

G

Interner Bericht
DESY F15-97-02
Januar 1997

liegt aus



X1997-00324

Entwicklung von Photodetektoren für den RICH des HERA-B Detektors

von

C. Oehser

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek Library
Zugang Accession	17. FEB. 1997	
Leihfrist 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"

Entwicklung
von
Photondetektoren
für den
RICH des HERA-B Detektors

Diplomarbeit im Studiengang Physik

Christian Oehser ✓

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

Hamburg 1997

Inhaltsverzeichnis

1	Hera-B	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Theoretische Grundlagen	4
1.2.1	Die CKM-Matrix und das Unitaritätsdreieck	4
1.3	Physik und Ziele des HERA-B-Experiments	10
1.4	Der HERA-B Detektor	13
1.4.1	Das Target	14
1.4.2	Spurrekonstruktion	14
1.4.3	Der Vertexdetektor	14
1.4.4	Das innere Spurkammersystem	16
1.4.5	Das äußere Spurkammersystem	16
1.4.6	Der HERA-B-Magnet	17
1.5	Teilchenidentifikation	17
1.5.1	Der RICH	17
1.5.2	Das Elektromagnetische Kalorimeter	18
1.5.3	Der Übergangsstrahlungs-Detektor	18
1.5.4	Das Myonensystem	18
1.6	Die Trigger	20
1.6.1	Die erste Triggerstufe	20
1.6.2	Die zweite Triggerstufe	20
1.6.3	Weitere Analyse	21
1.6.4	Trigger für hohe Transversalimpulse	21
2	RICH	22
2.1	Čerenkov-Strahlung	22
2.2	Teilchenidentifikation mit einem RICH	24
2.3	Der RICH von Hera-B	24
2.3.1	Der Radiator	24
2.3.2	Das optische Fokussierungssystem	25
2.3.3	Die Photondetektoren	26
2.4	Konstruktion der Fokalebene	27
2.4.1	Produktion der Monte Carlo Simulationsdaten	27
2.4.2	Die Größe der Detektorfläche	28

2.4.3	Die Auflösung	32
2.4.4	Besetzungsdichte	32
2.4.5	Granularität	38
2.4.6	Die Zahl der Photonen pro Ring	38
3	Photomultiplier	42
3.1	Aufbau und Funktion	42
3.1.1	Der Hamamatsu R5900	46
4	Lichtsammlung	51
4.1	Winston-Cones	51
4.2	Designkriterien	51
4.3	Die Realisierung	52
4.4	Reflektivität von Metallen	56
4.5	Mikroskopische Betrachtung	59
4.6	Metalloptik	62
4.7	Reflektivität von Metallen	64
4.7.1	Reflektivität von Metallen unter verschiedenen Einfallswinkeln	64
5	Der Testaufbau	68
5.1	Die Messung	72
5.2	Die theoretischen Vorhersagen	73
5.3	Die Analyse	74
6	Konsequenzen	83

1 Hera-B

Am Speicherring HERA bei DESY ist zur Zeit das Experiment HERA-B im Bau. In den nächsten Abschnitten soll der Hintergrund des HERA-B Experiments beleuchtet werden.

1.1 Einleitung

Viele Jahre lang glaubte man, daß die Gesetze der Physik invariant gegenüber einzelnen diskreten Symmetrieoperationen wie räumliche Reflektion (Parität P) Zeitumkehr (T) und Ladungskonjugation seien. Es konnte jedoch nur gezeigt werden, daß unter der Annahme der Ortsfestigkeit und der Lorentzinvarianz die Quantenfeldtheorie das Produkt der drei diskreten Symmetrieoperationen CPT respektiert [5]. Im Jahre 1956 wurde klar, daß noch kein Test für die P und C Invarianz der schwachen Wechselwirkung durchgeführt worden war. Die Experimente zeigten schnell, daß sowohl P als auch C in schwachen Zerfällen verletzt wird. Die daraufhin formulierte Theorie, die eine Erhaltung des Produktes CP erklärte, mußte schon kurze Zeit später revidiert werden, als der Zerfall der neutralen Kaonen in zwei bzw. drei Pionen entdeckt worden war. Damit war gezeigt, daß in Zerfällen der schwachen Wechselwirkung auch CP nicht erhalten ist.

Erweiterungen des bisherigen Modells konnten das Phänomen der CP -Verletzung im System von Kaonen erklären, sagten aber auch starke CP -Verletzung im System der B -Mesonen voraus. Bis jetzt ist die CP -Verletzung im B -System nicht beobachtet worden, da dieses Ziel jenseits der technischen Möglichkeiten der Beschleuniger und Detektoren lag.

HERA-B gehört zu den Experimenten, die als erstes die CP -Verletzung in diesem System nachweisen wollen.

Für das Erkennen der Zerfallsprodukte von B -Mesonen wird HERA-B einen Ring Imaging Čerenkov-Counter benutzen. In dieser Arbeit soll in diesem Zusammenhang eine Lichtsammel-einheit für die Photoelektronenvervielfacher des HERA-B RICH entwickelt und getestet werden. Dabei ist die Fragestellung ob mit dieser Lichtsammel-einheit genügend Photonen nachgewiesen werden können, damit die Rekonstruktion der Čerenkovringe gut funktioniert.

1.2 Theoretische Grundlagen

1.2.1 Die CKM-Matrix und das Unitaritätsdreieck

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung geht man davon aus, daß es folgende Teilchen gibt:

Fermionen:

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, \dots$$

Leptonen:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R$$

Eichbosonen:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad B_\mu$$

Um die Forderung nach Renormalisierung zu erfüllen, muß eine eichinvariante Theorie gefunden werden, die das leistet. Die $SU(2) \times U(1)$ -Eichgruppe kann dies. Dafür muß in der Lagrangedichte der Kopplung der Fermionen an die Eichbosonen $\mathcal{L}(f, W, B)$, ∂_μ durch D_μ gemäß[1]:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \left(W_\mu \cdot \frac{\sigma}{2} \right) - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1)$$

ersetzt werden. Dabei sind

g_1, g_2	Kopplungskonstanten
$\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$	Pauli – Matrizen
Y	schwache Hyperladung.

So lautet die Lagrangedichte für Quarks:

$$\mathcal{L}(f, W, B) = \sum_{j=1}^3 \{ \bar{q}_L^j D_\mu \gamma^\mu q_L^j \} + \sum_{j=1}^6 \bar{q}_R^j D'_\mu \gamma^\mu q_R^j \quad (2)$$

mit $D'_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu$.
 j ist der Index der Quarkfamilien:

$$q_L^j = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad q_R^1 = u_R, \quad q_R^2 = d_R, \dots$$

Da diese Lagrangedichte nur masselose Teilchen beschreibt, muß nach einem Weg gesucht werden, um die Masse der Teilchen zu generieren. Dies ist der sogenannte Higgs-Mechanismus: Es wird ein Hintergrundfeld Φ eingeführt, das die Reichweite der schwachen Wechselwirkung reduziert und den Teilchen eine effektive Masse gibt. Die neue Form der Lagrangedichte lautet jetzt:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(f, W, B) + \mathcal{L}(f, \Phi) + \mathcal{L}(W, B, \Phi) + \mathcal{L}(\Phi) \quad (3)$$

Der erste Term ist $\mathcal{L}(f, W, B)$ von oben, der zweite und dritte beschreibt die Ankopplung der Fermionen bzw. der Eichbosonen an das Higgsfeld. Der letzte Summand ist die Selbstwechselwirkung des Higgsfeldes, der auch die Masse des Higgs-Teilchens generiert.

Betrachten wir eine Bewegung eines Teilchen durch das o.g. Feld, so lautet der einfachste Ansatz

$$\mathcal{L}(\Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)(\partial^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (4)$$

wobei $V(\Phi) = -\mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ das Potential eines skalaren Feldes ist. Nimmt man Φ als $SU(2)$ -Dublett an, so kann dies in der Form

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \Phi^\dagger = (\Phi^- \quad \overline{\Phi^0}) \quad (5)$$

mit

$$\Phi^+ = \frac{(\Phi_1 + i\Phi_2)}{\sqrt{2}}$$

$$\Phi^0 = \frac{(\Phi_3 + i\Phi_4)}{\sqrt{2}}$$

geschrieben werden und die Eichinvarianz von $\mathcal{L}(\Phi)$ bleibt so erhalten. Das Higgspotential hat bei

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2) = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (6)$$

ein Minimum. Da nur der Betrag, aber keine Raumrichtung ausgezeichnet ist, ist \mathcal{L} rotationssymmetrisch im Φ -Raum. Es gibt unendlich viele Möglichkeiten Gleichung 6

zu erfüllen, d.h., der Vakuumzustand ist entartet. Würde man eine Richtung auszeichnen, hätte dies eine Brechung der Symmetrie zur Folge. Wählt man die Komponenten gemäß

$$\begin{aligned}\langle 0|\Phi_i|0\rangle &= 0 \quad i = 1, 2, 4 \\ \langle 0|\Phi_3|0\rangle &\equiv v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}.\end{aligned}$$

und führt $H(x) = \Phi_3(x) - v$ ein, so erhält man durch Einsetzen in Gleichung 5

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Im Folgenden soll anhand von $\mathcal{L}(f, \Phi)$ erläutert werden, wie aus dem Kopplungsterm der Fermionen die Masse der Quarks folgt. Nach [3] hat der allgemeine Lagrangeterm die folgende Form:

$$\mathcal{L}(f, \Phi) = -h [(\bar{\Psi}_L \Phi) \Psi_R + \bar{\Psi}_R (\Phi^\dagger \Psi_L)] \quad (8)$$

h ist die Kopplungsstärke. Setzt man Gleichung (7) für das Feld ein, so erhält man

$$\mathcal{L}(f, \Phi) = - \sum_{j,k=1}^3 \left((m_{jk})_U \bar{u}_L^j u_R^k + (m_{jk})_D \bar{d}_L^j d_R^k \right) \left(1 + \frac{H(x)}{v} \right) + h.c. \quad (9)$$

mit

$$(m_{jk})_U = (-h_q)_{jk} \cdot \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad (m_{jk})_D = (-h'_q)_{jk} \cdot \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

$(m_{jk})_U$ und $(m_{jk})_D$ sind unitäre 3×3 -Quarkmassen-Matrizen für die Quarks der Typen u und d . Diese Matrizen sind nicht diagonal, und sind unbestimmt, da die Kopplungsstärken h_q und h'_q sowie die Higgsmasse unbekannt sind. Durch unitäre Transformation können diese aber diagonalisiert werden:

$$V_L^{up} m_U V_R^{up\dagger} \equiv (m_{diag})_{up} \quad \text{und} \quad V_L^{down} m_D V_R^{down\dagger} \equiv (m_{diag})_{down}, \quad (11)$$

und $\mathcal{L}(f, \Phi)$ lautet dann [8]

$$\mathcal{L}(f, \Phi) = - \left(1 + \frac{H(x)}{v} \right) \sum_{j=1}^6 m_{q_i} q_i \bar{q}_i \quad (12)$$

dabei ist

$$q_1 = \frac{1}{2}(u_L^{1^{Phy}} + u_R^{1^{Phy}}) \quad \text{und} \quad u_L^{1^{Phy}} = (V_L^{up} u_L)^1. \quad (13)$$

$\sum_{j=1}^6 m_{q_i} q_i \bar{q}_i$ erzeugt die Masse und der Term $\frac{H(x)}{v} \sum_{j=1}^6 m_{q_i} q_i \bar{q}_i$ ist die Kopplungsstärke zwischen Fermionen und Higgsfeld. Die so durch die Diagonalisierung entstandenen physikalischen Quarkmassenzustände sind aber nicht mehr Eigenzustände

der schwachen Wechselwirkung.

Den geladenen schwachen Strom erhält man durch Einsetzen von Φ in die anderen Terme der Lagrangedichte: [8]

$$J^{CC} = \frac{e}{\sqrt{2} \sin(\Theta_W)} \sum_{i=1}^3 \bar{u}_L^i V_L^{up\dagger} V_L^{up} \gamma^\mu W_\mu^+ V_L^{down\dagger} V_L^{down} d_L^i + h.c. \quad (14)$$

$$= \frac{e}{\sqrt{2} \sin(\Theta_W)} \sum_{i=1}^3 (\bar{u}_L^{Phy})^i \gamma^\mu W_\mu^+ (V_L^{up} V_L^{down\dagger})_{ij} (d_L^{Phy})^j + h.c. \quad (15)$$

Definiert man

$$V_L^{up} V_L^{down\dagger} \equiv V_{CKM} \quad (16)$$

und setzt es oben ein, so ergibt sich schließlich:

$$J^{CC} = \frac{e}{\sqrt{2} \sin(\Theta_W)} (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (17)$$

So ist durch die Diagonalisierung zusätzlich eine diagonale 3×3 -Matrix entstanden. Deren Elemente sind genausowenig vorhersagbar wie die Massen der Fermionen. V_{CKM} beschreibt die Übergangsstärken zwischen den einzelnen Quarks, die nur experimentell bestimmt werden können. Man bezeichnet V als die Cabibbo-Kobajashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix)[2][4] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Im allgemeinsten Fall hat V_{CKM} $2N^2$ Parameter; neun reelle Amplituden und neun komplexe Phasen, die jedoch durch Umdefinieren auf drei Amplituden und eine Phase reduziert werden können [5]. Wolfenstein hat [7] die folgende Parametrisierung vorgeschlagen:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix}$$

λ , A , ρ sind reelle Parameter und η ist die imaginäre Phase. A ist aus Übergängen von $b \rightarrow c$ bekannt und hat den Wert: 0.810 ± 0.058 [8]. $\lambda = \sin \Theta_{Cabibbo} = 0.2205 \pm 0.0018$ ist aus dem Zerfall $K \rightarrow \pi e \nu$ bestimmt.

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.363 \pm 0.073. \quad (18)$$

folgt aus der Kenntnis von $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.080 \pm 0.016$ [6]. Genaue Werte für ρ und η sind nicht bekannt. Es gibt nur Bereiche, die durch experimentelle Daten eingeschränkt werden. Aktuelle Werte sind:[1]

$$0.02 \leq \eta \leq 0.52 \quad \text{und} \quad -0.35 \leq \rho \leq 0.35. \quad (19)$$

Modell-Anpassungsrechnungen ergeben als wahrscheinlichste Werte für η und ρ :

$$(\rho, \eta) = (0.05, 0.36) \text{ mit } \chi^2 = 6.6 \times 10^{-2}. \quad (20)$$

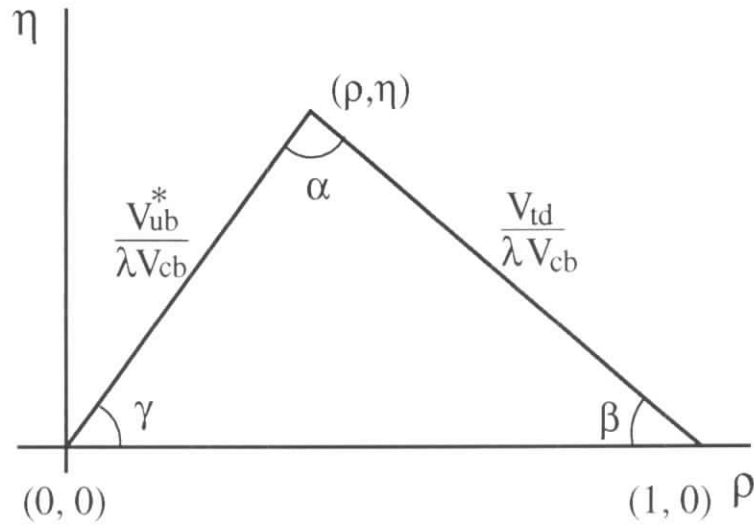


Abbildung 1: Das Unitaritätsdreieck

Für die CKM-Matrix gilt die Unitaritätsbedingung

$$\sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik}, \quad (21)$$

und so gilt

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0. \quad (22)$$

Berücksichtigt man noch die Näherungen $V_{ud} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} \simeq 1$ so ergibt das

$$\frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} + \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} = 1. \quad (23)$$

Diese Beziehung läßt sich anschaulich in der komplexen $\eta - \rho$ -Ebene darstellen und man erhält eine auf 1 normierte Grundlinie.

$$\frac{V_{ub}^*}{\lambda V_{cb}} = \frac{V_{ub}^*}{A\lambda^3} = \rho + i\eta \quad (24)$$

und

$$\frac{V_{td}^*}{\lambda V_{cb}} = \frac{V_{td}^*}{A\lambda^3} = 1 - \rho - i\eta \quad (25)$$

liefern über

$$\begin{aligned} \sin \beta &= \frac{\eta}{\sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2}} & \cos \beta &= \frac{1-\rho}{\sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2}} \\ \sin \gamma &= \frac{\eta}{\sqrt{\eta^2 + \rho^2}} & \cos \gamma &= \frac{\rho}{\sqrt{\eta^2 + \rho^2}} \\ \sin \alpha &= \sin \beta \cos \gamma + \cos \beta \sin \gamma. \end{aligned}$$

den Zusammenhang zu den Winkeln des Unitaritätsdreiecks. Zwar würde die Messung von drei Größen, etwa einer Seitenlänge und zwei Winkeln das Dreieck vollständig bestimmen, aber das Dreieck dient auch als Test des Standardmodells, weshalb so viele Parameter bestimmt werden sollen wie möglich, um eventuelle Inkonsistenzen zu finden.

1.3 Physik und Ziele des HERA-B-Experiments

Um die CP-Verletzung im B-System nachzuweisen, soll HERA-B den B-Meson-Zerfall in CP-Eigenzustände messen. Dabei bietet sich der Zerfallskanal

$$\begin{aligned}
 B &\rightarrow J/\Psi K_s^0 \\
 J/\Psi &\rightarrow e^+e^- \text{ oder } \mu^+\mu^- \\
 K_s^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-
 \end{aligned}$$

an. Er ist besonders untergrundfrei; zu ihm tragen keine zusätzlichen „Pinguin“-

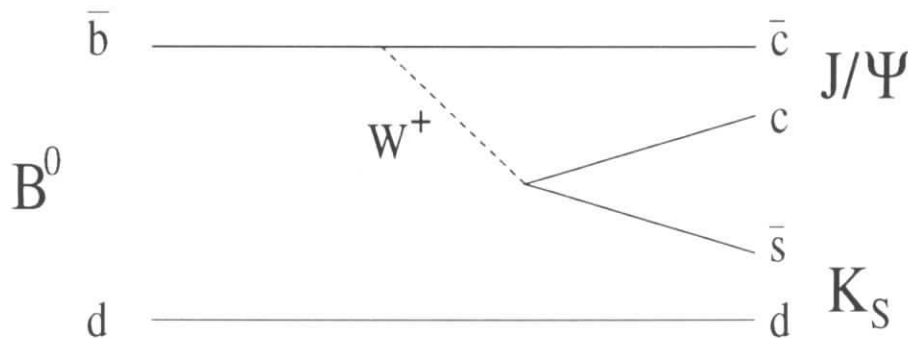


Abbildung 2: Der „goldene“ Zerfall im Quarkbild.

Amplituden bei wie zu anderen Zerfällen wie etwa $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [34]. Man braucht Zustände reiner B und \bar{B} Mesonen um deren Zerfallsraten bestimmen zu können. Da aber ein rekonstruiertes $J/\Psi K_s^0$ sowohl aus einem B als auch aus einem \bar{B} entstanden sein kann, ist es unerlässlich, das Flavour des in diesem Kanal zerfallenden B -Mesons zu kennen. Da dies nicht aus den Zerfallsprodukten hervorgeht, wird das Flavour des nicht an der Reaktion beteiligten Mesons bestimmt, um daraus auf das Flavour des anderen zu schließen¹. Wenn B und \bar{B} zu gleichen Teilen produziert werden, aber nicht zu gleichen Teilen in $J/\Psi K_s^0$ zerfallen, liegt CP-Verletzung vor[35]. Die Asymmetrie kann über die Größe

$$A_{int} = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}}$$

¹ B und \bar{B} werden paarweise produziert.

bestimmt werden. N - bzw. \bar{N} ist die Anzahl der über die Zeit als B^0 oder \bar{B}^0 entstandenen und anschließend zerfallenen Teilchen. Das B^0 kann auf zwei Wegen zerfallen: Entweder direkt $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ oder über sein Antiteilchen $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$.

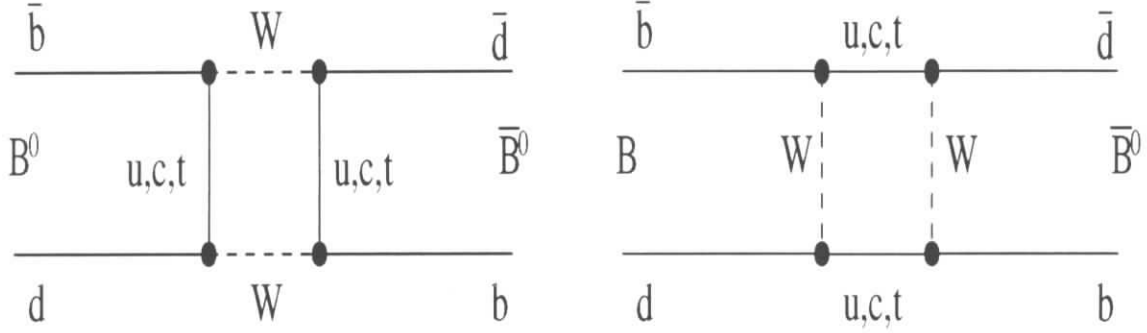


Abbildung 3: Der Zerfall des B^0 im Boxdiagramm.

Dabei koppelt ein top-Quark an ein d-Quark an (Abb.3). Die Zerfallsraten der B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen sind

$$B^0 \rightarrow f \propto \left(1 - \text{Im} \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{td}^* V_{tb}} \right) \cdot \sin(\Delta M t) \right) \quad (26)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow f \propto \left(1 + \text{Im} \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{td}^* V_{tb}} \right) \cdot \sin(\Delta M t) \right) \quad (27)$$

f steht für den Endzustand, in den die Mesonen zerfallen, ΔM ist die Massendifferenz zwischen den Mesonen[35]. Definiert man

$$\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{td}^* V_{tb}} \equiv e^{-2i\beta}, \quad (28)$$

so ergibt sich mit 1.3 die direkte Proportionalität zu $\sin \beta$. Somit ist

$$A_{int} = \frac{x}{1+x^2} \sin(2\beta).$$

Dabei ist $x \equiv \Delta M/\Gamma$, ΔM die Massendifferenz zwischen B^0 und \bar{B}^0 , und Γ ist die Lebensdauer der B-Mesonen.

A_{int} gibt so Aufschluß über den Winkel β im Unitaritätsdreieck.

Ein weiterer Zerfallskanal in CP-Eigenzustände ist der Übergang

$$\overline{B^0} \rightarrow \pi^+ \pi^-.$$

Wieder werden die Zerfallsraten von $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ mit $\overline{B^0} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ verglichen. Hier ist die Asymmetrie

$$A_{int} = \frac{x}{1+x^2} \sin(2\alpha).$$

Die Signatur ist nicht so klar wie im oben beschriebenen Zerfall. Auch müssen die Beiträge der „Pinguin“-Amplituden berücksichtigt werden. Aus der Messung kann der Winkel α bestimmt werden.

Ein weiteres Ziel von HERA-B ist es das Mixing von B_s und \overline{B}_s zu messen. Dies kann Aufschluß über eine Seitenlänge des Unitaritätsdreiecks geben. Aus der Messung ergibt sich der Mischungsparameter x_s , der mit x_d über

$$\frac{x_s}{x_d} = C \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2$$

liefert. Macht man sich außerdem noch die Tatsache zunutze, daß $V_{ts} = -V_{cb} = \lambda A$, und

$$\frac{x_s}{x_d} \simeq C \left| \frac{1}{\lambda L} \right|^2, \quad \text{wenn } L = \frac{V_{td}}{\lambda V_{cb}} \quad (29)$$

ist, so kann dies auch als Messung der Länge L der dem Winkel β gegenüberliegenden Seite des Unitaritätsdreiecks betrachtet werden.

1.4 Der HERA-B Detektor

Wie im vorigen Abschnitt besprochen ist es das Hauptziel von HERA-B, die CP-Verletzung in dem Zerfall B^0 bzw. $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ zu messen. Danach ist auch der Detektor ausgelegt und soll im Folgenden näher erläutert werden.

Das HERA-B-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment am Deutschen-Elektronen-Synchrotron in Hamburg[10]. Es benutzt den Protonenstrahl des $e^+ p$ Doppelspeicherringes HERA, der mit den Experimenten *Zeus* und *H1* für die Kollision von Protonen mit Elektronen oder Positronen gebaut wurde. HERA-B benutzt den Protonenstrahl, um durch inelastische pN-Reaktion an einem feststehenden Target B-Mesonen zu erzeugen. Bei einer Protonenenergie von 820 GeV entsteht nur aus einer von 10^6 Wechselwirkungen ein Paar B-Mesonen. Berücksichtigt man das Verzweigungsverhältnis des „Goldenen“ Kanals $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$, so erhält man nur eine unter $3 \cdot 10^{10}$ Wechselwirkungen. Dies ist der Zerfall, mit dem der Winkel β und damit die CP-verletzende Phase gemessen werden soll. Diese Randbedingungen stellen besondere Anforderungen an den Detektor:

- Die Komponenten müssen extrem strahlungshart sein.
- Bei einer derart hohen Spurdichte muß die Auflösung sehr fein sein.
- Die Teilchenidentifikation muß bei den wenigen Ereignissen besonders effizient sein.
- Um der Datenflut Herr zu werden, muß ein Triggersystem die Ereigniskandidaten herausfiltern.

In Abbildung (4) ist der Detektor schematisch dargestellt. Die z-Achse ist die Richtung, in die die Protonen fliegen, die y-Achse ist die Vertikale und die x-Richtung zeigt aus der Papierebene heraus.

Ziel ist es, innerhalb eines Jahres mit dem Zerfall $B^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ den Winkel $\sin 2\beta$ bis zu einer Genauigkeit von 10 % zu bestimmen. Da aber wegen der Akzeptanz und der angewandten Schnitte $3 \cdot 10^{11}$ Ereignisse pro Signalzerfall untersucht werden müssen, bedeutet dies, daß die Ereignisse in einer Rate von 40 MHz produziert werden müssen. Bei einer Protonenrate von 10 MHz sind dies 4 Reaktionen, die gleichzeitig stattfinden müssen.

1.4.1 Das Target

HERA-B verwendet zwei sogenannte Halo-Targets, die aus jeweils vier Aluminium- oder Kupfer-Drähten bestehen. Sie sind so angebracht, daß sich pro Target ein Draht oberhalb, einer unterhalb, einer links und einer rechts des Protonenstrahl befindet. Sie können an den Protonenstrahl herangefahren werden, bis die gewünschte Wechselwirkungsrate von 40 MHz erreicht ist ohne den HERA-Betrieb zu stören. Es werden nur die Protonen benutzt, die nicht mehr zum Strahl gehören und sonst verloren gehen würden.

Alle weiteren Detektorkomponenten lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen: Die eine dient zur Spurrekonstruktion und die andere zur Teilchenidentifizierung. In den folgenden Abschnitten soll etwas näher auf die einzelnen Komponenten eingegangen werden.

1.4.2 Spurrekonstruktion

Das Spurerkennungssystem erstreckt sich bis 13 m hinter dem Target. Die Ortsauflösung der Spurdetektoren muß bei hoher Strahldichte, also am Strahlrohr und nah am Target besser sein um die Teilchenspuren separieren zu können. Deshalb werden zur Spurerkennung im Bereich $z \leq 2.2$ m Siliziumzähler, für größere z im Innern ($r \leq 25\text{cm}$) Mikrostreifen-Gasdetektoren und weiter außen Driftkammern benutzt. Alle Spurdetektoren basieren auf dem Prinzip, daß ein geladenes Teilchen beim Durchgang Elektronen freisetzen kann. Diese bewegen sich geradlinig und werden auf Streifen leitenden Materials gesammelt und als Ladungsimpuls an die Ausleseelektronik weitergeleitet. Um Ambiguitäten zu vermeiden, setzen sich die Spurzähler aus mehreren Einzellagen zusammen, die in einem Winkel gegeneinander verdreht sind. So ist auch mit eigentlich eindimensionalen Nachweisgeräten eine zweidimensionale Ortsbestimmung möglich.

1.4.3 Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor schließt sich direkt an das Target an. Er hat die Aufgabe,

- die Spurkoordinaten in drei Dimensionen für die Rekonstruktion des Zerfallsvertexes von $J/\Psi \rightarrow l^+ l^-$ zu messen.
- die Stoßparameter aller Teilchen, die zum Vertex des getaggtten B^0 gehören zu bestimmen.

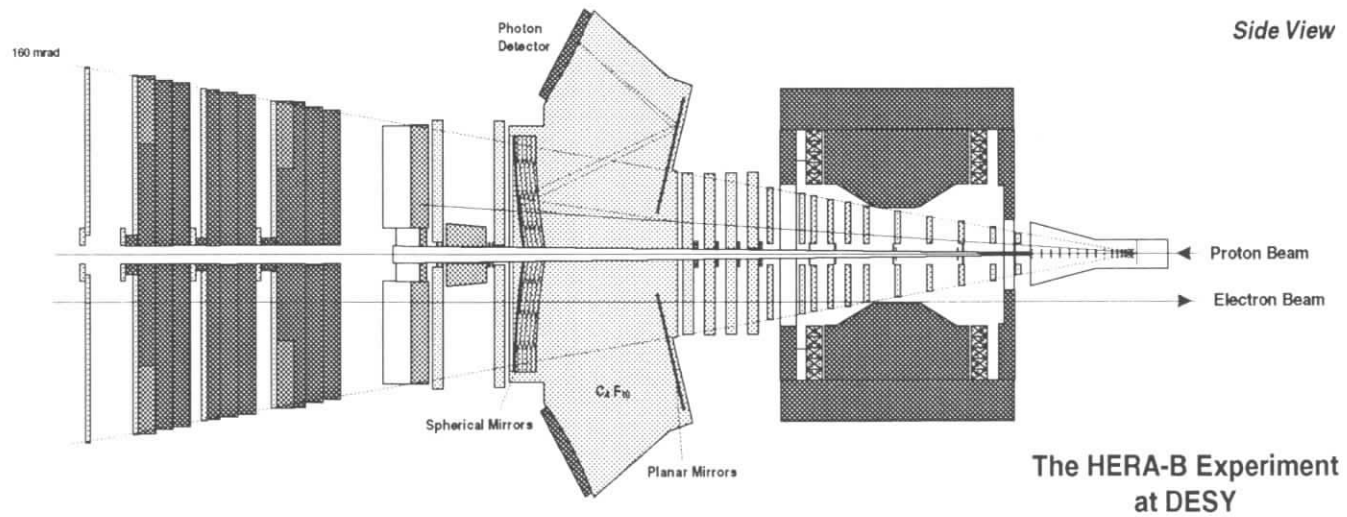
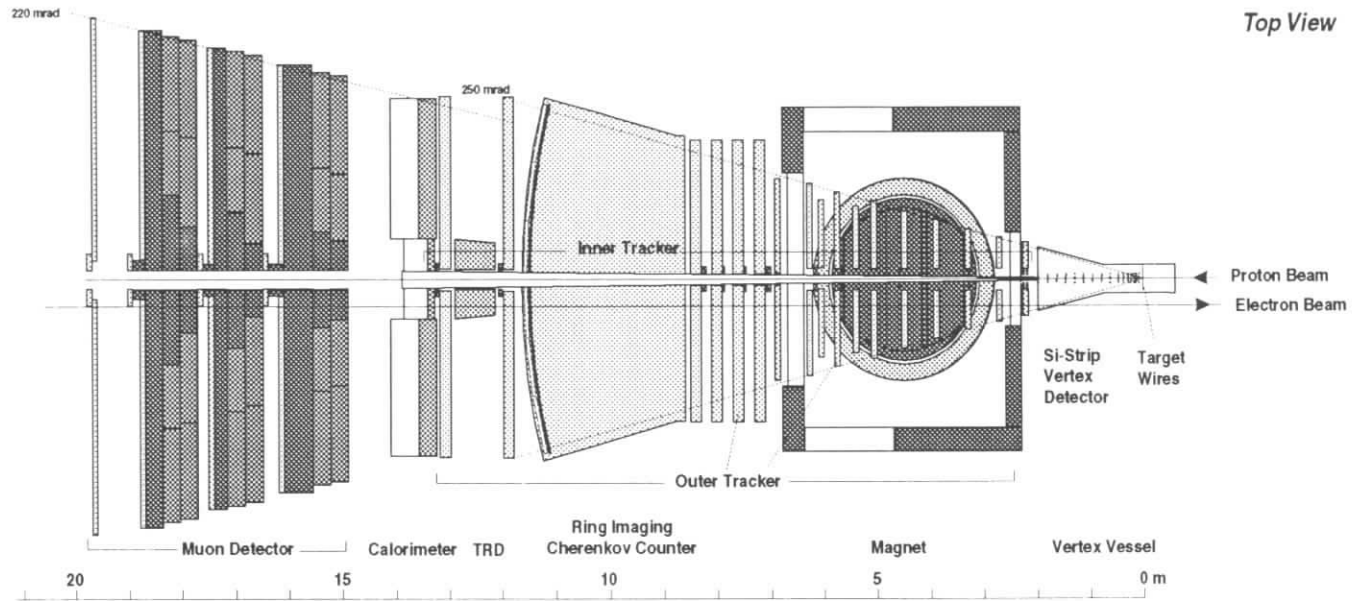


Abbildung 4: Schematische Übersicht des HERA-B-Detektors: links die Ansicht von oben, rechts die Seitenansicht.

- Daten für die zweite Triggerstufe zu liefern. In ihr werden falsch interpretierte Hardronen und Ereignisse mit Charm-Quarks, die zwei unabhängige Leptonen im Bereich der invarianten Masse des J/Ψ haben zurückgewiesen.

Der Vertexdetektor besteht aus Siliziumzählern. Bei diesem Halbleiterzähler werden die Teilchen im Übergang zwischen dem p- und dem n- dotierten Silizium in der Depletierungszone nachgewiesen. HERA-B benutzt doppelseitige Streifenzähler, in denen die Streifen rechtwinklig zueinander angeordnet sind. So ist eine zweidimensionale Ortsauflösung möglich. Die dritte Komponente erhält man durch Hintereinanderschichten von 7 Lagen des Siliziummaterials. Vielfachstreuung durch das Strahlrohr vermindern die Auflösung der Siliziumdetektoren. Deshalb sind in Aluminiumtaschen im Strahlrohr untergebracht (Roman-Pot-Konstruktion) und können während des Füllens des Protonenstrahls nach außen gefahren werden. So schützt man die Zähler vor Schäden. Die Taschen haben zwei entscheidende Vorteile:

Da die Teilchen nahezu senkrecht durch das Aluminium fliegen, ist ihre Wechselwirkungslänge klein und vermindert so die Vielfachstreuung.

Die Vertexdetektoren müssen nicht im Primärvakuum untergebracht werden, sodaß die beweglichen Teile der Target- und Vertexdetektorsteuerung nicht durch Hochvakuumverschlüsse geführt werden müssen.

1.4.4 Das innere Spurkammersystem

Für das innere Spursystem ist der Einsatz von Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC) vorgesehen. Dabei handelt es sich vom Prinzip her um Vieldrahtproportionalkammern mit einer etwa zehnmal kleineren Abmessung. Sie besitzen aufgrund von kurzen Driftwegen eine hohe Auflösung und gute Strahlungshärte.

Die Anoden- und Kathodendrähte sind nahe beieinanderliegende Streifen, die auf ein dünnes Glassubstrat (300 nm) aufgedampft sind. Bei den MSGC sind 11 Lagen, ähnlich wie beim Silizium, zu einer Superlage zusammengefasst. Sie überdecken den Bereich von 10 mrad bis zu Abständen von 20-25 cm von der Strahlachse. Dieser Bereich ist für HERA-B so wichtig, da sich ein großer Anteil der am $J/\Psi K_s^0$ beteiligten Teilchenspuren hier befindet. Die MSGC benutzen ein Gasgemisch von Argon und Dimethylether je zu 50 %. Bei einem Pitch von $300\mu m$ erreichen sie eine Auflösung von $80\mu m$.

1.4.5 Das äußere Spurkammersystem

Hier werden honigwabenförmige Einzeldraht-Driftkammern benutzt. Diese Form wurde gewählt, da sie einfacher zu produzieren ist und gute Stabilitätseigenschaften hat. Das Profil wird aus getempelter Pocalonfolie hergestellt, die elektrisch leitfähig ist.

Je nach Besetzungsdichte beträgt der Wabendurchmesser 5 mm oder 10 mm. Das benutzte Zählgas wird CF_4/CH_4 im Verhältnis 80 : 20 sein. Die erreichte Auflösung beträgt ca $100 \mu m$. Wieder sind einzelne Kammern, die um einen kleinen Winkel zueinander verdreht sind, zu Superlagen zusammengefaßt. Dabei teilen sich die 13 Superlagen drei verschiedene Funktionsbereiche:

Während sich die ersten neun im Magneten befinden und dort die durch das Magnetfeld gekrümmten Trajektorien der Teilchen bestimmen, sind die nächsten vier im feldfreien Raum zwischen Magnet und RICH. Hier werden die gradlinigen Spuren nachgewiesen. Die letzten zwei Superlagen befinden sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Sie werden gebraucht um Teilchenspuren, die im Kalorimeter und im Myonensystem registriert worden sind, weiter nach vorne zu extrapolieren.

1.4.6 Der HERA-B-Magnet

Der HERA-B-Magnet dient zur Impulsanalyse der zu untersuchenden Teilchen. Sein Zentrum befindet sich 4.5 m hinter dem Target, sodaß die 85 % der Kaonen, die bis dahin zerfallen sind, auch nachgewiesen werden können. Er hat eine Akzeptanz für Zerfallsprodukte des $J/\Psi K_s^0$ -Systems von 50 %. Die Impulsauflösung muß gut genug sein, daß ein fehlendes oder hinzugefügtes neutrales Pion in der rekonstruierten Masse des B^0 -Mesons bemerkt werden kann. Außerdem müssen B_d und B_s Mesonen unterschieden werden können. Dies erfordert eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \simeq 2 \cdot 10^{-4} p/GeV$. Für diese Auflösung muß der Magnet ein Feldintegral von mindestens 2 Tm haben. Nach [22] hat der HERA-B-Magnet ein Feldintegral von 2.126 Tm, was den Anforderungen entspricht. Für den Aufbau des Magneten wurden die Spulen des ARGUS-Detektors verwendet. Eine weitere Besonderheit des HERA-B-Magneten ist die Tatsache, daß der Elektronenstrahl von HERA den Magneten passieren muß, ohne daß die Polarisation der Elektronen gestört wird. Das bedeutet, daß in unmittelbarer Nähe des Elektronenstrahls ein maximales Feld von 10 mT herrschen darf. Mit einer speziell für diesen Zweck entwickelten Kompensationsspule, die den Elektronenstrahl innerhalb des Magneten umschließt und ein Kompensationsfeld erzeugt, wird das erreicht.

1.5 Teilchenidentifikation

1.5.1 Der RICH

Der RICH ist eine spezielle Form von Čerenkovzähler. Er hat bei HERA-B die Aufgabe die zur Identifikation von B-Mesonen benötigten Kaonen von Pionen zu unterscheiden. In Kapitel 2 wird eingehend auf diese Detektorkomponente eingegangen.

1.5.2 Das Elektromagnetische Kalorimeter

Die Aufgaben des elektromagnetischen Kalorimeters:

- Es soll die Elektronen und Positronen aus dem Zerfall $J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$ von den Pionen unterscheiden.
- Es soll der ersten Triggerstufe ein Pretriggersignal liefern. Es soll Photonen aus dem Zerfall des π^0 im Energiebereich zwischen 5 - 200 GeV nachweisen. Diese könnten sich andernfalls mit Hardronen überlagern und so ein nichtvorhandenes Elektron simulieren.
- Es soll einzelne Photonen aus semileptonischen Zerfällen der getaggtten B-Mesonen nachweisen.

Die Wirkungsweise beruht darauf, daß Teilchen beim Durchfliegen von Szintillatormaterial Schauer erzeugen, die nachgewiesen werden. Um die Energie der Teilchen zu bestimmen, wechselt man Schichten aus Absorbermaterial und Szintillator ab. An der Strecke die die Teilchen innerhalb des Kalorimeters zurücklegen, kann die Energie bestimmt werden. Das ECAL von HERA-B benutzt für diese Schaschlik-Bauweise im inneren Bereich Wolfram als Absorber und im äußeren Blei. Um eine Besetzungsdichte von 15 % nicht zu überschreiten, andererseits die Anzahl der Auslesekkanäle klein zu halten, ist das ECAL in einen inneren, einen mittleren und einen äußeren Bereich unterteilt. Dabei sind die Granularitäten von ca. 5 mm im Innern, 27.8 mm für die Mitte und 111.5 für den äußeren Bereich gestaffelt.

1.5.3 Der Übergangsstrahlungs-Detektor

Der Übergangsstrahlungsdetektor ist zwischen den ECAL und den letzten Spurkammern untergebracht. Seine Aufgabe ist es, eine Verbesserung der Elektron/Hadron-Trennung zu erreichen und so das Pretriggersignal zu verbessern.

Das Prinzip beruht darauf, daß geladene Teilchen an der Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften Röntgen-Photonen emittieren, die mit Proportionalkammern nachgewiesen werden können. Die Übergangsstrahlung hat besonders für hochrelativistische Teilchen ($\beta = 1$) einen hohen Identifikationswert, da die Energie der abgestrahlten Gamma-Quanten proportional zum Lorentzfaktor γ ist.

1.5.4 Das Myonensystem

Die Myonenkammern befinden sich 15 m bis 20 m hinter dem Target. Bei der Identifikation von Myonen macht man sich ihre Durchdringungsfähigkeit zunutze. Man separiert sie

Vertexdetektor	Vertextauflösung für $B \rightarrow J/\Psi K_0$: $\sigma_z \approx 600\mu m$ $\sigma_{x,y} \approx 25\mu m$
π/K -Trennung mit dem RICH	Impulsbereich ≈ 3 bis ≈ 50 GeV $\pi \rightarrow K$ Fehlidentifikation $\leq 2\%$ bei $\approx 90\% K$ - Effizienz
e/Hadron-Trennung mit dem TRD	Impulsbereich ≈ 1 bis ≈ 70 GeV $h \rightarrow e$ Fehlidentifikation $\leq 7\%$ bei $\approx 98\% e$ - Effizienz
Elektromagnetisches Kalorimeter	Energieauflösung : $\Delta E/E \approx 17\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$ (innen) $\Delta E/E \approx 9.5\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\%$ (außen) Positionsaflösung : $\Delta x, y \approx 1.2mm$ (innen) $\Delta x, y \approx 4mm$ (Mitte) $\Delta x, y \approx 10mm$ (außen)
e/Hadron-Trennung (Kalorimeter)	Impulsbereich ≈ 5 bis ≈ 20 GeV $h \rightarrow e$ Fehlidentifikation $\approx 3\%$ für Impulse über 20 GeV : 1%
Myon-Identifikation	Impulsbereich ≥ 5 GeV $\pi \rightarrow \mu$ Fehlidentifikation $\leq 0.3\%$ $K \rightarrow \mu$ Fehlidentifikation $\leq 1\%$ bei 30 GeV

von anderen Teilchen, in dem man sie Absorbermaterial großer Massendichte passieren läßt. Andere Teilchen werden vorher absorbiert. Nur Myonen und Neutrinos, die aber bei HERA-B nicht direkt nachgewiesen werden können, können das Absorbermaterial passieren. Die Myonenkammern des HERA-B-Spektrometers bestehen aus abwechselnd vier Lagen Absorber und vier Lagen von Detektoren dahinter. Dabei wird im inneren Bereich Eisen und weiter außen Beton als Absorbermaterial benutzt. Die Detektoren sind innen Gaspixelkammern, weiter außen sind es dann Drahtkammerröhren, die teilweise mit Pads versehen sind. Auch hier bestehen wieder die ersten Segmente aus mehreren Lagen, die um einen Winkel von $\pm 20^\circ$ gegeneinander verdreht sind. In Tabelle 1.5.4 sind charakteristische Daten der Teilchenidentifikations-Systeme zusammengestellt.

1.6 Die Trigger

Die Ereignisse, nach denen HERA-B sucht müssen aus einer Vielzahl von Untergrund herausgefiltert werden. Zum einen könnte man nicht alle Daten schnell genug speichern, zum anderen würde dies auch eine sehr große Menge an Speicherkapazität verbrauchen. So hat HERA-B ein Triggersystem, wo durch mehrstufige Entscheidungen die interessantesten Ereignisse herausgefiltert werden. Im Folgenden soll darauf eingegangen werden.

1.6.1 Die erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe (FLT) soll eine grobe Filterung der J/Ψ -Zerfälle in Leptonpaare vornehmen. Damit soll eine Datenreduzierung um drei Größenordnungen erreicht werden. Folgendes Schema liegt dem zugrunde:

Elektron-Kandidaten im Kalorimeter oder Myon-Kandidaten im Myondetektor erzeugen ein Pretriggersignal. Dies löst eine Spurensuche in den magnetfeldfreien Spurkammern aus, die nach dem Prinzip des Kalman-Filters verläuft:[14]

In einem begrenzten Suchfeld wird nach einem Treffer gesucht. Bei Erfolg wird das Suchfeld auf die nächste Spurkammer erweitert, bis die Spur bis zur letzten feldfreien Kammer vor dem Magneten zurückverfolgt ist. Außerdem gibt der FLT die ungenauen Orts- und Richtungskordinaten der Leptonpaare an, berechnet seine invariante Masse, und bestimmt die Ladung und die Identität der einzelnen Teilchen. Wenn die invarianten Massen für Elektronpaare zwischen 2 und 3.5 GeV oder die für Myonpaare zwischen 2.5 und 3.5 GeV liegen, werden diese Leptonen als J/Ψ -Kandidaten akzeptiert und der zweiten Triggerstufe übergeben.

1.6.2 Die zweite Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe (SLT) soll die Daten um einen weiteren Faktor 25 reduzieren. Dabei wird wie folgt vorgegangen: Zunächst übernimmt der SLT die Spurdaten vom FLT, berücksichtigt nun auch die Driftzeiten und verbessert so die Ortsauflösung um eine Größenordnung. Bei der Suche nach Elektronen werden durch Konsistenzprüfung der neuen Spurdaten und Vergleich mit denen im Kalorimeter können viele Pionen als solche erkannt und zurückgewiesen. Anschließend werden die Spuren durch den Magnet hindurch verfolgt. Unter Einbeziehung des Vertexsystems werden Ereignisse, die einen gemeinsamen Wechselwirkungspunkt haben, als gute Ereignisse behalten.

1.6.3 Weitere Analyse

Das weitere Verfahren mit den Daten erfolgt mit Programmen sowohl online als auch später offline. Dabei können weitere Schnitte gesetzt werden um mit größtmöglicher Sicherheit die Teilchen zu identifizieren und ihre Zerfallsraten zu bestimmen.

1.6.4 Trigger für hohe Transversalimpulse

Wie im Abschnitt 1.3 beschrieben ist mit HERA-B eine Messung hardronischer Ereignisse möglich. Dabei handelt es sich z.B. um den Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$, mit dem der Winkel α im Unitaritätsdreieck bestimmt werden kann. Die Pionen aus dem Zweikörperzerfall haben hohe Transversalimpulse. Dies nutzt man aus um sie von den restlichen Pionen zu unterscheiden. Die Entscheidungskriterien sind:

- Die Transversalimpulse der Pionen müssen größer als $p_t > 1.5 \text{ GeV}$ sein.
- Die invariante Masse muß größer als $4 \text{ GeV}/c^2$ sein.
- Eine Asymmetrie in der Verteilung der Zerfallswinkel

$$A = (\min(\theta_1, \theta_2) - 0.01) / \max(\theta_1, \theta_2)$$

ist charakteristisch für den Zerfall.

So wird eine Reduzierung der Datenmenge um 3500 erreicht. Mit weiteren Schnitten auf den Sekundärvertex und auf die Richtung des B-Mesons kann insgesamt eine Ereignisreduktion um 10^5 erreicht werden. Für diesen Zerfall ist der Einbau spezieller Kammern vorgesehen.

2 RICH

2.1 Čerenkov-Strahlung

Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein Medium, so verursacht es eine lokale Polarisation, die aber wegen der Kugelsymmetrie nach außen hin keinen Effekt macht. Ein geladenes Teilchen, das sich mit derart großer Geschwindigkeit in einem Medium bewegt, daß diese größer ist als die des Lichtes, $c' = c/n$ ², verursacht eine lokale Polarisation, die aber nicht mehr kugelsymmetrisch ist. Dies zeitlich veränderliche Dipolfeld führt zu einer Lichtabstrahlung in Richtung der Flugbahn des Teilchens. Aus der Zeichnung geht hervor, daß das Licht sich in der Zeit t um $t c' = tc/n$ aus-

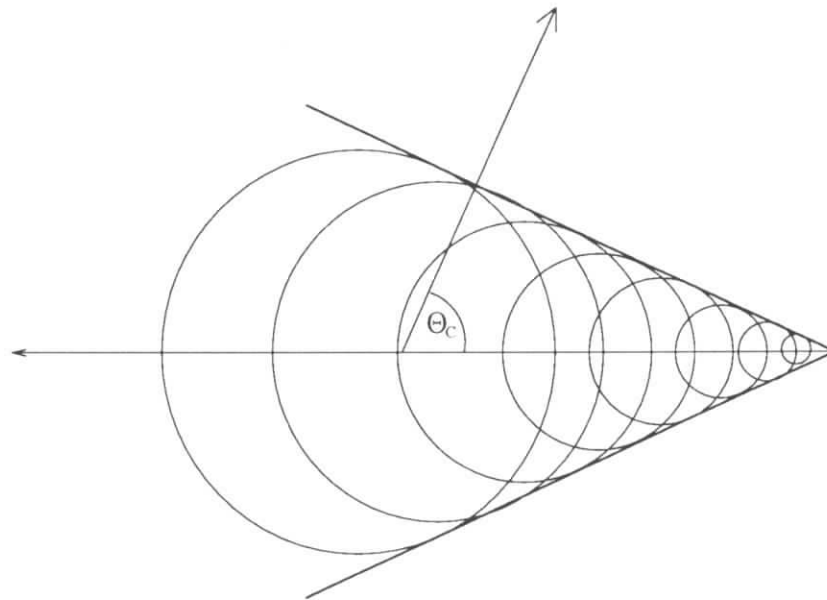


Abbildung 5: Čerenkov-Winkel

gebreitet hat, während das Teilchen die Strecke von $tv = t\beta c$ zurücklegt. Der Winkel

²dabei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex des Mediums und c' die Lichtgeschwindigkeit im Medium

zwischen der Ausbreitungsrichtung des Lichtes, der Wellenfront und der Teilchenbahn ergibt sich zu

$$\cos \theta = \frac{tc}{ntc\beta} = \frac{1}{\beta n}. \quad (30)$$

Die Bedingung $\beta n > 1$ liefert die Schwelle für die Abstrahlung von Čerenkov-Licht. Demnach bestimmt die Teilchengeschwindigkeit den Öffnungswinkel der kegelförmig emittierten Strahlung.

Nach der Frank-Tamm-Formel ist das Intensitätsspektrum die Anzahl der abgestrahlten Photonen in einem Energieintervall $E + dE$:

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} Z^2 L \sin^2 \theta, \quad (31)$$

wobei $\alpha = e^2/\hbar c^2 = 1/137$ die Feinstrukturkonstante, L die Weglänge des Teilchens durch den Radiator und Ze die Ladung des Teilchens ist. Setzt man (30) in (31) ein, so erhält man die spektrale Abhängigkeit

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} Z^2 L [1 - (1/n\beta)^2]. \quad (32)$$

Um die Zahl der in einem Čerenkovzähler erzeugten Photonen zu errechnen, muß man die spektrale Abhängigkeit des Brechungsindex berücksichtigen. Unter der Annahme eines konstanten Brechungsindex³ kommt man nach der Integration über den Energiebereich zu:

$$N = \frac{\alpha}{\hbar c} Z^2 L \sin^2 \theta \varepsilon \Delta E; \quad (33)$$

dabei ist $\varepsilon \Delta E = \int (QRT) dE$; Q die Quanten-Effizienz, T Transmittivität des Radiators, R die Reflektivität des Spiegels; also eine detektorspezifische Größe. Die anderen Faktoren in (31) können zu $N_0 = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ zusammengefaßt werden. So lautet die mit einem speziellen Detektor nachweisbare Zahl der Photonen:

$$N = N_0 Z^2 L \sin^2 \theta. \quad (34)$$

An Formel (32) sieht man, daß die Zahl der Photonen, die pro Energieintervall erzeugt werden, eben ist. Dies gilt nur, solange die Dispersion nicht berücksichtigt wird, was eine stärkere Photonenproduktion im UV-Bereich zur Folge hat. Die Größe N_0 ermöglicht einen direkten Vergleich verschiedener Čerenkov-Detektoren.

³diese Annahme gilt für kleine Energieintervalle

2.2 Teilchenidentifikation mit einem RICH

Wie bereits oben erwähnt, ist der Čerenkovwinkel bei gegebenem Brechungsindex nur von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängig. Dies macht man sich zunutze, um relativistische Teilchen zu identifizieren. In Hochenergieexperimenten werden die Teilchen, die man identifizieren will, durch große Magnete mit Magnetfeldern in der Größenordnung von 1 Tesla geschickt, wo sie von ihren ursprünglich geraden Bahnen gemäß

$$\rho[m] = \frac{\vec{p}[\text{GeV}]}{0.3\vec{B}[T]}$$

abgelenkt werden. Bestimmt man z. B. mit Spur-Kammern die Flugbahn der Teilchen, so kann aus der Krümmung der Bahn der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Ist der Impuls des Teilchens bekannt, so kann aus dem Impuls \vec{p} und der Geschwindigkeit β berechnet werden.

2.3 Der RICH von Hera-B

Der RICH von Hera-B gehört zu den Detektorkomponenten, die zur Teilchenidentifikation dienen. Er soll Kaonen vor dem Hintergrund von Pionen identifizieren. Dies muß mit einer Genauigkeit von drei Standardabweichungen geschehen, damit der Kaon-Tag als Flavour-Bestimmungs-Verfahren effizient ist. Kaonen, die aus einem B-Zerfall stammen, haben Impulse bis zu 80 GeV/c. Bild 6 zeigt die Impuls-Verteilung der Kaonen aus Monte-Carlo Simulationsdaten.

Im Wesentlichen besteht der RICH von Hera-B aus drei prinzipiellen Komponenten: Dem Radiator, dem Fokussierungssystem und den Photodetektoren.

2.3.1 Der Radiator

Als Radiator wurde das Gas C_4F_{10} gewählt. Es liefert für die zur Verfügungstehende Weglänge genügend Photonen, und auch der Fehler durch die chromatische Aberration liegt im Bereich des Akzeptablen. Auch die Handhabung ist ein Entscheidungskriterium gewesen. Mit Gasen wie Argon oder Stickstoff ist es zwar einfacher zu arbeiten, diese produzieren aber nicht genügend Photonen. Andererseits erzeugt C_5F_{12} zwar mehr Photonen, müßte aber beheizt werden, was bei einem Volumen von ca. $100m^3$ wie im Fall von Hera-B nicht machbar ist. Die chromatische Aberration ist bei Stickstoff und Argon auch kleiner, aber das wiegt die geringere Zahl der Photonen und die höhere Čerenkov-Schwelle nicht auf. Ein Gassystem mit C_4F_{10} wurde bereits erfolgreich am CERN-Experiment DELPHI [16] betrieben. Die Radiatorlänge beträgt aufgrund des zur Verfügung stehenden Raumes nur ca. 2.90 m.

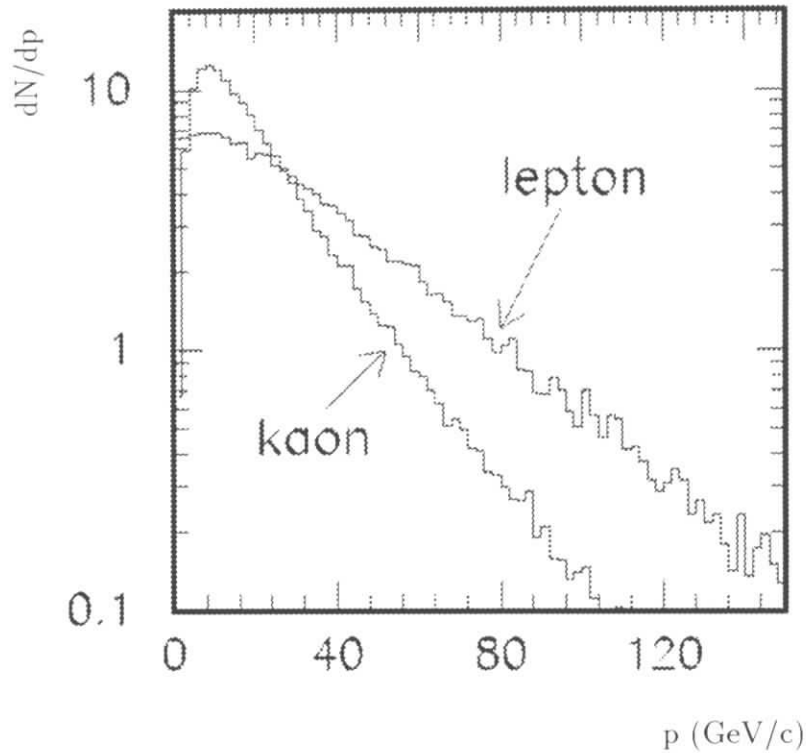


Abbildung 6: Impulsverteilung von Kaonen aus dem Zerfall eines B-Mesons

2.3.2 Das optische Fokussierungssystem

Die Fokussierung wird mit einem 24 m^2 großen sphärischen Spiegel erreicht. Dieser ist in eine obere und eine untere Hälfte unterteilt, die wiederum aus ungefähr hundert einzelnen hexagonalen Spiegeln mit einem Durchmesser von 70 cm zusammengesetzt sind. Der Krümmungsradius beträgt 11.4 m . Die beiden Hälften sind relativ zur Strahlachse um 9° geneigt, sodaß die Photondetektoren außerhalb des Bereiches vieler geladener Teilchen angebracht werden können. Durch zusätzliche Planarspiegel kann eine Anbringung der Photondetektoren an einer Stelle erreicht werden, die nicht von anderen Detektorkomponenten eingenommen werden muß. (siehe Bild (7))

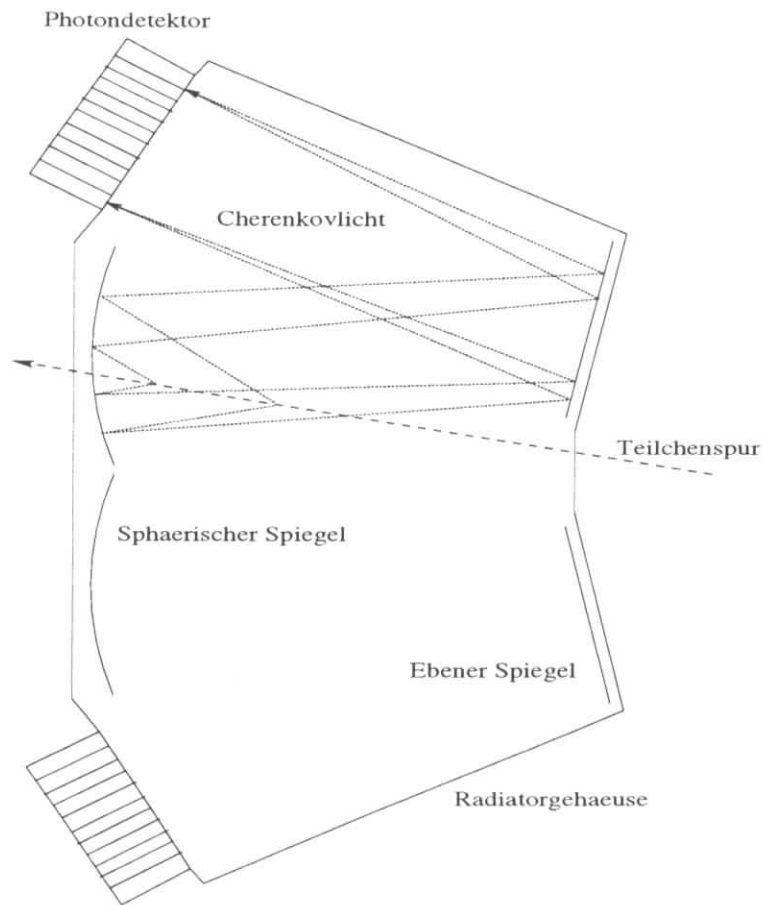


Abbildung 7: Der RICH von HERA-B

2.3.3 Die Photondetektoren

Als Photondetektoren wurden ursprünglich eine Vieldraht-Proportionalkammer mit einer CsI-Kathode und eine Einzeldraht-Röhrenkammer mit TMAE als photosensitiver Substanz nach dem Vorbild des JETSET-Experiments [?] in Betracht gezogen. Beide Systeme zeigten eine zu schnelle Alterung und konnten in Testmessungen nicht die erforderliche Zahl an Photonen nachweisen. Als Ausweg bot sich eine neuentwickelte 16 kanälige Photoelektronenvervielfacher-Röhre der Firma Hamamatsu an. Auf diese wird in Kapitel 3 näher eingegangen.

2.4 Konstruktion der Fokalebene

In diesem Kapitel sollen die Kriterien für die Gestaltung der Fokalebene erläutert werden[19].

2.4.1 Produktion der Monte Carlo Simulationsdaten

Das Design der Fokalebene basiert auf Daten, die aus Monte-Carlo-Simulationsumgebung von ARTE stammen. Dabei durchlaufen die mit HERA-B LUND simulierten Teilchen die Detektorsimulation GEANT. Der RICH hat den Radiator als aktive Detektorlänge von 293 cm. Das Strahlrohr weitet sich von 6 cm auf 8 cm Durchmesser über diese Länge auf.

Weiter sind in der Simulation enthalten:

- die sphärischen Spiegel mit einem Radius von 1140 cm, einer Neigung von 9° und einer geometrischen Akzeptanz von 100 %
- Die Photodetektoren in einer Entfernung von $r/2$ von den sphärischen Spiegeln angebracht und um $\pm 18^\circ$ gekippt.
- Eine weitere Vorgabe ist die mittlere Zahl von Photonen, die von einem Teilchen mit $\beta = 1$ produziert werden,
- Quanteneffizienz der Photoelektronenvervielfacher zusammen mit der Energieverteilung der Čerenkov-Strahlung $\propto 1 - 1/n^2(E)$ wurde als die gesamte integrierte Photonverteilung genommen. Diese ist für den Photoelektronenvervielfacher mit UV-Glas um den Faktor 1.49 größer als für den mit Borsilikatglas.
- Rayleigh-Streuung reduziert die Zahl der Photonen gemäß

$$\begin{aligned} N'_\gamma &= N_\gamma \cdot e^{-\alpha \ell} \\ \alpha &= \frac{E^4}{6N\pi(\hbar c)^4} (n^2 - 1)^2 \\ &\approx 1.3 E^4 (n^2 - 1)^2 [\text{eV}^{-4} \text{m}^{-1}]. \end{aligned}$$

N ist die Anzahl der Moleküle pro Einheitsvolumen. Die Verminderung der Photonenzahl beträgt bei Photoelektronenvervielfacher mit Borsilikatglas 1.6 % und für UV-Glas 2.5 %.

- Die Energieabhängigkeit des Brechungsindex nach [13]

$$n(E_\gamma[\text{eV}]) = 1.0013178 + 1.723 \cdot 10^{-7} \cdot E_\gamma + 5.495 \cdot 10^{-6} \cdot E_\gamma^2 \quad (35)$$

- Der Detektor ist in Module unterteilt, bei denen die Granularität, die Effizienz der Lichtsammlung und das Glas variieren können.
- Des Weiteren ist zusätzlich zum Strahlrohr eine geschwärzte Röhre mit einem Durchmesser von 10 cm in der Simulation implementiert, um Photonen von Elektronen, die im Strahlrohr aufschauern, abzuschirmen.

Für jedes geladene Teilchen wird die durchschnittliche Zahl der nachgewiesenen Photonen berechnet. Dabei ist die Impulsabhängigkeit durch

$$N_\gamma^\beta = N_\gamma^{\beta=1} \underbrace{\left(\frac{\sin \Theta_C^\beta}{\sin \Theta_C^{\beta=1}} \right)^2}_{1 - \left(\frac{p_{\text{Schwelle}}}{p} \right)^2} \frac{\ell_{\text{weg}}}{\ell_{\text{Radiator}}} \quad (36)$$

unter Berücksichtigung der Radiatorlänge beschrieben. Die Energie der geladenen Teilchen sowie deren Impuls bestimmen den Čerenkovwinkel. Den Teilchen wird über einer Reflexion an den sphärischen Spiegeln zum Photodetektor gefolgt, wo ihre Auftreffposition berechnet wird. Der Verlust an Photonen durch Rayleigh-Streuung ist proportional zur Radiatorlänge und wird berücksichtigt. Die Effizienz der Lichtsammlung wird über den ganzen Detektor als konstant angenommen, was für gute Lichtsammler eine akzeptable Näherung darstellt. In Bild (8) ist ein Ereignis abgebildet, wie es auf dem Photodetektor zu sehen ist.

2.4.2 Die Größe der Detektorfläche

Die Größe der Detektorfläche und ihre Form wird durch die Kinematik der Kaonen, die identifiziert werden sollen, bestimmt. Kaonen, die für einen Tag die richtige Ladung tragen, werden Tag-Kaonen genannt.

In Bild (10) ist die Photonendichte durch die Tag-Kaonen dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß fast alle Photonen innerhalb eines kleineren Kreises um den Mittelpunkt herum konzentriert sind. Dies findet seine Ursache darin, daß die Čerenkovschwelle für Kaonen bei ca. 9.4 GeV liegt. Wegen ihrer hohen Energie und damit ihres hohen Impulses werden sie nur wenig durch den Magnet abgelenkt. Kaonen mit weniger Energie erzeugen keine Čerenkovstrahlung. Um diese zu identifizieren, muß die Pionenhypothese ausgeschlossen werden.

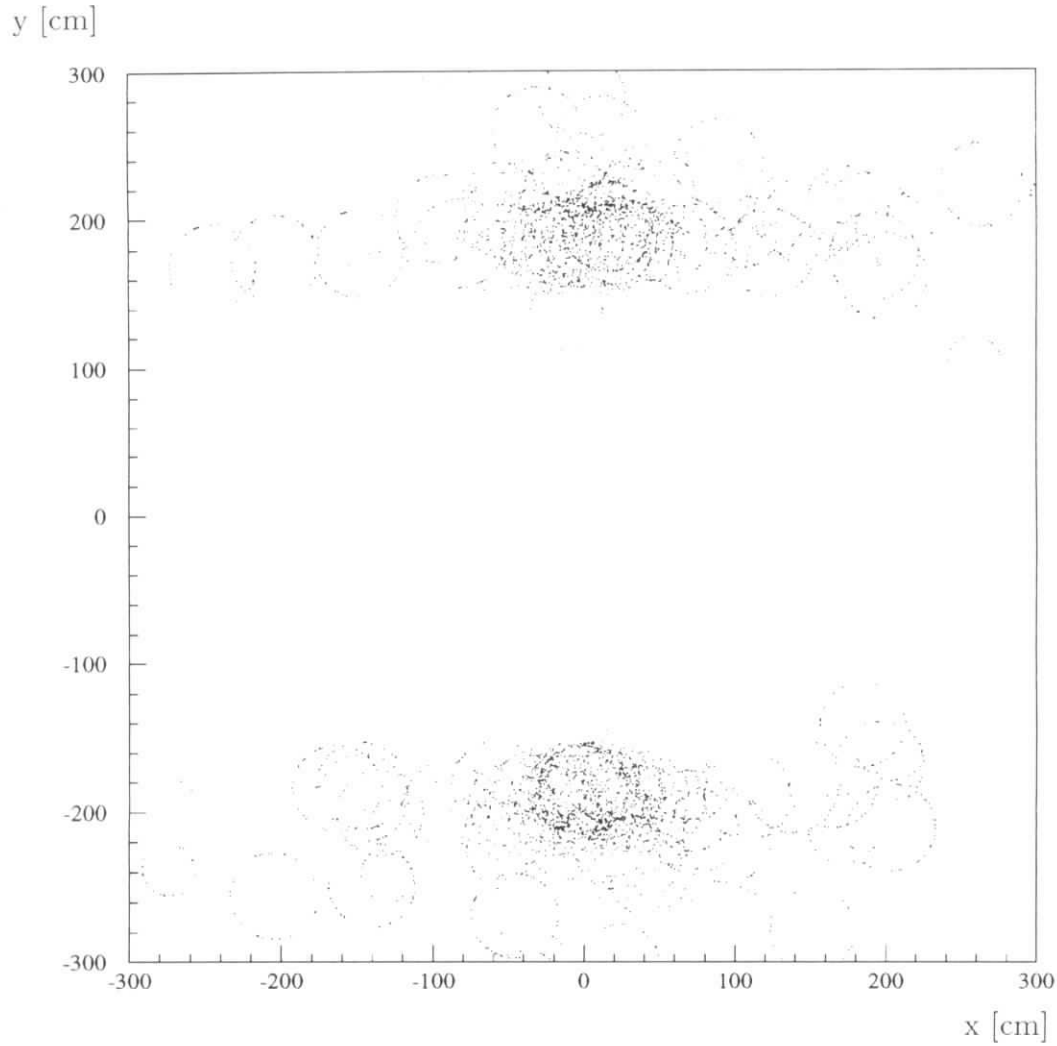


Abbildung 8: Photonentreffer auf der Detektorebene eines Ereignisses mit $N^{\beta=1} = 30$.

Bild (9) zeigt die Photonenverteilung dieser langsamen Kaonen unter der Annahme einer Pionenmasse. Wieder liegen die Photonen in dem Gebiet, in dem auch die Tag-Photonen den Detektor erreichen. Im Gegensatz zu Kaonen aus einem Zweikörperzerfall haben Kaonen im Ruhesystem des B-Mesons niedrige Impulse. Besonders die aus dem Übergang $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ müssen von denen aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ unterschieden werden. Bild (10) zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Tag-Kaonen.

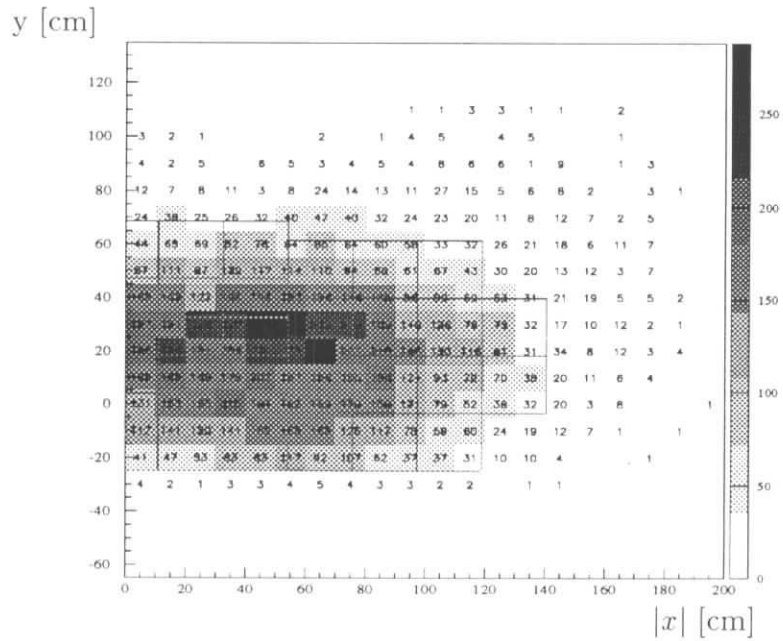
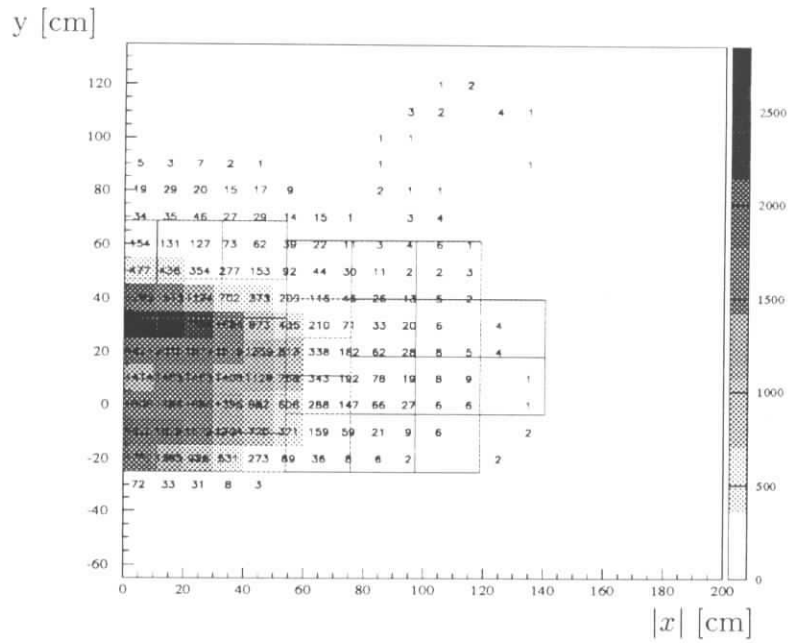


Abbildung 9: Photonendichte der Tag-Kaonen. Die untere Grafik zeigt die erwartete Photonendichte für Pionenhypthesen mit Kaonenimpulsen von $p = 49.4$ GeV. Ein Photon, das entlang des Strahlrohres abgestrahlt wird, würde den Detektor an der Stelle $(x, y) = (0, 0)$ erreichen.

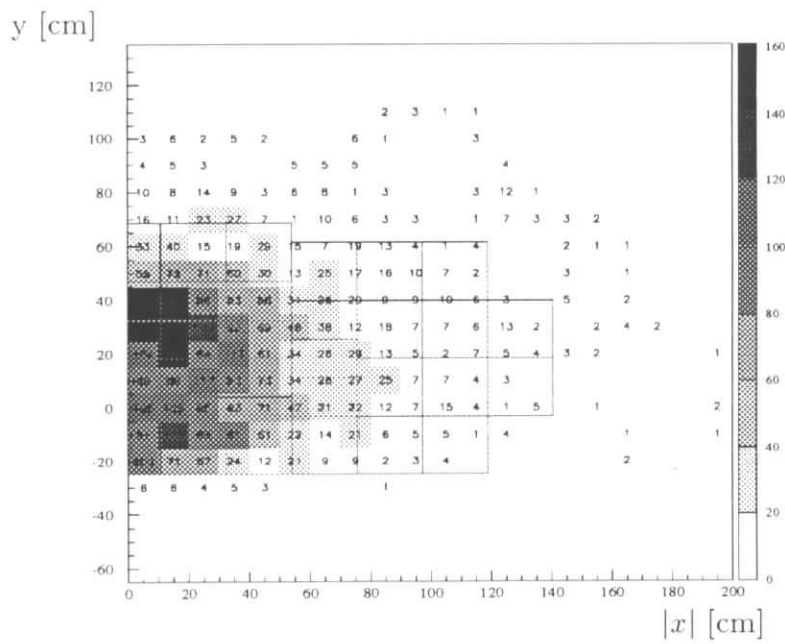
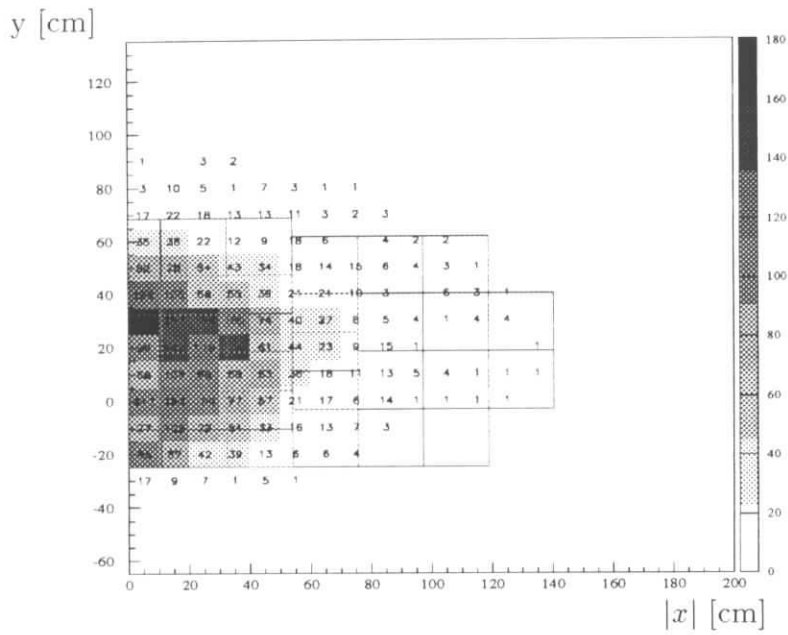


Abbildung 10: Photonendichte für Kaonen (oben) und für Pionen (unten) aus der Reaktion $B \rightarrow K^+ \pi^-$.

2.4.3 Die Auflösung

Die Granularität des Detektors muß fein genug sein, um eine Trennung von Kaonen und Pionen zu ermöglichen. Dabei ist der Meßfehler eines Photons im Quadrat der Masse σ_{m^2} direkt mit der Breite des Ringes σ_{rho} über

$$\sigma(m^2) = 2p^2 \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{r/2} \sigma_\rho \quad (37)$$

$$\approx 1.75 \cdot 10^{-4} \cdot p^2 \sigma_\rho \quad (38)$$

verknüpft. Eine Massenauflösung von $\sigma(m^2) = m_K^2$ erfordert eine Auflösung für ρ von $\sigma_\rho \approx 1400/p^2$. Bild (11) zeigt die relative Anzahl der Photonen mit einer geringeren Massenauflösung als m_{K^\pm} als Funktion von σ_ρ für unterschiedliche Regionen in x und y. Dabei ist deutlich zu sehen, daß unterhalb von $|x| < 50 - 60\text{cm}$ und $|y| < 45\text{cm}$ die Auflösung besser sein sollte als $\approx 0.4\text{ cm}$. In dieser Region müssen Borsilikat-Fenster genommen werden, um den Fehler durch die chromatische Aberration nicht zu vergrößern. Eine zusätzliche Unsicherheit von $\approx 0.33\text{ cm}$, durch die Größe der Zellen verursacht, führt zu einer akzeptablen Zellgröße von $\approx 1.1\text{ cm}$. In der Region mit $|x| > 50 - 60\text{cm}$ und $|y| > 45\text{cm}$ ist der Impuls der Teilchen so gering, daß eine Auflösung von $\sigma_\rho \approx 1\text{ cm}$ genügt. Die kann sowohl mit Borsilikat- als auch mit UV-Glas erreicht werden. Dabei kann die Größe der Zellen bis zu 3 cm betragen. Eine Vergrößerung der Zellen über den Fehler, der durch andere Effekte verursacht wird hinaus, hätte eine Bevorzugung des Untergrundes zur Folge, wie aus Abbildung (12) ersichtlich ist.

2.4.4 Besetzungsdichte

Um die Besetzungsdichte zu reduzieren, ist ein Beryllium-Strahlrohr und ein zweites Rohr um das Innere innerhalb des Radiatortanks in Betracht gezogen worden. Abbildung(13) zeigt die Reduzierung der Belegungsdichte für ein Beryllium-Strahlrohr und eines aus Aluminium gleicher Dicke. Die dadurch erreichbare Reduzierung von 25 % rechtfertigt nicht die Verwendung eines Beryllium-Strahlrohres.

Da Elektronen, die unter kleinem Winkel nahe des Strahlrohres in den RICH eintreten, einen großen Teil des Untergrundes produzieren, wird die Wirkung eines zweiten Strahlrohres betrachtet. Dieses schirmt die Photonen, die von den Elektronen produziert werden, ab. Die Photonen, die durch ein solches zweites Strahlrohr absorbiert werden, sind in Abbildung (14) gezeigt.

Bild (15) zeigt die Belegungsdichte für ein Strahlrohr aus Aluminium und ein Abschirmrohr mit einem Radius von 10 cm.

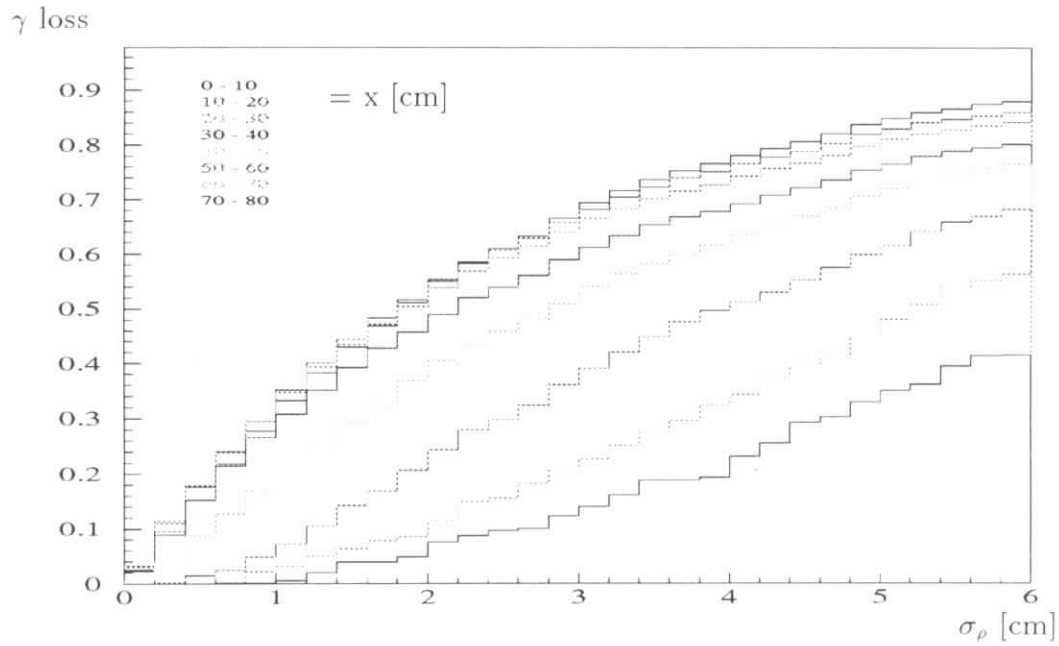
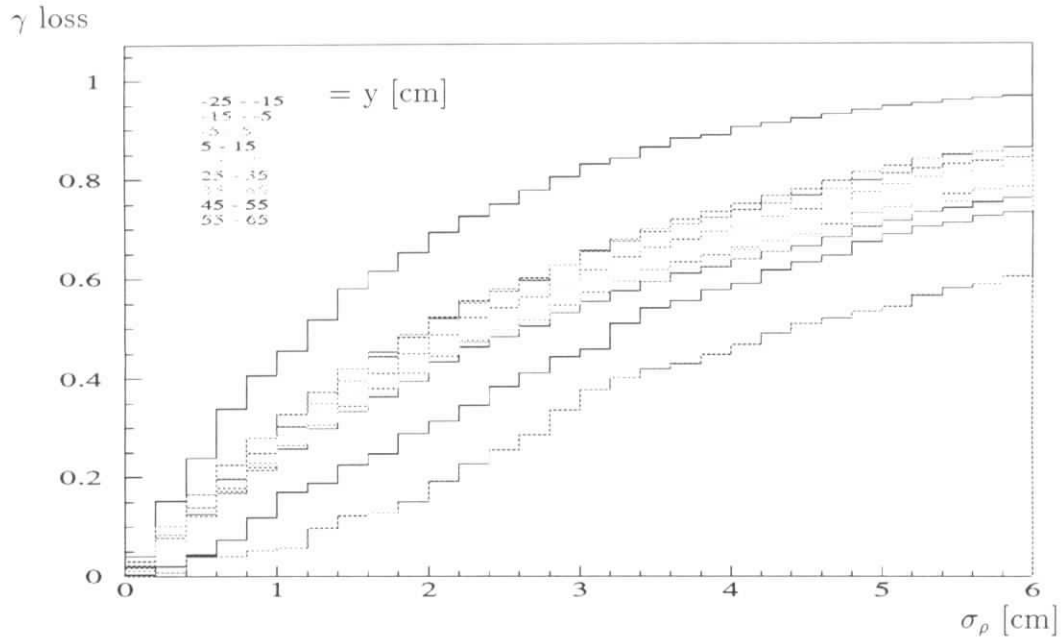


Abbildung 11: Relative Anzahl von Photonen mit einer Massenauflösung, die geringer als $\sigma_{m^2} < m_{K^\pm}^2$ ist, als Funktion der Auflösung in ρ . Die Histogramme sind für Photonen in unterschiedlichen x und y Bereichen auf der Detektorebene dargestellt.

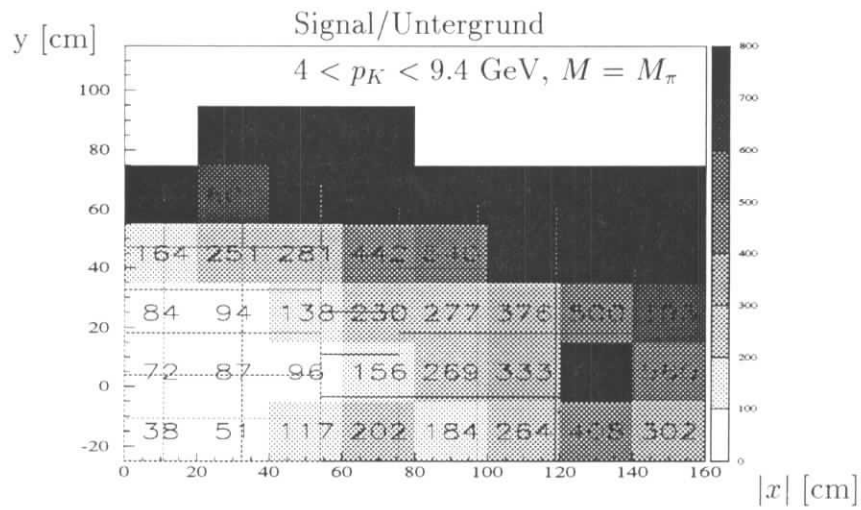
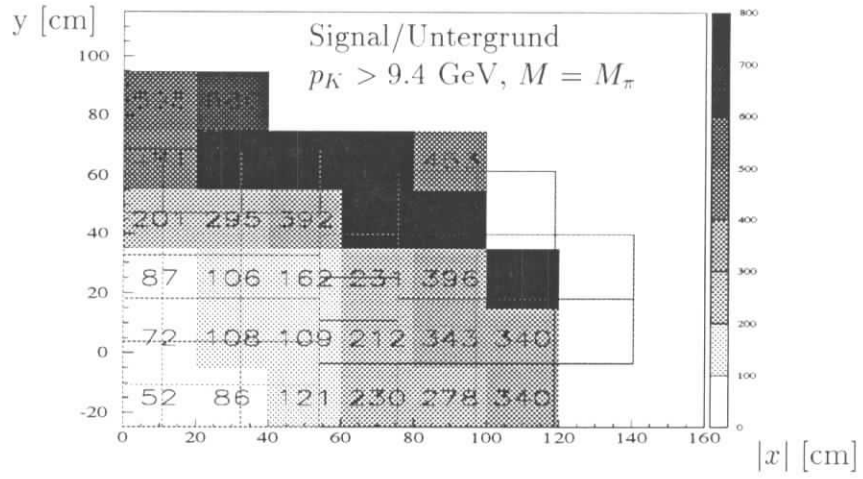
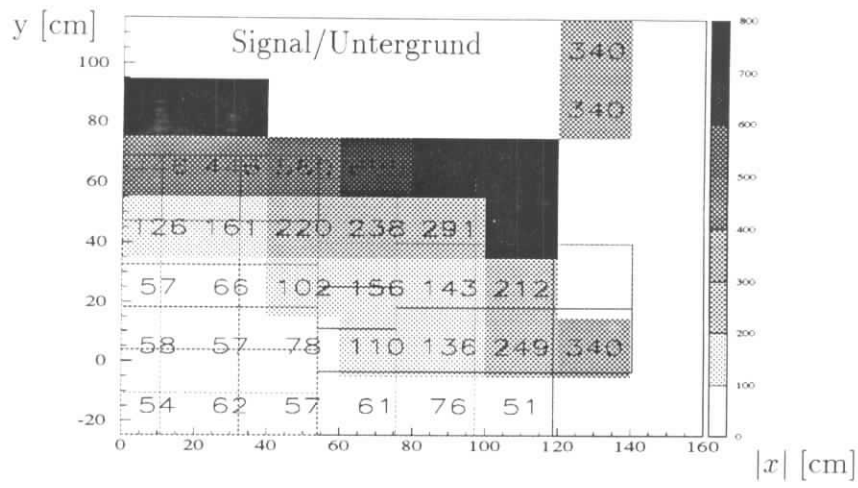
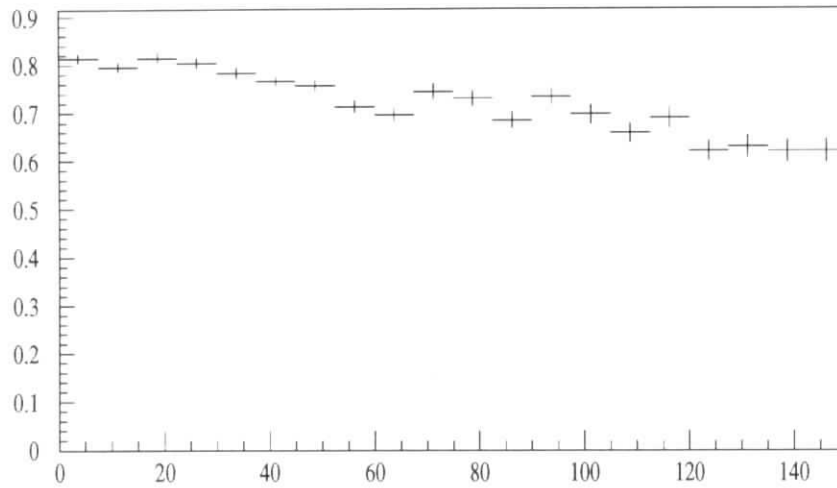


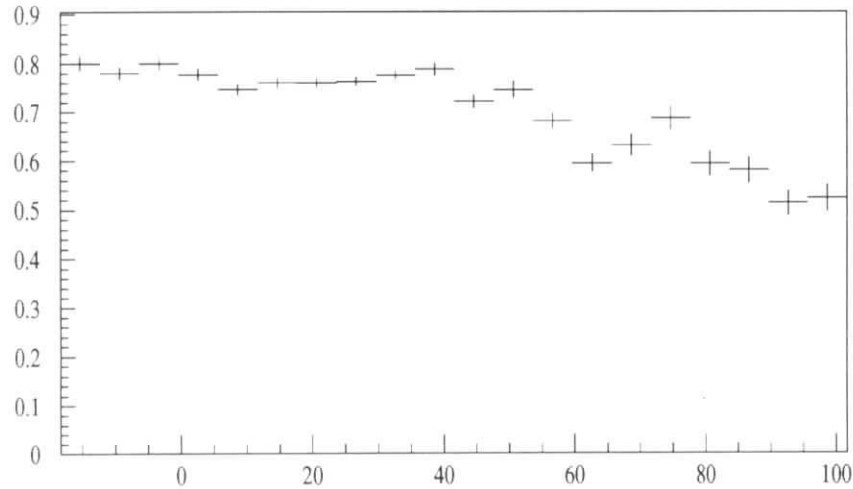
Abbildung 12: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für Photonen von Tag-Kaonen in einer Ein-Sigma-Region mit $\sigma_\rho = 0.4$ cm. Die obere Zeichnung zeigt Photonen von Kaonen. Die mittlere ebenfalls, jedoch oberhalb der Schwelle mit der Annahme, daß sie Pionenmasse hätten. Das untere Bild zeigt Photonen von Kaonen unterhalb der Schwelle ($p = 49.4$ GeV) mit einer hypothetischen Masse von Pionen.

$\frac{\# \gamma(Be)}{\# \gamma(Al)}$



$|x|$ [cm]

$\frac{\# \gamma(Be)}{\# \gamma(Al)}$



y [cm]

Abbildung 13: Verhältnis von Photonendichte auf der Detektorebene für ein Be- und ein Al-Strahlrohr als Funktion von x und y .

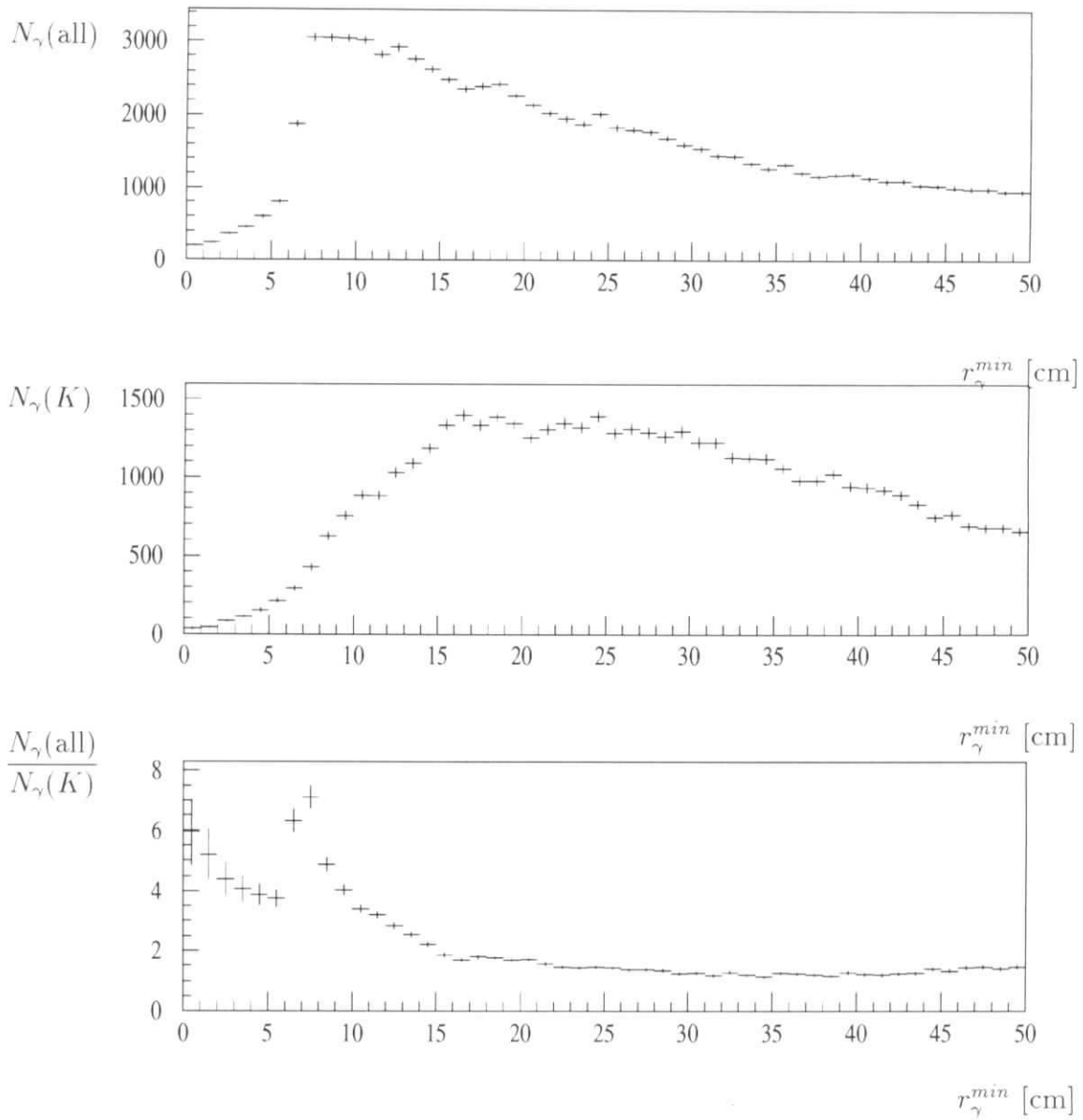


Abbildung 14: Minimale Entfernung der Čerenkov Photonen von der Strahlachse. Die oberen beiden Abbildungen zeigen den Untergrund für Tag-Kaonen. Die untere zeigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in beliebigen Einheiten.

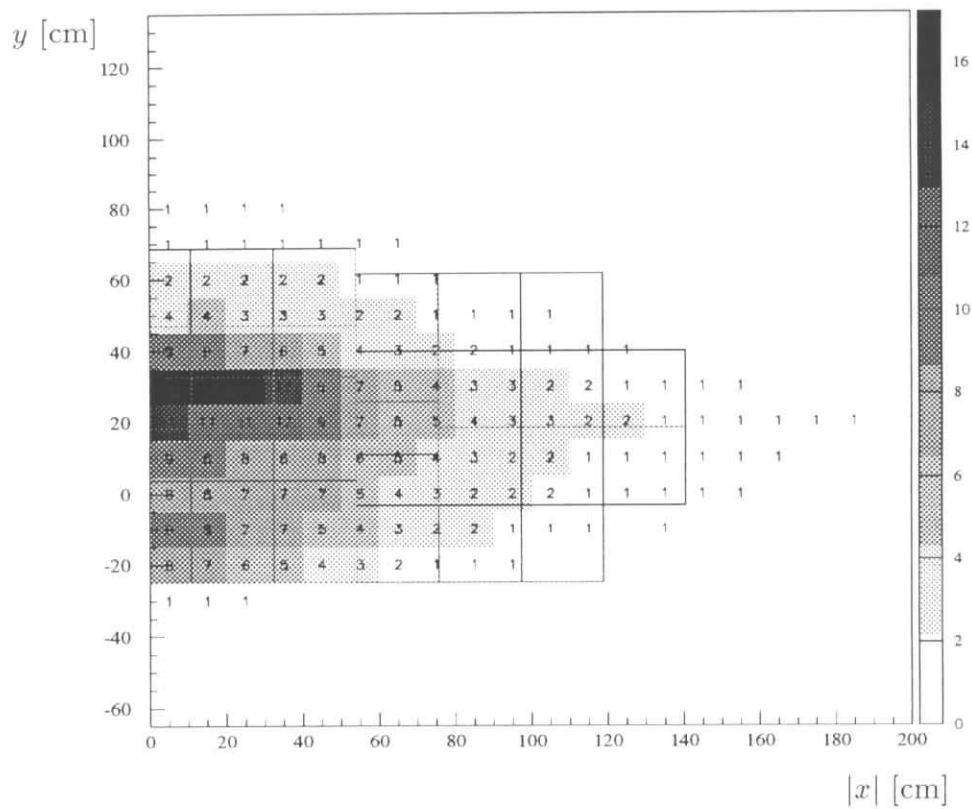


Abbildung 15: Belegungsdichte für ein Al-Strahlrohr und Abschirmungsrohr mit einem Radius von 10 cm in $\% \cdot \text{cm}^{-2} \cdot (N_{\gamma}^{\beta=1})/30$

2.4.5 Granularität

Die Ansammlung der Photonen von Tag-Kaonen und die Anforderungen an die Auflösung und die Belegungsdichte führt zu einer Unterteilung der Detektorfläche in zwei Bereiche. In der inneren Region sollte die Zellgröße nicht mehr als 1.1 cm und in der äußeren nicht mehr als 3 cm betragen. In den Abbildungen (16) und (17) sind die Kaonen-Identifikations-Effizienzen für verschiedene Zellgrößen dargestellt. Diese ändern sich nur wenig.

2.4.6 Die Zahl der Photonen pro Ring

Für eine Zellgröße von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ in der inneren Region und für $27 \times 27 \text{ mm}^2$ in der äusseren Region wurde die Effektivität der Rekonstruktion von Kaonen untersucht. Abbildung (18) zeigt, daß diese stark von der Anzahl der Photonen pro Ring abhängt. Um eine gute Kaonen/Pionen-Trennung mit einer Fehlidentifikation von 2% zu erreichen, müssen mindestens 30 Photonen nachgewiesen werden können.

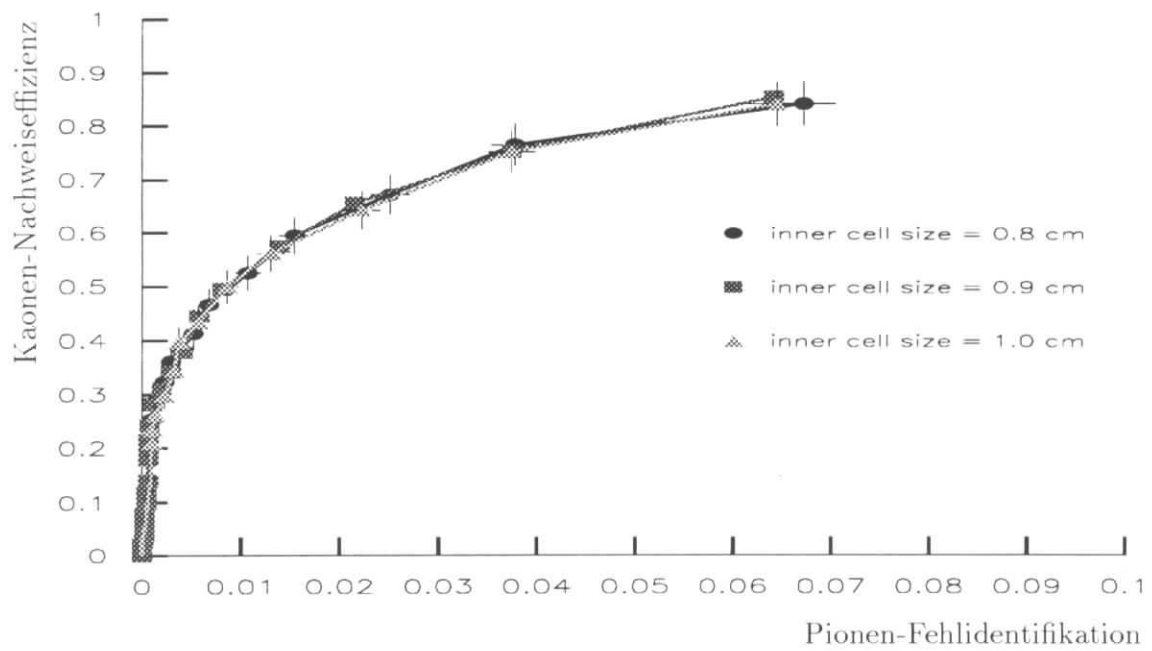
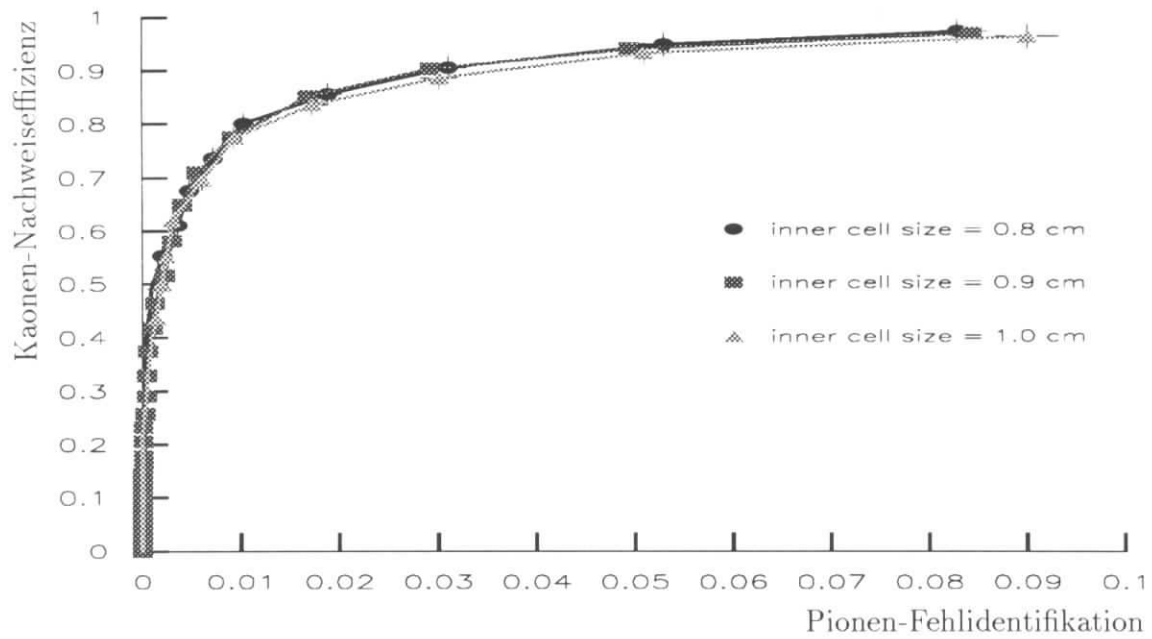


Abbildung 16: K Identifikationseffizienzen gegen Pionen Fehlidentifikation für eine innere Zellgröße $8 \times 8 \text{ mm}^2$, $9 \times 9 \text{ mm}^2$ und $10 \times 10 \text{ mm}^2$ oberhalb (oben) und unterhalb (unten) der Čerenkov Schwelle ($N_{\gamma}^{\beta=1} = 30$ Photonen/ring).

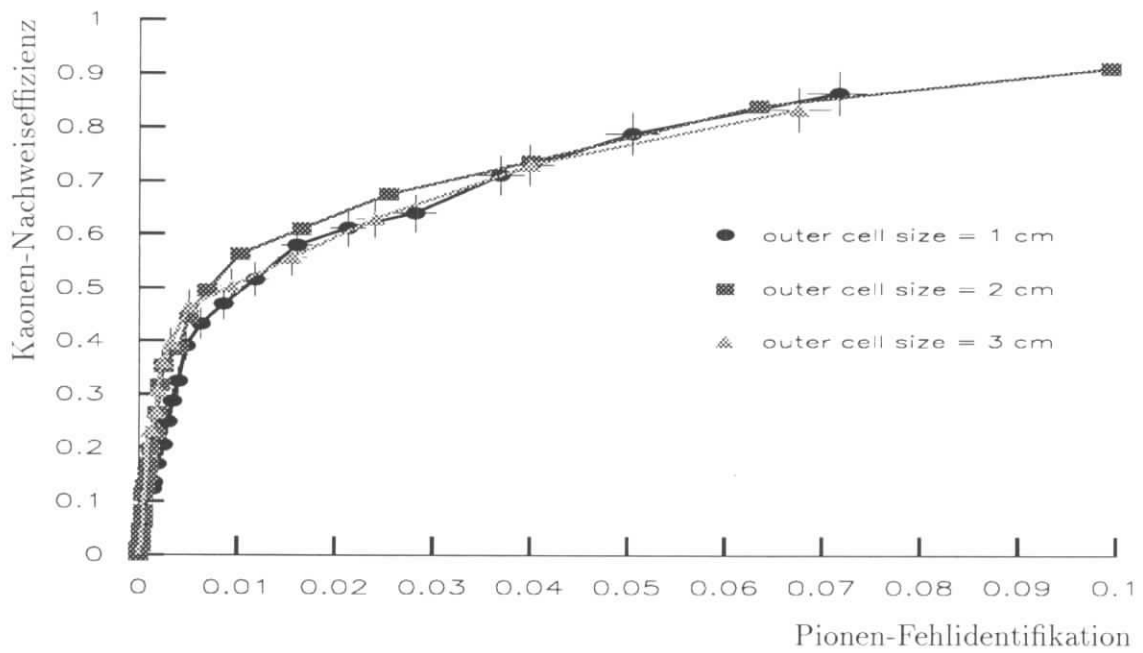
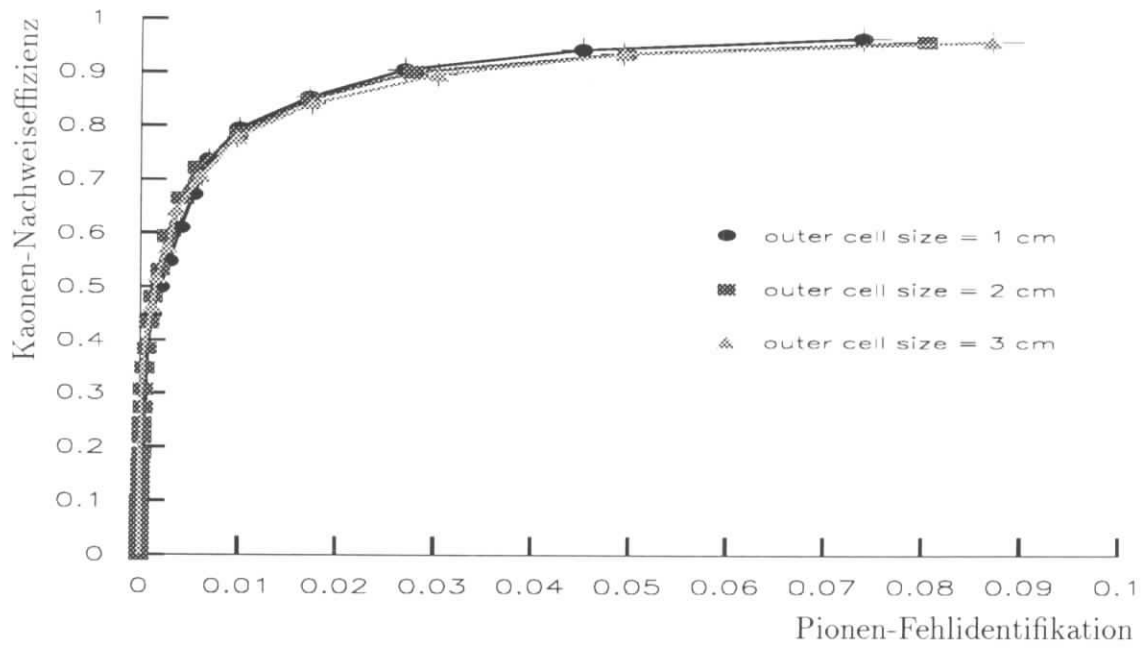


Abbildung 17: K Identifikationseffizienzen gegen Pionen Fehlidentifikation für eine äußere Zellgröße $1 \times 1 \text{ cm}^2$, $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und $3 \times 3 \text{ cm}^2$ oberhalb (oben) und unterhalb (unten) der Čerenkov -Schwelle ($N_{\gamma}^{\beta=1} = 30$ Photonen/Ring).

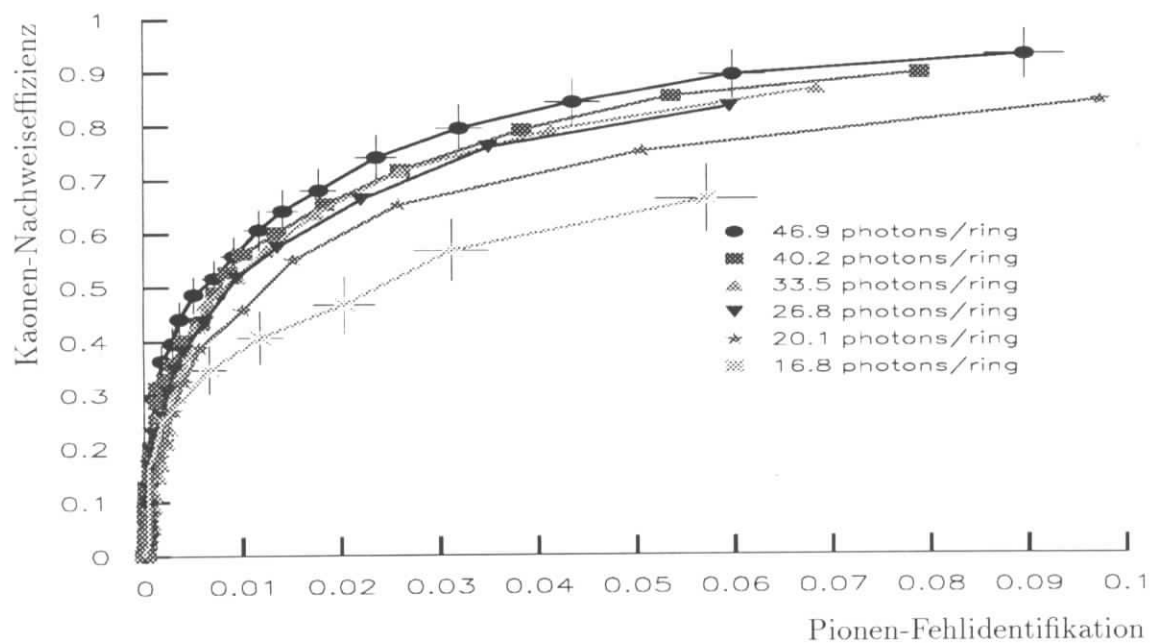
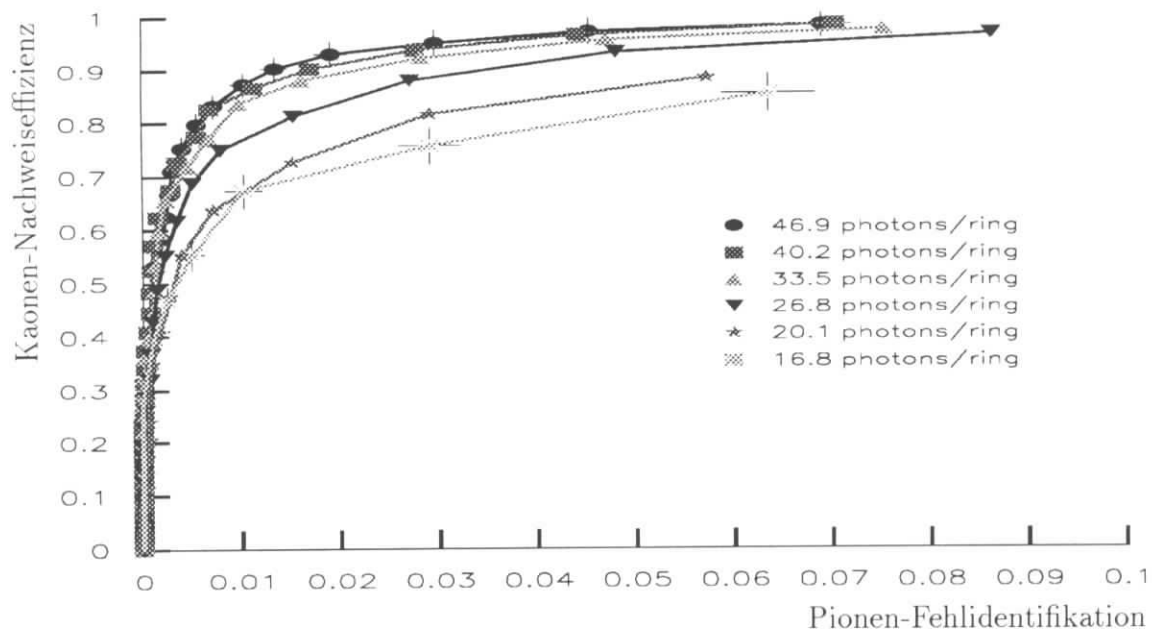


Abbildung 18: K Identifikationseffizienzen gegen Pionen Fehlidentifikation oberhalb (oben) und unterhalb (unten) der Čerenkov Schwelle.

3 Photomultiplier

Ein Photoelektronenvervielfacher konvertiert Licht in ein elektrisches Signal brauchbarer Größe über die Emission von Sekundärelektronen.

Ein typischer Photoelektronenvervielfacher besteht aus einer photosensitiven Kathode (Photokathode), die von einem fokussierenden Elektrodensystem, einem Elektronenvervielfacher und einem Elektronen-Sammler (Anode) gefolgt wird.

Im folgenden Abschnitt sollen Aufbau und Funktionsweise von Photoelektronenvervielfachern näher erläutert werden.

3.1 Aufbau und Funktion

Es gibt zwei Möglichkeiten, wo das Licht in den Photoelektronenvervielfacher eintreten und auf die Photokathode treffen kann. Entweder an der Seite oder am Ende (Kopf) der Photoelektronenvervielfacher-Röhre.

Bei Photoelektronenvervielfachern mit seitlicher Photokathode ist diese undurchsichtig; die Elektronen werden in die Richtung emittiert, aus der das Licht einfällt (Reflektionsmodus).

Bei Photoelektronenvervielfachern, die ihre Photokathode am Ende der Glasröhre haben, ist diese transparent, sodaß die Sekundärelektronen von der entgegengesetzten Seite zur ersten Dynode “fliegen” (Transmissionsmodus).

Neben der räumlichen Anordnung der Kathode unterscheiden sich diese beiden Typen auch im weiteren Aufbau: Während der Photoelektronenvervielfacher mit der seitlichen Kathode die Verstärkerstufen zirkular angeordnet haben muß, kann der mit Kathode am Ende sowohl linear als auch zirkular aufgebaut sein.

Eine der überragenden Eigenschaften des Photoelektronenvervielfachers ist seine große Empfindlichkeit und sein exzellentes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Dies erreicht man durch die Verwendung von rauscharmen Elektronen-Verstärkern, die durch eine Kaskade von Sekundär-Emissions-Prozessen die Elektronen vervielfachen[31]. Die Dynoden, aus denen der Elektronenvervielfacher besteht, sind so angeordnet, daß das elektrische Feld zwischen ihnen die Elektronen auf die nächste Stufe lenkt. Als Resultat der Sekundäremission nimmt die Zahl der Elektronen von Dynode zu Dynode zu und liefert so die geforderte Verstärkung.

Da aber nicht alle von der Photokathode emittierten Elektronen die nächste Dynode erreichen, definiert man die Sammlungswahrscheinlichkeit als eine Kenngröße des Photoelektronenvervielfachers.

Die gesamte Verstärkung hängt von Sammlungswahrscheinlichkeit n und dem Faktor für Sekundäremission jeder Dynodenstufe δ und der angelegten Spannung V sowie der Anzahl der Verstärkerstufen ab.

Als Dynodenmaterial werden Isolatoren und Halbleiter aber auch Alkalimetalle eingesetzt, da diese gute Koeffizienten für Sekundäremission besitzen. Ein häufig verwendetes Material ist GaP(Cs). Bei diesem steigt der Emissionskoeffizient linear mit der Energie der auftreffenden Elektronen an [33]

Dynodentrukturen:

Die geometrische Anordnung der Dynoden ist für das Zeitverhalten der einzelnen Photoelektronenvervielfacher aber auch für andere Charakteristika verantwortlich.

Für Photoelektronenvervielfacher mit der seitlichen Kathode sind die Dynoden zirkular angeordnet. Dies hat eine kompakte Bauweise und schnelle Pulsantwort zur Folge. Kasten-Dynoden bestehen aus einer Reihe von Zylindervierteln, und sie werden wegen ihrer einfachen Struktur und ihrer Gleichförmigkeit häufig verwandt. Das Zeitverhalten ist aber eher langsam.

Die linear fokussierende Struktur findet Verwendung, wenn es auf gute Zeitauflösung und lineare Pulse ankommt. Um die Fokussierung zu erreichen, ist die erste Dynode anders geformt und angeordnet als die restlichen.

Die "jalousieförmigen" Dynoden bestehen aus vielen Streifen, die in Richtung der Photoelektronenvervielfacher -Achse geneigt und parallel zur Photokathode angeordnet sind. Auf diese Weise erreicht man hohe Stromverstärkung und eine gleichförmige Pulsantwort, bei schlechter Zeitauflösung.

Als letzte Dynodenform soll hier die maschenförmige Dynodenanordnung erwähnt werden. Sie besteht aus mehreren Ebenen von Drahtnetzen. Obwohl ihre Sammlungswahrscheinlichkeit nicht so gut ist, können sie auch in Magnetfeldern von bis zu 1 Tesla mit gutem Ergebnis betrieben werden. Wegen ihrer räumlichen Homogenität eignet sich diese Dynodenform zum Aufbau eines Mehrkanal-Photoelektronenvervielfachers, da mit zusätzlichen Querdraht-Anoden eine räumliche Sensitivitätsauflösung erreicht werden kann.

Nachdem die Zahl der Elektronen vervielfacht worden ist, müssen sie auf die Anode, den Sammler, gelenkt werden. Diese muß so aufgebaut sein, daß möglichst keine Elektronen verlorengehen und so, daß Raumladungseffekte nicht stören.

Charakteristische Größen von Photoelektronenvervielfachern:

Als erstes sei die Quanteneffizienz erwähnt. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Photon in ein Elektron konvertiert und auch die Photokathode verläßt.

Um das zu verstehen, teilen wir den Prozess der Photokonversion in drei Einzelprozesse auf. Als erstes vollzieht sich die Photonenabsorption. Dabei kommen wieder die Eigenschaften der unterschiedlichen Materialgruppen zum Tragen: Während an der Metalloberfläche ein großer Teil des sichtbaren Lichtes reflektiert wird, ist bei Isolatoren und Halbleitern aufgrund ihrer Bandstruktur diese Hürde niedriger. Allerdings ist die Energie, die ein Photon braucht, um ein Elektron aus seiner Ruhelage zum Verlassen des Energiebandes anzuregen, bei Halbleitern und Isolatoren höher als bei

Metallen.

Die Photoelektronen diffundieren zur Emissionsfläche. Hier variieren die Prozesse des Energieverlustes je nach Materialgruppe:

In Metallen verlieren Elektronen hauptsächlich durch vielfache Streuung an den freien Elektronen im Leitungsband ihre Anregungsenergie. Da aber Energie benötigt wird um die Oberfläche zu verlassen, werden nur Elektronen aus der Kathode emittiert, die in der Nähe der Oberfläche (einige Atomradien) erzeugt wurden.

Bei Halbleitern und Isolatoren ist das Leitungsband fast leer, sodaß die Elektronen praktisch ohne Energieverlust die Kathodenschicht durchqueren können. Die nächste Barriere ist das Verlassen der Oberfläche.

Bei Metallen gibt es eine Potentialbarriere, die das Elektron überwinden muß, um vom Fermi-niveau in das energetisch höherliegende Potential zu gelangen. Diese zusätzliche Energie heißt Photoemissions-Schwelle und muß durch das Photon aufgebracht werden.

In Halbleitern und Isolatoren muß das Photon genügend Energie auf die Elektronen übertragen, damit sie die Lücke zwischen Leitungs- und Valenzband überwinden können. Dies erfordert immer mehr Energie als bei Metallen. Halbleiter haben normalerweise eine Austrittsarbeit von 56 eV, sodaß sie nur für Wellenlängen unterhalb von 300 nm sensitiv sind.

Die Austrittsarbeit der Elektronen aus Halbleitern kann durch starke p-Dotierung verringert werden. Dazu wird vielfach Cäsium verwendet.

Als weitere Möglichkeit die Austritts-Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, können von außen angelegte Felder dienen. Damit der Schottky-Effekt merklich wirkt, sind Felder von einigen kV/cm nötig, was aber nur in Kanalplatten-Photoelektronenvervielfachern verwirklicht werden kann.

Die Größe, die diese Effekte zusammenfasst, ist die Quanteneffizienz ρ . Sie gibt die Anzahl der Elektronen n_k an, die pro eingestrahlttem Photon n_p emittiert werden.

$$\rho = \frac{n_k}{n_p} = S_{k,\lambda} \frac{h\nu}{e} = S_{k,\lambda} \frac{hc}{\lambda e}$$

$S_{k,\lambda}$ ist die spektrale Sensitivität des Kathodenmaterials, λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und h die Plancksche Konstante. Mit $\frac{hc}{e} = 1.2410^{-6} \text{ Wm/A}$ lautet sie dann:

$$\rho = 124 \frac{S_{k,\lambda}(mA/W)}{\lambda(nm)}$$

Abbildung (21) zeigt die Quanteneffizienz gegen die Wellenlänge einer Bialkali-Photokathode.

Eine weitere Größe zur Charakterisierung eines Photoelektronenvervielfachers ist die

Sammlungswahrscheinlichkeit. Sie gibt an, wieviele der Elektronen, die die Photokathode verlassen, auch die erste Dynode erreichen. Auch sie hängt von der Energie des einfallenden Photons ab, läßt sich aber mit der zwischen der Kathode und erster Dynode anliegenden Spannung verbessern. Dabei können Werte zwischen 80 % und 95 % erreicht werden.

Als nächste Größe sei die Verstärkung besprochen. Sie gibt das Verhältnis von Anoden- zu Kathodenstrom an. Nehmen wir eine Sammlungswahrscheinlichkeit zwischen Dynode 1 und n an, so lautet sie:

$$G = \prod_{n=1}^N k_n V_n^\alpha,$$

Dabei ist G die Verstärkung, N die Anzahl der Dynoden, V_n die Spannung, die zwischen Dynode n und Dynode n-1 anliegt. α und k_n sind empirische Konstanten, wobei α typischerweise zwischen 0.6 und 0.8 liegt. Die Verstärkung hängt stark von der angelegten Spannung ab. Dies gibt die Möglichkeit, die Verstärkung zu regulieren. Mit Versorgungsspannungen von 800 - 1800 Volt und 9 - 12 Dynodenstufen sind Verstärkungen von $10^3 - 10^7$ erreichbar.

Ein geringer Strom fließt immer in einem Photoelektronenvervielfacher, auch wenn er völlig im Finstern liegt. Dieser sog. Dunkelstrom erhöht den Untergrund und kann, wenn er zu groß wird, das Zählen von Einzelelektronen verhindern. Seine Höhe stellt somit eines der Auswahlkriterien für einen Photoelektronenvervielfacher dar. Verschiedene Prozesse führen zu Dunkelstrom: Als erstes sei die Thermo-Ionische-Emission genannt, wo von der Photokathode und den Dynoden durch thermische Anregung Elektronen emittiert werden, die dann den Verstärkungsprozess durchlaufen. Dieser Effekt kann durch Kühlen vermindert werden.

Eine weitere Quelle sind Restgase in der Photoelektronenvervielfacher-Röhre, die durch Photonenbeschuß ionisiert werden. Die freiwerdenden Elektronen durchlaufen die Dynoden-Kaskade und liefern Untergrund. Um den zu minimieren, setzt man eine Schwelle, unterhalb derer kein Signal verwertet wird. Dies ist besonders beim Einzel-Photonen-Zählen wichtig. Hier bedarf es kurzer Pulse, d.h. kurzer Anstiegs- und Abfallzeiten, um auch mit höheren Raten den Photoelektronenvervielfacher noch als Photonzähler gebrauchen zu können. Dies ist für den HERA-B RICH besonders wichtig in dem Bereich, wo die Granularität von 9 mm auf 27 mm wechselt. Hier werden Belegungsdichten von bis zu 30% erwartet.

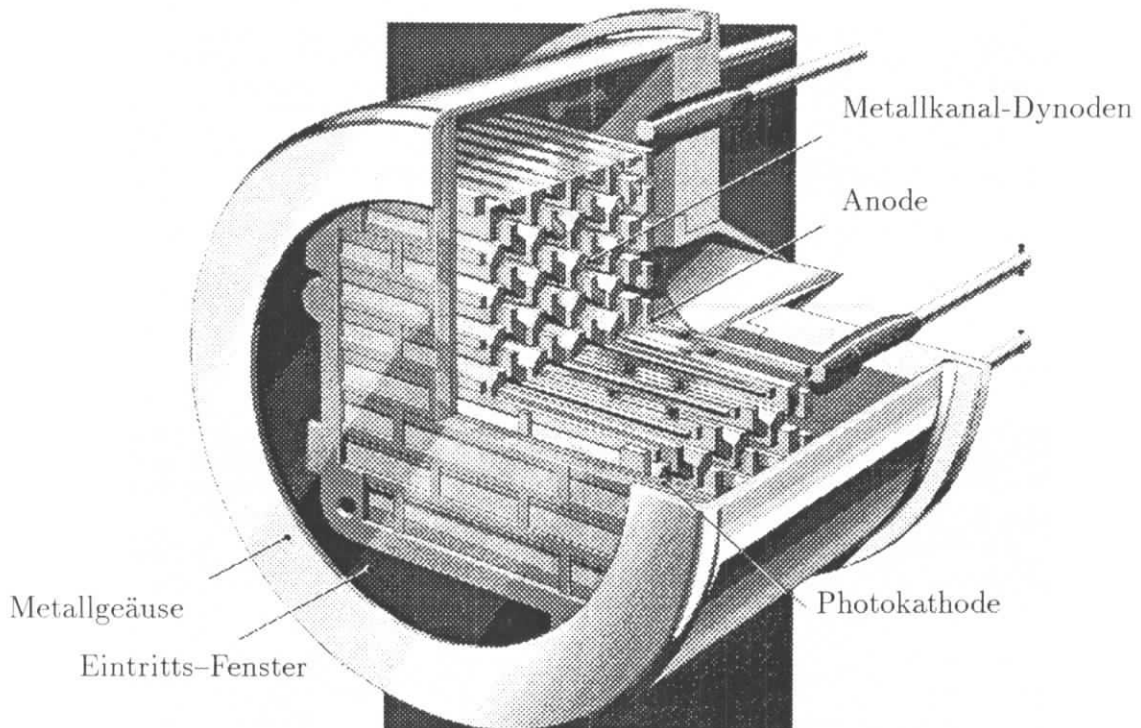


Abbildung 19: Schematische Schnittzeichnung des Hamamatsu R5900. Gut zu sehen ist die Anordnung der Metallkanal-Dynoden, die Photokathode und die Anode.

3.1.1 Der Hamamatsu R5900

Bei der Forderung nach einer Granularität von 9 mm^2 kam uns die Entwicklung eines neuartigen Photoelektronenvervielfachers der Firma Hamamatsu gelegen. Es ist die Familie R5900, eine Abwandlung der R5600 Reihe.

Ursprünglich für andere Zwecke wie Strahlungsnachweis und medizinische Apparate

entwickelt, bietet der R5900 in seinen verschiedenen Ausführungen unterschiedlichste Möglichkeiten. Neu ist, daß der gesamte Photoelektronenvervielfacher in einem Metallgehäuse untergebracht ist, was zu einer starken Miniaturisierung führt. Neu sind auch die hier verwandten Metallkanal-Dynoden. Dies sind 0.5 mm dicke Metallplättchen, die in kurzen Abständen so geschichtet sind, daß die Felder die Elektronen effektiver auf die nächste Dynode leiten. Eine besondere Rolle kommt dabei der ersten Dynode zu. Sie sammelt die Photoelektronen sehr effektiv und erreicht eine Wahrscheinlichkeit von mindestens 90%. Diese Plättchenkonfiguration vermindert die Schwankung in der Sekundäremission und auch in der Verstärkung, reduziert die Rauschquellen und verbessert die Sammelwahrscheinlichkeit. Zusätzlich werden Elektronen aus einer vorhergehenden Verstärkerstufe auf die nächste geleitet, sodaß ein Herumvagabundieren der Elektronen (cross-talk) vermieden wird.

Dieser Aufbau entspricht mehreren Strängen von herkömmlichen Dynoden, was eine

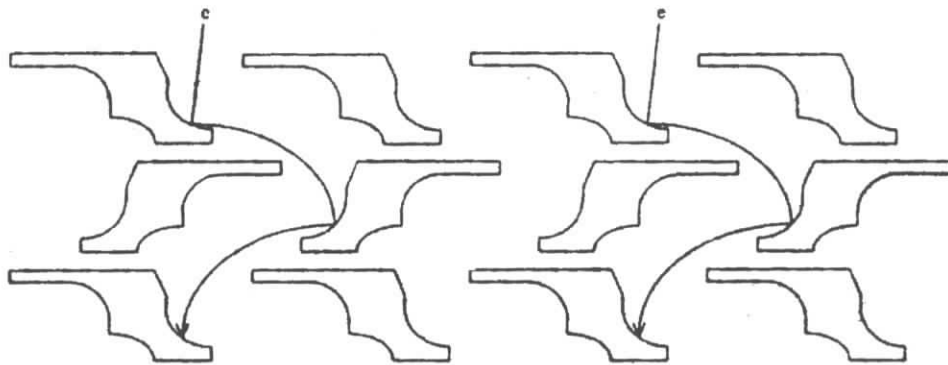


Abbildung 20: Schematische Anordnung der Metallkanal Dynoden

Positionsauffösung innerhalb des Photoelektronenvervielfachers und damit eine Nutzung als Mehrkanal-Photoelektronenvervielfacher möglich macht. Bild (20) zeigt die Struktur der Metallkanal-Dynoden und den Weg der Elektronen.

Die Antwort, die die spektrale Sensitivität und die Quanteneffizienz beinhaltet, wird vom Kathodenmaterial, hier Bialkali, und dem Fenstermaterial bestimmt. Borsilikat als Fenster schneidet das Frequenzspektrum bei ca. 300 nm ab, während ein UV-durchlässiges Glas erst bei 185 nm abschneidet.

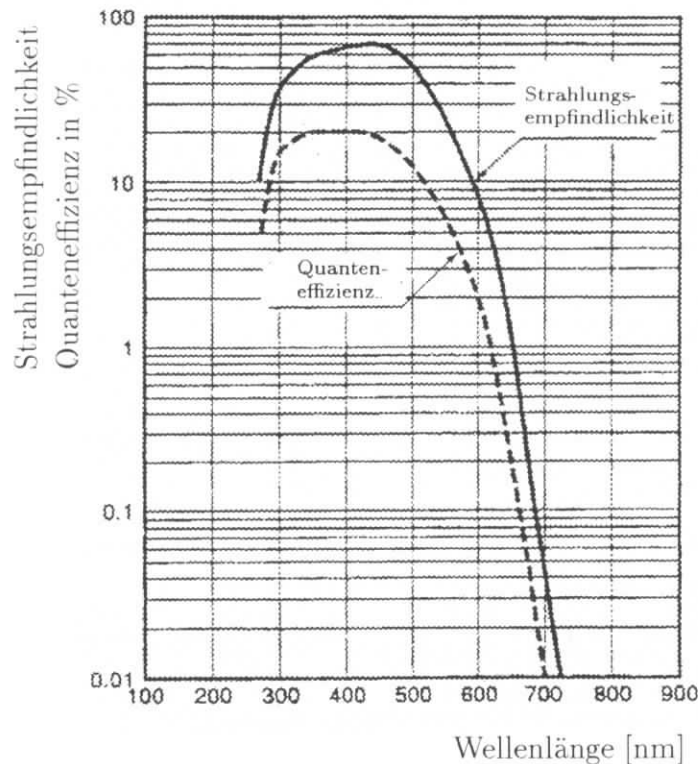


Abbildung 21: Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die gestrichelte Linie ist die Quanteneffizienz, während die durchgezogene Linie die Strahlungsempfindlichkeit der Photokathode ist.

Der Arbeitspunkt für die Verstärkung wurde auf 10^6 festgelegt. Man braucht dafür eine Versorgungsspannung von 900 V. Abbildung (22) zeigt das Pulshöhenspektrum für verschiedene Versorgungsspannungen. Bei 1000 V liefert der Photoelektronenvervielfacher höhere Pulse, die aber eine Anstiegszeit von 60 ns haben und zusammen mit der Abfallzeit oberhalb der Ereignisrate bei HERA-B von 96 ns liegen.

Der R5900 ist so rauscharm, daß er die Anforderungen als Einzel-Photon-Zähler gut erfüllt. Die Pulszeiten liegen bei 12 ns, sodaß der Elektronik viel Zeit bleibt, um die Signale zu verarbeiten, bis das nächste Ereignis nach 96 ns folgt.

Der R5900 zeigt besonders gutes Verhalten in magnetischen Feldern. Da der Weg von der Photokathode in normalen Photoelektronenvervielfachern lang ist, haben Magnetfelder starken Einfluß auf die Sammelwahrscheinlichkeit und damit auf die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit. Im R5900 sind die Abstände zwischen Photokathode und erster Dynode kurz, die Metallkanal-Dynoden sind eben und in gleichen Entfernungen

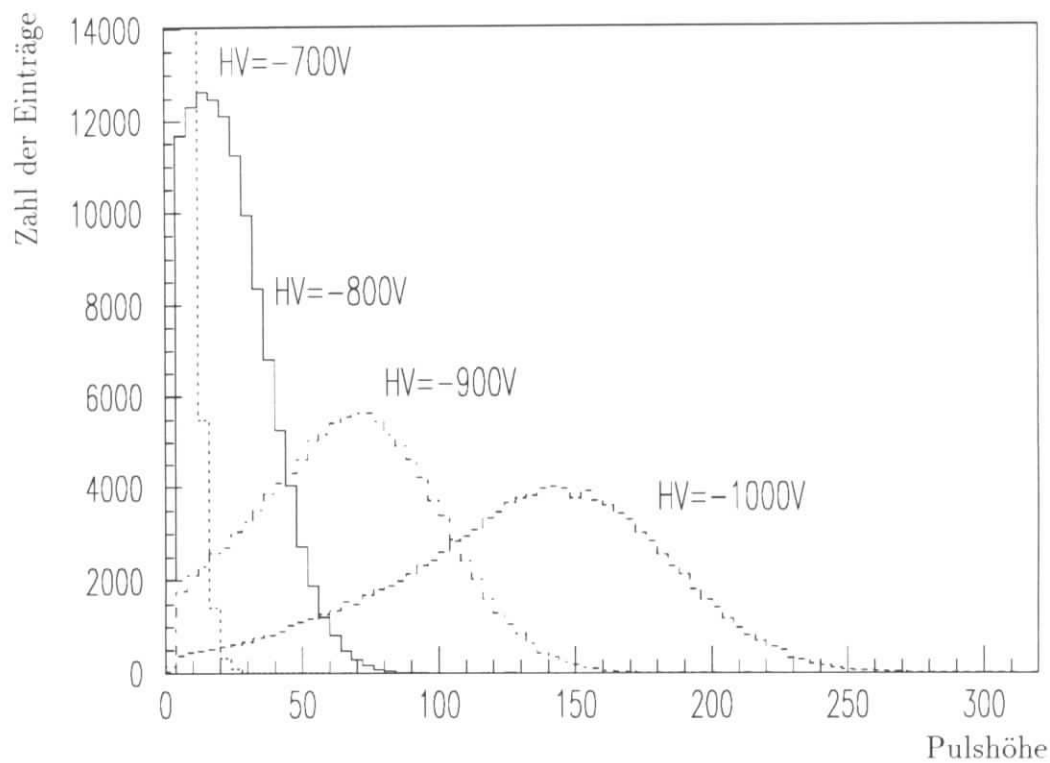


Abbildung 22: Einzelphoton-Pulshöhenspektren für verschiedene Versorgungsspannungen

voneinander angebracht. Dies sowie das Metallgehäuse vermindern den Einfluß von Magnetfeldern drastisch. Wichtig ist dies für HERA-B, da an dem Ort, an dem der Photodetektor sein wird, noch Streufelder des Spektrometermagneten von 50 Gauß herrschen, was die Ausbeute bei normalen Photoelektronenvervielfachern auf 50% reduzieren würde.

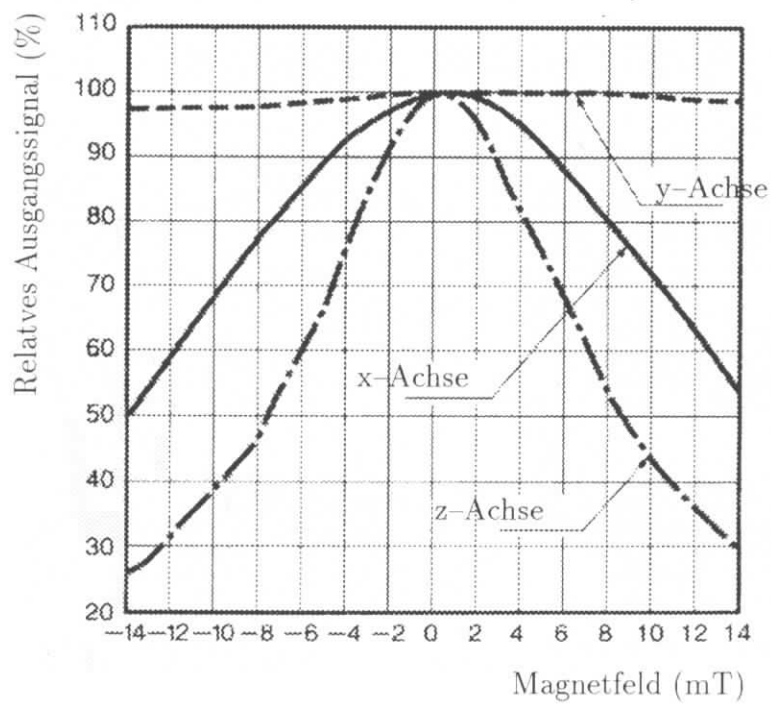


Abbildung 23: Verhalten des R5900 im Magnetfeld

4 Lichtsammlung

Die Photonenzahl, die in Cherenkov-Zählern erzeugt wird, ist gering. Dies macht eine wirksame Lichtsammlung nötig. Als zweiter Grund ist die natürliche Größe der Photonenvervielfacher zu nennen. Die beträgt für den H 6568 30 mm^2 , während die sensitive Fläche nur 16 mm^2 beträgt.

Um das Licht zu sammeln gibt es verschiedene Möglichkeiten:

Entweder kann es durch transparente Lichtleiter über totale interne Reflektion oder durch Reflektion an einer spiegelnden Oberfläche geschehen. Getestet wurden im Zuge der Entwicklung auch Lichtleiter aus Plexiglas des Typs PLEXIGLAS GS Farblos 233, was ein Standardmaterial für Lichtleiter ist. Dazu wurden aus dem Rohmaterial sechzehn einzelne Prismen mit einer Länge von 50 mm, einer Lichteintrittsfläche von 8 mm^2 und einer Austrittsfläche von 3.5 mm^2 gearbeitet. Nachdem die Außenflächen poliert waren, sind die einzelnen Prismen mit der Lichteintrittsfläche auf eine 3 mm dicke Plexiglasplatte derselben Qualität geklebt worden, um eine Einheit für einen sechzehnkanaligen Photoelektronenvervielfacher zu bilden.

Die Lichtausbeute war gering. Die Erklärungen dafür sind zum einen Unzulänglichkeiten bei der Anpassung der Lichtleiter an den Photoelektronenvervielfacher, zum anderen ist dieses Plexiglas nicht mehr durchlässig für Photonen mit Wellenlängen unterhalb von 400 nm. Aber gerade in diesem Bereich werden die meisten Čerenkov-Photonen emittiert.

4.1 Winston-Cones

Eine andere Möglichkeit das Licht zu sammeln geschieht nach einem Konzept von Winston [29] mit sogenannten Winston-Cones. Dies sind im Wesentlichen zylindersymmetrisch um die optische Achse angeordnete Parabelflächen aus spiegelndem Material. Dabei wird je nach Wellenlänge des zu sammelnden Lichtes das reflektierende Material ausgewählt. Winston-Cones sammeln das Licht für einen Kanal und sind für Photoelektronenvervielfacher mit einer Fensteröffnung von einigen Zentimetern Durchmesser entwickelt worden.

4.2 Designkriterien

Der H 6568 hat wie gesagt sechzehn Kanäle, von denen jeder eine Kathodenfläche von $4 \times 4 \text{ mm}$ hat. Wenn man von einer Granularität von $8 \times 8 \text{ mm}$ ausgeht, muß das Licht auf $4 \times 4 \text{ mm}$ komprimiert werden. Zwar sind die Reflektivitäten winkelabhängig, aber wie später gezeigt werden wird, in nicht relevantem Maße im Vergleich zu der Zahl der Reflektionen. Dies gibt uns die Möglichkeit die Länge frei zu wählen.

Hauptziel der Formgebung ist es also, die Anzahl der Reflektionen so niedrig wie möglich zu halten. Zu diesem Zweck wird die Form an eine Parabel als optimale Form angenähert⁴. Diese Näherung ist nötig, da die Kathodenflächen der Photoelektronenvervielfacher quadratisch sind und eine Packung von runden Lichtsammlern Verluste birgt. Außerdem ist es nicht möglich Winston-Cones mit vernünftigem Aufwand als Parabel herzustellen.

Als machbar wird eine einmal gebrochene äußere Sammlerfläche angesehen, wobei die inneren Flächen gerade sind. Hier hätte eine Abwinkelung keinen Effekt, da ein großer Teil des einfallenden Lichtes unreflektiert auf die Kathodenfläche fällt (Abbildung(24). Man sieht in dem oberen Bild, daß senkrecht einfallende Photonen mit einer Reflektion zum Photoelektronenvervielfacher gelangt, wie es als Design-Ziel vorgegeben war. Im unteren Bild ist zu erkennen, daß bei einem Einfallswinkel von 9^0 die meisten Photonen nach 2 Reflektionen auf dem Photoelektronenvervielfacher auftreffen.

Ein weiteres Designkriterium ist eine möglichst gut reflektierende Oberfläche, die im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 650 nm gut reflektiert. Außerdem muß das Material glatt sein, um die Anteile des gestreuten Lichtes gering zu halten, denn das hat größere Reflektionswinkel und damit auch mehrere Reflektionen.

4.3 Die Realisierung

Von diesen Vorgaben ausgehend sind die Lichtsammler konzipiert:

Der Rahmen und damit die äußeren reflektierenden Flächen werden für den Testaufbau aus vier Teilen gefertigt, die aus einem Aluminiumblock gefräst sind. Sie werden mit Schrauben zusammengehalten. So ist für Stabilität und eine einfache Möglichkeit gesorgt, die Lichtsammelereinheit am Photoelektronenvervielfacher zu befestigen.

Für die inneren Reflektorflächen werden Aluminiumbleche mit einer Dicke von 0.5 mm in die dafür vorgesehenen Schlitze in den Rahmen eingepasst. Die Dicke entspricht dem Abstand der aktiven Kathodenflächen voneinander.

Alle Reflektorflächen sind nach geeigneter Vorbehandlung mit spezieller Aluminium-Polierpaste auf einer Polierscheibe poliert worden.

⁴eine Parabel sammelt parallel zur optischen Achse einfallendes Licht in einem Punkt

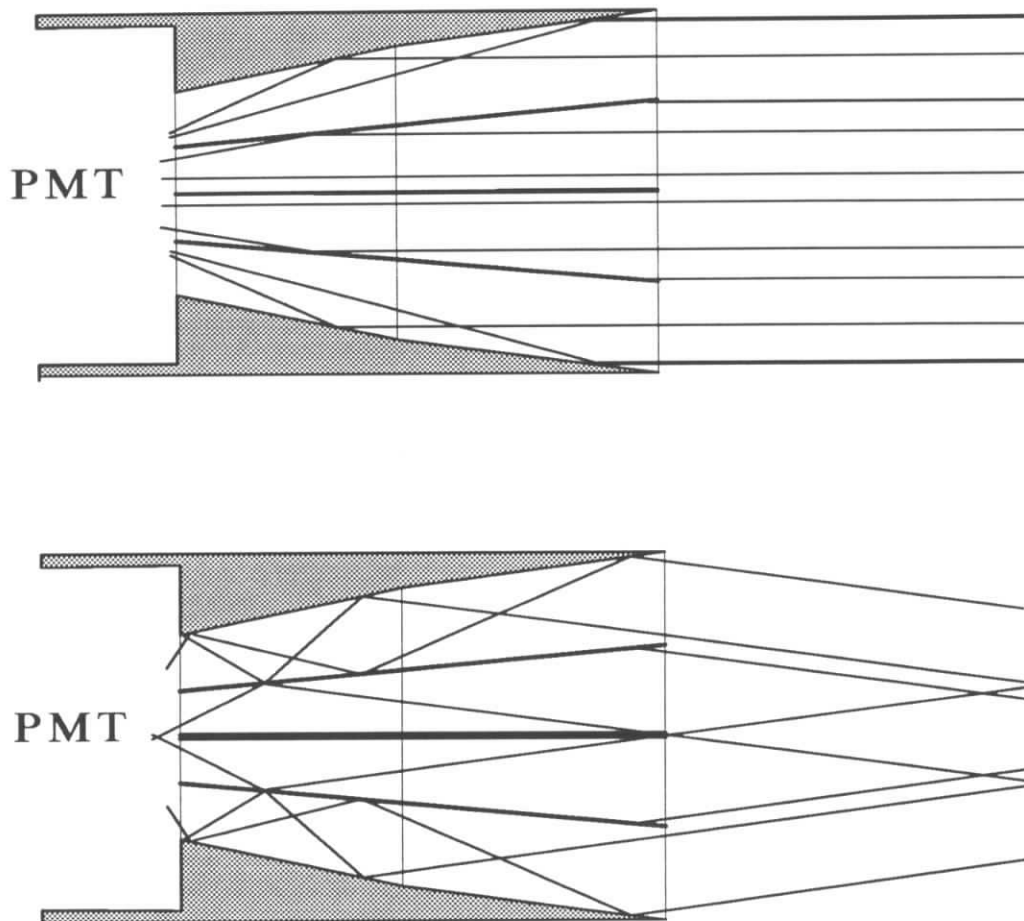


Abbildung 24: Schnitt durch die Lichtsammel­einheit mit Photonen, die senkrecht (oben) und unter einem Einfallswinkel von 90° (unten), wie der maximale Einfallswinkel bei Hera-B sein wird, einfallen.

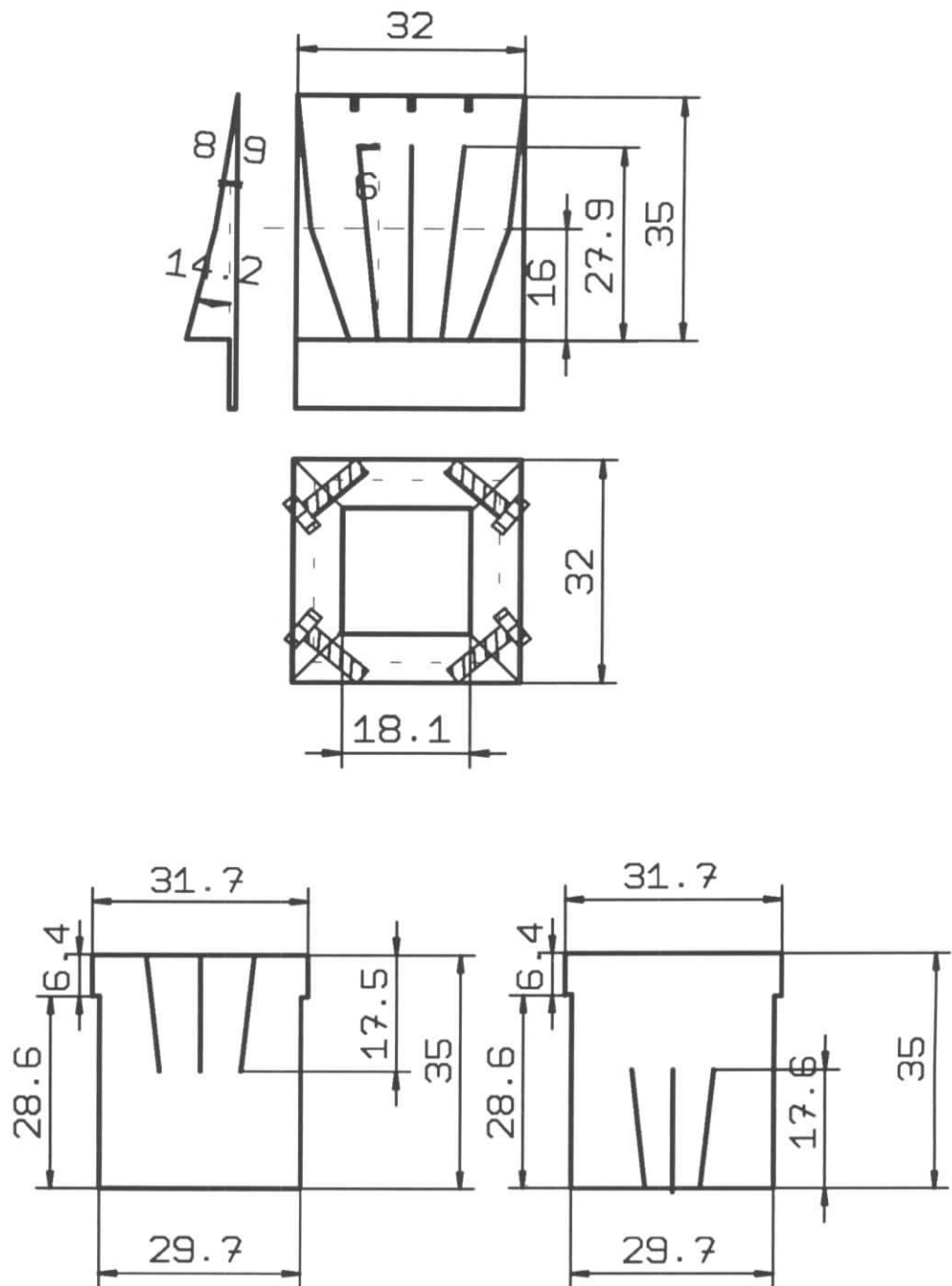


Abbildung 25: Bauzeichnungen für die Lichtsammel­einheit : Oben die des Rahmens und der äußeren Reflektorflächen, unten die der verschiedenen Bleche, die durch den Rahmen gehalten werden.

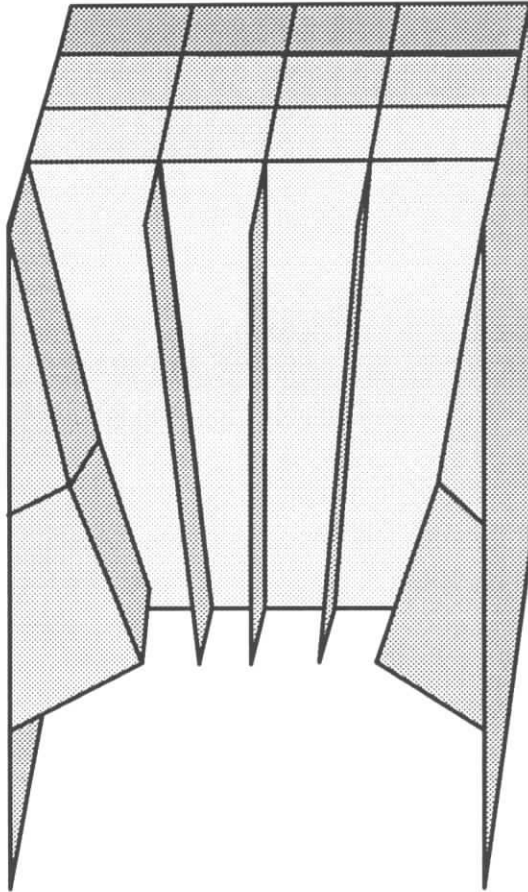


Abbildung 26: 3-D-Darstellung der Lichtsammel-einheit

4.4 Reflektivität von Metallen

Ausgehend von dem bekannten Reflektionsgesetz

$$\frac{\sin \vartheta_i}{v_i} = \frac{\sin \vartheta_r}{v_r} = \frac{\sin \vartheta_t}{v_t} \quad (39)$$

und unter Berücksichtigung, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeiten in den Medien über die dielektrischen Funktionen der Materialien mit der Lichtgeschwindigkeit verknüpft sind, ergibt sich mit

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{c \sqrt{\varepsilon_2}}{c \sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{n_2 \sin \vartheta_i}{n_1 \sin \vartheta_t} \quad (40)$$

das Snell'sche Brechungsgesetz[21]. Die Verhältnisse der Amplituden zueinander erhalten wir, wenn wir die einfallende Welle in zwei Polarisationsrichtungen zerlegen. Dies ist möglich, da sich jede polarisierte oder unpolarisierte Welle als Summe zweier senkrecht zueinander polarisierter Wellen darstellen läßt.

Betrachten wir zuerst den Fall, daß das einfallende \vec{E} -Feld linear polarisiert ist und die Polarisationsrichtung senkrecht zur Einfallsebene liegt:

Der σ -Fall:

Gehen wir von den Stetigkeitsbedingungen für das elektrische und magnetische Feld aus. Sie haben für die Amplituden die Form:

$$E_{y,i} + E_{y,r} = E_{y,t} \quad (41)$$

$$B_{x,i} + B_{x,r} = \frac{1}{\mu_0} B_{x,t} \quad (42)$$

$$B_{y,i} + B_{y,r} = B_{y,t} \quad (43)$$

$$E_{y,i} + E_{y,r} = E_{y,t} \quad (44)$$

Hier wurde angenommen, daß die Medien nicht magnetisierbar sind, sodaß wir uns auf μ_0 beschränken können. Außerdem tritt die z -Komponente nicht auf, da wir die z -Richtung als Ausbreitungsrichtung gewählt haben.

Im σ -Fall hat also das \vec{E} -Feld nur eine Komponente in y -Richtung, und das \vec{B} -Feld liegt in der xz -Ebene. \vec{B} läßt sich durch \vec{E} und den Ausbreitungsvektor \vec{k} ausdrücken:

$$\vec{B} = \vec{k} \times \vec{E}. \quad (45)$$

Daraus ergeben sich die Stetigkeitsbedingungen für die x -Komponente:

aus (42) folgt:

$$(\vec{k} \times \vec{E})_{x,i} + (\vec{k} \times \vec{E})_{x,r} = (\vec{k} \times \vec{E})_{x,t} \quad (46)$$

Da das \vec{E} -Feld nur eine Komponente hat, vereinfachen sich die Stetigkeitsbedingungen zu

$$E_i + E_r = E_t \quad (47)$$

und es ergibt sich aus (46)

$$k_{z,i}E_i + k_{z,r}E_r = k_{z,t}E_t. \quad (48)$$

Da $k_{z,i} = -k_{z,r}$ erhalten wir:

$$E_i - E_r = \frac{k_{z,t}}{k_{z,i}}E_t. \quad (49)$$

Kombiniert man (47) und (49) und bildet den Quotienten aus den Amplituden, so erhält man

$$\rho_\sigma \equiv \frac{E_r}{E_i} = \frac{1 - (k_{z,t}k_{z,i})}{1 + (k_{z,t}/k_{z,i})} \quad (50)$$

den Reflexionskoeffizienten oder

$$\tau_\sigma \equiv \frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{1 + (k_{z,t}/k_{z,i})} \quad (51)$$

den Transmissionskoeffizienten, jeweils in ihren vorläufigen Formen[28].

Erinnern wir uns, daß der Wellenvektor \vec{k} über die Kreisfrequenz ω mit Gruppengeschwindigkeit verknüpft ist, so gelangen wir wieder zu den Brechungsindizes der beiden Materialien:

$$\frac{k_{z,t}}{k_{z,i}} = \frac{\hat{n}_2 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i}, \quad (52)$$

was uns die endgültige Form der Koeffizienten liefert:

$$\rho_\sigma = \frac{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i - \hat{n}_2 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \cos \vartheta_t} \quad (53)$$

$$\tau_\sigma = \frac{2\hat{n}_1 \cos \vartheta_i}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \cos \vartheta_t}. \quad (54)$$

Dies sind die Fresnel'schen Formeln für den σ -Fall.

Für den anderen Extremfall, daß das \vec{E} -Feld völlig parallel zur Ausbreitungsrichtung polarisiert ist, den π Fall, haben wir folgende Situation:

\vec{B} hat nur eine Komponente in y -Richtung, so daß sich die Stetigkeitsbedingungen für die \vec{B}

$$\vec{B}_{iy} \equiv \vec{B}_i \quad \vec{B}_{ry} \equiv \vec{B}_r \quad \vec{B}_{ty} \equiv \vec{B}_t \quad (55)$$

ergeben. Da nach (45) $\vec{B} = \hat{n}\vec{E}/c$ ist, nehmen die Stetigkeitsbedingungen für \vec{B} folgende Form an:

$$\hat{n}\vec{E}_i + \hat{n}\vec{E}_r = \hat{n}\vec{E}_t. \quad (56)$$

Setzt man die Felder als harmonische Welle in die Maxwellgleichungen (90)-(93), so erhält man den dynamischen Zusammenhang zwischen \vec{E} und \vec{B} :

$$-ik \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon i \vec{E}, \quad (57)$$

sodaß man für die stetige Tangential- oder x-Komponente mit $k_y = 0$

$$\frac{-1}{\mu_0 \omega} \frac{(k \times \vec{B})_x}{\hat{n}^2} = \frac{-1}{\mu_0 \omega} k_z B \hat{n}^2 \quad (58)$$

erhält. Setzen wir (58) in (56) ein, wenn wir außerdem berücksichtigen, daß, wie im σ - Fall. $k_r = -k_i$ ist, erhalten wir:

$$\hat{n}(\vec{E}_i - \vec{E}_r) = \left(\frac{\hat{n}_1}{\hat{n}_2} \right)^2 \left(\frac{k_t}{k_i} \right) \hat{n}_2 E_t \quad (59)$$

Aus (56) lassen sich durch Quotientenbildung analog zum σ - Fall den Reflektivitäts- bzw. Transmissions-Koeffizienten ableiten.

$$\rho_\pi = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i - \hat{n}_1 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \cos \vartheta_t} \quad (60)$$

$$\tau_\pi = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\hat{n}_2 \cos \vartheta_i}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \cos \vartheta_t} \quad (61)$$

Dies sind die Fresnelbeziehungen für den π -Fall.

Ein Photon ist durch seine Energie oder seinen Impuls charakterisiert. Deshalb interessiert uns auch nicht das Verhalten einzelner Amplituden, sondern das Verhalten der Energie. Im elektromagnetischen Feld gibt der Poyntingvektor $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}/\mu$ die Energieausbreitung pro Flächeneinheit innerhalb eines Mediums an. Obwohl \vec{B} und \vec{E} nicht gleichphasig sind, können wir mit dem gemittelten Poyntingvektor rechnen:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{n}{c\mu_0} \left[\frac{|\vec{E}|^2}{2} \vec{k} \right] e^{-Kr} \quad (62)$$

r ist die Strecke, die die Welle in das Medium eingedrungen ist, K der Absorptionskoeffizient

$$K \equiv \frac{4\pi k}{\lambda_0} \quad (63)$$

λ_0 ist Strahlungslänge. Da bei Metallen $k \gg \lambda_0$ ist, ist $e^{-Kr} \simeq 1$. Wichtig für unsere Betrachtung ist nur die quadratische Abhängigkeit von der elektromagnetischen

Feldstärke.

Somit haben wir die Reflektivität als

$$R_\sigma \equiv \rho_\sigma^2 = \left(\frac{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i - \hat{n}_2 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \cos \vartheta_t} \right)^2 \quad (64)$$

$$R_\pi \equiv \rho_\pi^2 = \left(\frac{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i - \hat{n}_1 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \cos \vartheta_t} \right)^2 \quad (65)$$

und die Transmittivität

$$T_\sigma \equiv \tau_\sigma^2 = \left(\frac{2\hat{n}_1 \cos \vartheta_i}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \cos \vartheta_t} \right)^2 \quad (66)$$

$$T_\pi \equiv \tau_\pi^2 = \left(\frac{2\hat{n}_2 \cos \vartheta_i}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \cos \vartheta_t} \right)^2 \quad (67)$$

erhalten.

4.5 Mikroskopische Betrachtung

Ein genaueres Verständnis, warum die Reflektivität stark frequenzabhängig ist, kann aus der mikroskopischen Betrachtung gewonnen werden [27].

Ich beschränke mich bei meinen Betrachtungen auf nicht magnetische Materialien. Eine Schlüsselrolle kommt dabei der Polarisation \vec{P} zu, da sie die gebundene Ladungsdichte $\rho_b = -\nabla \cdot \vec{P}$ und die gebundene Stromdichte $\vec{j} = d\vec{P}/dt$ liefert. Mit den freien Ladungsdichten ρ_f und den freien Stromdichten j_f sind alle Quellen für \vec{E} und \vec{B} bekannt.

Beginnen wir mit der Betrachtung eines unpolaren Mediums. Dann ist das induzierte Dipolmoment des i -ten Teilchens

$$p_i = \alpha \vec{E}_m(r_i), \quad (68)$$

dabei ist α die Polarisierbarkeit und $\vec{E}_m(r_i)$ das molekulare elektrische Feld des i -ten Moleküls am Molekülschwerpunkt. $\vec{E}_m(r_i)$ ist nicht nur eine Funktion des Ortes \vec{r}_i sondern auch der Stärke und Orientierung der umgebenden induzierten Dipole.

Um die Polarisierbarkeit zu berechnen, gehen wir zunächst von dem Modell eines einfachen Moleküls aus, das aus einem Atom mit einer unendlich großen Masse und einem mit kleiner Masse und Ladung q besteht. Dann lautet die Bewegungsgleichung mit dem Dämpfungsterm $(m/\tau)d\vec{r}/dt$

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -C\vec{r} - \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} + q\vec{E}_m. \quad (69)$$

τ kann man als mittlere Stoßzeit auffassen. Die Eigenfrequenz des Oszillators ist

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{C}{m}}. \quad (70)$$

C entspricht einer Federkonstanten, die die rücktreibende Kraft darstellt. Nehmen wir das erregende Feld als monochromatisch an, also

$$\vec{E}_m = \vec{E}_{m,0} e^{i\omega t} \text{ und } \vec{r} = \vec{r}_0 e^{i\omega t}. \quad (71)$$

$\vec{E}_{m,0}$ und \vec{r}_0 sind komplexe zeitabhängige Amplituden. Beides in (69) eingesetzt und nach \vec{r} aufgelöst liefert

$$\vec{r} = \frac{q/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau} \vec{E}_m. \quad (72)$$

Nach (68) ist $p_i = \alpha \vec{E}_m(r_i)$. Da dies ist aber auch gleich $\vec{p} = q\vec{r}$ ist, wird α zu

$$\alpha = \frac{q^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau}, \quad (73)$$

womit wir die Polarisation als mittleres Dipolmoment pro Einheitsvolumen

$$\vec{P} = \frac{Nq^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau} \vec{E}_l \quad (74)$$

schreiben können. \vec{E}_l ist das gemittelte molekulare Feld und N die Anzahl der Elektronen pro Einheitsvolumen.

Nachdem wir jetzt α kennen, müssen wir noch \vec{E}_l herleiten.

Dazu gehen wir von einem System eines verdünnten Gases aus, wo wir das \vec{E}_l durch das makroskopische Feld annähern können. Mit der Suszeptibilität

$$\chi = \frac{N\alpha}{\epsilon_0} \quad (75)$$

lautet die dielektrische Funktion

$$\hat{\epsilon}(\omega) = 1 + \chi = 1 + \frac{Nq^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau}, \quad (76)$$

aus der wir nun den komplexen Brechungsindex $\hat{n} = \sqrt{(1 + \chi)} \approx 1 + \chi/2$ berechnen:

$$\hat{n} = 1 + \frac{(Nq^2/2m\epsilon_0)(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2} \quad (77)$$

mit

$$\omega_p \equiv \left(\frac{Nq^2}{m\varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (78)$$

erhalten wir für den Brechungsindex in Real- und Imaginärteil unterteilt

$$n = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)/2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2} \quad (79)$$

$$k = \frac{\omega_p^2\omega/2\tau}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2}. \quad (80)$$

Wenn wir leitende Medien betrachten, können wir diese als ein Elektronengas, das sich vor dem Hintergrund relativ stationärer Ionenrümpfe bewegt, annähern. Das bedeutet, daß unser Molekülmodell verändert wird, sodaß die Federkonstante C und damit die Resonanzfrequenz ω_0 gleich null gesetzt wird. Diese Näherung ist für Frequenzen im UV-Bereich, wo die Schwingungszahl bis zum nächsten Stoß an einem Gitteratom groß ist, oder wo $1/\omega \ll \tau$ ist, berechtigt. So modifiziert hat Gleichung (76) dann folgende Gestalt:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = 1 + \frac{Nq^2/m}{-\omega^2 + i\omega/\tau} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i(\omega/\tau)}. \quad (81)$$

Lassen wir noch für hohe Frequenzen also den stoßfreien Fall $\tau \rightarrow \infty$ gehen, so erhalten wir:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (82)$$

Interessant ist das Verhalten des Brechungsindex:

Ist $\omega > \omega_p$ so ist n , imaginär, während n im umgekehrten Fall reell ist. In einem Medium mit imaginärem Brechungsindex kann sich eine elektromagnetische Welle nicht ausbreiten. Sie wird direkt an der Grenzfläche reflektiert. Trotzdem dringt die Welle in das Medium ein, nimmt aber exponentiell gemäß

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-r/\delta} \cos(\omega t) \quad (83)$$

ab, wobei

$$\delta = -\frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \quad (84)$$

die Eindringtiefe ist.

Ist die Dämpfung nicht vernachlässigbar, so haben der Real- und der Imaginärteil der dielektrischen Funktion folgende Gestalt:

$$\varepsilon_r = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \tau^{-2}} \quad (85)$$

$$\varepsilon_i = \left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \tau^{-2}} \right] \frac{1}{\omega\tau}. \quad (86)$$

Wieder gilt der Zusammenhang zwischen der dielektrischen Funktion und dem Brechungsindex

$$\varepsilon_r = n^2 - k^2 \quad (87)$$

$$\varepsilon_i = 2nk \quad (88)$$

4.6 Metalloptik

Im Gegensatz zu einem Dielektrikum, wo wir die Leitfähigkeit vernachlässigen konnten, ist diese bei Metallen eine entscheidende Eigenschaft, die ihr Verhalten gegenüber elektromagnetischen Wellen bestimmt.

Betrachten wir ein homogenes isotropes Medium mit der Dielektrizitätskonstante, ε der Permeabilität μ und der Leitfähigkeit σ , dann lauten die Materialgleichungen:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad \vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (89)$$

Diese in die Maxwell Gleichungen eingesetzt ergeben:

$$\text{rot} \vec{H} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d}{dt} \vec{E} = \frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E}, \quad (90)$$

$$\text{rot} \vec{E} + \frac{\mu}{c} \frac{d}{dt} \vec{H} = 0 \quad (91)$$

$$\text{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho \quad (92)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0. \quad (93)$$

ρ ist die Ladungsdichte auf dem Leiter. Wird von außen eine elektromagnetische Störung auf dem Leiter induziert, so kann man (92) durch $\text{div} \vec{E} = 0$ ersetzen; denn bildet man von (90) die Divergenz und benutzt (92), so erhält man

$$-\frac{\varepsilon}{c} \frac{d}{dt} \text{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{c} \sigma \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho. \quad (94)$$

Differenziert man (92) nach der Zeit, setzt dies in (94) ein, so erhält man

$$\frac{d}{dt} \rho + \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} \rho = 0. \quad (95)$$

Die Integration liefert dann

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (96)$$

wobei $\tau = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma}$ die Relaxationszeit ist, mit der die Ladungsdichte exponentiell abgebaut wird. Für jedes Medium mit nennenswerter Leitfähigkeit ist die Relaxationszeit auch

im Vergleich zu der Schwingungsdauer verschwindend kurz. So ist die Bedingung $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ erfüllt. Benutzt man (90) und (91), eliminiert daraus \vec{H} und benutzt die Tatsache, daß $\operatorname{div} E = 0$ ist, so ergibt sich die Wellengleichung für \vec{E} :

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\mu \varepsilon}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \vec{E} + \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{d}{dt} \vec{E}. \quad (97)$$

Der Term $\frac{d}{dt} \vec{E}$ beschreibt die Dämpfung.

Nehmen wir $\vec{E} = E_0 e^{-i\omega t}$ als harmonische monochromatische Welle an, so werden nach Einsetzen in (90) und (91) zu

$$\operatorname{rot} \vec{H} + \frac{i\omega}{c} \left(\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \vec{E} = 0 \quad (98)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} - \frac{i\omega\mu}{c} \vec{H} = 0 \quad (99)$$

und aus (97) wird

$$\nabla^2 \vec{E} + \hat{k}^2 \vec{E} = 0. \quad (100)$$

Dabei wurde

$$\hat{k} = \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left(\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \quad (101)$$

gesetzt. Diese Gleichungen sind von der gleichen Form wie die für Dielektrika, wenn man die komplexe Dielektrizitätskonstante einführt:

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (102)$$

In Analogie zu den nichtleitenden Medien definieren wir noch den komplexen Brechungsindex:

$$\hat{n}^2 = \mu \hat{\varepsilon} = \mu \left(\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \quad (103)$$

oder

$$\hat{n} = n(1 + i\kappa). \quad (104)$$

κ ist der Extinktions-Koeffizient. In der Literatur wird häufig auch die Größe $k = n\kappa$ als Extinktions-Koeffizient bezeichnet und ist in Tabellenwerken aufgelistet.⁵

⁵Handbook of Optical Constants of Metals

4.7 Reflektivität von Metallen

Um die Reflektivität an einer Metalloberfläche zu betrachten, gehen wir von einem Übergang zwischen Luft und Metall, also $n_1 = 1$, aus. Auch in diesem Fall gilt das Brechungsgesetz, nur ist jetzt der Brechungs-Index n und der Winkel komplex:

$$\sin \vartheta_t = \frac{1}{\hat{n}} \sin \vartheta_i. \quad (105)$$

Drücken wir $\sin \vartheta_t$ als Funktion des Einfallswinkels und der Materialkonstanten aus: Im Weiteren soll k an Stelle von $n\kappa$ benutzt werden:

$$\sin \vartheta_t = \frac{\sin \vartheta_i}{n + ik} \quad (106)$$

$$\cos \vartheta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \vartheta_t} \quad (107)$$

$$= \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i} \quad (108)$$

So erhalten wir eine Form der Gleichungen, die wir in die das Snell'sche Brechungsgesetz einsetzen können.

4.7.1 Reflektivität von Metallen unter verschiedenen Einfallswinkeln

Das Ziel der Untersuchungen ist es, eine möglichst große und bestimmbare Reflektivität zu erreichen. Da wir hier keine senkrechten Einfallswinkel haben⁶, sondern Winkel im Bereich bis von $70^\circ - 90^\circ$ (relativ zum Lot gemessen), müssen für diese Winkel die Reflektivitäten aus den Brechungsindizes der betreffenden Materialien berechnet werden.

Wir nehmen die Fresnel'schen Formeln für den σ -Fall (65) und für den π -Fall (64), addieren sie jeweils zur Hälfte und ersetzen $\cos \vartheta_t$ durch (108) und erhalten so

$$\frac{R_\sigma + R_\pi}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i - \hat{n}_2 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \cos \vartheta_t} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i - \hat{n}_1 \cos \vartheta_t}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \cos \vartheta_t} \right)^2 \quad (109)$$

$$\cos \vartheta_t = \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i} \quad (110)$$

Das ergibt insgesamt

$$\frac{R_\sigma + R_\pi}{2} = \quad (111)$$

⁶diese sind in der Literatur aufgelistet

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i - \hat{n}_2 \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i}}{\hat{n}_1 \cos \vartheta_i + \hat{n}_2 \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i}} \right)^2 \quad (112)$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i - \hat{n}_1 \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i}}{\hat{n}_2 \cos \vartheta_i + \hat{n}_1 \sqrt{1 - \frac{(n^2 - k^2)^2}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i + i \frac{n^2 k}{(n^2 + k^2)^2} \sin^2 \vartheta_i}} \right)^2 \quad (113)$$

$$(114)$$

Bild 27 zeigt die Winkelabhängigkeit der Reflektivitäten beider Polarisationsrichtungen und die der Gesamtreflektivitäten verschiedener Metalle für eine Wellenlänge von 450 nm.

Neben dem Material ist auch deren Oberflächenbeschaffenheit für die Reflektivität entscheidend. Sie teilt die Lichtstrahlen in drei Teile auf:

- den Anteil, der ideal, geometrisch reflektiert wird,
- den Anteil, der in kleinem Winkel um den eigentlichen Strahl gestreut wird
- den Anteil, der durch die Mikrorauhigkeit diffus gestreut wird und somit verloren geht.

Die Güte einer Oberfläche kann mit der Mikrorauhigkeit beschrieben werden. Dabei gibt es verschiedene standardisierte Meßverfahren, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll. Interessant in diesem Zusammenhang ist nur der Einfluß auf die Reflektivitäten bzw. auf die Streuwinkel. Nehmen wir für unsere Zwecke eine kleine Mikrorauhigkeit an, so kann die Streuverteilung gleich der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion gesetzt werden. Diese kann als eine Exponentialverteilung angesetzt werden [30]. Die gesamte Streuintensität ist dann die Integration über alle Streuwinkel. Durch Messungen wurde der Zusammenhang

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} \sin \alpha \sigma\right)^2 \quad (115)$$

zwischen der Mikrorauhigkeit und der Wellenlänge λ , Einfallswinkel α und Streuamplitude S bestätigt. Für kleine Exponenten kann (115) durch

$$S = \left(\frac{4\pi \sin \alpha}{\lambda}\right)^2 \sigma^2 \quad (116)$$

angenähert werden.

In Abb(28) sind die Streuintensitäten gegen den Einfallswinkel bei einer Wellenlänge

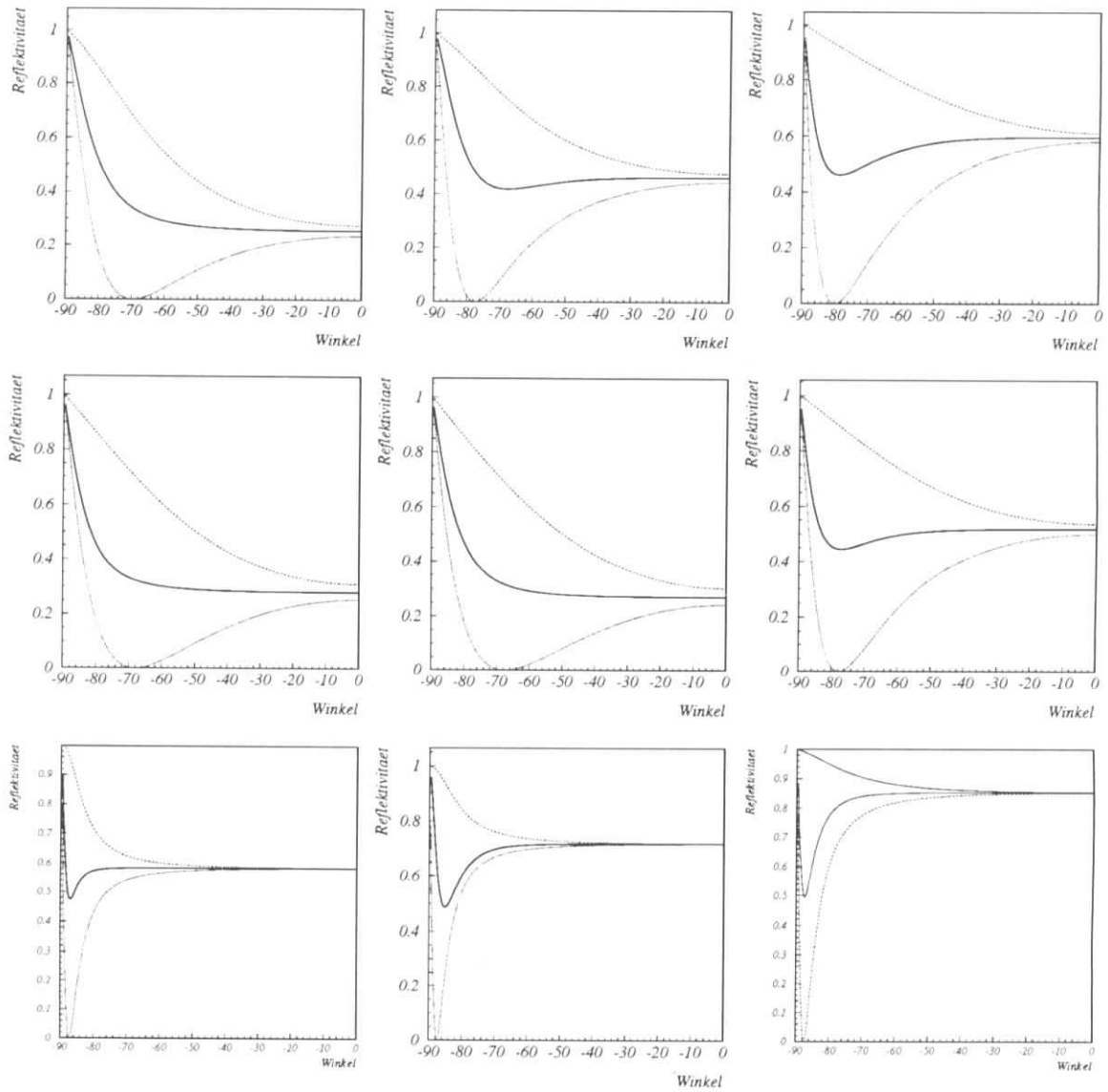


Abbildung 27: Reflektivitäten verschiedener Metalle. Oben für Chrom, in der Mitte für Nickel unten für Aluminium. Die gepunktete Linie ist die p-Polarisation, die dünne die s-Polarisation und die breite Linie ist die gesamte Reflektivität beider Polarisationen. Die linke Reihe ist für eine Wellenlänge von 248 nm, die mittlere für 354 nm und die rechte für 590 nm.

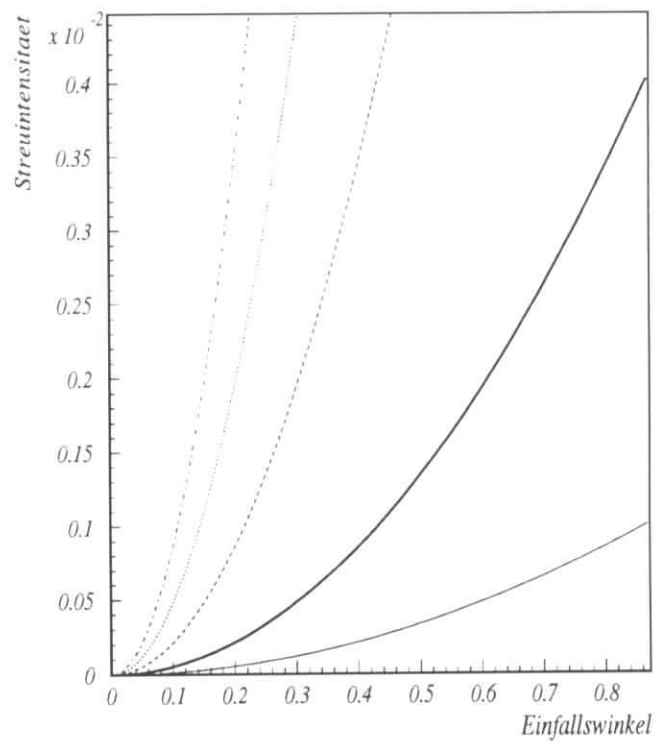


Abbildung 28: Streuintensität gegen Einfallswinkel. Die einzelnen Kurven sind für Mikrorauhigkeiten von 50, 100, 200, 300, 400 nm (von unten nach oben)

von 300 nm aufgetragen. Dies entspricht einer unteren Abschätzung, da mit kürzeren Wellen mehr Licht gestreut wird und 300 nm die untere Grenze der Sensitivität der Photoelektronenvervielfacher ist.

5 Der Testaufbau

Um die Prototypen der Photodetektoren unter realistischen Bedingungen testen zu können, wurde am Teststrahl 24b von DESY III ein RICH aufgebaut. Dieser besteht zum einen aus einem Radiatortank mit einem Durchmesser von 80 cm und einer Länge von 5 m. In diesem Radiatortank ist der Hohlspiegel angebracht, der das Čerenkovlicht auf die zu testenden Photodetektoren projiziert. Dieser Spiegel stammt aus dem OMEGA-Experiment und hat eine Brennweite von 5 m. Diese hat auch die Radiatorlänge festgelegt, da die Photodetektoren im Brennpunkt des Spiegels sein müssen, um den Ring scharf abbilden zu können. Das Radiatorgas für diese Tests war immer Argon ($n = 1.000315$ bei 7 eV) und die Energie des Elektronenstrahls war auf 3 GeV eingestellt. Auf der Strahleintrittsseite wurden ober- und unterhalb des Elektronenstrahls Möglichkeiten geschaffen, verschiedene Prototypen von Photodetektoren zu testen. Zwischen diesen und dem Radiator wurde eine Quarzglasscheibe (5 mm Suprasil) als Fenster benutzt. An diesen Plätzen wurden schon die Proportionalkammer, die TMAE als photosensitive Substanz benutzt hat und auch die Drahtkammer mit CSI als Photokathode erfolgreich getestet [24] [23].

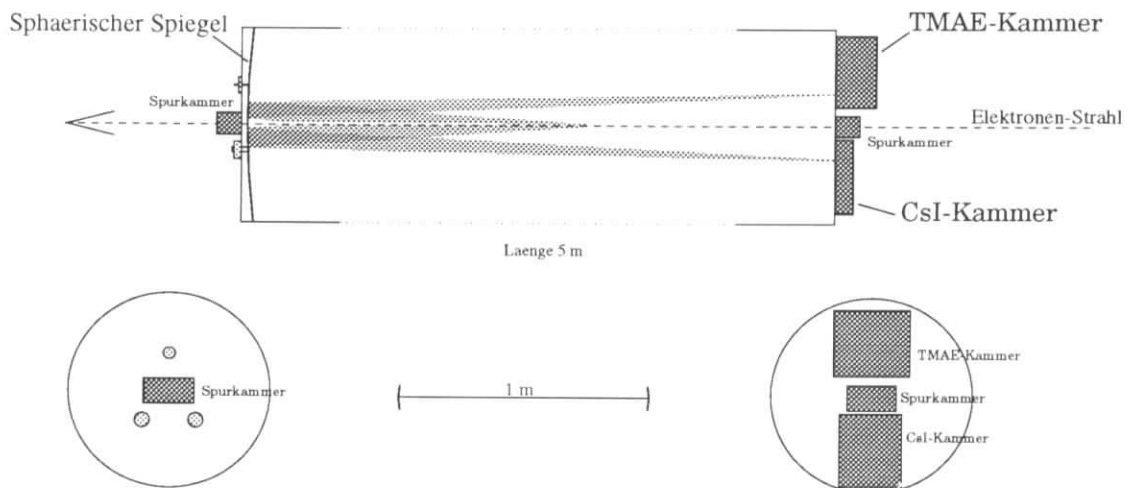


Abbildung 29: Seitenansicht des Test-RICH

Um die Spur der Elektronen zu bestimmen sind an der Strahleintritts- und austrittsseite des Radiators je eine ortsauflösende Drahtkammer montiert. Bei diesem

Typ wird nicht jeder Kanal einzeln ausgelesen, vielmehr sind alle induktiv an verschiedene Punkte einer Verzögerungsleitung angeschlossen. Durch die Zeitdifferenz, mit der die Signale eintreffen, kann der signalgebende Draht ermittelt werden. Da die Signale in der Regel auf mehrere Drähte verteilt sind, kann anhand der Ladungsverteilung deren Schwerpunkt bestimmt und so eine bessere Ortsauflösung erreicht werden, als mit einer Kammer, wo die Drähte einzeln ausgelesen werden. Das hat allerdings den Nachteil, daß Signale mehrerer gleichzeitig durchfliegender Teilchen nicht aufgelöst werden können. In unserem Fall ist dies aber nicht wichtig, da der Elektronenstrahl Einzelelektronen enthält. Die hier verwendeten Kammern haben 56 Signaldrähte im Abstand von 2 mm auf zwei Ebenen verteilt, sodaß die zwei Koordinaten des Elektrons in einem Bereich von $5 \times 5 \text{cm}^2$ gemessen werden können. Die Signale der Anodendrähte werden benutzt um eine Triggerlogik aufzubauen, die nur Daten ausliest, wenn das Teilchen einen Szintillator und die beiden Spurkammern durchfliegt. Der Szintillator liefert das Startsignal für die TDCs (Zeit in digital Konverter).

Um die Photoelektronenvervielfacher zu testen wurde ein speziell für diesen Zweck entwickeltes Gehäuse an die Stelle der CsI - Kammer montiert. Dies kann zum einen bis zu 8 Photoelektronenvervielfacher halten, zum anderen bietet es auch Platz für Lichtsammleinheiten mit einer Länge von mehr als 10 cm. Wie in Bild(30) zu sehen ist, werden Photoelektronenvervielfacher zwischen zwei parallel laufenden Paßstücken mit Schrauben gehalten. Das gleiche gilt für die Lichtsammler. Diese Passstücke können je nach Bedarf so angebracht werden, daß auch vier Photoelektronenvervielfacher in einer Reihe angeordnet werden können oder daß vier in einem Block aufgebaut sind. Die gewählte Anordnung kann über eine Distanz von fast 10 cm in vertikaler Richtung bewegt werden. Als Antrieb dient ein Handrad, das mittels eines Zahnrades über eine Kette beweglich gelagerte Gewindestangen dreht. An denen schrauben sich die Passstücke entlang. Über einen Peilstab kann die genaue Position der Photoelektronenvervielfacher von außen abgelesen werden.

Bild (31) zeigt den Aufbau von der Seite. Die Ausleseelektronik stammt von der ARGUS Driftkammer [32].

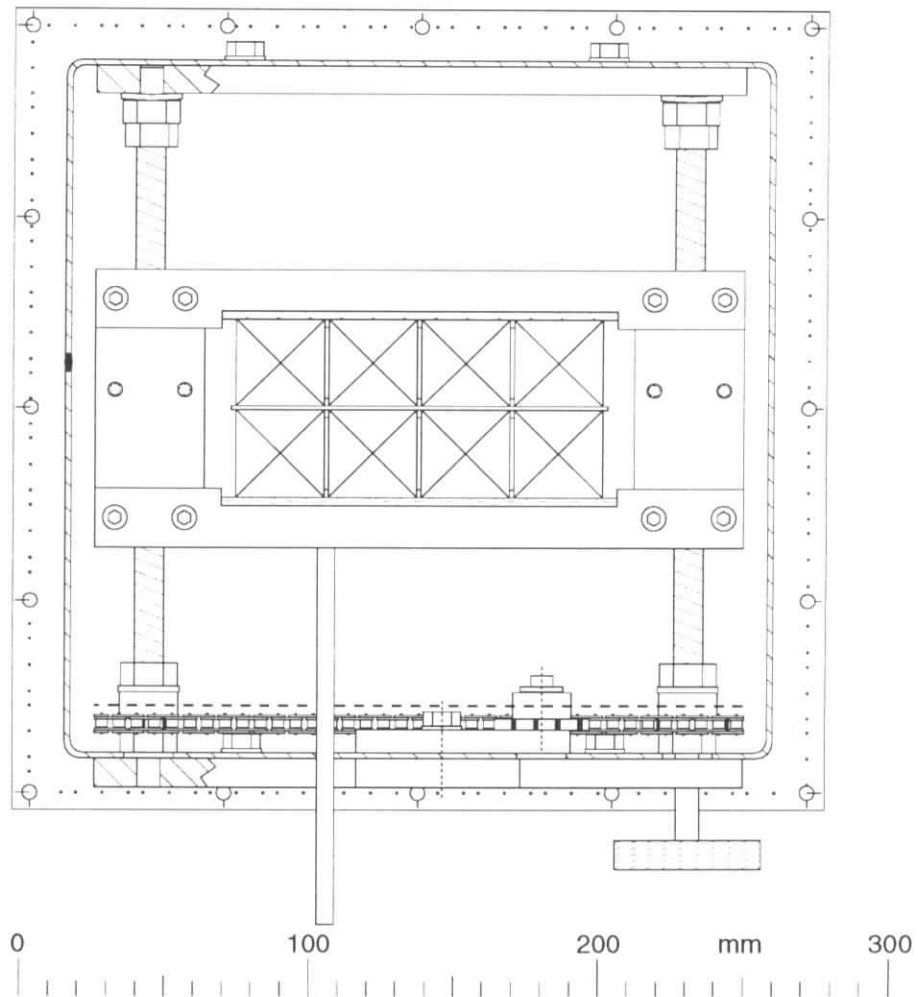


Abbildung 30: Zeichnung des Gehäuses zur Aufnahme der Photoelektronenvervielfacher . Ansicht von der Rückseite. Man sieht die Plätze für die Photoelektronenvervielfacher, links und rechts die Gewindestangen, an denen sich die Halterung befindet, mit der die Photoelektronenvervielfacher vertikal verschoben werden. Unten die Antriebskette und der Meßstab, um die Position bestimmen zu können.

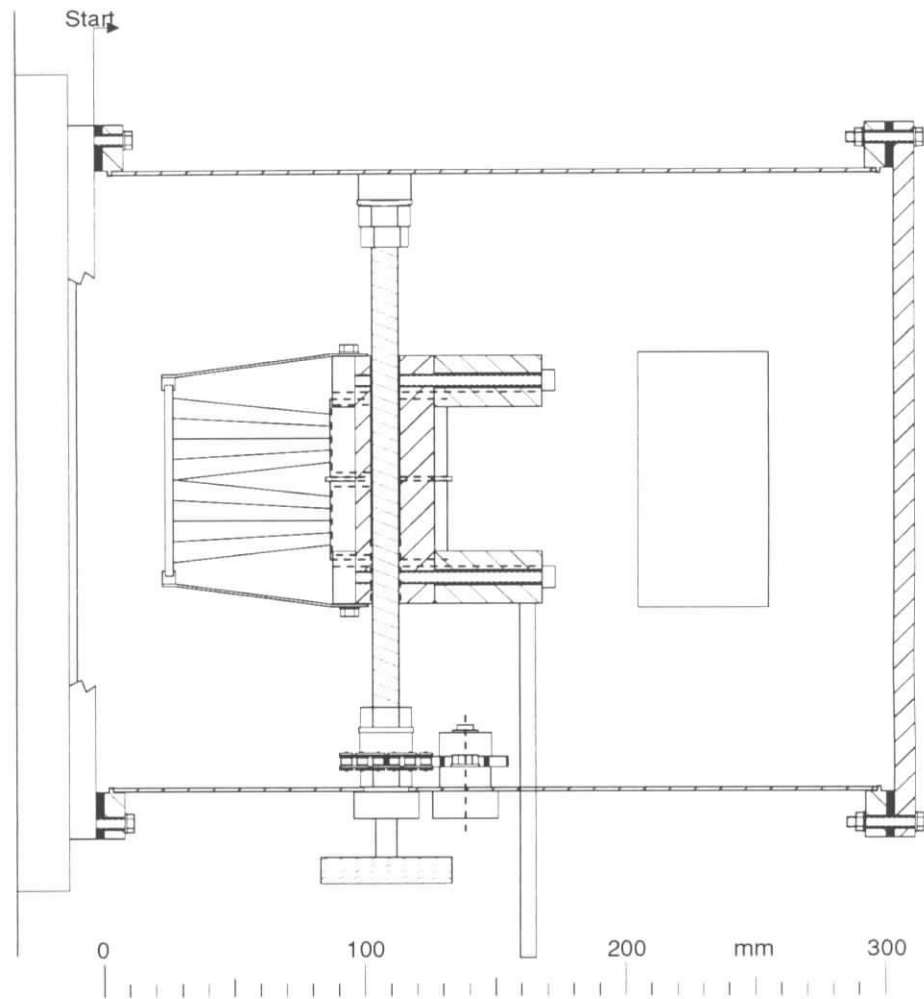


Abbildung 31: Seitenansicht des Aufbaus. Ganz links das Quarzfenster; links von der Gewindestange sind die Lichtleiter gezeichnet.

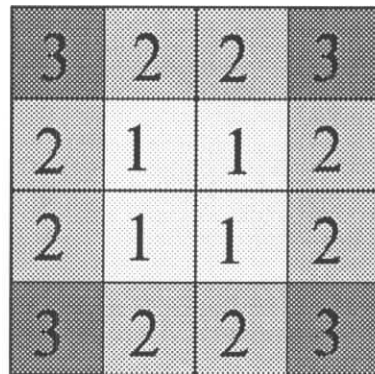
5.1 Die Messung

Ziel der Messung ist es, die mit der beschriebenen Lichtsammelinheit nachweisbare Zahl der Photonen pro Čerenkovring zu bestimmen. Da die Photonenzahl auf dem Ring einer Gaußverteilung gehorcht, die Photoelektronenvervielfacher aber nicht groß genug sind um die gesamte Ringbreite aufzunehmen, müssen sie mit der im Kapitel 4 beschriebenen Vorrichtung durch den Ring gefahren werden. Die einzelnen Positionen müssen zusammengesetzt werden, wodurch sich das gesamte Profil des Čerenkovrings ergibt. Dies Profil ist über den ganzen Kreisring gleich und man kann so die komplette Zahl der Photonen ermitteln. Der Durchmesser kann aus der Wellenlänge der Photonen und der Fokallänge des Spiegels berechnet werden. Die Ringbreite ergibt sich bei der Auswertung.

Für die Messung wurde der Spiegel so eingestellt, daß der zu vermessende Bereich des Kreisabschnitts genau waagrecht liegt. Bei einem Ringdurchmesser von 25.5 cm kann dieser auf der Länge von 6.4 cm auch als gerade betrachtet werden kann.

An jeder Position der Messvorrichtung wurden die Čerenkovphotonen einiger tausend Elektronen, die durch den Radiator geschickt wurden, mit den Photoelektronenvervielfachern registriert.

Das Durchfahren des Ringes wird sowohl mit als auch ohne Lichtsammelinheit gemacht. Aus den Werten beider Messungen kann sowohl die gemittelte Sammeleffizienz der Lichtsammelinheit und die einzelner Zellen bestimmt werden siehe Abb.(32).



3	2	2	3
2	1	1	2
2	1	1	2
3	2	2	3

Abbildung 32: Anordnung der Lichtsammelinheit . Zelltypen unterschiedlicher Effizienz sind je nach Lichtdurchlässigkeit schattiert.

5.2 Die theoretischen Vorhersagen

Zuerst ist die geometrische Anordnung des Testaufbaus von Interesse. Aus Abbildung(33)

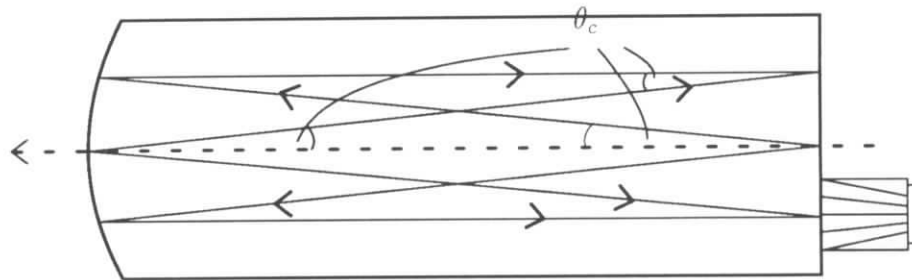


Abbildung 33: Geometrische Situation des Test-RICH.

geht hervor, daß die Photonen unter einem maximalen Winkel, der dem Čerenkovwinkel entspricht, in den Photoelektronenvervielfacher oder die Lichtsammelvorrichtung einfallen. Dieser errechnet sich für Argon zu

$$\theta_c = \sqrt{2(n-1)} = 0.0255 \text{ rad} = 1.45^\circ. \quad (117)$$

Der Elektronenstrahl ist Ortsschwankungen unterworfen. Sie ergeben bei einer Radiatorlänge von 5 m und einer Spurkammergröße von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ eine maximale Abweichung von der Ideallage von

$$\arcsin\left(\frac{0.05}{5}\right) = 0.057^\circ \hat{=} 1 \text{ mrad}. \quad (118)$$

Das ist also im Vergleich zu dem Čerenkovwinkel vernachlässigbar.

Die schlechteste Transmission haben die Zellen vom Typ 3, was aufgrund ihrer Geometrie zu erwarten ist. Alle einfallenden Photonen müssen mindestens einmal reflektiert werden. Hier gibt es Bereiche, wo sie nur nach einer zweifachen Reflektion den Photoelektronenvervielfacher erreichen. Zellen vom Typ 2 haben nur sehr kleine Bereiche mit zweifacher Reflektion, da nur eine Seite einen Winkel von 8.9° bzw. 14.2° mit der senkrechten Einfallsrichtung bildet. Durch Zellen vom Typ 1 erreichen 50% der Photonen unter senkrechtem Einfall den Photoelektronenvervielfacher ohne

Reflektivität %	Transmittivität %	mittlerer Einfallswinkel auf Photokathode
60	41	Für Typ 1 10° Für Typ 2 18° Für Typ 3 25°
70	52	
80	64	
90	80	
100	98	

Tabelle 1: Ergebnisse aus Simulationsdaten für den Testaufbau.

Reflektion.

Simulationen haben unter Berücksichtigung der obigen Symmetrie folgende Ergebnisse vorhergesagt:[13]

Das Verhältnis der Transmittivitäten von Typ 1 zu Typ 3 ist:

$$\frac{TR_1}{TR_3} \approx 1.7.$$

Die Lichtsammelinheit ist gegenüber Variationen des Einfallswinkels relativ unempfindlich, d.h. eine Variation des Einfallswinkels um bis zu zwei Čerenkovwinkeln ($\theta_{CH.var} = (0.....2) \times \theta_{CH}$) liefert keinen merklichen Abfall der Transmittivität. Bei einer Variation von viermal dem Čerenkovwinkel betragen die Verluste 0.2 - 1%. Die Tabelle (1) gibt die Werte für eine Variation des Einfallswinkels von zwei Čerenkovwinkeln wieder.

5.3 Die Analyse

Zur Analyse wurden folgende Daten benutzt:

- Die Zahl der Teilchen, die den Szintillator und die zwei Spurkammern durchqueren.
- Die Zeit vom Starten der „Uhr“ durch den Szintillator bis zum Stop durch den Nachweis eines Signals in einem Photoelektronenvervielfacher.
- Einträge in den einzelnen Kanälen der Photoelektronenvervielfacher.
- Die relative Position jeder Zelle, die an dem Meßstab, der sich an der Halterung für die Photoelektronenvervielfacher befindet und mitbewegt wird, abzulesen ist.

Diese Daten stehen sowohl für Photoelektronenvervielfacher mit und ohne Lichtsammel-einheiten zur Verfügung.

Um die Messung auszuwerten sind zwei verschiedene Methoden verwandt worden. Gemeinsam ist den beiden Methoden, daß für jede einzelne Position der Photoelektronenvervielfacher die Einträge in jeder Zelle nebeneinandergeschrieben werden und auf die Zahl der getriggerten Elektronen bezogen wird. So bekommt man das Profil des Čerenkovrings normiert auf ein den Radiator passierendes Elektron. Aus dem Profil kann die Breite des Rings, die Zahl der Photonen, die relative Ausbeute an Photonen und damit die Nachweiseffizienz bestimmt werden.

Da nicht alle Zellen das gesamte Ringprofil überstreichen können, Abbildung(35), ist es besonders bei den Daten mit den Lichtsammel-einheiten wichtig, die Einträge mehrerer Zellen so zu überlagern, daß sie sich zu einer Kurve zusammenfügen. So erhält man das Ringprofil über einen größeren Bereich und man kann auch den Untergrund betrachten, was aber nur am Rande Teil dieser Arbeit ist. In Abbildung (34) sind sie Ringprofile nach diesem Verfahren dargestellt.

Die andere Methode wurde für die Daten ohne Lichtsammlung gewählt, da die einzelnen Messungen im Abstand von 4 mm aufgenommen wurden, dieses Maß aber nicht mit der Größe der Photokathoden der einzelnen Photoelektronenvervielfacher-Kanäle in Einklang zu bringen ist. Sie haben eine aktive Fläche von $4 \times 4 \text{ mm}^2$, zwischen denen sich aber ein toter Streifen von 0.5 mm Breite befindet.

Das Verfahren ist ähnlich wie oben beschrieben, daß für jede Position der Photoelektronenvervielfacher die Zahl der Einträge nebeneinandergeschrieben werden. Nur werden hier nicht die Kurven addiert, da sie nicht sinnvoll überlagert werden können. Statt dessen werden aus den einzelnen Ringprofilen die von einem Elektron erzeugten nachweisbaren Photonen bestimmt und auf den ganzen Čerenkovring hochgerechnet. Diese Zahlen werden nach dem Schema der Transmissionstypen, wie in Abb.(32) zu sehen, addiert und durch die Zahl der ausgewerteten Zellen geteilt. So erhält man Werte, die miteinander verglichen werden können. Das gleiche Verfahren wurde auch für die Meßreihe mit Lichtsammel-einheit angewandt. In Abbildung(36) und (37) sind die Ergebnisse mit und ohne Lichtsammel-einheit zusammengefaßt. In Abb.(35) sind einige typische Ringprofile des Verfahrens mit und ohne Lichtsammel-einheit dargestellt. In y-Richtung sind die Zahl der Einträge pro Elektron (event) und mm^2 in Zellen unterschiedlicher Position aufgetragen, während in x-Richtung der relative Abstand vom Ringmittelpunkt in mm aufgetragen ist. Die Werte in x ergeben sich aus der Ablesung des Peilstabes, der für die unterste Zellreihe als Referenz gilt. An die Meßwerte sind eine Gaußfunktion für das Signal und ein Polynom zweiten Grades für den Untergrund angepasst. Die Form des Untergrundes wurde aus dem ersten Verfahren bestimmt und für alle Einzelkurven aus dem zweiten Verfahren verwandt. Nur die Höhe war noch variabel.

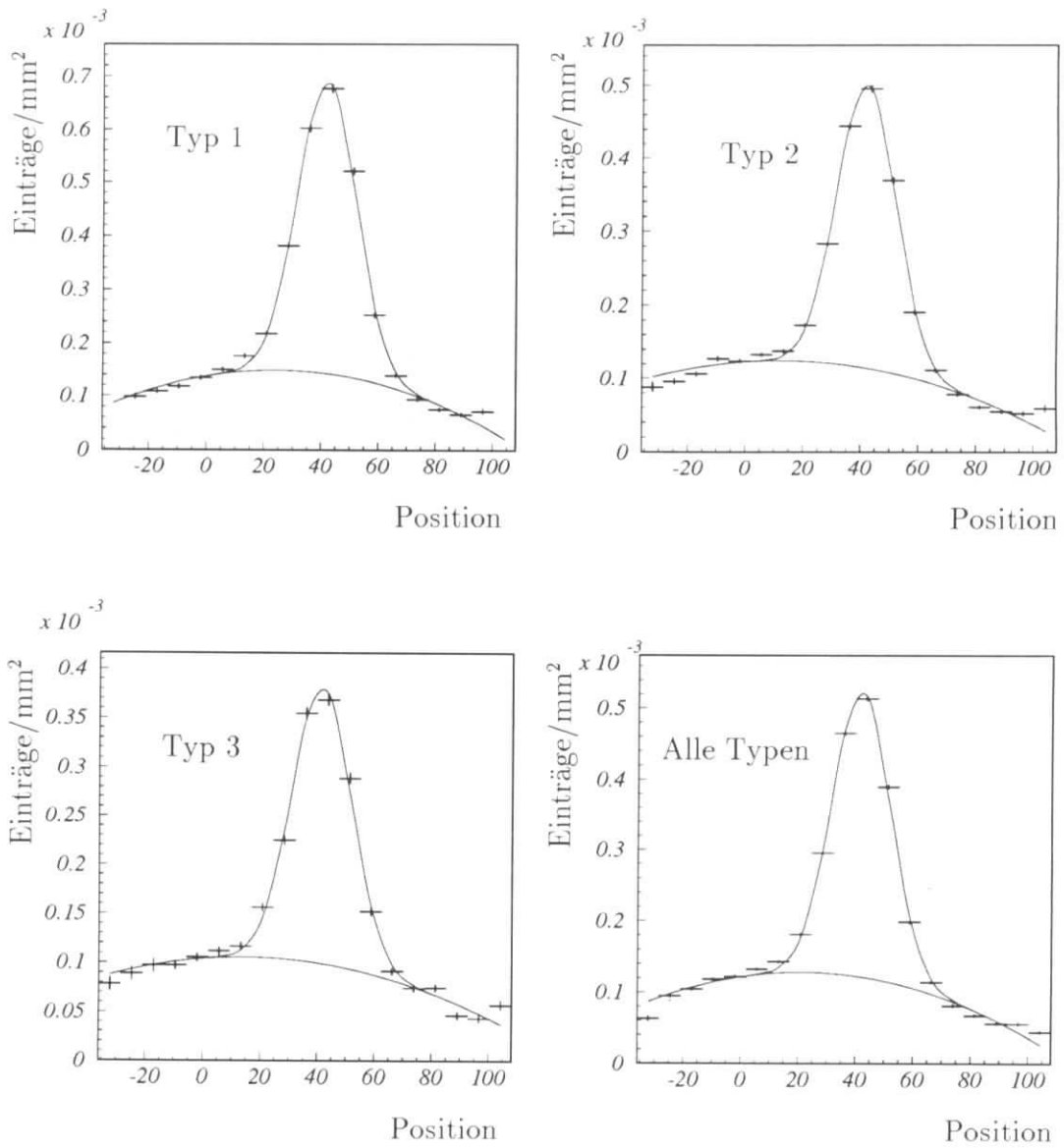


Abbildung 34: Ringprofile mit Lichtsammleinheiten aufgenommen. Die Einträge sind nach den verschiedenen Lichtsammleffizienzen geordnet und addiert.

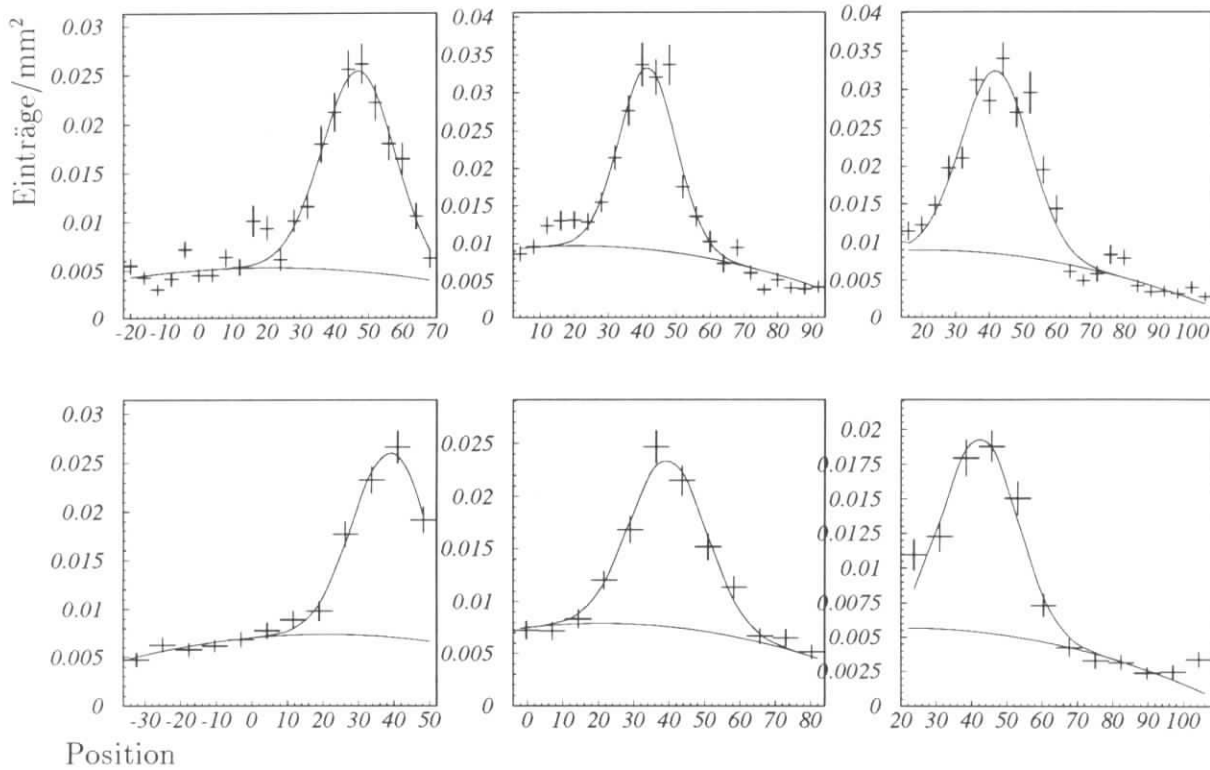


Abbildung 35: Ringprofile. Es sind jeweils links die innersten Zellen und rechts die äußersten Zellen dargestellt. Das mittlere ist ein vollständiges Ringprofil aus der Mitte der Meßanordnung. Die obere Reihe wurde ohne und die untere mit Lichtsammel-einheiten aufgenommen.

Eine Gaußfunktion wird mit drei Parametern beschrieben:

$$g(x) = PAR1 \times \exp\left(\frac{(x_0 - PAR2)}{2(PAR3)^2}\right) \quad (119)$$

Aus den so bestimmten Parametern ergibt sich gemäß

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_{tot}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{((x_0 - x)^2)}{2\sigma^2}\right). \quad (120)$$

Zahl der nachgewiesenen Photonen			
	Photoelektronen- vervielfacher	Lichtsammel- einheit	Effizienz der Lichtsammlung in %
Typ 1	19.3	10.9	57
Typ 2	21.9	7.5	36
Typ 3	25.0	5.5	24
gemittelt	22.0	7.85	36

Tabelle 2: Ergebnisse aus der Messung

aus Koeffizientenvergleich folgt, daß

$$\frac{N_{tot}}{\sqrt{2\pi}\sigma} = PAR1 \text{ und } \sigma = PAR3 \quad (121)$$

damit ergibt sich die Zahl der Einträge pro Zelle

$$N_{tot} = \sqrt{2\pi} PAR1 \cdot PAR3$$

und die Zahl der Photonen auf dem Čerenkovring errechnet sich für den gesamten Ring nach

$$N_{ges} = 2\pi N_{tot}.$$

In Abbildung 36 und 37 sind die Ergebnisse für mit und ohne Lichtsammeleinheit zusammengefaßt, dabei wurde ein Ringdurchmesser von 25.3 cm für den sichtbaren Wellenlängenbereich benutzt.

In Abbildung(38) sind die Lichtsammlungseffektivitäten der einzelnen Zellen dargestellt.

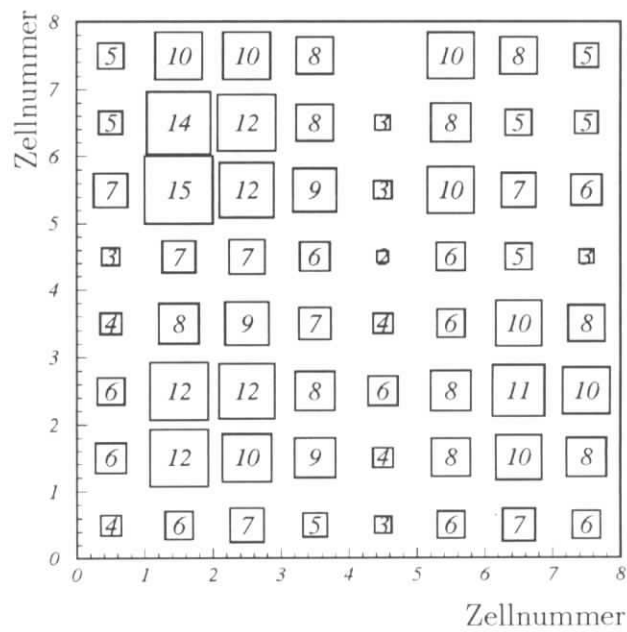
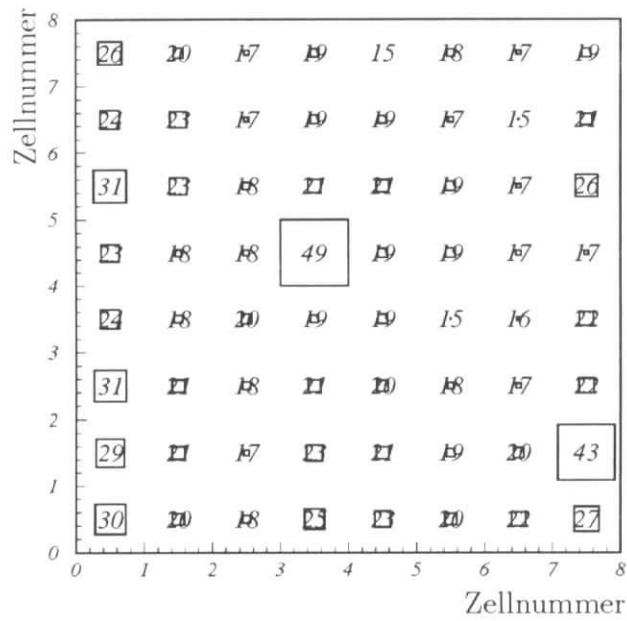


Abbildung 36: Zahl der nachgewiesenen Photonen. In x- und y -Richtung sind die Positionen der Zellen und in z -Richtung die Zahl der nachgewiesene Photonen aufgetragen. Oben nur Photoelektronenvervielfacher und unten mit Lichtsammelinheit

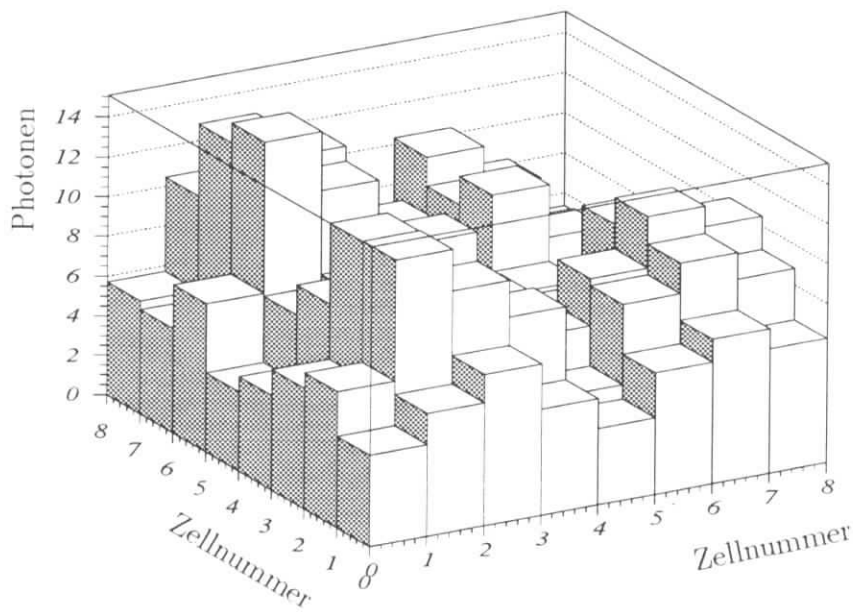
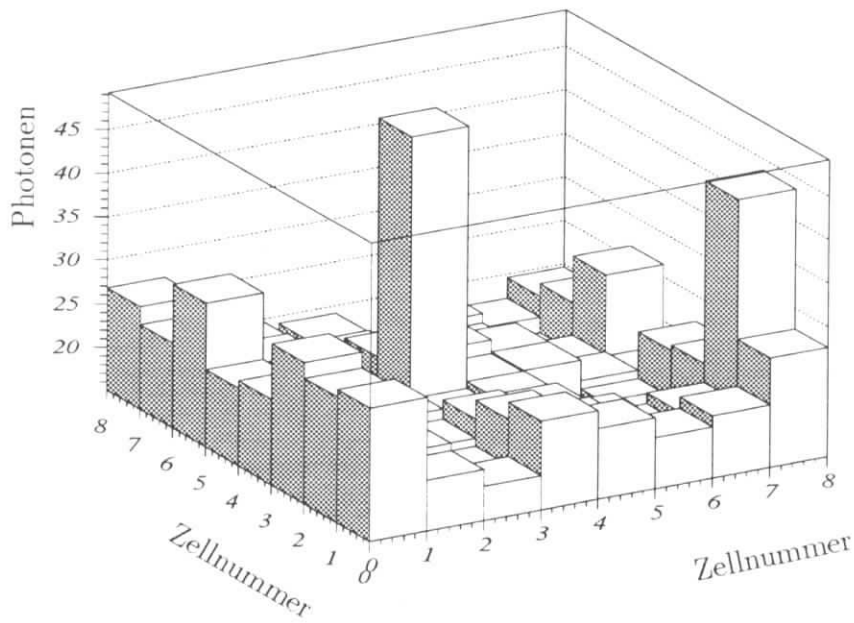


Abbildung 37: Zahl der nachgewiesenen Photonen. In x- und y -Richtung sind die Positionen der Zellen und in z -Richtung die Zahl der nachgewiesenen Photonen aufgetragen. Oben nur Photoelektronenvervielfacher und unten mit Lichtsammel- einheit .

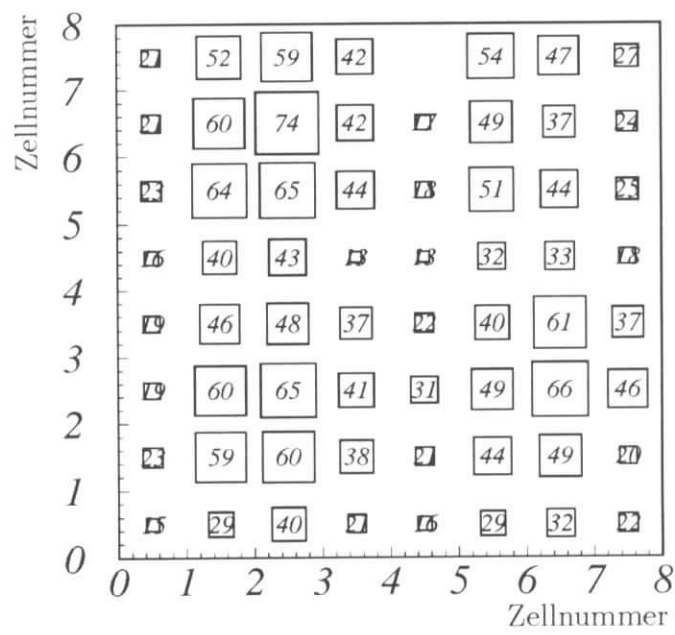


Abbildung 38: Lichtsammlungseffektivitäten der einzelnen Zellen. Die Zahlen in den Zellen sind die prozentualen Anteile der nachgewiesenen Photonen.

Zahl der nachweisbaren Photonen			
	Photoelektronen- vervielfacher	Lichtsammel- einheit	Effizienz der Lichtsammlung in %
Typ 1	15.3	15.26	79
Typ 2	17.3	10.5	61
Typ 3	19.8	7.7	38
gemittelt	17.4	11	50

Tabelle 3: Ergebnisse der Messung nach Berücksichtigung der Korrekturfaktoren

Wichtig ist es bei den Ergebnissen zu berücksichtigen:

- Bei den Photoelektronenvervielfachern wurde nur die aktive Fläche berücksichtigt, nicht aber der Rand von 0.5 mm nichtaktiver Fläche. Dies würde die Zahl der nachgewiesenen Photonen um 15 % vermindern.
- Bei den Lichtsammleinheiten wurde die aktive Fläche mit 8 mm^2 angenommen, sie beträgt aber nur $7.38 \times 7.38 \text{ mm}^2$, was die Ausbeute an Photonen um 15 % vermindert hat.
- Passungenauigkeiten der Lichtsammleinheit auf dem Photoelektronenvervielfacher können eine Verringerung der Photonenzahl um 25 % bewirken.

Nimmt man alle Faktoren zusammen, so erhält man die in Tabelle 3 dargestellten Ergebnisse, die gut mit den Simulationsdaten übereinstimmen.

Durch Vergleich der Ergebnisse mit den Simulationsdaten kann man die Reflektivität bestimmen, die den Einfallswinkel und sonstige Randbedingungen berücksichtigt.

6 Konsequenzen

Mit der getesteten Lichtsammelinheit konnten im Mittel 7.9 Photonen nachgewiesen werden. Das sind 36 % der Photonen, die man erhalten würde, wenn der Photoelektronenvervielfacher nur aus aktiver Fläche bestünde. Skaliert man das Ergebnis auf die Verhältnisse der HERA-B-RICH, so muß man es mit 2.3 multiplizieren. Dies berücksichtigt sowohl die verkürzte Radiatorlänge als auch den größeren Brechungsindex des anderen Gases. Man erhält auf diese Weise 18.1 Photonen, was der Mindestanforderung von 20 Photonen nicht gerecht wird. Hier kann allerdings durch eine Verbesserung der Oberflächenqualität die Reflektivität gesteigert werden. Weitere Möglichkeiten wären:

- Aufdampfen von reinem Aluminium und Schützen der Oberfläche mit einer aufgedampften Quarzschicht.
- Die Lichtsammelinheit muß so stabil gebaut sein, daß bei dem Übergang auf den Photoelektronenvervielfacher keine Photonen durch Fehlanpassung verlorengehen.

Photoelektronenvervielfacher ohne Lichtsammlung zu benutzen wäre eine Alternative. Man bekommt so bei einem Außendurchmesser von 18×18 mm und einer Anordnung dicht an dicht 80 % der Photonen, dies erforderte eine drastische Erhöhung der Zahl der Kanäle, was aber aus Kostengründen nicht machbar sein dürfte.

Eine andere Möglichkeit das Čerenkovlicht zu sammeln wäre mit einer Linsenkombination. Studien in dieser Richtung sind auf dem Weg. Simulationsrechnungen haben Effizienzen von 70% ergeben, was eine Ausbeute im HERA-B-RICH 35 Photonen bedeutet und eine bequeme Reserve bietet. Aber auch das Konzept der Winston-Cones kann mit einer Reflektivität von 80 % benutzt werden. Man bekommt 25 Photonen, sodaß die Spurerkennung gut arbeiten kann.

Die technischen Möglichkeiten, die dem RICH zur Verfügung stehen und das vorhandene know-how lassen erkennen, daß HERA-B einen gut funktionierenden RICH bekommen wird.

Literatur

- [1] A. Ali, Lectures presented at the XX. International Nathagali Summer College on Physics and Contemporary Needs, Bhurban, Pakistan(1995), to appear in the Proceedings, Nova Science Publishers, New York
- [2] N. Cabbibo, Phys. Rev. Letters 10(1963), 531
- [3] P. Collins, A. Martin, E. Squires in *Particle Physics and Cosmology*, J. Wiley & Sons (1989)
- [4] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49(1973), 652
- [5] J. Rosner, Lectures presented at the VIII.J. A. Swieca Summer School Rio de Janeiro, Brazil(1995) to be published in World Scientific
- [6] L. Gibbons (Cleo Collaboration), Invited Talk at the International Conference on High Energy Physics, Warsaw, ICHEP(1996), 6505
- [7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letters 51(1983), 1945
- [8] A. Ali, D. London Talk presented at the High-energy Physics International Euroconference on Quantum Chromodynamics (QCD 96), Montpellier, France (1996)
- [9] R. Barnett et al. (Particle Data Group) Phys. Rev. D54 (1996), 1
- [10] T. Lohse et al., *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring*, Proposal, **DESY-PRC 94/02** (1994)
- [11] HERA-B, Technical Design Report, DESY-PRC Januar 1995
- [12] T. Ypsilantis, J. Séguinot, *Theory of ring imaging Cherenkov counters*, Nucl. Instr. Meth. **A 343** (1994) 30-51
- [13] Michael Ispirian, persönliche Mitteilung
- [14] W. Schmidt-Parzefall for the HERA-B Collaboration, Nucl. Instr. A368(1995), 124-132
- [15] B. Firth et al., A simple modular wire chamber to use as RICH photon detector, NIM AAa311(1992) 484-489
- [16] G.Lenzen et al., Nucl. Inst. Methods A343 (1994) 268

- [17] B. Firth et al., *A simple modular wire chamber for use as a RICH photon detector*, Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 484–489
R. T. Jones, M. Price, H. Wirth, *First Results from the Jetset RICH detector*, Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 208–212
- [18] S. Korpar, M. Starič, private Mitteilungen
- [19] T. Oest, *A Study of a RICH Photon Detektor Design*, Hamburg, 1996
- [20] J. D. Jackson, *KLASSISCHE ELEKTRODYNAMIK. 2., uebers. engl. Aufl.* By J. D. Jackson. de Gruyter, 1981.
- [21] Eugene Hecht, *Optik*, 1974/1987 Addison–Wesley Publishing Company Tnc.
- [22] Julia Thom, *Vorbereitung eines Experimentes Messung der $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mischung bei HERA–B*, Diplomarbeit, Hamburg, 1996
- [23] Peter Weyers, *Testmessungen an einem Photodetektor Prototyp für den RICH von HERA-B*, Dissertation, Hamburg, 1996
- [24] Andreas Bulla, *Promotionsschrift, in Vorbereitung*
- [25] Palik, Edward D. (ed); *Handbook of optical constants of solids*. New York, USA: Academic, 1985.
- [26] J.V. Jelley, *Čerenkoiv Radiation and its aplication*, Pergamon Press, New York, London, Paris, Los Angeles (1958)
- [27] Miles V. Klein and Thomas E. Furtak, *Optik*, Springer, 1988.
- [28] Born, Max; Wolf, Emil *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Oxford, UK: Pergamon, 1993.
- [29] Hinterberger and Winston, *Efficient light coupler for threshold Cherenkov counters*, Rev. Scientific Instr. 37, 1094-1095, 1966.
- [30] Zeiss information, Oberkochen, 30, 27-32 (1988), Heft 100, Erich Heymacher [Zeis], Bernd Aschenbach MPI für Extraterrestrische Physik, Garching, *Supraglatte optische Flächen für den Röntgenastronomie-Satelliten ROSAT*
- [31] Hamamatsu, *Photomultiplier Tubes, Firmen Katalog* 1994
- [32] E. Michel et al., *The Argus Microvertex Drift Dhamber*, Nucl Instr. Meth. **A283**(1989), 544–552

- [33] Photomultiplier tubes principals & applications, Phillips Phototronic International Marketing BP 520
- [34] ECFA Workshop on a European B-Meson Factory: B-Physics Working Group Report. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, October 29-30, 1992. By R. Aleksan (Ed.) (Saclay) and A. Ali (Ed.) (DESY).
- [35] ECFA Workshop on a European B-Meson Factory: B-Physics Working Group Report. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, October 29-30, 1992. By R. Aleksan (Ed.) (Saclay) and A. Ali (Ed.) (DESY).
- [36] S. Brandt Datenanalyse, Wissenschaftsverlag, Mannheim(1996)

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Schmidt-Parzefall für die Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit, sowie der Unterstützung bei der Ausführung.

Peter Weyers, Andreas Bulla, Hartmut Kuipers, Angela Rohde, Julia Thom, Thorsten Oest, Oliver Mai, Robert Reiner, Rüdiger Mundt, Reinhard Eckmann und Thomas Hamacher danke ich für die Unterstützung bei den verschiedensten Fragen.

Ich danke der HERA-B Kollaboration für die freundliche Aufnahme.

Heike Biskop und Hans Bock, sowie Herrn Weber und seinen Mitarbeitern aus der Werkstatt sei Dank für die Beratung in technischen Angelegenheiten und die Fertigung der Lichtsammeleinheit.

Wolfgang Reinsch danke ich für den Entwurf der Messvorrichtung.

Ich möchte mich an dieser Stelle bei meinen beiden „Remlingen“ für ihre Unterstützung in jeder Hinsicht, Geduld und Verständnis bedanken.

Meiner Frau danke ich speziell für das Lesen und Korrigieren meiner Arbeit.

Meinen Eltern und meinem Großvater sei für ihre finanzielle Unterstützung gedankt.

Allen, die ich nicht namentlich erwähnt habe, und die sich nicht genug gewürdigt fühlen danke ich hiermit ausdrücklich.

