ist jede „Superlage“ aus vier rechteckigen Modulen zusammengesetzt, die sich um das Strahlrohr gruppieren.

Auch das innere und äußere Spurkammersystem besteht aus „Superlagen“.

die sich aus einzelnen Kammerlagen zusammensetzen, die sich in der Ausrichtung unterscheiden, um eine dreidimensionale Ortsinformation zu erhalten (der Ort der Superlage ist sozusagen die erste Dimension).

Das **innere Spurkammersystem** beinhaltet elf solcher Superlagen, die zwei bis acht einzelne Lagen in den Winkeln 0° und $\pm 5^\circ$ der Röhren zur Vertikalen, je nach Bedürfnis der Spuridentifikation und der ersten Triggerstufe, enthalten. Es überdeckt einen Bereich von 10 mrad bis 20–25 cm Abstand vom Strahlrohr und besteht aus Mikrostreifen-Gaskammern (MSGC) bis auf den Bereich näher als 6 cm am Strahlrohr der ersten Superlagen, der aus Siliziumstreifendetektoren besteht. Die vier Detektormodule, aus denen eine Lage besteht, überlappen, um volle Effizienz zu erreichen und eine relative Ausrichtung zu ermöglichen.

Bei einem Pitch von $300 \mu\text{m}$ für die MSGC erreicht man 5% Besetzung bei einer Rate von 0,6 MHz. Das Gas soll auf Dimethyläther (DME) basieren, z.B. DME/Ar 50:50. Es werden etwa 135 000 Streifen von den MSGC für die Spurerkennung ausgelesen, und ca. 18 400 Signale für die erste Triggerstufe durch Bündeln von Signalen von benachbarten Streifen erzeugt.

Das **äußere Spurkammersystem** erstreckt sich der Länge nach wie das innere System von etwa 2 m bis 13 m hinter dem Target und beginnt im Inneren 18–22 cm vom Strahlrohr entfernt. Es enthält im Magneten vier Superlagen mehr als das innere System. Statt großflächiger Driftkammern mit Feldformungsdrähten werden Driftröhren mit kreisrundem oder sechseckigem Querschnitt zum Einsatz kommen. Wegen der Stabilität der Hochspannung und der Auflösungsverzerrung nahe dem Signaldraht wurde als minimaler Zelldurchmesser 5 mm gewählt. Unter der Maßgabe, die Besetzungsdichte unter 15% zu halten, weil sonst die Fehlerkennungsrate in der ersten Triggerstufe dramatisch steigt (und die Spurerkennungswahrscheinlichkeit sinkt), ist damit die Länge der Zellen — insbesondere in der Nähe des Protonstrahlrohrs — begrenzt. Dies führt zu einer Konstruktion, bei der jede Detektorebene aus 12 Elementen zusammengesetzt ist, wobei die Zellen der äußeren Module einen Durchmesser von 10 mm besitzen. Dies ist für die erste Triggerstufe, in der keine Driftzeiten ausgewertet werden, ausreichend und ermöglicht durch das Verhältnis von 2:1 zu den kleineren Zellen eine leichtere Zusammenführung der Module mit verschiedenen Zelldurchmessern.

Die Drahtpositionierung sollte auf etwa $100 \mu\text{m}$ genau sein, da in dieser Größenordnung auch die Auflösung der Kammern liegt. Da die relative Ausrichtung der einzelnen Segmente zueinander — und insbesondere die zeitliche Stabilität — in dieser Genauigkeit nicht zu erreichen ist, soll die tatsächliche Ausrichtung während des Betriebes gemessen werden.

Das Zählgas wird eine auf CF_4 basierende Gasmischung sein, z.B. CF_4/CH_4 im Verhältnis 80:20; die Zahl der Elektronikkanäle wird sich insgesamt auf etwa 96000 belaufen.

Die letzten beiden Superlagen des inneren und äußeren Systems vor dem Kalorimeter, sowie die erste und letzte zwischen Magnet und RICH, tragen wesentlich zur ersten Triggerstufe bei und sind deshalb in jedem Winkel mit zwei Detektorebenen bestückt, um größtmögliche Effizienz zu erreichen. Die vier Superlagen zwischen RICH und Magnet dienen dazu, Spuren zu finden, die dann mit den Superlagen im und vor dem Magneten zum Vertexdetektor extrapoliert werden.

Der **RICH** (s. Abschn. 3.2) befindet sich etwa 10 m vom Target entfernt zwischen den Kammern des Trackingsystems und dient hauptsächlich der Identifikation von Kaonen.

Das **Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)**, das sich 13,25 m vom Target entfernt befindet und eine Fläche von $624 \times 468 \text{ cm}^2$ bedeckt, dient in erster Linie zur Trennung von Hadronen von Elektronen und Positronen mit hoher Effizienz. Es soll insbesondere ein Pretriggersignal bereitstellen und Photon-Energien im Bereich von 5 bis 200 GeV bestimmen.

Als Technik wurde ein Schaschlikkalorimeter mit Blei-Absorbern, bzw. Wolfram-Absorbern im inneren Bereich gewählt.

Um den Forderungen nach einer geringen Besetzungsdichte von höchstens 10 % und einer möglichst geringen Zahl von Auslesekanälen gerecht zu werden, ist das Kalorimeter in einen inneren, mittleren und äußeren Teil gegliedert, die sich hauptsächlich in der Granularität unterscheiden. Im Gegensatz zu den Spurkammern ist die Form der Gebiete gleicher Granularität nicht rechteckig, sondern relativ genau an die nach außen abnehmende Belastung des Kalorimeters angepaßt. Dies ist durch die Verwendung von einheitlich $11,15 \times 11,15 \text{ cm}^2$ großen Modulen möglich, die 1,4 oder 25 Zellen enthalten. Die Länge der Module beträgt mit 33 cm (innen 13,6 cm) $20 X_0$ ($22 X_0$). Insgesamt gibt es etwa 5700 Auslesekanäle.

Die Energieauflösung wird eher durch den Untergrund von den benachbarten Spuren als durch die technische Auflösung bestimmt. Diese liegt etwa im Bereich $\sigma(E)/E = 13\%/\sqrt{E} \oplus 1,3\%$. Die Ortsauflösung bewegt sich zwischen $\sigma = 1,1 \text{ mm}$ (vertikal innen) und $\sigma = 10 \text{ mm}$ (horizontal außen).

Um im Bereich der höchsten Belastung des Elektromagnetischen Kalorimeters eine Trennung von Elektronen und Hadronen mit hoher Effizienz zu ermöglichen, befindet sich zwischen der Spurkammerlage hinter dem RICH und der vor

dem Kalorimeter ein **Übergangsstrahlungsdetektor** (TRD³). Er bedeckt eine Fläche von $134 \times 89 \text{ cm}^2$ mit einem $22 \times 22 \text{ cm}^2$ großen Loch um das Strahlrohr und hat 36 Radiator/Kammer Ebenen bei einer Länge von 76 cm. Als Gas ist ein Xe/CF₄/CO₂ Gemisch im Verhältnis 70:20:10 geplant. Als Radiormaterial werden Polyethylenschaum, Polypropylenschaum und -fasern getestet. Insgesamt müssen für den TRD etwa 16 000 Elektronikkanäle ausgelesen werden

Es wird erwartet, mit dem TRD bei einer Elektronnachweiseeffizienz von 98 % eine Hadronunterdrückung um einen zusätzlichen Faktor 15 zu erreichen. Wenn man diese Information für den Pretrigger benutzt, kann dessen Rate um den Faktor 3 gesenkt werden.

Der (räumlich) letzte Subdetektor von HERA-B sind die **Myonkammern**, die Myonen identifizieren und damit auch ein Pretrigger-Signal bereitstellen sollen.

Diese Komponente besteht ähnlich den Spurkammern aus vier Superlagen, von denen die ersten beiden aus Lagen im Winkel 0° und $\pm 20^\circ$ zusammengesetzt sind. Die beiden hinteren bestehen jeweils aus einer (0°) Lage, bei denen sowohl Anodendraht- wie Kathodenpadsignale ausgelesen werden und liefern das Signal für den Myon-Pretrigger und zusammen mit der ersten Superlage für die erste Triggerstufe. Vor den ersten drei Lagen befindet sich je ein Absorber, der in der Mitte (d.h. nahe dem Strahlrohr) aus Eisen und sonst aus Beton besteht. Zwischen den letzten beiden Superlagen befindet sich nur eine Abschirmung kleineren Durchmessers. Die Detektoren bestehen in der Mitte aus Gaspixelkammern mit $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Zellen und weiter außen aus Drahtkammerröhren bei den ersten und Drahtkammern mit Pads bei den letzten beiden Superlagen. Als Gasgemisch soll Ar/CF₄ im Verhältnis 80/20 verwendet werden. Messungen an Prototypen ergaben eine Effizienz von über 98 %.

Der Myondetektor befindet sich mit Absorbern im Bereich 14,9 – 19,8 m hinter dem Target mit einer Fläche von $7 \times 8,7 \text{ m}^2$ der letzten Lage und hat etwa 31300 auszulesende Kanäle.

Die hohe Ereignisrate, bei der HERA-B operieren wird, und die geringe Wahrscheinlichkeit der gesuchten *B*-Zerfälle, erfordern ein leistungsfähiges Trigger-schema. Die erste **Trigger**-Stufe ist dafür entworfen worden, Ereignisse mit einem potentiellen Leptonenpaar aus einem *J/ψ* Zerfall auszuwählen, ohne dabei die Verwendung der gleichen Ausrüstung für allgemeinere Triggerziele auszuschließen.

³ Transition Radiation Detektor

Zunächst werden ausgehend von Elektron- oder Myon-Kandidaten im ECAL bzw. in den Myonkammern mittels einer hardwarecodierten Kalman-Filtertechnik die Spuren durch Teile des Spurkammersystems (s.o.) bis zum Magneten zurückverfolgt. Unter der Annahme, sie kämen aus dem zentralen Vertex, wird dann der ursprüngliche Impulsvektor der Leptonen ermittelt, auf den verschiedene Schnitte angewendet werden können. Bei Elektronen ist die Überprüfung der Identifikation durch einen Vergleich mit der Energiemessung des Kalorimeters möglich. Letztendlich wird für passende Leptonenpaare die invariante Masse bestimmt und mit dem J/Ψ -Massenintervall verglichen. Mittels einer Tabelle wird dann auf Grund der Parameter aller Leptonenpaare entschieden, ob das Ereignis abgelehnt oder in die zweite Triggerstufe weitergeleitet wird.

In der zweiten Triggerstufe muß die Spurrekonstruktion mit erhöhter Genauigkeit durch die Berücksichtigung der Driftzeiten der Spurkammern und von mehr Lagen wiederholt werden, um die Spur durch den Magneten zur Vertexkammer zu verfolgen und dort schließlich zu überprüfen, ob die Spuren einem gemeinsamen Vertex entspringen.

Es wird die Möglichkeit diskutiert, dem Trigger einen Algorithmus hinzuzufügen, der auf Pretriggerebene auf große Transversalimpulse (high p_t) anspricht, um weitere Möglichkeiten der B -Physik, wie z.B. die Bestimmung des Winkels α des Unitaritätsdreiecks über den Zerfall $B_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ auszuschöpfen.

3 Der RICH

3.1 Das Prinzip

Elementarteilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium, strahlen in einem bestimmten Winkel Photonen ab. Diesen Effekt nennt man Čerenkov-Effekt [17] und den Abstrahlungswinkel θ_c , der nur von der Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium, d.h. dessen Brechungsindex n , und der Geschwindigkeit des Elementarteilchens βc selbst abhängt, Čerenkovwinkel. Der Zusammenhang zwischen Winkel und Geschwindigkeit ist

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad . \quad (3.1)$$

Die azimutale Verteilung um die Teilchenspur ist — schon aus Symmetriegründen — konstant (ein isotropes Medium vorausgesetzt). Die Zahl der auf der Strecke L von einem Teilchen der Ladung Z abgestrahlten Photonen pro Energieintervall ist durch die Frank-Tamm Beziehung

$$\frac{dN}{dE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta_c \quad (3.2)$$

gegeben. Bei konstantem Čerenkovwinkel (d.h. Brechungsindex) ist die Energieverteilung also flach. (In der Wellenlängendarstellung ergibt sich ein hyperbolisches Spektrum). Dieser Effekt wird in der Elementarteilchenphysik in verschiedenartigen Detektoren benutzt, die man unter dem Begriff Čerenkovzähler zusammenfaßt.

Der erste Detektor dieser Art wurde 1947 von Dicke [18] nach einem Vorschlag von Gettings [19] gebaut. Wie bei allen frühen Čerenkovzählern wurden als Photodetektoren Photomultiplier⁴ verwendet. Im Prinzip lassen sich zwei Typen von Čerenkovzählern unterscheiden, nämlich Schwellenzähler, die das Auftreten des Effektes messen und Detektoren, die den Winkel messen.

Zunächst wurden beide Prinzipien so eingesetzt, daß nur zwischen zwei Fällen unterschieden werden konnte. Der Schwellenzähler kann vom Prinzip her nur unterscheiden, ob die Geschwindigkeit eines Teilchens über oder unter der Čerenkovschwelle liegt. Winkelmessende Detektoren wurden aber auch so gebaut, daß sie nur Teilchen selektierten, deren Čerenkovwinkel in einem vordefinierten Intervall lagen. Diese waren daran gebunden, daß sich die zu messenden Teilchen auf einer festgelegten Bahn bewegten, da die Optik nur das Licht auf die Photomultiplier

⁴Auf deutsch „Sekundärelektronenvervielfacher“.

lenkte, das in einem bestimmten Winkel zu eben dieser Geraden abgestrahlt wurde, und anderes nicht. Es wurden Apparaturen entwickelt, die es ermöglichten, den selektierten Winkel zu verändern. Dies ist aber nur in Fällen hilfreich, in denen die Wiederholung eines Experimentes mit ausreichender Häufigkeit möglich ist.

Schwellenzähler können jedoch einfach so gebaut werden, daß das Licht von verschiedenen (aus einem Punkt kommenden) Trajektorien auf die Photomultiplier gelenkt wird, da der Abstrahlwinkel bedeutungslos ist. Die Bedingung des gemeinsamen Ursprungs ist im Rahmen der erforderlichen Genauigkeit in den meisten Elementarteilchenexperimenten a priori gegeben. Durch einen Aufbau, bei dem bei kleinen Čerenkovwinkeln, wie z.B. mit Gasen als Radiatormaterial, das Čerenkovlicht abhängig von der Teilchenspur auf verschiedene Photomultiplier fällt, können mehrere Teilchen gleichzeitig gemessen werden.

1960 entstand die Idee [20], den von einem sich auf gerader Linie bewegenden Teilchen ausgesandten Lichtkegel aus Čerenkovlicht — zunächst mit Hilfe einer Linse — auf einen Kreis zu projizieren und diesen über eine Kette von Bildverstärkern ortsauflösend nachzuweisen. Diese ersten Exemplare eines ringabbildenden Čerenkovzählers hatten jedoch das Problem, daß mit der verwendeten Technik nur ein kleiner Raumwinkel abgedeckt werden konnte und die Photomultiplier für den Nachweis der Čerenkovphotonen nicht ausreichend effizient waren.

Aus der Gleichung (3.2) erhält man für Brechungszahlen $n \simeq 1$, wie sie in den oft verwendeten Gasen auftreten, pro gemessenem Teilchen so wenig Čerenkovlicht, daß man von Čerenkovphotonen statt von -licht sprechen sollte. In diesem Fall braucht man Photodetektoren, die in der Lage sind, einzelne Photonen nachzuweisen.

Im Jahre 1977 gelang es Séguinot und Ypsilantis [2], den ersten praktisch verwendbaren RICH zu konstruieren. Sie zeigten, daß mit einer photosensitiven Substanz im Zählgas eine Mehrdrahtproportionalkammer (MWPC⁵) in der Lage ist, mit ausreichender Wahrscheinlichkeit einzelne Photonen nachzuweisen. Da Proportionalkammern ortsauflösende Signale liefern und relativ leicht für große Flächen gebaut werden können, war damit die Möglichkeit einer realistischen Anwendung dieses Prinzips gegeben. In diesen ersten Versuchen wurde als photosensitiver Zusatz Benzen verwendet, das sich wegen seiner hohen Quanteneffizienz anbot. Die hohe Photoionisationsschwelle von 9,25 eV erforderte jedoch für Radiator und Fenster Stoffe, die in diesem Energiebereich durchlässig sind.

Die ersten Bilder von Čerenkovringen mit diesem Detektor Typ wurden 1979

⁵Multi Wire Proportional Chamber

mit MSACs⁶ unter Verwendung von TEA als photosensitivem Zusatz im Zählgas (Argon) gesehen [21].

Abb. 3.1 zeigt die prinzipielle Geometrie eines RICH „klassischer“ Bauart. Inzwischen sind auch RICH entwickelt worden, die nicht im eigentlichen Sinn ringabbildend sind, sondern in einem dünnen Radiator einen Teil des Lichtkegels produzieren und diesen auf einer Photodetektorebene nachweisen (Abb. 3.2).

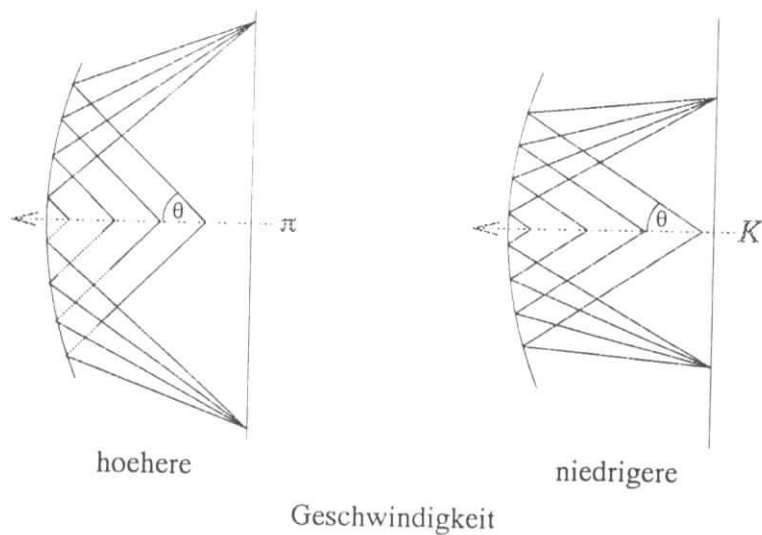


Abbildung 3.1: RICH mit Projektion mittels Hohlspiegel

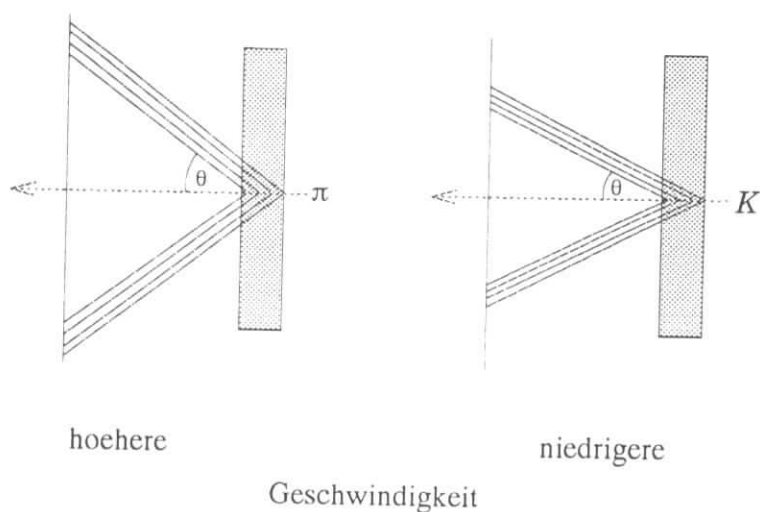


Abbildung 3.2: Projektion mittels dünnem Radiator

Die RICH-Geometrie hat gegenüber anderen Čerenkovzählern den Vorteil,

⁶Multi-Step Avalanche Chamber

daß man einerseits mehrere Teilchen, die sich nicht in derselben Richtung bewegen, wie mit einem Schwellenzähler gleichzeitig messen kann, andererseits aber die gute Auflösung von winkelmessenden Čerenkovzählern hat, oder diese sogar übertrifft.

Die Messung der Geschwindigkeit in einem Čerenkovzähler wird zusammen mit einer Impuls- oder Energiebestimmung benutzt, um die Masse eines Teilchens festzustellen. In Verbindung mit einer Messung der Ladung kann damit die Natur des Teilchens eingegrenzt oder je nach Meßgenauigkeit und Teilchen dieses eindeutig identifiziert werden.

Den Čerenkovwinkel erhält man aus dem Radius des Čerenkovrings. Dazu muß die Lage des Kreises, d.h. der Ort des Mittelpunktes, bekannt sein. Dieser kann prinzipiell durch einen Mustererkennungsalgorithmus aus den gemessenen Čerenkovphotonen ermittelt werden. Bei steigender Zahl an Teilchenspuren und damit Čerenkovringen gestaltet sich dies aber zunehmend schwierig. Daher wird der Ort des Mittelpunktes meistens aus der Teilchenspur, die mit anderen Detektoren gemessen wird, bestimmt. Bei wenigen Čerenkovringen lassen sich die Photonen leicht den einzelnen Ringen zuordnen, und mit jedem Photon liegt eine Messung des Čerenkovwinkels vor.

Bei vielen Čerenkovringen kann auch dies schwierig werden. Eine hier mögliche Alternative besteht darin, mit einer Maximum-Likelihood Methode den wahrscheinlichsten Wert zu berechnen, wenn aus der Impuls- oder Energiebestimmung folgt, daß für die Geschwindigkeit nur bestimmte diskrete Werte in Frage kommen.

Doch unabhängig von der Methode, mit der aus dem „Meßwert“ Photonenmuster die Geschwindigkeit bestimmt wird, unterliegt die Geschwindigkeitsmessung mittels des Winkels Meßfehlern wie Abbildungsfehler der Spiegel und Ungenauigkeiten in der Spurbestimmung. Die größten Fehlerbeiträge kommen aber von der durch die Zellengröße bedingte Ortsauflösung des Photodetektors und von der Dispersion, die relevant ist, weil der Čerenkovwinkel vom Brechungsindex abhängt.

Prinzipiell ist für das Radiatormaterial ein großer Brechungsindex von Vorteil, da zum einen die Čerenkovschwelle niedrig liegt und zum anderen nach Gl. (3.2) die Ausbeute an Čerenkovlicht größer ist. Aber wegen

$$d\theta_c = \frac{1}{\beta\sqrt{n^2\beta^2 - 1}}d\beta \quad (3.3)$$

ist die Trenngenauigkeit bei kleinem n größer. Wegen des großen Beitrags der Dispersion zum Meßfehler ist diese ein weiteres Kriterium für die Wahl des Radiatormaterials. Außerdem sind eine hohe Transparenz sowie eine große Wechsel-

wirkungslänge wichtig, letztere um die Meßergebnisse nachfolgender Detektoren nicht zu stören.

3.2 Der RICH von HERA-B

Wie in Abschnitt 2 beschrieben, ist für die Erkennung des Flavors des zerfallenen B -Mesons die Identifizierung von Leptonen oder Kaonen erforderlich. Für letzteres ist die Verwendung eines RICH geplant. Monte-Carlo-Simulationen zufolge wird die Energie der meisten Kaonen, die aus dem Zerfall der für die Flavorbestimmung benutzen B stammen, unter 80 GeV liegen. Für das Radiatorgas wird als bester Kompromiß zwischen hoher Ausbeute, hoher Trenngenaugigkeit und geringer Dispersion C_4F_{10} angesehen. C_4F_{10} hat bei 7 eV einen Brechungsindex von $n = 1,00153$ und im Bereich um 7 eV eine Dispersion von $dn/dE = 5,3 \cdot 10^{-5}$ [22]. Gemäß der Formel (3.2) oder

$$N = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta_c \Delta E \quad (3.4)$$

$$= \frac{370}{\text{eV} \cdot \text{cm}} Z^2 L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \Delta E \quad (3.5)$$

werden auf 1 m Teilchenstrecke von einem Teilchen mit $\beta = 1$ und $|q| = e$ im Bereich 5,75... 7,25 eV 224 Čerenkovphotonen abgestrahlt.

Bei der Konstruktion eines RICH hat ein möglichst langer Radiator den Vorteil einer höheren Photonenausbeute. Neben technischen und finanziellen Aspekten ist die Länge des RICH-Radiators bei HERA-B hauptsächlich durch den Platzbedarf anderer Komponenten eingeschränkt und beträgt daher gemäß Planung etwa 2,7 m.

Bei HERA-B läßt sich eine Geometrie wie in Abb. 3.1 skizziert nicht direkt realisieren, da dies zur Folge hätte, daß die Photondetektoren von sämtlichen Teilchen durchdrungen würden. Dies würde einerseits eine enorme Untergrundbelastung für die Photondetektoren und andererseits zusätzliches Material vor den folgenden Detektorkomponenten bedeuten. Deshalb ist der sphärische Spiegel, der sich aus technischen Gründen aus mehreren Einzelspiegeln zusammensetzt, in eine obere und untere Hälfte geteilt, die jeweils nach oben bzw. unten gekippt sind, so daß das Čerenkovlicht aus dem Bereich der Teilchenspuren herausreflektiert wird. Für den Radius des sphärischen Spiegels empfiehlt es sich, den Abstand Vertex - Spiegel zu nehmen. Damit ist die Brennweite und damit auch die Entfernung der Photondetektoren zum Spiegel festgelegt. Dies erfordert einen größeren Kippwinkel der sphärischen Spiegelhälften, da die Photondetektoren sonst innerhalb des Magneteisens angebracht werden müßten. So große Kippwinkel erhöhen

jedoch die Abbildungsfehler zu sehr. Als Lösung dieses Problems ist vorgesehen, an die Strahleingangsseite des RICH oben und unten je eine weitere, diesmal ebene, Spiegelfläche anzubringen, die das Licht auf die Photondetektoren reflektiert, die sich dann über und unter dem Radiator bzw. dem sphärischen Spiegel befinden. (Abb. 3.3)

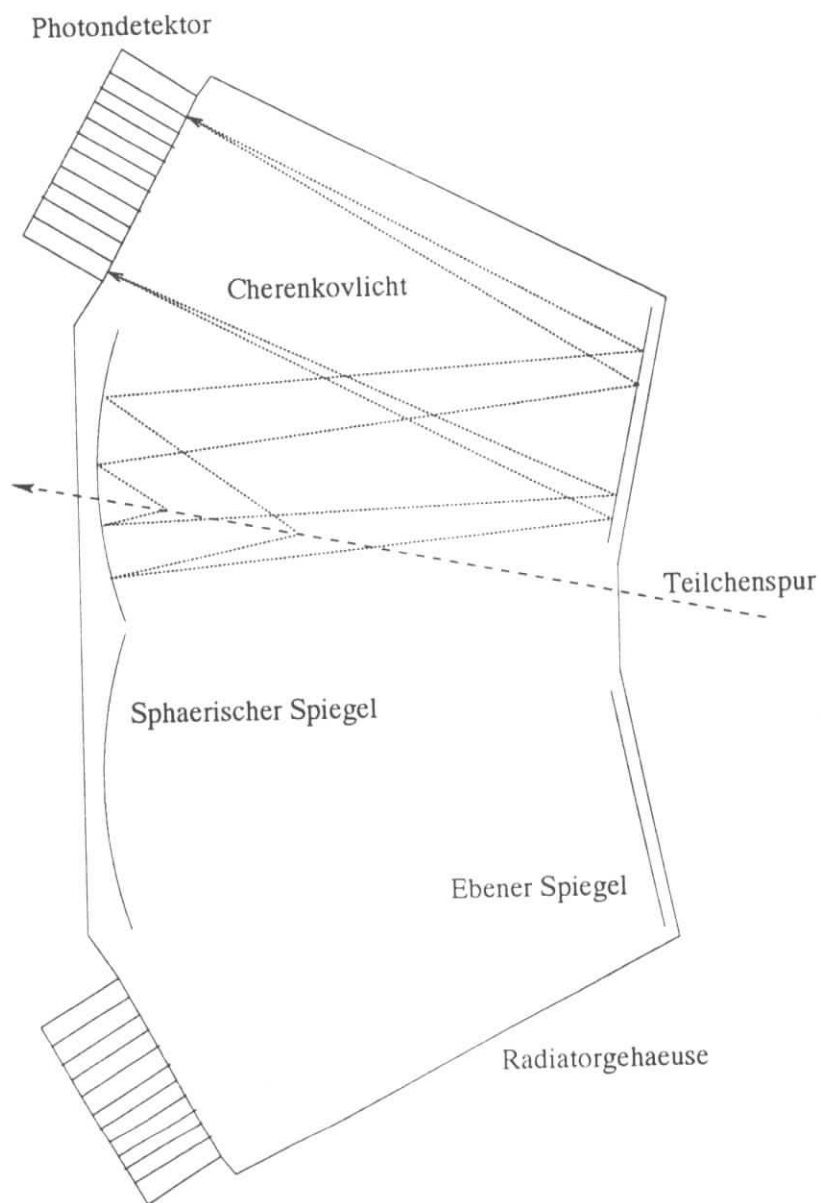


Abbildung 3.3: Skizze der Geometrie des RICH bei HERA-B. Das Čerenkovlicht wird durch gekippte Hälften des Hohlspiegels auf ebene Spiegel reflektiert, so daß die Čerenkovringe auf die Photondetektoren über und unter dem Radiator abgebildet werden.

4 Der Photondetektor

4.1 Mögliche Detektoren

Die Photonen, die nach Gl. (3.2) durch den Čerenkoveffekt entstehen, lassen sich nicht vollständig nachweisen. Zunächst sind Photondetektoren aus prinzipiellen Gründen nur für einen Ausschnitt des Spektrums empfindlich, und auch dort selbst bei optimalen Bedingungen nicht zu 100 Prozent. Dazu kommt die begrenzte Transparenz der Fenster, des Radiator- und Zählgases sowie die Reflektivität des Spiegels.

Selbst wenn es technisch möglich wäre, Čerenkovlicht über einen großen spektralen Bereich nachzuweisen, würde dies die Teilchenidentifikation nicht zwangsläufig verbessern, da die durch die höhere Statistik gewonnene Auflösungsverbesserung meistens durch den aus der Dispersion entstehenden Fehler zunichte gemacht würde.

Um die Zahl der entstehenden und nachgewiesenen Photonen mathematisch in Verbindung zu bringen, ersetzt man in Gl. (3.5) das Intervall ΔE durch ein Integral, das die Durchlässigkeiten T der Materialien und die Reflektivität R des Spiegels sowie die theoretische höchstmögliche Effizienz QE des verwendeten Photondetektortyps enthält, und führt einen Parameter ϵ ein, der das Verhältnis der theoretisch maximal nachweisbaren zu den tatsächlich nachgewiesenen Photonen beschreibt:

$$N = \frac{370}{\text{eV} \cdot \text{cm}} L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \epsilon \int R(E) \cdot T(E) \cdot QE(E) dE \quad . \quad (4.1)$$

Um die Qualität verschiedener RICH in Bezug auf die nachgewiesenen Photonen vergleichen zu können, benutzen Séguinot und Ypsilantis [3] den Detektor Response Parameter N_0 , der die photondetektorabhängigen Faktoren aus Gl. (4.1) enthält:

$$N = N_0 L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (4.2)$$

$$N_0 = \frac{370}{\text{eV} \cdot \text{cm}} \epsilon \int R(E) \cdot T(E) \cdot QE(E) dE \quad . \quad (4.3)$$

Der Nachweis von Einzelphotonen im eV-Bereich geschieht bei fast allen Nachweismethoden, indem die Photonen durch Photokonversion ein freies Elektron erzeugen, das dann eine Vervielfachung durchläuft. So entsteht eine Ladung, die durch empfindliche Verstärker gemessen werden kann. Diese Vervielfachung kann entweder durch die Verstärkung in einem Photomultiplier oder

einer Drahtkammer erfolgen. Die Photokonversion kann sowohl an Oberflächen von Festkörpern als auch an Gasmolekülen stattfinden. Ein geeigneter Festkörper ist z.B. Cäsiumjodid (CsI) mit einer Austrittsarbeit von 5,9 eV. Dieses wird als Kathodenmaterial in UV-sensitiven Photomultipliern oder auch als Photokathode in Drahtkammern verwendet. Für die Photokonversion an Gasmolekülen benutzt man z.B. Tetrakis-(dimethylamino)-ethylen⁷ (TMAE) (Ionisationsenergie 5,36 eV) in der Gasphase oder Triethylamin (TEA) (7,2 eV) als Zusatz zum Zählgas in Drahtkammern.

Die verwendeten Drahtkammern lassen sich in drei Typen einteilen:

1. Kammern, in denen die Elektronen zunächst in einer sogenannten Multi Step Avalanche Chamber (MSAC) vervielfacht werden und dann z.B. in einer Proportionalkammer mit Drahtauslese die Elektronenwolke nachgewiesen wird.
2. Sogenannte „langsame“ (slow) RICH Detektoren. Diese arbeiten mit einer Time-Projection⁸ Kammer: Ähnlich wie bei einer Driftkammer, nur in größerem Ausmaß, bewegen sich die Photoelektronen zunächst ohne eine Gasverstärkung zu durchlaufen. Dadurch wird es möglich, eine Ortskoordinate durch die Zeit zwischen Triggerauslösung und Signal am Draht zu bestimmen.
3. Sogenannte „schnelle“ (fast) RICH Detektoren. Dies sind (Mehrdraht-) Proportionalkammern, bei denen z.B. eine Kathodenfläche durch ein Drahtgitter ersetzt und der Gasraum mit einer Quarzglasscheibe abgeschlossen wurde, oder MSACs mit schneller Kathodenflächen-Auslese. Die Ortsauflösung wird durch Auslese von einzelnen Kathodenpads mit schneller Elektronik erreicht.

Der 3. Typ ermöglicht das Verwenden von photosensitiven Festkörpern (s.o.) als Photokathoden.

Wegen der niedrigeren Ionisationsenergie, die das Verwenden von preiswerterem Quarzglas etc. ermöglicht, wird TMAE i.A. gegenüber TEA bevorzugt. Drahtkammern auf CsI und auf TMAE Basis sind in ihrer Anwendbarkeit vergleichbar. Ein technisches Problem bei CsI-Kammern ist die Sauerstoffempfindlichkeit der CsI Kathode, die längere (Montage-) Arbeiten an den Kammern unter Luft verbietet. Dafür hat TMAE den Nachteil, daß es sehr aggressiv ist und mit

⁷ $((\text{CH}_3)_2\text{N})_2\text{C}=\text{C}(\text{N}(\text{CH}_3)_2)_2$

⁸Zeit-Projektions

vielen Materialien, wie z.B. auch mit durch Lecks oder als Restgas in der Kammer vorhandenem Luftsauerstoff, reagiert und so die Kammer verschmutzt.

Photomultiplier haben weniger prinzipielle technische Schwierigkeiten, sind aber vergleichsweise teuer und erlangen die erforderliche Effizienz meist nur durch Sensitivität über ein breites Spektrum, was wegen der Dispersion ungünstig ist. Außerdem scheint die Entwicklung von Photomultipliern, deren lichtempfindliche Fläche und äußere Abmessungen klein genug sind, um damit eine größere Fläche für ortsauflösenden Photonennachweis zu bestücken, problematisch.

4.2 Die Anforderungen

Da das Energiespektrum der für die Flavorbestimmung wichtigen Kaonen deutlich zu großen Energien hin abnimmt, ist die Trennung einzelner K und π mit mehreren σ schon mit wenigen Photonen möglich (s. Abschnitt 5.2). Wenn man jedoch berücksichtigt, daß sich die Čerenkovringe vieler Teilchen überlagern, benötigt man, wie sich aus Monte-Carlo-Simulationen ergibt [14], mindesten 20 Photonen pro Ring, um mit einiger Sicherheit π und K voneinander trennen zu können. Ausgehend von Gl. (4.3) muß bei HERA- B ($n = 1,00153$, $L = 270$ cm, $\beta \simeq 1$) N_0 also mindestens 25 cm^{-1} betragen, um die benötigte K -Identifikation zu erreichen.

Da der Bunch-Abstand bei HERA 96 ns beträgt, ist ein anderer bei dem RICH des HERA- B Experimentes zu beachtender Aspekt die Zeitauflösung. Die Detektoren müssen nicht nur eine geringere Totzeit haben, die Variation der Ansprechzeit muß auch in einem genügend kleinen Intervall liegen, um Photonen von verschiedenen Ereignissen zeitlich voneinander trennen zu können. Daher kommt für diesen Zweck von den im Abschnitt 4.1 genannten Drahtkammer-Detektoren nur der „Fast RICH“ Typ in Frage.

4.3 Der TMAE-Prototyp

Für den RICH von HERA- B wurden Untersuchungen sowohl im Hinblick auf die neue Technologie der CsI Kathoden als auch mit der Verwendung von TMAE-Zusätzen im Zählgas durchgeführt. Nachdem einige Versuche mit beiden (und anderen) Techniken am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg [24] und am Institut Jožef Stefan (IJS) [25] in Ljubljana, Slowenien, durchgeführt wurden, wurde am DESY der hier vorgestellte, auf TMAE Basis arbeitende Photonendetektor entwickelt, und am IJS die Technik der CsI-Kathoden untersucht. Im Gegensatz zu anderen Experimenten [26][28][29] hat HERA- B eine relativ hohe

Frequenz von Ereignissen und braucht daher Detektoren mit kürzeren Ansprech- und Totzeiten. Um diesem Bedarf gerecht zu werden, zeichnen sich alle für den HERA-B RICH entwickelten Photodetektoren auf Drahtkammerbasis durch einen kurzen Driftweg aus. Dies bedeutet konkret einen Abstand von wenigen Millimetern zwischen dem nächstliegenden Anoden-Signaldraht und den möglichen Entstehungsorten der Photoelektronen. Dies ist bei der CsI-Kammer die Photokathode, bei der TMAE-Kammer der gesamte Gasraum. Desweiteren soll der Photonfeedback möglichst gering gehalten werden. Photonfeedback nennt man den Effekt, daß in der Gasverstärkung entstehende Photonen selbst Photokonversion durchlaufen und damit neue Photoelektronen produzieren. Diese durchlaufen dann wieder eine Gasverstärkung, die von der ersten räumlich und möglicherweise auch zeitlich getrennt ist, weil Photonen eine längere freie Weglänge haben als die Elektronen, die in der ursprünglichen Lawine direkt durch Ionisation entstehen. Dieser Effekt ist wegen der höheren Photosensitivität in Photodetektoren größer als in anderen Drahtkammern. So entstand die Idee [30], statt einer Vieldrahtproportionalkammer einen Aufbau zu wählen, der aus mehreren dicht nebeneinander liegenden Eindraht-Propotionalkammern besteht (Abb. 4.1).

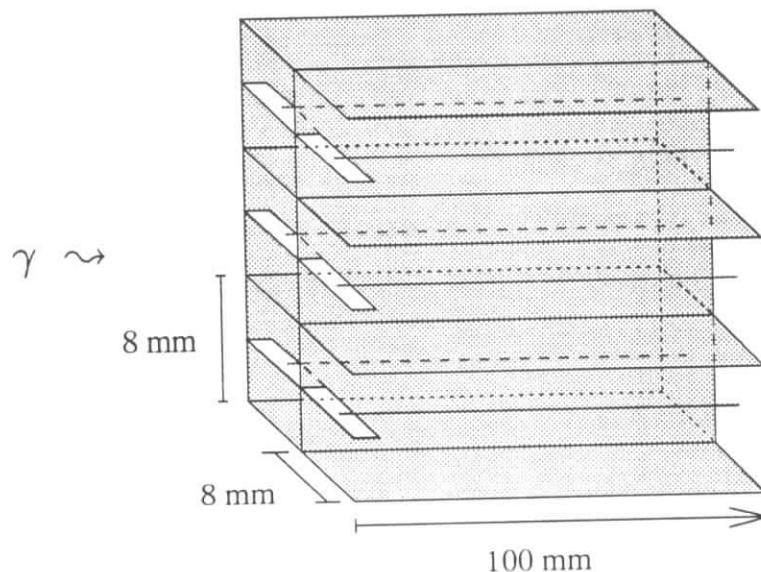


Abbildung 4.1: Die Geometrie der Prototyp-TMAE-Kammer. Die Čerenkovphotonen fallen von links in die Kammer ein. Die Signaldrähte werden an der offenen Kammerseite von 2 mm breiten und 0,2 mm starken Brücken aus G10 gehalten. Die 0,2 mm starken Zwischenwände bestehen aus goldbeschichtetem Kupfer.

Im Vergleich zu den alternativ untersuchten Anordnungen [24] von Vieldrahtproportionalkammern, bei denen eine Kathodenfläche durch ein Drahtnetz ersetzt und der Gasraum mit einer Quarzglasscheibe abgeschlossen wird, hat dieser Auf-

bau der Kammer folgende **Vorteile**:

- Die Photonen aus der Gasverstärkung an einem Signaldraht können keinen Photonfeedback an benachbarten Drähten erzeugen, weil die Kammern durch die Kathodenflächen optisch voneinander getrennt sind.
- Die benötigte Genauigkeit in der Positionierung der Signaldrähte ist geringer, da der Abstand zu den Kathodenflächen größer ist.
- Durch die größere Tiefe der Kammer kann sie bei geringerer TMAE-Konzentration betrieben werden. Dadurch vermindern sich die von TMAE verursachten Ablagerungen auf Draht und Kathodenfläche.
- Die Länge der Signaldrähte pro Detektorfläche ist größer. Dadurch sinkt die durchschnittlich gemessene Ladung pro Länge des Signaldrahtes und dadurch verringern sich ablagerungsbedingte Alterungserscheinungen der Kammer.

Dem stehen aber leider einige **Nachteile** gegenüber:

- Die Aufhängung der Drähte schattet die Kammer ab, so daß die hier auftreffenden Photonen nicht mehr nachgewiesen werden können. Versuche, die Drähte in einer Quarzglasscheibe zu befestigen, wie dies beim JETSET Experiment [32] gemacht wurde, führten zu technischen Problemen, so daß diese Möglichkeit für die Massenproduktion nicht ernsthaft erwogen wurde.
- Bei schrägem Lichteinfall treffen die Photonen auf die seitlichen Wände. Dies wäre belanglos, wenn die Photonen vollständig reflektiert würden. Der tatsächliche Anteil an reflektierten Photonen sowie Möglichkeiten, ihn zu erhöhen, wird im Moment noch untersucht [33].
- Das Gasvolumen mit dem TMAE/Zählgas Gemisch schließt nicht direkt am vorderen⁹ Ende der Kammerwände. Außerdem findet am Anfang des Signaldrahtes keine Gasverstärkung statt. Beides führt dazu, daß ein gewisser Anteil der durch Photokonversion entstandenen Elektronen keine oder nur geringe Gasverstärkung erfährt und somit nicht nachgewiesen werden kann.

Es wurde mit dem Simulationsprogramm MAFIA [31] untersucht, ob mit zusätzlichen Kathodendrähten, die parallel zur abschließenden Glasscheibe verlaufen, die Nachweiswahrscheinlichkeit im vorderen Teil der Kammer erhöht werden kann.

⁹Mit „Vorne“ ist die Seite der Kammer gemeint, von der das Čerenkovlicht in die Kammer einfällt

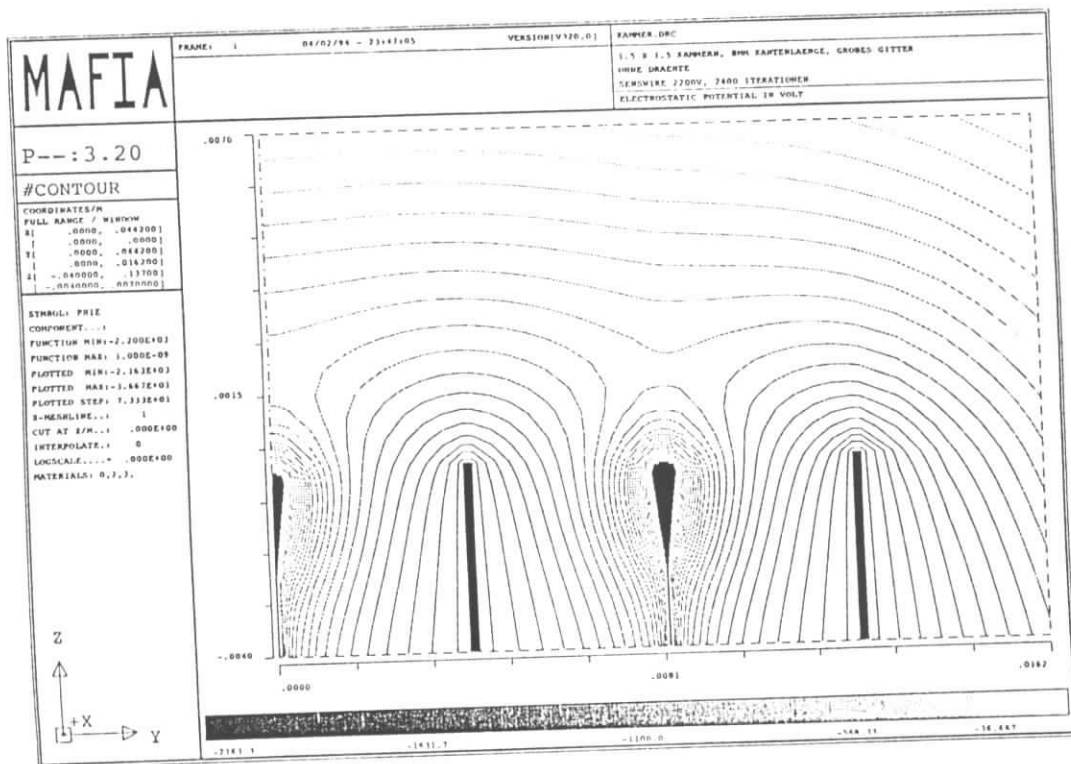
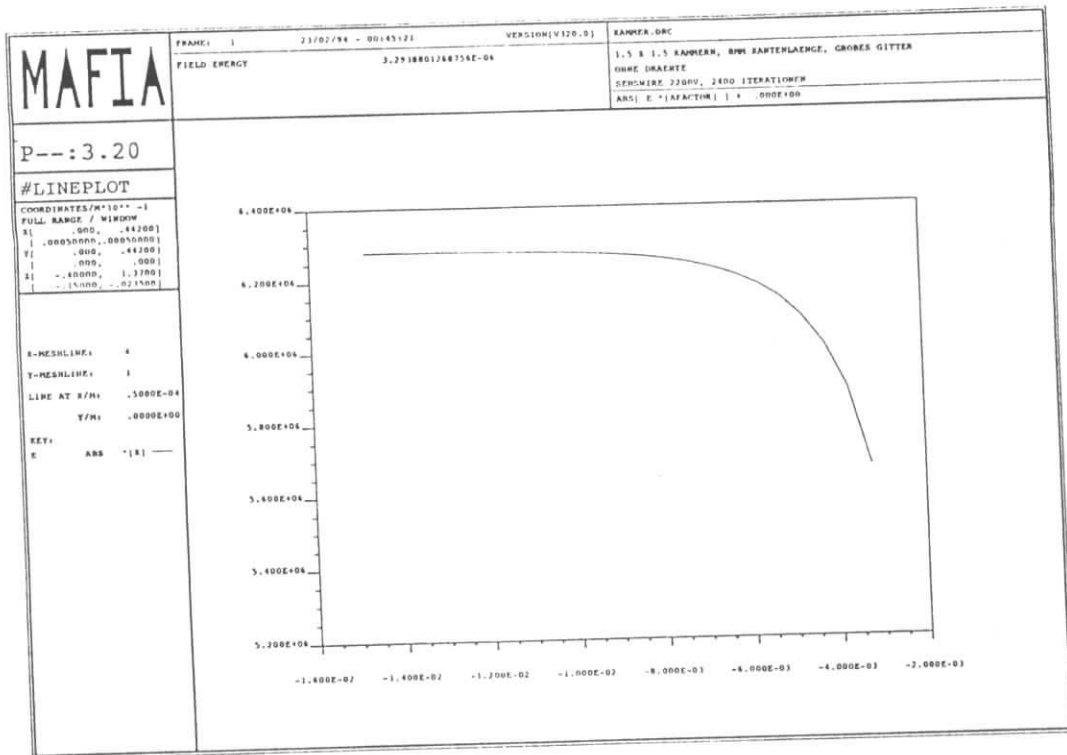


Abbildung 4.2: Die Stärke des elektrischen Feldes in der TMAE-Kammer, berechnet mit MAFIA [31]. Oben: Der Absolutbetrag der Feldstärke 0,05 mm neben dem Anodendraht in Abhängigkeit von der Entfernung vom Kammerende auf der Fensterseite (rechts). Unten: Das elektrische Potential als Äquipotentialkurven in einem Schnitt durch die Kammer längs der Signaldrähte. Der Nullpunkt der Achse parallel zum Draht ist das Ende der Kammerwände.

Die Untersuchungen führten aber zu keinem mit vertretbarem Aufwand technisch realisierbaren Ergebnis. Aufgrund dieser Simulation (Abb. 4.2) wurde die Länge des insensitiven Bereichs innerhalb der Kammerwände der Kammer ohne zusätzliche Kathodendrähte auf 4 mm abgeschätzt.

4.4 Der Testaufbau

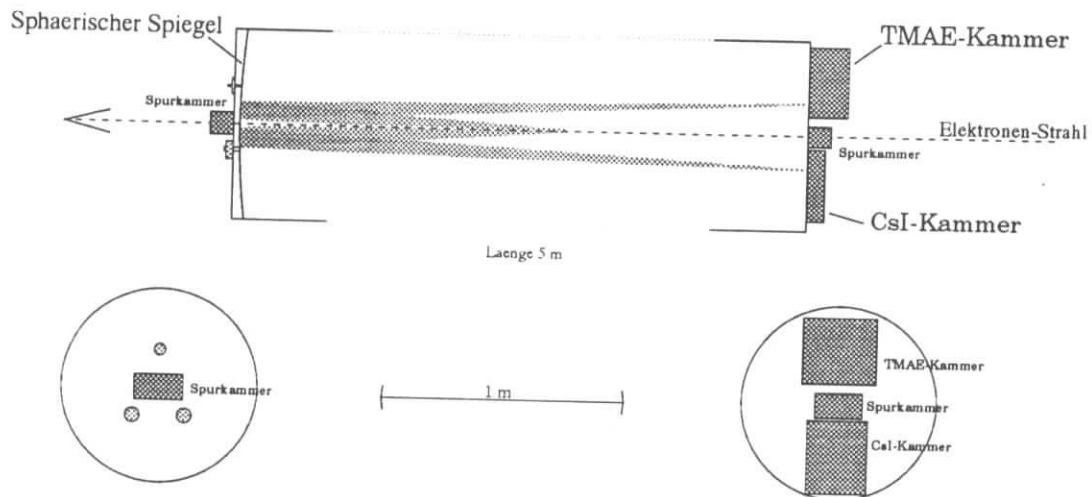


Abbildung 4.3: Aufbau zum Testen der Photondetektoren, siehe Text.

Um die Prototypen der Photondetektoren möglichst realistisch messen zu können wurde am Teststrahl 24b von DESY III ein kleiner RICH aufgebaut. Als Hohlspiegel konnte ein Spiegel mit 5 m Brennweite des OMEGA-Experimentes [28] verwendet werden¹⁰. Um eine möglichst große Ausbeute an Čerenkovphotonen zu haben und einen Zwischenraum zwischen Radiator und Photondetektor bzw. Spiegel zu vermeiden, wurden der Spiegel innerhalb des Radiators und die Detektoren hinter einer Quarzglasscheibe¹¹ direkt am Radiator befestigt. Da der Photondetektor in der Brennebene des Spiegels angebracht sein muß, war damit die Länge des Radiators auf 5 m festgelegt. Als Radiatorgas wurde Argon ($n=1,000315$ bei 7 eV) verwendet. Die Energie der Elektronen des Teststrahls wurde auf 3 GeV eingestellt. An der Frontseite wurden über und unter dem Strahleintrittsfenster Möglichkeiten vorgesehen, je einen Photondetektor anzubringen. An der oberen Vorrichtung wurde der hier untersuchte Detektor auf TMAE-Basis angebracht, die untere wurde für Drahtkammern mit CsI Photokathode benutzt. Zur Messung

¹⁰Dank an Herrn Beusch für die Zusammenarbeit

¹¹5 mm Suprasil 2

der Spur des durchgehenden Elektrons wurde am Strahleingangs- und -ausgangs-Fenster des Radiators eine ortsauflösende Drahtkammer montiert. Um die Zahl der Elektronenkanäle gering zu halten, wird an diesen Kammern nicht jeder Draht einzeln ausgelesen, sondern alle induktiv an verschiedene Punkte eine Verzögerungsleitung angeschlossen [34]. Als Signaldraht für die Ortsauflösung werden die Kathodendrähte verwendet. Durch die Zeitdifferenz der Signale an den Enden der Verzögerungsleitung kann der signalgebende Draht ermittelt werden. Wegen der Verteilung des Signals auf mehrere Drähte, die durch die gleiche Verzögerungsleitung ausgelesen werden, ist die Ortsgenauigkeit einer solchen Kammer eher besser als die einer Kammer mit separat ausgelesenen Drähten. Der Nachteil einer solchen Kammer ist ihr Unvermögen, Signale von mehreren Teilchen zu trennen. Es gibt pro Spurkammer zwei Lagen Kathodendrähte, vor und hinter einer Anodendraht-Lage, die senkrecht zueinander angeordnet sind. Die verwendeten Kammern haben 26 Signaldrähte pro Lage im Abstand von 2 mm. Es können also zwei Koordinaten eines durchgehenden Teilchens (Elektrons) auf einem Bereich von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ gemessen werden. Die Signale der Anodendrähte werden auch ausgelesen und für den Trigger benutzt, der diese Signale beider Spurkammern mit dem eines Szintillationszählers vor dem Experiment verknüpft und das Auslesen der Daten nur startet, wenn alle drei Signale über ihrer jeweiligen Diskriminatorschwelle liegen.

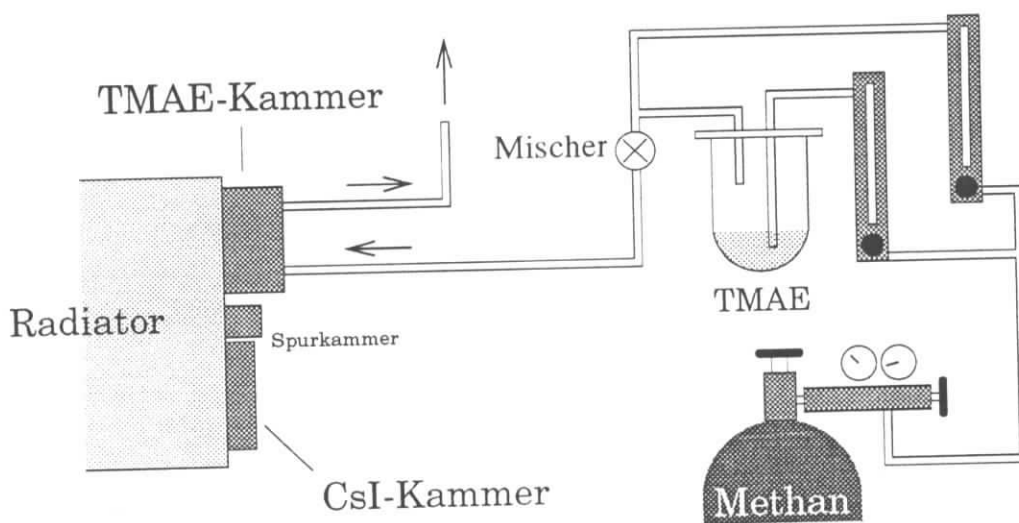


Abbildung 4.4: Das Gassystem zur Versorgung der Drahtkammer mit einem Gemisch aus Zählgas und TMAE, siehe Text.

Zur Versorgung der Drahtkammer mit einem Zählgas/TMAE-Gemisch wurde ein kleines Gassystem aufgebaut. Das TMAE wurde, wie bei Photondetektoren

auf TMAE-Basis üblich, dem Zählgas mittels eines Bubblers beigemischt. Dabei entstand ein mit TMAE gesättigtes Gasgemisch, das in einem Gasmischer mit reinem Zählgas verdünnt wurde, so daß mit geringerer, veränderbarer TMAE-Konzentration gearbeitet werden konnte. Um die Konzentrationen einstellen zu können, wurde jeder Zweig dieser Konstruktion mit einem eigenen Flußmesser mit integriertem Nadelventil versehen (Abb. 4.4). Die Abhängigkeit der Absorptionslänge in der Kammer vom Mischungsverhältnis (Gl. (4.20)) ist für drei verschiedene Temperaturen in Abb. 4.5 zu sehen. Damit bei der Auswertung die

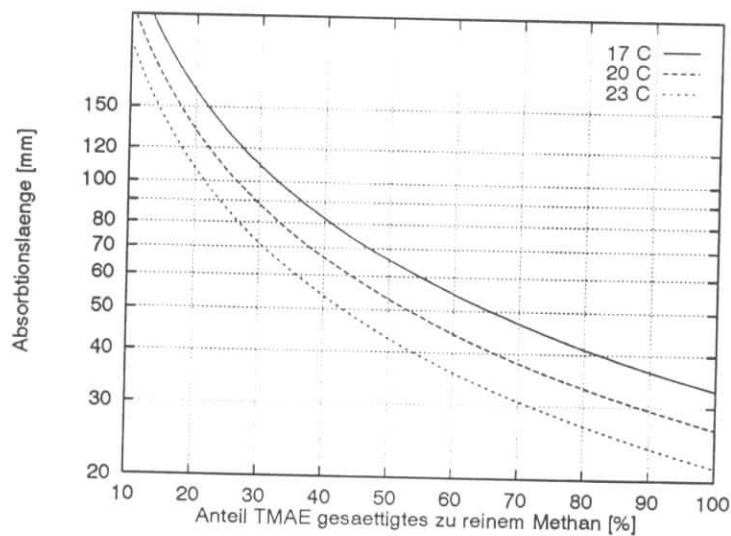


Abbildung 4.5: Die Abhängigkeit der Absorptionslänge λ vom Verhältnis des mit TMAE gesättigten Methans zu reinem Methan für die Raumtemperaturen 17°C, 20°C und 23°C.

Temperatur des Bubblers berücksichtigt werden konnte, wurde in direkter Nähe des Bubblers ein Thermometer zur Messung der Raumtemperatur angebracht.

Zur Auslese der Signaldrähte der TMAE-Kammer wurde die zuvor in der ARGUS Driftkammer verwendete Elektronik [35] benutzt.

Da für Elektronen mit 3 GeV in guter Näherung $\beta = 1$ gilt, erhält man für den Čerenkovwinkel in dem mit Argon als Radiatorgas betriebenen Test-RICH:

$$\cos \theta = \frac{1}{n} \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow \theta = 1,44^\circ = 0,0251 \quad (4.5)$$

Damit ergibt sich bei einem Abstand Spiegel-Detektor von 5 m einen Ringradius von 12,5 cm (15,3 Zellen).

4.5 Die Messungen

Mit dem vorhandene TMAE-Photodetektor-Prototyp wurden mehrere Meßreihen durchgeführt, die sich in der Einstellung mindestens einer der Parameter Hochspannung, TMAE-Konzentration und Diskriminatorschwelle unterschieden. Bei diesen Meßreihen wurde als Zählgas Methan verwendet. Die Daten, die nach jedem Auslösen des Triggers gespeichert wurden, enthielten die Information, bei welchen Zellen das Signal die Diskriminatorschwelle überschritt („die Zelle gesetzt war“) und wann dies geschah. Da sich die TMAE-Konzentration in der Drahtkammer bei einer Änderung der Einstellung der Gasflüsse nur langsam auf den neuen Wert einstellt, wurden die Meßreihen bei gleichem Mischungsverhältnis Methan+TMAE/reines Methan hintereinander durchgeführt und nach dem Ändern des Mischungsverhältnisses etwa zwölf Stunden gewartet, bis die Messungen fortgesetzt wurden. Um aus dem Mischungsverhältnis auf die tatsächliche TMAE-Konzentration schließen zu können, wurde die Raumtemperatur neben dem TMAE-Bubbler gemessen und protokolliert.

Um die Gasverstärkung abschätzen zu können, wurden zusätzlich ein paar Messungen gemacht, bei denen Pulshöhenspektren von einer Detektorzelle aufgenommen wurden. Da eine einzelne Zelle im Testbetrieb mit Čerenkovlicht nur selten anspricht, wurde der Photodetektor mit einer Leuchtstoffröhre bestrahlt. Die Auslese wurde hierbei mit dem Signal der Zelle selbst getriggert.

Außer mit dem Zählgas Methan wurden einige wenige Meßreihen mit CF_4 und Ethan als Zählgas durchgeführt. Bei der Verwendung von CF_4 war aber das Verhältnis von Signal zu Untergrund so schlecht, daß die Ergebnisse keiner weitergehenden Analyse unterzogen wurden. Die Driftgeschwindigkeit in Ethan erwies sich als zu langsam, um Ethan als Zählgas für HERA-B zu verwenden. Daher wurden auch hierfür keine weitergehenden Analysen durchgeführt.

4.6 Die Auswertung

Für jede Meßreihe wurden zunächst die Ereignisse aussortiert, für die keine sinnvolle Spurinformaton vorlag. Dies war in knapp der Hälfte der Ereignisse der Fall. Dies ist leicht dadurch zu erklären, daß für den Start der Datennahme ein erkennbares Signal an den Anodendrähten der Spurkammern ausreichte. Um die Spur erkennen zu können, muß aber an jeweils beiden Enden der Verzögerungsleitung, mit denen die Kathodendrähte ausgelesen wurden, ein meßbares Signal anliegen. Da die Ladung aber erst auf die Kathodendrähte und dann nochmal auf zwei Enden der Verzögerungsleitung verteilt wird, ist das Signal nur ungefähr ein

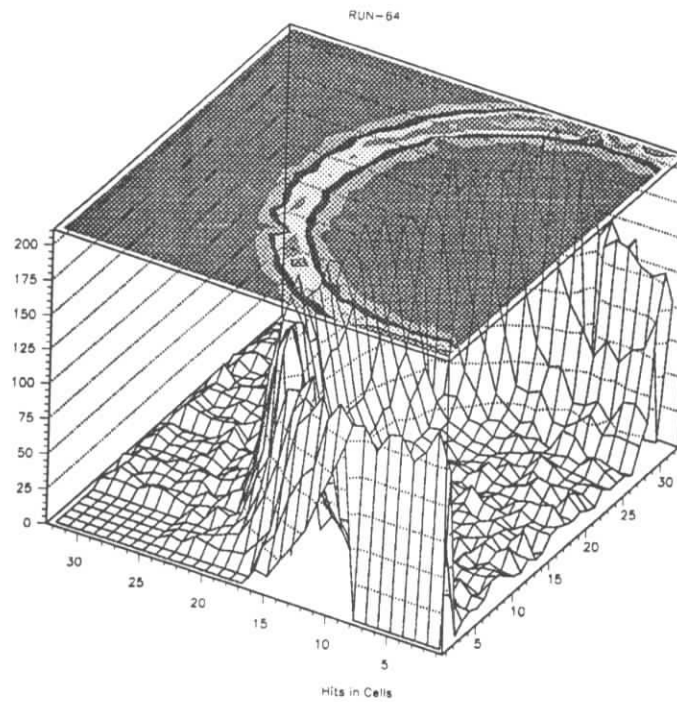


Abbildung 4.6: Histogramm der Orte der gesetzten Zellen einer Meßreihe ohne Korrektur auf die Spurlage der Elektronen

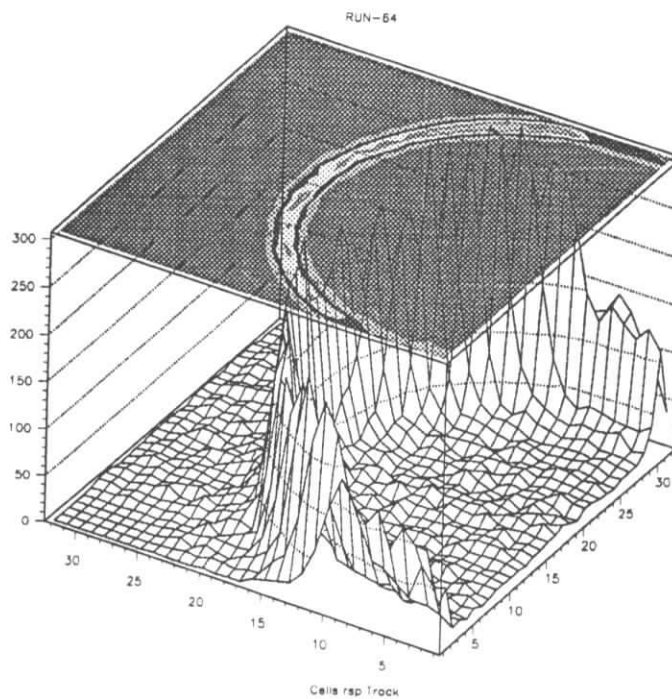


Abbildung 4.7: wie Abb. 4.6, aber mit Korrektur auf die Spurlage der Elektronen

viertel so groß wie das der Anodendrähte.

Bei den somit als gültig anerkannten Ereignissen wurden die Orte der innerhalb eines Zeitintervalls von 96 ns gesetzten Zellen auf die Spurlage korrigiert und dann in ein Histogramm eingetragen (Abb. 4.7). Der bei der weiteren Analyse verwendete Mittelpunkt dieser Kreise wurde aus den Histogrammen mit dem Auge ermittelt. Die empfindliche Fläche des verwendeten Detektor-Prototyps, die mit Auslesekanälen der vorhandenen Elektronik versehen werden konnte, war nicht groß genug, um einen vollständigen Čerenkovring zu sehen. Leider mußte der Hohlspiegel zwischen den Meßreihen für Messungen mit der CsI-Kammer leicht gekippt werden und stand deshalb bei den verschiedenen Meßreihen nicht immer im gleichen Winkel. Da auch die mittlere Lage des Elektronenstrahls möglicherweise nicht bei allen Meßreihen gleich war, war der gemessene Teil der Čerenkovringe nicht immer gleich groß.

Um die Messungen miteinander vergleichen zu können, wurde aus der empfindlichen Fläche unter Berücksichtigung der Spur des einzelnen Elektrons und des mittleren Mittelpunktes einer Meßreihe die Zahl der gesetzten Zellen jedes einzelnen Ereignisses auf einen vollständigen Ring hochgerechnet.

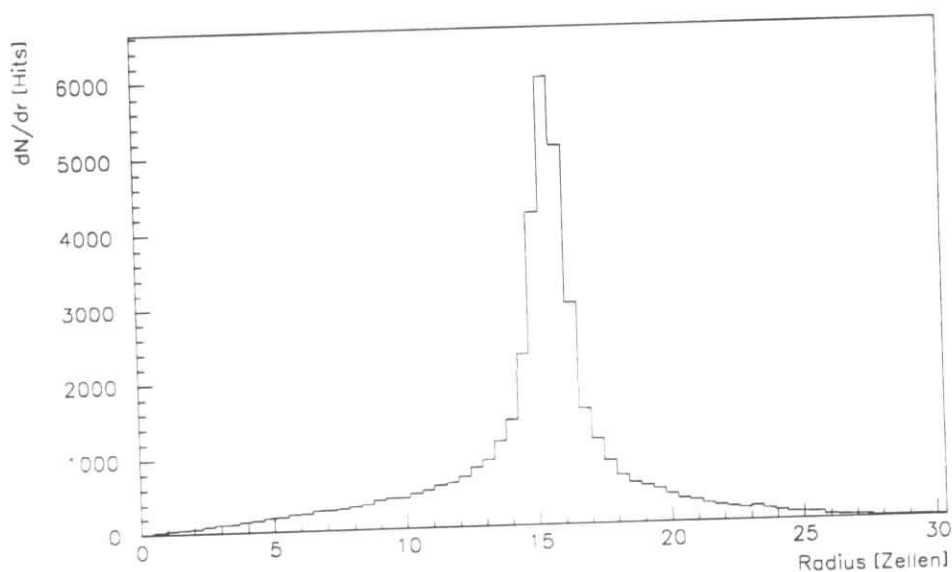


Abbildung 4.8: Abstand der gemessenen Čerenkovphotonen vom Ringmittelpunkt. Nicht normierte Zahl der gesetzten Zellen, aufgetragen über dem Abstand vom Ringmittelpunkt. Als Beispiel die Meßreihe mit Diskriminatorschwelle $V_{thr}=12,5$ mV, Kammerhochspannung $HV=2400$ V, und 58 % TMAE gesättigtes CH_4 im Zählgasgemisch.

Aus diesen Daten wurde ein Histogramm der Zahl der gesetzten Zellen in

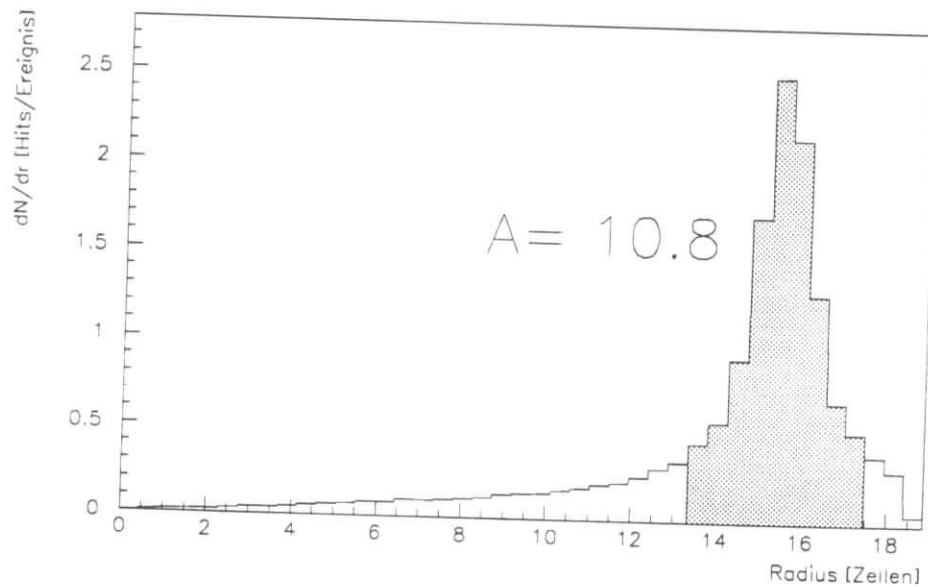


Abbildung 4.9: Abstand der gemessenen Čerenkovphotonen vom Ringmittelpunkt. Auf einen vollen Čerenkovring und ein Ereignis normierte Zahl der gesetzten Zellen, aufgetragen über dem Abstand vom Ringmittelpunkt. Als Beispiel dieselbe Meßreihe wie in Abb. 4.8.

Abhängigkeit vom Abstand zum Ringmittelpunkt erstellt (Abb. 4.8). Dabei ist eine Überlagerung der zu erwartenden Gaußverteilung um den Čerenkovradius mit einer innerhalb des Ringes in dieser Darstellung linear ansteigenden und außerhalb abfallenden Funktion zu erkennen. Dieser Untergrund ist auch in den nach oben beschriebener Weise auf einen vollen Ring normierten Daten (Abb. 4.9) erkennbar.

Die Zahl der Zellen wurde nur auf einer Kreisfläche mit einem Radius von 15.2 cm (18.5 Zellen) um den Ringmittelpunkt auf einen vollen Ring hochgerechnet. Deshalb hat das Histogramm oberhalb dieses Radius keine Einträge. Dies sagt nichts über den Untergrund an dieser Stelle aus. Um den Untergrund zu studieren, wurde ein weiteres Histogramm erstellt, in das nicht die Zahl der gesetzten Zellen, sondern die Häufigkeit des Ansprechens der Zellen eingetragen wurde (Abb. 4.10). In dieser Darstellung scheint der Untergrund bis zum äußeren Abklingen der Gaußverteilung einigermaßen konstant zu sein. Es wurde daher für die Untergrundkorrektur ein ortsunabhängiger Wert angenommen, der für jede Meßreihe aus der Ansprechhäufigkeit der Zellen von ca. 4–8 cm (5–10 Zellen) Radius ermittelt wurde (schattierte Fläche in Abb. 4.10). Die Daten wurden auf diesen Untergrund korrigiert, indem die vom Untergrund herrührende Ansprechhäufig-

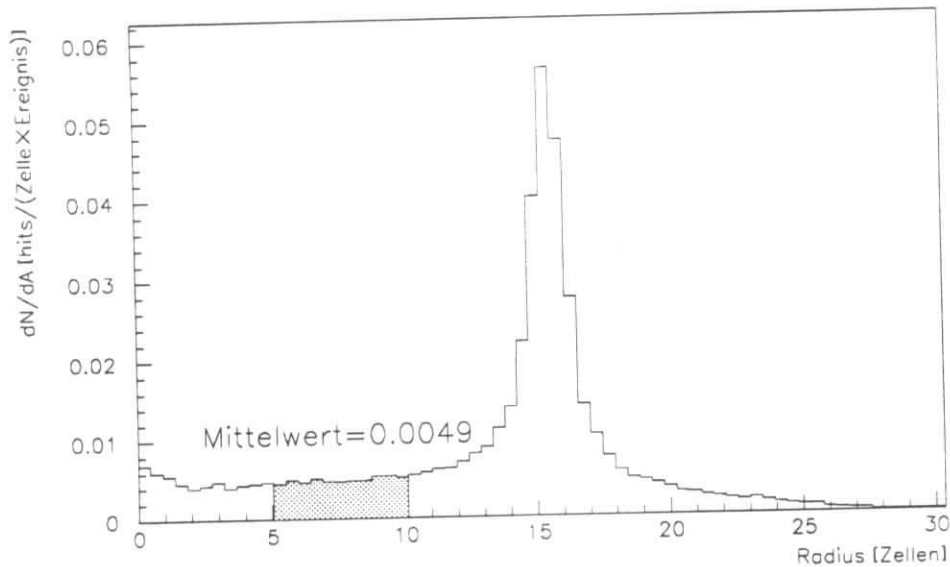


Abbildung 4.10: Abstand der gemessenen Čerenkovphotonen vom Ringmittelpunkt. Auf ein Ereignis normierte Häufigkeit des Ansprechens einer Zelle, aufgetragen über dem Abstand zum Ringmittelpunkt bei der Meßreihe aus Abb. 4.8.

keit einer Detektorzelle von den Daten abgezogen wurde. Die Form der aus dieser Korrektur resultierenden Histogramme (Abb. 4.11) läßt dieses Vorgehen sinnvoll erscheinen.

Alle Einträge in den so erhaltenen Histogrammen von 13,5 bis 17,5 Zellen Radius wurden als nachgewiesenen Photonen betrachtet. Damit lagen die Zahlen der Photonen pro Ring für verschiedenen Kammeranspannungen, TMAE-Konzentrationen und Diskriminatorschwellen vor. Unter anderem, um die Konsistenz der Daten zu überprüfen, wurde versucht, aus der diskriminatorschwellenabhängigen Zahl der Hits auf die Zahl der im sensitiven Bereich der Kammer entstandenen Photoelektronen zu extrapolieren. Für die Pulshöhenverteilung gilt näherungsweise¹²:

$$P(n) = e^{-\frac{n}{M}} \quad (4.6)$$

Die Werte für verschiedene Diskriminatorschwellen bilden ein integriertes Pulshöhen- bzw. Ladungsspektrum. Da die Exponentialform bei der Integration erhalten bleibt, ist die Extrapolation der diskriminatorschwellenabhängigen Zahl in logarithmischer Darstellung mittels einer Geraden möglich (Abb. 4.12).

Der Wert des integrierten Impulshöhenspektrums gibt die Zahl der über der

¹²Siehe Abschnitt 4.10

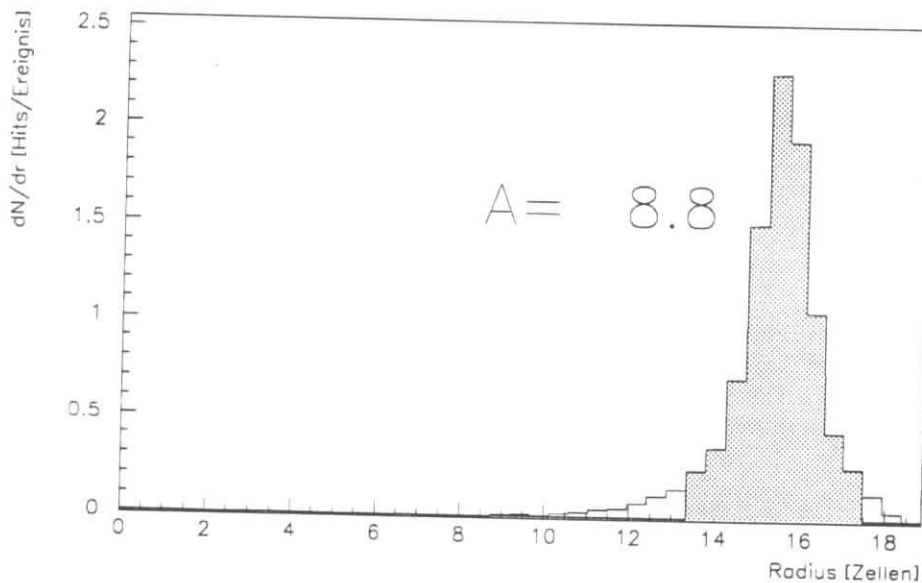


Abbildung 4.11: Abstand der gemessenen Čerenkovphotonen vom Ringmittelpunkt. Auf einen vollen Ring und ein Ereignisses normierte und untergrundkorrigierte gesetzte Zellen, aufgetragen über dem Abstand zum Ringmittelpunkt. Als Beispiel dieselbe Meßreihe wie in Abb. 4.8.

Diskriminatorschwelle liegenden Signale an, der Wert am Schnittpunkt der angepaßten Geraden mit der y-Achse ist also die Extrapolation der nachgewiesenen Photonenzahl auf eine Diskriminatorschwelle von 0 V und damit auf die Zahl aller im sensitiven Bereich der Kammer entstandenen Photoelektronen. Man kann aus Abb. 4.12 also erkennen, daß bei 40 % TMAE (damit ist ein Anteil von 40 % gesättigtem Methan am Gasgemisch gemeint) etwa 11 und bei 70 % und 58 % TMAE 13–14 Photonen nachweisbar wären, wenn man mit perfekter Elektronik ohne Diskriminator-Verluste arbeiten könnte.

4.7 Der Untergrund

Vergleiche des Untergrundes innerhalb des 96 ns langen Meßintervalls (Abb. 4.10) und innerhalb des 768 ns langen anschließenden Intervalls (Abb. 4.14) zeigen ein Verhältnis von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ zu $9 \cdot 10^{-5}$ Hits pro 96 ns. Der Untergrund ist also zeitlich stark mit dem Signal korreliert, die Quelle (oder Quellen) des Untergrundes muß also in einem kausalem Zusammenhang mit dem Signal stehen. Die Form des Untergrundes scheint mit den Čerenkovringen in Verbindung zu stehen und legt damit nahe, daß es sich um einen Effekt handelt, der mit der

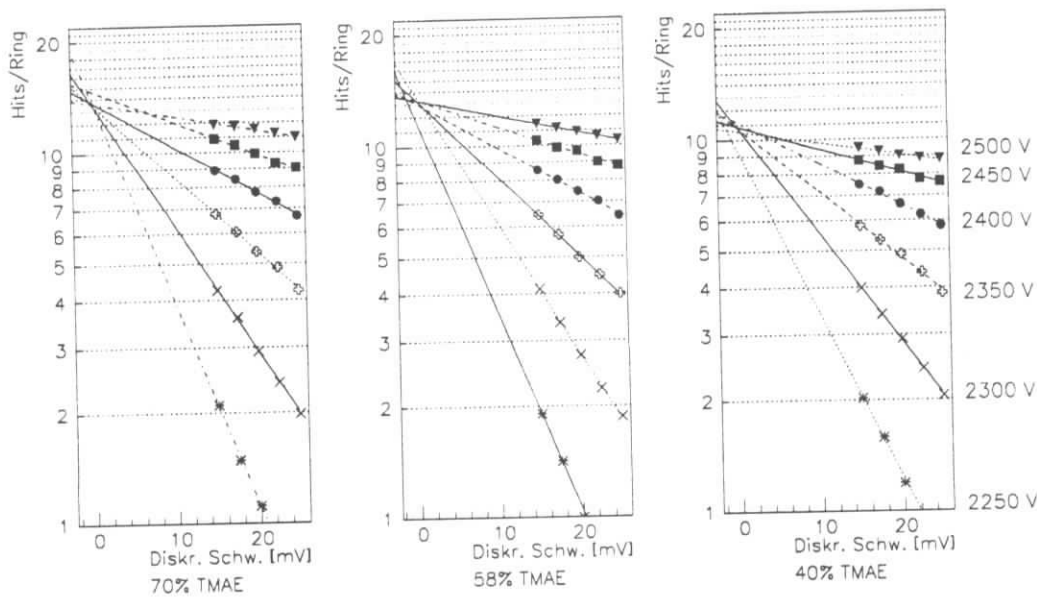


Abbildung 4.12: Zahl der nachgewiesenen Photonen pro Čerenkovring in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle für verschiedenen Kammeranspannungen und TMAE-Konzentrationen

Spur des Teilchens und der Optik des RICH zusammenhängt. Andererseits ist das Untergrund/Signal-Verhältnis hauptsächlich von der TMAE-Konzentration abhängig (s. Abb. 4.13), was größtenteils dadurch zustande kommt, daß der Untergrund im Gegensatz zum Signal *nicht* von der TMAE-Konzentration abhängt, oder sogar mit zunehmender Konzentration abnimmt. Aber der Untergrund ist wie das Signal von Kammeranspannung und Diskriminatorschwelle abhängig. Es sind verschiedene untergrunderzeugende Prozesse denkbar. Diese kann man kategorisieren in

1. solche, die Photonen produzieren und so den Detektor als Photodetektor belasten. Dazu gehören Szintillation und Čerenkovphotonen von Teilchen die aus einer seltenen, aber nicht auszuschließenden elektromagnetischen Kaskade des Teststrahls stammen. Während die Szintillation von der Stärke her für einen *kleinen* Teil des Untergrundes verantwortlich sein könnte, ist die Form des Untergrundes dadurch nicht zu erklären (vgl. Anhang).

Wenn man davon ausgeht, daß Photoelektronen nur durch TMAE entstehen, ist Untergrund dieser Kategorie auf Grund der fehlenden Korrelation mit der TMAE-Konzentration eher unwahrscheinlich.

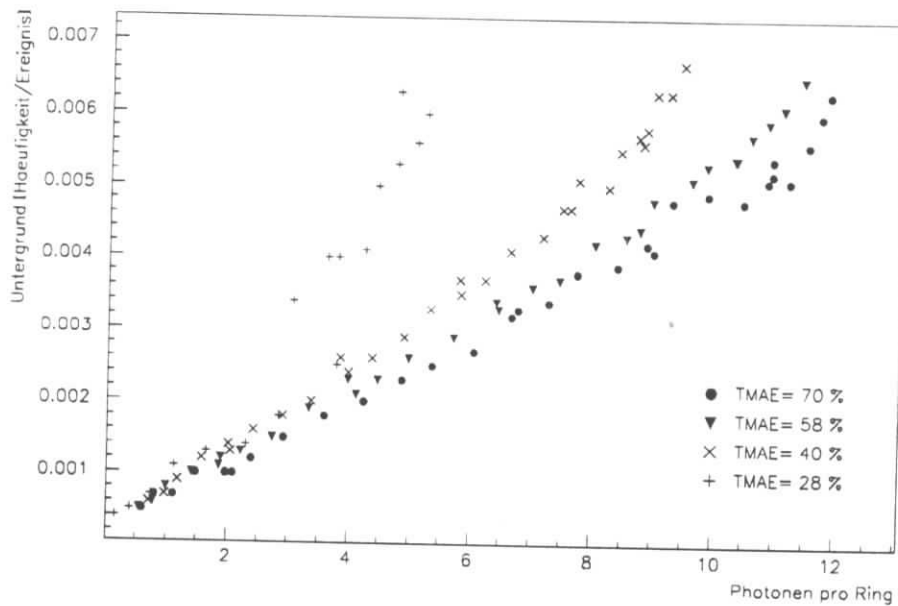


Abbildung 4.13: Die Häufigkeit des Ansprechens einer Zelle innerhalb des Čerenkovrings in Abhängigkeit von der untergrundkorrigierten Zahl an Photonen pro Ereignis. In den Werten für die angegebenen Konzentrationen an TMAE-gesättigtem CH_4 sind alle Meßreihen mit Diskriminatorschwellen über 12,5 mV enthalten.

2. solche, die die Bahn der erwünschten Photonen stören, also Streuung der Photonen, wie z.B. Rayleigh-Streuung. Diese ist aber in Argon zu schwach, um meßbare Auswirkungen zu haben. Ansonsten gilt die prinzipielle Bemerkung von Punkt 1 auch hier.
3. Untergrund, der auf eine andere Art physikalisch Signale produziert, die technisch vermeidbar sein sollten. Dies ist in erster Linie durch Sekundärteilchen des Teststrahls zu erwarten, die am Strahleintrittfenster so stark gestreut werden, daß sie "von hinten" in den Photodetektor eindringen. Die so entstehenden Signale sollten jedoch, da dabei keine einzelnen Primärelektronen, sondern viele entstehen, eine deutlich andere Pulshöhenverteilung als die der Photonelektronen haben. Da der Untergrund in gleicher Weise wie das Signal von der Diskriminatoreinstellung abhängt, ist diese Art Untergrund daher auch unwahrscheinlich.
4. Untergrund ohne physikalische Ursache, der durch die Elektronik entsteht. Dies ist aber unwahrscheinlich, da die Korrelation mit der Kammer Spannung nur für Störung durch die Signale benachbarter Zellen erklärbar ist, der Untergrund sich jedoch über Teile des Photodetektor erstreckt, in denen in keiner Zelle Signale durch Čerenkovphotonen erwartet werden.

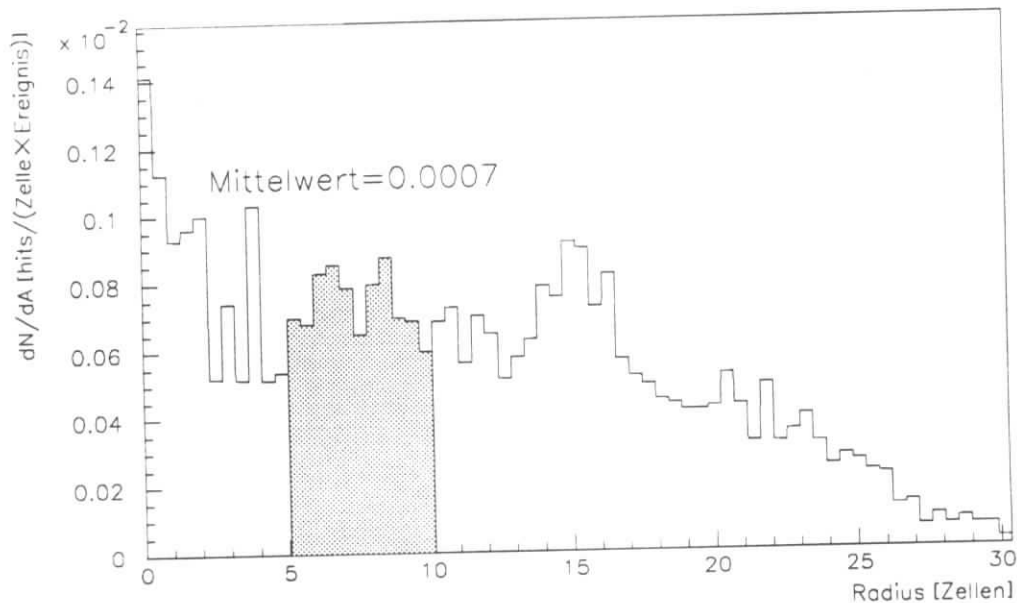


Abbildung 4.14: Abstand des zeitlich versetzten Untergrundes vom Ringmittelpunkt. Auf ein Ereignis normierte Häufigkeit des Ansprechens einer Zelle, aufgetragen über dem Abstand zum Ringmittelpunkt, in dem 748 ns langen Intervall, das dem Meßintervall folgt. Als Beispiel dieselbe Meßreihe wie in Abb. 4.8.

Es scheint sich bei der Untergrundquelle also um etwas zu handeln, das einzelne Elektronen produziert, aber nicht durch Ionisation von TMAE. Denkbar wäre hier die Photokonversion von Čerenkovlicht anderer Wellenlänge an den Wänden, dem Methan oder anderen Stoffe in der Kammer. Dagegen spricht wiederum die Höhe des Untergrundes. Letztendlich muß man also leider sagen, daß für den Untergrund keine widerspruchsfreie Erklärung gefunden wurde.

In diesem Zusammenhang sollte angemerkt werden, daß Rayleigh-Streuung für den RICH von HERA-B eine mögliche Quelle von Untergrund und zusätzlichem Verlust sein kann und daher in Simulationen berücksichtigt werden sollte.

4.8 Mehrfachhits

Bei manchen Ereignissen beobachtet man zwei oder mehr benachbarte Zellen, die alle angesprochen haben. Um bei der diesbezüglichen Diskussion eine Begriffsverwirrung zu verhindern, sollen hier folgende Begriffe eingeführt und definiert werden:

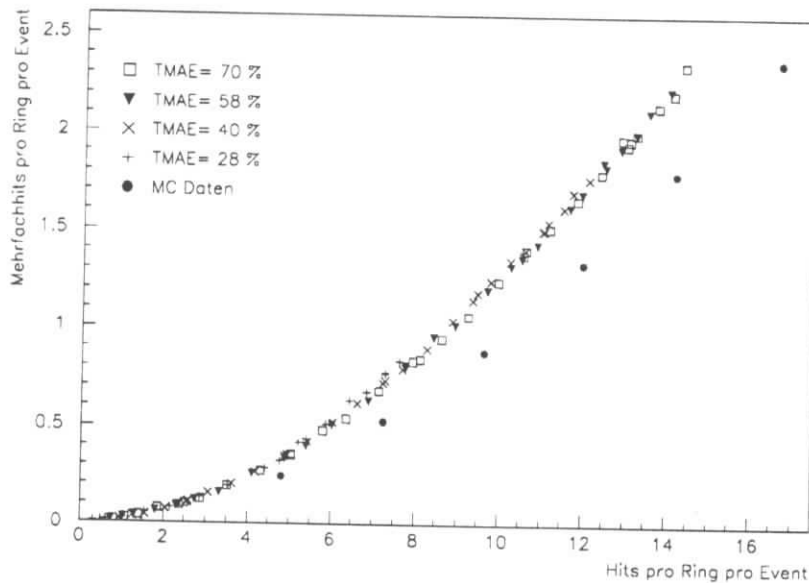


Abbildung 4.15: Zahl der Mehrfachhits in Abhängigkeit von der Zahl der normierten, aber noch nicht Untergrund korrigierten Hits. Vergleich zwischen Experiment und Simulation.

Hit Gesetzte Zelle. Eine Zelle, deren Signal die Diskriminatorschwelle im untersuchten Zeitintervall überschritten hat.

einzelner Hit Ein Hit, dessen benachbarten Zellen nicht gesetzt sind.

Cluster Ein Hit mit allen benachbarten gesetzten Zellen bildet ein Cluster. Ein einzelner Hit ist ein Cluster mit einem Hit.

Mehrfachhit Als Mehrfachhit werden hier mehrere nebeneinanderliegende angesprochene Detektorzellen bezeichnet. Drei nebeneinander liegende Hits bilden also *einen* Mehrfachhit. Ein einzelner Hit ist *kein* Mehrfachhit.

Das Auftreten von Mehrfachhits ist durch die statistische Verteilung der Photonen und des Untergrundes über die Kammer zu erwarten. Man muß aber davon ausgehen, daß es auch ein Übersprechen des elektrischen Signals einer Zelle auf die Nachbarzelle gibt. Um abzuschätzen, zu welchen Teilen diese Ursachen für die Mehrfachhits verantwortlich sind, wurden mit einer numerischen Simulation Hits auf einem Gitter, das der TMAE-Kammer entspricht, verteilt. Die Čerenkovringe wurden dabei durch eine Gaußverteilung des Radius und einer Gleichverteilung

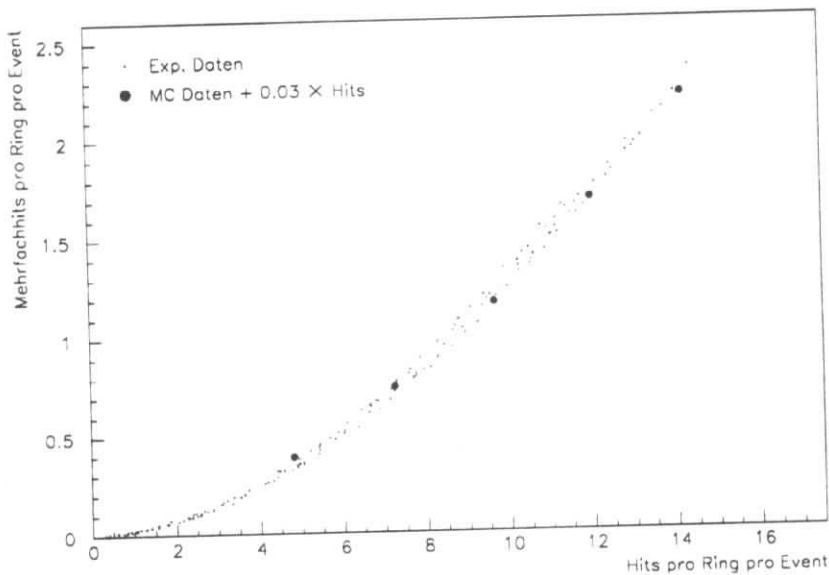


Abbildung 4.16: wie Abb. 4.15, aber bei den Werten aus der Simulation ist zu der Zahl der Mehrfachhits noch ein zur Zahl der Hits proportionaler Wert addiert.

des Winkels modelliert, der Untergrund durch eine gleichmäßige Verteilung der Hits über dem Gitter. Die Zahl der Mehrfachhits, die statistischen Ursprungs sind, sollte von keiner anderen Größe als der Gesamtzahl der Hits abhängen. Die Zahl der durch elektronisches Übersprechen verursachten Mehrfachhits sollte nur von der Elektronik und der Größe der „echten“ Hits abhängen. Da auch die „echten“ Hits von der Diskriminatorschwelle abhängen, dem einzigen Parameter der Elektronik, der variiert wurde, sollte auch hier die größte Korrelation mit der Zahl der Gesamthits auftreten. In der Tat zeigt die Zahl der Mehrfachhits aus den experimentellen Daten eine klare Abhängigkeit von der Zahl der Gesamthits ohne große Streuung (Abb. 4.15). Die im selben Bild eingetragenen Ergebnisse der Simulation liegen unter der gemessenen Kurve. Der Unterschied zwischen Simulation und Messung ist zumindest teilweise durch das elektronische Übersprechen zu erklären. Geht man davon aus, daß die Zahl der durch elektronisches Übersprechen verursachten Mehrfachhits proportional zur Zahl der „echten“ Hits ist, die durch die Zahl der Gesamthits approximiert werden kann, so muß man durch Aufaddieren einer linearen Funktion auf die Simulationswerte eine Übereinstimmung mit den gemessenen Werten erreichen können. Mit den vorhandenen Daten aus Simulation und Experiment läßt sich diese Übereinstimmung nicht vollständig erreichen. Aber eine Addition von 0.03 Mehrfachhits pro Hit auf die MC-Daten

führt zu einer weitgehenden Deckung der Daten miteinander (Abb. 4.16). Aus der Betrachtung einiger exemplarisch ausgewählter Datensätze erhält man für die Zahl der Hits in einem Mehrfachhit im Mittel etwa 2,5. Unter der Annahme, daß dies auch für die durch Übersprechen verursachten Mehrfachhits zutrifft, bedeutet das, daß in diesen Mehrfachhits etwa 1,5 Hits nicht von Čerenkovphotonen erzeugt wurden, oder anders ausgedrückt, ungefähr 0,6 aller Hits in durch Übersprechen verursachten Cluster wurden nicht durch Photonen verursacht. Man kann also abschätzen, daß etwa

$$0,03 \times 0,6 \simeq 0,02 = 2\% \quad (4.7)$$

aller gesetzten Zellen durch elektronisches Übersprechen verursacht worden sind.

4.9 Die Effizienz

Wie bei fast allen Nachweismethoden gib es auch bei dem Nachweis von Photonen mittels TMAE und einer Drahtkammer nicht allein technische Probleme, sondern auch durch die Methode bedingte prinzipielle Grenzen. So müßte z.B. eine Kammer, in der alle Photonen absorbiert werden sollen, unendlich lang sein, da Absorption exponentiell vom Weg abhängt. Bei hinreichend kleiner Absorptionslänge wäre der praktische Unterschied zwischen einer beliebig und einer nur wenige Zentimeter langen Zelle verschwindend gering. Der wesentliche prinzipielle Faktor beim Nachweis von Photonen durch TMAE in einer Drahtkammer ist, daß nur ein Teil der absorbierten Photonen durch Photokonversion ein freies Elektron erzeugt. Das Verhältnis zwischen absorbierten und photokonvertierenden UV-Quanten bezeichnet man als Quanteneffizienz (QE). Genaugenommen ist dieses Verhältnis keine Materialkonstante für TMAE, sondern wegen des verschiedenen chemischen Potentials von TMAE und TMAE-Ionen in Lösungen von der verwendeten Mischung abhängig. Unter der Annahme, daß dieser Effekt nur in flüssigen Lösungen relevante Auswirkungen hat, sei dies nur als Hinweis für die Interpretation von Messungen der Quanteneffizienz gegeben. Da die Quanteneffizienz von TMAE und die anderen die Ausbeute verschlechternden Faktoren getrennt meßbar und mit gewisser Genauigkeit bekannt sind, sollen diese Effekte hier nicht eingehender untersucht werden. Der Gegenstand der Betrachtung soll vielmehr die Frage sein, ob die Zahl der im Experiment gesehenen Photonen der unter Berücksichtigung aller Faktoren erwarteten Zahl entspricht.

Zu diesem Zweck wird die für die Diskriminatorschwelle Null erhaltene Zahl der Photonen (Abb. 4.12) auf die Zahl hochgerechnet, die man ohne geometrische Verluste in der Kammer erhalten hätte.

Da die Konversion der Photonen ein Absorptionsprozess mit endlicher Absorptionslänge λ ist, wird bei endlicher Kammerlänge nur ein Teil der durch die Quanteneffizienz des TMAE gegebenen Konversionen innerhalb der Kammer stattfinden. Dieser Faktor läßt sich unter der Annahme, daß die Kammer vom Anfang an sensitiv ist und der Lichteinfall unter 0° erfolgt, schnell berechnen als ($L =$ Kammerlänge):

$$\int_0^L \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda}} \quad (4.8)$$

Berücksichtigt man zusätzlich, daß die verwendete Kammer erst ab einem Abstand L_0 vom Eintrittsfenster an sensitiv ist und die Photonen in einem Winkel einfallen, so daß am Kammerende nur noch ein um einen Faktor a reduzierter Teil der Rückwand beschienen wird, wird diese Formel zu

$$\int_{L_0}^L \left(\frac{a-1}{L} x + 1 \right) \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{a-1}{L} \int_{L_0}^L x e^{-\frac{x}{\lambda}} dx + \int_{L_0}^L e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \right) \quad (4.9)$$

$$= \frac{1}{\lambda} \left(\frac{a-1}{L} \left([-\lambda x e^{-\frac{x}{\lambda}}]_{L_0}^L - \int_{L_0}^L -\lambda e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \right) + \int_{L_0}^L -\lambda e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \right) \quad (4.10)$$

$$= \frac{1}{\lambda} \left(\frac{a-1}{L} \left([-\lambda x e^{-\frac{x}{\lambda}}]_{L_0}^L - [\lambda^2 e^{-\frac{x}{\lambda}}]_{L_0}^L \right) + \int_{L_0}^L -\lambda e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \right) \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{\lambda} \left[-\frac{a-1}{L} \lambda (x + \lambda) e^{-\frac{x}{\lambda}} - \lambda e^{-\frac{x}{\lambda}} \right]_{L_0}^L \quad (4.12)$$

$$= \left[-\left(\frac{a-1}{L} \left(\frac{x}{\lambda} + 1 \right) + 1 \right) e^{-\frac{x}{\lambda}} \right]_{L_0}^L \quad (4.13)$$

Die in der Formel enthaltene Absorptionslänge läßt sich aus der Konzentration des TMAE und seinem Wirkungsquerschnitt mit Photonen der betrachteten Wellenlänge bestimmen. Der Wechselwirkungsquerschnitt ist z.B. von Anderson [36] auf $\sigma = 38$ Mb bestimmt worden. Die Konzentration des TMAE ergibt sich aus dem Dampfdruck, der über die Clausius-Clapeyron Gleichung (4.14) von der Temperatur abhängt. In einem Zählgas, das zu 100 % mit TMAE gesättigt ist, gilt für

den Partialdruck des TMAE

$$p'_{TMAE,B} = A e^{B \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T_B} \right)} \quad (4.14)$$

wobei T_B die Temperatur des Bubblers und $A = 0,500$ Torr und $B = 6372$ K [37] experimentell bestimmbare Konstanten sind.

Wenn man davon ausgeht, daß das Zählgas, das durch den Bubbler strömt, gesättigt ist, erhält man den Partialdruck des TMAE in der Kammer, indem man obigen Partialdruck noch durch den Faktor, um dem das gesättigte Gemisch im Mischer (s. Abschnitt 4.4) verdünnt wird, teilt. (F_{TMAE} ist der Fluß durch den Bubbler, F der gesamte Gasfluß):

$$p_{TMAE} = \frac{F_{TMAE}}{F} p'_{TMAE} \quad (4.15)$$

Auf Grund der geringen TMAE-Dichte kann man die Formeln für ideale Gase benutzen, um die TMAE-Konzentration aus dem Druck auszurechnen. Daher erhält man für die Konzentration an TMAE-Molekülen in dem Gemisch, das aus dem Bubbler kommt:

$$K_{TMAE} = \frac{p_{TMAE}}{p} \cdot \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{V_{mol}} \quad (4.16)$$

Dabei ist p der Gesamtdruck und V_{mol} das (temperaturabhängige) Molvolumen. Für Normalbedingungen (0°C , 760 Torr) ist das Molvolumen 22,4 l. Für andere Temperaturen läßt es sich leicht aus der allgemeinen Gasgleichung

$$pV = \nu RT \quad (4.17)$$

errechnen. Relevant ist hierbei die Temperatur T_K in der Drahtkammer. Der Gesamtdruck wurde mit 760 Torr approximiert und wird daher nicht weiter berücksichtigt. Damit ergibt sich für die temperaturabhängige Konzentration des TMAE:

$$K_{TMAE} = \frac{p_{TMAE}}{\text{Torr}} \cdot \frac{9,66 \cdot 10^{19} \text{K} \cdot 1}{\text{m}^3 \cdot T} \quad (4.18)$$

Die Absorptionslänge läßt sich aus Konzentration und Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$\lambda = \frac{1}{K \sigma} \quad (4.19)$$

für TMAE also

$$\lambda = 1,035 \text{ mm} \cdot T[\text{K}] \cdot \frac{1}{38 p_{TMAE}[\text{Torr}]} \quad (4.20)$$

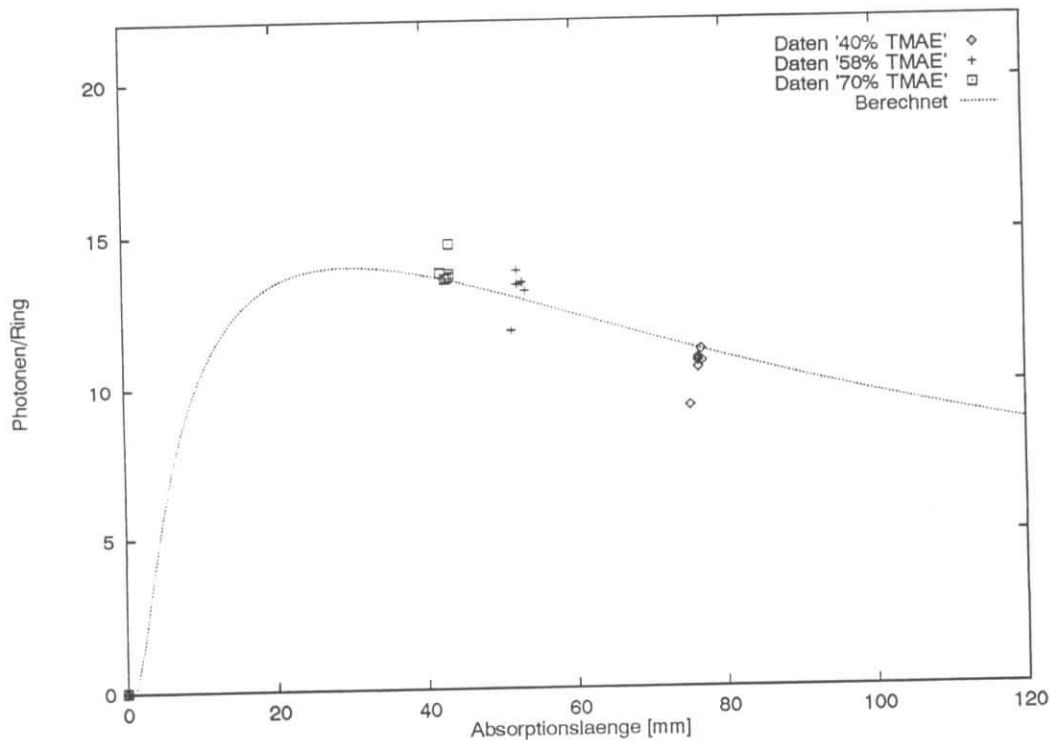


Abbildung 4.17: Anpassung der maximal mit TMAE nachweisbaren Photonen an die Meßwerte unter der Annahme von 6 mm unempfindlichen Raums am Beginn der Kammer und einem mittleren Einfallswinkel von $1,5^\circ$

Mit dieser Absorptionslänge erhält man unter der Annahme, daß der abgeschätzte insensitive Raum am Anfang der Kammer auf 1 mm genau bekannt ist und der Einfallswinkel $1,5^\circ$ beträgt, aus der Anpassung der Funktion an die Daten (Abb. 4.17) [38] eine Zahl von $19,9 \pm 0,5$ maximal mit TMAE detektierbarer Photonen. Um die Zahl der nachweisbaren Photonen, die auf die gesamte Detektorfläche treffen, zu erhalten, muß man weiter berücksichtigen, daß die auf die Stirnseite der Kammerwände und auf die Drahthalterungen aus G10 fallenden Photonen nicht nachgewiesen werden können. Der Anteil der empfindlichen Detektorfläche an der gesamt Detektorfläche beträgt bei einer Kantenlänge von 8 mm und 0,2 mm G10- und Wandstärke $\frac{8,0-7,8}{8,2^2} = 93\%$. Also:

Wenn man die Zahl der gemessenen Photonen auf die Zahl der maximal mit TMAE in einem Čerenkovring nachweisbaren Photonen hochrechnet, erhält man

$$\frac{N_0}{\epsilon} L \sin^2 \theta_c = 21,4 \quad (4.21)$$

Photonen pro Čerenkovring.

Wenn man die Effizienz des Detektors durch N_0 ausdrücken möchte, so erhält man, ausgehend von 11 nachgewiesenen Photonen pro Ring (Abb. 4.12), nach Gl. (4.3)

$$N_0 = 35 \text{ cm}^{-1} \quad (4.22)$$

Diese Zahl muß nun mit der theoretisch erwarteten Zahl von Photonen verglichen werden, um eine Aussage über die Qualität der Kammer machen zu können. Die Zahl der maximal pro Ring nachweisbaren Čerenkovphotonen erhält man aus Gl. (4.1). Die Faktoren Durchlässigkeit, Reflektivität und Quanteneffizienz und ihr Produkt, das integriert wird, sind in Abb. 4.18 dargestellt. Der Faktor ϵ in Gl. (4.1) wurde bereits aus den experimentellen Daten herausgerechnet.

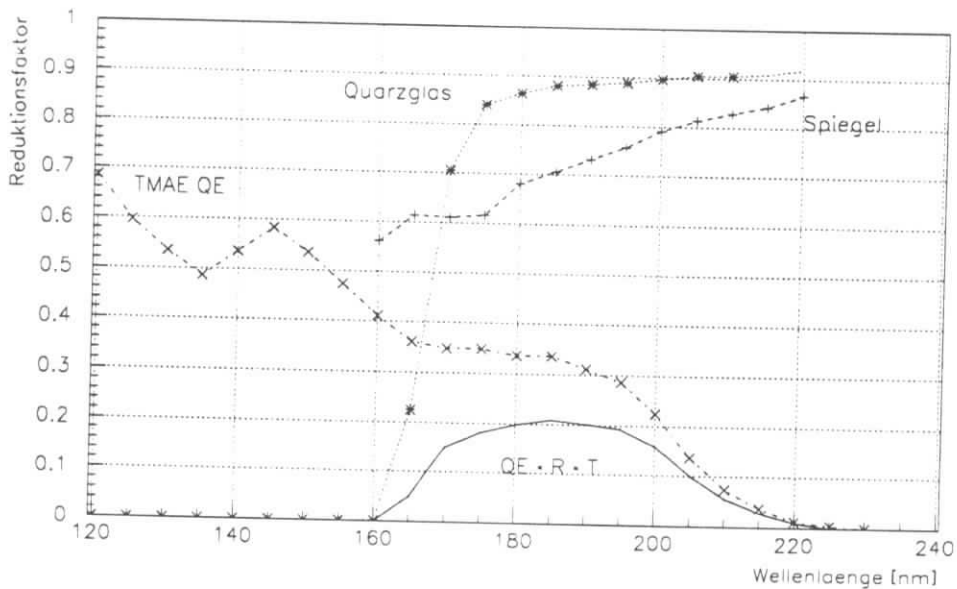


Abbildung 4.18: Wellenlängenabhängige Verlustfaktoren. Eingezeichnet sind die Reflektivität des Spiegel, die Transparenz des Quarzglases (5 mm Suprasil) und die Quanteneffizienz (QE) nach Holroyd [39], sowie die daraus resultierende Kurve (QE · R · T). Für Details siehe Text.

Für die Quanteneffizienz von TMAE wurden die Werte von Holroyd et al. [39] verwendet, die im wesentlichen von Arnold et al. [23] bestätigt wurden. Die Unterschiede dieser Messungen wirkt sich im Ergebnis dieser Abschätzung nur zu wenigen Prozent aus. Die Werte von Séguinot et al. [40] stimmen so gut mit denen von Holroyd et al. überein, daß es unwahrscheinlich erscheint, daß die Messungen

unabhängig voneinander sind, und sollten daher nicht als Bestätigung angesehen werden.

Für den verwendeten Spiegel lagen keine Reflektionswerte für den Bereich unterhalb von 200 nm vor. Der Spiegel wurde später durch einen zweiten ersetzt, der aus einer Serie von bei der Firma Glass Mountain Optics hergestellten Spiegeln stammt. An anderen Spiegeln dieser Serie wurde die Reflektivität gemessen [41]. Die mit dem zweiten Spiegel erhaltenen Ergebnisse glichen den mit dem ersten erhaltenen. Daher ist anzunehmen, daß die Reflektivitäten der Spiegel sich auch gleichen. Deshalb wurde in Abb. 4.18 für die Reflektivität das Mittel von sechs Messungen aus der o.g. Serie genommen. Allerdings weisen die für über 200 nm vorliegenden Werte des verwendeten Spiegels auf einen starken Abfall der Reflektivität zu kleinen Wellenlängen hin. Deshalb kann es sein, daß die tatsächliche Reflektivität kleiner ist.

Die Transparenzwerte für das Quarzglas sind Herstellerangaben [43]. Allerdings sind auch schon geringere Werte gemessen worden [26].

Die Durchsichtigkeit des Radiatorgases (Argon) wurde während der hier benutzten Meßreihen nicht gemessen. Aber spätere Messungen wiesen eine Konstanz auf, die es wahrscheinlich erscheinen läßt, daß die Transparenzwerte mit denen zur Zeit der Meßreihen übereinstimmen. Bei diesen Transparenzmessungen waren auf eine Strecke von 2 m keine Abschwächung des UV-Lichts festzustellen. Deshalb sind in Abb. 4.18 keine Transmissionsverluste durch den Radiator berücksichtigt. Allerdings kann der systematische Fehler bis zu 5 % betragen. Da die Radiatorlänge von 5 m von den Čerenkovphotonen im Mittel anderthalb mal durchquert wird, ist deshalb eine Abschwächung von 17 % noch im Rahmen der Meßgenauigkeit.

Mit diesen Werten ergibt sich aus Gl. (4.1), wenn man das Integral über das Produkt aus Abb. 4.18 einsetzt, für $\beta \simeq 1$ eine Photonenzahl von

$$\frac{N_0}{\epsilon} L \sin^2 \theta_c = 32,5 \quad . \quad (4.23)$$

Das heißt:

Wenn von den nach Gl. (3.5) erzeugten Čerenkovphotonen die Verluste durch Reflektion und Transmission sowie der TMAE-Quanteneffizienz abzieht, erhält man eine Zahl von 32,5 maximal mit TMAE nachweisbaren Photonen pro Čerenkovring.

Im Vergleich zu der gemessenen Zahl von 21,4 Photonen ergibt sich so eine

unerklärter Verlust von $1 - \frac{214}{325} = 34\%$. Im Gegensatz zu der Messung wäre also

$$N_0 = 53 \text{ cm}^{-1} \quad (4.24)$$

zu erwarten gewesen. Für das gemessene ϵ ergibt sich ein Wert von

$$\epsilon = \frac{11}{32,5} \approx 33\% \quad (4.25)$$

Wenn die Absorption im Radiatorgas den maximalen Wert von 17 % beträgt, müßte man annehmen, daß der Verlust bei Reflektion und Quarz-Transmission 20 % größer ist als angenommen. Das ist kein völlig unrealistischer, aber ein recht hoher Wert.

Nicht berücksichtigt wurden in dieser Betrachtung, daß die Abschattung der Zellen durch die G10-Brücke, die die Anodendrähte hält, bei schrägem Lichteinfall größer ist und daß einige Hits nicht durch Photonen, sondern durch elektronisches Übersprechen verursacht wurden. Aber diese Effekte sind beide im Bereich weniger Prozent und haben entgegengesetzte Auswirkung.

Da sowohl die Faktoren, die die tatsächliche Photonenzahl reduzieren, als auch die Verluste durch geometrische Effekte weitgehend verstanden scheinen, ist die Frage zu stellen, ob der hier benutzte Wert für die Quanteneffizienz von TMAE nicht doch zu hoch ist. Dazu ist anzumerken, daß Holroyd et al. [39] die Quanteneffizienz in reinem TMAE-Dampf und nicht in einer Drahtkammer gemessen haben, und Arnold et al. [23] keine Methode zur absoluten Eichung beschrieben haben, so daß nicht klar ist, ob diese überhaupt durchgeführt wurde.

4.10 Die Verstärkungsfaktoren

Unter der Gasverstärkung einer Proportionalkammer versteht man den Prozeß, in dem durch Beschleunigung eines oder einiger weniger Elektronen (Primärelektronen) durch Stoßionisation eine Ladungslawine entsteht. Wenn diese Lawine am Anodendraht ankommt, ist die in ihr enthaltene Ladung die, die mittels eines (ladungsempfindlichen) Verstärkers gemessen werden kann.

Wird als Gasverstärkung ein Zahlenwert angegeben, so handelt es sich um den Faktor, um den die Zahl der Primärelektronen durch die Gasverstärkung insgesamt vervielfacht wird. Da die Gasverstärkung ein statistischer Prozeß ist, kann man nur einen Mittelwert angeben.

Ist die Zahl der Primärelektronen bekannt und kann die Ladung am Anodendraht gemessen werden, so kann die Gasverstärkung direkt experimentell bestimmt werden. Wenn die Zahl der Primärelektronen in der Größenordnung von

ein hundred liegt, besteht das Ladungsspektrum aus einer Glockenkurve, so daß die Verstärkung direkt abgelesen werden kann. Es wäre wünschenswert gewesen, dies z.B. mit einem ^{55}Fe Präparat an der zu untersuchenden Kammer zu tun. Wenn die Kammer mit einer Hochspannung betrieben wird, bei der die Kammer für den Nachweis von Einzelphotonen eingesetzt werden kann, sind die Signale, die bei einer Bestrahlung der Kammer mit Hilfe von ^{55}Fe entstehen, aber zu groß, um deren Größe mit den zur Zeit der Messung vorhandenen Vorverstärkern messen zu können. Deshalb mußte zur Bestimmung der Gasverstärkung in dem interessanten Hochspannungsbereich eine indirekte Methode benutzt werden. Da die Kammer für auch die Verstärkung einzelner Primärelektronen entwickelt wurde, ergibt sich so auch ein realistischeres Bild, bei dem das Ergebnis aber mit größerer Ungenauigkeit behaftet ist.

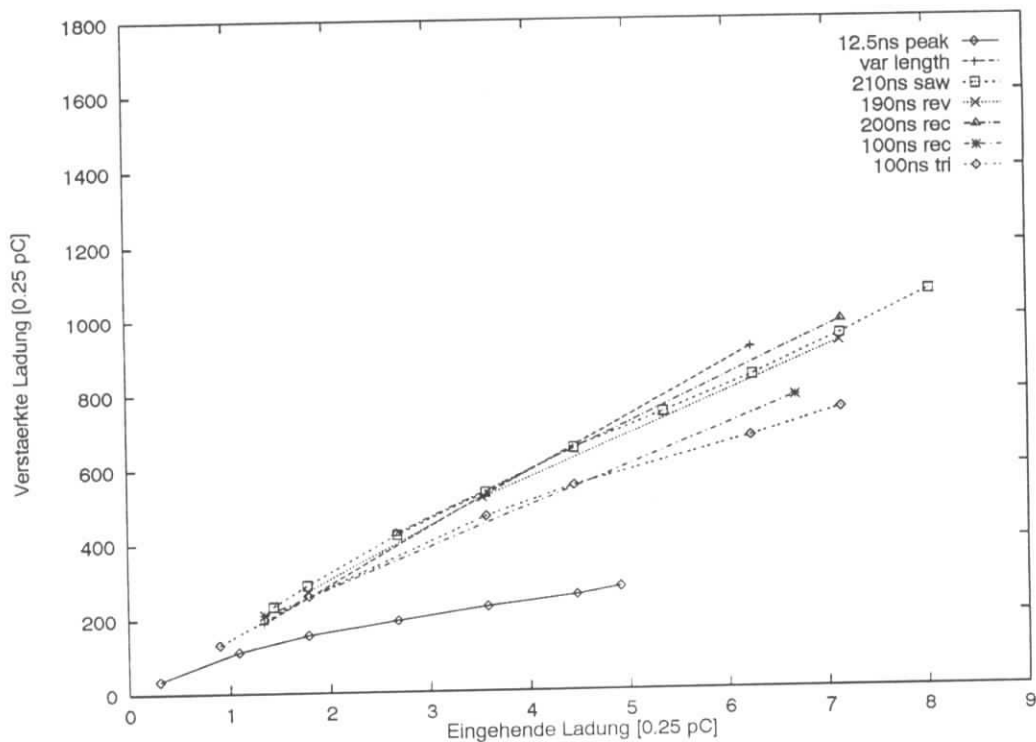


Abbildung 4.19: Experimentelle Bestimmung der Ladungsverstärkung der Elektronik. Gemessen wurde mit gleichbleibenden Formen (peak=Pulsspitze, saw=Sägezahn, rev=Sägezahn mit flacher Anfangsflanke, rec=Rechteck, tri=Dreieck). Die eingehende Ladung wurde meist durch die Pulshöhe variiert und bei einer Meßreihe (var length) durch die Pulslänge bei gleichbleibender Pulshöhe.

Zur Aufnahme der Ladungsspektren stand ein ADC von LeCroy, Modell 2248 zur Verfügung.

Das Ladungsspektrum, das aus der Verstärkung einzelner Elektronen resul-

tiert, läßt sich durch das sogenannte Polyakov-Polynom [44]

$$P(n) = \left(\frac{n}{M} (1 + \theta) \right)^\theta e^{-\frac{n}{M} (1 + \theta)} \quad (4.26)$$

parametrisieren. Der Parameter θ beschreibt den Arbeitsbereich, in dem die Kammer betrieben wird, und M ist die Gasverstärkung. Wenn die Hochspannung so gewählt wird, daß die Kammer im Proportionalbereich arbeitet, gilt ungefähr $\theta = 0$ und die Gleichung wird durch

$$P(n) = e^{-\frac{n}{M}} \quad (4.27)$$

approximiert. In dieser Näherung kann man die Gasverstärkung also durch Anpassung einer Exponentialfunktion bestimmen.

Da die Ladungsverstärkung der Elektronikette unbekannt war, mußte diese erst gemessen werden. Es wurden hierzu verschiedene Testpulse auf den Eingang des Vorverstärkers gelegt und die Ladung des Testpulses zunächst direkt am Puls-generator und anschließend am Ausgang der Verstärkerkette mit dem ADC gemessen. Die Verstärkung erwies sich als abhängig von der Pulsform (Abb. 4.19) und wurde anhand der Messungen auf etwa 120 ± 15 geschätzt. Damit wurde die Gas-

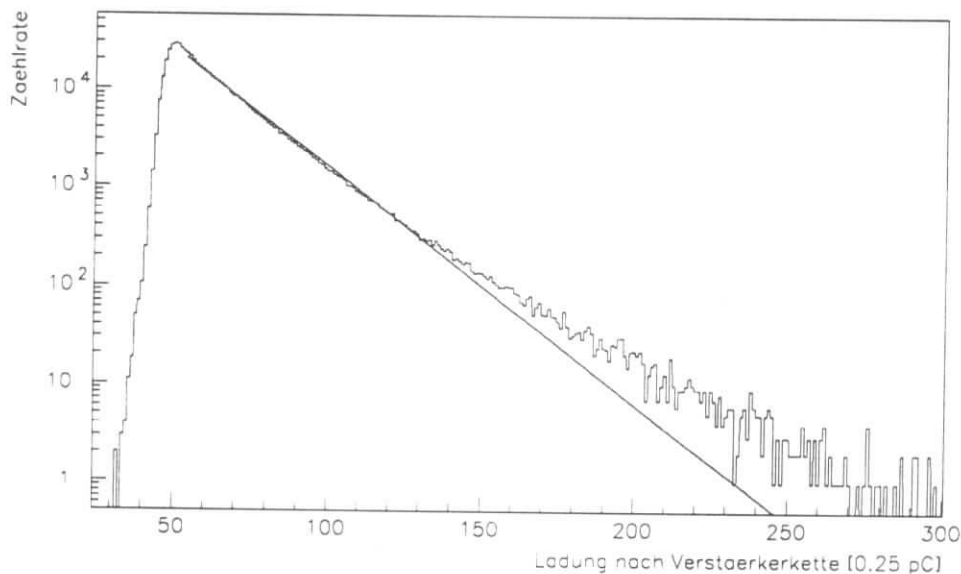


Abbildung 4.20: Pulshöhenspektrum einer Zelle der TMAE-Kammer bei einer Hochspannung von 2400 V, einer Diskriminatorschwelle von 25 mV und einer TMAE Konzentration von 40 % gesättigtem Methan. Das ADC-Gate betrug 516 ns. Die eingezeichnete Gerade entspricht nach Gl. (4.27) einer Gasverstärkung von $2,2 \cdot 10^5$.

verstärkung bei einer Hochspannung von 2400 V und einer TMAE Konzentration

von 40 % gesättigtem zu reinem Methan (Abb. 4.20) auf $2,2 \pm 0,3 \cdot 10^5$ bestimmt. Da die Messung mit vielen Fehlern behaftet ist, wie z.B. die Ungenauigkeit in der elektronischen Verstärkung, und nur an einer einzigen Zelle durchgeführt wurde, sollte diese Zahl aber nur als Anhaltswert angesehen werden.

Da der die Gasverstärkung enthaltende Exponentialfaktor in Pulshöhen- und integriertem Pulshöhenspektrum gleich ist, lassen sich relative Werte der Gasverstärkung aus den Messungen bei verschiedenen Diskriminatorschwellen erhalten. Auf diesem Weg wurden die relativen Werte der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der TMAE-Konzentration für verschiedene Kammer Spannungen bestimmt (Abb. 4.21). Erstaunlicherweise zeigt sich hier eine Korrelation von ab-

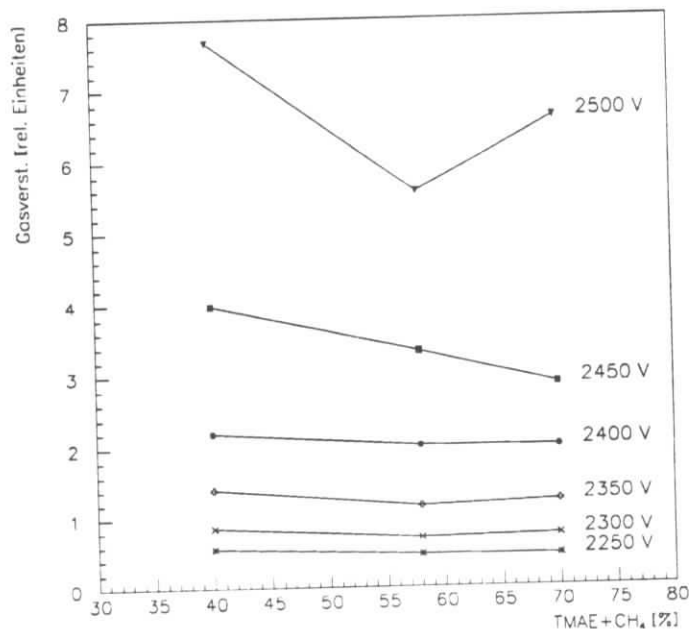


Abbildung 4.21: Gasverstärkung in Abhängigkeit von der TMAE-Konzentration

nehmender Verstärkung bei steigender TMAE-Konzentration. Dies steht im Widerspruch zu bisherigen Messungen, was ein Meßfehler sein könnte, da der Luftdruck bei den Messungen nicht berücksichtigt wurde und die verwendeten Vorverstärker aufgrund einer kurzen Zeitkonstante möglicherweise stärker auf eine Pulsformänderung durch TMAE reagieren als auf die im Puls enthaltene Ladung. Da TMAE eine als Zählgaszusatz noch relativ unerforschte Substanz handelt, ist aber auch das Auftreten eines neuen Effektes nicht auszuschließen.

4.11 Die Zeiten

Die Untersuchung des Zeitspektrums der Kammersignale ist in zweifacher Hinsicht interessant.

Zum einen läßt sich aus der Zeitverteilung abschätzen, wo in der Zelle die Photokonversion stattfindet. Vergleiche zwischen Daten (Abb. 4.22) und Simulation [45] zeigen, daß die in Abschnitt 4.9 implizierte Annahme, daß an den Wänden keine Photokonversion stattfindet, gerechtfertigt ist.

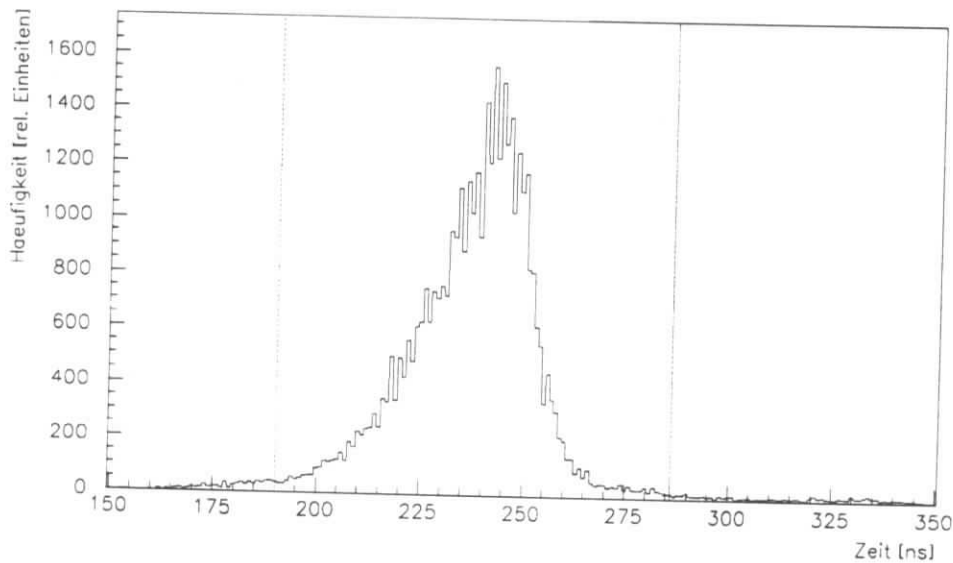


Abbildung 4.22: Zeitverteilung der Signale der TMAE-Kammer

Zum anderen ist die Zeitverteilung wegen der schnellen Bunch-Folge bei HERA-B von großem Interesse. Abb. 4.22 enthält keine absolute Zeit-Messung zwischen Ereignis und Signal, da nur die Breite der Verteilung für die Trennbarkeit der Signale relevant ist. Die in Abb. 4.22 eingezeichneten Grenzen umschließen ein 96 ns langes Intervall. Für einen direkten Vergleich ist in Abb. 4.23 die korrigierte Zahl der Hits in Abhängigkeit vom Radius wie in Abb. 4.11 eingetragen, aber für ein Zeitintervall, das dem eigentlichen Meßintervall von 96 ns folgt und 7,8 mal so lang ist. Das Histogramm enthält also die Photonen, die in den 7,8 dem Meßintervall folgenden 96 ns langen Intervallen im Detektor gemessen wurden. Für HERA-B entspricht dies also der Belastung des Detektors durch ≈ 8 vorhergehenden Ereignisse, da alle 96 ns ein Ereignis gemessen wird. Wenn man die fehlerhafte Untergrundkorrektur in Abb. 4.23 berücksichtigt, erhält man ungefähr ein Verhältnis 0,01 zu 2 (Abb. 4.11) oder 0,5 % von Photonen aus vorherigen Ereignissen zu Photonen aus dem „aktuellen“ Ereignis.

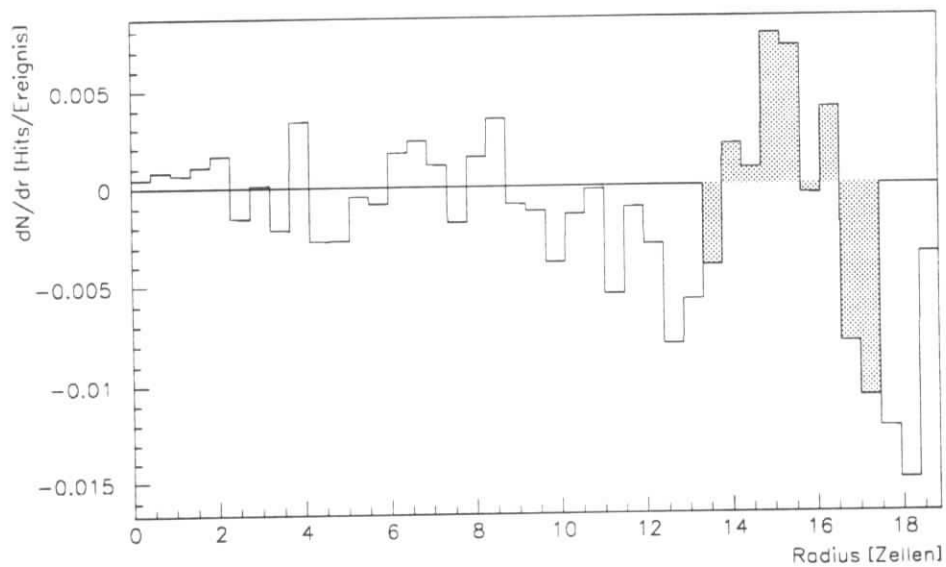


Abbildung 4.23: Abstand der zeitlich versetzten Hits vom Ringmittelpunkt. Auf einen vollen Ring und ein Ereignisses normierte und untergrundkorrigierte gesetzte Zellen, aufgetragen über dem Abstand zum Ringmittelpunkt in dem 748 ns langen Intervall nach dem Meßintervall. Als Beispiel dieselbe Meßreihe wie in Abb. 4.8.

Die Trennung scheint daher problemlos, insbesondere, da für HERA-B Zellen mit 1 mm kleineren Kantenlängen geplant sind.

5 Konsequenzen

Auf Grund der großen Diskrepanz zwischen erwarteter und gemessener Zahl von Photonen wäre es wünschenswert gewesen, die Verlustfaktoren, insbesondere die Spiegelreflektivität, an den verwendeten Komponenten selbst zu messen, um die hier liegenden Unsicherheitsmomente zu eliminieren. Aus Zeitgründen waren diese Messungen bisher nicht möglich, sollten aber bei zukünftigen Untersuchungen durchgeführt werden.

Die o.g. Diskrepanz legt nahe, daß — wie in den Abschätzungen angenommen — an den Kathodenwänden die Photonen fast vollständig ohne Photoeffekt absorbiert werden. Da die Photonen bei HERA-B nicht senkrecht einfallen werden, ist dies zu klären eine wichtige Aufgabe. Ein Experiment mit variierbarem Einfallswinkel der Photonen zur Untersuchung des Einflusses des Materials und der Oberflächenbeschaffenheit der Kammerwände ist in Vorbereitung [33].

5.1 Hochrechnung von Test-RICH auf HERA-B RICH

Die zu erwartende Zahl an Photonen ergibt sich aus Gl. (4.3). Die durch den Parameter ϵ ausgedrückten Verluste in der Nachweiswahrscheinlichkeit lassen sich in die Verluste durch die Elektronik ϵ_{el} und die geometrisch bedingten ϵ_a aufteilen. Damit erhält man

$$N_0 = 370 \text{ cm}^{-1} \epsilon_{el} \epsilon_a \cdot \int QE(E)T(E)R(E)dE \quad . \quad (5.1)$$

Unter der Annahme, daß sich N_0 für Test- und HERA-B RICH im wesentlichen in der Effizienz der Elektronik ϵ_{el} unterscheidet, kann man aus den im Test (T) maximal zu sehenden $N_T/\epsilon_{elT} = 13$ Photonen auf die bei HERA-B (H) zu erwartende Zahl N_H hochrechnen ($\beta = 1$):

$$N_H = \frac{L_H \cdot (1 - 1/n_{C_4F_{10}}^2)}{L_T \cdot (1 - 1/n_{Ar}^2)} \frac{N_T}{\epsilon_{elT}} \epsilon_{elH} \quad (5.2)$$

$$= \frac{2700 \text{ mm} \cdot 3,053 \cdot 10^{-3}}{5000 \text{ mm} \cdot 6,297 \cdot 10^{-4}} \frac{N_T}{\epsilon_{elT}} \epsilon_{elH} \quad (5.3)$$

$$= 2,6 \cdot \frac{N_T}{\epsilon_{elT}} \epsilon_{elH} \quad (5.4)$$

$$= 31 \quad (5.5)$$

Dabei wurde eine Elektronik-Effizienz von $\epsilon_{elH} = 90\%$ angenommen. Da im Design von HERA-B die Photonen nicht nur am Hohlspiegel, sondern auch an einem

zusätzlichen ebenen Spiegel reflektiert werden, muß diese Zahl noch nach unten korrigiert werden. Allerdings ist der im Test-RICH verwendete Hohlspiegel vermutlich von schlechterer Qualität, so daß die bessere Spiegelqualität bei HERA-B den zusätzlichen Spiegel annähernd ausgleichen müßte. Das bei HERA-B verwendete Radiatorgas C_4F_{10} wird im UV-Bereich aber möglicherweise stärker absorbieren, als das Argon im Test-RICH.

Ein Effekt, der in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt ist, ist die Rayleigh-Streuung im Radiatorgas. In Argon ist sie sicherlich unwesentlich, aber in C_4F_{10} kann sie neueren Studien zufolge so stark sein, daß der dadurch verursachte Verlust 15–30 % beträgt.

5.2 Trennungsgenauigkeit bei HERA-B

Da der Zweck des RICH die Identifikation von Kaonen ist, soll hier nun berechnet werden, welche Genauigkeit man dabei erwartet. Die Trennung der Elementarteilchen, insbesondere π und K , voneinander ist nur so gut möglich, wie die Bestimmung der Geschwindigkeit β genau ist. Diese hängt direkt von der Genauigkeit der Kenntnis des Čerenkovwinkels ab. Dessen Messung unterliegt mehreren bekannten, aber nicht zu umgehenden Fehlerquellen:

1. Die durch die Zellengröße begrenzte Ortsauflösung σ_θ^{det} des Photodetektors:

$$\sigma_\beta^{det} = \sigma_\theta^{det} \frac{1}{n} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \quad (5.6)$$

$$= \sigma_\theta^{det} n \sin \theta \quad \text{für } \beta = 1 \quad (5.7)$$

$$= \frac{a}{n^2 f \sqrt{12}} \sqrt{n^2 - 1} \quad (5.8)$$

$$= 2,08 \cdot 10^{-5} \quad (5.9)$$

2. Die Abhängigkeit des Čerenkovwinkels von der Energie des abgestrahlten Photons (Dispersion)

$$\sigma_\beta^{dis} = \frac{d\beta}{dE} \sigma_E \quad (5.10)$$

$$= \frac{\beta}{n} \frac{dn}{dE} \sigma_E \quad (5.11)$$

$$\leq 5,3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^{-1} \sigma_E = 2,31 \cdot 10^{-5} \quad , \quad (5.12)$$

wobei σ_E die rms Breite des Energiespektrums der detektierten Photonen¹³ ist und $\beta = 1$ gesetzt wurde.

¹³Hier wurde der für den Test-RICH (ohne Berücksichtigung des Spiegels) errechnete Wert 0,435 eingesetzt — Der Wert des HERA-B RICH dürfte dem sehr nahe kommen.

3. Die theoretischen Abbildungsfehler des Hohlspiegels (Sphärische Aberration)

$$\sigma_{\beta}^{S.A.} = \sigma_{\theta}^{S.A.} \frac{d\beta}{d\theta} \quad (5.13)$$

$$= \sigma_{\theta}^{S.A.} \beta \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (5.14)$$

$$\leq 0,91 \cdot 10^{-5} \quad (5.15)$$

mit $\sigma_{\theta}^{S.A.} = 1,64 \cdot 10^{-4}$ [46].

4. Die Abbildungsfehler durch Abweichen des realen Spiegels von der optimalen Form

$$\sigma_{\beta}^{Spiegel} = 0,79 \cdot 10^{-5} \quad , \quad (5.16)$$

unter der Annahme, daß dieser Fehler vergleichbar mit dem des OMEGA Detektors [47] ist.

5. Die Abbildungsfehler durch fehlerhaftes Ausrichten der einzelnen Spiegel, aus denen sich der gesamte Hohlspiegel zusammensetzt

$$\sigma_{\beta}^{Ausr} = 0,93 \cdot 10^{-5} \quad , \quad (5.17)$$

ebenfalls in der Erwartung, die Werte des OMEGA RICH erreichen zu können.

6. Die Unkenntnis der genauen Spurparameter des Teilchen, deren resultierender Fehler

$$\sigma_{\beta}^{Spur} = 0,28 \cdot 10^{-5} \sqrt{1 + (20 \text{ GeV}/p)^2} \quad (5.18)$$

ist [14]. Der durch die Annahme

$$p \gg 20 \text{ GeV} \quad (5.19)$$

$$\Rightarrow \sigma_{\beta}^{Spur} = 0,28 \cdot 10^{-5} \quad (5.20)$$

gemachte Abschätzungsfehler wirkt sich für $p > 40 \text{ GeV}$ in der Endsumme (s.u.) nur mit 0,1 % aus.

Wenn man diese Fehler quadratisch addiert, ergibt sich so für hochenergetische Teilchen ein Fehler von

$$\sigma_{\beta} = 3,47 \cdot 10^{-5} \quad (5.21)$$

Bei einer angenommenen Anzahl von $N = 31$ Photonen ergäbe sich somit für eine untergrundfreie Messung eine Genauigkeit von

$$\sigma_{\beta}^N = \frac{\sigma_{\beta}}{\sqrt{N}} \quad (5.22)$$

$$= 6,24 \cdot 10^{-6} \quad (5.23)$$

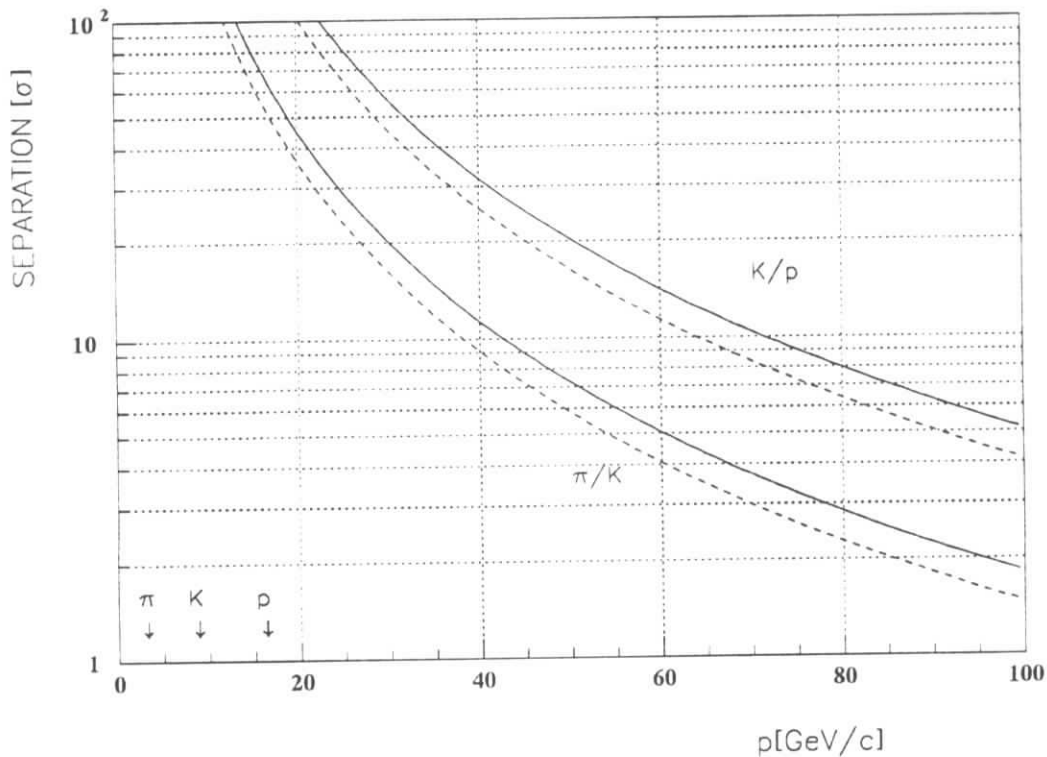


Abbildung 5.1: Trenngenaugigkeit des HERA-B RICH ohne Berücksichtigung von Untergrund und Überlagerung mehrerer Ringe in Einheiten von σ . Durchgezogenen Linie für 31 Photonen und gestrichelte für 20 Photonen pro Čerenkovring.

Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, ist die Zahl von 31 Photonen aber vermutlich wegen der Rayleigh-Streuung nach unten zu korrigieren. Die sich daraus ergebende Genauigkeit in der Trennung von π und K sind in Abb. 5.1 für 31 und 20 Photonen pro Čerenkovring dargestellt. Damit ist eine 3σ -Identifikation von Kaonen bei pionischem Untergrund für einzelne Teilchen bis 60 bzw. 75 GeV möglich. In Abb. 5.2 ist das zu erwartende Impulsspektrum für die zum Flavor-Tagging benutzten K zu sehen. Die Verteilung entspricht ab etwa 10 GeV ungefähr der Funktion $\exp(-0,05 p/\text{GeV})$. Damit liegen über 90% der Kaonen im Bereich guter π/K -Trennung. Bei der gleichzeitigen Messung mehrerer Teilchen und zusätzlichem Untergrund, ist die Zahl der Photonen nicht nur hinsichtlich der Verbesserung der Auflösung durch erhöhte Statistik relevant, sondern auch im Hinblick auf das Verhältnis von Signal zu Untergrund.

Da der RICH „nur“ für die Unterscheidung von Pionen und Kaonen eingesetzt werden soll, ist eine vollständige Mustererkennung zur genauen Bestimmung der Lage und Größe der Čerenkovringe nicht notwendig. Man kann vielmehr aus dem

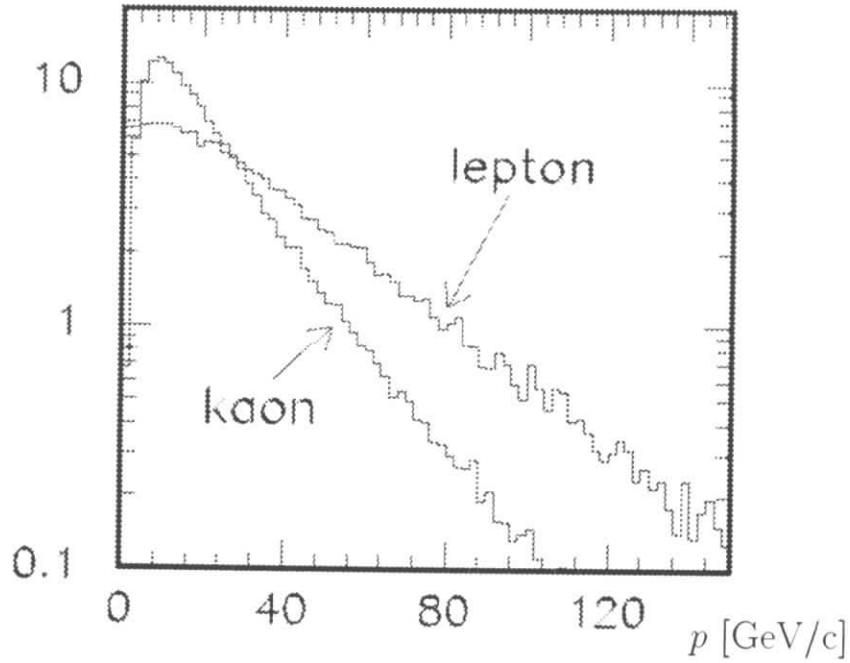


Abbildung 5.2: Erwartete Impulsspektren der zum Taggen des B -Flavors verwendeten Kaonen und Leptonen aus [14].

aus der Bahnkrümmung im Magneten bekannten Impuls den zu erwartenden Čerenkovradius im Falle eines Kaons und im Falle eines Pions berechnen und die Zahl der gemessenen Photonen in den entsprechenden Bereichen des Photodetektors miteinander vergleichen.

Um die Trenngenauigkeit für mehrere gleichzeitige Teilchen abzuschätzen, sollen hier der Untergrund und die Ringe von anderen Teilchen durch einen isotropen Untergrund genähert werden. Als Meßwert betrachtet man die Differenz der Zahl der Hits für die Kaon- und die Pionhypothese:

$$N = N_K - N_\pi \quad . \quad (5.24)$$

Sowohl N_K wie N_π enthalten eine Anzahl von durch Untergrund verursachten Hits N_{bgr} . Wenn man für π und K die gleiche Zahl der erzeugten Čerenkovphotonen $N_{\check{C}}$ annimmt, dann ist im Falle eines gemessenen Kaons im Mittel $N_K = N_{\check{C}} + N_{bgr}$ und $N_\pi = N_{bgr}$ und damit $N = +N_{\check{C}}$. Im Falle eines gemessenen Pions ist es umgekehrt, und man erhält $N = -N_{\check{C}}$. Damit handelt es sich bei

$$N > 0 \quad \text{um ein} \quad K \quad (5.25)$$

$$N < 0 \quad \text{um ein} \quad \pi \quad (5.26)$$

$$\text{mit} \quad \overline{\Delta N} = 2N_{\check{C}} \quad (5.27)$$

wobei der mittlere Abstand $\overline{\Delta N}$ der Meßwerte für K und π die Signalgröße ist, die mit der (statistischen) Meßungenauigkeit verglichen werden muß. Während sich der Untergrund im Mittel in der Messung heraushebt, trägt er u.U. erheblich zum Meßfehler bei. Wenn man Gl. (5.24) folgendermaßen umschreibt:

$$N = \pm N_{\check{C}} + N_{bgr} - N_{bgr} \quad (5.28)$$

erhält man unter Annahme einer Poisson-Verteilung einen statistischen Fehler von

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_{\check{C}}^2 + 2\sigma_{bgr}^2} \quad (5.29)$$

$$= \sqrt{N_{\check{C}} + 2N_{bgr}} \quad (5.30)$$

Um möglichst alle Čerenkovphotonen mitzuzählen, sollte der Radius in einer Breite von $\pm 2\sigma_R$ abgesucht werden. Mit

$$\sigma_R = \sigma_\beta \left| \frac{dR}{d\beta} \right| \quad (5.31)$$

$$= \sigma_\beta \left| \frac{dR}{d\theta_c} \frac{d\theta_c}{d\beta} \right| \quad (5.32)$$

$$\approx \sigma_\beta \left| \frac{f}{\theta_c} \right| \quad (5.33)$$

ergibt sich für eine Brennweite von $f = 5,75$ m und σ_β aus (5.21) eine Fläche von

$$A_{\pm 2\sigma} \approx 2\pi R \cdot 4\sigma_R \quad (5.34)$$

$$\approx 8\pi f \theta_c \frac{f}{\theta_c} \sigma_\beta \quad (5.35)$$

$$= 8\pi f^2 \sigma_\beta \quad (5.36)$$

$$= 450 \cdot 8 \times 8 \text{ mm}^2. \quad (5.37)$$

Bei einer Untergrundbelastung von 20 %, die MC-Studien zufolge bei HERA-B auftreten kann, ist also $N_{bgr} = 90$ und mit $N_{\check{C}} = 20$ ist

$$\frac{\Delta N}{\sigma_N} = \frac{2 \cdot 20}{\sqrt{20 + 2 \cdot 90}} \quad (5.38)$$

$$= 2,8. \quad (5.39)$$

Dieser Wert sollte für ein signifikantes Signal nicht wesentlich unterschritten werden.

5.3 Ausblick

Die Messungen haben gezeigt, daß die realistisch zu erwartende Photonenzahl für die K -Identifikation ausreicht. Sollten die in dieser Abschätzung nicht enthaltenen Verluste durch Rayleigh-Streuung jedoch so stark sein wie befürchtet, dann beträgt die Zahl der erwarteten Photonen die für die Mustererkennung nötigen 20. Somit bestünde keine Reserve für weitere unvorhergesehene Verluste.

Ein weiteres den Photodetektor betreffendes Leistungsmerkmal ist die Betriebsdauer der Kammer, bis sich signifikante Verluste in der Nachweiswahrscheinlichkeit bemerkbar machen. Zu dieser Problematik werden derzeit Experimente durchgeführt [48].

6 Zusammenfassung

Es wurde an einem Elektronen-Teststrahl ein RICH mit 5 m Radiatorlänge und Argon als Radiatorgas aufgebaut. An diesem wurde u.a. ein Photodetektor getestet, der aus einem Array von Eindrahtproportionalkammern besteht. Der Zellenquerschnitt betrug $8 \times 8 \text{ mm}^2$ bei einer Länge von 100 mm bei einer Wandstärke von 0,2 mm.

Die Lichtempfindlichkeit wurde durch den Zusatz von TMAE zu dem als Zählgas verwendeten Methan erreicht. Sowohl der Bubbler, durch den das TMAE dem Zählgas beigesetzt wurde, als auch die Drahtkammer wurden bei Raumtemperatur betrieben. Die Kondensation des TMAE in der Kammer wurde verhindert, indem das (gesättigte) TMAE/Zählgas Gemisch mit reinem Zählgas verdünnt wurde. Das Mischungsverhältnis sowie die Kammerhochspannung wurde bei verschiedenen Meßreihen variiert. Die gemessene Gasverstärkung lag im Bereich von $0,5 - 8 \cdot 10^5$, wobei ein exponentielles Pulshöhenspektrum angenommen wurde.

Die Zahl der nachgewiesenen Photonen pro Čerenkovring lag nach einer Untergrundkorrektur bei eins bis zwölf; die geringen Werte wurden bei niedrigen Kammerhochspannungen und hohen Diskriminatorschwellen gemessen. Als reproduzierbarer Wert bei stabilem Kammerbetrieb können elf Photonen pro Čerenkovring angenommen werden.

Ausgehend von der Formel (4.3) (N_0 : Detektor Response Parameter, L : Länge des Radiators, R, T, QE : Reflektivität, Transmission und Quanteneffizienz)

$$N = N_0 L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$
$$N_0 = \frac{370}{\text{eV} \cdot \text{cm}} \epsilon \int R(E) \cdot T(E) \cdot QE(E) dE$$

erwartet man auf Grund der Abschätzung (ϵ : Geometrische und Elektronische Verluste)

$$\epsilon = 51 \% \quad N_0 = 53 \text{ cm}^{-1} \quad (6.1)$$

$N = 17$ Photonen pro Ring. Aus der gesehenen Zahl von $N = 11$ Photonen ergeben sich die Werte

$$N_0 = 35 \text{ cm}^{-1} \quad \epsilon = 33 \% \quad (6.2)$$

Die Diskrepanz ist vielleicht auf eine Fehleinschätzung der Verluste durch Reflektion und Transmission zurückzuführen, aber auch ein Fehler in dem benutzten Wert für die Quanteneffizienz könnte die (oder eine) Ursache sein.

Ein Vergleich mit Simulationen zeigte, daß etwa 2% der Photonsignale aus statistisch nicht erklärbaren Mehrfachhits (mehrere benachbarte Zellen, die bei einem Ereignis angesprochen hatten) stammten. Die wahrscheinlichste Erklärung ist ein Übersprechen der elektronischen Signale auf Nachbarkanäle in den Vorverstärkern.

Die Signale lagen zeitlich fast vollständig in einem 96 ns langen Intervall, welches bei HERA-B durch den Bunch-Abstand von HERA vorgegeben ist. Die Betrachtung von Signalen in den dem Teilchendurchgang folgenden Zeitintervallen ergab eine Belastung von 0,5% (relativ zu den „aktuellen“ Signalen) durch die 8 vorhergehenden Ereignisse bei einer konstanten Ereignisrate von 1/96 ns.

Den aus den Čerenkovphotonen stammenden Signalen war ein offensichtlich korrelierter, scheinbar von einzelnen Primärelektronen stammender, aber von TMAE unabhängiger Untergrund überlagert, der letztendlich nicht erklärt werden konnte.

Ein Photodetektor gleicher Effizienz würde bei dem RICH von HERA-B pro Čerenkovring etwa 30 Photonen sehen. Diese Zahl berücksichtigt aber nicht mögliche Verluste durch Rayleigh-Streuung.

Für ein einzelnes Photon ergibt sich beim HERA-B RICH eine Genauigkeit in der Geschwindigkeitsbestimmung von $\sigma_\beta = 3,47 \cdot 10^{-5}$, die von den Fehlern durch die Zellengröße des Photodetektors und der Dispersion des Radiatorgases dominiert wird.

Die Genauigkeit für einen Ring hängt von der Zahl der nachgewiesenen Photonen und von der Belastung durch den Untergrund (inklusive anderen Ringen) ab. Im Falle von 31 Photonen pro Čerenkovring würde dies eine 3σ Trennung von π und K bis zu 75 GeV für einzelne Spuren ermöglichen. Damit wären bei HERA-B 90% aller aus dem für das Flavor-Tagging benutzte B -Zerfall stammenden Kaonen im Bereich der 3σ -Trennung. Studien der Mustererkennung in der HERA-B Umgebung fordern eine Mindestzahl von 20 Photonen pro Ring.

Nicht geklärt wurden in dieser Arbeit die Fragen, wie lange eine solche Kammer in der HERA-B Umgebung tatsächlich arbeitsfähig bliebe und wie sich die Rayleigh-Streuung und ein größerer Einfallswinkel der Čerenkovphotonen auf die Effizienz der Kammer auswirkte.

7 Anhang

7.1 Untergrund durch Szintillation

Das durch Szintillation entstandene Licht kommt über zwei Wege zu dem Photondetektor: Direkt und über den Hohlspiegel. Das direkt einfallende Szintillationslicht hat eine Verteilung symmetrisch um das Strahleintrittsfenster, das gespiegelt einfallende Licht ist symmetrisch um den Mittelpunkt der Čerenkovringe. Für die folgende Abschätzung nehmen wir an, daß das Szintillationslicht isotrop abgestrahlt wird. Es sei

I_0 die Intensität des abgestrahlten Szintillationslichtes pro Weglänge des Teilchens,

α der Winkel zwischen Teilchenspur und Szintillationslicht. Für gespiegeltes Licht ist $\alpha = 0$ in Strahlrichtung, für direktes Licht gegen die Strahlrichtung,

R der Radius des verwendeten Hohlspiegels,

r_C der Abstand des auf den Detektor einfallenden Szintillationsphotons vom Mittelpunkt der Čerenkovringe,

r_S der Abstand des auf den Detektor einfallenden Szintillationsphotons von der Mitte des Strahleintrittsfensters,

x die Position des Teilchens auf seiner Spur ($x = 0$ am Strahleintrittsfenster) und

L die Länge des Radiators = Abstand Spiegel – Detektor.

Licht, das in Flugrichtung im Winkel α abgestrahlt wird, trifft nur für

$$L - x < \frac{R}{\tan \alpha} \quad (7.1)$$

auf den Spiegel. Im Spiegelzentrum kann der Spiegel als ebener Spiegel approximiert werden. Szintillationslicht, das dort reflektiert, wird in einem Winkel α' zu der Verbindungsgeraden Spiegelmittelpunkt – Čerenkovringmittelpunkt abgestrahlt, der gleich dem Winkel α ist. Daher trifft es im Abstand

$$r_C = L \tan \alpha \quad (7.2)$$

vom Ringmittelpunkt auf den Detektor. Unabhängig von seinem Reflektionsort trifft Licht, das im selben Winkel α abgestrahlt und vom Spiegel reflektiert wird,

bei demselben Abstand $r_{\check{c}}$ vom Ringmittelpunkt auf den Detektor auf, da dieser sich in der Brennebene des Spiegels befindet. Daher gilt die Formel (7.2) allgemein. Da die Zahl der Photonen pro Raumwinkel nach Annahme konstant ist, ist die Zahl der Photonen pro Wegstrecke, die im Winkel α abgestrahlt werden,

$$dN = \frac{I_0 dx}{4\pi} 2\pi \sin \alpha d\alpha \quad (7.3)$$

$$= \frac{I_0 dx}{2} \frac{r}{\sqrt{L^2 + r_{\check{c}}^2}} \frac{L}{L^2 + r_{\check{c}}^2} dr_{\check{c}} \quad (7.4)$$

Die Wegstrecke, auf der dieses Licht auf den Spiegel fällt, ist

$$\text{Min} \left(\frac{R}{\tan \alpha}, L \right). \quad (7.5)$$

Die Gesamtzahl der Photonen muß am Detektor über den Kreis mit Radius $r_{\check{c}}$ verteilt werden. Daher reduziert sich die Intensität um den Faktor $1/(2\pi r_{\check{c}})$. Damit ergibt sich für die Intensität I_r des reflektierten Szintillationslichtes auf dem Detektor mit $\tan \alpha = r_{\check{c}}/L$ und $\sin \alpha = r_{\check{c}}/\sqrt{L^2 + r_{\check{c}}^2}$:

$$I_r(r_{\check{c}}) = \frac{I_0}{2} \frac{r_{\check{c}}}{\sqrt{L^2 + r_{\check{c}}^2}} \frac{L}{L^2 + r_{\check{c}}^2} \frac{1}{2\pi r_{\check{c}}} \text{Min} \left(\frac{RL}{r_{\check{c}}}, L \right) \quad (7.6)$$

$$= \frac{I_0}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{L^2 + r_{\check{c}}^2}} \frac{L}{L^2 + r_{\check{c}}^2} \text{Min} \left(\frac{RL}{r_{\check{c}}}, L \right). \quad (7.7)$$

Für 3 GeV Elektronen erwartet man im Intervall 160...220 nm etwa $I_0 = 0,4$ durch Szintillation emittierte Photonen [49]. Für diesen Wert, eine Radiatorlänge von 5 m und ein Spiegelradius von 30 cm ist die obige Funktion in Abb. 7.1 gezeigt.

Für das Licht, das direkt auf den Photodetektor fällt, gilt zunächst der $1/r^2$ -Abfall der Intensität, man muß also für einen Ort auf der Photodetektorebene über die Spur des Teilchens integrieren. Der schräge Lichteinfall erniedrigt die Intensität um einen Faktor $\cos \alpha = x/\sqrt{r_S^2 + x^2}$. Damit erhält man durch direktes Szintillationslicht eine Intensität I_d von

$$I_d(r_S) = \int_0^L \frac{I_0}{4\pi} \frac{1}{r_S^2 + x^2} \frac{x}{\sqrt{r_S^2 + x^2}} dx \quad (7.8)$$

Der Wert dieses Integrals ist in Abb. 7.2 gezeigt. Der Anteil des Szintillationslichtes, der im Photodetektor zu meßbarer Photoionisation führen kann, ist aber geringer, da nur ein Teil des Lichtes im sensitiven Bereich der Kammerzellen

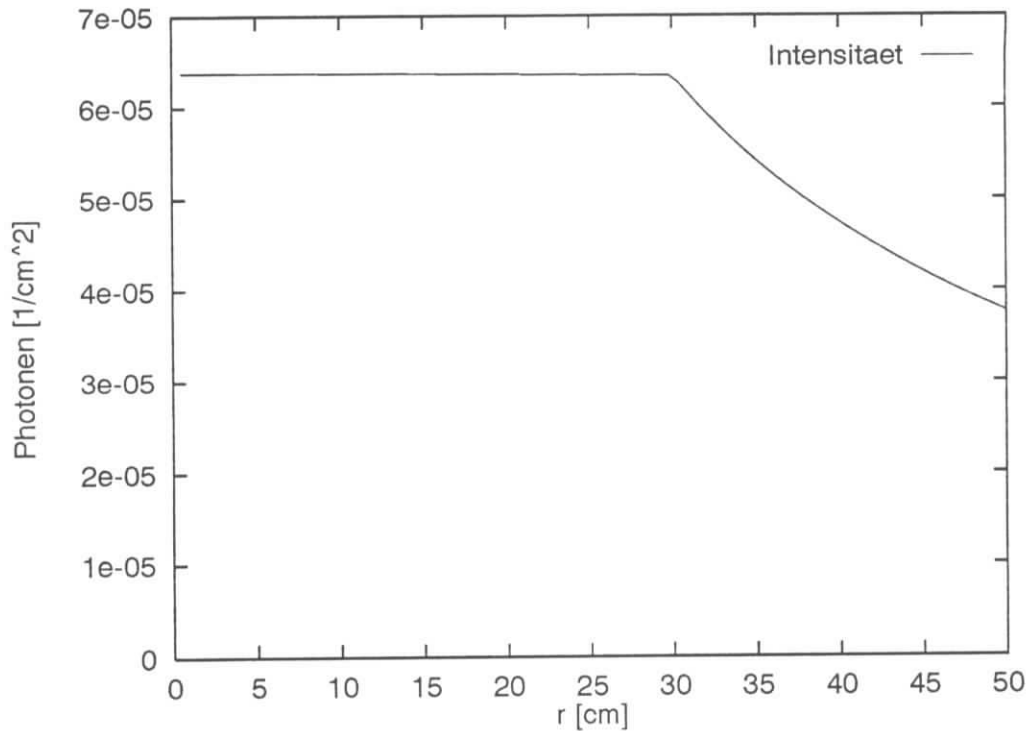


Abbildung 7.1: Die durch Szintillation verursachte Belastung des Photodetektors $I_r(r)$ in Photonen/Fläche durch das vom Spiegel reflektierte Szintillationslicht. r ist der Abstand vom Mittelpunkt des Čerenkovrings.

vom TMAE absorbiert wird. Da das vom Szintillationslicht beschienene Volumen vom Winkel des einfallenden Lichtes abhängt, ist auch die Verteilung der Detektorbelastung I'_d eine andere. Da die genaue Berechnung der Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit recht komplex ist (s. Abschn. 4.9) und eine grobe Näherung hier ausreicht, wird der Anteil nachgewiesenen Lichts bei senkrechtem Einfall als 100% angenommen und für schrägen Einfall mit dem beschienenen Volumen gewichtet (s. Abb. 7.3). Bei einer Kammertiefe l und einer Zellenbreite b ergibt sich so:

$$I'_d(r_S) = \int_0^L \frac{I_0}{4\pi} \frac{1}{r_S^2 + x^2} \frac{x}{\sqrt{r_S^2 + x^2}} \frac{\text{Min}\left(\frac{1}{2}b \cdot b/rx, l\left(b - \frac{1}{2}\frac{l}{x}r\right)\right)}{(lb)} dx \quad (7.9)$$

Für die im Prototyp verwendeten Maße $b = 8$ mm und $l = 100$ mm ist das Ergebnis der Integration in Abb. 7.4 zu sehen.

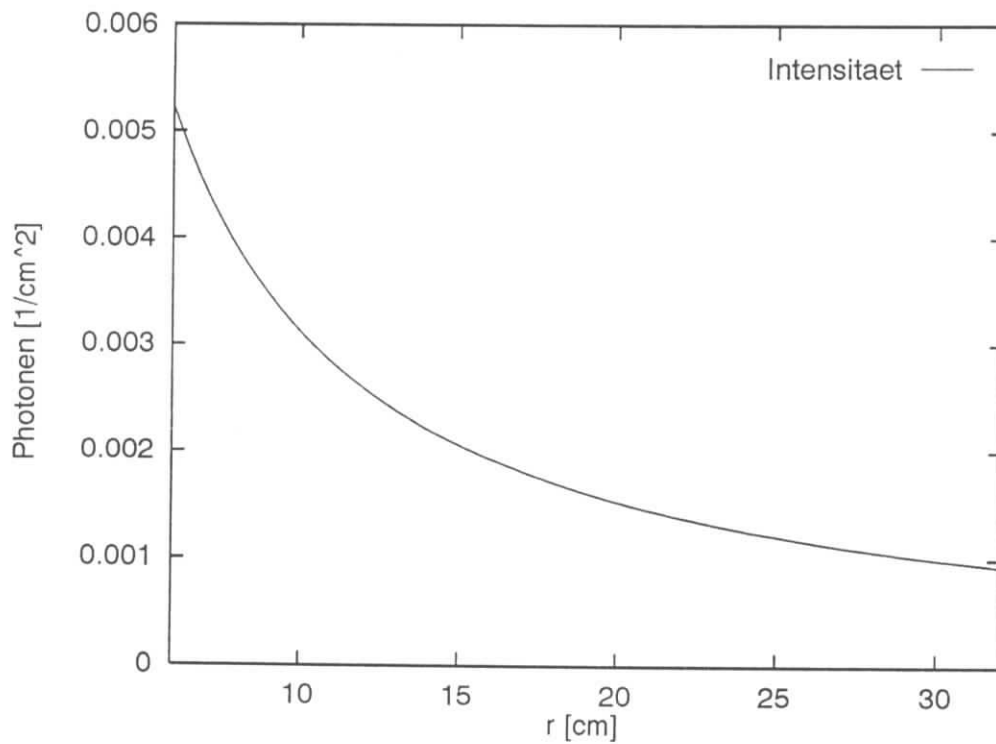


Abbildung 7.2: Die durch Szintillation verursachte Belastung des Photodetektors $I_d(r)$ in Photonen pro Fläche durch das direkte Szintillationslicht. r ist der Abstand von der Spur des Elektrons in der Detektorebene.

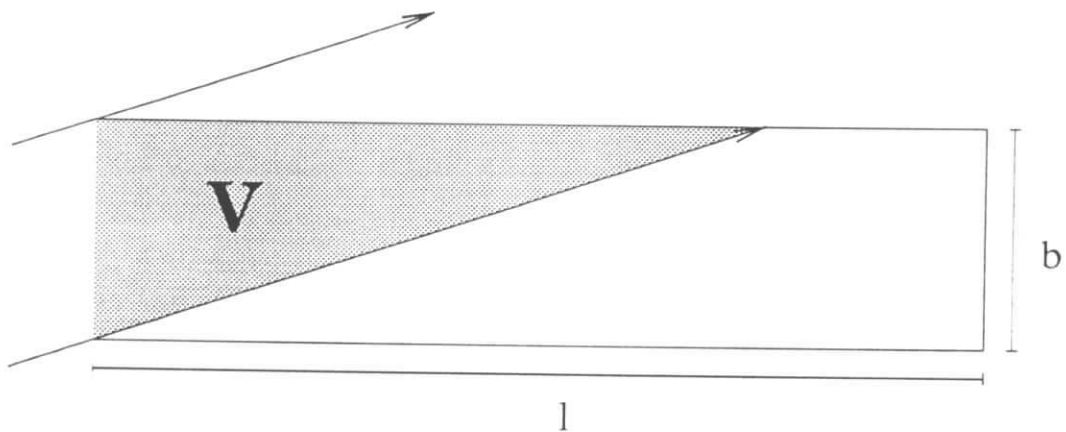


Abbildung 7.3: Skizze für die Näherung der Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit durch Gewichtung mit dem Volumen V (s. Text).

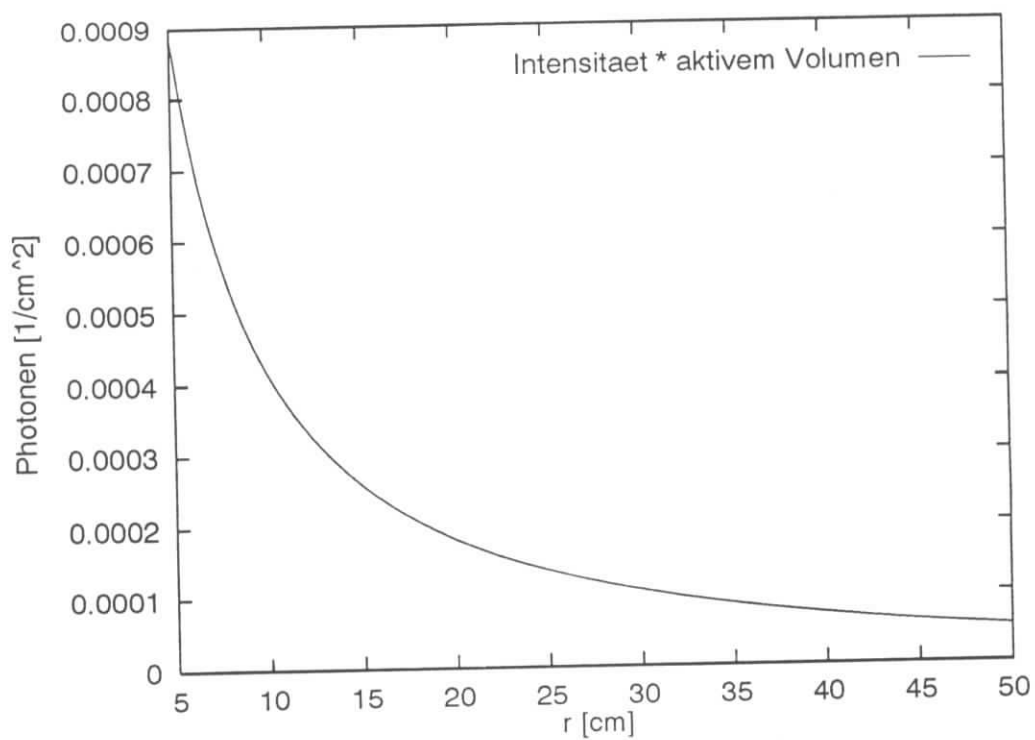


Abbildung 7.4: Die durch Szintillation verursachte Belastung des Photodetektors $I'_d(r)$ in Photonen pro Fläche durch das direkte Szintillationslicht unter Gewichtung des Einfallswinkels durch das aktive Kammervolumen. r ist der Abstand von der Spur des Elektrons in der Detektorebene.

Literatur

- [1] I.I.Y. Bigi et al., in C. Jarlskog (ed.): *CP violation: Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, Vol. 3, 175, World Scientific, Singapore (1989)
- [2] J. Séguinot, T. Ypsilantis, *Photo-Ionization and Cherenkov Ring Imaging*, Nucl. Instr. Meth. **142** (1977) 377-391
- [3] T. Ypsilantis, J. Séguinot, *Theory of ring imaging Cherenkov counters*, Nucl. Instr. Meth. **A 343** (1994) 30-51
- [4] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945
- [5] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652-657
Auch in:
Lichtenberg, D. B.(Ed.), Rosen, S. P. (Ed.), *Developments In The Quark Theory Of Hadrons*, Vol. 1, 218-223.
- [6] By N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays* Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531 - 532
Auch in:
Fifty years of weak-interaction physics Bologna 1984, Proceedings, 648-649.
- [7] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, (1984)
- [8] A. Cohen, D. Kaplan, A. Nelson. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993) 27; Preprint UCSD-PTH-93-02, BUHEP-93-4 (1993).
- [9] N. Turok. in: *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.Kane (World Scientific, Singapore, 1992) p.300.
- [10] H. Albrecht et al., ARGUS Collaboration, Z. Physik **C55** (1992) 357
M. Artuso et al., CLEO Collaboration, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1680
- [11] J. L. Rosner, *The Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix*, in: S. Stone (Ed.), *B Decays*, World Scientific Publishing Co., Singapore (1992)
- [12] H. Albrecht et al., *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Letter of Intent, **DESY-PRC 92/04** (1992)

- [13] H. Albrecht et al., *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Progress Report, **DESY-PRC 93/04** (1994)
- [14] T. Lohse et al., *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Proposal, **DESY-PRC 94/02** (1994)
- [15] E. Hartouni et al., *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Design Report, **DESY-PRC 95/01** (1995)
- [16] ARGUS Collaboration (H. Albrecht et al.), *ARGUS: A Universal Detector at DORIS-II*, Nucl. Instr. Meth **A275** (1989) 1-48 und **DESY-88-080** (88, rec. jun.) 117p.
- [17] Donald H. Perkins *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley, Third Ed. 1987
- [18] R. H. Dicke, *Čerenkov Radiation Counter*, Phys. Rev. **71** (1947) 737
- [19] I. A. Getting, *A Proposed Detector for High Energy Electrons and Mesons*, Phys. Rev. **71** (1947) 123
- [20] A. Roberts, *A New Type of Čerenkovdetector for the accurate Measurement of particle velocity and direction*, Nucl. Instr. Meth. **9** (1960) 55
- [21] G. Charpak, S. Majewski, G. Melchart, F. Sauli, T. Ypsilantis, *Detection of Far-Ultraviolet Photons with the Multistep Avalanche Chamber. Application to Čerenkov Light Imaging and to some Problems in High Energy Physics*, Nucl. Instr. Meth. **164** (1979) 419
- [22] G. Lenzen et al. *Use of the Fluorocarbon Radiators in the DELPHI RICH Detectors*, Nucl. Instr. Meth. **A 343**(1994) 268-272
- [23] R. Arnold, Y. Giomataris, J. L. Guyonnet, A. Racz, J. Séguinot, T. Ypsilantis, *A Fast-Cathode Pad-Photon Detector for Cherenkov Ring Imaging*, Nucl. Instr. Meth. **A314**(1992) 465-494
- [24] H. Ehrlichmann, *Entwicklung einer Vieldraht-Proportionalkammer für den Cherenkov-Licht-Nachweis in einem RICH Zähler. Vergleich verschiedener reflektierender Photokathoden*, Doktorarbeit, **DESY F15-92-03**, August 1992
- [25] M. Starič, A. Stanovnik, P. Križan, *A Multi Wire Chamber with a CsI Photocathode as a Detector of Cerenkov Radiation*, Nucl. Instr. Meth. **A 300** (1991) 213-216

- und
Tests of a Solid CsI Photocathode in a Thin Multiwire Proportional Chamber,
 Nucl. Instr. Meth. **A 307** (1991) 145–148
- [26] R. Arnold et al., *A Ring Imaging Čerenkov Detector: The DELPHI Barrel RICH Prototype* Nucl. Instr. Meth. **A270**(1988) 255
- [27] W. Adam et al., *The ring imaging Cherenkov detector of DELPHI*, Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 68–73
- [28] H.-W. Siebert et al., *The Omega RICH*, Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 60–67
- [29] K. Abe et al., *Performance of the CRID at SLD*, Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 74–86
- [30] H. Ehrlichmann, W. Schmidt-Parzefall, private Mitteilungen.
- [31] The MAFIA Collaboration (T. Weiland et al.), *Getting Started*, Darmstadt 1991
 R. Klatt et al., *MAFIA – A Three-Dimensional Electromagnetic CAD System for Magnets, RF Structures and Transient Wake-Field Calculations*
 Proceedings of the 1986 Linear Accelerator Conference, **SLAC-303** (June 1986) 276–278
- [32] B. Firth et al., *A simple modular wire chamber for use as a RICH photon detector*, Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 484–489
 R. T. Jones, M. Price, H. Wirth, *First Results from the Jetset RICH detector*,
 Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 208–212
- [33] C. Oehser, Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [34] S. Korpar, M. Starič, private Mitteilungen
- [35] E. Michel et al., *The Argus Microvertex Drift Chamber*, Nucl Instr. Meth. **A283**(1989), 544–552
- [36] D. F. Anderson, *A Photoionization Detector for the Detection of Xenon Light*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-28**(1981), 842
- [37] D. F. Anderson, *Measurement of TMAE and TEA Vapor Pressures*, Nucl. Instr. Meth. **A270**(1988), 416–418
- [38] P. Križan, *Private Mitteilungen*
- [39] R. A. Holroyd, J. M. Preses, C. L. Woody, R. A. Johnson, *Measurement of the Absorption Length and Absolute Quantum Efficiency of TMAE and TEA from Threshold to 120 nm*, Nucl. Instr. Meth. **A261**(1987) 440–444

- [40] J. Séguinot et al., *Reflective UV photocathodes with gas-phase electron extraction: solid, liquid and adsorbed thin films*, Nucl. Instr. Meth. **A297**(1990) 133–147
- [41] Glass Mountain Optics, Messungen an 6 verschiedenen Spiegeln: GMO 3465–B right, GMO 3466–3, GMO 3468, GMO 3462–2, GMO 3463–1, GMO 3461–1
- [42] Douglas Adams, *The Hitchhikers Guide to the Galaxy*
- [43] Fa. Heraeus, *Gemessene DUV-Transmissionswerte inklusive Fresnel Reflexionsverlust $(1 - R)^2$* , Suprasil 1, 2, 3, Standard, Datenblatt für 5 mm Quarzglas, 7/94
- [44] H. Genz, *Single Electron Detection in Proportional Gas Chambers*, Nucl. Instr. Meth. **112** (1973) 83
 J. Byrne, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **66A** (1962) 33
 G.D. Alkhazov, *Statistics of Electron Avalanches and Ultimate Resolution of Proportional Chambers*, Nucl. Instr. Meth. **89** (1970) 155
 L. Lansiaart, J. P. Morucci, J. Phys. Rad. Suppl., No. 6, **A102** (1962) 23
 A. H. Cookson, T. J. Lewis, Brit. J. Appl. Phys **17** (1966) 1473
- [45] P. Krizán, *private Miteilungen*
- [46] M. Starič et al., *RICH detector for HERA-B*, RICH 95 Conference, Uppsala (1995)
- [47] R.J. Apsimon et al., *The Design of the Optical Components and Gas Control Systems of the CERN OMEGA Ring Imaging Čerenkov Detector*, Nucl. Instr. Meth. **A241**(1985) 339
- [48] Andreas Bulla, Promotionsschrift, in Vorbereitung
- [49] R. Gernhäuser et al., *Photon detector performance and radiator scintillation in the HADES RICH*, Nucl. Instr. Meth. **A371** (1996), 300-304

Danksagung

Ich danke...

... Prof. W. Schmidt-Parzefall für die Aufgabenstellung, die Betreuung und für seine Bereitschaft, einem ehemaligen Theoretiker eine Chance auf der anderen Seite zu geben,

... Prof. Albrecht Wagner, daß er mir die Doktorarbeit am DESY finanziell ermöglicht hat,

... Prof. Peter Križan und Kollegen vom IJS für Unterstützung und mehrfache Gastfreundschaft,

... meinen Eltern und meiner Tante, deren moralische und finanzielle Unterstützung mir das Physikstudium erst ermöglicht oder zumindest erheblich erleichtert haben,

... Herrn Michel, Manfred und Matthias für wichtige technische Unterstützung,

... Herrn Falland für Beratung in Vakuumfragen

... der HERA-B Kollaboration für ein freundliches, kollegiales Arbeitsklima,

... und allen, die ich in der Hektik des Fertigwerdens vergessen habe.

