

9
Interner Bericht
DESY F15-97-05
Dezember 1997

hat ausgelesen



X1998-00007

Die Entwicklung eines ringabbildenden Čerenkov-Zählers für den Detektor HERA-B

von

A. Bulla

Eigentum der Property of	DESY	B...
Zugang: Accession	05. JAN. 1998	
Leihzeit Loan period	7	Days

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

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

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

Die Entwicklung eines
ringabbildenden Čerenkov-Zählers
für den Detektor HERA-B

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von ✓
Andreas Bulla
aus Kaltenkirchen

Hamburg
1997

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. F.-W. Büßer

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. V. Blobel

Datum der Disputation: 03. November 1997

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden zwei grundlegende den RICH des HERA-B-Spektrometers betreffende Fragestellungen untersucht.

Als erstes wurde ein optisches System zur Abbildung von Čerenkov-Photonen entworfen, das aus einem um 9° gekippten, in viele Einzelkomponenten geteilten, sphärischen Spiegel und einer die Photodetektoren beinhaltenden Fokalebene bestand. Mittels einer Monte-Carlo-Simulation wurde untersucht, inwieweit die von den Aberrationen und mechanischen Inhomogenitäten des Spiegels verursachten Bildfehler die Auflösung des RICH beeinträchtigen. Es ergab sich ein Fehler in der Ringbreite von $\sigma_\rho \approx 4.7 \text{ mm}$. Diese Unschärfe ist erheblich kleiner als die Granularität des Photodetektors von mindestens 8 mm .

Um die Frage nach der Eignung einer Proportional-Drahtkammer als Photodetektor unter den bei HERA-B gegebenen Bedingungen, d. h. 300 mC Ladungsaufnahme pro Zelle und Jahr, zu klären, wurde mit einer solchen Kammer ein Alterungstest mit CF_4 -Isobutan (Zählgas im Verhältnis 80:20) und TMAE (photosensitive Substanz, Konzentration 40%) durchgeführt, bei dem der benötigte Photonenfluß mit einer UV-Lampe erzeugt wurde. Nach einer Ladungsaufnahme von $30 - 80 \text{ mC}$ pro Draht hatten einzelne Zellen bereits bis zu 80% an Gasverstärkung verloren. Daher sind diese Drahtkammern als Photodetektoren für den HERA-B-RICH ungeeignet. Mit einem neuartigen Typ von Sekundärelektronenvervielfachern (MA-PMT's) konnte jedoch eine funktionsfähige Alternative verwirklicht werden.

Abstract

This dissertation deals with two fundamental questionings of the HERA-B spectrometer's RICH.

First an optical system for the imaging of Čerenkov photons was designed, which consisted of a 9° tilted spherical mirror, which was divided in many components, and a focalplane including the photon detectors. It was analyzed by a Monte-Carlo-Simulation whether the image faults caused by the aberrations and mechanical inhomogeneities of the mirror hurt the RICH's resolution. The error in ringwidth was $\sigma_\rho \approx 4.7 \text{ mm}$. This blurring is much smaller than the granularity of the photon detector which is at least 8 mm .

In order to answer the question whether a proportional wire chamber is suited for a photon detector under HERA-B boundary conditions, that means 300 mC of accumulated charge per wire and year, an aging test with CF_4 -Isobutane (counter gas, relation 80:20) and TMAE (photosensitive substance, concentration 40%) was realized, where the photon flux is created by a UV lamp. After accumulation of $30 - 80 \text{ mC}$ per wire some cells lost up to 80% of their gas gain. This means these wire chambers are not suited as photon detectors for HERA-B. With a recently developed typ of photomultiplier (MA-PMT) it was possible to realize an operating alternative.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die theoretischen Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.2	Die Physik der elektroschwachen Wechselwirkung	4
2.3	Die Anwendung im B-System	11
2.4	Phänomenologie der CP-Verletzung	12
2.4.1	Die C-, P- und CP-Transformationen	12
2.4.2	Die Eigenzustände im System der neutralen B-Mesonen	13
2.4.3	Die zeitliche Entwicklung von $ B^0\rangle$ und $ \bar{B}^0\rangle$	14
2.4.4	Die direkte CP-Verletzung	15
2.4.5	Die indirekte CP-Verletzung	17
2.4.6	CP-Verletzung durch Interferenz von Mischung und Zerfall	19
2.5	Das Messprinzip bei HERA-B	21
2.6	Andere physikalische Ziele von HERA-B	23
3	Der HERA-B-Detektor	24
3.1	Der HERA-Speicherring	24
3.2	Das interne Target	27
3.3	Das Spuren-Nachweis-System	27
3.3.1	Der Magnet	27
3.3.2	Das Vertex-Detektorsystem	28
3.3.3	Das Spurkammersystem	29
3.4	Das Teilchen-Identifikations-System	31
3.4.1	Der RICH	31
3.4.2	Das Elektromagnetische Kalorimeter	31
3.4.3	Der Übergangsstrahlungsdetektor	32
3.4.4	Das Myon-Detektorsystem	32
3.5	Die Massenauflösung des Spektrometers	33
3.6	Der J/ψ -Trigger	33
3.6.1	Die erste Triggerstufe	33
3.6.2	Die zweite Triggerstufe	34
3.6.3	Weitere Triggerstufen	34
3.7	Der Pretrigger für große Transversalimpulse	34

4	Das Prinzip des RICH	36
4.1	Der Čerenkov-Effekt	36
4.2	Anwendung in der Hochenergiephysik	37
4.3	Die Dimensionierung des HERA-B-RICH	40
5	Das Spiegelsystem	46
5.1	Die Abbildungsfehler	46
5.2	Das Simulationsprogramm	48
5.3	Die monochromatischen Bildfehler	49
5.3.1	Die optimale Fokallänge	51
5.3.2	Die Verteilung der Ringbreiten	52
5.3.3	Der Betrag der monochromatischen Bildfehler	53
5.4	Die chromatische Aberration	55
5.5	Die zufälligen Bildfehler	56
5.5.1	Das Rechenverfahren	57
5.5.2	Zufällige Verschiebung der Spiegelsegmente	58
5.5.3	Zufällige Abweichung von der Kugelform	58
5.5.4	Zufälliges Verkippen der Spiegelsegmente	58
5.6	Die Summe der Bildfehler	59
5.7	Winkelverteilung der Photonen	60
5.8	Der optimale Kippwinkel der Fokalebene	60
5.9	Schlussfolgerungen	61
6	Der Alterungstest	63
6.1	Bedingungen im HERA-B-RICH	63
6.2	Die Drahtkammer	63
6.3	Die Meßanordnung	65
6.4	Die Gasversorgung	66
6.4.1	Die photosensitive Substanz TMAE	66
6.4.2	Das Zählgas	67
6.4.3	Die Gasmischapparatur	68
6.5	Die Messgrößen	72
6.5.1	Die Definition der Gasverstärkung	73
6.5.2	Der Kammerstrom	74
6.5.3	Das integrierte Pulshöhenspektrum	74
6.5.4	Druck und Temperatur	77
6.6	Alterungsprozesse in Drahtkammern	79
6.7	Die Messung	80
6.7.1	Die Einstellung der Kammerparameter	80
6.7.2	Die aufgenommenen Meßdaten	81
6.8	Die Auswertung der Spektren	82
6.8.1	Das Verfahren	82
6.8.2	Die Rate	85
6.8.3	Die Gasverstärkung	86
6.9	Die Ladungsaufnahme pro Zelle	92

6.10 Die Referenzmessung	94
6.10.1 Das Verfahren	94
6.10.2 Das Ergebnis	94
6.11 Elektronenmikroskop-Aufnahmen	98
6.12 Die Kathodenalterung	99
6.13 Schlussfolgerungen	100
7 Der Photodetektor für HERA-B	101
7.1 Detektierbare Photonen	101
7.2 Die Granularität	104
7.3 Die Lichtsammelinheit	108
7.4 Die Form der Fokalebene	110
8 Zusammenfassung	111
A Die polare Winkelverteilung bei der Erzeugung von Sekundärteilchen	113
B Der Betrag der Bildfehler σ_{m^2}/p^2	114

Kapitel 1

Einleitung

Das Hauptziel von HERA-B ist der experimentelle Nachweis der CP-Verletzung im B-Mesonen-System¹. Dieses Phänomen läßt sich im Rahmen des Standardmodells erklären, wird aber auch von erweiterten bzw. anderen Modellen vorhergesagt [1]. Der herausragenden Bedeutung der CP-Verletzung im Rahmen der aktuellen Forschung in der Elementarteilchenphysik wird durch den Umstand Rechnung getragen, daß es außer HERA-B noch wenigstens zwei weitere Kollaborationen gibt, die die CP-Verletzung experimentell nachweisen wollen, nämlich 'BABAR' (SLAC, USA) und 'BELLE' (KEK, Japan).

Diese Arbeit ist in 8 Kapitel unterteilt. In das theoretische Umfeld der CP-Verletzung wird in **Kapitel 2** eingeführt. Diese Einführung gliedert sich in sechs Abschnitte. Als erstes werden die Grundprinzipien des Standardmodells erläutert. Der zweite Abschnitt zeigt, wie man die Physik der elektroschwachen Wechselwirkung im Standardmodell geeignet parametrisieren und veranschaulichen kann. Im dritten Abschnitt wird dann speziell auf die Anwendung im B-Mesonen-System eingegangen, der vierte führt in die Phänomenologie der CP-Verletzung ein und leitet dann auf das im fünften Abschnitt beschriebene Meßprinzip bei HERA-B über. Im letzten Teil wird das weitere Physik-Programm außerhalb der CP-Verletzung von HERA-B kurz erläutert.

Kapitel 3 gibt eine kurze Einführung in das Arbeitsprinzip des Beschleunigers HERA und beschreibt den Aufbau des HERA-B-Spektrometers und die Aufgaben seiner Unterkomponenten im Hinblick auf das physikalische Ziel.

Das **4. Kapitel** dient der Erläuterung des Čerenkov-Effektes und seiner Anwendung in der Hochenergiephysik sowie der Begründung für die derzeitige Dimensionierung des HERA-B-RICH².

Kapitel 5 untersucht die Bildfehler bei der Abbildung der Čerenkov-Photonen mit der optischen Anordnung des HERA-B-RICH und erläutert den Einfluß dieser Bildfehler auf die Auflösung der Photodetektoren. Außerdem wird kurz auf die Winkelverteilung der Photonen auf der Fokalebene des RICH eingegangen.

Das **6. Kapitel** ist der Kern dieser Arbeit. Es beschreibt den Alterungstest an einer gasgefüllten Proportional-Drahtkammer, die eine mögliche Variante für die

¹Unter B-Mesonen versteht man Mesonen, die ein Bottom-Quark enthalten.

²RICH steht für **R**ing **I**maging **C**herenkov **C**ounter

Realisierung eines Photodetektors für den HERA-B-RICH ist. Alterungstests an gasgefüllten Teilchendetektoren haben eine lange praktische Tradition, seitdem in den 40-iger Jahren unseres Jahrhunderts nach einiger Zeit der Benutzung Leistungseinbußen in Geiger-Müller-Zählrohren beobachtet wurden. Diese ließen sich einfach damit erklären, daß das als Quencher³ beigefügte Additiv (meist ein organisches Gas) vollständig dissoziiert und damit die Röhre “verbraucht” war. Im Laufe der Zeit wurden immer neue zur Verstärkung geeignete Gasmischungen mit zum Teil sehr kompliziert aufgebauten organischen Komponenten entdeckt, die dann aufgrund der wachsenden Zahl von Freiheitsgraden (Dissoziationsenergien etc.) zu immer neuen Varianten an Altersprozessen führten. Die Folgen der Alterungsprozesse sind also i. a. nicht gleichartig, so daß es auch keine einheitliche Beschreibung in der Literatur gibt, die gerade für die gewünschten Betriebsbedingungen eine qualitative oder gar quantitative Abschätzung des Alterungsprozesses zuläßt. Somit ist man im Einzelfall gezwungen, eigene Untersuchungen anzustellen. Das 6. Kapitel beschreibt die Durchführung einer solchen Untersuchung und ist in 13 Abschnitte untergliedert. Die ersten vier Abschnitte befassen sich mit den Forderungen an die Strahlungshärte des Photodetektors und mit der experimentellen Anordnung zur Durchführung des Alterungstests. Im fünften Abschnitt werden die Meßgrößen theoretisch eingeführt und ihre Bedeutung für die Messung erläutert. Teil sechs gibt einen kurzen Überblick über die bisher bei Drahtkammern aufgetretenen Alterungserscheinungen. Abschnitt sieben beschreibt die Durchführung der Messung und in den nächsten drei Abschnitten werden deren Resultate ausführlich diskutiert. Im elften Abschnitt werden zwei Elektronenmikroskop-Aufnahmen von einem gealterten und einem nicht gealterten Draht miteinander verglichen. Teil zwölf befaßt sich mit den Folgen der Kathodenalterung. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse im Hinblick auf einen Einsatz der Drahtkammer im HERA-B-RICH bewertet.

Im **7. Kapitel** wird der tatsächlich gebaute Photodetektor beschrieben. Das **8. Kapitel** schließt diese Arbeit mit der Zusammenfassung.

³Zur Erklärung des Begriffs s. auch Abschnitt 6.4.2

Kapitel 2

Die theoretischen Grundlagen

2.1 Das Standardmodell

Bis heute geht die Physik von der Existenz von 6 Quarks und 6 Leptonen als den fundamentalen Grundbausteinen der Materie aus. Sie sind alle Spin-1/2-Teilchen, also Fermionen. Diese Fundamentarteilchen sind in drei Familien unterteilt. Zu jedem Fermion existiert ein Antiteilchen gleicher Masse, aber mit entgegengesetzten Quantenzahlen. Die Neutrinos werden mangels anderslautender experimenteller Erkenntnisse als masselos beschrieben.

Man unterscheidet vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen den Fermionen. Es sind die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sowie die Gravitation. Die ersten drei Kräfte werden in dem sogen. Standardmodell zusammengefaßt. In ihm manifestieren sich die Grundkräfte als lokale Eichtheorien, in denen die Wechselwirkungen über den Austausch von Eichbosonen stattfinden.

Die lokale Eichtheorie der starken Kraft ist die **Quanten-Chromo-Dynamik**, kurz QCD. In ihr wechselwirken die Quarks über den Austausch von masselosen Gluonen miteinander. Das Herzstück des Standardmodells stellt die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zur elektroschwachen Wechselwirkung dar, die im GSW-Modell nach **G**lashow, **S**alam und **W**einberg [2] beschrieben wird. Dabei fungiert in der elektromagnetischen Kraft das masselose Photon als Eichboson, in der schwachen gibt es die drei massebehafteten W^\pm - und Z^0 -Vektorbosonen. Es kann als Erfolg des Standardmodells angesehen werden, daß alle in ihm vorhergesagten Fermionen und Eichbosonen experimentell nachgewiesen wurden. Allerdings konnte die Gravitation bisher nicht in das Konzept der lokalen Eichtheorien eingefügt werden. Einen Überblick über die Eigenschaften der verschiedenen Fundamentarteilchen gibt die Tabelle 2.1.

			el. Ladung [e]	Masse [GeV/c ²]
1. Familie	Quarks	u	2/3	(2..8) · 10 ⁻³
		d	-1/3	(5..15) · 10 ⁻³
	Leptonen	e	-1	5.1099 · 10 ⁻⁶
		ν _e	0	0
2. Familie	Quarks	c	2/3	1..1.6
		s	-1/3	0.09..0.3
	Leptonen	μ	-1	0.1105
		ν _μ	0	0
3. Familie	Quarks	t	2/3	≈ 174
		b	-1/3	4.09..4.5
	Leptonen	τ	-1	1.777
		ν _τ	0	0
Eichbosonen	8 Gluonen		0	0
	Photon		0	0
	W [±]		± 1	80.33±0.26
	Z ⁰		0	91.0987±0.007

Tab. 2.1: Die wichtigsten Eigenschaften der Fundamentarteilchen

2.2 Die Physik der elektroschwachen Wechselwirkung

Die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung läßt sich innerhalb des Standardmodells mittels der Lagrangedichte \mathcal{L} beschreiben [4]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{Eich}(f, W, B) + \mathcal{L}^{Yukawa}(f, \Phi) + \mathcal{L}^{Lepton}(W, B, \Phi) - V^{Higgs}(\Phi) \quad (2.1)$$

Hierbei steht f für die Fundamentarteilchen (Leptonen und Quarks), W und B für die Eichbosonen¹ und Φ für das sogen. Higgs–Dublett–Feld. V ist die Selbstwechselwirkung des Higgs–Feldes.

Eine Theorie, die die elektroschwache Wechselwirkung vollständig beschreibt, muß mehrere Bedingungen erfüllen. Sie muß zum einen eichvariant und renormierbar sein und zum anderen die Lepton–Quark–Universalität gewährleisten. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt gibt es nur eine Möglichkeit, alle diese Randbedingungen in einer Theorie zusammenfassen. Dabei geht man von einer eichinvarianten Theorie mit masselosen Feldquanten aus und erzeugt die Massen durch die Wechselwirkung mit einem Higgs–Hintergrundfeld. Die eichinvariante Theorie läßt sich mit den lokalen Transformationen der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ –Eichgruppe aufstellen [3]. Dabei beschreibt die $SU(2)_L$ –Gruppe Transformationen der schwachen linkshändigen Isospinmultipletts. Sie haben die folgende Form:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}'_L = e^{ig_2 \frac{\sigma}{2} \beta(x)} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

¹nicht zu verwechseln mit dem B–Meson

Die $U(1)$ -Gruppe stellt eine Phasentransformation dar.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}'_L = e^{ig_1 \frac{Y_L}{2} \chi(x)} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad e'_R = e^{ig_1 \frac{Y_R}{2} \chi(x)} e_R \quad (2.3)$$

In den Gleichungen 2.2 und 2.3 sind die g 's Kopplungskonstanten und die σ 's die Paulimatrizen. Y ist die schwache Hyperladung.

Um nun die Invarianz gegenüber lokalen Transformationen zu erhalten, muß man für die $SU(2)_L$ -Gruppe ein Triplet von Eichbosonen W_μ^1, W_μ^2 und W_μ^3 und für die $U(1)_Y$ -Gruppe ein Vektorfeld B_μ einführen. Die kovariante Ableitung transformiert sich dann wie

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 W_\mu \frac{\sigma}{2} - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.4)$$

Definiert man weiterhin

$$D \equiv D_\mu \gamma^\mu, \quad D' \equiv D'_\mu \gamma^\mu \quad \text{und} \quad D'_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.5)$$

sowie

$$l_L^1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad l_R^1 = e_R, \quad q_L^1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad q_R^1 = u_R, \quad q_R^2 = d_R, \dots, \quad (2.6)$$

dann läßt sich der erste Term der Lagrangedichte als

$$\mathcal{L}(f, W, B) = \sum_{j=1}^3 \{ \bar{l}_L^j D l_L^j + \bar{l}_R^j D' l_R^j + \bar{q}_L^j D q_L^j \} + \sum_{i=1}^6 \bar{q}_R^i d' q_R^i \quad (2.7)$$

schreiben.

Bisher beschreibt \mathcal{L} nur masselose Felder. Die Kopplung der Fundamentarteilchen an das Higgs-Feld bewirkt die Erzeugung der Fermionenmassen. Diese Kopplung wird durch das Hintergrundfeld Φ im zweiten Term $\mathcal{L}(f, \Phi)$ aus Gleichung 2.1 bewerkstelligt. Es reduziert die Reichweite der schwachen Wechselwirkung und erzeugt die effektive Masse der Teilchen. Das Feld Φ hat die Form

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \Phi^\dagger = (\phi^-, \bar{\phi}^0) \quad (2.8)$$

mit

$$\Phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad \Phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (2.9)$$

Es werden zwei unterschiedlich geladene komplexe Felder ϕ^+ und ϕ^0 benötigt, um die Existenz geladener Feldquanten zu ermöglichen. Insgesamt hat der Term $\mathcal{L}(f, \Phi)$ das folgende Aussehen [4]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(f, \Phi) &= \sum_{j=1}^3 \left\{ (h_l)_j \bar{l}_L^j \Phi \bar{l}_R^j \right\} \\ &+ \sum_{j,k=1}^3 \left\{ (h'_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi u_R^k + (h_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi^c d_R^k \right\} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Es hat die Form eines Yukawa-Potentials. Es ist außerdem

$$\Phi^c = i\sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

wobei die $(h_l)_j$, die $(h_q)_{jk}$ und die $(h'_q)_{jk}$ willkürliche komplexe Zahlen sind, die sogen. Yukawa-Kopplungskonstanten.

Nach der spontanen Symmetriebrechung $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, welche die Symmetrie unter $U(1)_{EM}$ erhält, erhalten die Eichbosonen, die Fermionen und das neutrale skalare Feld Φ endliche Massen durch den Higgs-Mechanismus. Da die Erwartungswerte der Higgs-Felder nicht eindeutig sind, nimmt man willkürlich an, daß das neutrale Higgs-Feld einen von Null verschiedenen Erwartungswert, den Vakuumwert v , hat und der Erwartungswert des geladenen Higgs-Feld verschwindet. v läßt sich aus dem skalaren Potential $V(\Phi)$ aus der Lagrangedichte 2.1 berechnen. Da man nur noch das neutrale Feld ϕ betrachtet, wird zur Vereinfachung nur noch $V(\phi)$ geschrieben. Es sei [4]

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad \text{mit} \quad \mu^2 < 0, \quad \lambda > 0 \quad (2.12)$$

v ist jetzt der Wert von $V(\phi)_{min}$ an der Stelle $\sqrt{2}|\phi|$.

$$|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}} = -\sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (2.13)$$

Die Massen werden nun durch die sogen. Higgs-Transformation erzeugt. Dabei wird $\phi \rightarrow \phi + v$. So ergibt sich für den zweiten Term $\mathcal{L}(f, \phi)$ aus der Beziehung 2.1 nach der spontanen Symmetriebrechung der folgende Ausdruck [4]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(f, \phi)^{SSB} &= \sum_{j=1}^3 (m_j)_l \bar{l}_L^j l_R^j \left(1 + \frac{1}{v} \phi \right) \\ &- \sum_{j,k=1}^3 \left\{ (m_{jk})_U \bar{u}_L^j u_R^k + (m_{jk})_D \bar{d}_L^j d_R^k \right\} \left(1 + \frac{1}{v} \phi \right) + H.c. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Quarkmasseterme $(m_{jk})_U$ und $(m_{jk})_D$ für die up-artigen und die down-artigen-Quarks ergeben sich hierbei aus den Yukawa-Kopplungskonstanten h und dem Vakuum Erwartungswert v über

$$(m_j)_l = (h_j)_l \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (m_{jk})_U = -(h_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (m_{jk})_D = -(h'_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.15)$$

Allerdings kann man jetzt die Lagrangedichte noch nicht in Termen der Quarkmassen-Eigenzustände schreiben, da die $(m_{jk})_U$ und die $(m_{jk})_D$ aufgrund der Tatsache, daß die Kopplungen der schwachen Eigenzustände nicht-diagonale Elemente erlauben, noch nicht diagonalisiert sind. Man muß also noch eine unitäre Transformation von den schwachen Eigenzuständen auf die Quarkmassen-Eigenzustände durchführen. Dieses erfolgt mittels rechts- und linkshändiger Matrizen L_U und L_D . Die Quarkmassen-Eigenzustände $U \equiv (u, c, t)$ und $D \equiv (s, d, b)$ ergeben sich dann aus den schwachen Eigenzuständen durch [1]:

$$U'_L = L_U U_L \quad \text{bzw.} \quad D'_L = L_D D_L \quad (2.16)$$

Dann wird die Beziehung 2.14 zu

$$\mathcal{L}(f, \Phi)^{SSB} = - \left(1 + \frac{1}{v} \phi \right) \left\{ \sum_{i=1}^6 m_{q_i} \bar{q}_i q_i + \sum_{j=1}^3 m_{l_j} \bar{l}_j l_j \right\} . \quad (2.17)$$

Es werden also 6 Quark- und 3 Leptonen-Massen erzeugt.

Aus diesem Lagrange-Formalismus heraus kann man jetzt die **Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix** oder kurz, die **CKM-Matrix** einführen. Vereinfacht ausgedrückt besteht $\mathcal{L}(f, W, B)$ aus drei Anteilen, nämlich der Lagrangedichte für den geladenen und den neutralen schwachen Strom \mathcal{L}^{CC} und \mathcal{L}^{NC} und der elektromagnetischen Wechselwirkung \mathcal{L}^{EM} . Letzterer erhält die C-, die P- und damit auch die CP-Symmetrie. Die neutralen schwachen Ströme verletzen zwar die C- und die P-Invarianz, lassen aber nach dem GIM-Mechanismus² [5] keine flavor-ändernden³ Übergänge und damit keine CP-Verletzung zu. Übrig bleiben der Term für die flavor-ändernden geladenen schwachen Ströme. Für sie kann man nach [1] schreiben:

$$\mathcal{L}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{U}'_L \gamma^\mu W_\mu^+ D'_L + H.c. \right) \quad (2.18)$$

\mathcal{L}^{CC} ist flavor-diagonal, $U' \equiv (u', c', t')$ und $D' \equiv (d', s', b')$ sind die sog. schwachen Eigenzustände für die Up- bzw. Down-Typ-Quarks, g ist die $SU(2)_L$ -Kopplungskonstante, W_μ^+ ist ein geladenes Eichboson, und die γ^μ sind die Dirac-Matrizen. Es ist bereits die Tatsache berücksichtigt worden, daß diese Wechselwirkung nur an linkshändige Quarkfelder koppelt. Diese Einschränkung führt dazu, daß im Standardmodell weder massebehaftete Neutrinos noch familien-ändernde Lepton-Wechselwirkungen auftreten können. Einsetzen in 2.18 führt zu

$$\mathcal{L}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{U}_L \gamma^\mu W_\mu^+ V D_L + H.c. \right) . \quad (2.19)$$

Dann läßt sich der geladene schwache Strom J_μ^{CC} folgendermaßen schreiben:

$$J_\mu^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.20)$$

²GIM steht für Glashow, Iliopoulos, Maiani

³Mit 'Flavor' bezeichnet man den Quarktyp.

Die Matrix $V \equiv L_U^\dagger L_D$ ist unter der Annahme der Existenz dreier Quarkfamilien eine unitäre 3x3 Matrix, die die Quark-Quark-Übergänge beschreibt.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Nach Konvention wählt man die Anordnung der Elemente so, daß sowohl die $n = 3$ diagonalen als auch die $n - 1$ Elemente, die sich direkt über der Diagonalen befinden, reell und positiv sind. Eine Übersicht, wie man die einzelnen Elemente bestimmen kann, findet sich in [1], die aktuellen Werte der bekannten Matrixelemente kann man z.B. in [6] nachlesen. Sie sollen der Vollständigkeit halber jedoch hier noch einmal aufgeführt werden. Von einigen Elementen sind nur die Verhältnisse bekannt.

$$\begin{aligned} V_{ud} &= 0.9736 \pm 0.001 \\ V_{us} &\equiv \lambda = 0.2205 \pm 0.0018 \\ V_{cb} &= 0.0393 \pm 0.0028 \\ \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| &= 0.08 \pm 0.02 \\ 1.4 &\leq \left| \frac{V_{td}}{V_{ub}} \right| \leq 4.6 \\ 0.15 &\leq \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| \leq 0.34 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Das Standardmodell fordert die Existenz der CP-Verletzung, wenn die CKM-Matrix imaginäre Elemente besitzt, d. h. wenn in der CKM-Matrix Phasen auftreten. Das dieses der Fall ist, wird im folgenden gezeigt.

Eine unitäre Matrix hat N^2 reelle Parameter. Durch Redefinition der relativen Phasendifferenzen zwischen den einzelnen Quarkfeldern lassen sich $2N - 1$ Phasen eliminieren, so daß $(N - 1)^2$ Parameter übrigbleiben [1], [9]. Von diesen sind $N(N - 1)/2$ Euler'sche Winkel (jeweils einer für jede räumliche Dimension) und der Rest $(N - 1)(N - 2)/2$ Phasen. Bei drei Quarkfamilien ist $N = 3$, und damit existieren drei Winkel α, β, γ und eine Phase δ . Man kann zeigen [7], daß sich die CKM-Matrix mit diesen vier Parametern vollständig beschreiben läßt.

Durch Ausnutzen der Unitarität ist eine anschauliche Interpretation der CKM-Matrix möglich. Es existieren $2N$, also in diesem Fall 6 Unitaritätsbedingungen der Form

$$\sum_{i=1}^3 V_{\alpha i} V_{\beta j}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad \alpha, \beta = u, c, t \quad \text{und} \quad i, j = d, s, b \quad (2.23)$$

Als Beispiel sei nun eine für die Beobachtung der CP-Verletzung im B-System relevante Beziehung herausgegriffen.

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0 \quad (2.24)$$

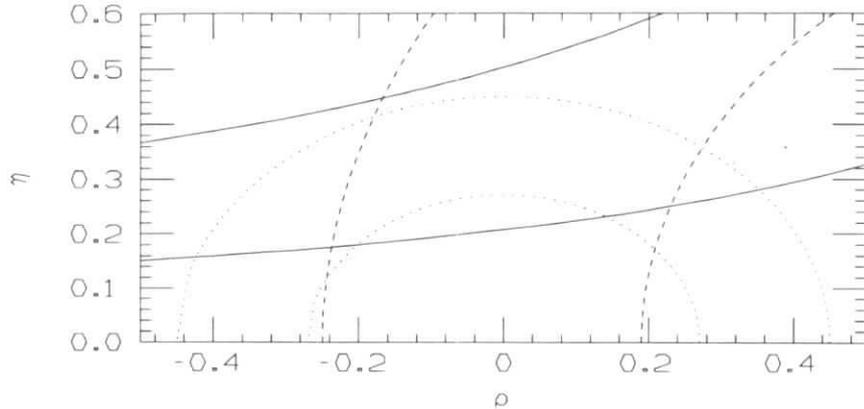


Abb. 2.1: Dieses Bild zeigt die für verschiedene Bedingungen gültigen Regionen, in denen die Spitze des Unitaritätsdreiecks innerhalb der η - ρ -Ebene liegen darf [1]. Die Linien entsprechen 1σ Fehlertoleranz. Die Erklärung für die einzelnen Linien findet man im Text.

Diese Gleichung läßt sich durch geeignete Parametrisierung der Matrixelemente vereinfachen. Es gibt mehrere sinnvolle Möglichkeiten [8] – [12], dabei hat sich die sogen. **Wolfenstein-Parametrisierung** [12] allgemein durchgesetzt, bei der die einzelnen Matrixelemente nach $\lambda \equiv V_{us}$ entwickelt werden. V_{us} ist eine aus dem Kaon-Zerfall $K \rightarrow \pi e \nu$ [20] bekannte Größe mit dem Betrag $V_{us} = \sin \theta_C$. Dabei ist θ_C der sogen. Cabbibo-Winkel, der die Mischung zwischen down- und strange-Quarks beschreibt. Die Phasenkonvention läßt sich so wählen, daß die die CP-Symmetrie verletzenden Prozesse lediglich in der 3. Ordnung von λ auftreten. Höhere Ordnungen sind quantitativ irrelevant. Die Matrix hat dann mit den reellen Parametern λ , A , ρ und μ das folgende Aussehen:

$$V \approx \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Dabei wird A als Parameter bei Auftreten der 2., ρ und η bei Einführung der 3. Ordnung von λ in die Parametrisierung eingebracht, wobei η die Phase beschreibt.

Mit $V_{ud} \approx 1$, $V_{cd} \approx -\lambda$ und $V_{tb} \approx 1$ unter der Voraussetzung $\lambda^2 \ll 1$ erhält man aus 2.24

$$\frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} + \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} = 1 . \quad (2.26)$$

Hier sind nun die unbekannt Parameter in Relation zu den bekannten gesetzt (V_{cb} ist eine reelle Zahl [6] und aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingesetzt worden.). Wegen V_{ub}^* und V_{td} ist 2.26 eine von ρ und η abhängige Beziehung. Die Darstellung in der η - ρ -Ebene führt zu dem sogen. **Unitaritätsdreieck** mit den beiden festgelegten Eckpunkten (0,0) und (1,0). Der präzise Ort der Spitze ist unbekannt, kann aber aus der Bestimmung der Winkel α , β und γ , die sich aus bestimmten Zerfällen ermitteln lassen (s. Abschnitt 2.3) und den Seitenlängen, die sich durch

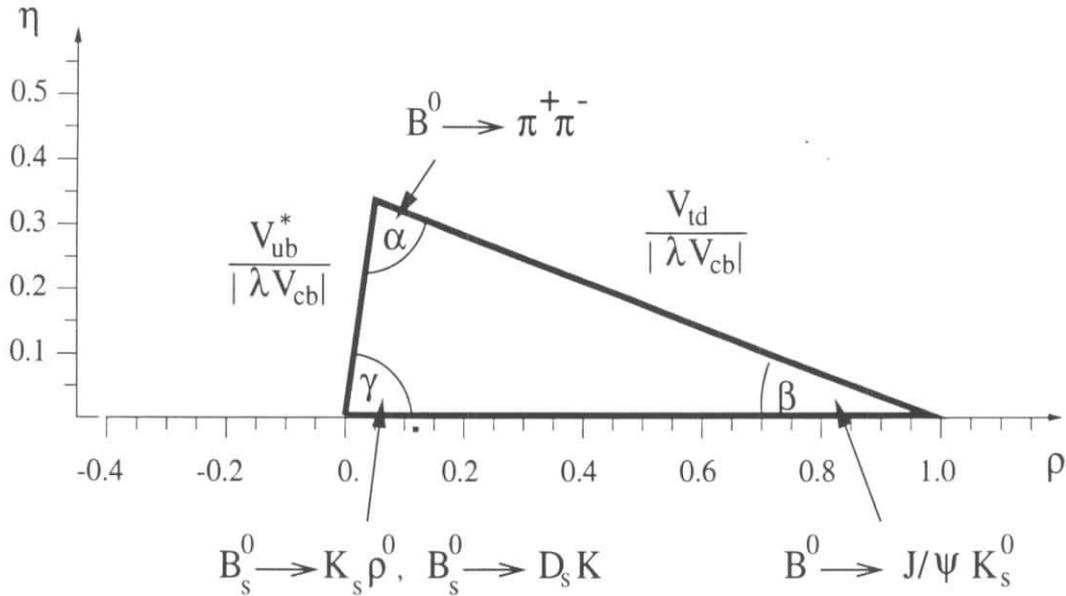


Abb. 2.2: Das Unitaritätsdreieck [23]

Ausführen der Division in den Summanden der Gleichung 2.26 zu $\rho + i\eta$ und $1 - \rho - i\eta$ ergeben, berechnet werden.

Experimentell ist die Position der Spitze jedoch schon auf ein bestimmtes Gebiet innerhalb der ρ - η -Ebene eingegrenzt worden. Das Ergebnis ist in Abb. 2.1 gezeigt [1]. Dabei wird das erlaubte Gebiet durch drei Bedingungen beschränkt.

- Charmfreie B-Zerfälle führen über $(\rho^2 + \eta^2)^{1/2} = 0.36 \pm 0.09$ zu den gepunkteten Halbkreisen.
- Der Wert $|\epsilon|$, der ein Maß für die CP-Verletzung im Kaon-System darstellt, führt zu den durchgezogenen Linien.
- $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung (s. Abschnitt 2.5) ergibt die gestrichelten Kreise.

Nach [6] ist der beste Wert nach derzeitigem Kenntnisstand

$$(\rho, \eta) = (0.05, 0.36) \quad . \quad (2.27)$$

Für die Winkel im Unitaritätsdreieck wäre dann für dieses (ρ, η)

$$\alpha = 77.5^\circ, \quad \beta = 20.4^\circ \quad \text{und} \quad \gamma = 82.1^\circ \quad . \quad (2.28)$$

Die Größe der Fläche des Unitaritätsdreiecks gibt Aufschluß über die Existenz der CP-Verletzung. Ist einer der Winkel ungleich Null, hat das Dreieck eine endliche Fläche, und die CP-Symmetrie ist gebrochen, anders ausgedrückt: gibt es keine CP-Verletzung in dem beobachteten System, entartet das Dreieck zu einer Linie. Wie die Bestimmung der einzelnen Parameter im B-System erfolgt, wird im nachfolgenden Abschnitt beschrieben.

2.3 Die Anwendung im B-System

Es gibt mehrere gute Gründe, die CP-Verletzung gerade im B-System zu untersuchen, denn

- ein besseres Verständnis der CP-Verletzung im Kaon-System ist aufgrund des sehr kleinen Effekts und theoretischer Unsicherheiten in den hadronischen Amplituden sehr schwierig zu erreichen.
- man erwartet zwar auch CP-Verletzung bei Zerfällen, in denen das charm-Quark beteiligt ist, allerdings sind diese Effekte für eine effiziente Untersuchung zu klein [1].
- es gibt Zerfälle von neutralen B-Mesonen B^0 bzw. \bar{B}^0 in CP-Eigenzustände⁴, bei deren Auswertung einerseits keine mit großer Unsicherheit behaftete hadronische Amplituden eingehen und mit denen man andererseits indirekt über die Messung der Winkel im Unitaritätsdreieck Informationen über die Matrixelemente V_{ub} und V_{td} erhält, die über die Zerfälle $b \rightarrow u$ bzw. $b \rightarrow d$ nur schwer direkt experimentell zu bestimmen sind. Das sind Zerfälle, bei denen es zu einer Interferenz zwischen Mischung und Zerfall kommt (s. auch Abschnitt 2.4.6).

Nun soll näher auf die Gleichung 2.26 aus dem letzten Abschnitt eingegangen werden. Es ist noch zu bemerken, daß V_{cb} aus der Analyse semileptonischer Zerfälle wie $B \rightarrow Xl\nu$, $B \rightarrow D^*l\nu_l$ oder $B \rightarrow Dl\nu_l$ bekannt ist [21]. Die Winkel kann man aus den folgenden in der Literatur favorisierten Zerfällen bestimmen⁵:

$$\alpha : \quad B^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad \text{Br} \approx 1.5 \cdot 10^{-5} [23] \quad (2.29)$$

$$\beta : \quad B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \quad \text{Br} \approx 3.75 \pm 1.05 \cdot 10^{-4} [21] \quad (2.30)$$

$$\gamma : \quad B_s^0 \rightarrow K_s\rho^0, B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp \quad \text{Br exp. nicht bekannt}^6 \quad (2.31)$$

Das Unitaritätsdreieck hat dann die Form wie in Abb. 2.2 gezeigt. Bevor auf das Prinzip des Meßverfahrens speziell bei HERA-B eingegangen wird, sind noch einige Bemerkungen zu machen.

- Die Zerfallsamplituden zur Bestimmung von α und γ enthalten Pinguin-Anteile⁷, die sich erschwerend auf die Berechnung der Winkel auswirken. Für den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ kompensieren sich die betreffenden Phasen. Zusätzlich macht ihn das relativ große Verzweigungsverhältnis attraktiv für die Analyse. Ein guter experimenteller Zugang zu diesem Kanal ergibt sich aus seiner eindeutigen Signatur.

⁴Wenn nicht anders angegeben, ist in dieser Arbeit mit B^0 immer B_d^0 gemeint.

⁵Der Kürze wegen wird hier die Abkürzung 'Br' für das engl. Wort 'Branching Ratio' (dt. Verzweigungsverhältnis) verwendet

⁶Es wird nach [21],[25] theoretisch erwartet: $\sim 10^{-3}$

⁷Graphen, die eine ein Gluon emittierende Quarkschleife enthalten, werden Pinguin-Graphen genannt.

$$\begin{aligned}
J/\psi &\rightarrow e^+e^- \quad Br \approx 7\% \\
&\quad \mu^+\mu^- \quad Br \approx 7\% \\
K_s^0 &\rightarrow \pi^+\pi^- \quad Br \approx 69\% \quad [21]
\end{aligned}$$

- γ ist der mit heute bekannten Mitteln am schwersten zu bestimmende Winkel, da einerseits die Produktion der B_s -Zerfälle aufwendig ist und andererseits andere Zerfallskanäle, z.B. die über geladene B-Mesonen, ein sehr kleines Verzweigungsverhältnis $\sim 10^{-5}$ haben [22], d.h. man benötigt eine große Anzahl erzeugter B-Mesonen, um eine statistisch relevante Aussage zu gewinnen.
- Die Winkel ergeben sich nicht direkt aus den Zerfällen, sondern man erhält eine Größe $\sim \sin 2\theta$ mit $\theta = \alpha, \beta, \gamma$ (s. Abschnitt 2.5). Nach [6] ergeben sich bei 95% Konfidenzlevel folgende Werte:

$$\begin{aligned}
-0.90 &\leq \sin 2\alpha \leq 1.0 \\
0.32 &\leq \sin 2\beta \leq 0.94 \\
0.34 &\leq \sin 2\gamma \leq 1.0
\end{aligned} \tag{2.32}$$

- Es gibt auch noch andere Zerfälle und Verfahren, über die man die Winkel bestimmen könnte [22].

2.4 Phänomenologie der CP-Verletzung

Bevor die einzelnen Aspekte der CP-Verletzung näher untersucht werden, müssen noch einige Größen und Abhängigkeiten eingeführt werden.

2.4.1 Die C-, P- und CP-Transformationen

Es sollen noch einmal kurz die einzelnen für diesen Abschnitt wichtigen Transformationen angesprochen werden [13].

Der Paritätsoperator \mathbf{P} ist eine Raum-Zeit-Transformation, die die Zeit und die Spins der Teilchen unberührt läßt, aber das Vorzeichen der Raum- und Impulskordinaten tauscht.

$$t \rightarrow t, \quad \vec{x} \rightarrow -\vec{x}, \quad \vec{p} \rightarrow -\vec{p} \tag{2.33}$$

Auf pseudoskalare Mesonen wie die B-Mesonen $|B\rangle$ bzw. $|\bar{B}\rangle$ hat die Anwendung des Paritätsoperators die folgende Auswirkung

$$\mathbf{P} |B(\vec{p})\rangle = -|B(-\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{P} |\bar{B}(\vec{p})\rangle = -|\bar{B}(-\vec{p})\rangle, \tag{2.34}$$

\mathbf{C} ist der Operator der Ladungskonjugation. Er verwandelt ein Teilchen in sein Antiteilchen und läßt dabei die Raum-Zeit-Koordinaten unverändert.

$$\mathbf{C} |B(\vec{p})\rangle = |\bar{B}(\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{C} |\bar{B}(\vec{p})\rangle = |B(\vec{p})\rangle \quad (2.35)$$

Die zusammengesetzte Transformation \mathbf{CP} ändert zunächst die Raumkoordinaten und wandelt das Teilchen dann in sein Antiteilchen um.

$$\mathbf{CP} |B(\vec{p})\rangle = -|\bar{B}(-\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{CP} |\bar{B}(\vec{p})\rangle = -|B(-\vec{p})\rangle \quad (2.36)$$

2.4.2 Die Eigenzustände im System der neutralen B-Mesonen

Analog dem System der neutralen Kaonen (s. z. B. [1] [14]) schreibt man die CP-Eigenzustände des Systems der neutralen B-Mesonen als Überlagerung der Flavor-Eigenzustände $|B^0\rangle$ bzw. $|\bar{B}^0\rangle$ [1] [13] [15]. Das System gehorcht der zeitabhängigen Schrödingergleichung mit dem nicht-hermiteschen Hamiltonoperator \mathbf{H}

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Dabei ist \mathcal{M} eine willkürlich gewählte Matrix, die sich aus zwei hermiteschen 2×2 -Matrizen zusammensetzt. Davon ist die eine die Massenmatrix M und die andere die Zerfallsmatrix Γ . Beide haben komplexe Elemente aufgrund der Nicht-Hermizität von \mathbf{H} .

$$\mathcal{M} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Die Diagonalelemente sind aufgrund des CPT-Theorems gleich groß. Löst man das Eigenwertproblem von Gleichung 2.37 durch Aufstellen des charakteristischen Polynoms, dann erhält man die Eigenzustände

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad \text{und} \quad |B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad (2.39)$$

mit den komplexen Eigenwerten

$$\mu_{L,H} = M_{L,H} - \frac{i}{2}\Gamma_{L,H} \quad (2.40)$$

sowie mit

$$p = M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \quad \text{und} \quad q = M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \quad (2.41)$$

Die Tatsache, daß die Eigenwerte komplex sind, offenbart den Charakter der Zustände. Es handelt sich dabei nicht um wirkliche Teilchen, sondern um Resonanzen mit der Zerfallsbreite $\Gamma_{S,H}$. Ein weiteres Resultat aus dem Eigenwertproblem ist die folgende wichtige Beziehung

$$\left| \frac{p}{q} \right|^2 = \frac{\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{M}_{12}^*} \quad (2.42)$$

2.4.3 Die zeitliche Entwicklung von $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$

Wie auch die neutralen Kaonen können die neutralen B-Mesonen miteinander mischen, d.h. ein $|B^0\rangle$ kann sich mit der Zeit in ein $|\bar{B}^0\rangle$ umwandeln und umgekehrt [1] [13] [15]. In diesem Abschnitt soll das zeitliche Verhalten der neutralen B-Mesonen näher untersucht werden. Die stationären Zustände der Flavor-Eigenzustände $|B^0(t_0)\rangle$ und $|\bar{B}^0(t_0)\rangle$ lassen sich leicht aus den Eigenzuständen 2.39 bestimmen, indem man die eine der beiden Gleichungen z. B. nach $|\bar{B}^0\rangle$ auflöst, das Ergebnis in die jeweils andere Gleichung einsetzt und diese ihrerseits nach dem zu dem ersten konjugierten Zustand auflöst. Das Resultat ist

$$|B^0(t_0)\rangle = (|B_L\rangle + |B_H\rangle)/2p \quad \text{und} \quad |\bar{B}^0(t_0)\rangle = (|B_L\rangle - |B_H\rangle)/2q . \quad (2.43)$$

Die Eigenzustände $|B_L\rangle$ bzw. $|B_H\rangle$ zeigen ein exponentielles Verhalten in der Zeit. Es sei zunächst nur die zeitliche Entwicklung von $|B^0\rangle$ dargestellt. Es ist dann

$$|B^0(t)\rangle = (f_L(t)|B_L\rangle + f_H(t)|B_H\rangle)/2p \quad (2.44)$$

mit

$$f_{L,H}(t) = e^{-i\mu_{L,H}t} . \quad (2.45)$$

Man kann jetzt für die Zustände $|B_L\rangle$ bzw. $|B_H\rangle$ die Beziehungen aus 2.39 einsetzen und die dann entstehende Gleichung nach dem Flavor-Eigenzustand $|B^0(t)\rangle$ auflösen. Als Resultat erhält man

$$|B^0(t)\rangle = \frac{1}{2}(f_L(t) + f_H(t))|B^0\rangle + \frac{1}{2}(f_L(t) - f_H(t))\frac{q}{p}|\bar{B}^0\rangle . \quad (2.46)$$

Analog ergibt sich dann für die zeitliche Entwicklung von $|\bar{B}^0\rangle$:

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{1}{2}(f_L(t) - f_H(t))\frac{p}{q}|B^0\rangle + \frac{1}{2}(f_L(t) + f_H(t))|\bar{B}^0\rangle \quad (2.47)$$

Man kann jetzt die Vorfaktoren noch etwas anders wählen, um diese beiden Beziehungen weiter zu vereinfachen. Dazu wähle man

$$f_{\pm}(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{-i\mu_L t} \pm e^{-i\mu_H t}) . \quad (2.48)$$

Eine Umformung führt zu

$$f_+(t) = e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \cos(\Delta mt/2) . \quad (2.49)$$

$$f_-(t) = e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} i \sin(\Delta mt/2) \quad (2.50)$$

mit $m = (M_L + M_H)/2$ und $\Gamma = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$.

Damit kann man die zeitliche Entwicklung der Flavor-Eigenzustände letztlich als

$$|B^0(t)\rangle = f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (2.51)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}f_-(t)|B^0\rangle + f_+|\bar{B}^0\rangle \quad (2.52)$$

schreiben.

2.4.4 Die direkte CP-Verletzung

Es gibt drei Möglichkeiten, wie sich die CP-Verletzung im Zusammenhang mit der schwachen Wechselwirkung manifestieren kann.

- **Direkte CP-Verletzung:** Es gibt eine Wechselwirkung zwischen zwei Feynman-Diagrammen mit verschiedenen schwachen und starken Phasen.
- **Indirekte CP-Verletzung:** Die Mischungsraten zwischen $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ bzw. $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ sind ungleich groß.
- **CP-Verletzung durch Interferenz von Zerfall und Mischung**

In diesem Abschnitt soll die erste Möglichkeit näher betrachtet werden, in den beiden darauffolgenden die anderen beiden.

Die **direkte** CP-Verletzung beruht auf einer Ratenasymmetrie zwischen den Zerfallskanälen $B \rightarrow f$ und $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$. Dabei taggen die Endzustände f bzw. \bar{f} die Art des beauty-Quarks innerhalb des B-Mesons. Wendet man den CP-Operator auf die Anfangszustände $|B\rangle$ bzw. $|\bar{B}\rangle$ und auf die Endzustände $|f\rangle$ bzw. $|\bar{f}\rangle$ an, führt das zu der Einführung willkürlicher Phasen [13].

$$\text{CP} |B\rangle > = e^{i\varphi_B} |\bar{B}\rangle \quad (2.53)$$

$$\text{CP} |f\rangle > = e^{i\varphi_f} |\bar{f}\rangle \quad (2.54)$$

Nun soll der Betrag der CP-Verletzung quantitativ bestimmt werden [13] [15]. Die Zerfallsamplituden A und \bar{A} von $|B\rangle$ bzw. $|\bar{B}\rangle$ sind über die Anwendung des effektiven Hamiltonoperator \mathcal{H} der schwachen Wechselwirkung definiert.

$$A = \langle f | \mathcal{H} | B \rangle = \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i} \quad (2.55)$$

$$\bar{A} = \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{B} \rangle = e^{i(\varphi_B - \varphi_f)} \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i} \quad (2.56)$$

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \left(J_\mu^{CC} J^{\mu\dagger CC} + H.c. \right) \quad (2.57)$$

Dabei sind die ϕ_i die schwachen, d. h. die die CP-Verletzung verursachenden Phasen und die δ_i die starken Phasen des Endzustandes, die durch Rückstreuprozesse aufgrund der starken Wechselwirkung der Zerfallsprozesse erzeugt werden. Die A_i sind reellwertige Partialamplituden. G_F ist die Fermi-Kopplungskonstante. Die geladenen schwachen Ströme J_μ^{CC} sind bereits in Abschnitt 2.2 eingeführt worden. Damit eine CP-Verletzung möglich wird, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein.

- Es muß eine Interferenz zweier Zerfallsamplituden vorhanden sein, die zum gleichen Zerfallsprodukt führen.
- Die entsprechenden Zerfallsamplituden müssen sich sowohl in den schwachen als auch in den starken Phasen voneinander unterscheiden.

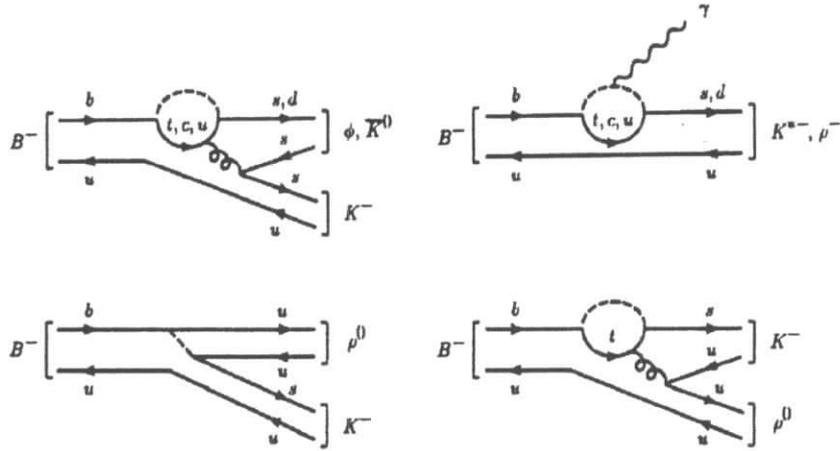


Abb. 2.3: Die direkte CP-Verletzung. Es existieren zwei Möglichkeiten:

- Zerfälle, bei denen Baum- und Pinguin-Graphen vergleichbar große Beiträge ergeben, z. B. $B^\pm \rightarrow K^\pm \rho^0$ (oben).
- Zerfälle, bei denen Baum-Graphen verboten sind (unten).

Die Definition der Phasen ist i. a. konventionsabhängig, das Verhältnis aus den Beträgen von A und \bar{A} ist es jedoch nicht. Die direkte CP-Verletzung manifestiert sich in der Tatsache, daß die ϕ_i komplex sind und kommt in der Beziehung

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| \neq 1 \quad (2.58)$$

zum Ausdruck.

Da neutrale B-Mesonen immer mischen, ist eine saubere Messung der direkten CP-Verletzung nur über geladene B-Mesonen möglich. Meßbar wäre die folgende Ratenasymmetrie:

$$\begin{aligned} a_f &= \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})} = \frac{|\langle f | \mathcal{H} | B^+ \rangle|^2 - |\langle \bar{f} | \mathcal{H} | B^- \rangle|^2}{|\langle f | \mathcal{H} | B^+ \rangle|^2 + |\langle \bar{f} | \mathcal{H} | B^- \rangle|^2} \\ &= \frac{|A|^2 - |\bar{A}|^2}{|A|^2 + |\bar{A}|^2} = \frac{1 - |\bar{A}/A|^2}{1 + |\bar{A}/A|^2} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Es gibt zwei verschiedene experimentelle Zugänge [13]:

- Dieses sind zum einen die Zerfälle, bei denen die Baum-Graphen unterdrückt sind, d.h. in diesem Fall sind die Beiträge von Pinguin- und Baum-Graphen vergleichbar groß. Daraus resultieren dann große Interferenzeffekte. Als Beispiel sei der Zerfall $B^\pm \rightarrow K^\pm \rho^0$ angeführt. Die entsprechenden Feynmangraphen sind in Abbildung 2.3 (oben) aufgezeichnet.

- Eine andere Möglichkeit sind Zerfälle, bei denen die Baum-Graphen verboten sind (s. Abb. 2.3 unten), d. h. die Interferenz wird entweder durch unterschiedlich geladene Quarks (t, c, u), wie z. B. in den Zerfällen $B^\pm \rightarrow K^\pm K$ oder $B^\pm \rightarrow K^\pm \phi$, oder durch Strahlungszерfälle in elektromagnetischen Pinguin-Graphen, wie z.B. $B^\pm \rightarrow K^{*\pm} \gamma$ oder $B^\pm \rightarrow \rho^\pm \gamma$, erzeugt.

Die Verzweungsverhältnisse aller vorgestellten Zerfälle sind allerdings sehr klein, und es existieren große theoretische Unsicherheiten bzgl. der Berechnung hadronischer Matrixelemente einerseits und bzgl. der Bestimmung "starker" Phasenverschiebungen andererseits, die eine vernünftige Auswertung eines möglichen Meßergebnisses stark erschweren würden. So konnte die direkte CP-Verletzung experimentell bisher nicht nachgewiesen werden.

2.4.5 Die indirekte CP-Verletzung

Es ist bekannt, daß neutrale B-Mesonen über einen gemeinsamen Zerfallskanal X mischen können.

$$B^0 \leftrightarrow X \leftrightarrow \bar{B}^0 \quad (2.60)$$

Der Prozeß der Mischung ist bereits in Abschnitt 2.4.2 ansatzweise beschrieben worden. Die **indirekte** CP-Verletzung resultiert aus der Tatsache, daß die Flavor-Eigenzustände $|B^0\rangle$ bzw. $|\bar{B}^0\rangle$ von den Masse-Eigenzuständen $|B_L\rangle$ bzw. $|B_H\rangle$ verschieden sind. Die folgende Bedingung beschreibt das Auftreten der indirekten CP-Verletzung formal.

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (2.61)$$

Messen könnte man das Verhältnis q/p prinzipiell über flavor-spezifische semi-leptonische Zerfälle, d. h. über den Nachweis von Zerfallsprodukten, die entweder nur von einem B^0 oder von einem \bar{B}^0 stammen können. Ein Beispiel wären

$$B^0 \rightarrow l^+ \bar{\nu}_l X \quad \text{und} \quad \bar{B}^0 \rightarrow l^- \nu_l X \quad . \quad (2.62)$$

Man definiert dann einen Asymmetrieparameter a_{SL}^B , der das folgende Aussehen hat:

$$a_{SL}^B = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow l^+ \bar{\nu}_l X) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow l^- \nu_l X)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow l^+ \bar{\nu}_l X) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow l^- \nu_l X)} \quad (2.63)$$

Dabei zeigen B^0 und \bar{B}^0 das in Abschnitt 2.4.3 in den Gleichungen 2.52 berechnete zeitliche Verhalten. Nun gilt auch

$$\begin{aligned} \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow l^+ \bar{\nu}_l X) &\sim (p/q)^2 \\ \Gamma(B^0(t) \rightarrow l^- \nu_l X) &\sim (q/p)^2 \quad . \end{aligned} \quad (2.64)$$

Setzt man diese Beziehungen in 2.63 ein, erhält man eine Gleichung, die nur noch von dem gesuchten Parameter q/p abhängig ist.

$$a_{SL}^B = \frac{(p/q)^2 - (q/p)^2}{(p/q)^2 + (q/p)^2} = \frac{1 - (q/p)^4}{1 + (q/p)^4} \quad (2.65)$$

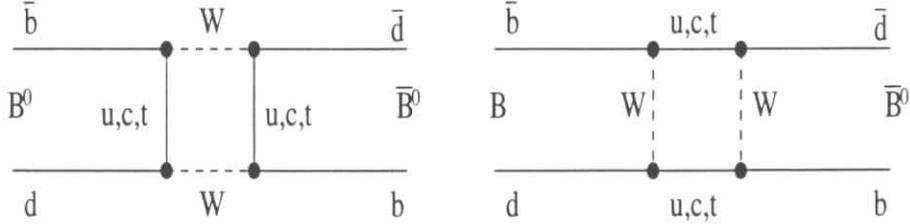


Abb. 2.4: Mögliche Boxdiagramme für die B^0 - \bar{B}^0 -Mischung

Auch diese Form der CP-Verletzung ist aufgrund der Kleinheit des Effekts ($|q/p|_B - 1 \approx 10^{-2}$) experimentell nur außerordentlich schwer nachzuweisen. Es ist bisher noch nicht gelungen. Über die Beziehung 2.42 aus Abschnitt 2.4.2 und die Tatsache, daß im System der neutralen B-Mesonen die Relation $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ gilt, kann man dieses Verhalten erklären. Man erhält dann nach einer Reihenentwicklung

$$\left(\frac{q}{p}\right)_B \simeq -\frac{M_{12}^*}{M_{12}} \left(1 - \frac{1}{2} \text{Im} \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right) \quad (2.66)$$

M_{12} läßt sich aus den Boxdiagrammen 2.4 berechnen⁸. Das Ergebnis lautet⁹ [16]:

$$M_{12} = -\frac{G_F^2 m_W^2 B_B f_B^2 m_B}{12\pi^2} \times \left[\sum_{i=t,c,u} (V_{ib} V_{iD}^*)^2 E(x_i) + \sum_{\substack{i \neq j \\ i,j=t,c,u}} (V_{ib} V_{iD}^*)(V_{jb} V_{jD}^*) E(x_i, x_j) \right] \quad (2.67)$$

Dabei sind m_B und f_B die Masse und die Zerfallskonstante der B-Mesonen, B_B korrigiert gegen Vakuumeffekte und die Funktionen $E(x_i)$ bzw. $E(x_i, x_j)$ sind langsam variierende Funktionen¹⁰ vom Parameter $x_i = (m_i/m_W)^2$. Zudem ist $E(x_i) \sim x_i$. Aus diesem Grund dominiert in den Boxdiagrammen die top-Quark-Masse. Es ist zwar, wenn man die Wolfenstein-Parametrisierung aus dem Abschnitt 2.2 verwendet

$$\begin{aligned} |V_{ib} V_{iD}^*| &\approx A\lambda^3(1 - \rho + i\eta) \\ |V_{cb} V_{cD}^*| &\approx A\lambda^3 \end{aligned} \quad (2.68)$$

⁸Die Rechnung ist mühselig. Eine ansatzweise Herleitung kann man z. B. in [17] nachlesen. Eine genaue Beschreibung findet man in [18] oder in [19]. Hier soll nur das Ergebnis gezeigt und seine Folgen diskutiert werden.

⁹Diese Beziehung gilt explizit nur für B_d -Mesonen.

¹⁰Ihre genaue Form kann man z. B. in [17] nachlesen.

d. h. das Produkt der Matrixelemente ist zwar von der gleichen Größenordnung, aber es ist $m_t \gg m_c$. Γ_{12} kann aus dem absorptiven Anteil des Boxdiagramms, der von den c - und den u -Quarks stammt, bestimmt werden [16]. Man erhält dann für das Verhältnis aus Zerfallsbreite und Masse

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \approx \frac{2\pi m_b^2}{2m_W^2 E(x_t)} \quad (2.69)$$

Setzt man für $m_b \approx 5 \text{ GeV}$, $m_W \approx 80 \text{ GeV}$ und $m_t \approx 200 \text{ GeV}$, dann erhält man für das eben ausgerechnete Verhältnis

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \approx 6 \cdot 10^{-3} \quad (2.70)$$

und damit einen Beleg für die Kleinheit des Effekts aus Gleichung 2.80

2.4.6 CP-Verletzung durch Interferenz von Mischung und Zerfall

Eine weitere Form der CP-Verletzung tritt auf, wenn Mischung und Zerfall miteinander wechselwirken. Der interessanteste Fall tritt hier ein, wenn die B-Mesonen in einen CP-Eigenzustand $|f\rangle$ zerfallen, d. h. wenn $CP|f\rangle = \pm|f\rangle$ ist. Man kann jetzt wieder die Zerfallsamplituden A und \bar{A} ausrechnen. Dazu benutzt man die beiden Beziehungen 2.52 für $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$ aus Abschnitt 2.4.3.

$$\begin{aligned} A = \langle f|\mathcal{H}|B^0(t)\rangle &= f_+(t)\langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)\langle f|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle \\ \bar{A} = \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{p}{q}f_-(t)\langle \bar{f}|\mathcal{H}|B^0\rangle + f_+(t)\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (2.71)$$

Man kann jetzt einen Parameter

$$\lambda = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A} \quad (2.72)$$

definieren und in 2.71 einsetzen.

$$\begin{aligned} A &= \langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle (f_+(t) + \lambda f_-(t)) \\ \bar{A} &= \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle (f_+(t) + \bar{\lambda} f_-(t)) \end{aligned} \quad (2.73)$$

Da $|f\rangle$ ein CP-Eigenzustand sein soll, ergeben sich bzgl. $\bar{\lambda}$ noch Vereinfachungen. Es gilt beispielsweise

$$\left(\frac{\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle}{\langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle} \right)^* = \frac{\langle f|\mathcal{H}|B^0\rangle}{\langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle} \quad (2.74)$$

Die Beträge dieser Brüche sind 1. Da auch $|q/p| \approx 1$ ist, folgt $|\bar{\lambda}| \approx |\lambda| \approx 1$ und $\bar{\lambda} \approx \lambda^*$.

Man kann jetzt zeigen, daß $\lambda \neq 1$ äquivalent zu dem Auftreten einer CP-Verletzung ist. Diese kann wieder über eine Ratenasymmetrie gemessen werden. Diese sei über

$$a_{f_{CP}} = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (2.75)$$

definiert. Dabei sind die Γ 's die zeit-integrierten Raten. Sie lassen sich aus schon bekannten Beziehungen leicht bestimmen. Die Rechnung sei zunächst nur für $\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})$ durchgeführt. Es ist

$$d\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) = |A|^2 \sim |f_+(t) + \lambda f_-(t)|^2 \quad (2.76)$$

Man kann jetzt für $f_+(t)$ und $f_-(t)$ die Beziehungen 2.50 aus Abschnitt 2.4.3 einsetzen und die Absolutwertbildung durchführen.

$$\begin{aligned} |f_+(t) + \lambda f_-(t)|^2 &= e^{-\Gamma t} \left| \cos \frac{\Delta mt}{2} + i\lambda \sin \frac{\Delta mt}{2} \right|^2 \\ &= e^{-\Gamma t} \left[1 + 2\operatorname{Re}(i\lambda) \sin \frac{\Delta mt}{2} \cos \frac{\Delta mt}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.77)$$

Da $\operatorname{Re}(iz) = -\operatorname{Im}(z)$ und $\sin \alpha \cos \alpha = \frac{1}{2} \sin 2\alpha$ sind, gilt insgesamt

$$d\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) \sim e^{-\Gamma t} (1 - \operatorname{Im}(\lambda) \sin \Delta mt) \quad (2.78)$$

Analog erhält man für den komplementären Zerfall:

$$d\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) \sim e^{-\Gamma t} (1 + \operatorname{Im}(\lambda) \sin \Delta mt) \quad (2.79)$$

Wie schon im letzten Kapitel festgestellt, überwiegt bei den Boxdiagrammen der Austausch von top-Quarks, daher gilt

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{M}_{12}^*}} \sim \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \equiv e^{-2i\phi} \quad (2.80)$$

Damit werden 2.78 und 2.79 zu

$$\begin{aligned} d\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\sim e^{-\Gamma t} \left(1 - \operatorname{Im} \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \frac{A}{\bar{A}} \right) \sin \Delta mt \right) \\ d\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\sim e^{-\Gamma t} \left(1 + \operatorname{Im} \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} \frac{A}{\bar{A}} \right) \sin \Delta mt \right) \end{aligned} \quad (2.81)$$

Die integrierten Raten ergeben sich jetzt aus den Beziehungen 2.81 durch Integration über die Zeit. Die auftretenden Integrale lassen sich auf Standardintegrale zurückführen.

$$\begin{aligned} \int e^{ax} dx &= a \cdot e^{ax} \\ \int e^{ax} \sin bx dx &= \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} (a \sin bx - b \cos bx) \end{aligned} \quad (2.82)$$

Als Ergebnis erhält man für $a_{f_{CP}}$ den folgenden Ausdruck:

$$a_{f_{CP}} = \frac{(\Delta m/\Gamma)}{1 + (\Delta m/\Gamma)^2} \text{Im}\lambda = \frac{x_d}{1 + x_d^2} \text{Im}\lambda \quad (2.83)$$

Dabei ist $x_d = \frac{\Delta m}{\Gamma}$ der sogen. Mischungsparameter. Er ist ein Maß für die Frequenz, mit der ein Flavor-Eigenzustand zwischen B^0 und \bar{B}^0 oszilliert. Er ist experimentell zu

$$x_d \approx 0.73 \pm 0.05 \quad (2.84)$$

bestimmt worden [21].

2.5 Das Meßprinzip bei HERA-B

Bei HERA-B soll primär¹¹ die Existenz der CP-Verletzung im B-System über die Bestimmung des Winkels β nachgewiesen werden. Neutrale B-Mesonen können paarweise, d.h. als B^0 - \bar{B}^0 -Paar gebildet werden und dann in den CP-Eigenzustand $J/\psi K_s^0$ zerfallen, wie in der Abb. 2.5 dargestellt.

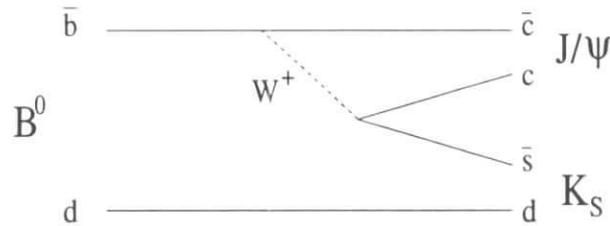


Abb. 2.5: Der $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ -Zerfall im Quarkbild

Die Art der CP-Verletzung entspricht der in Abschnitt 2.4.6 beschriebenen Form. Der Imaginärteil in den Gleichungen 2.81 ergibt sich durch Herausziehen des Imaginärteils aus der Exponentialfunktion der Beziehung 2.80, indem man ausnutzt, daß das Verhältnis der Zerfallsamplituden aus A und \bar{A} (s. auch die Gleichungen 2.73) für den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ gerade $\frac{A}{\bar{A}} \approx 1$ ist. Man erhält so

$$\text{Im}\left(\frac{A}{\bar{A}} e^{2i\phi}\right) = \sin 2\beta \quad (2.85)$$

Für die Raten ist dann:

$$d\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \sim e^{-\Gamma t} (1 - \sin 2\beta \sin \Delta m t) \quad (2.86)$$

$$d\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \sim e^{-\Gamma t} (1 + \sin 2\beta \sin \Delta m t) \quad (2.87)$$

¹¹HERA-B kann mit größeren Unsicherheiten aufgrund der wenigen erwarteten Ereignisse auch α und γ messen [23]. Für die Bestimmung von α wird eine bestimmte Triggerlogik diskutiert (s. Abschnitte 2.6 und 3.7).

Integriert man die Zerfallsraten über die Zeit t zu N bzw. \bar{N} , ergibt sich die Ratenasymmetrie wie in Abschnitt 2.4.6 in der Gleichung 2.83 berechnet zu¹²

$$A = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} = \frac{x_d}{1 + x_d^2} \sin 2\beta \stackrel{2.28, 2.84}{\approx} 38\% \quad (2.88)$$

Die **tatsächlich beobachtbare Asymmetrie** A_{obs} ist jedoch aufgrund verschiedener Faktoren kleiner.

- **Eliminierung des Untergrundes**

Um störende Untergrund-Ereignisse zu eliminieren, ist es nötig, den Primärvertex und den B-Zerfallsvertex räumlich zu trennen. Das erreicht man bei HERA-B näherungsweise durch einen Zeitschnitt $t > t_0$, wobei t_0 die typische Zerfallszeit ist. Die Asymmetrie verringert sich um einen Faktor $M(t_0)$ [24], der zwischen 0.5 ($t = 0$) und 0.8 ($t = 2t_0$) groß ist.

- **Identifizierung des Anfangszustandes**

Der Endzustand $J/\psi K_s^0$ kann sowohl vom B^0 als auch vom \bar{B}^0 erreicht worden sein, d.h. er liefert keine Information über den Anfangszustand und ist somit nicht flavor-spezifisch. Bei HERA-B soll dieses Wissen über das sogen. 'Flavor-Tagging'¹³ erreicht werden. Man ermittelt hierbei den Quarktyp (\bar{b} für das B^0 bzw. b für das \bar{B}^0) des jeweils anderen B 's, das nicht in $J/\psi K_s^0$ zerfallen ist. Dieses andere B fragmentiert über ein geladenes D flavorabhängig entweder in ein K^- (B^0) oder ein K^+ (\bar{B}^0), das dann nachgewiesen wird. Dieses Verfahren ist experimentellen und statistischen Unsicherheiten unterworfen (Fehlinterpretationen im Detektor D_T , B^0 - \bar{B}^0 -Mischung des getaggtten B-Mesons D_M). Daraus resultiert eine weitere Verkleinerung der Asymmetrie etwa um den Faktor $\approx D_T D_M$.

Insgesamt beobachtet man nun nur noch eine Asymmetrie von

$$A_{obs} \cong D_T D_M M(t_0) A \quad (2.89)$$

mit einem Fehler von

$$\Delta A_{obs} \cong [D_T D_M M(t_0)] [N(t_0) - \bar{N}(t_0)]^{-1} \quad (2.90)$$

Es gibt auch noch andere Tagging-Möglichkeiten, z. B. über einen Dilepton-Trigger (näheres dazu s. [24]).

¹²Eine analoge Beziehung erhält man für den Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Es ist lediglich β durch α zu ersetzen.

¹³'Tagging' heißt 'etikettieren'.

2.6 Andere physikalische Ziele von HERA-B

Außer dem Nachweis der CP-Verletzung im B-System will HERA-B noch andere Bereiche der B-Physik erforschen. Dazu gehört das Studium

- der B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Mischung und der leptonischen B-Zerfälle, um zusammen mit der B^0 - \bar{B}^0 -Mischung eine Messung der CKM-Matrix-Elemente V_{cb} , V_{ub} , V_{td} und V_{ts} zu ermöglichen. Die B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Mischung läßt sich gut über die semileptonischen Zerfallskanäle $B_s \rightarrow D_s l \nu$ und $B_s \rightarrow D_s^* l \nu$ studieren, da beide zusammen ein Verzweigungsverhältnis von ca. 6.3% haben.

Die Asymmetrie aufgrund der B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Mischung ist allerdings wegen des wesentlich größeren Mischungsparameters $x_d \approx 20$ [1], d.h. wegen der schnelleren Zustandsoszillation, erheblich schwerer zu messen als die B^0 - \bar{B}^0 -Mischung und stellt spezielle Anforderungen an das Spektrometer (s. Abschnitt 3.3.2).

- anderer die CP-Symmetrie verletzender Zerfälle, wie z. B. den Kanälen $B^0 \rightarrow J/\psi \rho^0$ oder $B^0 \rightarrow D^{*+} D^{*-}$.
- der D_0 - \bar{D}_0 -Mischung. Diese soll nach der Vorhersage des Standardmodells in der Größenordnung 10^{-4} liegen und wäre aufgrund der großen $c\bar{c}$ -Produktionsrate bei HERA-B prinzipiell meßbar.
- von hadronischen und seltenen B-Zerfällen, B-Baryon-Zerfällen und von exotischen Zuständen (B_c -Masse, -Lebenszeit und -Zerfallskanäle). Den hadronischen B-Zerfällen kommt mit dem Kanal $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ wegen der Bestimmung des Winkels α eine besondere Bedeutung zu. Der Kürze halber sei für eine nähere Betrachtung dieser Bereiche auf das HERA-B-Proposal [24] und den HERA-B-Technical Design Report [23] verwiesen.

Kapitel 3

Der HERA-B-Detektor

Das HERA-B-Spektrometer¹ besteht aus zwei wichtigen Subdetektor-Gruppen, dem Spuren-Nachweissystem und dem Teilchen-Identifikationssystem. Zu der ersten Gruppe gehören der Magnet (Abschnitt 3.3.1), das Vertex-Detektorsystem (Abschnitt 3.3.2) sowie das Spurkammersystem (Abschnitt 3.3.3), zur zweiten der Čerenkov-Zähler (Kapitel 4–7), das Elektromagnetische Kalorimeter (Abschnitt 3.4.2), der Übergangsstrahlungsdetektor (Abschnitt 3.4.3) und das Myon-Detektorsystem (Abschnitt 3.4.4). Es sei darauf hingewiesen, daß sich die folgenden Abschnitte auf den Status in [23] und [24] beziehen und zu diesem Zeitpunkt noch nicht alle technischen Entscheidungen getroffen waren.

Bei HERA-B wird mit dem HERA-Protonenstrahl auf feste Materie geschossen. Der HERA-Speicherring und die Eigenschaften dieser Materie sollen nun zunächst beschrieben werden.

3.1 Der HERA-Speicherring

HERA-B wird ab 1998 den Protonenstrahl der **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA benutzen. HERA ist ein Doppelspeicherring auf dem Gelände des **D**eutschen **E**lektronen **S**ynchrotrons (DESY) in Hamburg (s. Abb. 3.1). In ihm können 820 GeV -Protonen mit (max.) 30 GeV -Elektronen (oder Positronen) zur Kollision gebracht werden. Um diese Energien zu erreichen, müssen die Teilchen vorbeschleunigt werden. Im Falle der Protonen werden in dem Linearbeschleuniger LINAC III negativ geladene Wasserstoffionen auf 50 MeV beschleunigt. Danach wird die Elektronenhülle abgestreift. Die freien Protonen werden in dem Synchrotron DESY III auf 7.5 GeV , im Ringbeschleuniger PETRA III auf 40 GeV und letztlich in HERA auf die Endenergie von 820 GeV gebracht. Die Leptonen durchlaufen den LINAC II (450 MeV), werden im Speicherring PIA zwischengespeichert und werden dann über DESY II (8 GeV) und PETRA II (12 GeV) in HERA auf die heutige Endenergie von 27.5 GeV

¹Wird der HERA-B-Detektor als Gesamtes betrachtet, soll er als Abgrenzung zu den Subdetektoren als Spektrometer bezeichnet werden. Werden Koordinaten angegeben, so befindet sich der Ursprung im Wechselwirkungspunkt, und die z -Achse ist in Strahlrichtung definiert.

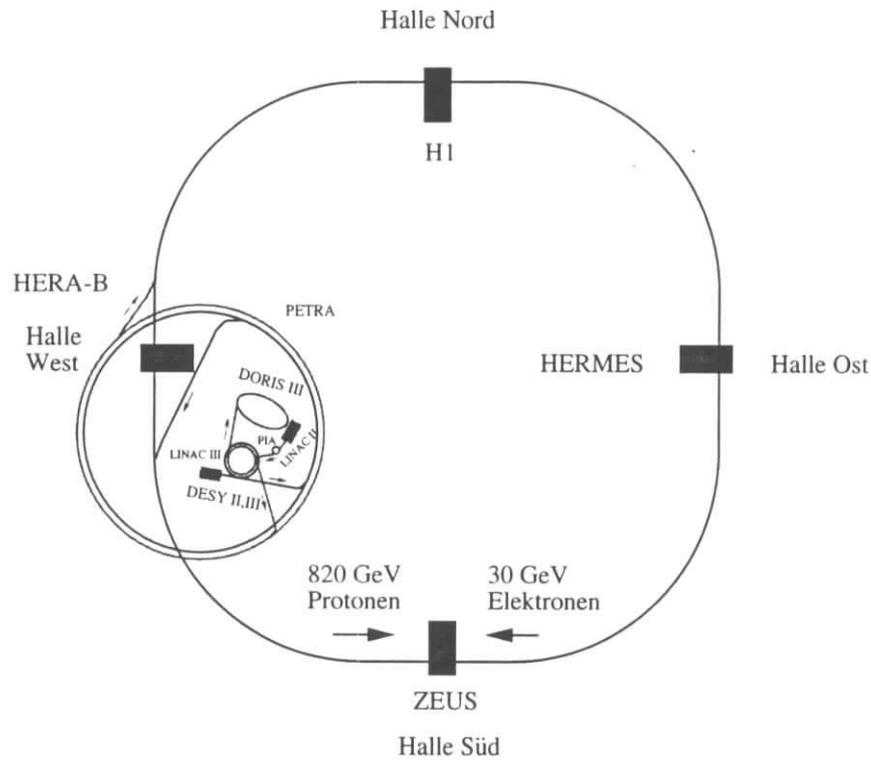


Abb. 3.1: Der Doppelringbeschleuniger HERA

beschleunigt. Beide Teilchensorten umkreisen HERA in Paketen, die einen Abstand von 96 ns haben [26].

In HERA sind vier Wechselwirkungszone für Experimente vorgesehen. Außer HERA-B wird HERA seit 1992 durch die e - p -Experimente H1 und ZEUS, die im wesentlichen die Strukturfunktionen des Protons untersuchen bzw. seit 1995 durch HERMES, das unter Verwendung des Elektronenstrahls den Ursprung des Nucleonenspins erforscht, benutzt. HERA-B wird 1998 als viertes Experiment hinzukommen und die Protonen von HERA verwenden.

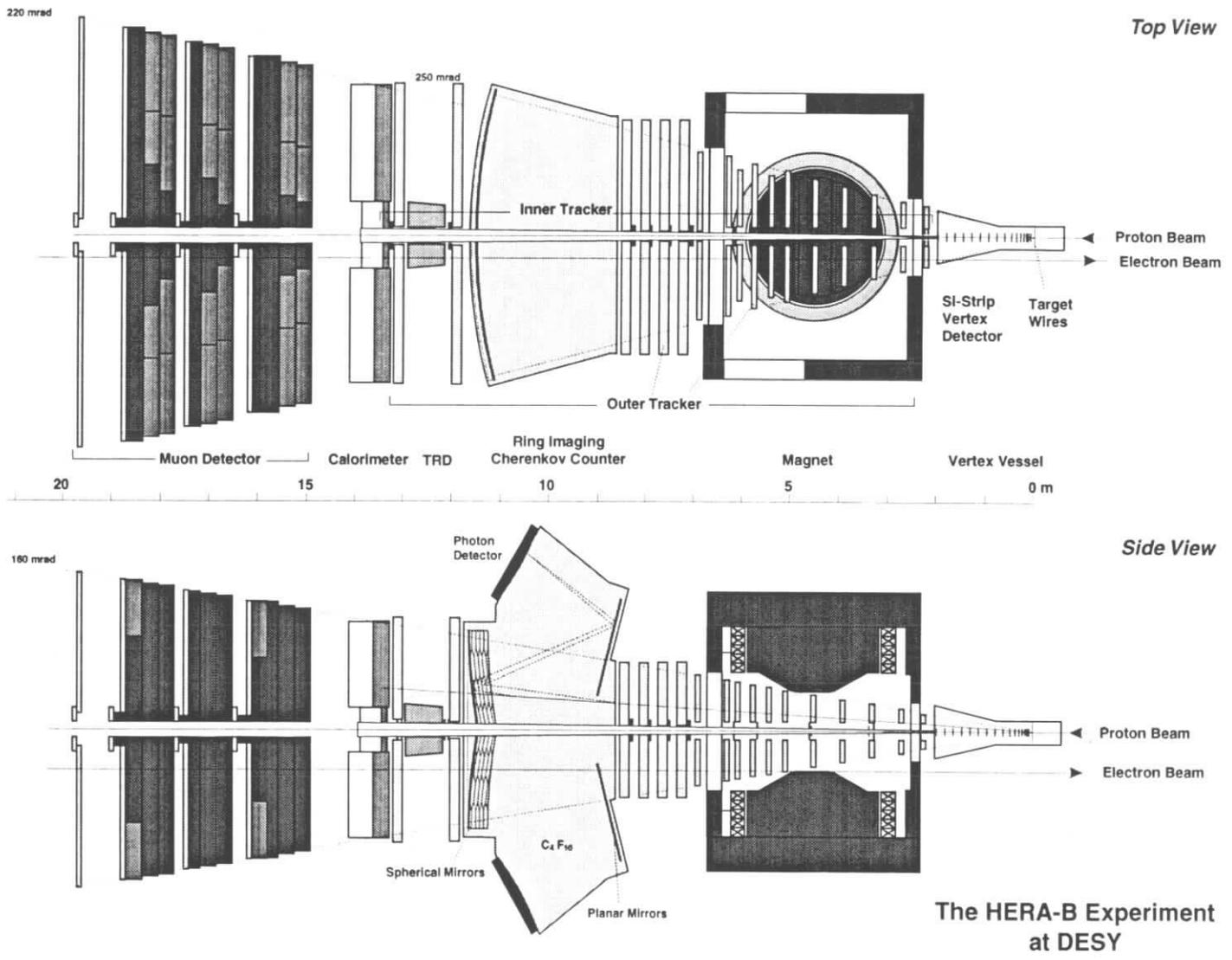


Abb. 3.2: Auf- und Seitenansicht des HERA-B Detektors [23]

3.2 Das interne Target

HERA-B ist ein sogenanntes 'fixed target'²-Experiment, d.h. ein hochenergetischer Teilchenstrahl (hier 820 GeV-Protonen) tritt mit einem unbeweglichen Ziel (hier 50 μm dicke und 500 μm lange Drähte aus Aluminium oder Kupfer) in Wechselwirkung. Die Protone treffen auf die Atomkerne der Drähte und erzeugen über das Reaktionsschema $pN \rightarrow B + X$ B-Mesonen. Die dazu erforderlichen b - bzw. \bar{b} -Quarks entstehen dabei durch einen Gluon-Gluon-Fusionsprozeß $g\bar{g} \rightarrow b\bar{b}$, der aufgrund der bei HERA verwendeten Energien die Quark-Antiquark-Annihilation $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ dominiert. Die Verwendung von eindimensionalen Drähten erleichtert das Triggern und die Ereignisrekonstruktion. Das Drahtmaterial ist hinsichtlich

- der Erzeugung möglichst vieler bottom-Quarks,
- seiner hohen mechanischen und thermischen Stabilität,
- und eines hohen Proton-Absorptionsvermögens bei gleichzeitiger geringer Streufähigkeit (ansonsten würde der Strahl aufgeweitet)

optimiert.

Da die anderen HERA-Experimente nicht gestört werden dürfen, erfolgt die Wechselwirkung nicht mit dem Strahlkern, sondern mit seiner unmittelbaren Umgebung, dem sogen. Halo. Dazu werden jeweils 4 Drähte als Seiten eines Quadrats um den Strahl herum in zwei Gruppen im Abstand von 5 cm hintereinander angeordnet. Um die Wechselwirkungsrate in Abhängigkeit von der Strahlposition steuern zu können, sind die Drähte senkrecht zur Strahlebene unabhängig voneinander über ein System von Servomotoren bewegbar.

3.3 Das Spuren-Nachweissystem

3.3.1 Der Magnet

Die erste Komponente des Spurennachweissystems ist der 0.8 T Dipolmagnet, dessen Spulen aus dem alten ARGUS-Magneten [27] stammen. Sein Zentrum ist 4.5 m von den Zieldrähten entfernt. Innerhalb dieser Distanz sind 85% der K_s^0 zerfallen. Eine weitere Steigerung dieser Ausbeute würde ein Verschieben des Magneten weg von den Drähten bedeuten und wäre mit seiner Vergrößerung und daher mit unangemessenen Kosten verbunden.

Der wichtigste Parameter des Magneten ist sein Feldintegral. Es beeinflusst direkt

- den Betrag der Massenauflösung σ_m des Spektrometers. Sie beträgt 8 MeV für B-Mesonen, was ausreicht, um einerseits B_d - von B_s -Zerfällen zu unterscheiden und andererseits die vollständige Rekonstruktion eines $J/\psi K_s^0$ -Zerfalls sicherstellt. Außerdem erhöht eine gute Massenauflösung das Signal-Untergrund-Verhältnis erheblich.

²zu deutsch 'festes Ziel'

- die Akzeptanz des Spektrometers.

Das Feldintegral darf nicht zu groß werden, da sonst einerseits die langsamen Teilchen einen zu großen Transversalimpuls erhalten und dadurch verlorengehen würden und andererseits die Korrelation zwischen dem Auftreffpunkt eines Teilchens im Elektromagnetischen Kalorimeter (s. Abschnitt 3.4.2) und seiner Anfangsrichtung zerstört werden würde.

Die Dimensionierung des Magneten erlaubt bei einer im Massenschwerpunktsystem bestehenden Raumwinkelüberdeckung von 90% eine geometrische Akzeptanz des $J/\psi K_s^0$ -Zerfalls von 50%.

Um den Einfluß des Magnetfeldes auf den Protonenstrahl auszugleichen, sind vor dem Magneten in Strahlrichtung drei zusätzliche mit dem Magneten in Serie geschaltete Strahlmagnete angebracht worden. Der Elektronenstrahl, der von HERA-B nicht benötigt wird, der aber trotzdem am Spektrometer vorbei bzw. durch es hindurch geführt werden muß, läßt sich nur mittels des Gegenfeldes einer Kompensationsspule abschirmen, die ein maximales Feld von 10 mT in der unmittelbaren Nähe des Strahlrohrs zuläßt. Ein stärkeres Feld würde die Polarisation der Elektronen zerstören, die von dem HERMES-Experiment benötigt wird. Zudem wurde der Magnetpol so konstruiert, daß das Feld in der Nähe des Elektronenstrahlrohrs möglichst klein ist.

3.3.2 Das Vertex-Detektorsystem

Das Vertex-Detektorsystem ist in einem 2.2 m langen Tank untergebracht, der auch die Zieldrähte enthält (s. Abschnitt 3.2). Die Detektoranordnung selbst beginnt 5.5 cm hinter der zweiten Drähtegruppe und überdeckt einen Polarwinkel von 10 – 250 mrad. Sie besteht aus 7 "Superlagen"³ rechteckiger, 280 μm starker und 50x70 mm^2 großer, extrem strahlungsharter Silizium-Mikrostreifen-Detektoren. Der Streifenabstand beträgt 25 μm . Jede Superlage ist aus 4 dieser Streifendetektoren zusammengesetzt, die jeweils, um dreidimensionale Informationen zu erhalten, um $\pm 2.5^\circ$ gegen die y-Achse gedreht angeordnet sind.

Die Aufgaben des Vertexdetektors sind

- das Ermitteln der Spurkoordinaten in drei Dimensionen, um damit den $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ -Zerfallsvertex voll rekonstruieren zu können.
- die Rekonstruktion der B^0 -Vertices.
- die Datenreduzierung für die zweite Triggerstufe. Dabei werden zum einen die Ereignisse mit charm-Quarks zurückgewiesen, bei denen zwei voneinander unabhängige Leptonen im Bereich der invarianten Masse des J/ψ liegen. Zum anderen werden mißinterpretierte Hadronen eliminiert. Die zweite Triggerstufe verlangt von zwei zu einem J/ψ -Zerfall gehörenden Leptonen, daß sie einen gemeinsamen Vertex haben, der zum Target-Draht paßt und zum anderen eine gewisse Entfernung von den Zieldrähten aufweist.

Die Auflösung beträgt

³von engl. 'superlayer'

- in der z-Richtung 10% der durchschnittlichen B-Zerfallslänge, d. h. $700 \mu\text{m}$ und
- in der x- bzw. y-Richtung $20\text{--}30 \mu\text{m}$.

Dieses ist ausreichend für die Rekonstruktion des B_d -Zerfallsvertex, aber an der Grenze für eine Untersuchung der B_s -Mischung. Die Auflösung wird durch die Vielfachstreuung in dem Material limitiert, das sich zwischen dem Vertex und der Position des ersten Nachweises befindet. Um den Materialaufwand zu minimieren, existiert im Bereich des Vertexdetektors kein zylindrisches Strahlrohr mehr, sondern die Streifendetektoren sind in senkrecht zum Strahl eingelassene Einstülpungen der Außenwand eines großen aufgeweiteten Vakuumbehälters eingebaut, in dessen Mitte sich der Strahldurchgang befindet. Um diesen Behälter ist ein Sekundärvakuum aufgebaut, so daß die Wände des ersten Behälters mit $100 \mu\text{m}$ sehr dünn sein können. Diese geringe Wandstärke und die Tatsache, daß die Teilchen die Wände nahezu senkrecht durchdringen können, minimieren die Weglänge der Teilchen erheblich. Die Detektoren können mittels eines sogen. "roman pot"-Systems vertikal zur Strahlachse bewegt werden, um Strahlenschäden beim Einfüllen der Protonen in den Speicherring zu vermeiden.

3.3.3 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem besteht aus zwei Untersystemen, einem inneren und einem äußeren. Diese Bezeichnungen beziehen sich auf den Abstand der Detektorkomponenten zum Strahlrohr. Es befindet sich in $2\text{--}13\text{ m}$ Abstand vom Vertex und ist jeweils senkrecht zum Strahl montiert. Zunächst soll nun das innere System beschrieben werden.

Das innere Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem hat die Aufgabe,

- die Spuren der einzelnen Teilchen zu finden,
- ihre Richtung anzugeben
- sowie als Komponente der ersten Triggerstufe zu dienen.

Die Impulsauflösung beträgt $\Delta p/p \approx 2 \cdot 10^{-5} \oplus 4 \cdot 10^{-3}$. Es überdeckt den Winkelbereich von minimal 10 mrad bis zu Abständen von $20\text{--}25\text{ cm}$ von der Strahlachse. Dieser Bereich ist für HERA-B essentiell, da ein großer Anteil der am $J/\psi K_s^0$ -Zerfall beteiligten Teilchenspuren hier konzentriert ist. Bei kleinen Polarwinkeln nahe am Vertex ist die Teilchendichte sehr groß, daher werden für die ersten drei Detektor-Superlagen, für die der vertikale Abstand vom Strahl kleiner als 6 cm ist, wie im Vertexdetektor ausreichend strahlungsharte Mikrostreifen-Detektoren aus Silizium verwendet. Für Komponenten, die in größerer Entfernung vom Strahl angebracht sind, benutzt man dagegen $25 \times 25\text{ cm}^2$ große Mikrostreifen-Gasdetektoren,

sogen. MSGC's⁴, in denen sich ein Argon-DME⁵-Gemisch im Verhältnis 50:50 als Zählgas befindet und die einen Streifenabstand von $300 \mu\text{m}$ haben. Die Auflösung beträgt $80 \mu\text{m}$. Die MSGC-Superlagen sind je nach z-Position der Kammer in drei möglichen Orientierungen (0° und $\pm 5^\circ$) um die y-Achse angeordnet. Die innerhalb des Magneten befindlichen Superlagen sind noch zusätzlich um den Lorentzwinkel gekippt. Eine Einzellage besteht aus 4 L-förmigen voneinander unabhängigen Detektoren. Bei HERA-B werden bis zu 8 Lagen hintereinander zu einer der 15 Superlagen zusammengefaßt.

Das äußere Spurkammersystem

Das äußere Spurkammersystem soll die Spuren derjenigen geladenen Teilchen nachweisen, die sich in einem Abstand zum Strahl größer als 20 cm bis zur vollen polaren Winkelausdehnung des Spektrometers befinden. Es besteht aus 15 Superlagen, die aus jeweils 12 Bereichen mit hexagonalen Driftröhren zusammengesetzt sind. Der Durchmesser beträgt je nach der relativen Position der Röhre relativ zum Strahl 5 mm (innen) oder 10 mm (außen), die Anodendrähte sind $100 \mu\text{m}$ dick. Gefüllt sind die Driftröhren mit einem $\text{CF}_4\text{-CH}_4$ -Gemisch im Verhältnis 80:20. Die Driftzeit beträgt $v_d \approx 100 \mu\text{m/ns}$. Mit dieser Anordnung bleibt die Besetzungsdichte kleiner als 15% und die einzelnen Ereignisse können ausreichend voneinander getrennt werden.

Um dreidimensionale Informationen zu erhalten, sind die Detektorlagen je nach Bedarf unter einem Winkel von 0° und $\pm 5^\circ$ um die y-Achse herum angeordnet. Die Auflösung Δx beträgt bei $\Delta t_{v_d} = 1 \text{ ns}$ $150 \mu\text{m}$. Damit läßt sich eine ausreichend große Auflösung der Stoßparameter und der Impulse erreichen ($\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-5} \oplus 5 \cdot 10^{-3}$), um langlebige Leptonen im J/ψ -Zerfall eindeutig zu identifizieren und um eine sinnvolle Rekonstruktion der Spuren zu ermöglichen.

Es werden drei verschiedene Funktionsbereiche unterschieden:

- Die 9 Superlagen, die sich innerhalb des Magneten befinden, bestimmen die vom Magnetfeld gebogenen Trajektorien derjenigen Teilchen, die von den Driftkammern innerhalb des feldfreien Raums bereits nachgewiesen worden sind. So können die Spuren auch durch den Magneten hindurch verfolgt werden.
- Vier Superlagen im feldfreien Raum zwischen dem Magneten und dem RICH (s. u.) weisen die geradlinigen Spuren nach.
- Zwei weitere Superlagen zwischen dem RICH und dem Elektromagnetischen Kalorimeter (s. Abschnitt 3.4.2) werden benötigt, um die Spuren der im Kalorimeter und im Myon-Detektor (s. Abschnitt 3.4.4) nachgewiesenen Teilchen zu extrapolieren.

Die Informationen der beiden letzten Teilbereiche werden außerdem für die erste Triggerstufe (s. Abschnitt 3.6.1) verwendet.

⁴engl. Abkürzung für Mikro Strip Gas Detector

⁵engl. Abkürzung für DiMethylEther

3.4 Das Teilchen-Identifikationssystem

3.4.1 Der RICH

Der RICH ist die spezielle Version eines Čerenkov-Zählers. Er dient in der Hauptsache dazu, Kaonen von Pionen zu unterscheiden. Seine Funktionsweise und sein Aufbau werden in Kapiteln 4, 5 und 7 ausführlich beschrieben.

3.4.2 Das Elektromagnetische Kalorimeter

Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) soll vier Aufgaben erfüllen:

- Es soll die Elektronen und Positronen aus dem $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall von Hadronen, die im wesentlichen aus Pionen bestehen, separieren und so deren Anteil um einen Faktor 100 unterdrücken. Dabei vergleicht man die Clusterform und den Energieeintrag im Kalorimeter mit der Impulsmessung aus den Spurkammern. Die geometrische Akzeptanz für den Nachweis eines e^+e^- -Paares beträgt wegen des Loches um das Strahlrohr lediglich 68%, die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifizierung $\approx 3\%$.
- Es soll der ersten Triggerstufe ein Pretriggersignal liefern.
- Es soll Photonen aus dem π^0 -Zerfall im Energiebereich von 5–200 GeV nachweisen, da es möglich ist, daß sich diese mit geladenen Hadronen überlagern und so ein nicht vorhandenes Elektron simulieren.
- Es soll einzelne Elektronen nachweisen, die aus semileptonischen Zerfällen von getagten B-Mesonen stammen. Hier liegt die geometrische Akzeptanz bei 83% [24].

Da die Anzahl der Spuren mit zunehmendem Abstand vom Protonenstrahl stark abnimmt, ist das Kalorimeter in drei Bereiche mit unterschiedlicher Granularität eingeteilt (innen, mitte, außen). Dabei wird, um die Segmentierung des ganzen Kalorimeters zu erleichtern, die Modulgröße von $11.15 \times 11.15 \text{ cm}^2$ beibehalten, aber gleichzeitig die Anzahl der Zellen von innen nach außen von 25 über 4 auf 1 Zelle verringert, d. h. die Größe der Zellen und damit die Granularität nehmen von innen nach außen ab. Die größte Annäherung an das Strahlrohr beträgt 11.15 cm , der ganze Detektor ist $624 \times 468 \text{ cm}^2$ groß. Jedes Modul ist in der sogen. 'Schaschlik'-Bauweise hergestellt, d.h. senkrecht zu der aus alternierenden Schichten von Plastik-Szintillator und Absorber bestehenden Sammeleinheit wird zum Auslesen ein Plastik-Wellenschieber durchgeführt. Der Absorber besteht im inneren Bereich aus einer 13.6 cm ($22 X_0$) starken W-Ni-Fe-Legierung, in den beiden anderen aus 33 cm ($20 X_0$) starkem Blei.

Diese Anordnung läßt im inneren Bereich eine Energie-Auflösung σ_E/E von $17\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$ und in den beiden anderen Bereichen von $9.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ zu.

Die räumliche Auflösung, ein wichtiger Parameter für die präzise Messung und Separation einzelner elektromagnetischer Schauer, beträgt für den inneren $\Delta_{x,y} \approx 1.2 \text{ mm}$, für den mittleren $\Delta_{x,y} \approx 4 \text{ mm}$ und für den äußeren Bereich $\Delta_{x,y} \approx 10 \text{ mm}$.

3.4.3 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor⁶ (TRD⁷) wird vor dem inneren Bereich des Elektromagnetischen Kalorimeters zwischen den beiden bzgl. der z -Richtung letzten Superlagen des äußeren Spurkammersystems positioniert und soll durch zusätzliche Elektron-Hadron-Separation (Faktor 15) im Impulsbereich von $\approx 1 - 70 \text{ GeV}/c$ dessen Pretrigger-Eigenschaften um den Faktor 3 verbessern. Dabei wurde eine 98%-ige Elektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit zugrundegelegt.

Der TRD ist aus zwei Blöcken von jeweils 18 horizontal bzw. vertikal angeordneten Schichten zusammengesetzt, die abwechselnd aus Radiatormaterial (erprobt werden Schäume aus Polypropylen und Polyethylen bzw. Fasern aus Polypropylen, wobei letztere favorisiert werden) und röhrenförmigen Proportionalzählern ($\varnothing 5 \text{ mm}$ bei $50 \mu\text{m}$ Wandstärke aus Kapton und einem Anodendraht mit $\varnothing 50 \mu\text{m}$) bestehen. Das Zählgas ist eine $Xe-CF_4-CO_2$ -Mischung im Verhältnis 70:20:10.

3.4.4 Das Myon-Detektorsystem

Dieses 340 m^2 große Subsystem soll in Analogie zum Kalorimeter

- Myonen aus dem Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ im Energiebereich $5 - 200 \text{ GeV}$ nachweisen und von den Hadronen separieren. Die Hadronen sollen so um einen Faktor 100 unterdrückt werden. Die geometrische Akzeptanz beträgt für den gleichzeitigen Nachweis beider Myonen 71.5%.
- der ersten Triggerstufe ein Pretriggersignal liefern.
- einzelne Myonen nachweisen, die aus semileptonischen Zerfällen von getaggen B-Mesonen stammen. Die geometrische Akzeptanz beträgt hier 81%.

Das Myon-Nachweissystem besteht aus zwei Einheiten, dem Hadron-Absorber und den Driftkammern für den Myon-Nachweis. Im Hadron-Absorber macht man sich die gegenüber den Hadronen große Durchdringungswahrscheinlichkeit der Myonen zunutze. Im inneren Bereich um das Strahlrohr herum besteht der Absorber aus Platzgründen aus Eisen, in den anderen Bereichen aus Beton. Er ist vor dreien der insgesamt vier aus Driftkammern bestehenden Superlagen angebracht. Die ersten beiden Superlagen sind aus drei Lagen Driftkammern (röhrenförmige Drahtkammern) zusammengesetzt, die um 0° bzw. $\pm 20^\circ$ um die y -Achse herum angeordnet sind. Die restlichen beiden Superlagen besitzen nur eine 0° -Lage aus Drahtkammern mit Pads. In der Nähe des Strahlrohrs, wo die größte Spurendichte erwartet wird, sind zusätzlich in jeder der vier Superlagen sogen. Gas-Pixel-Kammern mit $1 \times 1 \text{ cm}^2$ -Zellen integriert. Als Zählgas soll eine $Ar-CH_4-CF_4$ -Mischung im Verhältnis 72:8:20 verwendet werden.

⁶Übergangsstrahlung wird von bewegten geladenen Teilchen an den Grenzflächen zwischen zwei Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten emittiert. Eine alternierende Anordnung dieser Materialien führt zu Interferenzen, die Röntgenstrahlung mit einer massenspezifischen Intensität abstrahlen. Sie wächst mit Zunahme des Dilatationsfaktors $\gamma = E/mc^2$ an, d.h. es können Teilchen mit gleichem Impuls aber unterschiedlicher Masse separiert werden.

⁷engl. Abkürzung für Transition Radiation Detector

3.5 Die Massenauflösung des Spektrometers

Das HERA-B-Spektrometer erreicht mittels des Spurennachweis- und des Teilchen-Identifikations-Systems die folgende Massenauflösung [23]:

$$\begin{aligned}\Delta M &\approx 15 \text{ MeV} \text{ für } J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ \Delta M &\approx 8 \text{ MeV} \text{ für } B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \\ \Delta M &\approx 23 \text{ MeV} \text{ für } B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-\end{aligned}\tag{3.1}$$

3.6 Der J/ψ -Trigger

Man geht davon aus, daß die Protonenbündel im Strahl mit einer Frequenz von ca. 8 MHz auf die Zieldrähte treffen, da der Abstand zwischen den einzelnen Bündeln 96 ns beträgt. Bei der Wechselwirkung eines jeden Bündels sollten fünf inelastische Ereignisse stattfinden, so daß man insgesamt eine Rate von 40 MHz erhält. Bei jedem dieser Ereignisse erwartet man für geladene Teilchen eine mittlere Multiplizität von 25. Die primär interessierenden J/ψ -Leptonzerfälle haben dagegen nur eine Rate von 100 Hz . Das bedeutet, man muß bereits im Vorfeld der eigentlichen Datenanalyse die Zahl der Ereignisse drastisch reduzieren. Dieses geschieht bei HERA-B über eine mehrstufige Triggerlogik.

3.6.1 Die erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe (FLT⁸) soll eine erste grobe Filterung von J/ψ -Zerfällen in Leptonpaare vornehmen (Datenreduzierung um den Faktor 1000), um der zweiten Triggerstufe genügend Rechenzeit zu lassen. Der FLT arbeitet nach dem folgenden Prinzip:

1. Er wird zunächst durch das Pretrigger-Signal aktiviert. Dieses wird entweder durch die Existenz eines Elektronpaar-Kandidaten im Kalorimeter, eines Myonpaar-Kandidaten im Myondetektor oder durch den sogen. High p_t -Pretrigger (s. Abschnitt 3.7) ausgelöst. Bei der weiteren Betrachtung sollen allerdings nur die ersten beiden Möglichkeiten berücksichtigt werden.
2. Der FLT initiiert eine Spurensuche in den magnetfeldfreien Spurkammern hinter dem Magneten. Diese Suche erfolgt nach dem Prinzip des Kalman-Filters [28] bei dem der Kandidat ein lokal begrenztes Suchfeld in der am nächsten gelegenen Spurkammer definiert. Dieses Suchfeld kann je nach Abstand vom Strahl $4\text{--}100 \text{ cm}^2$ groß sein. Im Falle eines dort gefundenen Treffers wird die Suche nach dem gleichen Muster solange fortgesetzt, bis der Kandidat erfolgreich bis zur letzten feldfreien Spurkammer zurückverfolgt ist oder eine Spurkammer nicht mehr anspricht.

⁸engl. Abkürzung für **F**irst **L**evel **T**rigger

3. Als letztes gibt der FLT die noch ungenauen Orts- und Richtungskoordinaten des Leptonpaares an (p, θ, ϕ) und bestimmt seine invariante Masse, den Leptontyp und die Ladung der einzelnen Teilchen. Ist die invariante Masse für das Elektronenpaar bzw. das Myonenpaar größer als $2.75 \text{ GeV}/c^2$ und stimmen Typ und Ladung mit vorgegebenen Parametern überein, werden diese Leptonpaare als J/ψ -Kandidaten akzeptiert und an die zweite Triggerstufe weitergereicht.

3.6.2 Die zweite Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe (SLT⁹) wird die Datenmenge um einen weiteren Faktor 25 reduzieren. Sie arbeitet folgendermaßen:

1. Der SLT startet zunächst mit den Spurdaten aus der ersten Triggerstufe und verfolgt die Teilchenspur zurück. Dabei wird als zusätzliche Information die Driftzeit verwendet, die die Auflösung der Spurparameter um eine Größenordnung gegenüber dem FLT verbessert.
2. Im Fall der Elektronensuche erfolgt eine Konsistenzprüfung zwischen den neuen Spurdaten und den Kalorimeterdaten aus dem FLT. So können sehr viele Pionen vorzeitig zurückgewiesen werden.
3. Die Spuren werden jetzt durch das Magnetfeld hindurch unter Verwendung des Vertexdetektorsystems zurückverfolgt. Damit kann festgestellt werden, ob die beiden Spuren einen gemeinsamen Vertex haben. γ -Konversionen sowie Ereignisse, bei denen zufällig zwei Spuren nebeneinanderliegen, werden eliminiert.

3.6.3 Weitere Triggerstufen

Zwei weitere Triggerstufen bestehen in der Anwendung von Online-Analyse-Programmen auf die vorher getriggerten Ereignisse. Dabei werden diese vollständig rekonstruiert. Für weitere Informationen sei auf [23] verwiesen.

3.7 Der Pretrigger für große Transversalimpulse

Wie im Theorieteil angedeutet (s. Abschnitt 2.6) soll mit HERA-B auch die Analyse spezieller hadronischer Ereignisse möglich sein. Dazu gehört der für die Bestimmung des Winkels α im Unitaritätsdreieck dominierende Zerfallskanal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (s. auch 2.31). Um die beiden Pionen vor dem großen Untergrund abzuheben, nutzt man deren große Transversalimpulse p_t aus. Die Hauptbedingung für den sogen. 'High- p_t '-Pretrigger,

- daß die beiden Pionen einen Transversalimpuls $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$ besitzen müssen,

führt mit den beiden Nebenbedingungen,

⁹engl. Abkürzung für **Second Level Trigger**

- daß das Pionenpaar eine invariante Masse $> 4.5 \text{ GeV}/c^2$ haben soll und
- die Winkel der Pionenpaare eine große Asymmetrie $A = (\min(\theta_1, \theta_2) - 0.01) / \max(\theta_1, \theta_2)$ besitzen müssen,

zu einer Datenreduzierung um den Faktor 3500 [23]. Mit weiteren Maßnahmen in höheren Triggerstufen (Forderung nach einem zweiten Vertex und ein Schnitt auf die Richtung des B^0 's) läßt sich insgesamt eine Reduzierung um den Faktor $2 \cdot 10^5$ erreichen. Die Logik in den folgenden Triggerstufen ist analog zum Leptonenzerfall, es werden nur mehr Spektrometerkomponenten zur Auswertung herangezogen. Über den Einbau zusätzlicher Kammern wird diskutiert.

Kapitel 4

Der RICH: Das Prinzip und die Realisierung bei HERA-B

4.1 Der Čerenkov-Effekt

Čerenkov entdeckte 1934 [29], daß geladene Teilchen in einem dichten Medium Licht abstrahlen, wenn ihre Geschwindigkeit v größer als die Phasengeschwindigkeit c/n der elektromagnetischen Felder in diesem Medium ist. In der klassischen Elektrodynamik führt man diesen Effekt auf die Wechselwirkung des Teilchens mit dem sich zeitlich verändernden elektrischen Dipolmoment in dem Medium zurück, das sich durch eine asymmetrische Polarisierung vor und hinter dem Teilchen aufbaut.

Charakteristisch für die Strahlung ist seine Winkelverteilung. Sie wird für ein Teilchen mit der Geschwindigkeit β in einem Medium mit dem Brechungsindex n azimuthal isotroph unter einem Polarwinkel θ_C von

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \quad (4.1)$$

abgestrahlt.

Frank und Tamm haben 1937 [30] eine, von kleinen quantenmechanischen Korrekturen abgesehen [31], bis heute gültige Beziehung für die spektrale Verteilung des emittierten Lichts aufgestellt. Sie lautet:

$$\frac{dN_{ph}}{dE_{ph}} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c}\right) Z^2 L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (4.2)$$

Dabei sind L die Länge des Mediums und Z die Ladung des einfallenden Teilchens. Geht man von einfach geladenen Teilchen aus, die sich mit der Geschwindigkeit $\beta = konst.$ durch das Medium hindurchbewegen, erhält man nach Integration der Gl. 4.2 über die Energie E_{ph} für die mittlere Anzahl der emittierten Photonen pro Energieintervall ΔE_{ph}

$$\langle N_{ph} \rangle = N_0 L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \Delta E_{ph} \quad (4.3)$$

Diese Beziehung ist nur für kleine ΔE_{ph} gültig, da n i. a. von E abhängt, d. h. dispersiv ist. Die wahre Verteilung ist eine Poisson-Statistik unter Verwendung von $\langle N_{ph} \rangle$ als Mittelwert. Für sehr kleine Bandbreiten ΔE_{ph} und $n\beta = konst.$ erhält man nach Integration von 4.2 für die Anzahl der emittierten Photonen [32]:

$$N_{ph} = N_0 Z^2 L \sin^2 \theta \quad (4.4)$$

N_0 ist dabei der sogen. Antwort-Parameter des Photondetektors. Er berechnet sich zu [32]¹

$$N_0 = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \int Q(E) \cdot T(E) \cdot R(E) \cdot S(E) dE \quad (4.5)$$

Hierbei sind $Q(E)$ die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, $T(E)$ die Transmissivität der lichtdurchlässigen Segmente (Fenster etc.), $R(E)$ die Reflektivität des Spiegels und $S(E)$ die Raleighstreuung der Photonen im Radiator.

Nun ist noch die Schwelle zu bestimmen, ab der ein geladenes Teilchen Čerenkov-Photonen emittiert. In der Hochenergiephysik wird die Geschwindigkeit eines Teilchens i. a. durch seinen Impuls p und seine Ruhemasse m_0 charakterisiert. Allgemein gilt

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.6)$$

Löst man diese Beziehung nach β auf und setzt dann β in die Gl. 4.1 ein, ergibt sich der Emissionswinkel θ_C in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls p zu

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{p^2 + m_0^2 c^2}{p^2}} \quad (4.7)$$

Man kann nun noch eine Schwelle für den Impuls angeben, unterhalb derer die Čerenkov-Strahlung verschwindet. Das passiert für den Fall $\theta_C=0$. Einsetzen in Gl. 4.7 und Auflösen nach $p = p_{thr}$ führt zu

$$p_{thr} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (4.8)$$

4.2 Die Anwendung in der Hochenergiephysik

Es gibt heute im wesentlichen drei Typen von Čerenkov-Zählern.

- Schwellen-Čerenkov-Zähler
- Differentielle Čerenkov-Zähler
- Ringabbildende Čerenkov-Zähler (RICH)

¹Im Original fehlt $S(E)$. Die Raleighstreuung ist aber für den HERA-B-RICH zu beachten, da ultraviolette Photonen den Radiator durchdringen (s. auch Abschnitt 4.2).

Der einfachste Čerenkov-Zähler ist ein sogen. **Schwellen-Čerenkov-Zähler**. Er dient i. a. dazu, Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlicher Masse zu diskriminieren, indem man das Schwellenverhalten des Čerenkov-Effekts ausnutzt (s. auch Gleichung 4.8). Dabei strahlt das schwerere Teilchen gerade noch kein Čerenkov-Licht ab, während das leichtere Teilchen bereits Photonen emittiert. In der Praxis verwendet man eine Kombination von mehreren Zählern mit unterschiedlichen Brechungsindizes, so daß man mehrere verschiedene Teilchensorten gleichzeitig voneinander trennen kann. Der Vorteil dieses Zähler-Typs ist, daß er einen großen Bereich im Phasenraum überstreicht. Ein Nachteil ist, daß man mit lediglich die Teilchenart direkt bestimmen kann, aber nur indirekt etwas über die Kinetik der Teilchen erfährt. Ein Beispiel für die Geschwindigkeitsmessung von Teilchen mit einem Schwellen-Čerenkov-Zähler ist das Fermilab-Experiment E691 [33], bei dem man über die Anzahl der nachgewiesenen Photonen N pro Teilchenspur eine Geschwindigkeitsauflösung von

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\tan^2 \theta}{2\sqrt{N}} \approx 2 \cdot 10^{-5} \quad (4.9)$$

erreichte. θ läßt sich dabei bei bekanntem Antwort-Parameter N_0 aus der Gleichung 4.4 bestimmen.

Ein weiterer Typ von Čerenkov-Zählern ist der **Differentielle Čerenkov-Zähler**, bei dem man zusätzlich den Emissionswinkel der emittierten Photonen mißt. Dabei werden die von den in den Radiator einfliegenden Teilchen abgestrahlten Photonen über eine fokussierende Linse zu einem Ring abgebildet. Mit einer veränderlichen Ringblende im Fokus der Linse werden die Lichtquanten, die in einem bestimmten Winkel θ_C einfliegen, ausgewählt und dann auf den Photodetektor gelenkt. Durch die Veränderung des Radius der Ringblende können so verschiedene Emissionswinkel θ_C abgefahren werden. Bei bekanntem Brechungsindex n des Radiators kann dann über die Beziehung 4.1 die Geschwindigkeit β des Teilchens **direkt** ermittelt werden. Mit diesen Geräten läßt sich eine Auflösung von

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} \approx 10^{-4} \quad (4.10)$$

erreichen [34] [35].

Eine wesentliche Verbesserung der Auflösung erhält man, wenn man die Optik gegen die chromatische Aberration (s. auch Abschnitt 5.4) korrigiert. Dieses ist in dem sogen. **DISC-Zähler**² verwirklicht. Die maximale Auflösung betrug [36]

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = 4 \cdot 10^{-6} \quad (4.11)$$

Der große Vorteil des Differentiellen Čerenkov-Zählers ist seine große Selektivität und die Möglichkeit der direkten Geschwindigkeitsmessung. Der Nachteil ist, daß die einfliegenden Teilchen eine bestimmte Richtung haben müssen, damit die von ihnen emittierten Photonen von der Optik erfaßt werden können. Man kann also nur eine Geschwindigkeit pro Teilchen zur gleichen Zeit messen.

²DISC steht für **D**ifferential **I**sochronous **S**elf-**C**ollimating

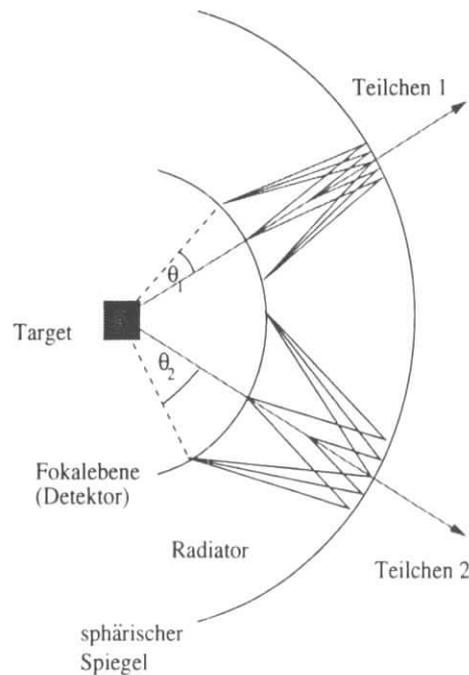


Abb. 4.1: Der prinzipielle Aufbau eines RICH

Die neueste Entwicklung auf dem Gebiet der Čerenkov-Zähler ist der RICH³. Er kombiniert die guten Phasenraum-Eigenschaften des Schwellenzählers mit der hervorragenden Geschwindigkeitsauflösung des Differentiellen Zählers in einem Gerät. Zudem entfällt die Beschränkung auf die Messung eines bestimmten Emissionswinkels θ_C . Das grundlegende Prinzip entstammt einer Idee von Roberts [37] aus dem Jahre 1960, der erste praktisch brauchbare RICH wurde 1977 von Seguinot und Ypsilantis [38] realisiert. Sein prinzipieller Aufbau ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Geladene Teilchen durchfliegen einen gasförmigen oder flüssigen Radiator, der auf der einen Seite durch einen sphärischen Spiegel, dessen Mittelpunkt im Idealfall im Wechselwirkungspunkt liegt, und auf der anderen Seite durch die zum Spiegel gehörige Fokalebene, auf der sich die Photodetektoren befinden, begrenzt wird. Die Photonen, die von den idealerweise radial zum Spiegel fliegenden Teilchen emittiert werden, werden vom Spiegel reflektiert und auf die sphärische Fokalebene zu Ringen mit den Radien R_{ring} fokussiert. Für die Berechnung von R_{ring} muß man den Ringmittelpunkt kennen. Dieser läßt sich über eine Impulsmessung des Teilchens bestimmen, da mit dieser auch gleichzeitig dessen Flugrichtung bekannt ist und man so über den berechneten Auftreffpunkt des Teilchens auf dem Spiegel auch dessen virtuellen Auftreffpunkt auf der Fokalebene ermitteln kann. Sieht man von den Abbildungsfehlern ab, so kann man den Čerenkov-Winkel θ_C direkt aus R_{ring} ablesen. Zusammen mit der besagten Impulsmessung des Teilchens kann man dessen Identität, d. h. dessen Masse, z. B. über die Beziehung 4.7 bestimmen. Diese einfache Methode funktioniert allerdings nur bis zu einer gewissen Anzahl von gleichzeitig in

³RICH steht für Ring Imaging Čerenkov Counter

den Radiator eindringenden Teilchen. Andernfalls wird die Anzahl der emittierten Photonen zu groß, und diese können dann nicht mehr ohne weiteres einem bestimmten Ring zugeordnet werden. Diese Situation tritt bei HERA-B ein. Eine Lösung dieses Problems besteht in der Anwendung leistungsfähiger Maximum-Likelihood-Verfahren, wie sie für HERA-B von [39] [40] vorgeschlagen wurden. Dabei wird jedes Photon einem Ring nach der größten Wahrscheinlichkeit zugeordnet. Die erreichbaren Auflösungen für die Geschwindigkeit liegen für den RICH bei [32]

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} \approx 10^{-6} \quad (4.12)$$

4.3 Die Dimensionierung des HERA-B-RICH

Die Hauptaufgabe des RICH bei HERA-B ist die Pion-Kaon-Separation. Sie soll im Impulsbereich von $\approx 3 - 50 \text{ GeV}/c$ Pionen und Kaonen sicher voneinander trennen können. Der Fehler bei der Identifizierung von Kaonen soll $< 2\%$ sein bei einer Kaon-Nachweiswahrscheinlichkeit von 90% . Für die Dimensionierung des RICH bei HERA-B sind verschiedene Parametern wichtig, nämlich

- die erforderliche **geometrischen Akzeptanz**
Für das HERA-B-Spektrometer wird eine geometrische Akzeptanz von 50% für den Zerfall $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ angestrebt (s. auch Abschnitt 3.3.1). Dazu muß das Spektrometer (und damit auch der RICH) eine polare Ausdehnung von $\approx 160 \text{ mrad}$ und eine azimutale Ausdehnung $\approx 300 \text{ mrad}$ haben [24]⁴. Eine größere Akzeptanz ist nicht praktikabel, da das Spektrometer dafür sehr viel länger und breiter sein müßte. Der RICH erreicht mit der entgeltigen Ausdehnung für die nachzuweisenden geladenen Kaonen eine geometrische Akzeptanz von 99% [40].
- die **räumliche Anordnung der Photodetektoren**
Das HERA-B-Spektrometer muß aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate (s. Abschnitt 3.6) besonders in dem Bereich um den Protonenstrahl herum sehr hohe Ereignisraten verkraften. Daher ist es unmöglich, einen RICH in der im vorherigen Abschnitt 4.1 beschriebenen, ursprünglichen Weise zu verwenden, weil die Photodetektoren einem extrem starken Partikelstrom ausgesetzt wären. Stattdessen werden die Photodetektoren einige Meter ober- und unterhalb des Strahls angebracht. Die Höhe muß mindestens 2.60 m betragen [42]. Dazu muß der sphärische Spiegel gekippt werden, um die Photonen vom Strahl wegzulenken. Allerdings würde sich dann die dazugehörige Fokalebene mit den Photodetektoren im oder sehr nahe am Magneten befinden, so daß eine zusätzliche Ablenkung über einen planaren Spiegel nötig wird (s. auch Abb. 5.1).
- die **Eigenschaften des Radiators**
Der Radiator muß mehrere Anforderungen erfüllen, er muß zum einen ausreichend **transparent** für den Wellenlängenbereich der durchfliegenden Photonen

⁴Im entgeltigen Design beträgt dieser Wert 250 mrad .

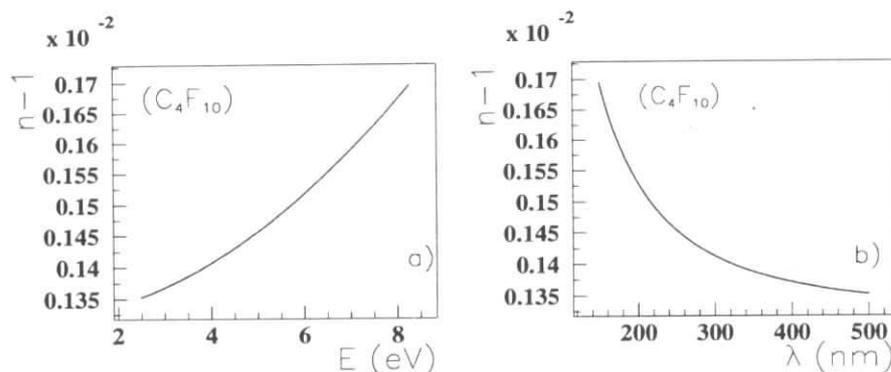


Abb. 4.2: Das Dispersionsverhalten des Brechungsindex n von C_4F_{10}
 a) in Abhängigkeit von der Photonenenergie
 b) in Abhängigkeit von der Photonenwellenlänge

sein und zum anderen eine große Wechselwirkungslänge besitzen, um möglichst wenig störende Sekundärteilchen zu erzeugen.

Um kleine Schwellen p_{thr} zu erhalten (s. auch Gleichung 4.8), sollte der Brechungsindex n möglichst groß sein. Weitaus wichtiger aber sind die Trennge-
 nauigkeit

$$d\theta_C/d\beta = \frac{1}{\beta \sqrt{n^2\beta^2 - 1}} \quad , \quad (4.13)$$

die mit abnehmendem n größer wird und eine möglichst kleine Dispersion. Die beiden letzten Kriterien werden besonders gut von Karbo-Fluoriden erfüllt. Für HERA-B ist als Radiatormaterial C_4F_{10} vorgesehen. Seine Dispersionsrelation hat die folgende Form [43]:

$$n(E_\gamma[eV]) = 1.0013178 + 1.723 \cdot 10^{-7} \cdot E_\gamma + 5.495 \cdot 10^{-6} \cdot E_\gamma^2 \quad (4.14)$$

Der Verlauf der Dispersionsrelation in Abhängigkeit von der Photonenenergie bzw. der Photonenwellenlänge ist in Abb. 4.2 a), b) dargestellt.

Die Schwellen für das Auftreten des Čerenkov-Effektes betragen für $E_{ph} = 6.1 eV$ für die Pionen $2.53 GeV/c$, für die Kaonen $8.94 GeV/c$ und für die Protonen $17 GeV/c$.

- die verlangte **Auflösung**

Die Auflösung des Photondetektors muß mindestens so gut sein wie der Bildfehler durch die chromatische Aberration (s. auch Abschnitt 5.4), die durch das Dispersionsverhalten des Radiators verursacht wird (s. o.). Für den durch die chromatische Aberration herrührenden Winkelfehler σ_{θ_C} gilt unter der Annahme $\beta \approx n \approx 1$:

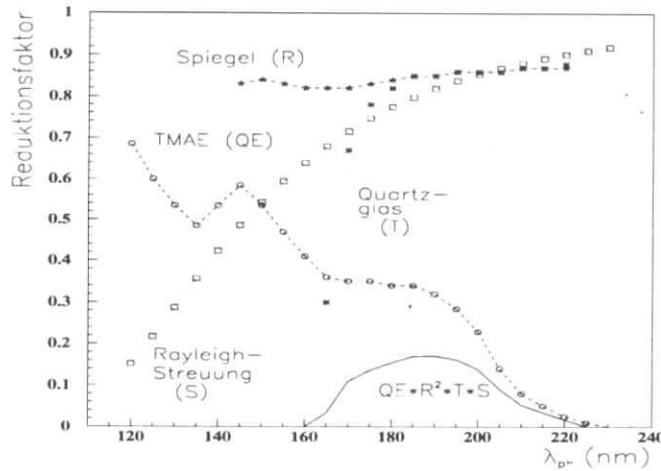


Abb. 4.3: Photonenverluste aufgrund verschiedener Prozesse in Abhängigkeit von ihrer Wellenlänge

QE: Quantennachweiswahrscheinlichkeit von TMAE [44], **R**: Reflexionsverhalten des Spiegels [46], **T**: Transmissionsverhalten des Quarzglases [46], **S**: Raleighstreuung im Radiator C_4F_{10} (s. Gl. 4.16 und 4.17). R taucht im resultierenden Reduktionsfaktor im Quadrat auf, um den planaren Spiegel zu berücksichtigen.

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta_C} &= \sigma_{\cos\theta_C} / \sin\theta_C \approx \sigma_{\cos\theta_C} / \sqrt{n^2 - 1} \approx \sigma_n / \sqrt{n^2 - 1} \\ &\stackrel{4.14}{\approx} 1.1 \cdot 10^{-5} E_\gamma \sigma_{E_\gamma} / \sqrt{n^2 - 1} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Um diese Beziehung auswerten zu können, muß man E_γ und σ_{E_γ} kennen⁵. Diese beiden Parameter lassen sich aus dem Integralanteil des Antwortparameters aus Gleichung 4.5 bestimmen. Dabei sind

- die Quanten-Nachweiswahrscheinlichkeit (QE) von TMAE,
- die Transparenz des Quarzglases (T) der Kammer,
- die Reflektivität des Spiegels (R) und
- die Rayleigh-Streuung (S) innerhalb des Radiators.

bekannt. Der Anteil der Raleigh-Streuung läßt sich aus [45] zu

$$N'_\gamma = N_\gamma \cdot e^{-\alpha l} \quad \text{mit} \quad (4.16)$$

$$\alpha = \frac{E^4}{6N\pi(\hbar c)^4} (n^2 - 1)^2 \approx 1.3 \cdot E^4 (n^2 - 1)^2 [eV^{-4}m^{-1}] \quad (4.17)$$

⁵ σ_{E_γ} ist die halbe Breite, die man für die Verteilung des resultierenden Reduktionsfaktors aus der Abb. 4.3 erhält.

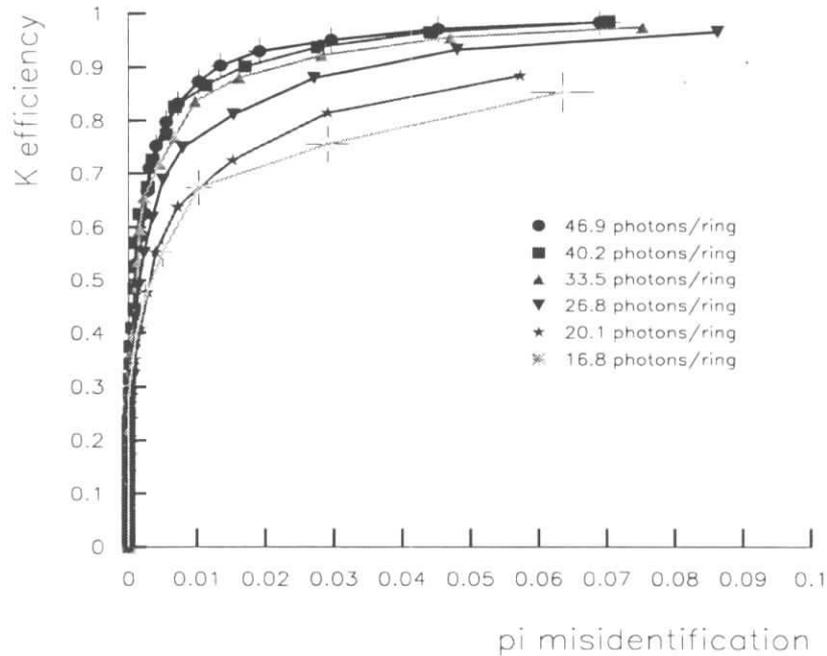


Abb. 4.4: Kaon-Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Wahrscheinlichkeit, statt eines Kaons ein Pion zu identifizieren [40].

bestimmen. Der letzten Näherung liegt die Annahme zugrunde, daß man das Radiatorgas als ideales Gas behandeln kann und somit N gerade die Avogadrokonstante $N = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ist.

In Abb. 4.3 sind die einzelnen Größen⁶ aus 4.5 gegen die Wellenlänge der Photonen aufgetragen. Der resultierende Reduktionsfaktor ist als durchgezogene Linie zu erkennen. Er ähnelt einer gaußförmigen Verteilung. Eine Anpassungsrechnung ergibt:

$$\lambda = 188 \pm 15 \text{ nm} \quad \text{bzw.} \quad E_\gamma = 6.1 \pm 0.5 \text{ eV} \quad (4.18)$$

Damit beträgt der Winkelfehler aufgrund der chromatischen Aberration

$$\sigma_{\theta_C} \approx 6 \cdot 10^{-4} \quad (4.19)$$

Aus der Geometrie des RICH folgt für kleine θ_C , wenn ρ die Ringbreite der abgebildeten Photonen ist (s. auch Abschnitt 5.2):

$$\sin \theta_C \approx \theta_C \approx \frac{\rho}{f} \quad (4.20)$$

⁶Diese Rechnung erfolgte in der Annahme der Verwendung einer mit TMAE als photonnachweisender Substanz gefüllten Drahtkammer. Im Falle der Lösung mit Sekundärelektronenvervielfachern sehen die Werte etwas anders aus.

Wie später (s. 5.3) näher erläutert wird, ist der Fehler σ_ρ , der aufgrund der Zellengröße d des Photondetektors, die auch gleichzeitig dessen **Granularität**⁷ ist, auftritt, $\approx d/\sqrt{12}$. Damit ist

$$\frac{d\theta_C}{d\rho} \approx \frac{1}{f} \quad \text{und somit} \quad \sigma_{\theta_C} \approx \frac{1}{f} \sigma_\rho \approx \frac{d}{\sqrt{12}} \frac{1}{f} . \quad (4.21)$$

Setzt man diesen Fehler mit dem aus Gleichung 4.19 gleich, dann erhält man für den Mindestbetrag der Fokallänge des sphärischen Spiegels

$$f \approx \frac{d}{\sqrt{12}} \frac{1}{\sigma_{\theta_C}} \gtrsim 4 \text{ m} , \quad (4.22)$$

d. h. der Kugelspiegel sollte mindestens einen Radius von $R = 2f = 8 \text{ m}$ haben. Vergrößert man R , wie beim HERA-B-RICH geschehen, auf 11.40 m, verbessert man die Auflösung weiter.

- die **Radiatorlänge**

Um das in Abschnitt 4.2 angedeutete Rekonstruktionsverfahren für die Ringe durchführen zu können, benötigt man wenigstens $N_{phot} = 20 - 25$ Photonen pro Ring, da ansonsten die Wahrscheinlichkeit, daß man bei der Rekonstruktion ein Pion für ein Kaon hält, stark ansteigt (s. Abb. 4.4). Zur Sicherheit (Alterungserscheinungen der Detektoren etc.) verlangt man 35–40 Photonen pro Ring. Mit diesem Wert läßt sich die erforderliche Mindestlänge des Radiators L über die Beziehung 4.4 ausrechnen. Der Inhalt des Integrals läßt sich aus der Abb. 4.3 ablesen (≈ 0.23). Um den richtigen Wert für L zu erhalten, muß man 4.4 noch um die folgenden Faktoren erweitern:

$$\begin{aligned} \epsilon_{abs} &= 0.60 & : & \text{Absorption der Photonen im Kammergas [46]} \\ \epsilon_a &= 0.90 & : & \text{aktive Fläche der Photondetektoren [46]} \\ \epsilon_e &= 0.80 & : & \text{Photoelektron-Nachweiswahrscheinlichkeit in der} \\ & & & \text{Drahtkammer [24]} \end{aligned}$$

Man erhält dann für die Mindest-Radiatorlänge L

$$L \approx 3 \text{ m} . \quad (4.23)$$

Zur besseren Übersicht sollen noch einmal alle in diesem Abschnitt bestimmten Parameter in einer Tabelle zusammengefaßt werden.

⁷Die Zellengröße d wird durch die technisch machbaren Verhältnisse in der Drahtkammer (s. auch Kapitel 6) bestimmt. Sie soll dort $d = 8 \text{ mm}$ betragen. Die für den HERA-B-RICH benötigte Granularität wird genauer in Kapitel 7 betrachtet.

geometrische Akzeptanz für die nachzuweisenden K^\pm	99%
Ausdehnung polar azimutal	160 mrad 250 mrad
Höhe der Photodetektoren bezüglich des Protonenstrahls	$\gtrsim 2.60$ m
Granularität	8 mm
Radiatorlänge	≈ 3 m
Fokallänge	$\gtrsim 4$ m
Mindestanzahl detektierbarer Photonen	40

Tab. 4.1: Die Dimensionierung des HERA-B-RICH

Kapitel 5

Das Spiegelsystem und seine Abbildungseigenschaften

Die Abbildungseigenschaften des in Abb. 5.1 skizzierten Spiegelsystems sind z. T. empfindlich von dem Kippwinkel des sphärischen Spiegels abhängig. Sie werden zunächst theoretisch eingeführt (s. Abschnitt 5.1) und dann in 5.3 – 5.6 mittels einer rechnergestützten Simulation untersucht. Dieses Kapitel soll auch verschiedene Konstruktionsvarianten des HERA-B-RICH aufzeigen. Ein weiterer wichtiger Parameter außer den Bildfehlern ist die Winkelverteilung der auf die Fokalebene auftreffenden Photonen (s. Abschnitt 5.7).

5.1 Die systematischen Abbildungsfehler eines sphärischen Spiegels

Jede Abbildung eines Gegenstandes oder einer Ansammlung von Photonen mittels einer optischen Anordnung (Linse, Spiegel oder eine Kombination aus beidem) ist i. a. mit einer systematischen Unschärfe behaftet. Man unterscheidet zwischen der **chromatischen Aberration**, die in der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Lichtwellenlänge ihren Ursprung hat, und den **monochromatischen Aberrationen**. Diese Bildfehler treten bei Strahlengängen auf, bei denen die Lichtstrahlen bzw. die Photonen unter großen Winkeln oder in einem großen Abstand zur optischen Achse auf die optische Anordnung auftreffen. Für den Fall eines sphärischen Spiegels sind die optischen Achsen mit den radialen Verbindungen zwischen Spiegelmittelpunkt und Spiegeloberfläche identisch.

Mathematisch läßt sich das Auftreten der monochromatischen Aberrationen am einfachsten über die Anwendung des Snellius'schen Brechungsgesetzes $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ bei der Behandlung von dicken Linsen beschreiben [48]. Im Fall der achsen-nahen Strahlengänge sind die $\theta_{1,2}$ sehr klein, und man kann in 1. Näherung $\sin \theta \approx \theta$ setzen. Für größere Winkel ist diese Näherung nicht mehr gültig. Für einfache Anwendungen reicht die Näherung in 3. Ordnung $\sin \theta_{1,2} \approx \theta_{1,2} - \theta_{1,2}^3/6$ aus, so daß man in diesem Zusammenhang von **Bildfehlern 3. Ordnung** oder nach ihrem

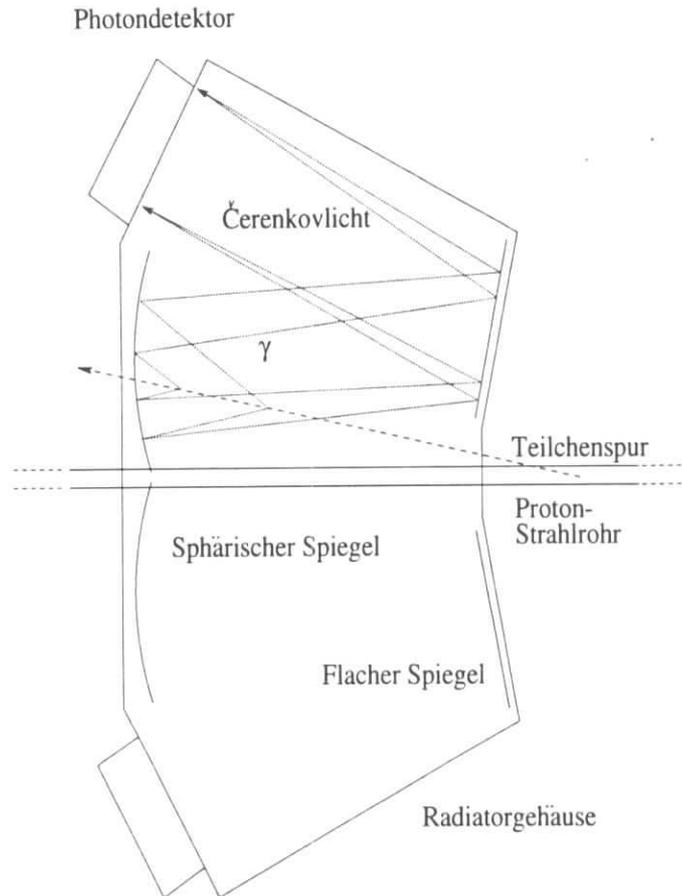


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des HERA-B-RICH (etwas verändert aus [47])

Entdecker von den **Seidel'schen Aberrationen**¹ spricht. Man unterscheidet 5 verschiedene Bildfehler, deren qualitative Auswirkungen im folgenden kurz angedeutet werden. Für eine genaue quantitative Analyse sei auf die Lehrbücher der Optik verwiesen, z. B. [49].

- **Sphärische Aberration:** Parallele, aber in unterschiedlichem Abstand zur optischen Achse einfliegende Photonen werden so vom Spiegel reflektiert, daß sie nicht alle in demselben Punkt auf der Fokalebene fokussiert werden.
- **Koma:** Ein bzgl. der optischen Achse windschiefes emittiertes Parallelbündel Photonen trifft schräg auf den Spiegel auf und wird dabei nicht im gleichen Fokus gebündelt, wie ein nicht windschiefes Parallelbündel.
- **Astigmatismus:** Eine Serie von Photonen, die außeraxial vom gleichen Punkt kegelförmig (also wie das Čerenkov-Licht) emittiert werden, trifft schräg auf dem Spiegel auf und wird nicht in die gleiche Fokalebene fokussiert.

¹Ludwig von Seidel (1821 – 1896)

- **Bildfeldkrümmung:** Ein ebenes Objekt wird gekrümmt außerhalb der Fokalebene abgebildet.
- **Bildverzerrung:** Ein Objekt wird verzerrt abgebildet.

Da die hier aufgeführten monochromatischen Bildfehler bei der durchgeführten Simulation alle gleichzeitig auftreten, werden sie im folgenden zur Vereinfachung ohne Unterscheidung lediglich als “*monochromatische Bildfehler*” bezeichnet.

5.2 Das Simulationsprogramm

Die Monte-Carlo-Simulation hatte die folgenden Aufgaben:

- Bestimmung der **optimalen Fokallänge** in Abhängigkeit vom Kippwinkel des sphärischen Spiegels (s. Abschnitt 5.3).
- Berechnung der **systematischen** und der **zufälligen Bildfehler** für die eben optimierte Anordnung. Zu den systematischen Bildfehlern zählen die monochromatischen und die chromatischen Abbildungsfehler. Die zufälligen Bildfehler werden durch statistisch verteilte Anordnungsungenauigkeiten der Einzelspiegel verursacht.

Zu deren Erfüllung wurde eine C++-Programm-Bibliothek mit den folgenden Eigenschaften entwickelt:

- Simulation der RICH-Komponenten, wie dem Radiator, dem sphärischen Spiegel und der sphärischen bzw. flachen Fokalebene. Der sphärische Spiegel läßt sich in hexagonalförmige, einzeln bewegbare Einzelspiegel unterteilen. Diese sind allerdings nicht alle gleich groß, da man eine Kugelschale prinzipiell nicht mit identischen Sechsecken abdecken kann. Um die langwierige Berechnung der Lücken zwischen den Spiegeln zu umgehen, wurde auf die Einförmigkeit der Einzelspiegel verzichtet.
- Spurverfolgung der Photonen vom Emissionsort bis zum Auftreffen auf der Fokalebene.
- Berechnung der Ringbreiten, der Ringradien und der Verteilung der Photoneinschlagwinkel auf den Photondetektoren für eine vorgegebene Konstellation.

Da zum Zeitpunkt der Durchführung der Simulation noch keine volle Detektor-Simulation vorlag, wurden Primärteilchen mittels eines vereinfachten Algorithmus erzeugt. Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die Anzahl der erzeugten Teilchen N unabhängig von der Pseudo-Rapidität η ist, d. h.

$$\frac{dN}{d\eta} \approx \text{konst.} \quad (5.1)$$

Daraus läßt sich (s. auch Anhang A) ein Kriterium für die Verteilung des polaren Emissionswinkels θ_e der Primärteilchen ableiten, wenn man die Richtungsänderung

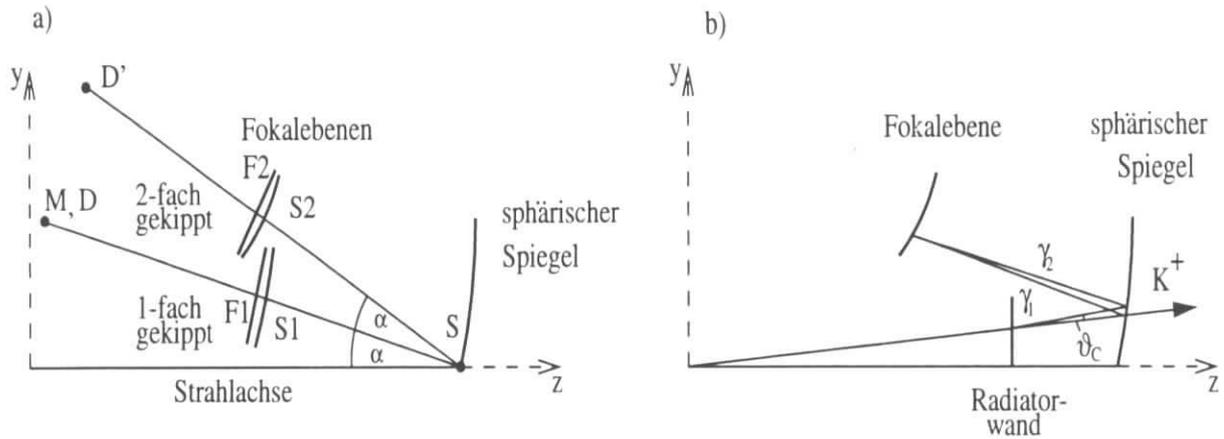


Abb. 5.2: a) Definition der im Text verwendeten Größen
 b) Schematische Darstellung des Verfahrens zur Bestimmung der Fokallänge

der Teilchen durch das Magnetfeld vernachlässigt. Diese Abweichungen sind sehr klein (Größenordnung cm). Der Ausdruck für θ_e lautet:

$$\theta_e = e^{\ln \theta_{min} + rndm \cdot (\ln \theta_{max} - \ln \theta_{min})} \quad (5.2)$$

d. h. der Logarithmus des Polarwinkels θ_e ist in den Grenzen zwischen $\theta_{min} \approx 10 \text{ mrad}$ (bedingt durch die endliche Ausdehnung des Strahlrohrs) und $\theta_{max} = 160 \text{ mrad}$ (s. auch Abschnitt 4.3) gleichverteilt. $rndm$ ist eine Funktion zur Erzeugung von gleichverteilten Zufallszahlen zwischen 0 und 1. In azimuthaler Richtung sind die Photonen von 0 bis 2π gleichverteilt.

5.3 Die monochromatischen Bildfehler

Der erste Schritt zur Konstruktion des Abbildungssystems ist die Festlegung des Kippwinkels des sphärischen Spiegels zum Protonenstrahl und die Bestimmung der optimalen Position der aus den Photodetektoren bestehenden Fokalebene (s. Abb. 5.2 a) und b)). Dieses Optimum ist im Fall des HERA-B-RICH von verschiedenen Parametern abhängig und zwar

- vom Kippwinkel α des sphärischen Spiegels,
- von der Form der Fokalebene,
- vom Kippwinkel der Fokalebene zum Protonenstrahl (s. Abb. 5.2 a))
- und letztlich auch von der Wahl des Optimierungsverfahrens.

Um die Abhängigkeit der monochromatischen Bildfehler von den verschiedenen Parametern zu untersuchen, wurde folgendermaßen vorgegangen:

- α wurde von 0–18 Grad in 1-Grad-Schritten variiert.

- Für jedes α wurde für vier verschiedene Fokalebene der monochromatische Bildfehler² optimiert. Es wurde zwischen zwei verschiedenen Anordnungen unterschieden. Eine sphärische und eine flache Fokalebene wurden jeweils im einfach (S1 und F1) im zweifach gekippten Fall (S2 und F2) durchgerechnet (zur Def. des Kippwinkels α und der anderen verwendeten Größen s. Abb. 5.2 a)).
- Zur Optimierung wurden 10 verschiedene Teilchenproben mit jeweils 50 Primärteilchen mit $\beta = 1$ verwendet, die mit dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Algorithmus erzeugt wurden.

Die Ringbreite, die hier als Abstand der Auftreffpunkte eines Photonenpaares definiert wird, das unter dem gleichem Polarwinkel, dem Čerenkov-Winkel, und unter dem gleichen Azimutalwinkel emittiert wird, ist eine Funktion der Fokallänge.

Die maximal auftretende Ringbreite ist abhängig von

- der Länge des Radiators,
- dem Abstand der Emissionsorte der Photonen auf der Teilchentrajektorie und
- dem Betrag des Čerenkov-Winkels.

Daher wurden die beiden Photonen im maximal möglichen Abstand voneinander, d.h. das eine, γ_1 , am Anfang des Radiators ($z = 8.54\text{ m}$) und das andere, γ_2 , an dessen Ende, also direkt vor dem Spiegel unter dem maximal möglichen Čerenkov-Winkel emittiert (s. Abb. 5.2 b)). Dieser beträgt für Teilchen mit der Geschwindigkeit $\beta = 1$ nach Gleichung 4.1 für eine mittlere Photonenenergie von 6.1 eV wegen der Beziehung $4.18\theta_C = 55.8\text{ mrad}$. Es wurden 180 Photonenpaare bei einer azimutalen Winkeldifferenz von $\Delta\varphi = 2^\circ$ ausgesandt.

Nach Wahl eines Anfangswertes wurde für jeden Rechenschritt für die sphärischen Fokalebene S1 und S2 der Radius der Kugelschale um 1 mm verändert bzw. für die flachen Fokalebene F1 und F2 die Ebene um 1 mm entlang der in Abb. 5.2 a) gezeichneten Achse D–S bzw. D'–S verschoben und jeweils die Breite der auf der Fokalebene abgebildeten Ringe berechnet³.

- Zur Optimierung der Fokallänge f wurden zwei verschiedene Verfahren verwendet.
 - In dem **Verfahren der maximalen Streuung** wurde für jedes der 10 Teilchenproben jeweils die maximal aufgetretene Breite eines jeden Ringes bestimmt, dann über alle Ringe gemittelt und schließlich das Mittel über die 10 Teilchenproben berechnet.
 - Der Optimierungsparameter beim zweiten Verfahren war die mittlere Breite der Ringe (**Verfahren der mittleren Streuung**). Die Mittelung über alle Teilchen erfolgte dann wie beim ersten Verfahren.

²Die monochromatischen Bildfehler sind der Ringbreite direkt proportional. Der Proportionalitätsfaktor wird in einem der nächsten Abschnitte berechnet.

³Der Abstand zwischen den Punkten D bzw. D' und S in Abb. 5.2 a) wird ab jetzt Fokallänge f genannt.

- Das kleinste Mittel bestimmte jeweils die optimale Fokallänge.

Um die Beträge aller betrachteten Bildfehler miteinander vergleichen zu können, wurden sie einheitlich auf die Größe σ_{m^2}/p^2 transformiert, die ein Maß für die Güte der Massenauflösung in Abhängigkeit vom Impuls ist.

Der Betrag der monochromatischen Bildfehler läßt sich leicht aus den berechneten Ringbreiten bestimmen, indem man die kastenförmige Verteilung der Photonen, die von dem Primärteilchen unter gleichem θ_C und φ aber von verschiedenen Stellen innerhalb des Radiators emittiert werden, ausnutzt, d. h. Photonen, die auf dem Weg des Primärteilchens durch den Radiator äquidistant emittiert werden, fallen auch äquidistant auf der Fokalebene ein. Dividiert man die berechnete Ringbreite nun durch $\sqrt{12}$, erhält man die Radiusänderung σ_ρ , die durch die monochromatischen Bildfehler erzeugt wird. Aus σ_ρ kann man leicht σ_{m^2}/p^2 berechnen, wie man im Anhang B nachlesen kann. Hier wird nur das Ergebnis angeführt.

$$\sigma_{m^2}/p^2 = \frac{2}{f} n^2 \sigma_\rho \sqrt{n^2 - 1} \quad (5.3)$$

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen werden nun im folgenden im einzelnen aufgeführt.

5.3.1 Die optimale Fokallänge

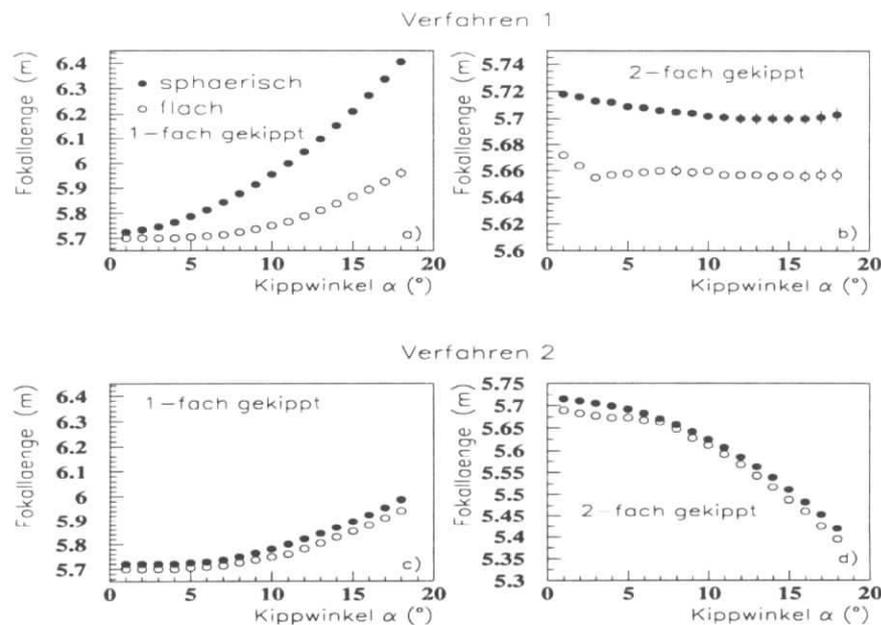


Abb. 5.3: Optimierung der Fokallängen

Die Legende von a) gilt auch für die anderen Bilder. Die Erklärung der einzelnen Abbildungen findet man im Text.

Die berechneten optimalen Fokallängen für die einzelnen Anordnungen sind in den Abb. 5.3 a) – d) dargestellt.

Bei **Anwendung des ersten Verfahrens** zeigt die sphärische Fokalebene S1 (s. Abb. 5.3 a)) eine stärkere Abhängigkeit der Fokallänge vom Kippwinkel α des Spiegels als die flache Fokalebene F1, d. h. die Fokallänge wächst mit größer werdendem α stärker an. Für S2 und F2 ist f dagegen nahezu unabhängig von α . Dieses Verhalten läßt sich damit erklären, daß, wenn ein emittiertes Photon unter einem Winkel α auf den Spiegel fällt, es nach der Reflektion nach dem Reflexionsgesetz einen Winkel von 2α bzgl. seiner Einfallrichtung hat. Daher ist es günstig, auch die Fokalebene um 2α zu kippen (s. auch Abschnitt 5.8).

Die **Anwendung des zweiten Verfahrens** führt zu etwas anderen Fokallängen. Für S1 und F1 ist die unterschiedliche Abhängigkeit von α zwischen flacher und sphärischer Fokalebene aufgehoben. Für S2 und F2 ergibt sich im Gegensatz zum ersten Verfahren eine starke Verkürzung von f mit wachsendem α .

Für die folgenden Betrachtungen sei als Beispiel der für den HERA-B-RICH geplante Kippwinkel von $\alpha = 9^\circ$ angenommen. Die zu den einzelnen Anordnungen gehörigen Fokallängen sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

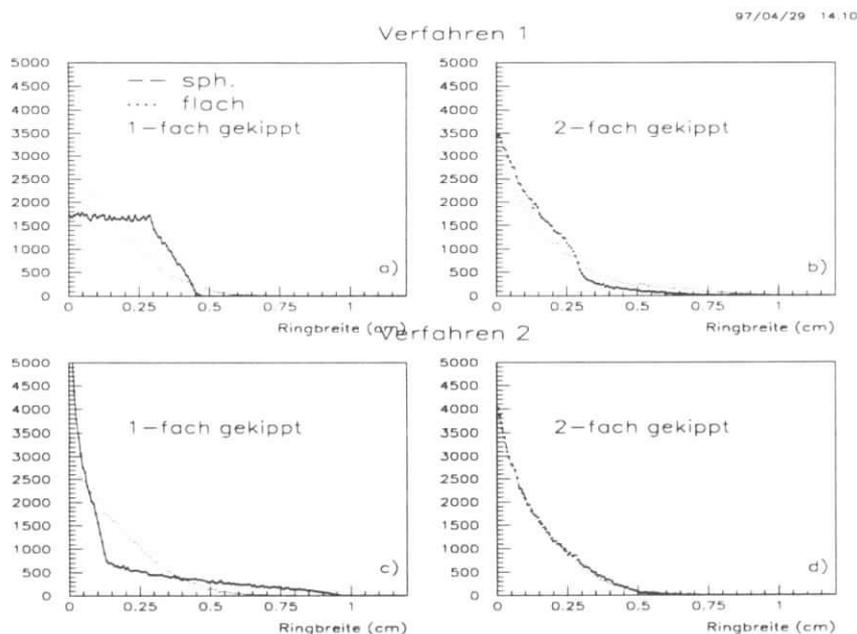


Abb. 5.4: Verteilung der Ringbreiten

Für jeden fokussierten Ring wurden jeweils 180 Werte (eine Ringbreite pro emittiertem Photonenpaar) in die Histogramme eingetragen.

5.3.2 Die Verteilung der Ringbreiten

Trägt man alle berechneten Ringbreiten, also nicht nur die Maxima oder die Mittel, in ein Häufigkeitshistogramm ein, so erkennt man beim Vergleich der Ergebnisse für

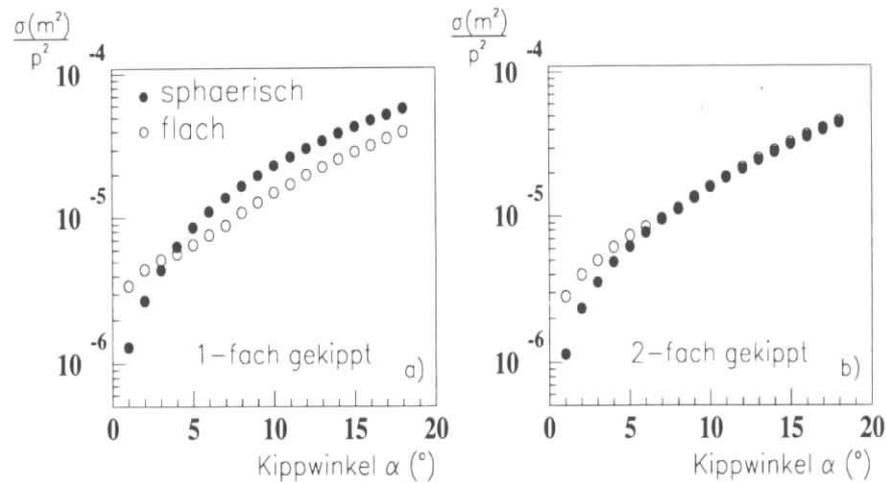


Abb. 5.5: Monochromatische Bildfehler in Abhängigkeit vom Kippwinkel α
 Die Ergebnisse des zweiten Verfahrens sind nicht graphisch dargestellt, da sie den hier dargestellten sehr ähneln und daher keine zusätzliche Information vermittelt wird.

die verschiedenen untersuchten Fokalebene, daß der Fall S1 bei Optimierung auf das Minimum der maximal auftretende Ringbreite die günstigste Ringbreitenverteilung (s. Abb. 5.4 a) ergibt, während das Verhalten der Ringbreiten für F1 und F2 unabhängig von deren Winkel zum Strahl ist (s. auch Abb. 5.4 a) und c)). Für S2 und F2 gibt es keinen nennenswerten Unterschied zwischen sphärischer und flacher Fokalebene, d. h. im wesentlichen sind die Verteilungen unabhängig vom verwendeten Verfahren. Daraus folgt sofort, daß diese Anordnungen stabil gegen Variationen von f sind, da f für beide Verfahren unterschiedlich ist (s. Tabelle 5.1). Damit ist auch die Größe der monochromatischen Bildfehler innerhalb einiger Zentimeter vom berechneten Optimum nahezu konstant, was die Kalibration des HERA-B-RICH erleichtern dürfte.

5.3.3 Der Betrag der monochromatischen Bildfehler

Der Betrag der monochromatischen Bildfehler für die verschiedenen Fokalebene wird in den Abb. 5.5 a) und b) gezeigt. Am kleinsten ist der Bildfehler für S1, wenn man auf das Minimum der maximalen Ringbreite hin optimiert. Ansonsten sind die Unterschiede zwischen den Verfahren marginal. Für $\alpha = 9^\circ$ erhält man aufgrund der monochromatischen Bildfehler für die verschiedenen Anordnungen einen Fehler von

$$\sigma_{m^2}/p^2 \approx \begin{cases} 3 \cdot 10^{-6} & : \text{einfach gekippt, sphärisch} \\ 1 - 2 \cdot 10^{-5} & : \text{alle anderen} \end{cases}$$

Zusammenfassend zeigt die Tabelle 5.1 die Ergebnisse für die einzelnen Verfahren und Anordnungen.

Kippwinkel	Form	Fokallänge		monochrom. Bildfehler	
		Verfahren 1	Verfahren 2	Verfahren 1	Verfahren 2
einfach $\alpha = 9^\circ$	sphärisch (S1)	5.914 m	5.764 m	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$
	flach (F1)	5.736 m	5.736 m	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
zweifach $2\alpha = 18^\circ$	sphärisch (S2)	5.704 m	5.645 m	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-6}$
	flach (F2)	5.659 m	5.628 m	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$

Tab. 5.1: Zusammenfassung der Fokallängen und der monochromatischen Bildfehler für die einzelnen Fokalebene in Abhängigkeit von den beiden unterschiedlichen Verfahren.

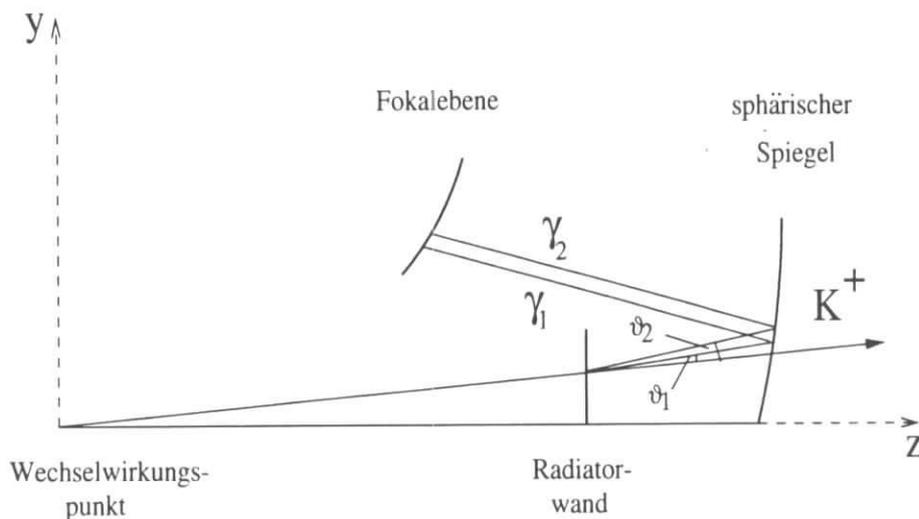


Abb. 5.6: Hilfsskizze zur Bestimmung der chromatische Aberration

5.4 Die chromatische Aberration

Die chromatische Aberration (s. auch Abschnitt 5.1) wird durch das Dispersionsverhalten des Radiators erzeugt (s. auch Abschnitt 4.3). Dieser Effekt wurde folgendermaßen untersucht:

- α wurde wie bei der Analyse der monochromatischen Bildfehler von 0–18 Grad in 1-Grad-Schritten variiert.
- Es wurden 500 Primärteilchen mit dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Verfahren erzeugt. Jedes Primärteilchen strahlte 360 Photonensepaare mit einem azimutalen Winkelabstand $\Delta\varphi = 1^\circ$ ab, deren einzelne Partner vom gleichen(!) Punkt emittiert wurden, d. h. die monochromatischen Bildfehler sind so ausgeschaltet (s. Abb. 5.6).
- Die einzelnen Photonen der Paare hatten jeweils eine Wellenlänge von 188 bzw. 203 nm, wie in Abschnitt 4.3 berechnet.

Der chromatische Bildfehler ist für S1 und F1 in Abb. 5.7 a) bzw. für S2 in Abb. 5.7 b) in Abhängigkeit von α dargestellt. Man erkennt zum einen, daß die chromatische Aberration praktisch unabhängig von α ist, und zum anderen, daß sie sehr viel größer ist als der monochromatische Bildfehler. Sie beträgt $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 7 \cdot 10^{-5}$ für $\alpha = 9^\circ$.

Weiterhin wurde untersucht, inwieweit eine Änderung von f die chromatische Aberration beeinflusst (s. auch Abb. 5.7 c) und d)). Hier zeigt sich keine nennenswerte Abhängigkeit. Der Absolutbetrag dieses Bildfehlers ändert sich nur um einige Prozent, wenn man die Fokallänge um einige Dezimeter ändert, d. h. die chromatische Aberration ist praktisch unabhängig von f , wie auch in Gleichung 4.15 gezeigt.

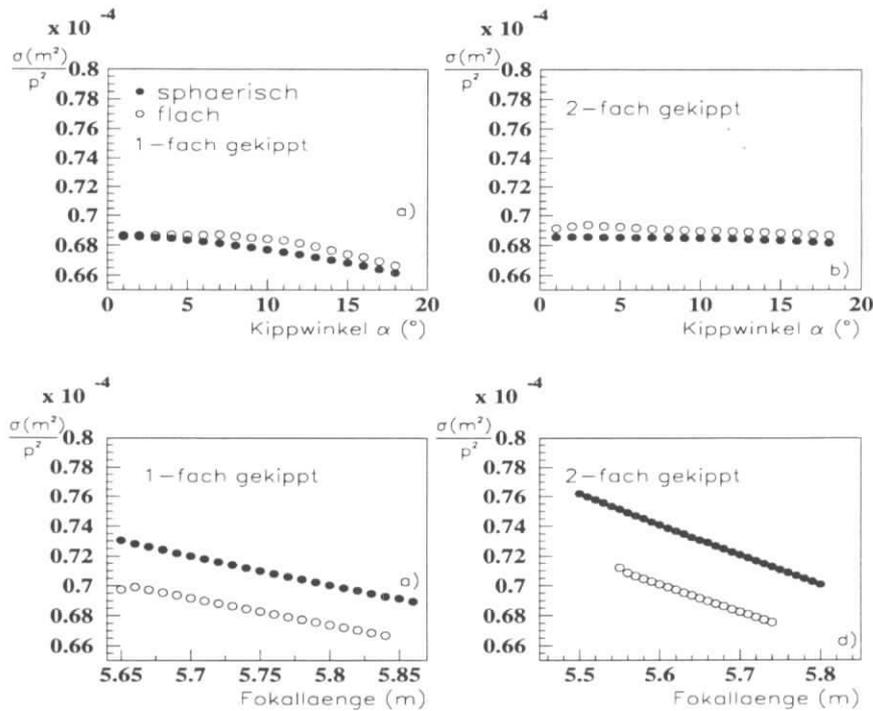


Abb. 5.7: Chromatische Aberration in Abhängigkeit vom Kippwinkel α (a) und b)) und von der Fokallänge f (c) und d))
Die Ergebnisse des zweiten Verfahrens sind aus den gleichen Gründen, wie in Abb. 5.5 erläutert, nicht dargestellt.

5.5 Die zufälligen Bildfehler

Wie schon in Abschnitt 5.2 angedeutet, setzt sich der sphärische Spiegel aus vielen hexagonalförmigen Einzelspiegeln zusammen (s. Abb. 5.8). Diese können in dreifacher Hinsicht⁴ die in den beiden letzten Abschnitten berechneten systematischen Bildfehler vergrößern. Sie können

- zufällig gegeneinander verschoben sein,
- eine zufällige, fertigungsbedingte Abweichung von der Kugelform aufweisen oder
- zufällig gegeneinander verkippt sein.

Es wurden Abweichungen von der Idealanordnung bzw. -form in allen drei Raumrichtungen untersucht. Die Ergebnisse sind in den Abb. 5.10 a) – c) dargestellt und werden in den Abschnitten 5.5.2 – 5.5.4 im einzelnen erläutert. Zunächst soll aber das verwendete Rechenverfahren beschrieben werden.

⁴Nicht berücksichtigt wurden durch den Fertigungsprozeß verursachte (punktförmige) Defekte auf der Spiegeloberfläche.

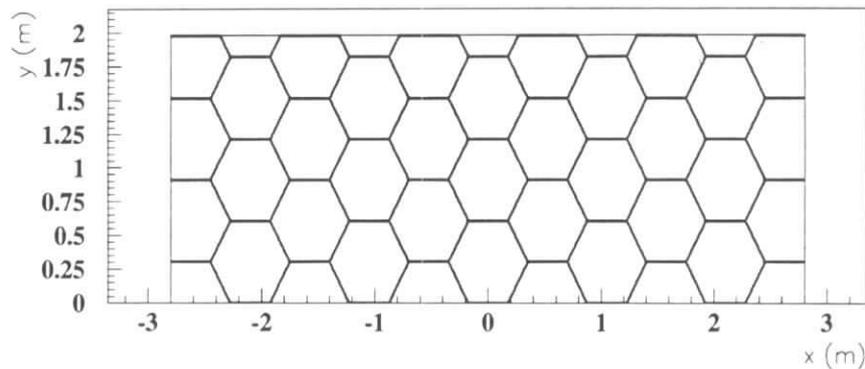


Abb. 5.8: Schematische Darstellung des Aufbaus des sphärischen Spiegels aus hexagonalen Einzelspiegeln.
Die Einzelspiegel sind, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, nicht alle gleich groß.

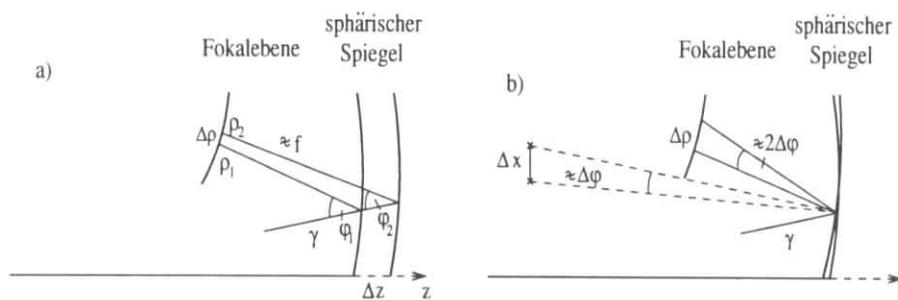


Abb. 5.9: a) zufällige Verschiebung in z-Richtung
b) zufällige Verschiebung in x,y-Richtung

5.5.1 Das Rechenverfahren

Um die systematischen Bildfehler "abzuschalten", wurde der Spiegel für $\alpha = 0^\circ$ mit $f = 5.814\text{ m}$ untersucht. Alle in den Abb. 5.10 a) – c) aufgetragenen Abweichungen sind folgendermaßen zu verstehen: Eine Verschiebung von $\Delta z = 2\text{ cm}$ bedeutet, daß die einzelnen Spiegel zufällig gleichverteilt $\pm 2\text{ cm}$ aus ihrer idealen Position verschoben worden sind. Um den einzelnen Rechenpunkten eine statistische Natur zu verleihen, wurden 200 Primärteilchen mit dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten Verfahren erzeugt. Für jeden Rechenpunkt wurde die Spiegelanordnung mit dem gewünschten Fehler 10-mal berechnet. Die Bildunschärfe läßt sich dann jeweils aus den gemittelten Ringbreiten bestimmen. Es stellte sich heraus, daß die zufälligen Fehler unabhängig von der Form der benutzten Fokalebene sind. Daher wird in den Abb. 5.10 nicht zwischen sphärischer und flacher Form unterschieden.

5.5.2 Zufällige Verschiebung der Spiegelsegmente

Verschiebt man die Einzelspiegel aus ihrer Idealposition, dann macht sich das besonders bei Verschiebungen senkrecht zur Strahlrichtung z bemerkbar (s. auch Abb. 5.10 a)). Schon eine Abweichung von ca. 0.3 cm läßt einen Bildfehler erwarten, der in der Größenordnung der vorher behandelten systematischen Bildfehler liegt ($\sigma_{p^2}/m^2 \approx 2 \cdot 10^{-5}$). Der Grund für dieses Verhalten läßt sich aus den Abb. 5.9 a) und b) ablesen. Verschiebt man den Spiegel um Δz , dann ist die Änderung der Ringbreite $\Delta\rho_z$ ungefähr

$$\varphi_{1,2} \approx \frac{\rho_{1,2}}{f} \quad \text{und} \quad \Delta\rho_z = \rho_2 - \rho_1 = f(\varphi_2 - \varphi_1) = f\Delta\varphi \quad . \quad (5.4)$$

Die Änderung $\Delta\varphi$ ist sehr klein. Erfolgt dagegen die Verschiebung um Δx oder Δy , dann ist nach Abb. 5.9 b)

$$\sin \Delta\varphi \approx \Delta\varphi = \frac{\Delta x}{r} \quad \text{und} \quad \Delta\rho_{x,y} = 2\Delta\varphi \frac{f}{2} = \Delta x \gg \Delta\rho_z \quad . \quad (5.5)$$

5.5.3 Zufällige Abweichung von der Kugelform

Die Form einer Kugelschale⁵ kann bei der Fertigung nur innerhalb gewisser Fehlertoleranzen erreicht werden. Die Abb. 5.10 b) zeigt, daß eine Abweichung in der z -Koordinate besonders schwerwiegende Auswirkungen hat, während eine Änderung des Radius in x - oder y - Richtung bzgl. der resultierenden Bildunschärfen vernachlässigbar ist. Bei HERA-B wird die Abweichung der Spiegel von der Kugelform $< 2\%$ groß sein [50] [51]. Der zu erwartende Bildfehler liegt bei $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 4 \cdot 10^{-5}$ und ist damit der dominierende zufällige Bildfehler.

5.5.4 Zufälliges Verkippen der Spiegelsegmente

Die bei weitem folgenreichste Abweichung der Spiegel von ihrer Idealposition ist das Verkippen der Spiegel **gegeneinander** (s. Abb. 5.10 c)). Hier genügt bereits eine Ungenauigkeit von $\approx 0.5\text{ mrad}$, um die Größenordnung der systematischen Bildfehler zu erreichen. Das Anordnungsverfahren für die Spiegel bei HERA-B wird in etwa 0.1 mrad erreichen [52], d. h. $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 10^{-5}$. Die großen Bildunschärfen bei größeren Abweichungen kommen dadurch zustande, daß die Ringe, die über zwei verschiedene, gegeneinander verkippte Einzelspiegel abgebildet werden in zwei Bruchstücke zerfallen, die einen unterschiedlich großen Abstand zum Ringmittelpunkt haben, der nur von einem Spiegel allein "abgebildet" wird.

⁵Eine Kugel ist im mathematisch allgemeinen Fall ein Ellipsoid mit drei gleichlangen Achsen

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1 \quad . \quad (5.6)$$

Für $a = b = c = R$ erhält man eine Kugel. Die in diesem Abschnitt beschriebene Abweichung wurde durch die Variation von a , b und c erreicht.

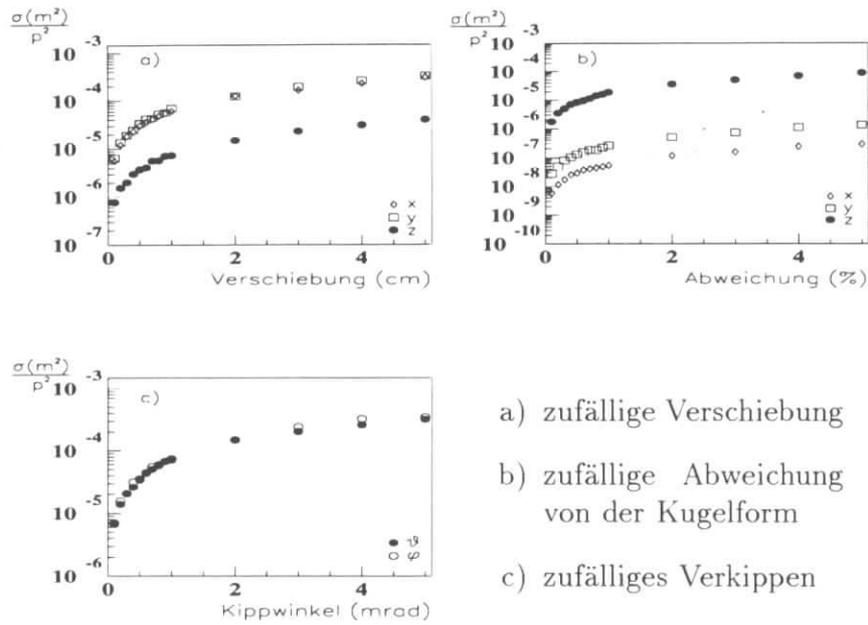


Abb. 5.10: Bildfehler, die durch statistische Ungenauigkeiten bei der mechanischen Anordnung der Einzelspiegel auftreten

5.6 Die Summe der Bildfehler bei $\alpha = 9^\circ$

Zusammenfassend sollen die berechneten Bildfehler für einen mit $\alpha = 9^\circ$ gekippten sphärischen Spiegel noch einmal tabellarisch aufgeführt werden.

Bildfehler σ_i	σ_{m^2}/p^2
Granularität ⁶	$\approx 8 \cdot 10^{-6}$
monochromatisch	$\approx 2 \cdot 10^{-5}$
chromatisch	$\approx 7 \cdot 10^{-5}$
zufällig (alle) ⁷	$\approx 4 \cdot 10^{-5}$
Vielfachstreuung ⁸	$\approx 2 \cdot 10^{-5}$
insgesamt $\sqrt{\sum \sigma_i^2}$	$\approx 9 \cdot 10^{-5}$

Tab. 5.2: Die Summe der Bildfehler

⁶Der Fehler aufgrund der Granularität ergibt sich für eine Fokallänge von ≈ 5.8 m aus den Gleichungen 4.21 und 5.3.

⁷Dieser Wert besteht aus der Wurzel der quadratischen Summe der in den Abschnitten 5.5.2 – 5.5.4 berechneten Einzelfehlern.

⁸Dieser Fehler ist der Vollständigkeit halber aufgeführt, aber nicht in dieser Simulation bestimmt worden. Die Vielfachstreuung der Primärteilchen erfolgt im Radiatormaterial. Ihr Betrag ist in [40] ermittelt worden.

Diese Unschärfe von $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 9 \cdot 10^{-5}$ führt mittels der Beziehung 5.3 zu der folgenden Aussage:

- Die Unschärfe des Ringradius beträgt $\sigma_\rho \approx 4.7 \text{ mm}$, ist also kleiner als die bisher zugrunde gelegte Granularität von 8 mm . Diese ist somit sinnvoll gewählt.

Es ist anzumerken, daß der Einfluß des planaren Spiegels (s. auch Abb. 5.1) in dieser Arbeit nicht untersucht worden ist. Nach [52] ist es jedoch bei der Kalibrierung der Spiegelanordnung möglich, den durch das zufällige Verkippen der Flachspiegel erzeugten Bildfehler durch Rekalibrierung der sphärischen Spiegel so zu kompensieren, daß die Summe der Fehler bei $\approx 0.1 \text{ mrad}$ bleibt, d. h. der Betrag des zufälligen Fehlers ist vom Flachspiegel unabhängig.

5.7 Die Winkelverteilung der Photonen auf der Fokalebene

Wie zu Beginn des Kapitels angedeutet, ist der Winkel, unter dem die vom Spiegel reflektierten Photonen auf die Fokalebene und damit auf die Photodetektoren treffen, ein weiteres wichtiges Konstruktionskriterium. Denn treffen die Photonen unter einem zu großen Winkel auf, besteht aufgrund der Reflektionseigenschaften von Metallen (s. dazu auch [53]) eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Photonen von den Kammerwänden absorbiert und damit dem Nachweisprozeß entzogen werden. In den Abb. 5.11 a) und b) sind die entsprechenden Winkelverteilungen für die verschiedenen Anordnungen dargestellt. S1 und F1 zeigen z. T. erheblich breitere Winkelverteilungen als S2 und F2. Auch sind die mittleren Winkel größer. Die schmalste Verteilung bei gleichzeitig kleinen Auftreffwinkeln ergibt sich dabei für S2. Die untersuchten Verteilungen sagen allerdings nichts über die Abhängigkeit des Auftreffwinkels von dem Ort des Auftreffpunktes auf der Fokalebene aus. Hier könnte man weiter optimieren, indem man einzelne Segmente der Fokalebene gegeneinander verkippt. Dieses ist für F2 detailliert von [54] untersucht worden und soll hier nicht weiter vertieft werden.

5.8 Der optimale Kippwinkel der Fokalebene

Die Winkelverteilung der Photonen auf der Fokalebene ist eine Funktion des Kippwinkels δ der Fokalebene bzgl. des Protonenstrahls. Die Abb. 5.11 c) und d) zeigen, daß die in Abschnitt 5.3.1 gemachte Annahme, der Kippwinkel $\delta = 2\alpha$ sei besonders ausgezeichnet, nur für eine sphärische Fokalebene gilt. Bei flachen Fokalebenen ist der optimale Kippwinkel etwas kleiner. Er liegt bei $\delta \approx 1.8\alpha$. Der Grund für die Abweichung ist die Asymmetrie der flachen Fokalebene gegenüber einem kugelförmigen Spiegel.

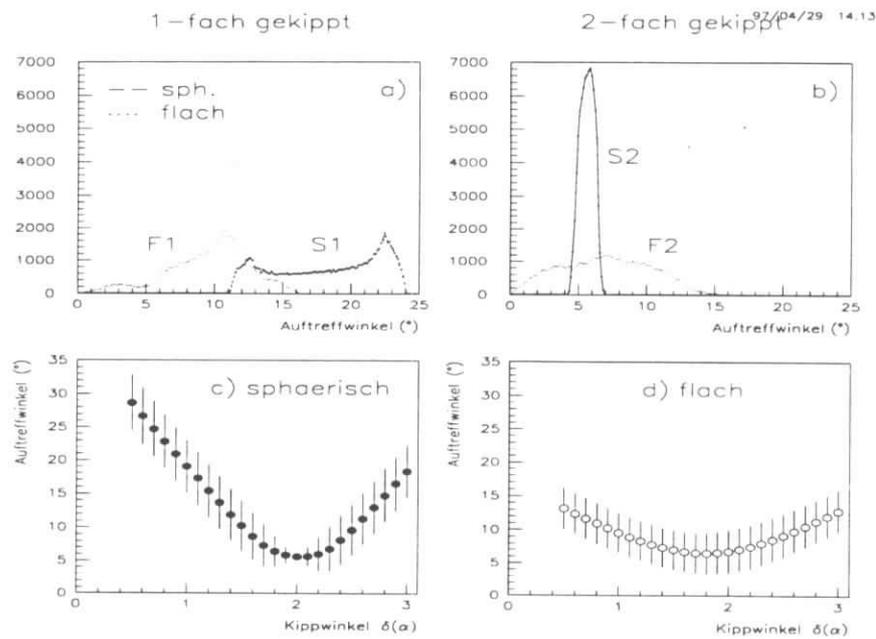


Abb. 5.11: a) und b)

Winkelverteilung der auftreffenden Photonen für die verschiedenen Anordnungen

Es wurde dabei der Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Photons und der Normalen der Fokalebene aufgetragen.

c) und d)

Optimierung des Kippwinkels δ für eine sphärische und eine flache Fokalebene

δ ist in Einheiten des Kippwinkels des sphärischen Spiegels für $\alpha = 9^\circ$ angegeben.

5.9 Schlußfolgerungen

Zusammenfassend lassen sich die folgenden Aussagen mit den Ergebnissen der in diesem Kapitel durchgeführten Monte-Carlo-Simulation treffen:

- Der chromatische Bildfehler aufgrund der Dispersion des Radiatormaterials dominiert gegenüber allen anderen Unschärfen mit einem $\sigma_{p^2}/m^2 \approx 7 \cdot 10^{-5}$. Der monochromatische Bildfehler aufgrund der sphärischen Aberration, der Koma und dem Astigmatismus ist um einen Faktor 3.5 kleiner. Der aus der optischen Anordnung des HER-B-RICH resultierende Bildfehler beträgt $\sigma_{p^2}/m^2 \approx 9 \cdot 10^{-5}$ oder $\sigma_\rho \approx 4.7 \text{ mm}$.
- Bei der Fertigung der hexagonalen, sphärischen Einzelspiegel muß auf eine genaue Einhaltung der Fertigungstoleranzen geachtet werden, da der korrespondierende Bildfehler sonst schnell die Größenordnung des chromatischen Fehlers erreicht.

- Bei der Berechnung der monochromatischen Bildfehler wurden zwei verschiedene Verfahren, das der mittleren und das der maximalen Streuung verwendet. Die jeweils berechneten Fokallängen unterscheiden sich nur um einige cm, trotzdem ergaben sich jeweils annähernd gleiche Beträge für die monochromatischen Bildfehler. Zusammen mit der Tatsache, daß auch der dominierende chromatische Bildfehler innerhalb einiger cm Toleranz praktisch unabhängig von der verwendeten Fokallänge ist, kann man davon ausgehen, daß die Toleranz der Fokallänge einige cm beträgt, innerhalb derer die Beträge der Bildfehler in etwa gleichbleiben.
- Es wurden vier verschiedene Anordnungen durchgerechnet, jeweils zwei sphärische und zwei flache Fokalebene, die einfach (gerechnet in Einheiten des Kippwinkels für den sphärischen Spiegel) bzw. zweifach gegen die Protonstrahlachse gekippt waren. Hinsichtlich der Summe der Bildfehler gab es zwischen den einzelnen Anordnungen keine signifikanten Abweichungen, so daß allein mit dieser Information keine Wahl zwischen den einzelnen Typen von Fokalebene getroffen werden kann. Nimmt man jedoch die Winkelverteilungen für die auftreffenden Photonen hinzu, ergibt sich eine eindeutige Tendenz zu einer zweifach gekippten Fokalebene. Die sphärische Lösung zeigt hier die kleinste Breite und den kleinsten mittleren Winkel, allerdings ist die Anordnung der Photondetektoren auf einer gekrümmten Kugeloberfläche wegen der endlichen Länge der Photondetektoreinheiten problematisch, so daß die Verwendung einer flachen Fokalebene praktikabler erscheint. Eine Verbesserung der Winkelverteilung erhält man, wenn man zum einen die Fokalebene etwa nur 1.8 mal so stark wie den sphärischen Spiegel gegen die Strahlachse kippt und zum anderen die Ortsinformation der auf die Fokalebene auftreffenden Photonen hinzunimmt [54]. Diese zeigt, daß es günstig wäre, die einzelnen Photondetektoren gegen die Normale der Fokalebene zu kippen, um so den Einfallswinkel der Photonen zu minimieren.

Kapitel 6

Der Alterungstest an einer Proportional–Drahtkammer

6.1 Bedingungen für den Betrieb einer Drahtkammer im HERA-B–RICH

Der Alterungstest sollte zeigen, ob die Drahtkammer eine akkumulierte Ladung von $\approx 300\text{ mC}$ pro Draht und Beschleunigerjahr ohne größere Leistungseinbußen übersteht. Dabei sind die folgenden Bedingungen zu erfüllen:

- Nach Monte–Carlo–Simulationen wird die mittlere Photonenrate im Kernbereich des Photodetektors $\approx 2 \cdot 10^6\text{ Hz}$ pro Kanal betragen (s. auch Abb. 7.1).
- Ein Beschleunigerjahr, d. h. der Zeitabschnitt, in dem das Experiment arbeitet, ist ca. 10^7 s lang.
- Die Gasverstärkung der Kammer sollte in etwa 10^5 betragen, um eine genügende Anzahl von Elektronen zu erhalten.

Die Multiplikation dieser drei Faktoren zusammen mit der Elementarladung ergibt den oben genannten Schätzwert von 300 mC .

Bevor die Ergebnisse des Alterungstests präsentiert werden, sollen die Komponenten der experimentellen Anordnung beschrieben und die Bedeutung der gemessenen Parameter erläutert werden.

6.2 Die Drahtkammer

Eine schematische Übersicht über den Aufbau der Drahtkammer und ihre Gasversorgung gibt die Abb. 6.1. Im folgenden sollen die einzelnen Komponenten näher betrachtet werden.

- Die Drahtkammer war aus 16 gleichartigen, 10 cm langen, quadratischen Zellen aufgebaut (s. Draufsicht in Abb. 6.2 a)). Die aus TMAE–resistentem, poliertem

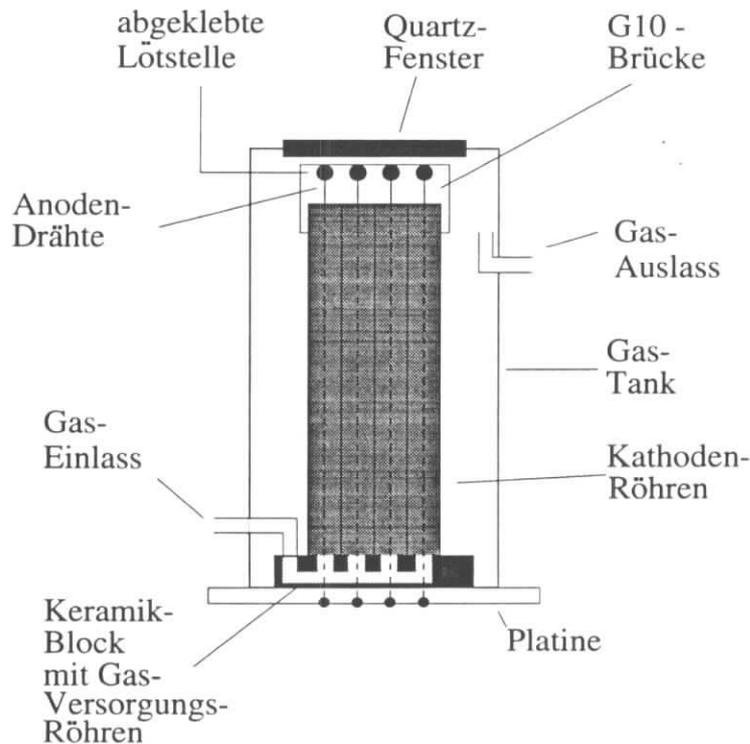


Abb. 6.1: Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung der verwendeten Drahtkammer im Querschnitt

VA-Stahl bestehenden Zellwände mit einer Stärke von $175\ \mu\text{m}$ waren als hochspannungsführende **Kathoden** ausgelegt, die im Schnittpunkt der Zellwanddiagonalen angebracht, mit Gold beschichteten Wolfram-Drähte ($\varnothing 45\ \mu\text{m}$) dienten als **Anoden** (eine einzelne Zelle ist schematisch in Abb. 6.2 b) dargestellt).

Aufgrund von technischen Schwierigkeiten konnten nur 14 der 16 Zellen genutzt werden. Bei 2 Zellen (in Abb. 6.2 mit einem Kreuz gekennzeichnet) mußte der Draht vor Inbetriebnahme der Kammer gezogen werden.

- Um eine **quadratische Zellengeometrie** zu ermöglichen, waren die aus einzelnen Plättchen bestehenden Zellwände über Schlitze ineinandergesteckt und zur Fixierung mittels eines 2-Komponenten-Epoxy-Klebers¹ auf einen ca. 1 cm dicken, quadratischen Keramikblock aufgeklebt worden.
- Zur **Befestigung der Anodendrähte** war das eine Ende durch den Keramikblock hindurchgeführt und dann auf der das Endstück der Kammer bildenden Platine verlötet worden. Das andere Ende wurde auf einer auf die Zellwände aufgesteckten G10-Brücke festgelötet. Es wurde zum einen darauf geachtet, daß keine Drahtenden über die G10-Brücke hinaus ragten, um Spitzenpotentiale zu vermeiden. Außerdem wurde das leitfähige Lötzinn mit einem Tropfen Epoxy-Kleber abgedeckt.

¹Typ DP190 von 3M

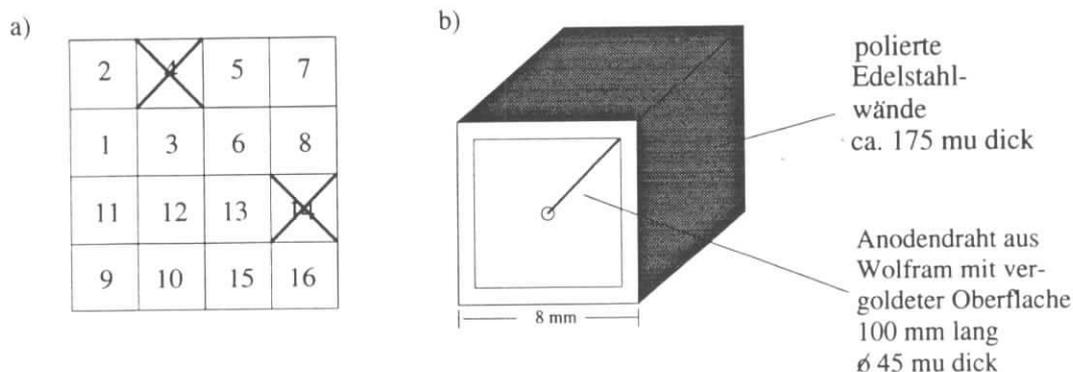


Abb. 6.2: a) Numerierung der Kammerzellen bei Draufsicht auf das Quarzfenster
b) schematische Darstellung einer Zelle der Drahtkammer

- Um die Kammer einer **Gasatmosphäre** aussetzen zu können, war sie in einen Tank aus VA-Stahl eingebracht worden. Die **Gaszuführung** der einzelnen Zellen erfolgte über in den Keramikblock eingefräste Hohlgänge, so daß alle Zellen gleichmäßig versorgt werden konnten. Durch die Anordnung und die Form der Ein- und Auslaßstutzen wurde das Zählgas gezwungen, den direkten Weg durch die Zellen hindurch und aus dem Tank heraus zu nehmen.
- Die **Bestrahlung der Kammer** konnte durch ein in den Tank eingelassenes mit Epoxy-Kleber befestigtes 5 mm starkes Fenster aus Quarzglas durchgeführt werden.
- Zwischen der Drahtkammer und dem Fenster befand sich aus technischen Gründen eine 5 mm breite **Lücke**. Da diese ebenfalls mit Zählgas gefüllt war, wurden in etwa 10% der Photonen vom TMAE absorbiert, bevor sie nachgewiesen werden.

6.3 Die Meßanordnung

Der Gastank mit der Drahtkammer war über eine den Tank umklammernde Halterung auf einem massiven Metalltisch fixiert, so daß eine unbeabsichtigte Verschiebung der Drahtkammer ausgeschlossen war. Zur Bestrahlung der Kammer mit UV-Licht wurde eine Deuterium-Lampe² verwendet, die Licht in dem Wellenlängenintervall von 185 – 400 nm mit dem Maximum bei ca. 200 nm abgab. Diese Lampe wurde an einer in alle 3 Richtungen verstellbaren Halterung im Abstand von ca. 1 m von der Drahtkammer entfernt anbracht. Vor der Lampe befand sich ein kleines durchstochenes Kupferplättchen, das als Blende fungierte. Um einen Einfluß auf die in die Kammer einfallende Intensität zu erhalten, war vor der Blende noch eine als Spalt dienende Schieblehre anbracht.

²Typ Hamamatsu L4505

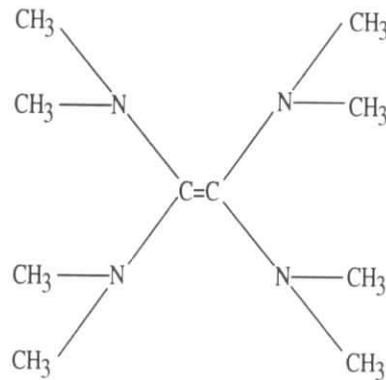


Abb. 6.3: Die räumliche Struktur des TMAE-Moleküls $C_{10}H_{24}N_4$

6.4 Die Gasversorgung

6.4.1 Die photosensitive Substanz TMAE

Eine gasgefüllte Drahtkammer kann nur dann elektrisch neutrale Teilchen nachweisen, wenn diese in geladene Teilchen konvertiert werden, d. h. in das Gasvolumen einfallende Photonen erzeugen durch Photoionisation freie Elektronen. Diese Aufgabe übernimmt in dem hier vorgestellten Experiment das **TetrakisdiMethylAmino-Ethylen**, kurz TMAE, ein für ultraviolettes Licht photosensitives, organisches Molekül (s. auch Abb. 6.3). TMAE besitzt im Zusammenhang mit Drahtkammern die folgenden Eigenschaften:

- TMAE ist sensitiv für Photonen mit Wellenlängen, die $\lesssim 230\text{ nm}$ sind, entsprechend einer Photonenergie $\gtrsim 5.36\text{ eV}$. Zu kleineren Wellenlängen hin ($\lambda \lesssim 160\text{ nm}$) bildet in dem hier beschriebenen Experiment die fehlende Transparenz des Kammer-Quartzfensters eine Grenze (s. auch Abb. 4.3).
- TMAE hat seinen Siede- bzw. seinen Zündpunkt bei $\approx 332\text{ K}$ bzw. $\approx 345\text{ K}$, d. h. es ist sehr leicht entflammbar. Es besitzt einen sehr niedrigen Dampfdruck von $\approx 0.46\text{ mbar}$ bei 20°C , was eine hohe Kondensationsneigung an Rohren, Kammerkomponenten etc. bewirkt. TMAE reagiert bereits bei Zimmertemperatur sehr stark mit Luftsauerstoff (Emission von grünem Chemofluoreszenz-Licht). Dabei verliert es seine Photosensitivität. Es ist also beim Umgang mit TMAE für eine möglichst sauerstoff-freie Umgebung zu sorgen ($[O_2] \approx \text{ppm}$).
- TMAE ist aufgrund der eben beschriebenen Neigung zur Oxidation chemisch sehr reaktionsfreudig. Daher ist bei seiner Verwendung auf widerstandsfähige Materialien zu achten, da die sonst entstehenden Reaktionsprodukte das Zählgas verunreinigen und die Alterung beschleunigen könnten.

Beim Einsatz von TMAE ist nicht nur auf die Reinheit des Zählgases und das Fehlen von Verunreinigungen in der Gasversorgung zu achten, sondern auch die Reinheit des TMAE selbst ist von entscheidender Bedeutung. Daher wurde es zum einen vor seiner Verwendung bei der BAYER AG einem chemischen Reinigungsverfahren

unterzogen³ und zum anderen vor Beginn des Experiments mit 1 m³ Stickstoff 5.0⁴ gespült.

6.4.2 Das Zählgas

Bei dem hier beschriebenen Alterungstest wurde ein Gemisch aus CF_4 , einem auch als Freon-14 bezeichneten Karbo-Fluorid, und iC_4H_{10} (Isobutan) im Verhältnis 80:20 verwendet. Dabei ist der CF_4 -Anteil das eigentliche Zählgas. Es weist gegenüber den häufig in Drahtkammern als Zählgas benutzten CH_4 (Methan) und Argon bzgl. der hier vorgestellten Anwendung einige Vorteile auf:

- Fluoride sind sehr reaktionsfreudig und können unter Umständen alterungsbedingte Ablagerungen auf den Signaldrähten der Kammer aufgrund von chemischen Reaktionen zumindestens teilweise wieder entfernen sowie die Ablagerung von polymerisierten Gasverunreinigungen, die möglicherweise in der Gasversorgung vorhanden sind, von vornherein verhindern und damit die Drahtalterung verlangsamen.
- CF_4 ist ein sehr "schnelles" Gas, d. h. die erzeugten Ladungsträger erreichen sehr hohe Driftgeschwindigkeiten, was die Gefahr der Ladungsakkumlierung in der Kammer verringert, da die den Prozeß zeitlich dominierenden positiven Ionen die Kathodenwände schneller erreichen und dort rekombinieren.
- Bei Alterungstests anderer Gruppen [58] war die Lebensdauer bezogen auf die akkumulierte Ladungsmenge am größten, wenn sie die obengenannte Gasmischung verwendeten. Ein zeitlich vor dem hier vorgestellten Experiment von dem Autor durchgeführter Alterungstest mit einer Methan-TMAE-Mischung gefüllten Drahtkammer war schon nach einigen mC/Draht aufgenommener Ladung nicht mehr funktionsfähig.

Der Anteil iC_4H_{10} innerhalb des Gasgemisches hat zwei Aufgaben:

- Es ist ein aufgrund seiner vielen Schwingungs- und Rotationsbanden ein hervorragender sogen. **Quencher**, d. h. es absorbiert zusätzliche, unerwünschte sogen. **Feedback**-Photonen, die aus der Abregung vorher durch die Einstrahlung der Photonen angeregter Zustände des TMAE- (156 nm, 166 nm, 193 nm) und des CF_4 -Moleküls (165 nm) resultieren [58] und ihrerseits Lawinen auslösen können.
- Die mittlere kinetische Energie der Elektronen (E_{kin}) in der Ladungslawine reicht aus, um einerseits ein CH_3 -Fragment vom TMAE-Molekül zu dissoziieren (2.7 eV), was Ablagerungen auf den Signaldrähten der Kammer Vorschub leistet und andererseits, um das CF_4 -Molekül in negative F^- - und CF_3^- -Ionen zu dissoziieren oder F^{*-} , CF_2^{*-} und CF_3^{*-} -Radikale zu erzeugen (6–7 eV), die die Ladungslawine und damit den Betrag der Gasverstärkung verkleinern [58]. iC_4H_{10} ist in der Lage, $\langle E_{kin} \rangle$ zu verringern, um die Wahrscheinlichkeit für die eben genannten Prozesse zu verkleinern.

³Das Verfahren ist z. B. in [59] beschrieben

⁴Stickstoff 5.0 bedeutet eine Reinheit von 99.999 %.

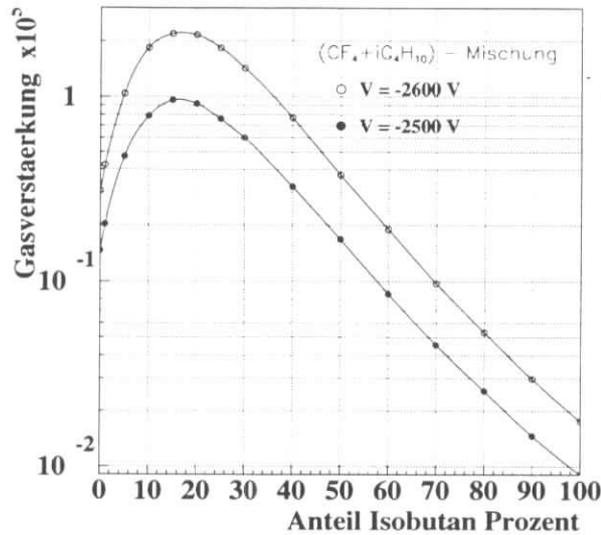


Abb. 6.4: Abhängigkeit der Verstärkung des CF_4 - iC_4H_{10} -Gemisches vom prozentualen Anteil an iC_4H_{10} ([60])

Die Gasverstärkung ist, außer von der verwendeten Kammer Spannung, auch von dem benutzten Mischungsverhältnis zwischen CF_4 und iC_4H_{10} abhängig. In der Abb. 6.4 sind einige von [60] für verschiedene Mischungsverhältnisse simulierte Gasverstärkungen⁵ dargestellt. Aus ihr wird sofort ersichtlich, daß das in dieser Arbeit verwendete Verhältnis von 80:20 eine optimale Gasverstärkung bewirkt, weil der 1. Townsend-Koeffizient (s. auch Abschnitt 6.5.1) für dieses Mischungsverhältnis ein Maximum aufweist (s. Abb. 6.4). Es ist allerdings anzumerken, daß in dieser Simulation die photosensitive Substanz nicht berücksichtigt ist, d. h. in Abhängigkeit von der Konzentration dieses Gasadditivs in der Zählgas Mischung kann sich das Maximum der Verstärkung verschieben.

6.4.3 Die Gasmischapparatur

Der Betrieb einer Drahtkammer mit brennbaren Zählgasen einerseits und TMAE als photosensitiver Substanz und ein genau zu bestimmendes Mischungsverhältnis zwischen den beiden Anteilen andererseits verlangt eine Reihe von Anforderungen an die Gasversorgung⁶ (s. auch den vorangegangenen Abschnitt), die in dem hier beschriebenen Experiment verwirklicht wurden (s. Abb. 6.5). Im folgenden sollen seine Eigenschaften näher erläutert werden.

- Die **Rohre der Gasanlage** bestanden aus TMAE-resistentem VA-Stahl (\varnothing 10 mm). Statt der üblichen Dichtungen aus Viton wurden nur Metaldichtungen verwendet.

⁵Diese Berechnungen basieren auf der in 6.2 vorgestellten Geometrie.

⁶Der Einfachheit halber sollen im folgenden statt dem Begriff 'Gasmischapparatur' die Abkürzungen 'Gasanlage' oder einfach 'Anlage' verwendet werden.

- Es wurden große Anstrengungen unternommen, um die Gase innerhalb der Anlage auf die Kontamination mit **Sauerstoff** zu untersuchen bzw. diesen zu entfernen.
 - Um den Luftsauerstoff aus der Gasanlage zu entfernen und eventuelle Undichtigkeiten zu entdecken, wurde die Anlage vor ihrer Inbetriebnahme so lange mit einem Vakuumpumpstand (Vorpumpe + Turbomolekularpumpe) evakuiert, bis Enddrücke von $< 10^{-5} \text{ mbar}$ erreicht wurden. Dazu war entlang der gesamten unteren Bereichs der Anlage ein Rohr angebracht worden, das während des Betriebs der Gasanlage von der eigentlichen Mischeinrichtung über Ventile abgekoppelt werden konnte und so ein Abpumpen verschiedener Teilbereiche der Anlage zuließ, was das Auffinden von Lecks erheblich erleichterte. Zur **Messung des Restdrucks** diente ein ungefähr in der Mitte der Anlage (s. Abb. 6.5) angebrachtes Ionisations-Vakuummeter⁷.
 - Um **Ausgasungen** von den in der Anlage verwendeten Materialien sowie den bei der Installation eingedrungenen Wasserdampf zu entfernen, wurde die Anlage mehrere Stunden mit Heizschlangen bei Temperaturen $> 200^\circ\text{C}$ bei gleichzeitigem Abpumpen ausgeheizt.
 - Vor dem Öffnen des TMAE-Behälters wurde die Gasanlage mit dem Zählgas gespült. Dabei wurde hinter (!) der Drahtkammer (s. Abb. 6.5) ein Sauerstoff-Meßgerät⁸ installiert, um auch eventuelle Lecks an dem Kammergehäuse nachweisen zu können. Eine mehrstündige Messung ergab einen **Sauerstoff-Anteil von $\approx 1 \text{ ppm}$** .
 - Zum Entfernen des möglicherweise im $\text{CF}_4\text{-iC}_4\text{H}_{10}$ -Gasgemisch vorhandenen Restsauerstoffs und Wassers wurde ein **Oxisorb**⁹ verwendet.
- Die exakte Kenntnis von dem Verhältnis der Anteile an Zählgas und TMAE konnte über eine **elektronisch gesteuerte Gasflußmessung** erhalten werden. Dazu waren zwei Zweige der Gasanlage jeweils mit elektronisch steuerbaren Gasflußreglern ausgestattet¹⁰. Über das Verhältnis der Gasflüsse in den beiden Zweigen konnte so die TMAE-Konzentration im Zählgas eingestellt werden.

Zum Einmischen von TMAE strömt ähnlich einem **Bypass** TMAE-freies Zählgas durch den oberen Zweig der Gasanlage. In dem unteren Zweig wird das Zählgas beim Durchströmen durch das TMAE-Vorratsgefäß, einem sogenannten **Bubbler**, mit TMAE aufgesättigt. Hinter dem Bubbler werden die beiden Zweige in einem Mischer zusammengeführt. Aufgrund eines technischen Defekts konnte das Vermischen nicht über die davor vorgesehene elektrische Einrichtung durchgeführt werden. Stattdessen wurde handelsübliche Stahlwolle verwendet, die allerdings vorher mehrfach in einem Ultraschallbad ausge-

⁷Typ Alcatel ACF10

⁸Typ Teledyne O_2 -Analyzer

⁹Hersteller Messer Griessheim

¹⁰Steuergerät Typ MKS 647B, Gasflußregler Typ MKS 1459 C

waschen und über 15 Stunden in einem Ofen ausgeheizt wurde¹¹. Nimmt man einen mittleren Abstand der Stahlwollesfasern von $\approx 100 \mu\text{m}$ an, erhält man über eine einfache Abschätzung der Reynoldszahl, daß die beiden Gasströme innerhalb der Stahlwolle einer turbulenten Strömung unterliegen und damit durchmischt werden. Das so aufbereitete Zählgas wird dann über ein ca. 3 m langes Rohr der Drahtkammer zugeführt.

- Insgesamt betrug das **Fassungsvermögen der Gasanlage** (mit dem Verbindungsrohr zur Drahtkammer aber ohne Oxisorb) in der Größenordnung 1 Liter.
- Da das Zählgas wegen des TMAE-Anteils nicht in einem geschlossenen Kreislauf gehalten werden konnte, wurde es hinter der Kammer über ein ca. 6 m langes VA-Stahlrohr ($\varnothing 3 \text{ mm}$) aus dem System herausgeführt. Um das Gasvolumen gegenüber der Außenwelt abzugrenzen, wurde das Gas durch einen mit Silikonöl (für Hochvakuumpumpen) gefüllten Bubbler nach außen abgeführt.

¹¹Eine Begutachtung der Stahlwolle nach Abschluß des Alterungstests ergab keine sichtbaren Ablagerungen oder Verfärbungen, so daß eine Eignung des Materials außer Frage steht.

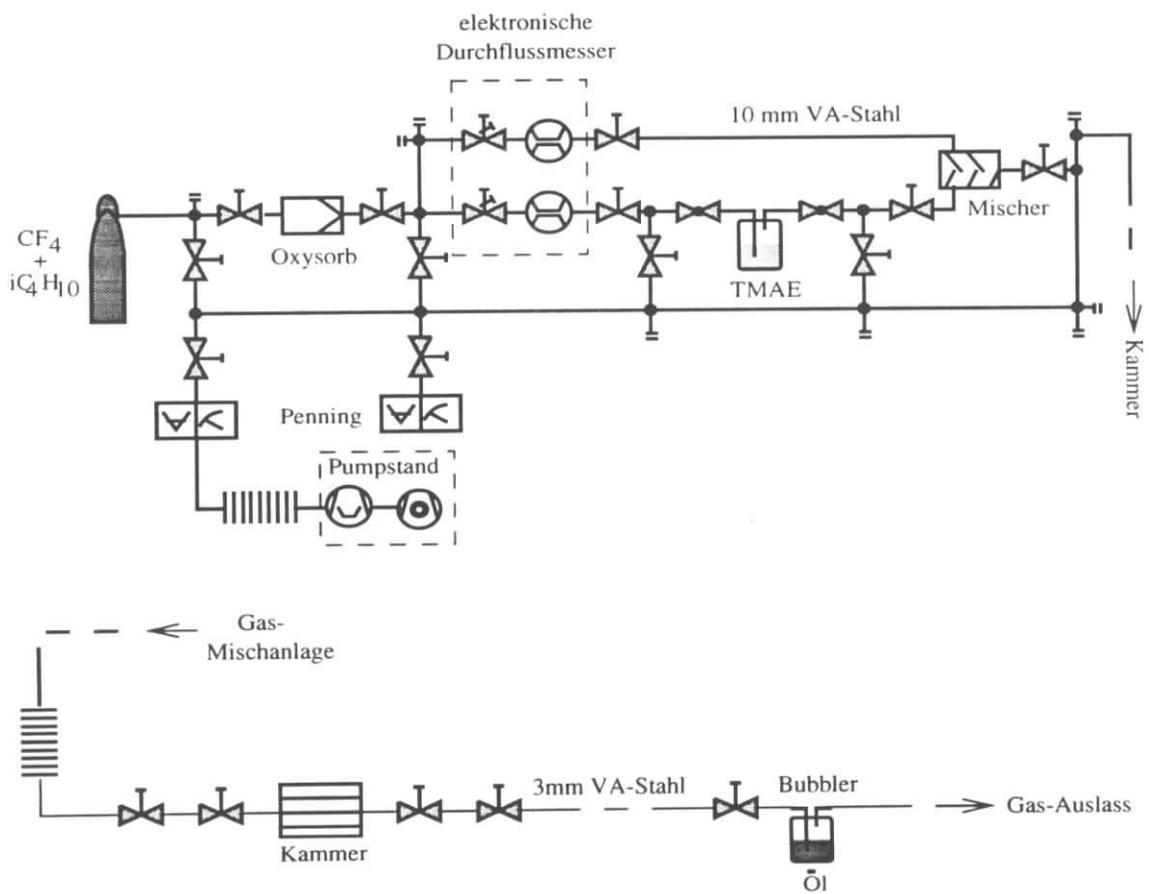
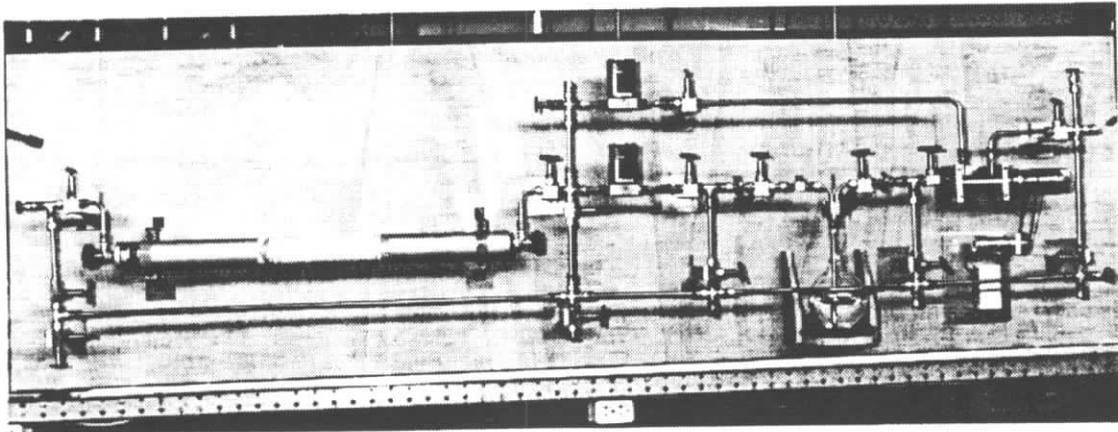


Abb. 6.5: Die Gasmischanlage im Original (oben) und als Schemazeichnung mit Beschriftung der einzelnen Komponenten (unten)

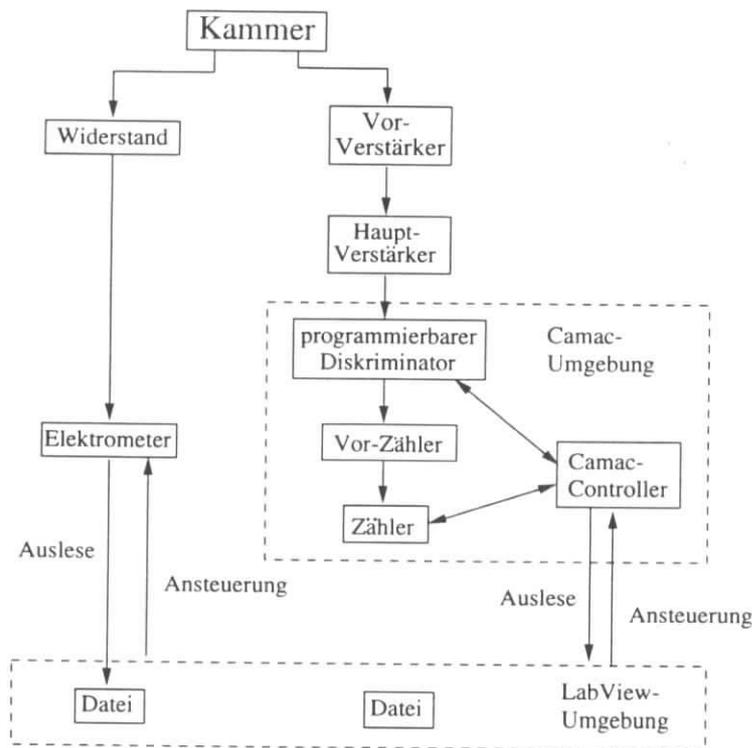


Abb. 6.6: Schematische Darstellung der verwendeten Auslese-Elektronik und ihrer Ansteuerung

6.5 Die Meßgrößen

Es konnten 4 relevante Parameter gemessen werden und zwar

- der über alle Zellen summierte Strom,
- das integrierte Pulshöhenspektrum (Gasverstärkung und Rate),
- der Außendruck,
- und die Außentemperatur.

Bevor die beim Alterungstest aufgenommenen Meßgrößen näher spezifiziert und ihre Bedeutung erläutert wird, soll nun noch der Weg der von der Kammer aufgenommenen Signale verfolgt werden. Eine schematische Darstellung der Signalwege ist in Abb. 6.6 gezeigt. Die Signalverarbeitung ist in zwei unterschiedliche Zweige aufgeteilt. Zum einen konnte der von der Kammer aufgenommene Strom über ein Elektrometer¹² gemessen werden, zum anderen war es über einen programmierbaren Diskriminator möglich, die Raten der von der Kammer nachgewiesenen Einzelphotonen in Abhängigkeit von einer Schwellenspannung aufzunehmen. Beide Messungen konnten über ein auf einem Apple-MacIntosh-Rechner implementiertes LabView-Programm¹³ vollautomatisiert durchgeführt werden, da es das Programm erlaubt, eine Verbindung zwischen Rechner und Elektronik (Camac) aufzubauen.

¹²Typ Keithley 614

¹³Das LabView-Programm wurde freundlicherweise von S. Korpar geschrieben.

Druck und Temperatur konnten dagegen leider nur diskontinuierlich von Hand notiert werden. Zur Druckmessung diente ein Barometer, die Temperatur wurde elektronisch mit einem Pt100-Thermoelement ermittelt, das außen am TMAE-Bubbler befestigt war.

Im folgenden soll nun im einzelnen die Bedeutung der aufgenommenen Meßgrößen erläutert werden.

6.5.1 Die Definition der Gasverstärkung

Bewegt sich ein freies Elektron in einer mit Gas gefüllten Drahtkammer innerhalb eines elektrischen Feldes E , das zwischen den Kammerwänden (Kathode) und dem Signaldraht (Anode) anliegt, so wird es zum letzteren hinbeschleunigt und stößt dabei mit den Gasatomen bzw. -molekülen zusammen. Dabei kann es bei ausreichend hoher Feldstärke nach Durchlaufen einer mittleren freien Weglänge zwischen zwei Stößen soviel kinetische Energie sammeln, daß es zur Stoßionisation kommt und so weitere freie Ladungsträger erzeugt werden, die dann durch Vervielfältigung dieses Prozesses zu einer **Ladungslawine** anwachsen. Der Faktor dN , mit dem die Ladungslawine nach Durchlaufen der Weglänge ds wächst, ist bestimmt durch

$$dN = N \alpha ds \quad . \quad (6.1)$$

Dabei ist α der sogen. **1. Townsend-Koeffizient**, für den man keine allgemeingültige, gasabhängige quantitative Beziehung angeben kann, der also für jedes Gas oder Gasgemisch individuell experimentell bestimmt werden muß. Allerdings ist das qualitative Verhalten von α für alle Gase gleich:

- α ist vom Anregungs- und Ionisations-Wechselwirkungsquerschnitt der Elektronen mit dem jeweiligen Gas abhängig.
- α wächst mit zunehmender elektrischer Feldstärke, da der Ionisations-Wechselwirkungsquerschnitt mit wachsender kinetischer Energie ϵ der vom Feld beschleunigten freien Ladung größer wird.
- α wird mit zunehmender Gasdichte ρ bei gleichbleibendem ϵ kleiner, weil dann die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen kleiner wird.

Um die Gasverstärkung G bestimmen zu können, muß man die Gleichung 6.1 über die Weglänge ds integrieren und zwar in den Grenzen zwischen s_{min} und dem Radius des Signaldrahtes R . s_{min} beschreibt den Abstand des Startpunktes der Ladungslawine vom Signaldraht, d. h. den Punkt, an dem das elektrische Feld E_{min} gerade groß genug ist, um die Lawine zu starten. Als Ergebnis erhält man eine mittlere Gasverstärkung $\langle G \rangle$ als Verhältnis zwischen der die Ladungslawine startenden Anzahl von Ladungsträgern N_0 und der Anzahl von Ladungsträgern N , die sich zum Schluß in der Lawine befinden.

$$\langle G \rangle = \frac{N}{N_0} = \exp \left(\int_{s_{min}}^R \alpha(s) ds \right) = \exp \left(\int_{E_{min}}^{E(R)} \frac{\alpha(s)}{dE/ds} dE \right) \quad (6.2)$$

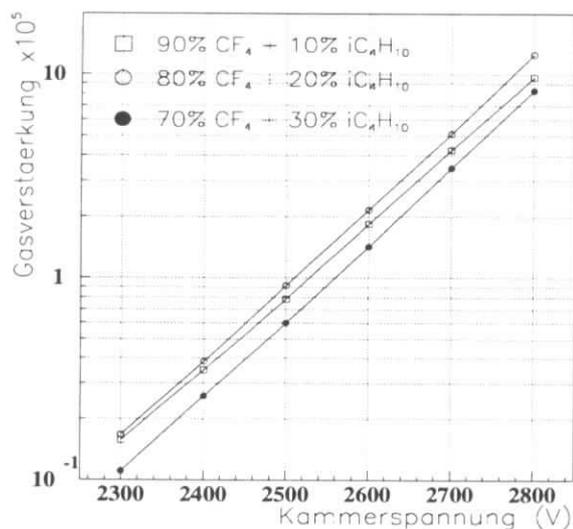


Abb. 6.7: Abhängigkeit der Verstärkung von der Kammer Spannung für die in Abschnitt 6.2 beschriebene Anordnung ([60])

Der genaue Wert G läßt sich so nicht bestimmen, da der der Gasverstärkung zugrundeliegende Prozeß statistischer Natur ist. Er wird in Abschnitt 6.5.3 näher erläutert.

Die Abb. 6.7 zeigt die von [60] für die in Abschnitt 6.2 beschriebene Drahtkammer berechnete Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Kammer Spannung. Um die in Abschnitt 6.1 geforderte Verstärkung von 10^5 zu erreichen, ist demnach eine Kammer Spannung von ≈ 2550 V erforderlich.

6.5.2 Der Kammerstrom

Ein mit der bestehenden Versuchsanordnung direkt meßbarer Parameter war der Anodenstrom. Dieser wurde vor der Verstärkerkette abgenommen und von einem hochempfindlichen Elektrometer gemessen.

Nimmt man jetzt eine über alle Zellen gleichförmige Verstärkung an, kann man aus dem Quotienten zwischen Strom I und Rate N_0 direkt einen absoluten Wert für die Verstärkung G erhalten.

$$G = \frac{I}{e \cdot N_0} \quad (6.3)$$

6.5.3 Das integrierte Pulshöhenspektrum

Die Messung der integrierten Pulshöhenspektren diente dazu, die Gasverstärkung der einzelnen Zellen zu bestimmen. Um diesen Zusammenhang zu verstehen, ist es nötig, die Entstehung eines integrierten Pulshöhenspektrums zu beschreiben.

Die von einem einzelnen in der Kammer nachgewiesenen Photon in der Auswertelektronik erzeugte Pulshöhe wird durch die Größe der im Zählgas erzeugten Ladungslawine bestimmt. Die Entstehung dieser Ladungslawine ist ein stochastischer Prozeß, dessen theoretische Beschreibung von der in der Kammer herrschenden Gasverstärkung abhängig ist. Für Gasverstärkungen $< 10^6$ werden die auftretenden Ladungslawinen gut durch den sogen. **Yule-Furry-Prozeß** (beschrieben in [55]) wiedergegeben. Bei größeren Verstärkungen ist dieser allerdings nicht mehr gültig, man erhält allerdings akzeptable Ergebnisse unter Anwendung des **Byrne-Prozesses** [55]. Der Yule-Furry-Prozeß läßt sich aus dem sehr viel komplizierteren Byrne-Prozeß ableiten, aber da sich das hier beschriebene Experiment im Gültigkeitsbereich des ersten Prozesses befindet, soll auch nur dieser genauer beschrieben werden, während auf eine genaue Herleitung des zweiten verzichtet werden kann und nur dessen Ansatz und Resultate am Ende dieses Abschnitts kommentiert werden sollen.

Im Yule-Furry-Prozeß [56] definiert man die Wahrscheinlichkeit, daß sich zu einer Zeit t n Elektronen in der Lawine aufhalten, zu $P(n, t)$. Zudem werden drei weitere Annahmen gemacht:

1. Zur Zeit $t = 0$ habe diese Wahrscheinlichkeit unter der Annahme, daß die Lawine von einem Elektron ausgelöst wird, den Wert 1: $P(1, 0) = 1$.
2. Die Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb eines Zeitintervalls Δt ein freies Elektron erzeugt wird, ist $n\lambda\Delta t$, wobei λ ein Maß für das Wachstum der Lawine ist.
3. Freie Elektronen werden nur einzeln erzeugt, d. h. die Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Auftreten mehrerer freier Elektronen ist sehr klein.

Man kann jetzt für kleine Δt die Wahrscheinlichkeit $P(n, t + \Delta t)$, daß zur Zeit $t + \Delta t$ n Elektronen vorhanden sind, durch den Wert der Wahrscheinlichkeit $P(n, t)$ zur Zeit t ausdrücken. $P(n, t + \Delta t)$ setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, nämlich den Wahrscheinlichkeiten, daß in der Zeit Δt entweder keins oder ein freies Elektron erzeugt wird, d. h. es sind zur Zeit $t + \Delta t$ entweder schon n oder erst $n - 1$ Elektronen vorhanden.

$$P(n, t + \Delta t) = P(n, t)(1 - n\lambda\Delta t) + P(n - 1, t)(n - 1)\lambda\Delta t \quad (6.4)$$

Macht man den Übergang $\Delta t \rightarrow 0$, ergibt sich ein System von Differentialgleichungen. Für den Auslöser der Lawine, dem ersten Elektron, erhält man mit der Definition von $P(n, t)$:

$$\frac{dP(1, t)}{dt} = -\lambda P(1, t) \stackrel{(Def.)}{\implies} P(1, t) = e^{-\lambda t} \quad (6.5)$$

Durch schrittweises Integrieren ergeben sich für die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(n, t)$, deren Mittel \bar{n} und Varianz σ^2 die Ausdrücke:

$$P(n, t) = e^{-\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})^{n-1} \quad (6.6)$$

$$\bar{n} = e^{\lambda t} \quad (6.7)$$

$$\sigma^2 = e^{\lambda t}(e^{\lambda t} - 1) \quad (6.8)$$

Die Beziehung 6.6 läßt sich mit 6.7 zu

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}}\right)^{n-1} \quad (6.9)$$

vereinfachen. Für den Übergang $\bar{n} \rightarrow \infty$ erhält man dann:

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-n/\bar{n}} \quad \text{und} \quad \sigma^2 = \bar{n}^2 \quad (6.10)$$

Der Ausdruck $1/\bar{n}$ wird als die **Gasverstärkung** G definiert, also

$$G \equiv 1/\bar{n} \quad (6.11)$$

Wäre der Erzeugungsprozeß für freie Elektronen (2) nicht von n abhängig, sondern konstant, würde man statt der in 6.10 erhaltenen Wahrscheinlichkeitsverteilung P eine Poisson-Verteilung erhalten.

Es hat sich gezeigt, daß die Beziehungen in 6.10 für sehr große Gasverstärkungen nicht mehr gültig sind, sondern stattdessen der Byrne-Prozeß anzuwenden ist. Dieser unterscheidet sich vom erstgenannten durch eine andere Beschreibung bei der Erzeugung eines freien Elektrons (s. o. unter der Bedingung (2)), indem er statt der Zeit t den Abstand r zwischen dem Signaldraht und dem Ort der Lawinenbildung als Integrationsparameter verwendet und dabei der Konstanten λ eine weitere Konstante b und eine Funktion $\Theta(r)$ hinzufügt. Die von Byrne verwendete Beziehung für die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung freier Elektronen hat somit die folgende Gestalt:

$$n\lambda\Theta(r) \left(b + \frac{1-b}{n}\right) \Delta r \quad (6.12)$$

Somit sinkt die Anzahl der erzeugten freien Elektronen bei gleicher freier Weglänge mit zunehmender Größe der Ladungslawine, d.h. je mehr Elektronen vorhanden sind, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein weiteres erzeugt wird. Setzt man nun für b die Werte 1 bzw. 0 ein, erhält man entweder den oben beschriebenen Yale-Furry-Prozeß ($b = 1$) oder die Poisson-Verteilung ($b = 0$).

Die Aufstellung einer zur Gleichung 6.4 äquivalenten Beziehung und der schrittweisen Integration derselben führt auf den Einsatz sogenannter **Polyakoff-** oder **negativen Binominal-Verteilungen**, deren genaue Form z. B. in [56] nachgeschlagen werden kann. Nach einigen Umformungen für den Grenzfall großer \bar{n} erhält man dann als Ergebnis des Byrne-Prozesses die folgenden Beziehungen:

$$P(n) = \frac{1}{b\bar{n}} \frac{1}{k!} \left(\frac{n}{b\bar{n}}\right)^k e^{n/b\bar{n}} \quad \text{mit} \quad \bar{n} = \lambda x \quad \text{und} \quad \sigma^2 = \bar{n}(1 + b\bar{n}) \quad (6.13)$$

Gemessen wurde allerdings keine Größe in Abhängigkeit von n , sondern von einer elektrischen Schwellenspannung U_{thr} . Ersetzt man in den Gleichungen 6.10 bzw. 6.13 n durch U_{thr} , dann ist die Größe $P(U)$ ein Maß für das **Pulshöhenspektrum**, d. h. sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß sich an der Schwelle U_{thr} ein Signal befindet. Der Meßprozeß hat jedoch ein **integriertes Pulshöhenspektrum** als Resultat, das die Wahrscheinlichkeit beschreibt, ein Signal zu messen, das größer ist als die Schwelle U_{thr} . Es gilt dann unter der Voraussetzung, daß $U \sim n$ bzw. $U = a \cdot n$ ist

$$P_{n > n_{thr}} \sim P_{U > U_{thr}} = \int_{U > U_{thr}}^{\infty} P(U) dU = e^{-U_{thr}/a \cdot \bar{n}} \quad (6.14)$$

Man erhält damit für die Rate der Photonen in Abhängigkeit von der Schwellenspannung:

$$N = N_0 \cdot e^{-U_{thr}/a \cdot \bar{n}} \quad (6.15)$$

Aus der Gleichung 6.15 lassen sich zwei relevante Kammerparameter ablesen:

- Die Steigung

$$\frac{d \ln N}{dU_{thr}} = -\frac{1}{a \cdot \bar{n}} = -\frac{1}{G} \quad \text{mit} \quad 1/a \cdot \bar{n} \equiv G \quad (6.16)$$

ist ein Maß für die **Gasverstärkung G** (s. auch Gleichung 6.11). Allerdings müßte man für die Bestimmung des Absolutwertes für G die Verstärkung der Elektronikette a kennen. Diese ist allerdings unbekannt.

- Setzt man die Schwelle $U_{thr} = 0V$, erhält man direkt **die von der Lampe eingestrahlte Rate N_0** .

Die Gasverstärkung so zu bestimmen, wie hier beschrieben, hat gegenüber der im letzten Abschnitt vorgestellten Methode über den Kammerstrom einige Vorteile:

- Die eingestrahlte Rate kann direkt bestimmt werden.
- Über die Einstellung einer unteren Schwelle $U_{thr, \min}$ läßt sich der Rauschanteil des Spektrums abschneiden.
- Veränderungen bei der Gasverstärkung oder der Rate können gleichzeitig wahrgenommen werden.

6.5.4 Druck und Temperatur

Wie in Abschnitt 6.5.1 angedeutet, ist der 1. Townsendkoeffizient α eine Funktion der Gasdichte ρ . Die Gleichung 6.2 zeigt, daß die Gasverstärkung G von α und damit von ρ abhängt.

Die Form dieser Abhängigkeit soll nun im folgenden näher untersucht werden, wie in [56] ausgeführt. Es ist zu erwarten, daß G mit wachsendem ρ sinkt, da dann

die mittlere freie Weglänge der freien Elektronen kleiner wird und somit auch ihre mittlere kinetische Energie.

Betrachtet man das elektrische Feld E in der Nähe des Anodendrahtes, also für kleine Abstände r , erhält man

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (6.17)$$

Dabei ist λ die Ladung pro Einheitslänge Draht. Setzt man 6.17 in die Beziehung 6.2 für die Gasverstärkung G ein und nimmt man an, daß der 1. Townsend-Koeffizient linear von dem Verhältnis aus der elektrischen Feldstärke E und der Gasdichte ρ abhängt [57],

$$\alpha \sim \frac{E}{\rho} \quad (6.18)$$

ergibt sich nach der Integration von 6.2, wenn a der Anodendrahtdurchmesser ist:

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}(\rho_0)(\rho/\rho_0)} = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{konst}{\rho} \quad (6.19)$$

Die logarithmische Differentiation nach ρ führt dann zu einer Beziehung, die die Änderung der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Gasdichteveriation angibt.

$$\frac{dG}{G} = \left(-\frac{\lambda}{\Delta V} \frac{\ln 2}{2\pi\epsilon_0} \right) \cdot \frac{d\rho}{\rho} = c \cdot \frac{d\rho}{\rho} \quad (6.20)$$

Aus Gleichung 6.20 folgt, daß die Gasverstärkung bei kleiner werdender Gasdichte wächst. Dabei ist ΔV die mittlere Potentialdifferenz, die ein Elektron durchlaufen muß, um ein weiteres freies Elektron durch Ionisation zu erzeugen. Aus Tabellenwerten [56] läßt sich ΔV zu $\approx 30V$ ermitteln. Die einzig unbekannte Größe in 6.20 ist nun noch λ . Diese läßt sich leicht bestimmen, wenn man näherungsweise statt den quaderförmigen Kathodenwänden mit quadratischem Querschnitt und dem Anodendraht im Schnittpunkt der Diagonalen (s. Abb. 6.2) eine zylindrische Form mit dem Anodendraht in der Achse des Zylinders annimmt. Über die Kapazität C dieser Anordnung

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)} \quad (6.21)$$

kann man sofort das elektrische Feld E um den Anodendraht bestimmen.

$$E = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r} \stackrel{6.21}{=} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} \quad (6.22)$$

Gleichsetzen von 6.17 und 6.22 und Auflösen nach λ ergibt dann einen Schätzwert für λ :

$$\lambda = \frac{2\pi\epsilon_0 V_0}{\ln(b/a)} \quad (6.23)$$

Damit ist die Gleichung 6.20 eindeutig bestimmt. Eine Integration über beide Seiten der Beziehung führt zu

$$\ln G = c \cdot \ln \rho + k \quad (6.24)$$

Seien nun G'/G die Änderung der Gasverstärkung und ρ'/ρ die Änderung in der Dichte, dann ist nach den allgemeinen Rechenregeln für den natürlichen Logarithmus

$$\ln(G'/G) + \ln G = c \cdot \ln(\rho'/\rho) + c \cdot \ln \rho + k \quad (6.25)$$

Zieht man 6.24 von 6.25 ab und löst nach a auf, erhält man die Änderung für die Gasverstärkung G'/G , wenn sich die Dichte um ρ'/ρ ändert.

$$G'/G = e^{c \cdot \ln(\rho'/\rho)} \quad (6.26)$$

6.6 Bisher beobachtete Alterungsprozesse in Drahtkammern

Eine ausführliche, zusammenfassende Beschreibung von bisher bekannt gewordenen Alterungsprozessen in Drahtkammern und den dazugehörigen Erklärungsversuchen für die Mechanismen ist 1991 in [61] gebracht worden. Daher sollen hier nur die grundlegenden Prinzipien, nach denen Drahtkammern altern, vorgestellt und für die Einzelheiten auf [61] verwiesen werden.

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Kategorien von Drahtkammeralterung. Es sind die

- Anoden- und die
- Kathodenalterung.

Beide werden durch Ablagerungen verursacht, die sich mit zunehmender Betriebszeit der Kammer auf den Elektroden ablagern. Die damit verbundenen Auswirkungen auf die Funktionsfähigkeit der Drahtkammer sind aber grundverschieden.

Ablagerungen auf dem Anodendraht führen zu einer Vergrößerung seines Durchmessers und damit zu einer Verringerung der elektrischen Feldstärke, was die Gasverstärkung sinken läßt. I. a. sind diese Ablagerungen jedoch nicht gleichförmig über die Drahtoberfläche verteilt, was in einer ortsabhängigen Gasverstärkung entlang des Drahtes resultiert, die ihrerseits zu einer Verkleinerung des Proportionalbereichs der Kammer führt und damit die Pulshöhenspektren unbrauchbar macht.

Ablagerungen auf den Kathodenwänden bilden dagegen meist einen durch Polymerisation verursachten isolierenden Überzug. Dabei können sich elektrische Dipollagen senkrecht zu diesem Film und damit zur Kathodenoberfläche ausbilden. Diese resultieren zum einen aus den positiven Ionen, die aus der Lawinenbildung stammen und sich dann auf dem Film ansammeln und zum anderen aus der Induzierung negativer Ladungen auf der der Kathode abgewandten Seite. Insgesamt bildet sich so ein starkes Dipolfeld heraus, das zur Feldemission von Elektronen aus der

Kathode führen kann. Diese Elektronen wandern, wenn sie nicht vorher mit den im Zählgas driftenden positiven Ionen rekombinieren, zur Anode und erzeugen dort neue positive Ionen, die den vorher beschriebenen Prozeß, den sogen. **Malter-Prozeß**, verstärken. Als Resultat ergeben sich additiv zu den ursprünglich durch die eingefallenen Photonen ausgelösten Strömen große Dunkelströme, die auch nach Beendigung der Bestrahlung der Kammer bestehen bleiben.

6.7 Die Messung

6.7.1 Die Einstellung der Kammerparameter

Vor Beginn der Messung waren zunächst die **Gasverstärkung** und die **Strahlrate** auf die gewünschten Werte einzustellen (s. Abschnitt 6.1). Außerdem sollte eine möglichst **homogene Ausleuchtung** der oberen Kammerhälfte erreicht werden. Der untere Teil war abgedeckt, um Referenzmessungen zwischen der bestrahlten und einer unbestrahlten Kammerhälfte durchführen zu können (s. auch Abschnitt 6.10). Die TMAE-Konzentration wurde auf 40% eingeregelt.

Der absolute Wert der Gasverstärkung G konnte aus den in der vorliegenden Anordnung zur Verfügung stehenden Meßparametern nur abgeschätzt werden, da zum einen der Strom nicht zellenweise gemessen werden konnte, so daß die Beziehung 6.3 nicht benutzt werden kann, und zum anderen der Verstärkungsfaktor der Elektronik unbekannt und somit die Bestimmung der Gasverstärkung aus der Steigung des integrierten Pulshöhenspektrums nach Gleichung 6.15 nicht möglich ist. Zum Einstellen von G wurde die Kammer Spannung U sukzessive erhöht und der dann jeweils gemessene Strom durch die Anzahl der bestrahlten Zellen geteilt sowie die eingestrahelte Rate näherungsweise aus dem integrierten Pulshöhenspektrum bei der Schwelle $0 V$ bestimmt. Daraus ließ sich die Gasverstärkung bei $U = 2550 V$ in guter Übereinstimmung mit Abschnitt 6.4 zu $G \approx 10^5$ berechnen.

Die Rate wurde näherungsweise durch bloße optische Abschätzung der Schnittpunkte der integrierten Pulshöhenspektren mit der Ordinate für die einzelnen Zellen mittels der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Vorrichtung auf einige MHz pro Zelle eingestellt. Da bereits eine kleine Verschiebung der Lampe ausreichte, um sowohl die absoluten als auch die relativen Raten zwischen den Zellen in größerem Maße zu ändern, konnten daher sowohl die Bedingung von $2 MHz$ pro Zelle als auch die Forderung nach homogener, d.h. über alle Zellen gleichmäßiger Einstrahlung, nur näherungsweise erfüllt werden. Es ist bekannt, daß der Alterungsprozeß in den Drahtkammern zu Beginn der Messung besonders schnell fortschreitet. Deshalb mußte ein Kompromiß zwischen genauer Einstellung und der Gefahr vorzeitiger, unkontrollierter Alterung eingegangen werden, um die Kammer vor der eigentlichen Messung keiner zu großen Lichtintensität auszusetzen.

Ein weiterer Grund, die Kammerparameter, insbesondere die eingestrahelte Rate, möglichst genau einzustellen, sind die in diesem Zusammenhang durchgeführten Tests mit hohen Raten ($\approx 10 MHz$ pro Zelle) an der schon erwähnten, mit Methan gefüllten Drahtkammer im Vorfeld dieses Experimentes. Es zeigte sich, daß die

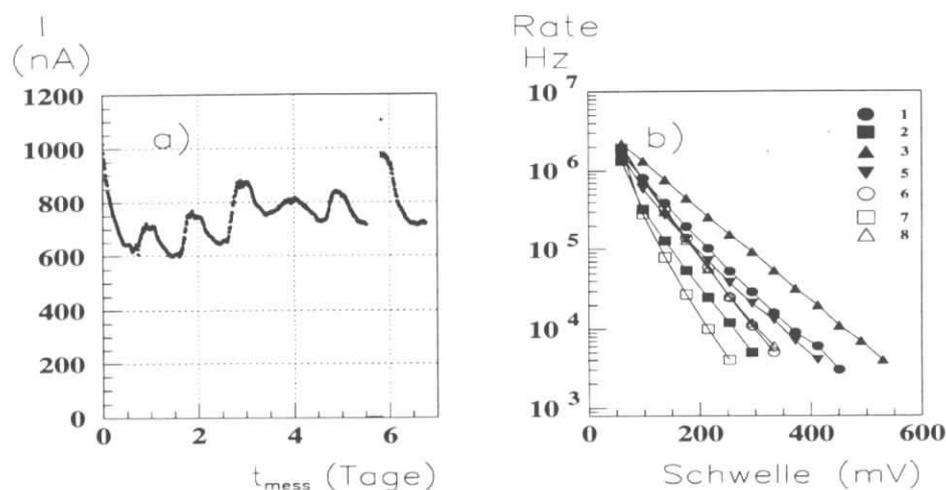


Abb. 6.8: a) Gemessene Stromwerte. Die Lücke ist auf eine abgerissene Spannungsversorgung an der Lampe zurückzuführen.
 b) Beispiel für die integrierten Pulshöhenspektren der bestrahlten Zellen. Dieses Bild entspricht dem des Event-Displays während der Messung. Zur besseren Unterscheidung der einzelnen Spektren sind die jeweils zu einer Zelle gehörigen Meßpunkte durch eine durchgezogene Linie miteinander verbunden.

Kammer bei diesen Raten bereits innerhalb einiger Stunden völlig funktionsunfähig war.

6.7.2 Die aufgenommenen Meßdaten

Als erstes wird in der Abb. 6.8 a) das Verhalten des gemessenen Stroms in Abhängigkeit von der Meßzeit vorgestellt. Die Fehler aufgrund der Meßungenauigkeit des Elektrometers sind so klein, daß sie nicht sichtbar sind. Weitere größere systematische Fehler sind nicht bekannt.

Auf die Schwankungen wird im Abschnitt 6.8.3 näher eingegangen. In dem Zeitintervall ohne Meßdaten ($5.5 d \lesssim t_{mess} \lesssim 6 d$) lag eine technische Panne an der Spannungsversorgung der Lampe vor.

Ein Beispiel für die aufgenommenen integrierten Pulshöhenspektren ist in der Abb. 6.8 b) dargestellt. Zur besseren Unterscheidung der einzelnen Zellen sind die zusammengehörigen Meßpunkte mit einer durchgezogenen Linie versehen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die einzelnen Zellen sowohl unterschiedliche Raten erhalten als auch eine etwas unterschiedliche Gasverstärkung besitzen. Über die möglichen Ursachen der letzten Beobachtung wird in Abschnitt 6.8.3 näher eingegangen.

Als letztes sollen nun noch die aufgenommenen Druck- und Temperaturdaten vorgestellt werden. Die Meßungenauigkeit bei der Druckmessung ist mit der Skalie-

rung des analogen Zeigerinstruments gleichzusetzen, beträgt also 1 mbar, für den Meßfehler der Temperaturmessung ist ein Fehler von $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ anzunehmen.

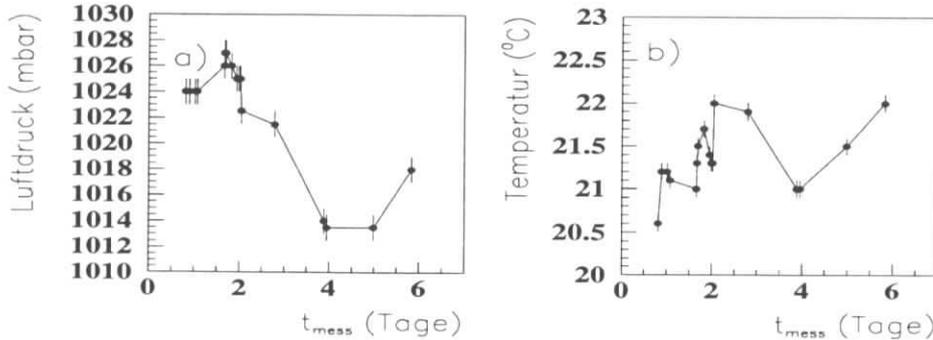


Abb. 6.9: Gemessene äußere Parameter: a) Luftdruck b) Temperatur

6.8 Die Auswertung der integrierten Pulshöhenspektren

6.8.1 Das Verfahren

Zunächst soll die Vorgehensweise bei der Auswertung der integrierten Pulshöhenspektren erläutert werden. Betrachtet man deren Verhalten in Abhängigkeit von der Meßzeit t_{mess} , so erkennt man, daß für eine Bestimmung ihrer Steigungen nur die ersten 8 Meßwerte bis zu einer Schwelle von ca. $350 - 400\text{ mV}$ für eine Anpassungsrechnung sinnvoll zu nutzen sind. Als Funktion wurde die Beziehung

$$f(U_{thr}) = e^{a \cdot U_{thr} + b} \quad (6.27)$$

verwendet. Dabei ist e^b die Rate bei der Schwelle 0 V und a ein Maß für die Steigung der Kurve, also für das Reziproke der Gasverstärkung.

Da der erste Eintrag bei Untergrundmessungen vor Beginn der eigentlichen Alterungsmessung bedingt durch elektronisches Rauschen von Null verschieden war (ca. 10 % des Meßwertes), wurde er bei den Anpassungsrechnungen nicht berücksichtigt. Die obere Grenze des verwendbaren Intervalls wird durch die Schwelle bestimmt, an der das Spektrum seine exponentielle Form verliert, im folgenden vereinfachend Abknickpunkt genannt. Für die Zellen 1, 2, 3, 5 und 7 (s. Abb. 6.10 für die Zelle 1) lag der Abknickpunkt während der gesamten Meßzeit bei ca. 400 mV . Daher wurden für die Anpassungsrechnung die Einträge 2–8 verwendet. Die Zellen 6 und 8 zeigen ein anderes Verhalten (s. Abb. 6.11 für die Zelle 6). Hier wanderte der Abknickpunkt mit der Zeit. Das wurde in der Anpassungsrechnung durch die Variation der oberen Intervallgrenze berücksichtigt, so daß z. T. nur die Einträge 2–4 unter

Inkaufnahme größerer Fehler bei den berechneten Parametern benutzt wurden. Bei der Auswertung zeigte sich, daß der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte mit \sqrt{N} zu klein ist, um ein $\chi^2 = 1$ pro Freiheitsgrad zu erhalten. Die Annahme eines kleinen zusätzlichen systematischen Fehlers von ca. 1–2 % auf die Meßwerte, d.h. ein Fehler, der ungefähr zehnmal größer ist als der statistische Fehler, führte größenordnungsmäßig zu den gewünschten Ergebnisse und hatte keine Auswirkungen auf die Resultate der Anpassungsrechnung. Es war nötig, den systematischen Fehler bei Zelle 6 mit zunehmender Meßzeit zu vergrößern, da das integrierte Pulshöhenspektrum eine wachsende Abweichung von der Form der exponentiellen Form aus Gleichung 6.27 zeigt (s. Abb. 6.11).

Da insgesamt 924 Spektren pro Zelle aufgenommen wurden, war nur eine automatisierte Anpassungsrechnung für die Analyse möglich. Die angenommenen Fehler waren nicht für alle Spektren gleich. Einem stichprobenartigen Test konnte entnommen werden, daß es sinnvoll ist, auf die Fehler der in der Anpassungsrechnung bestimmten Parameter einen Faktor 1.5 anzuwenden, um diese Unsicherheit mit in die Fehlerrechnung einzubeziehen. Es muß allerdings deutlich darauf hingewiesen werden, daß die in den folgenden Abschnitten gezeigten Fehlerbalken bzgl. der Gasverstärkung und der Rate nur die Fehler der Anpassungsrechnung wiedergeben, diese aber nicht unbedingt eine Aussage über die wahren Fehler des Meßprozesses machen.

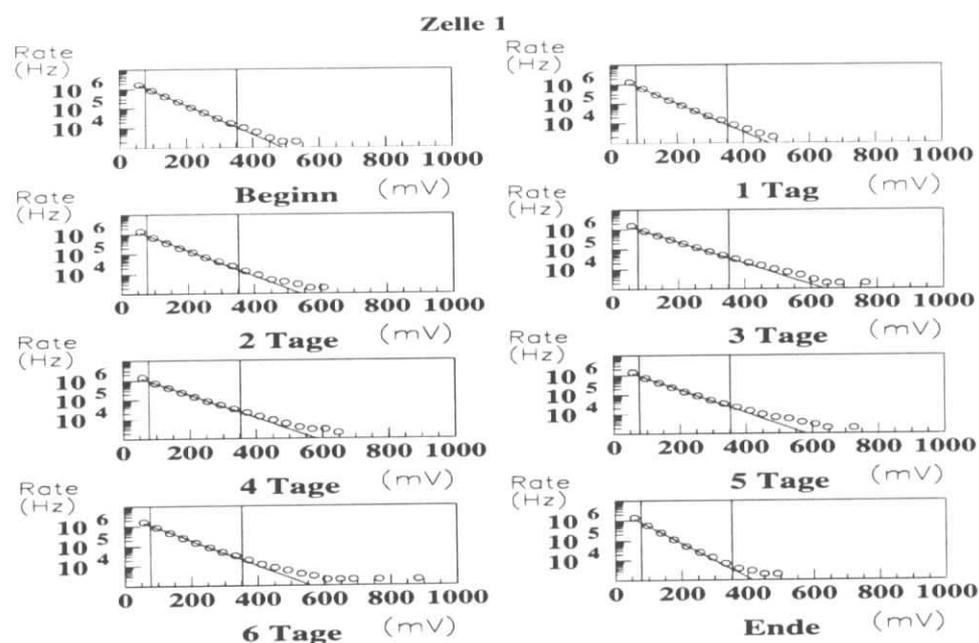


Abb. 6.10: Integrierte Pulshöhenspektren von Zelle 1. Die senkrechten Striche geben das für die Anpassungsrechnung verwendete Intervall an.

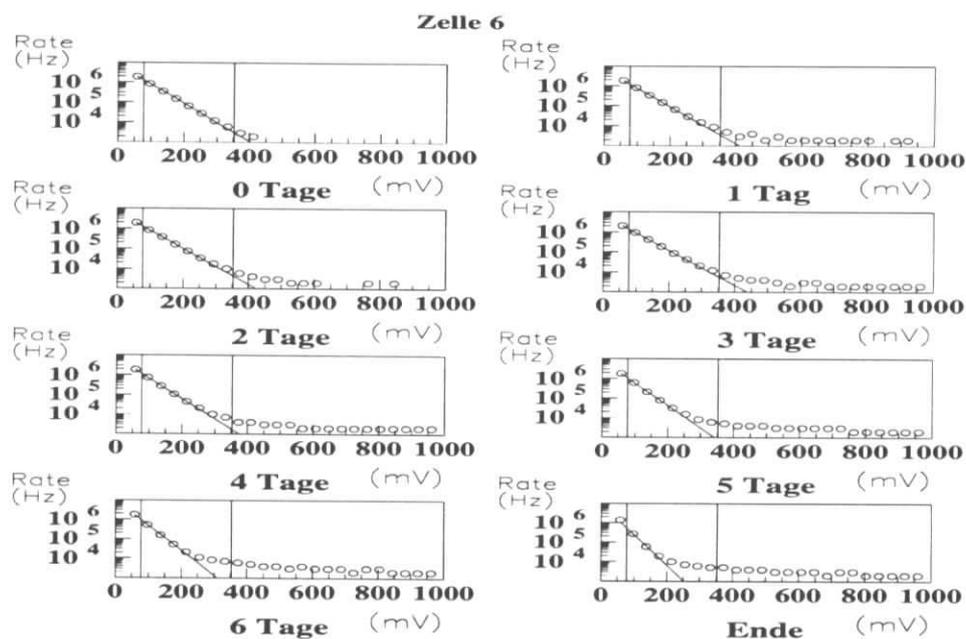


Abb. 6.11: Integrierte Pulshöhenspektren von Zelle 6. Die senkrechten Striche zeigen das Intervall zwischen den Einträgen 2 und 8. Innerhalb dieses Intervalls ist im Gegensatz zu den in Abb. 6.11 gezeigten Spektren eine deutliche Formveränderung der Spektren zu erkennen.

6.8.2 Die Rate

Bei einer konstanten Abstrahlungsleistung der Deuteriumlampe sollten die von der Kammer nachgewiesenen Raten bei der Schwelle 0V unabhängig von der Verstärkung gleichbleiben. Die Abb. 6.12 zeigt, daß diese Annahme für alle Zellen während der gesamten Meßzeit in etwa erfüllt war. Zur besseren Übersicht wurde jeweils nur jeder 10. Meßwert aufgetragen. Bei Meßwerten, die einen sehr großen Fehler aufweisen versagt die Anpassungsrechnung. Die Ursache ist in den im letzten Abschnitt beschriebenen Annahmen über die Meßfehler begründet worden. Die Zellen 6 und 8 zeigen auffällig große Fehlerbalken, besonders zum Ende des Alterungstests. Hier weicht das Spektrums erheblich von der exponentiellen Form ab. Eine Erklärung für dieses Verhalten wird in 6.8.3 gegeben.

Es bleibt anzumerken, daß die nachgewiesenen Raten z. T. um einen Faktor 2.5 über der in 6.1 gemachten Vorgabe von 2 MHz pro Zelle lagen. Die Ursache ist das Verfahren zur Einstellung der Kammerparameter (s. auch Abschnitt 6.8).

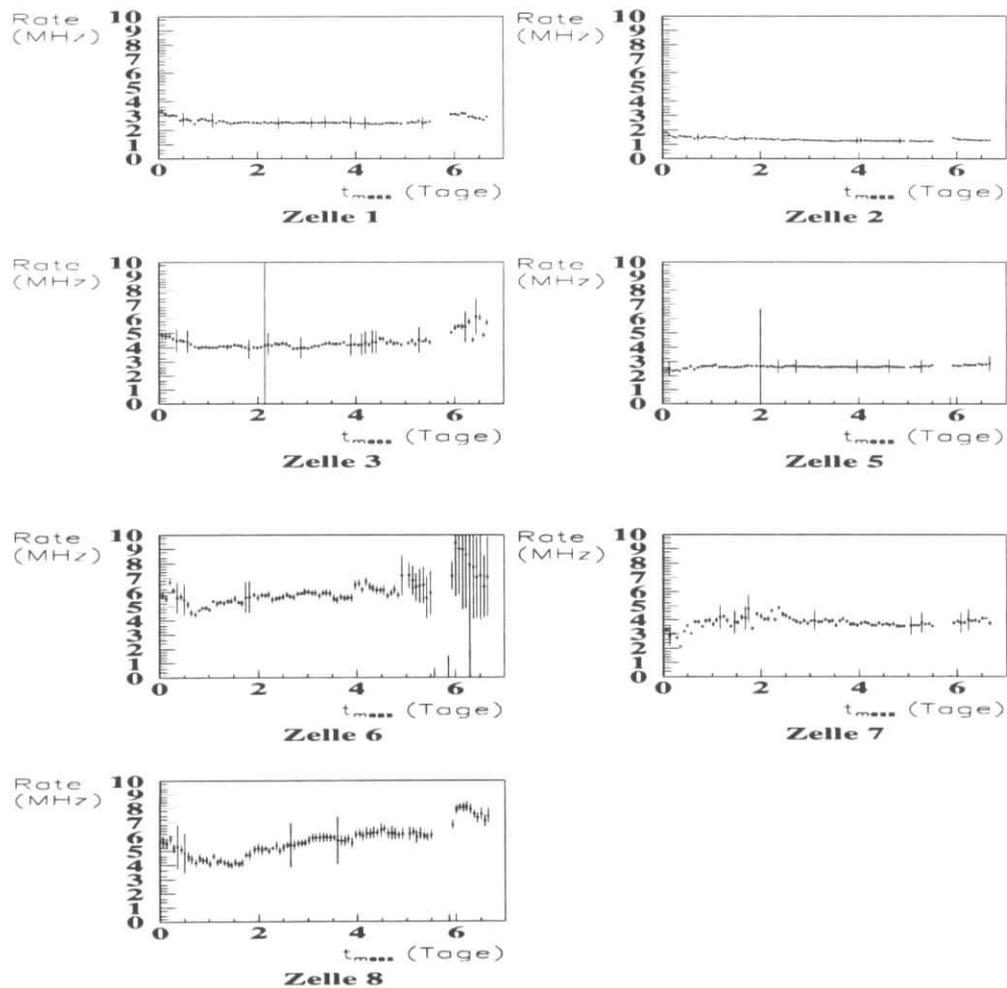


Abb. 6.12: Gemessene Rate bei den einzelnen Zellen in MHz

6.8.3 Die Gasverstärkung

In diesem Abschnitt sollen drei verschiedene Aspekte im Zusammenhang mit der gemessenen Gasverstärkung untersucht werden. Es betrifft

- die Unterschiede in der Gasverstärkung der einzelnen Zellen relativ zueinander,
- die Schwankungen der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Meßzeit und
- die Frage, ob man aus den vorhandenen Daten eine Alterung der Drahtkammer und damit eine Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit nachweisen kann.

Zunächst werden jedoch in Abb. 6.14 die aus den integrierten Pulshöhenspektren extrahierten relativen Gasverstärkungen in Abhängigkeit von der Meßzeit für jede der bestrahlten Zellen dargestellt. Die Werte sind auf den Anfangswert normiert.

Unterschiede in der Gasverstärkung

In Abb. 6.13 werden die Gasverstärkungen G_{rel} aller Zellen in Abhängigkeit von t_{mess} relativ zur Gasverstärkung von Zelle 1 dargestellt. Wie man unschwer erkennen kann, sind die Gasverstärkungen für die einzelnen Zellen bereits zu Meßbeginn etwas unterschiedlich. Diese Unterschiede lassen sich mit geometrischen Unregelmäßigkeiten im mechanischen Zellaufbau erklären, die zunächst erläutert werden sollen.

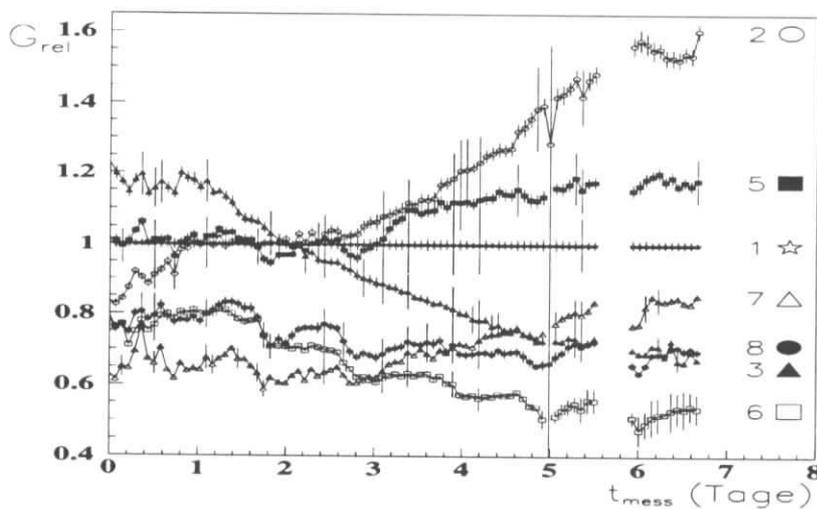


Abb. 6.13: Gemessene Gasverstärkungen relativ zu Zelle 1

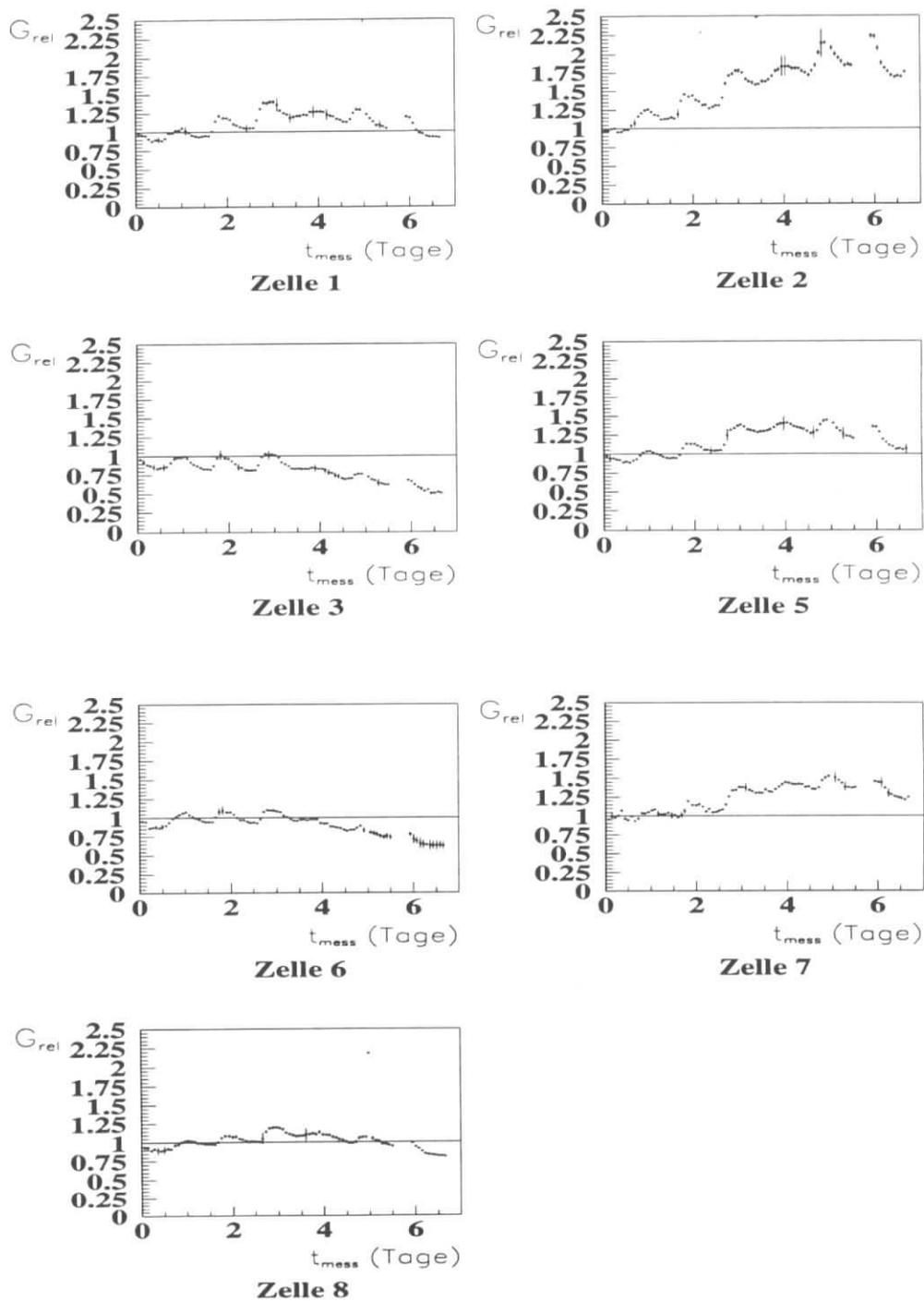


Abb. 6.14: Relative Gasverstärkung für jede Zelle. Die Werte sind auf den Anfangswert normiert.

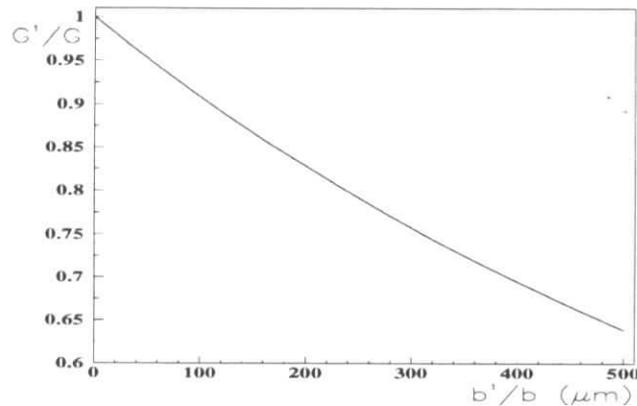


Abb. 6.15: Änderung der Gasverstärkung mit dem Anoden-Kathoden-Abstand

- Eine geometrische Asymmetrie und damit auch eine Asymmetrie des elektrischen Feldes ist durch die Konstruktion der Kathodenwände bedingt. Die Art der dort verwendeten Schlitztechnik ließ eine exakte Justierung der Wände nicht zu. Zudem stellte sich heraus, daß einige Zellenwände leicht durchgebogen waren, so daß sie nicht über ihre ganze Länge den gleichen Abstand zum Draht hatten.
- Eine weitere Asymmetrie kommt durch die Befestigung der Drähte zustande. Diese lassen sich nur auf einige $10\ \mu\text{m}$ genau auf dem G10-Plättchen bzw. auf der Rückplatte festlöten, so daß der Abstand Anodendraht-Kathode eine zusätzliche Unsicherheit erhält.

Zusammenfassend muß mit einer Abweichung von einigen $100\ \mu\text{m}$ bei dem vorgegebenen Idealabstand von $b = 4\ \text{mm}$ zwischen Anodendraht und Kathodenwand ausgegangen werden. Um den Einfluß dieses Abstandes unter der Annahme von zylindersymmetrischen Zellen und unter Voraussetzung eines ideal platzierten Anodendrahtes auf die Gasverstärkung G formal abschätzen zu können, wird in die Beziehung 6.19 für G der Ausdruck 6.23 für λ eingesetzt. Man erhält so ein Maß für die Änderung der Gasverstärkung G'/G , wenn man den Abstand zwischen Kathode und Anode um den Faktor b'/b ändert.

$$G'/G = e^{f(b \cdot (b'/b)) - f(b)}$$

$$f(b) = \frac{V_0}{\Delta V} \frac{\ln 2}{\ln(b/a)} \left[\ln \left(\frac{V_0}{a \cdot E_{\min} \cdot \rho/\rho_0} \right) - \ln(\ln(b/a)) \right] \quad (6.28)$$

In Abb. 6.15 ist die Änderung der relativen Gasverstärkung G'/G in Abhängigkeit von b'/b aufgetragen. Setzt man für b'/b einen Wert von 1.1 an, d.h. der Abstand zwischen Kathode und Anode vergrößert sich um 10% oder $400\ \mu\text{m}$, dann verringert sich die Verstärkung bereits um 30%!¹⁴ Ein direkter Hinweis darauf, daß die unter-

¹⁴Dabei wurde mangels exakter Werte nach [56] $E_{\min} \approx 10^7\ \text{kV/m}$ geschätzt und $\rho/\rho_0 \approx 1$ gesetzt.

schiedlichen Gasverstärkungen tatsächlich durch den beschriebenen Effekt ausgelöst werden können, ergibt sich durch den Vergleich der Gasverstärkungen benachbarter Zellen mittels Abb. 6.2, der Zellenbelegung, und Abb. 6.14. Beispielsweise zeigen die benachbarten Zellen 5 und 6 bzw. 5 und 7 sowie 3 und 6 besonders große Unterschiede in der Gasverstärkung.

Die Alterungsmessung wird durch die mechanischen Unzulänglichkeiten jedoch nur insoweit beeinflusst, als daß zum einen die zu untersuchenden Alterungsprozesse teilweise auch von der Gasverstärkung abhängig sind und zum anderen die Vorgabe aus 6.1 nur teilweise erfüllt wird.

Schwankungen der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Meßzeit

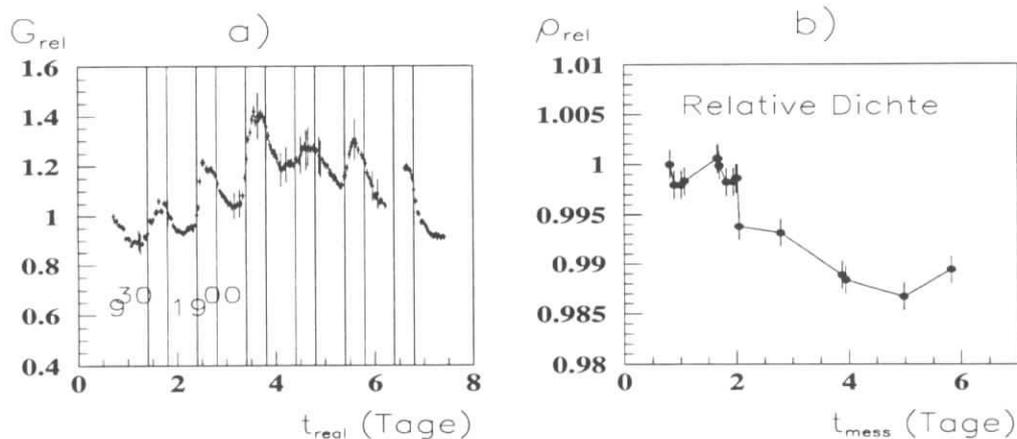


Abb. 6.16: a) Tageszeitliche Schwankungen der Gasverstärkung bei Zelle 1.
b) Aus Druck und Temperatur berechnete relative Dichteänderung ρ_{rel} in Abhängigkeit von der Meßzeit

Nun soll noch ein weiteres während der Messung aufgetretenes Phänomen untersucht werden. Die Abb. 6.14 zeigt die Gasverstärkungen der einzelnen Zellen normiert auf den jeweiligen Anfangswert zu Beginn der Messung. Wie bei der Darstellung der gemessenen Ströme in Abb. 6.8 a) sind Schwankungen zu erkennen, die zwar bei allen Zellen verschieden groß sind, aber im wesentlichen immer zur gleichen Zeit auftreten. Da man nach den im letzten Abschnitt gezeigten Meßergebnissen eine konstante Abstrahlung der Deuteriumlampe voraussetzen darf, folgt das korrelierte Verhalten von Strom und Gasverstärkung aus der Gleichung 6.3. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die beobachteten Schwankungen erklären, wenn man die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Tageszeit aufträgt, wie dieses exemplarisch für die Zelle 1 in Abb. 6.16 a) durchgeführt wurde. Es ist ein eindeutiger Tag-Nacht-Effekt auszumachen. Die einzige Größe, die stark von der Tageszeit abhängig ist, ist die Umgebungstemperatur und damit die Dichte des Zählgases. Da nur Meßwerte während der Arbeitszeit aufgenommen werden konnten, muß hier eine Plausibilitätsbetrachtung angeführt werden.

Die Variation der Gasverstärkungen beträgt in etwa 30%. Löst man die Gleichung 6.26 aus Abschnitt 6.5.4 nach der Dichteänderung ρ'/ρ auf und setzt $G'/G = 1.3$, erhält man für ρ'/ρ ungefähr 0.98, d. h. die Dichte nimmt um 2% ab. Nach dem allgemeinen Gasgesetz gilt für das Verhältnis zwischen Dichte und Temperatur unter der Voraussetzung konstanten Luftdruckes

$$T \sim \frac{1}{\rho} . \quad (6.29)$$

Bei einer durchschnittlichen Temperatur von 294 K ergibt dieses eine Änderung von 6 K in der Hallentemperatur zwischen Tag und Nacht, was durchaus plausibel erscheint.

Über das allgemeine Gasgesetz kann man nun aus jedem aufgenommenen Druck- und Temperaturwert (s. Abb. 6.9) einen Dichtewert berechnen. In Abb. 6.16 b) ist die auf den ersten Wert bezogene relative Dichte ρ_{rel} in Abhängigkeit von der Meßzeit dargestellt. Die Fehler ergeben sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern von Druck und Temperatur.

Ebenso lassen sich die zur Meßzeit von Druck und Temperatur in den einzelnen Zellen herrschenden Gasverstärkungen ermitteln und auf den ersten Wert normieren. Man kann jetzt für jede Zelle die aufgrund der Dichteänderung nach Gleichung 6.26 erwartete Änderung der Gasverstärkung und die tatsächlich gemessene Gasverstärkung einander gegenüberstellen. Dieses ist in Abb. 6.17 dargestellt. Die gemessene Gasverstärkung (geschlossene Punkte) ist zur besseren Unterscheidung mit einer durchgezogenen Linie versehen. Es wird darauf hingewiesen, daß dieser Anfangspunkt nicht mit dem Meßbeginn identisch ist. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Werte nur anfänglich bei allen Zellen miteinander korreliert sind. Im späteren Verlauf der Messung weichen die tatsächlich gemessenen Gasverstärkungen aber viel stärker ab als erwartet. Außerdem sind die Abweichungen für alle Zellen unterschiedlich groß. Als mögliche Ursachen für diese Beobachtungen sind drei Aspekte anzuführen:

1. Dichteschwankungen und Alterungsprozesse überlagern sich und sind nicht voneinander zu trennen.
2. Der Alterungsprozeß verläuft aufgrund der unterschiedlich starken Einstrahlung und den verschieden großen Anfangswerten der Gasverstärkungen für jede Zelle etwas anders.
3. Die Zellsymmetrie ist durch die in Abschnitt 6.5.4 durchgeführte Rechnung nur näherungsweise wiedergegeben. Die Beziehung 6.23 für λ gilt strenggenommen nur für zylindersymmetrische Zellen. Die Zellen der hier verwendeten Kammer sind jedoch quadratisch kubisch. Außerdem wurde zugrundegelegt, daß alle Zellen die exakt gleiche Geometrie besitzen und λ somit für alle Zellen den gleichen Wert hat. Dem widersprechen jedoch die zu Beginn dieses Abschnitts aufgezeigten Ausführungen über die geometrischen Unregelmäßigkeiten der Drahtkammer.

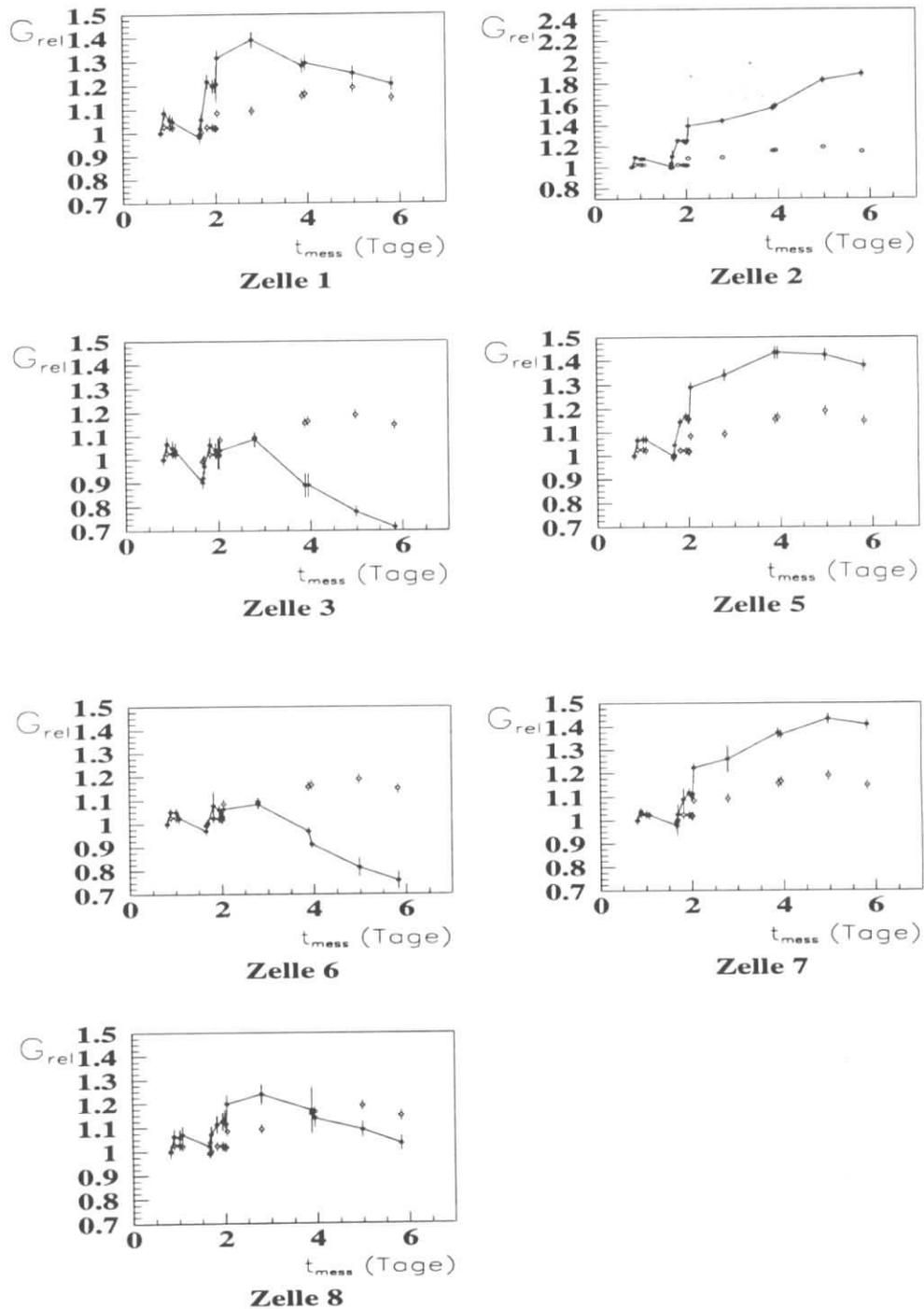


Abb. 6.17: Änderung der relativen Gasverstärkung aufgrund von Dichtevariationen. Die gemessenen Werte sind zur besseren Unterscheidung mit einer durchgezogenen Linie versehen. Die gemessenen Werte sind auf die Gasverstärkung normiert worden, die zum Zeitpunkt der ersten (!) Druck- und Temperaturmessung herrschte.

Geben die vorhandenen Daten einen Hinweis auf Anodenalterung?

Betrachtet man noch einmal die Abb. 6.13 und 6.14, dann fällt auf, daß die Zellen 6 und 8 einerseits eine im Vergleich zu den anderen Zellen geringe Anfangsgasverstärkung besitzen und andererseits, wenn man von Zelle 3 absieht, diese Zellen die einzigen sind, deren Gasverstärkung nach Ablauf der Messung deutlich unterhalb des Anfangswertes liegt ($\approx 60\%$ bei Zelle 6, $\approx 80\%$ bei Zelle 8). Zudem verlieren die integrierten Pulshöhenspektren mit der Zeit zunehmend ihre exponentielle Form, wie in Abb. 6.11 dargestellt. Der Grund für dieses Verhalten sind die **Auswirkungen der Anodenalterung**, wie sie z.B. in Abschnitt 6.6 und in [61] beschrieben worden sind. Dagegen zeigen die integrierten Pulshöhenspektren z. B. von Zelle 1 über die gesamte Meßzeit hinweg ein exponentielles Verhalten.

Zelle 3 zeigt diesen ausgeprägten Effekt trotz starker Abnahme der Gasverstärkung vermutlich deswegen nicht, weil der Anfangswert vergleichsweise groß war und die Anodenalterung das Spektrum daher noch nicht an dem kritischen Punkt angekommen war, an dem es seine exponentielle Form verliert. Die Beträge der Gasverstärkungen der Zellen 1, 5 und 7 erreichen zum Ende der Messung wieder ihren Anfangswert, während die Zelle 2 eine wachsende Gasverstärkung aufweist. Sieht man einmal von den eindeutigen Anzeichen einer Alterung bei den Zellen 6 und 8 ab, könnte man aus dem Verlauf der Gasverstärkungen für die einzelnen Zellen schließen, daß die anderen Zellen nicht an Leistungsfähigkeit eingebüßt haben. Allerdings sind in dem bisher besprochenen Datenmaterial noch einige Störungen vorhanden, die ohne zusätzliche Daten nicht herausgerechnet werden können. Dazu gehören

- die Dichteschwankungen innerhalb des Zählgases und
- mögliche Schwankungen in der Versorgungsspannung der Elektronik, die die Verstärkerkette beeinflussen können sowie elektronische Störungen aller Art

Um diese Einflüsse auszuschalten, wurden mehrere Referenzmessungen an den unbestrahlten Zellen vorgenommen (s. Abschnitt 6.10). Damit war sichergestellt, daß alle Zellen unter gleichen Bedingungen ausgemessen wurden.

6.9 Die Ladungsaufnahme pro Zelle

Ausgehend von Gleichung 6.3 kann man den Strom I durch $\Delta Q/\Delta t$ ersetzen. Dabei ist ΔQ die Ladungsmenge, die der Anodendraht pro Zeiteinheit Δt aufnimmt. Löst man die dann entstandene Beziehung nach ΔQ auf und beachtet, daß zunächst statt dem absoluten Wert Q nur die relative Ladungsmenge Q_{rel} bekannt ist, erhält man

$$\Delta Q_{rel} = e \cdot \Delta t \cdot N_0 \cdot G_{rel} \quad (6.30)$$

Summiert man die $(Q_{rel})_i$ über alle Zeitintervalle $(\Delta t)_i$ auf, ergibt sich die relative Ladungsmenge Q_{rel} , die der Draht akkumuliert hat.

$$Q_{rel} = \sum_{i=1}^n (\Delta Q_{rel})_i = \sum_{i=1}^n e \cdot N_0 \cdot (G_{rel})_i \cdot (\Delta t)_i \quad (6.31)$$

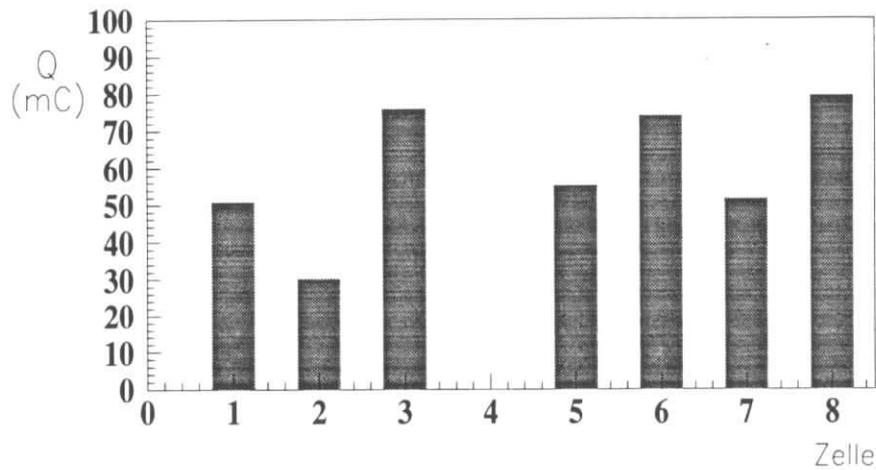


Abb. 6.18: Akkumulierte Ladung Q für jede Zelle nach 924 Messungen.

Da jedoch zu jeder Zeit $(\Delta t)_i$ der von der Kammer aufgenommene Gesamtstrom $(I_{ges})_i$ bekannt ist, ist damit auch $\Delta(Q_{ges})_i = (I_{ges})_i \cdot (\Delta t)_i$ sowie $Q_{ges} = \sum_{j=1}^8 (\Delta Q_{ges})_j$ bekannt. Die akkumulierte Ladungsmenge pro Draht j ergibt sich somit für jede Zelle zu

$$Q_j = \frac{(Q_{rel})_j}{\sum_{j=1}^8 (Q_{rel})_j} Q_{ges} \quad (6.32)$$

Dabei wird natürlich $(Q_{rel})_4 = 0 C$ angenommen, da diese Zelle keinen Anodendraht besaß. Das Ergebnis ist in Abb. 6.18 dargestellt.

6.10 Die Referenzmessung

6.10.1 Das Verfahren

Wie in Abschnitt 6.1 angedeutet, waren die Zellen 9–16 vor der Einstrahlung des von Lampe abgegebenen UV-Lichts geschützt. Sie sollten daher keinerlei Alterungsprozesse durchlaufen haben. Während des Alterungstests wurden 5 Messungen vorgenommen. Da der Anfangswert des Kammerstrom bei ca. $1 \mu A$ lag und zu Anfang eine Alterung nicht unmittelbar erkennbar war, wurde die in die Kammer eingestrahlte Intensität durch Verstellen des Spalts wieder auf diesen Ausgangswert eingestellt. Der aktuelle Stromwert vor dieser Änderung wurde notiert. Nach Einstellen der Intensität wurde die Abdeckung von der Kammer entfernt und alle Zellen bestrahlt. Zu Anfang wurden drei integrierte Pulshöhenspektren pro Zelle aufgenommen, später aufgrund eines stark angewachsenen Stromes nur noch eine, um die Kammer vor Beschädigungen zu bewahren. Nach der Durchführung der Referenzmessung wurde die Kammer wieder (auf der gleichen Höhe!) abgedeckt und die vor Beginn notierte Lichtintensität über den Spalt eingestellt.

6.10.2 Das Ergebnis

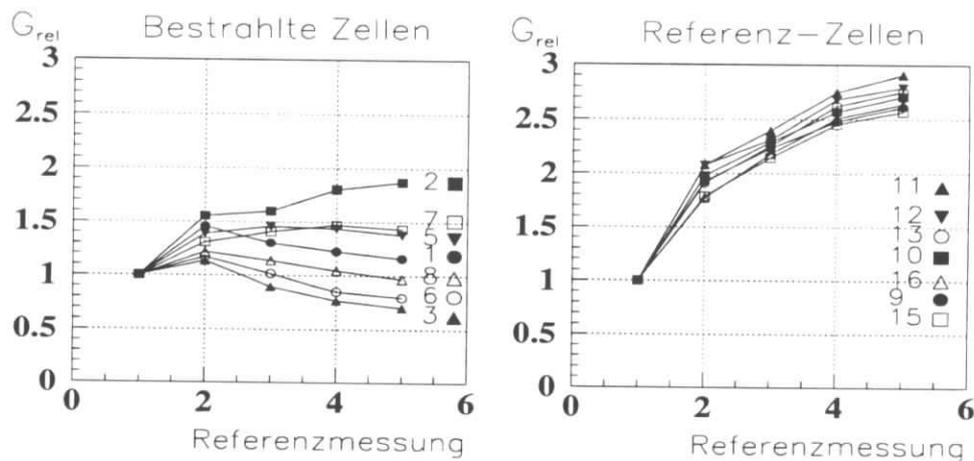


Abb. 6.19: Relative Gasverstärkung zwischen den bestrahlten und den Referenz-Zellen

Zunächst wird in den Abb. 6.19 a) und b) der Verlauf der bei den Referenzmessungen bestimmten Gasverstärkungen der bestrahlten Zellen 1–8 bzw. der während des Alterungstests abgedeckten Zellen¹⁵ 9–16 jeweils normiert auf den Wert der ersten Referenzmessung dargestellt. Es fällt zum einen auf, daß die Referenzzellen im Gegensatz zu den bestrahlten Zellen die gleiche zeitliche Entwicklung zeigen, d. h. die

¹⁵im folgenden zur Vereinfachung 'Referenzzellen' genannt.

Gasverstärkungen der bestrahlten Zellen variieren viel stärker als die der Referenzzellen. Zum anderen wachsen die Gasverstärkungen der Referenzzellen kontinuierlich bis auf einen Faktor 2.5 relativ zum Anfangswert.

Man kann jetzt für jede Referenzmessung die Gasverstärkungen der bestrahlten Zellen durch das Mittel der Gasverstärkungen der Referenzzellen teilen und erhält so ein Maß für die relative Gasverstärkung der bestrahlten Zellen, das frei von äußeren Störungen ist, da für alle Zellen die gleichen Verhältnisse herrschen¹⁶.

Wie sich später bei Testmessungen an den Referenzzellen herausstellte, ist die Gasverstärkung G in geringem Maße von der eingestrahlten Rate abhängig, d. h. G fällt mit wachsender Rate. Dieses Verhalten ist in Abb. 6.20 dokumentiert. In ihr ist das Verhältnis aus den Gasverstärkungen direkt vor und während der Referenzmessungen dargestellt. Erklären läßt sich dieses Verhalten größenordnungsmäßig mit dem Spannungsabfall über den Widerstand von $1\text{ M}\Omega$, der mit der Hochspannung in Reihe geschaltet war. Während der 5. Referenzmessung floß ein Strom von $\approx 8\mu\text{A}$, was einem Spannungsabfall an der Hochspannungsquelle von 8 V entspricht. Ein Vergleich mit Abb. 6.4 für diesen Wert ergibt einen Verlust an Gasverstärkung in der Größenordnung von 10%, was gut mit den in Abb. 6.20 gezeigten Werten übereinstimmt.

Dieser Effekt wurde in die Referenzrechnung mit einbezogen, indem die oben berechneten Referenzwerte mit diesen Werten gefaltet wurde.

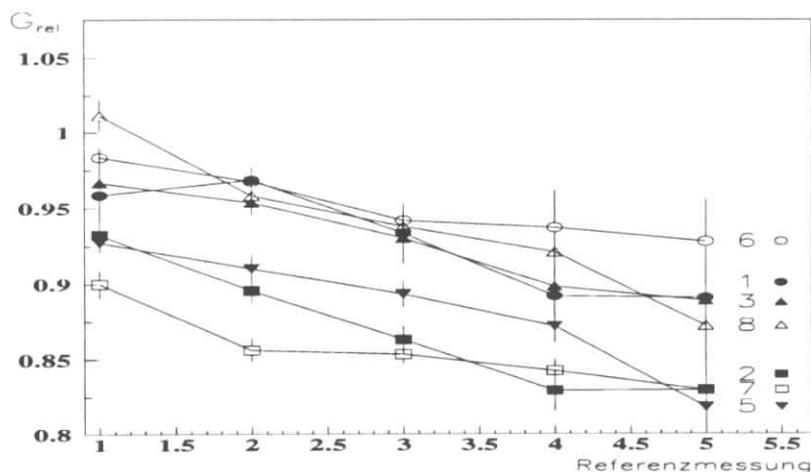


Abb. 6.20: Änderung der Gasverstärkung vor und während der einzelnen Referenzmessungen.

Leider wurde keine Referenzmessung vor Beginn des Alterungstests durchgeführt. Um trotzdem einen Anfangswert zu erhalten, wurde über die Referenzwerte 2–4 eine lineare Anpassungsrechnung durchgeführt. Mittels der so erhaltenen Geradengleichung wurde der Verhältniswert zum Zeitpunkt $t = 0$ bestimmt und alle anderen Referenzwerte auf diesen normiert. Das Ergebnis ist in Abb. 6.21 gezeigt. Es ist

¹⁶Die so ermittelten Werte sollen verkürzend 'Referenzwerte' genannt werden.

für alle Zellen ein Abfall der relativen Gasverstärkung zu erkennen. Trägt man jetzt das Reziproke der bei der letzten Referenzmessung ermittelten Gasverstärkung für jede Zelle auf und vergleicht das Resultat mit der Abb. 6.18, wie in Abb. 6.22 geschehen, erkennt man eine eindeutige Korrelation zwischen dem Maß des Abfalls der Gasverstärkung der Zelle und der jeweils aufgenommenen Ladungsmenge. D. h. je mehr Ladung der Anodendraht akkumuliert hat, desto geringer ist seine Endgasverstärkung. Das ist genau einer der beiden Effekte, wie sie in Abschnitt 6.6 für den Fall der **Anodenalterung** zu erwarten sind.

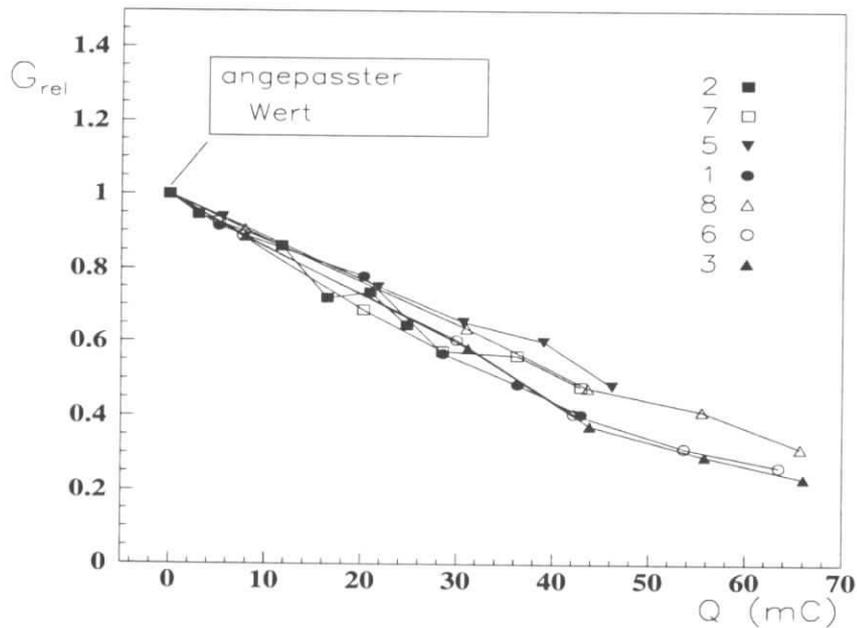


Abb. 6.21: Relative Gasverstärkung für jede bestrahlte Zelle in Abhängigkeit von der relativen akkumulierten Ladung. Die Fehlerbalken sind so klein, daß sie nicht erscheinen. Der Anfangswert ist durch eine lineare Anpassungsrechnung bestimmt worden (s. Text). Die Nummern der Zellen in der Legende sind in der Reihenfolge der letzten gemessenen Gasverstärkung angeordnet. Dabei steht die Zelle mit dem geringsten Abfall an erster Stelle.

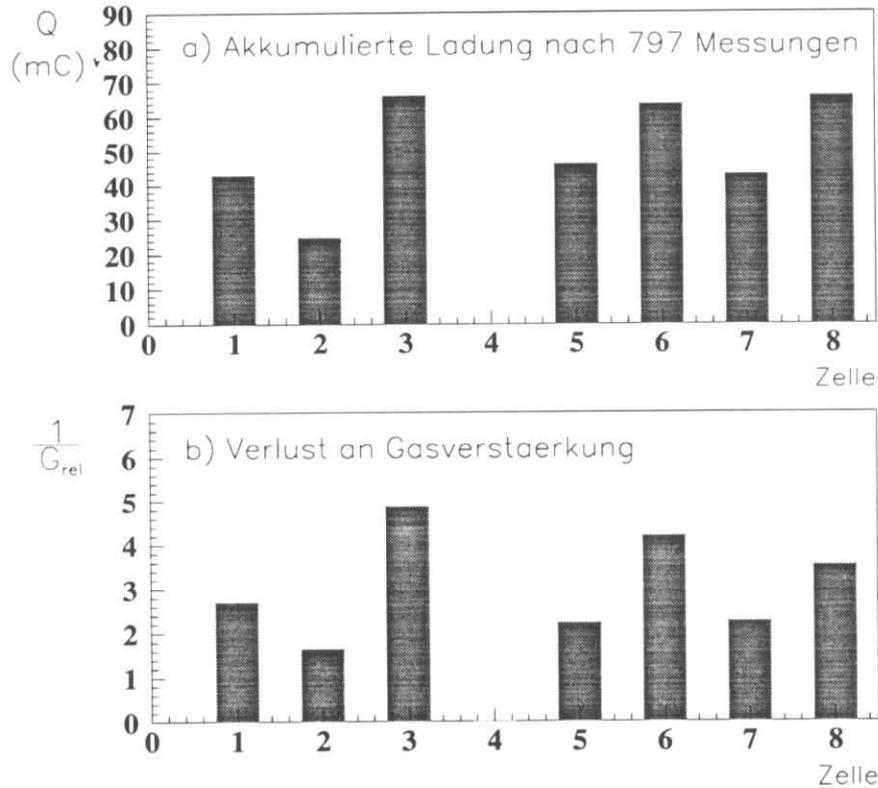


Abb. 6.22: Vergleich zwischen akkumulierter Ladung Q (a) und dem Verlust an Gasverstärkung (b). Im Vergleich zu der Abbildung 6.18 ist in a) die aufgenommene Ladungsmenge nach 797 Messungen, dem Zeitpunkt der letzten Referenzmessung, gezeigt. In (b) ist der reziproke Wert der Gasverstärkung aufgetragen, der in der vorangegangenen Abbildung 6.21 die jeweils größte aufgenommene Ladung entspricht. Es ist eine eindeutige Korrelation zu erkennen. Die Zellen 3, 6 und 8 haben bei viel akkumulierter Ladung einen starken Abfall der Gasverstärkung erlitten. Die Zellen 1, 5 und 7 haben in etwa die gleiche Ladung aufgenommen, daher zeigen sie auch eine ähnlich großen Abfall bei der Gasverstärkung.

6.11 Elektronenmikroskop–Aufnahmen der Drähte

Mittels eines Elektronenmikroskops können die die Anodenalterung bewirkenden Ablagerungen auf den Drähten sichtbar gemacht werden. Abb. 6.23 zeigt den Draht der Zelle 1 (s. Abb. 6.2 a)), dem Licht der UV–Lampe ausgesetzt war. Man kann deutliche von dem Rest der Drahtoberfläche abgehobene inselförmige Ablagerungen sehen. Im Vergleich dazu zeigt die Oberfläche von Draht 16 in der Abb. 6.24, der zu den Referenzzellen gehörte, keine sichtbaren Veränderungen zum Anfangszustand, was an der glatten Oberfläche des Drahtes zu erkennen ist.

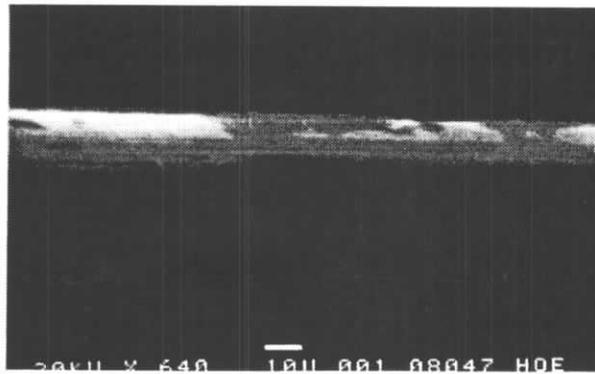


Abb. 6.23: Elektronenmikroskop–Aufnahme des Drahtes aus der bestrahlten Zelle 1
Es sind deutlich inselförmige Ablagerungen auf der Drahtoberfläche zu erkennen.

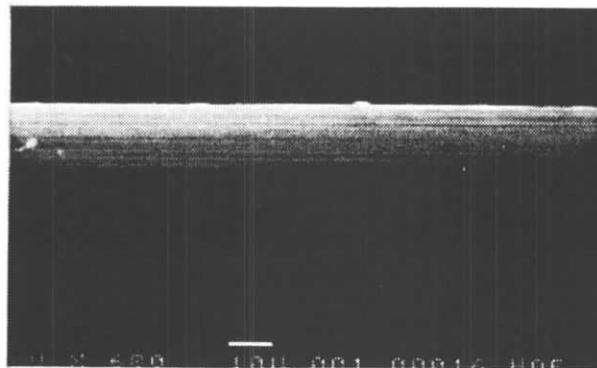


Abb. 6.24: Elektronenmikroskop–Aufnahme des Drahtes aus der nicht bestrahlten Referenzzelle 16
Die Oberfläche zeigt keine Ablagerungen. Die partikelförmigen Verunreinigungen sind vermutlich Staubkörner und haben nichts mit den Alterungsprozessen zu tun.

6.12 Die Kathodenalterung

Die Abb. 6.25 zeigt den während dreier unterschiedlicher Phasen a), b) und c) des Experiments gemessenen Dunkelstrom in Abhängigkeit von der Tageszeit. Zu dieser Zeit war keine Bestrahlung durch die Deuteriumlampe vorhanden.

In der ersten Phase kurz vor Beginn des Alterungstests ist der Dunkelstrom kleiner als 1% des später gemessenen Betriebsstroms ($\approx 1000 \text{ nA}$, s. auch Abb. 6.8 a)). Die zweite und dritte Phase definiert sich über den in Abschnitt 6.7.2 erwähnten Ausfall der Lampe bzw. die Zeit nach Beendigung des Alterungstests. Hier zeigt der Dunkelstrom bereits den um diese Zeit typischen Anstieg bedingt durch die durch Dichteveränderungen ausgelösten Schwankungen der Gasverstärkung (s. auch zum Vergleich die Abb. 6.16). Das bedeutet, der Dunkelstrom ist eindeutig von der Gasverstärkung abhängig und hat keine andere Ursache. Grund für dieses Verhalten ist der in Abschnitt 6.6 beschriebene Maltereffekt, der typischerweise bei der **Kathodenalterung** auftritt.

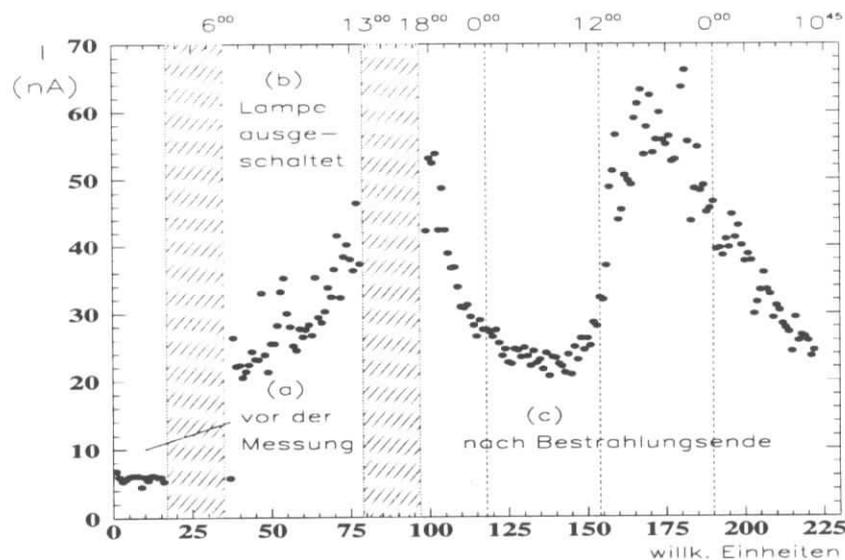


Abb. 6.25: Zeitliche Entwicklung des Dunkelstroms. Es wurde während der drei Phasen a), b) und c) gemessen. Die erste Phase war allerdings nur ca. 30 min lang. Die schraffierten Flächen sollen die einzelnen Messungen voneinander trennen und eine gewisse zeitliche Distanz anzeigen. Um die Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Tageszeit und damit von der Zählgasdichte erkennen zu können, wurde am oberen Ende der Abbildung eine zusätzliche Skalierung mit den entsprechenden Uhrzeiten angebracht.

6.13 Schlußfolgerungen

Der in diesem Kapitel beschriebene Verlauf des Alterungstests sowie die Erfahrungen im Umgang mit gasgefüllten Drahtkammern und der damit verbundenen Versorgung lassen im Hinblick auf einen Einsatz dieser Drahtkammern als Photondetektoren im HERA-B-RICH folgende Schlußfolgerungen zu:

- Es konnte ein funktionsfähiges, automatisiertes und im Betrieb störungsfreies Gasversorgungssystem für den Einsatz der Drahtkammern bereitgestellt werden, das außerdem die notwendige Dichtigkeit und Reinheit für den Gebrauch von TMAE aufwies ($[O_2] \approx 1 \text{ ppm}$).
- Bei Verwendung des Zählgas-Gemischs $CF_4 - iC_4H_{10}$ mit TMAE altern die Drahtkammern langsamer als bei der Benutzung einer Methan-TMAE-Kombination, d. h. die Drahtkammer konnte erheblich mehr Ladung akkumulieren (ca. 10-mal mehr), ohne ihre Funktionsfähigkeit vollständig zu verlieren.
- Bei der verwendeten Drahtkammer konnte im laufenden Betrieb sowohl eine Anoden- als auch eine Kathodenalterung in einem Ausmaß festgestellt werden, das einen realen Einsatz als Photondetektor unter den gegebenen Rahmenbedingungen bei HERA-B als nicht zweckmäßig erscheinen läßt.
 - Bei allen Drähten der verwendeten Drahtkammer ist ein signifikanter Abfall der relativen Gasverstärkung von mehr als 50% bzgl. der Referenzzellen bei einer durchschnittlichen Ladungsaufnahme von $\approx 50 \text{ mC/Draht}$ zu beobachten. Die Zellen 6 und 8 waren nach Abschluß des Tests nur noch eingeschränkt funktionsfähig, ihr integriertes Pulshöhenspektrum zeigte bereits sehr starke Abweichungen von der idealen exponentiellen Form. Ein Abflachen des Abfalls mit wachsender akkumulierter Ladung, d. h. das Auftreten eines Plateaus, konnte nicht beobachtet werden, d. h. ein weiterer Abfall der relativen Gasverstärkung ist wahrscheinlich. Unter diesen Voraussetzungen müßte entweder anfänglich eine große Anzahl von Photonen den Photondetektor erreichen ($N \gtrsim 50 - 100$), damit die Drahtkammern über ein Beschleunigerjahr (Def. s. Abschnitt 6.1) funktionsfähig bleiben, oder aber die Drahtkammern müßten während der Strahlzeit des Beschleunigers zumindestens im Kernbereich des Photondetektors (s. auch Abschnitt 7.2) ausgetauscht werden. Die erste Möglichkeit ist unrealistisch, da zum einen so viele detektierbare Photonen bei der jetzt verfügbaren Anordnung gar nicht vorhanden sind (s. auch Abschnitt 7.1) und weil zum anderen eine höhere Rate eine noch schnellere Alterung bedeuten würde. Die Alternative des Austauschs ist nicht praktikabel.
 - Mit zunehmender akkumulierter Ladung pro Draht trat ein wachsender Dunkelstrom auf (Kathodenalterung).
- Während des Drahtkammerbetriebes führten tageszeitlich bedingte Dichteschwankungen zu Variationen der Gasverstärkung ($\approx 30\%$), die einen zusätzlichen Abfall der Gasverstärkung außerhalb des Phänomens Alterung bewirken können.

Kapitel 7

Der Photondetektor für den HERA-B-RICH

In diesem Kapitel wird das aktuelle Design des Photondetektors für den HERA-B-RICH diskutiert.

7.1 Die Zahl der detektierbaren Photonen

Wie schon in den Schlußfolgerungen des letzten Kapitels angedeutet, gibt es einen weiteren gewichtigen Grund, unabhängig von den Auswirkungen der Alterungsprozesse, von dem Einsatz von gasgefüllten Drahtkammern als Photondetektoren abzu-
sehen. Es hat sich durch Berechnungen [62] und Experimente [47] gezeigt, daß die Anzahl der detektierbaren Photonen auch ohne Alterung der Drahtkammer bereits bedenklich nahe am Limit einer erfolgreichen Rekonstruktion der auf die Photondetektoren reflektierten Ringe ist. Zur Verdeutlichung dieser Schwierigkeit wurde ein Vergleich der Photonenbilanzen nach den Berechnungen von [46] zwischen der Drahtkammer-Lösung und der von der HERA-B-Kollaboration beschlossenen Alternative, Photomultiplier¹ als Photondetektoren zu verwenden, in Tabelle 7.2 durchgeführt. Zunächst werden jedoch die den Rechnungen zugrundeliegenden Randbedingungen für beide Lösungen näher spezifiziert und in der Tabelle 7.1 einander gegenübergestellt.

¹zu deutsch Sekundärelektronenvervielfacher

Randbedingung	Drahtkammer	Photomultiplier
Spiegel		
Radius		11.4 m
Fokallänge		5.86 m
Radiator		
Länge		2.75 m
O_2 -Konzentration	10 ppm	100 ppm
H_2O -Konzentration	10 ppm	50 ppm
spezifisches Volumen		24 l/mol
Linsensystem*		
Lichtsamm lung	–	0.605
Photondetektor		
aktive Länge	0.97 mm	–
Zellgröße	8x8 mm ²	unbekannt**
TMAE-Konzentration	40 %	–
Photoelektron- Samm lung	–	1.
Elektronik-Verluste	0.8	1.

Tab. 7.1: Eingangsp arameter für die beiden verschiedenen Photondetektoren [46]

(*) s. auch Abschnitt 7.3

(**) Es wurden von [46] keine Angaben zu dieser Größe gemacht.

	Drahtkammer	Photomultiplier
Wellenlängenbereich	165 – 220 nm	290 – 600 nm
	Anzahl der Photonen pro Ring N	
im Radiator emittierte Photonen N_{ph}	651	636
Verluste durch		
Radiator		
Absorption (Raleigh-Streuung, O_2 - u. H_2O -Absorption)	494 (0.76)*	—
Spiegel		
Reflektivität	316 (0.80 ²)*	504 (0.89 ²)*
Lücken zwischen den Spiegeln	301 (0.95)	484 (0.96)
Photodetektor		
Transmissivität der Quartzfenster	229 (0.76)*	426 (0.88)*
aktive Fläche	205 (0.90)	364 (0.855)**
Absorption (TMAE, Lücke zwischen Quartzfenster und Zelle, Absorption an den Zellwänden)	123 (0.60)*	—
Quanten-Nachweiswahrscheinlichkeit	32 (0.26)*	
Lichtsammlung	—	220 (0.605)
Photoelektron-Erzeugung	—	36 (0.165)*
Photoelektron-Sammlung	—	36 (1.00)
Elektronik	25 (0.8)	36 (1.00)
insgesamt	25	36

Tab. 7.2: Photonenbilanzen für die beiden verschiedenen Photodetektorlösungen [46]. Ausgangswert ist jeweils die Anzahl der emittierten Photonen N_{ph} pro Spur bzw. pro Ring im Radiator. Für jeden Photodetektortyp ist in jeder Zeile jeweils die Anzahl der nach Wirken eines Verlustfaktors (hinter der Photonenanzahl in Klammern) noch vorhandenen Photonen angegeben.

(*) Wert aus Tabellen von [46] extrapoliert

(**) aktive Fläche des Quartzfensters und des Photomultipliers

Wie aus der Tabelle 7.2 sofort zu ersehen ist, weist die Photomultiplier-Lösung gegenüber der Drahtkammer-Lösung einige Vorteile auf²:

- Man erhält mit den Photomultipliern etwa 10 Photonen pro Ring mehr als mit der Drahtkammer. Während diese allerdings schnell altert und damit nach kurzer Betriebszeit weniger als 20 Photonen pro Ring nachweist, zeigen die Photomultiplier über einige HERA-B-Jahre hinweg praktisch keine Alterung [63]. Somit bleibt bei dieser Lösung das volle Rekonstruktionsvermögen über die ganze Zeit erhalten.
- Die Photomultiplier arbeiten in einem Wellenlängenbereich $\gtrsim 290 \text{ nm}$, d. h. außerhalb des UV-Bereichs. Es gehen daher keine detektierbaren Photonen durch die Anwesenheit von O_2 - bzw. H_2O -Molekülen im Radiator verloren. Somit können bei der Reinheit des Radiators bzgl. dieser Verunreinigungen größere Toleranzen angesetzt werden, was den Aufwand bzgl. der Versorgungsanlage für das Radiatorgas verringert. Zudem tritt in diesem Wellenlängenbereich in diesem Radiatormaterial keine Raleighstreuung auf.
- Es wird keine aufwendige Gasversorgung für die Photodetektoren verbunden mit entsprechenden Sicherheitsmaßnahmen (brennbare Gase, Dichtigkeit) benötigt.

Es sind allerdings auch Nachteile aufzuzeigen:

- Die Photomultiplier-Lösung ist erheblich teurer als die Drahtkammer-Lösung. Um die Anzahl der benötigten Photomultiplier zu verringern, reduziert man die Fläche ihrer Photokathode. Als Folge davon müssen die auf der Fokalebene fokussierten Ringe über ein Linsensystem verkleinert auf die Photomultiplier abgebildet werden. (Näheres s. Abschnitt 7.3). Dieses Linsensystem absorbiert $\approx 40\%$ der detektierbaren Photonen.

7.2 Die Granularität

Detaillierte Simulationen von [40] ergaben, daß es aufgrund der zu erwartenden Photonendichte in Abhängigkeit von der Position auf der Fokalebene (s. Abb. 7.1) sinnvoll ist, die Fokalebene in einen inneren und einen äußeren Bereich mit unterschiedlicher Granularität zu unterteilen (s. Abb. 7.2). Der innere Bereich ist dabei definiert als $|x| < 50 - 60 \text{ cm}$ und $|y| < 45 \text{ cm}$, für den äußeren Bereich soll $|x| > 50 - 60 \text{ cm}$ und $|y| > 45 \text{ cm}$ gelten. x und y sind dabei die Koordinaten auf der Fokalebene, der Nullpunkt ist durch die Koordinaten des Strahlrohrs definiert.

Die Fokalebene soll danach im inneren Bereich eine Zellgröße $< 1.1 \text{ cm}$ bzw. $< 3 \text{ cm}$ im äußeren Bereich besitzen. Realisieren lassen sich diese Vorgaben mit zwei verschiedenen Typen neuartiger sogen. **Multi Anode Photomultiplier Tubes**³, im folgenden kurz **MA-PMT**'s genannt.

²Zur Ehrenrettung der Drahtkammer-Lösung muß allerdings angemerkt werden, daß es zum Zeitpunkt der Planung des HERA-B-RICH Photomultiplier mit den erforderlichen Spezifikation noch gar nicht gab!

³zu deutsch Vielfach-Anoden-Sekundärelektronen-Vervielfacher-Röhren

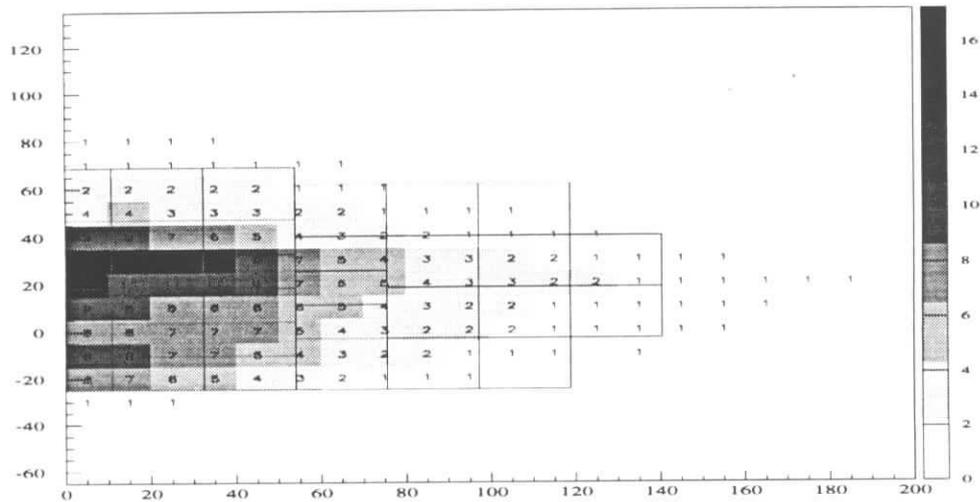


Abb. 7.1: Erwartete Photonen-Bedeckung der Fokalebene unter Verwendung eines Aluminium-Strahlrohrs[40]
 Die Einheiten der Grauskala sind in $\% \cdot \text{cm}^2 \cdot (N_{\gamma}^{\beta=1})/30$ angegeben, d. h. bei einer Anfangsrate von 8 MHz beträgt die erwartete max. Photonrate im Zentrum des Photodetektors bei einer Zellengröße von 8 mm^2 ca. 2.5 MHz .

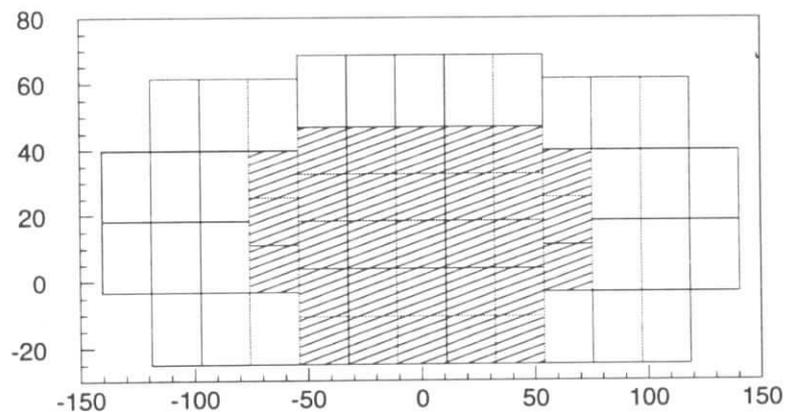


Abb. 7.2: Design der Fokalebene [40]
 Die Fokalebene soll in Bereiche unterschiedlicher Granularität unterteilt werden. Dabei hat der der innere Bereich (schraffierte Rechtecke) eine hohe, der äußere Bereich (offene Rechtecke) eine weitaus niedrigere Granularität (s. Text).

Die Abb. 7.4 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen MA-PMT's mit einem Kanal. Neuartig sind vor allem die Form und die Anordnung der Dynoden (s. Abb. 7.5), die aus $500\ \mu\text{m}$ starken Metallplättchen bestehen. Sie weisen gegenüber den herkömmlichen Photomultipliern einige Vorteile auf:

- Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen und damit die Verstärkung ist stabiler, da die Sekundärelektronen effektiver von Dynode zu Dynode geleitet werden.
- Die MA-PMT's rauschen weniger
- und haben zudem verbesserte Sammeleigenschaften.

Für den inneren Bereich sind MA-PMT's vom Typ H5900 M16 (s. Abb. 7.3) von Hamamatsu mit einer Zellgröße von $9 \times 9\ \text{mm}^2$ und jeweils 16 Kanälen vorgesehen, für den äußeren Bereich greift man auf den Typ R5900 M4 von der gleichen Firma mit einer Zellgröße von $27 \times 27\ \text{mm}^2$ und jeweils 4 Kanälen zurück. Die Größe der Photokathoden beträgt $4 \times 4\ \text{mm}^2$ bzw. $8.9 \times 8.9\ \text{mm}^2$. Es bleibt anzumerken, daß die beiden verschiedenen Photomultiplier eine gleichgroße Grundfläche besitzen, lediglich die Unterteilung in einzelne Kanäle unterscheidet sich voneinander. Dadurch kann man, unabhängig von der jeweiligen Zellengröße, die gleiche Lichtsammel-einheit (s. u.) verwenden.

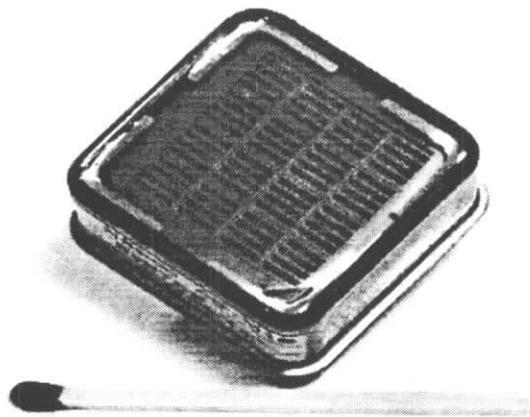


Abb. 7.3: Draufsicht auf die Zellstruktur eines MA-PMT 5900 M16

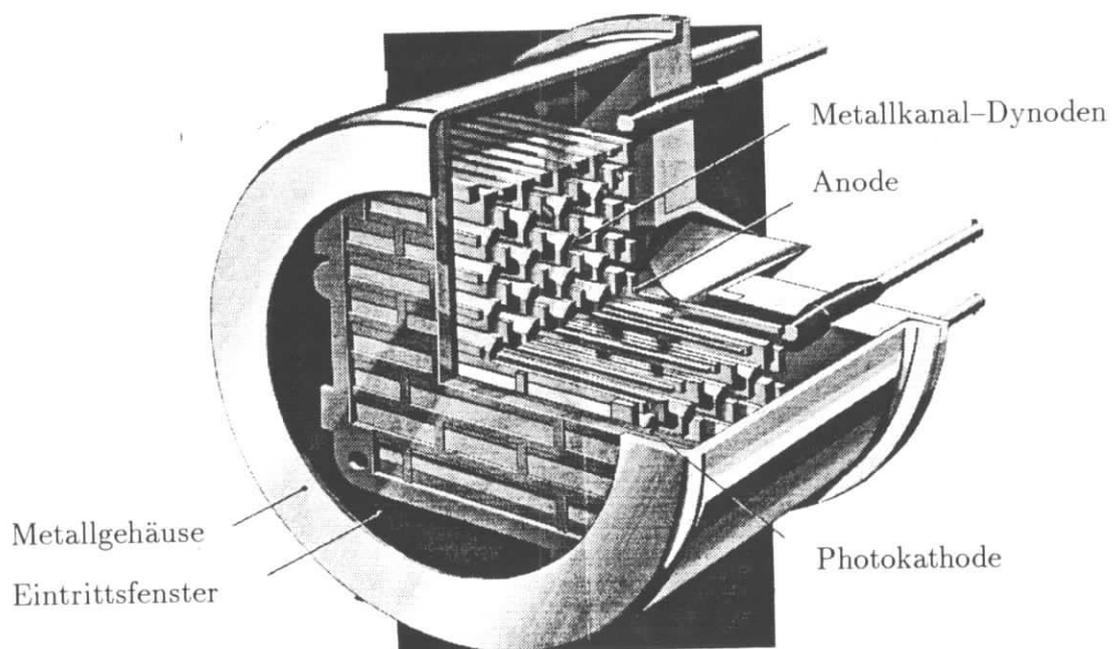


Abb. 7.4: Schnittzeichnung eines Einkanal-MA-PMT's

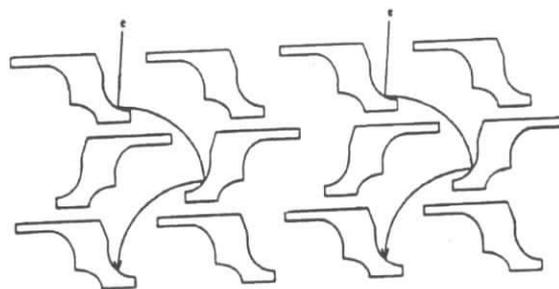


Abb. 7.5: Dynoden-Form und -Anordnung in einem MA-PMT
Das Eintrittsfenster befindet sich oberhalb dieser Skizze, d. h. die in der Photonelektrode ausgelösten Elektronen fallen von oben ein.

7.3 Die Lichtsammelinheit

Um die Bestückungsdichte der im Vergleich zu den Drahtkammern teuren MA-PMT's und damit die Kosten zu reduzieren, wird die jeweilige Fläche der Photokathoden verkleinert. Daher muß auch der Durchmesser der Ringe reduziert werden. Dazu hat man für den Photodetektor eine leistungsfähige Lichtsammelinheit, d. h. ein Linsensystem bestehend aus einer plan-konvexen (der Feldlinse) und einer konvexen, sphärischen Linse (der Sammellinse), konstruiert, die die Ringe um einen Faktor 2 verkleinert auf die MA-PMT's abbildet [64] [65]. Eine schematische Darstellung des Linsensystems findet man in der Abb. 7.7, die gesamte Anordnung wird in Abb. 7.6 skizziert.

Die Linsen bestehen aus 9 mm starkem Lucite, einem Plastik (Brechungsindex $n = 1.5$), die Fokallänge dieses Systems beträgt $f = 72 \text{ mm}$. Der Betrag von f ist auf die Optik des gesamten RICH optimiert. Bei einem kleineren f dickere Linsen würden benötigt, die zu stärkeren Transmissionsverlusten und größeren Aberrationen führen würden. Verwendet man ein größeres f , müßte man auch größere Akzeptanzverluste hinnehmen.

Die erste, plan-konvexe Linse ist dabei auf der berechneten Fokalebene angebracht, die zweite, sphärische Linse befindet sich im Abstand $3/2f$, die MA-PMT's sind schließlich in einer Entfernung von $3/4f$ von der zweiten Linse positioniert. Diese auf den ersten Blick kompliziert wirkende Anordnung hat jedoch gegenüber der Verwendung einer einfachen sphärischen Linse (wie auch in Erwägung gezogen) die Vorteile, daß

- eine eindeutige Abbildung der Ringe erfolgt, was deren Rekonstruktion stark erleichtert und daß
- die Nachweiswahrscheinlichkeit $\approx 100\%$ beträgt. Bei dem Einsatz einer einfachen Linse erhält man nur $\approx 80\%$, da hier die Überlappung von Ring und Photokathode nicht vollständig ist.

Allerdings sind dafür die Nachteile

- eines zusätzlichen Photonenverlustes (da das Photon mehr Material durchdringen muß),
- der größeren Komplexität und
- den damit verbundenen höheren Kosten

in Kauf zu nehmen.

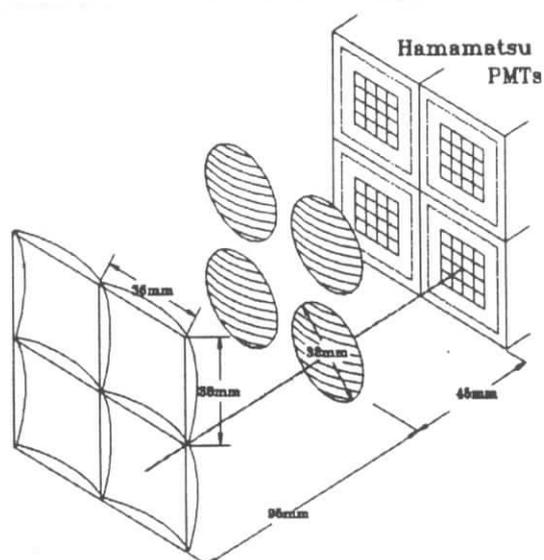


Abb. 7.6: Linsensystem mit Photodetektoren [66]

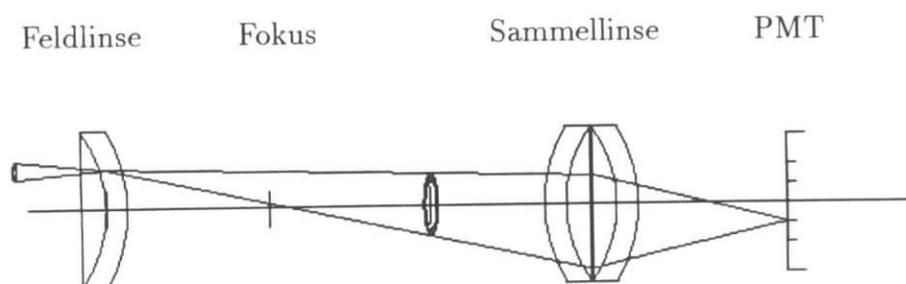


Abb. 7.7: Prinzip des Linsensystems [66]

7.4 Die Form der Fokalebene

Als letztes sind noch die Form und die Anordnung der Fokalebene anzugeben. Wie schon in den Schlußfolgerungen von Kapitel 5 angedeutet, spielt die Winkelverteilung bzgl. der Normalen der Fokalebene von den dort auftreffenden Photonen eine wichtige Rolle bei der Abbildung der Čerenkov-Ringe, da ein zu großer Winkel Transmissionsverluste und Abbildungsfehler im Linsensystem verursacht. In der Diskussion ist die Aufteilung der Fokalebene in 5 Supermodule, wobei die drei im inneren Bereich des Photondetektors entlang der x-Achse (also bei $z = konst.$) und jeweils ein weiteres Supermodul an den Seiten, das um 1.875° zu größeren z -Werten hin gekippt ist, angebracht werden sollen (s. Abb. 7.8).

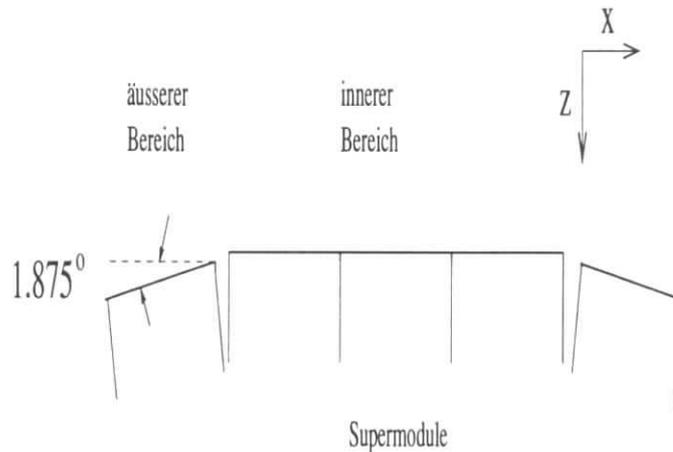


Abb. 7.8: Die Form der Fokalebene von oben aus (y-Richtung) betrachtet

Wie schon in Abschnitt 5.8 beschrieben, ergab die Monte-Carlo-Simulation, daß der Kippwinkel δ der Fokalebene zur Strahlachse etwas kleiner ist als der doppelte Kippwinkel α des sphärischen Spiegels zur Strahlachse ($\delta_{MC} \approx 1.8\alpha$). Der Kippwinkel der Fokalebene wurde demnach auf 15° festgelegt, d. h. $\delta_{real} \approx 1.67\alpha$.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit sind zwei grundlegende den RICH von HERA-B betreffende Fragestellungen ausführlich untersucht worden.

Zunächst wurde ein optisches System mit einem zur Strahlachse gekippten sphärischen Spiegel und einer Fokalebene entwickelt, dessen Eigenschaften, d.h. die bei der Abbildung auftretenden Bildfehler, mittels einer Monte-Carlo-Simulation untersucht und quantifiziert wurden. Die Optimierungsparameter waren der Kippwinkel und die Fokallänge des sphärischen Spiegels sowie die Form und die Anordnung der die Photodetektoren beinhaltenden Fokalebene. Der Kippwinkel wurde von der RICH-Gruppe auf 9° festgelegt. Dieser Wert ist ein Kompromiß zwischen der Notwendigkeit, die Photonen so weit abzulenken, daß man die Photodetektoren außerhalb des Teilchen-Strahlungsfeldes anbringen kann und dem Versuch, einen möglichst kleinen Flachspiegel, d. h. möglichst wenig Material (in Einheiten der Strahlungslänge) in den RICH einzubauen. In einem zweiten Schritt wurde dann die Fokallänge in Abhängigkeit von dem Betrag der monochromatischen Bildfehler und von der Form der Fokalebene optimiert. Es wurden je eine sphärische und eine flache Fokalebene, jeweils einfach bzw. zweifach gegen die Strahlachse gekippt und unter der Verwendung zweier unterschiedlicher Verfahren (mittlere und maximale Streuung) untersucht. Je nach Verfahren und Form der Fokalebene variierten die berechneten optimalen Fokallängen zwischen 5.64 m und 5.91 m, der korrespondierende monochromatische Bildfehler blieb aber unabhängig von der Form der Fokalebene jeweils bei $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 1 - 2 \cdot 10^{-5}$. Zuletzt wurden die anderen Bildfehler, d. h. die chromatische Aberration sowie die durch die Anordnung und Forminhomogenitäten der Einzelspiegel verursachten Unschärfen, berechnet. Letztere sind in Verbindung mit den bei HERA-B spezifizierten Anforderungen mit $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 4 \cdot 10^{-5}$ in etwa doppelt so groß wie die (damit unbedeutenden) monochromatischen Bildfehler. Als dominierend hat sich die chromatische Aberration mit $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 7 \cdot 10^{-5}$ herausgestellt¹. Sie ist im wesentlichen unabhängig von den anderen Optimierungsparametern und damit eine feste Größe. Insgesamt ergibt sich die quadratische Summe der Bild-

¹Dieser Wert bezieht sich auf das UV-Licht, das man für den Photonennachweis mit TMAE benötigt. Für den Wellenlängenbereich, den man mit den geplanten Photomultipliern abdeckt, wird für die chromatische Aberration ein Wert von ca. $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 4 \cdot 10^{-5}$ erwartet, d. h. die Auflösung wird bei Gleichbleiben der anderen Bildfehler etwas besser.

fehler zu $\sigma_{m^2}/p^2 \approx 9 \cdot 10^{-5}$. Das entspricht einer Unschärfe in der Ringbreite von $\sigma_p \approx 4.7 \text{ mm}$ und ist somit kleiner als die Granularität der Photondetektoren (je nach verwendetem Typ 8, 9 oder 27 mm).

Der zweite behandelte Themenkomplex befaßte sich mit der Frage der Eignung einer mit CF_4 -Isobutan (Zählgas) und TMAE (photosensitive Substanz) gefüllten Proportional-Drahtkammer als Photondetektor innerhalb des HERA-B-RICH. Eine bis dato unbekannte Größe stellte das Alterungsverhalten der Drahtkammer, d. h. das Verhalten der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der aufgenommenen Ladungsmenge, unter HERA-B-Bedingungen dar (2 MHz Photonenfluß pro Zelle bei einer Gasverstärkung von 10^5 , d. h. 300 mC Ladung pro Draht und Jahr). Zur Klärung dieses Sachverhalts wurde ein Experiment mit einer für den Betrieb mit TMAE geeigneten Gasmischanlage (VA-Stahl, hohe Reinheit und Dichtigkeit ($[O_2] \approx 1 \text{ ppm}$)) und einer Drahtkammer aufgebaut, bei der 7 Zellen mit einer UV-Lampe bestrahlt wurden. Der Alterungstest wurde mit einer TMAE-Konzentration von 40% durchgeführt. Als Versuchsparameter wurden der Kammerstrom und die integrierten Pulshöhenspektren der einzelnen Zellen in periodischen Zeitabständen rechnergesteuert sowie Gas-Temperatur und Außendruck sporadisch gemessen. Über die integrierten Pulshöhenspektren konnten die eingestrahlte Rate und die relative Gasverstärkung bestimmt werden. Die absolute Gasverstärkung war wegen der unbekanntenen Elektronikverstärkung nicht zu ermitteln. Die Gasverstärkungen der einzelnen Zellen der Drahtkammer wichen vor Beginn des Tests um ca. $\pm 40\%$ voneinander ab, was mit Inhomogenitäten im Zellenaufbau befriedigend erklärt werden konnte. Während der Messung wurden außerdem regelmäßige Schwankungen der Gasverstärkung beobachtet, deren Extrema sich mit Tag-Nacht-Unterschieden aufgrund von Temperaturschwankungen korrelieren ließen, die Variationen der Zählgasdichte zur Folge hatten. Um das Verhalten der Drahtkammer unabhängig von diesen Einflüssen beobachten zu können, wurde nur eine Hälfte bestrahlt, während die andere abgedeckt für unregelmäßige Referenzmessungen zur Verfügung stand. Die bestrahlten Zellen zeigen einen Abfall der Gasverstärkung von bis zu 80%. Das Maß des Abfalls konnte eindeutig mit der jeweils akkumulierten Ladungsmenge ($30 - 80 \text{ mC/Draht}$) korreliert werden. Bei mindestens zwei Zellen konnte außerdem zum Ende des Experiments eine große Abweichung der integrierten Pulshöhenspektren von der exponentiellen Form beobachtet werden, was ein indirektes Indiz für die Alterung ist.

Das Fazit der vorliegenden Arbeit ist somit, daß es zum einen möglich ist, für den HERA-B-RICH eine optische Anordnung mit einem gekippten sphärischen Spiegel so zu konstruieren, daß die Bildfehler kleiner als die Granularität der Photondetektoren sind. Zum anderen haben sich Drahtkammern mit TMAE als photosensitiver Substanz als ungeeignet für den Einsatz als Photondetektoren im RICH erwiesen, da ihre Fähigkeit, Photonen in ausreichender Zahl nachzuweisen, aufgrund von Alterungsprozessen in irreparabler Weise beeinträchtigt wird. Somit mußte eine alternative Lösung unter der Verwendung von Photomultipliern erarbeitet werden.

Anhang A

Die polare Winkelverteilung bei der Erzeugung von Sekundärteilchen

Die Pseudo-Rapidity η ergibt sich aus der Rapidity y für den Fall, daß der Impuls eines Teilchens p sehr viel größer ist als seine Ruhemasse m_0 ($p \gg m_0$) und daß der Polarwinkel, also der Emissionswinkel θ , sehr viel größer ist als das Reziproke des Lorentz-Boost γ ($\theta \gg 1/\gamma$). Dabei ist die Rapidity y definiert als

$$y = \ln \left(\frac{E + p_L}{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}} \right) \quad (\text{A.1})$$

p_L und p_T sind der Longitudinal- und der Transversalimpuls des betrachteten Teilchens. Entwickelt man jetzt y , so erhält man [21]

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2 \theta/2 + m_0^2/4p^2 + \dots}{\sin^2 \theta/2 + m_0^2/4p^2 + \dots} \approx -\ln \tan(\theta/2) \equiv \eta \quad (\text{A.2})$$

Für kleine θ ist $\tan \theta/2 \approx \theta/2$, also $\eta \approx -\ln \theta/2$. Leitet man η nach θ ab und setzt für $d\eta$ ein, erhält man die Proportionalität

$$\frac{dN}{d\theta} \sim \frac{1}{\theta} \quad \text{oder} \quad \frac{dN}{d \ln \theta} \approx \text{konst} \quad (\text{A.3})$$

Der Logarithmus des Polarwinkels θ_e ist in den Grenzen zwischen $\theta_{min} \approx 10 \text{ mrad}$ (aufgrund der endlichen Ausdehnung des Strahlrohrs) und $\theta_{max} = 160 \text{ mrad}$ gleichverteilt und ergibt sich zu

$$\theta_e = \ln \theta_{min} + rndm \cdot (\ln \theta_{max} - \ln \theta_{min}) \quad (\text{A.4})$$

$rndm$ ist eine Funktion zur Erzeugung von gleichverteilten Zufallszahlen zwischen 0 und 1.

Anhang B

Der Betrag der Bildfehler σ_{m^2}/p^2

Das Quadrat des Kosinus des Čerenkov-Winkels ergibt sich mit 4.1 zu

$$\cos^2 \theta_C = \frac{1}{\beta^2 n^2} \quad (\text{B.1})$$

Weiterhin ist

$$\beta = \frac{p}{E} \quad \text{und} \quad E^2 = m^2 + p^2 \implies 1/\beta^2 = \frac{E^2}{p^2} = \frac{m^2}{p^2} + 1 .$$

Einsetzen in die Gleichung B.1 und Ableiten nach m^2 führt zu

$$\sigma_{\cos^2 \theta_C} = \frac{1}{n^2 p^2} \sigma_{m^2} . \quad (\text{B.2})$$

Für kleine θ_C gilt

$$\sigma_{\cos^2 \theta_C} = \frac{\partial \cos^2 \theta_C}{\partial \cos \theta_C} \sigma_{\cos \theta_C} = 2 \cos \theta_C \sigma_{\cos \theta_C} \approx 2 \sigma_{\cos \theta_C}$$

Wegen B.2 erhält man

$$\sigma_{m^2} = 2 p^2 n^2 \sigma_{\cos \theta_C} . \quad (\text{B.3})$$

Mit $\sigma_{\sin \theta_C} \approx \frac{\sigma_\rho}{f}$

$$|\sigma_{\cos \theta_C}| = \tan \theta_C \sigma_{\sin \theta_C} \approx \sin \theta_C \sigma_{\sin \theta_C} \approx \sqrt{n^2 - 1} \frac{1}{f} \sigma_\rho$$

ist dann

$$\sigma_{m^2}/p^2 = \frac{2}{f} n^2 \sigma_\rho \sqrt{n^2 - 1} \quad (\text{B.4})$$

Diese Größe ist ein Maß für den Betrag der monochromatischen Bildfehler.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Erlaubte Region Unitaritätsdreieck	9
2.2	Das Unitaritätsdreieck [23]	10
2.3	Direkte CP-Verletzung: Feynmangraphen	16
2.4	Mögliche Boxdiagramme für die B^0 - \bar{B}^0 -Mischung	18
2.5	Der $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ -Zerfall im Quarkbild	21
3.1	Der Doppelringbeschleuniger HERA	25
3.2	Auf- und Seitenansicht des HERA-B Detektors [23]	26
4.1	Der prinzipielle Aufbau eines RICH	39
4.2	Dispersionsverhalten von C_4F_{10}	41
4.3	Photon-Reduktionsfaktoren	42
4.4	Kaon-Nachweiswahrscheinlichkeit	43
5.1	Schematische Darstellung des HERA-B-RICH	47
5.2	Hilfsskizzen zur Def. von Größen und zur Optimierung der Fokallänge	49
5.3	Optimierung der Fokallänge	51
5.4	Verteilung der Ringbreiten	52
5.5	Monochromatische Bildfehler	53
5.6	Hilfsskizze zur Bestimmung der chromatische Aberration	55
5.7	Chromatische Aberration	56
5.8	Schematische Darstellung des Aufbaus des sphärischen Spiegels	57
5.9	Hilfsskizze: Bildfehler durch zufällige Verschiebung	57
5.10	Zufällige Bildfehler	59
5.11	Kippwinkel der Fokalebene	61
6.1	Schematische Darstellung der Drahtkammer	64
6.2	Nummerierung und Darstellung der Kammerzellen	65
6.3	Die räumliche Struktur des TMAE-Moleküls $C_{10}H_{24}N_4$	66
6.4	Abhängigkeit der Verstärkung von der Gasmischung	68
6.5	Die Gasmischanlage	71
6.6	Schematische Darstellung der Ausleseelektronik	72
6.7	Abhängigkeit der Verstärkung von der Kammerstromspannung	74
6.8	Gasverstärkungen relativ zu Zelle 1	81
6.9	Meßwerte Druck und Temperatur	82
6.10	Integrierte Pulshöhenspektren von Zelle 1	83
6.11	Integrierte Pulshöhenspektren von Zelle 6	84

6.12	Gemessene Rate bei den einzelnen Zellen in <i>MHz</i>	85
6.13	Gasverstärkungen relativ zu Zelle 1	86
6.14	Relative Gasverstärkungen der einzelnen Zellen	87
6.15	Änderung der Gasverstärkung mit dem Anoden-Kathoden-Abstand	88
6.16	Tageszeitliche Schwankungen und berechnete Dichte ρ	89
6.17	Änderung der Verstärkung aufgrund von Dichteveränderungen	91
6.18	Akkumulierte Ladung pro Draht 1	93
6.19	Relative Gasverstärkung zwischen den bestrahlten und den Referenz- Zellen	94
6.20	Gasverstärkung vor und während der Referenzmessungen	95
6.21	Relative Gasverstärkung aus der Referenzmessung	96
6.22	Relative Akkumulierte Ladung pro Draht	97
6.23	Aufnahme Draht 1	98
6.24	Aufnahme Draht 16	98
6.25	Zeitliche Entwicklung des Dunkelstroms	99
7.1	Erwartete Photonen-Bedeckung der Fokalebene	105
7.2	Design der Fokalebene	105
7.3	MA-PMT 5900 M16	106
7.4	Schnittzeichnung eines Einkanal-MA-PMT's	107
7.5	Dynoden-Form und -Anordnung in einem MA-PMT	107
7.6	Linsensystem mit Photodetektoren	109
7.7	Prinzip des Linsensystems	109
7.8	Form der Fokalebene	110

Tabellenverzeichnis

2.1	Die wichtigsten Eigenschaften der Fundamentarteilchen	4
4.1	Die Dimensionierung des HERA-B-RICH	45
5.1	Fokallängen und monochromatische Bildfehler	54
5.2	Die Summe der Bildfehler	59
7.1	Eingangsparameter für die beiden verschiedenen Photondetektoren . .	102
7.2	Photonenbilanzen für die verschiedenen Photondetektorlösungen . . .	103

Literaturverzeichnis

- [1] J. L. Rosner “Present and future Aspects of CP violation”, **hep-ph/9506364**, Proceedings to be published by **World Scientific**
- [2] S. L. Glashow, **Nucl. Phys.** **22**, 579 (1961);
S. Weinberg, **Phys. Rev. Lett.** **19**, 1264 (1967);
A. Salam, in **Elementary Particle Theory**, Ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, 1968)
- [3] P. Schmüser, “Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker”, aus der Reihe “Lecture Notes in Physics”, Vol. 295, Springer Verlag (1988)
- [4] A. Ali, “B Decays, Flavour Mixings and CP Violation in the Standard Model”, **DESY Preprint 96–106** (Juni 1996)
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, **Phys. Rev.** **D2**, 1285 (1970)
- [6] A. Ali and D. London, “CP Violation and Flavour Mixing in the Standard Model – 1996 Update”, **DESY Preprint 96–140**
- [7] R. Aleksan, B. Kayser, D. London, “Determining the Quark Mixing Matrix from CP–violation Asymmetries”, **Phys. Rev. Lett.** **Vol. 73, No. 1** (1994) 18
- [8] M. Kobayashi, T. Maskawa, **Prog. Theor. Phys.** **49** 652 (1973)
- [9] C. Jarlskog, “Introduction to CP Violation”, aus “**CP Violation**”, **World Scientific** (1989)
- [10] L.–L. Chau, W.–y. Keung, **Phys. Rev. Lett.** **53** 1802 (1984)
- [11] L. Maiani, **Phys. Lett.** **62B**, 183 (1976) und in den “Proceedings of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (DESY, Hamburg, 1977), p. 867
- [12] L. Wolfenstein, “Parametrization of the Kobayashi–Maskawa–Matrix”, **Phys. Rev. Lett.** **Vol. 51, No. 21** (1983) 1945
- [13] M. Neubert, “B Decays and CP Violation”, bf CERN-TH/96-55, April 1996
- [14] Feynman, “The Feynman Lectures III”

- [15] Y. Nir, "Theory of CP Violation in B Decays" aus C. Jarlskog s. o. und "CP Violation", **SLAC-PUB-5874**, WIS-92/67/Sep-PH, September 1992
- [16] T. Nakada, "CP Violation Studies with the neutral B Meson Decays", **Surveys in High Energy Physics, Vol. 9** (1996), 217 – 235
- [17] H. Schröder, " $B\bar{B}$ Mixing", aus C. Jarlskog s. o.
- [18] J. S. Hagelin, **Nucl. Phys. B193**, (1981) 123
- [19] T. Inami und C. S. Lim, **Prog. Theor. Phys. 65** (1981) 297
- [20] K. Hikasa et al. Particle Data Group, **Phys. Rev. D** (1992) 1
- [21] Particle Data Group, **Phys. Rev. D** (1996) 1
- [22] D. Wyler, "CP-violation with many B mesons", **Nucl. Instr. & Meth. A351** (1994) 8–14
- [23] H. Albrecht et. al., "An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring", Technical Design Report, **DESY-PRC 95/01** (1995)
- [24] H. Albrecht 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)
- [25] R. Aleksan, B. Kayser, D. London, **DAPNIA LSPP 93-23** (1993)
- [26] aus "Aufgaben, Menschen und Anlagen" **Information Deutsches Elektronen Synchrotron**, (Dez. 1995)
- [27] ARGUS: An Universal Detector at DORIS-II, **Nucl. Instr. & Meth. A275** (1989) 1-48
- [28] R.E. Kalman, **Trans. ASME, J. Basic Engineering** (1960) u. (1962);
R. Battin, **Am. Rocket Soc.** (1962) 1681;
- [29] P. A. Čerenkov, **Phys. Rev. 52** (1937) 378;
englische Übersetzung des russ. Originals von 1934
- [30] I. E. Tamm, I. M Frank, **Doklady AN SSSR 14** (1937) 107
- [31] V. L. Ginzburg, **Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 10** (1940) 589 u. 608
- [32] T. Ypsilantis, J. Seguinot, "Theory of ring imaging Cherenkov counters", **Nucl. Instr. & Meth. A343** (1994) 30–51
- [33] D. Bartlett et al., **Nucl. Instr. & Meth. A260** (1987) 55
- [34] S. J. Lindenbaum et al. **Nucl. Instr. & Meth. 20** (1963) 253

- [35] T. F. Kycia et al., **Proc. Conf. on Nucl. Electr.** 1: 63 (1962), Belgrad
- [36] P. Duteil et al., **Rev. Sci. Instr.** 35 (1964) 1523
- [37] A. Roberts, **Nucl. Instr. & Meth.** 9 (1960) 55
- [38] J. Seguinot, T. Ypsilantis, **Nucl. Instr. & Meth.** 142 (1977) 377
- [39] M. Staric, private Mitteilung
- [40] T. Oest, "A Study of a RICH Photon Detector Design", **HERA-B-Note**, September 1996
- [41] 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**, Oktober 1992
- [42] S. Nowak, private Mitteilung
- [43] M. Ispirian, private Mitteilung
- [44] R. A. Holroyd et al., "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
- [45] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Second Edition
- [46] Daten aus interner HERA-B-Tabellenkalkulation
- [47] Peter J. Weyers, "Testmessungen an einem Photondetektor Prototyp für den RICH von HERA-B", Dissertation, Interner Bericht, DESY F15-96-03, August 1996
- [48] Eugene Hecht, "Optik", Addison-Wesley-Verlag, 3. korrigierter Nachdruck (1994)
- [49] Miles V. Klein, "Optics", Verlag John Wiley & Sons (1970)
- [50] M. Ispirian, "Specification for Spherical HERA-B RICH Mirrors", **HERA-B-Note**, August 1996
- [51] M. Ispirian, "Requirements for RICH Single Mirror Quality", **HERA-B-Note**
- [52] M. Ispirian, "Alignment of Mirrors", **HERA-B-Note**, Juli 1996
- [53] Christian Oehser, "Entwicklung von Photondetektoren für den RICH des HERA-B Detektors", Diplomarbeit, Interner Bericht, DESY F15-97-02, Januar 1997
- [54] I. Arino, "Incidence angles of Čerenkov photons on a planar detector", **HERA-B-Note**, September 1996

- [55] J. Byrne, "Statistics of the electron multiplication process in proportional counters", **Proc. R. Soc. Edinburgh, XVI A 33** (1962)
- [56] Blum & Rolandi, "Particle Detection with Drift Chambers", **Springer Verlag** (1988)
- [57] W. Diethorn, "A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements", **USAEC Report NY06628** (1956)
- [58] J. Va'vra et al. "Study of photosensitive mixtures of TMAE and helium, hydrocarbon or CF_4 -based carrier gases"
SLAC-PUB-95-6783 und **Nucl. Instr. & Meth. A 367** (1995) 353
- [59] G. D. Hallewell "Long-term, efficient RICH detector operation with TMAE"
Nucl. Instr. & Meth. A 343 (1994) 250 - 257
- [60] Prof. M. Ye, private Mitteilung
- [61] J. A. Kadyk "Wire chamber aging", **Nucl. Instr. & Meth. A 300** (1991) 436-479
- [62] "HERA-B RICH Decision Memorandum", HERA-B intern, 1. Juli 1996
- [63] P. Krizan et al. "Tests of A Multianode PMT for the HERA-B RICH", **HERA-B-Note**
- [64] R. F. Schwitters, J. McGill, "Comments on Light Collection with Lenses", **HERA-B-Note**, August 1996
- [65] D. R. Broemmelsiek, "Aspherical Lens Design for HERA-B RICH Light Collection", **HERA-B-Note**, 15. Januar 1997
- [66] Meeting Summary, **HERA-B intern**, März 1997

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere

- bei Herrn Prof. Dr. Schmidt-Parzefall, der mir durch die Bewilligung einer Stelle die Durchführung dieser Arbeit erst ermöglicht und mich über die ganze Zeit wohlwollend betreut hat,
- bei Dr. Thorsten Oest, der mir in vielen, z. T. für ihn sehr langen, Diskussionen sehr viele nützliche Anregungen gegeben hat,
- bei Dr. Thomas Hamacher für die gute Zusammenarbeit und Mit-Planung des Experiments,
- bei allen derzeitigen und ehemaligen Kollegen aus der F15-Gruppe für das gute Arbeitsklima, die anregenden Diskussionen und die Hilfe bei Rechner-Problemen,
- bei den Kollegen aus Ljubljana, besonders bei Prof. Peter Križan und Samo Korpar, der ein wichtiges Programm für meine Meßanordnung geschrieben hat,
- bei Herrn Prof. Ye für die Berechnung von Gasverstärkungen für die verwendeten Drahtkammern,
- bei Herrn Dr. Koppitz für die Konstruktion der Gasversorgungsanlage,
- bei dem "technischen Personal", Herrn Hans Bock und Frau Heike Biskop für die gute Zusammenarbeit beim Bau und dem Betrieb der Gasversorgungsanlage und diversen Drahtkammern
- wie auch bei Herrn Michel, Herrn Manfred Wagner und Herrn Matthias Hoffmann für den technischen Rat und das unverzügliche "Zur-Handgehen" bei diversen Arbeiten rund um das Experiment,
- bei Stefan Kohl und Bernd-Günther Harmann aus dem I. Institut für die Aufnahmen mit dem Elektronen-Mikroskop
- sowie bei meinen Eltern für die wohlwollende moralische und materielle Unterstützung während der Promotionszeit
- und schließlich bei meiner Frau Liane, die mich auch während der kniffligen Phasen dieser Arbeit immer unterstützt hat und mich in letzter Zeit entweder gar nicht oder nur sehr angespannt erleben mußte und bei meinen Kindern Marcel und Katharina, die hoffentlich in nächster Zeit mehr von ihrem Papa haben werden.

