

Interner Bericht  
DESY F35-80/01  
Februar 1980

GAS-CERENKOVZÄHLER FÜR TASSO

von

Helmut Burkhardt

Eigentum der Property of	DESY	bibliothek library
Zugang: Accessions:	22. FEB. 1980	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

**"DIE VERANTWORTUNG FOR DEN INHALT  
DIESES INTERNEN BERICHTEES LIEGT  
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."**

Gas-Cerenkovzähler für TASSO

Diplomarbeit, vorgelegt von

Helmut Burkhardt

II. Institut für Experimentalphysik

Hamburg, Dezember 1979

Inhaltsverzeichnis

Seite

1. Einleitung	1
2. Cerenkovzähler zur Teilchentrennung bei hohen Energien	
1. Cerenkovstrahlung und Ionisationsverluste	6
2. Schwellen-Cerenkovzähler	9
3. Differentielle Cerenkovzähler	10
4. Cerenkovzähler in Speicherringexperimenten	11
3. Optik der TASSO-Gas-Cerenkovzähler	
1. Allgemeine Lichtsammlung	12
2. Optik der Lichtsammeltrichter	13
3. Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation der Optik	15
4. Aufbau, Material	
1. Spiegelformen	19
2. Zellenwände	20
3. Aufsätze für die Photomultiplier	20
5. Radiatorgase	
1. Wahl der Gase für die TASSO-Cerenkovzähler	24
2. Der Brechungsindex von Gasen	24
3. Tabellen der Eigenschaften der Radiatorgase	25
6. Spiegelbedampfung	
1. Reflexion unter Idealbedingungen	28
2. Herstellung von Aluminiumschichten hoher Reflektivität	29
3. Bedingungen für die Herstellung der Spiegel für TASSO	30
4. Ergebnisse der Reflexionsmessungen an Spiegelproben	32
5. Reflexionsmessungen an den Lichtsammeltrichtern	36

- 7. Photomultiplier
  - 1. Photomultiplierstatistik 39
  - 2. Wahl der Photomultiplier für TASSO 43
  - 3. Wellenlängenschieber 43
- 8. Testmessungen im Elektronenstrahl
  - 1. Testaufbau 46
  - 2. Messergebnisse 47
  - 3. Bestimmung der absoluten Quantenausbeute 48
  - 4. Ergebnisse für  $N_0$ , Extrapolation 50
- 9. Ergebnisse der Messungen am Prototyp
  - 1. Schwellenkurven 52
  - 2. Messungen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel 54
  - 3. Pulshöhenmessungen 56
  - 4. Ergebnisse und Vergleiche für die Werte von  $N_0$  59
  - 5. Untergrund 60
  - 6. Resultierende Teilchentrennung in den TASSO-Hadronarmen 62
- Anhang: Einbau und erste Ergebnisse in TASSO 66

1. Einleitung  
 =====

In den letzten Jahren wurden durch Experimente an  $e^+e^-$ -Speicherringen, insbesondere an SPEAR und DORIS, entscheidende Erkenntnisse zum Verständnis der Elementarteilchen gewonnen / 1 /.

Gegen 1974/75 etablierte sich die Quark Theorie mit vier Quark-Flavors in Symmetrie zu den vier bekannten Leptonen. Zugleich wurden Grundlagen für eine Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD) entwickelt, die für jedes Quark das Auftreten in drei verschiedenen Ladungsarten (Colors) annimmt und Aussagen über die Dynamik in  $e^+e^-$ -Produktion von Hadronen zulässt.

Man stellt sich vor, dass dabei aus dem  $e^+e^-$ -Paar zunächst ein Quark-Antiquark Paar entsteht, dass je nach verbleibender kinetischer Energie, schnell entgegengesetzt vom Wechselwirkungspunkt auseinanderläuft. Dabei werden die Bindungskräfte die das Auftreten freier Quarks verhindern so stark, dass neue Quarks entstehen und man letztlich nur gebundene Zustände von Quarks als Hadronen beobachtet.

Der im Herbst 1978 in Betrieb genommene grosse  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA lässt erstmalig Energien bis etwa 38 GeV in  $e^+e^-$ -Reaktionen zu. Bei so hohen Energien zeigt sich sehr deutlich, dass die erzeugten Hadronen vorzugsweise in zwei entgegengesetzten Jets aus relativ dicht nebeneinanderliegenden Spuren entstehen.

Durch die Entdeckung des schweren  $\tau$ -Leptons und die Deutung der  $\chi, \chi'$  Teilchen als gebundene Quark-Antiquark Zustände eines fünften Quarks (b-Quark), wurde es nötig, die vermutete Lepton - Hadronsymmetrie auf je drei Lepton- und Hadronpaare zu erweitern.

Das danach erwartete sechste Quark (t-Quark) hofft man noch im PETRA Energiebereich erzeugen zu können.

Die PETRA Detektoren sollen in der Lage sein, die in Kombination mit den neuen Quarks sich ergebenden neuen Mesonenfamilien genauer untersuchen zu können. Das erfordert die Identifizierung, insbesondere der schnellsten Hadronen im Jet. Einer der für PETRA in internationaler Kollaboration entstandenen Experimente ist der Detektor TASSO / 2 /.

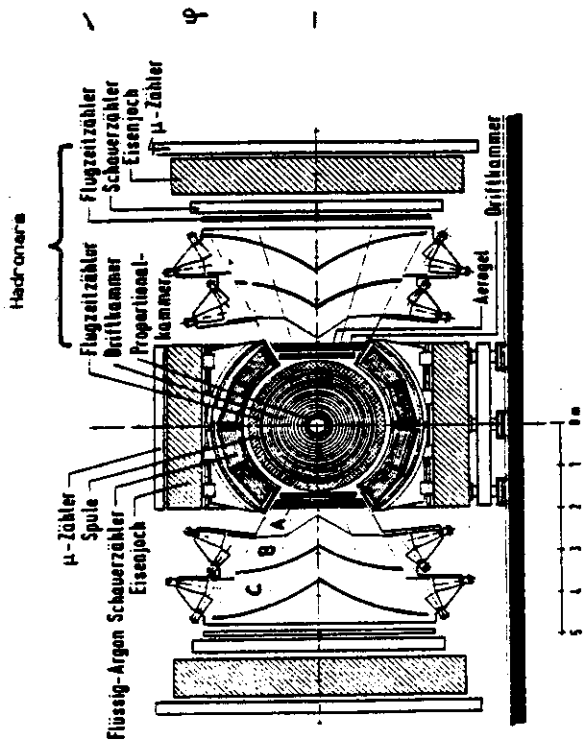


Abb. 2 Endansicht von TASSO

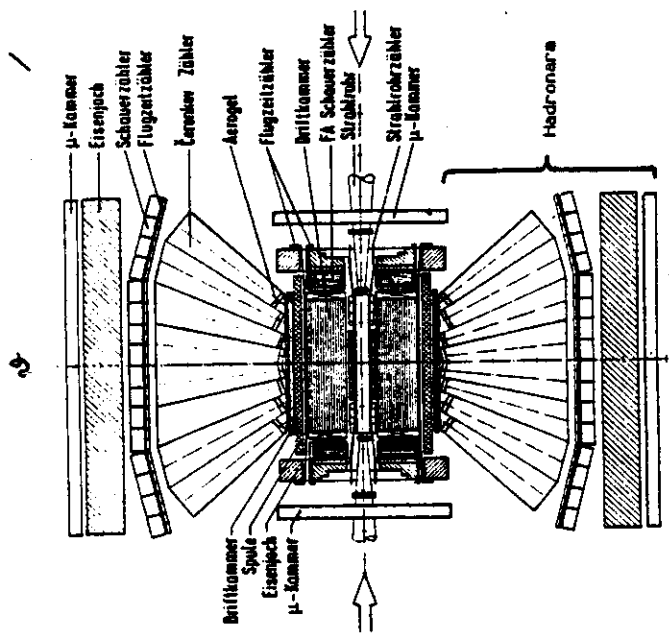
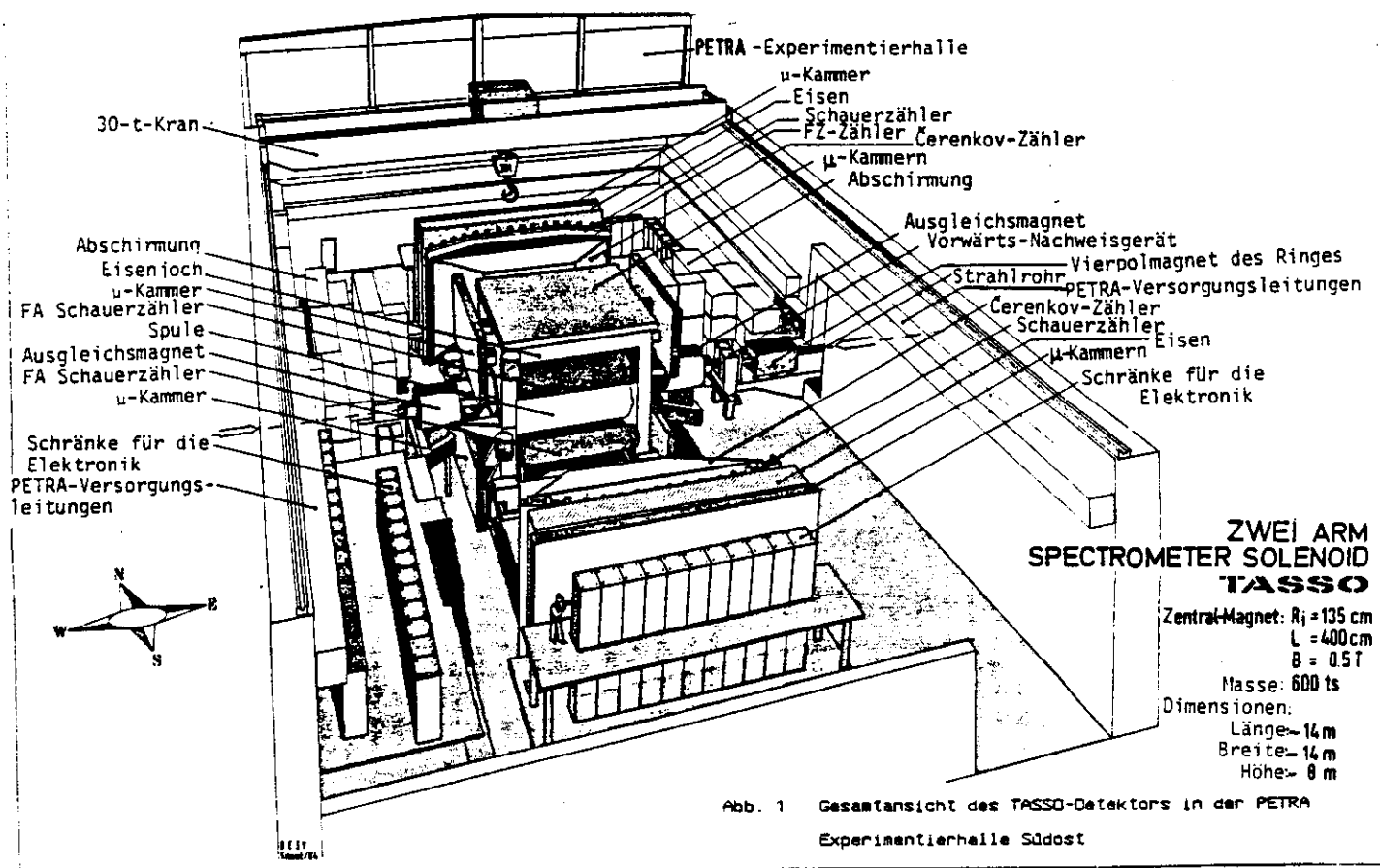


Abb. 3 Aufsicht von TASSO



**ZWEI ARM SPECTROMETER SOLENOID TASSO**

Zentral-Magnet:  $R_i = 135 \text{ cm}$   
 $L = 400 \text{ cm}$   
 $B = 0.5 \text{ T}$   
 Masse: 600 ts  
 Dimensionen:  
 Länge - 14 m  
 Breite - 14 m  
 Höhe - 8 m

Abb. 1 Gesamtansicht des TASSO-Detektors in der PETRA Experimentierhalle Südost

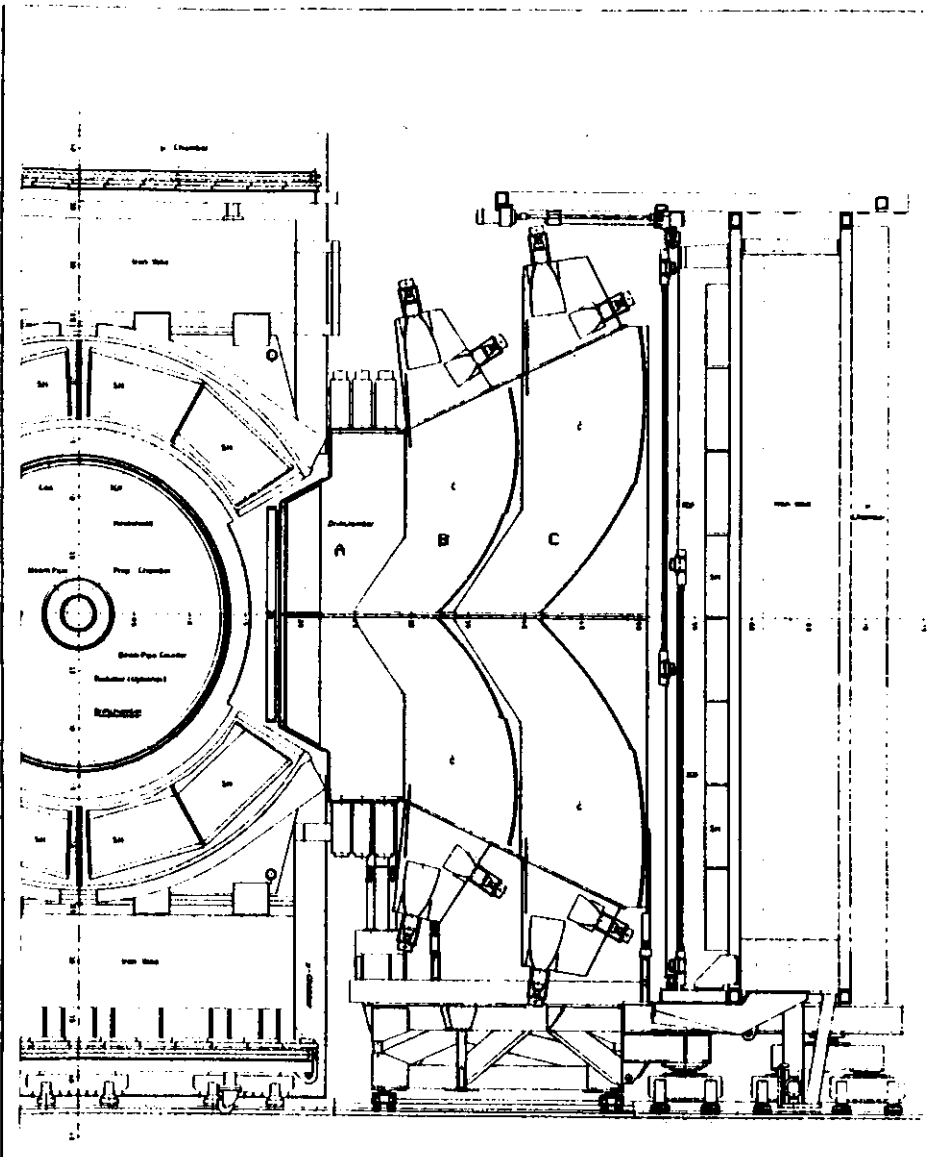


Abb. 4 Schnitt durch einen Hadronenraum von TASSO

Der magnetische Innendetektor von TASSO enthält zylindrische Proportional- und Driftkammern, die für geladene Teilchen eine Rekonstruktion der Teilchenspuren und Bestimmung der Impulse in nahezu dem vollen Raumwinkel zulassen. Der Magnet wird oben und unten von Schauerzählern umgeben, die vor allem zur Identifizierung und Energiemessung von Elektronen und Photonen dienen (Abb. 2).

Während man mit Flugzeitzählern nur geladene Hadronen bis etwa 8.6 GeV/c identifiziert, ist in knapp 20 % des vollen Raumwinkels eine fast lückenlose Trennung geladener Hadronen ( $\pi, K, P$ ) über den ganzen Impulsbereich möglich. Das geschieht in den sogenannten Hadronenräumen (Abb. 2-4), die mit einem System von je drei Cerenkov-Schwellenzählern bestückt sind. In der Gesamtansicht des TASSO-Detektors (Abb. 1) ist ein Hadronenraum aus dem Detektor herausgefahren worden, so dass der Blick auf den Innendetektor frei ist.

Um auch bei Jets zum überwiegenden Teil einzelne schnelle Teilchen identifizieren zu können, wurden die Cerenkovzähler in 32 Zellen aufgeteilt. Dies lässt sich in der Aufsicht (Abb. 3) gut erkennen.

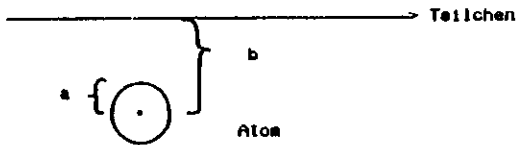
Bevor eine Teilchenspur durch die Cerenkovzähler führt, muss sie die Aluminiumspule durchqueren. Durch Vielfachstreuung ergibt sich dabei eine Abweichung von der ursprünglichen Spur. Zur genauen Definition der Teilchenspur in den Hadronenräumen, folgen auf die Aluminiumspule direkt vor den Cerenkovzählern flache Driftkammern, die in / 3 / beschrieben sind. Von den jeweils drei hintereinander angeordneten Cerenkovzählern (A, B, C) enthält der erste als Radiator Aerogel. Mit der Herstellung und Verwendung von Aerogel für die TASSO-Cerenkovzähler befassen sich die Arbeiten / 4,5 /.

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen im Zusammenhang mit der Herstellung und Erprobung der an die Aerogelzähler anschliessenden, grossen Ges-Cerenkovzähler beschrieben.

2. Cerenkovzähler zur Teilchentrennung bei hohen Energien

2.1. Cerenkovstrahlung und Ionisationsverluste

Der Cerenkoveffekt wurde 1934 von S.I. Uavilov und P.A. Cerenkov entdeckt und 1937 von I.M. Franck und I.E. Tamm theoretisch erklärt. Etwa gleichzeitig löste Fermi das Problem des Gesamtenergieverlustes beim Durchgang schneller geladener Teilchen durch Materie, dass als Spezialfall auch den Cerenkoveffekt einschliesst:



Je nach Abständen und Teilchengeschwindigkeit lassen sich verschiedene Bereiche anschaulich und in der theoretischen Behandlung trennen. / 6.7 /

1.)  $b \lesssim a$  Die Bindung der Elektronen an die Kerne spielt praktisch keine Rolle. Man erhält den Energieverlust, der sich aus Kollision von schnellen Teilchen mit freien, ruhenden Elektronen und Atomkernen berechnet.

Dabei ist 
$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

$v$  ist die Teilchengeschwindigkeit

Unschärferelation 
$$b_{\min} \approx \frac{h}{m \gamma v}$$

$b_{\max}$  ist die Entfernung von der Teilchenspur bis zu der die Materie noch beeinflusst wird.

Impulsaustausch, vor allem mit den Atomkernen, führt zur Vielfachstreuung. Erst im ultrarelativistischen Bereich ( für Lorentzfaktoren  $\gamma > 100$  ) steigt der Energieverlust wieder deutlich an durch Strahlungsverluste ( Bremsstrahlung ).

Fermi zeigte, dass  $b_{\max}$  mit höherer Energie nicht wie von Bohr angenommen proportional zu  $\gamma$  zunimmt, sondern durch Polarisation vom Medium ein Abschirmungseffekt entsteht, der  $b_{\max}$  bald auf kleinere Werte einschränkt (Dichte Effekt). Dies ergab sich aus der Betrachtung für den Fall grösserer Abstände und kleiner Energieüberträge.

2.)  $b \gg a$  Man kann dabei das Teilchen als mit konstanter Geschwindigkeit bewegte Punktladung ansehen. Alle nötigen Eigenschaften der Materie werden durch die komplexe dielektrische Funktion  $\hat{\epsilon}(\omega)$  repräsentiert.

Die Lösung dieses elektrodynamischen Problems liefert für die Energieabgabe in einem Zylinder bis zum Radius  $b$  um die Teilchenspur:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2 e^2 b}{\pi v^2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \left( \frac{1}{\hat{\epsilon}(\omega)} - \beta^2 \right) \omega \lambda^0 K_1(\lambda^0 b) K_0(\lambda b) d\omega$$

Hobei 
$$\lambda^2 := \frac{\omega^2}{v^2} \left[ 1 - \beta^2 \hat{\epsilon}(\omega) \right]$$

Für kleines  $b$  kann man die modifizierten Besselfunktionen  $K_0, K_1$  durch einfache Näherungen ersetzen und erhält den Energiebeitrag der nahe der Teilchenspur deponiert wird.

Ersetzt man umgekehrt für sehr grosses  $b$ , genauer für  $|\lambda| b \gg 1$ , die Besselfunktionen durch ihre asymptotischen Formeln, so erhält man den Ausdruck

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e^2}{v^2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \left( \frac{1}{\hat{\epsilon}(\omega)} - \beta^2 \right) \omega \sqrt{\frac{\lambda^0}{\lambda}} \exp[-(\lambda + \lambda^0) \sqrt{b}] d\omega$$

Für grosses  $b$  wird der Integrand durch den Exponentialterm sehr klein, ausser für  $\lambda + \lambda^0 \approx 0$ , also für rein imaginäres  $\lambda$ .  $\rightarrow \beta^2 > 1/\epsilon$  bzw.

$\beta^2 > 1/n^2$  bei rein reellem  $\epsilon$ ,  $n$

Dann erhält man gerade das Franck/Tamm Ergebnis:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) > \gamma^2 \beta^2} \omega \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)} \right) d\omega \quad [1]$$

Dieser Teil des Energieverlustes ist nicht mehr auf wenige Atomabstände um die Teilchenspur beschränkt, sondern entkommt als Cerenkovstrahlung. Die Abschätzung, wieviel Energie des relativistischen Anstiegs in den Ionisationsverlusten als Cerenkovlicht auftritt, hängt empfindlich vom genauen Verlauf von  $\hat{\epsilon}(\omega)$  in der Nähe der Spektrallinien ab:

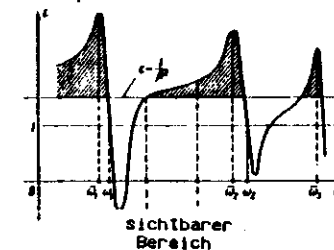


Abb.5 möglicher Verlauf von  $\hat{\epsilon}(\omega)$ . Zonen die Cerenkovstrahlung liefern sind schattiert

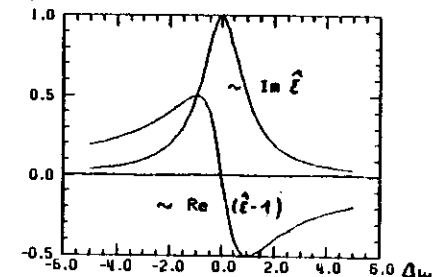


Abb.6 Verlauf von Realteil und Imaginärteil (Absorption) von  $\hat{\epsilon}$  in Umgebung einer Spektrallinie

Sternheimer, Budini, Schönberg und andere beschäftigen sich mit diesem Problem. Eine Übersicht darüber liefern / 7.8 /.

Es ergab sich, dass knapp unterhalb schmalen Absorptionslinien mit  $\text{Re}[\hat{\epsilon}(\omega)]$  auch der Energieverlust in Cerenkovlicht deutlich zunimmt. Bei breiten Absorptionslinien oder Banden addieren sich durch gleiches Vorzeichen (Abb. 6) vor allem die Imaginärteile und verhindern so die Entstehung von Cerenkovstrahlung.

Bei Gasen bleibt anders als in Abb. 5 meist nur ein breiter Bereich übersichtbare Spektrum hinaus bis ins mittlere UV mit  $\text{Re}[\hat{\epsilon}(\omega)] > 0$ .

Zu kurzen Wellenlängen hin wird das Cerenkovspektrum durch die erste schmale Absorptionslinie mit nicht zu geringer Übergangswahrscheinlichkeit (im Oszillatormodell  $f > 0.1$ ) begrenzt.

Bei Sauerstoff ist das die Linie vom 2p-3s Übergang bei  $\lambda_0 = 130.2185 \text{ nm}$

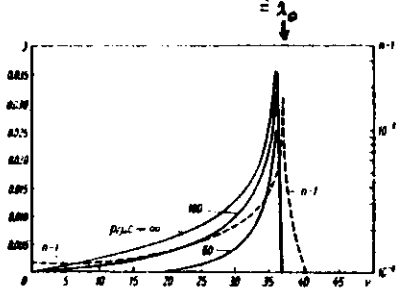


Abb. 7 Ergebnisse einer Modellrechnung von Sternheimer für  $O_2$ . Die durchgezogenen Linien geben die Verteilungen der Intensität der Cerenkovstrahlung  $J$  in Abhängigkeit von vielfachen  $v$  einer Referenzfrequenz für verschiedene Parameter  $p/uc$  und den Realteil des Brechungsindex  $n - 1$ .

Bei Sauerstoff setzt jedoch schon spätestens bei 175 nm intensive Absorption durch Photodissoziation ein. Damit ist der technisch als Cerenkovlicht nutzbare Bereich bei  $O_2$  auf vielleicht 180 nm bis 600 nm Wellenlänge eingeschränkt. Mit  $\chi = n-1$  beträgt die Dispersion  $\frac{d\chi}{\chi}$  in diesem Bereich noch etwa 20 %.

C-Zähler nutzen häufig nur den Bereich von 300-500 nm Wellenlänge.

Dann ist  $\frac{d\chi}{\chi} \approx 2 \%$  und man kann  $n$  als ungefähr konstant ansehen

## 2.2. Schwellen-Cerenkovzähler

Bei Schwellen-Cerenkovzählern wird ausgenutzt, dass erst für Teilchengeschwindigkeiten von  $\beta > 1/n$  bzw. oberhalb des Schwellenimpulses

$$\beta_T = \frac{mc}{\sqrt{m^2c^2 - 1}} \quad (m - \text{Teilchenmasse } n - \text{Brechungsindex})$$

Cerenkovlicht entsteht.

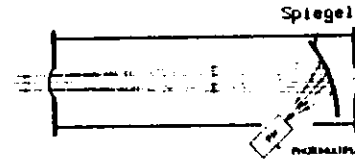


Abb. 8 Einfacher Schwellen-Cerenkovzähler

Der Erwartungswert für die Anzahl der als Cerenkovlicht emittierten Photonen im Wellenlängenbereich  $\lambda_1, \lambda_2$  und für die Radiatorlänge  $L$  ist

$$\langle N \rangle = 2\pi\omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L \sin^2 \theta \, d\lambda / \lambda^2 \quad \text{Dabei ist } \omega \text{ die}$$

$$\text{Feinstrukturkonstante und } \sin^2 \theta = 1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \approx 2(n-1) - \frac{m^2c^2}{p^2}$$

Unter Berücksichtigung der Verluste in der Optik und beim Nachweis der Photonen im Photomultiplier erhält man als Mittelwert der nachgewiesenen Photoelektronen  $\langle N \rangle = N_0 L \sin^2 \theta$

$N_0$  ergibt sich unter Vernachlässigung der Dispersion als Faltung der optischen Eigenschaften des Cerenkovzählers wie Transmission des Radiators, Reflektivität der Spiegel und Konversionswahrscheinlichkeit der Photomultiplier und der wellenlängenabhängigen Intensität des Cerenkovlichtes:

$$N_0 = 2\pi\omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \text{Trans}(\lambda) \cdot \text{Ref}(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \, d\lambda / \lambda^2 \quad [2]$$

$N_0$  lässt sich als Gütefaktor für die optische Qualität von Cerenkovzählern benutzen / 11 /.

Ein sehr guter Wert ist  $N_0 = 100 / \text{cm}$

Sichere Teilchentrennung (Anspruchswahrscheinlichkeit  $> 99 \%$ ) erfordert  $N > 5$  Photoelektronen.



Zur Trennung von Teilchen der Massen  $m_1, m_2$  bei gleichem Impuls  $p$  und Nachweis durch  $N$  Photoelektronen benötigt man eine Radiatorlänge von mindestens

$$L = \frac{\langle N_e \rangle p^2}{N_0 (m_2^2 - m_1^2) c^2}$$

Für  $N_0 = 100 / \text{cm}$ ,  $p = 5 \text{ GeV}/c$  und  $N = 5$  erfordert die  $\pi/K$ -Trennung  $L = 89 \text{ cm}$  (typische Werte für die TASSO-Cerenkovzähler).

Für Impulse von  $400 \text{ GeV}/c$ , wie beim SPS in CERN, erhält man unter sonst gleichen Anforderungen  $L = 360 \text{ m}$ .

Mit  $L = 20 \text{ m}$ ,  $N = 3$  und  $N_0 = 200 / \text{cm}$  ergibt sich als Grenze der Anwendbarkeit von Schwellen-Cerenkovzählern für  $\pi/K$ -Trennung etwa  $p \approx 170 \text{ GeV}/c$ .

### 2.3. Differentielle Cerenkovzähler

Differentielle Cerenkovzähler nutzen aus, dass das Cerenkovlicht nur auf einem Kegelmantel mit dem Öffnungswinkel  $\psi$  ( $\cos \psi = 1/\beta n$ ) in Teilchenflugrichtung um die Teilchenspur abgestrahlt wird.

Das Licht wird so fokussiert, dass mit einer Blende nur ein schmaler Hinkelbereich in  $\psi$  nachgewiesen wird.

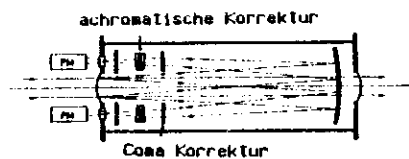


Abb. 9  
Differentieller Cerenkovzähler  
mit achromatischer Korrektur

Durch Verwendung von speziellen achromatischen Linsensystemen gelang es, die Dispersion im Radiator über einen grossen Wellenlängenbereich zu kompensieren / 9,10,12 /. Damit ist gegenüber Schwellen-Cerenkovzählern bei gleichen Radiatorlängen eine bessere Teilchentrennung möglich. Mit Radiatorlängen unter  $10 \text{ m}$  lassen sich Pionen von Kaonen bis annähernd  $400 \text{ GeV}/c$  trennen.

### 2.4. Cerenkovzähler in Speicherringexperimenten

In Speicherringen wie in PETRA kollidieren die Teilchen an den Wechselwirkungszone mit genau entgegengesetztem Impuls vom gleichen Betrag. Dadurch sind Schwerpunkts- und Laborsystem identisch.

Die Zonen, in denen die  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen stattfinden sind räumlich eng begrenzt ( $\delta_z \approx 3 \text{ cm}$ ) und werden daher auch einfach als Wechselwirkungspunkte bezeichnet.

Im Gegensatz zu konventionellen Beschleunigern mit kollimierten Teilchenstrahlen, die auf ein ruhendes Ziel treffen, findet daher keine Fokussierung auf die Strahlrichtung durch Lorentztransformation statt. Dementsprechend benötigt man für Speicherringe Detektoren, die Teilchen über nahezu den vollen Raumwinkel nachweisen können. Die Forderung nach grosser Winkelakzeptanz schränkt die Anwendbarkeit verschiedener Detektorsysteme ein.

Zusätzlich zur Impulsmessung durch Bestimmung der Teilchenspurrückung im Magnetfeld wird zur Teilchenidentifikation noch eine Information über die Energie oder Geschwindigkeit benötigt.

Differentielle Cerenkovzähler erfordern parallele Teilchenstrahlen und scheiden so von vornherein aus.

Übergangsstrahlungsdetektoren oder Detektoren die den relativistischen Anstieg der Ionisierungsverluste messen, werden erst im ultrarelativistischen Bereich anwendbar. Eine allgemeine Übersicht über die Anwendbarkeit verschiedener Verfahren findet sich in / 13 /.

Schwellen-Cerenkovzähler mit Radiatorlängen in der Grössenordnung von  $1 \text{ Meter}$  führen über grosse Raumwinkel schon zu erheblichen Schwierigkeiten. An den Experimenten DASP bei DORIS und DELCO an SPEAR wurden Schwellen-Cerenkovzähler grosserer Akzeptanz zur Identifikation von Elektronen und z.T. Pionen eingesetzt / 14,15 /.

In jüngerer Zeit gibt es Versuche, die Cerenkovwinkel auch bei grosser Akzeptanz in Verbindung mit dem Nachweis des Cerenkoeffekts durch Gasverstärkung zu messen / 16 /.

Untersuchungen zur gleichzeitigen Identifikation mehrerer Teilchen durch Cerenkovlicht sind in / 17,18 / beschrieben.

3. Optik der TASSO-Gas-Cerenkovzähler

3.1. Allgemeine Lichtsammlung

Das TASSO-Cerenkovzählersystem besteht aus zwei Armen mit je 16 Zellen

(Abb. 2,3).

Die geometrische Akzeptanz pro Arm umfasst Polarwinkel  $\vartheta$  zwischen  $50^\circ$  und  $130^\circ$  und im Azimutalwinkel  $\varphi$  den Bereich von  $-25^\circ$  bis  $+25^\circ$ .

Unter Vernachlässigung der Ablenkung im Magnetfeld und der Vielfachstreuung kommen alle Teilchen geradlinig vom Wechselwirkungspunkt.

Die Cerenkovwinkel in den Gaszählern erreichen maximal etwa  $3^\circ$ .

Damit scheint auch das Cerenkovlicht in erster Näherung vom Wechselwirkungspunkt zu kommen.

Durch ein verspiegeltes Rotationsellipsoid mit einem Brennpunkt am Wechselwirkungspunkt (HWP) lässt sich das Licht am zweiten Brennpunkt auf kleinem Raum nachweisen.

Dementsprechend wurden für die einzelnen Zellen ellipsoide Spiegel verwendet.

Abb. 10 zeigt schematisch im Schnitt die Form des Ellipsoids und den Spiegelausschnitt für den Cerenkovzähler B1:

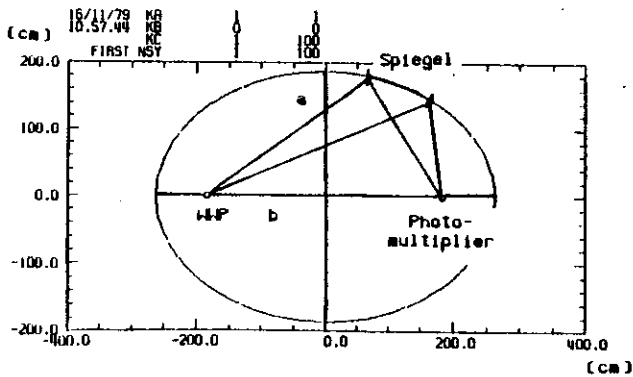


Abb. 10 Prinzip der Lichtsammlung

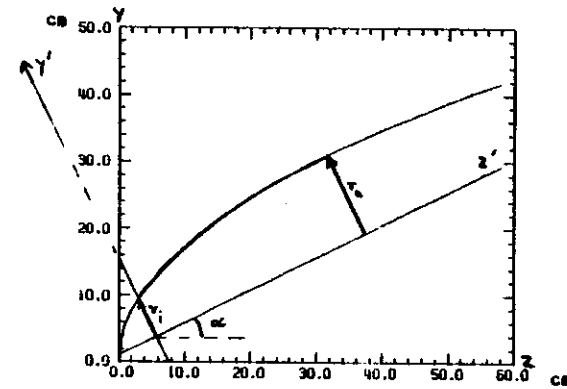
3.2. Optik der Lichtsammeltrichter

Ein Paraboloid fokussiert zur Achse einfallende Strahlen auf den Brennpunkt.

Zur Lichtsammlung von wenig divergentem Licht auf Photomultiplier wurden verschiedentlich Ausschnitte aus Paraboloiden verwendet.

H.Hinterberger und G.Winston zeigten, dass Licht mit einer Divergenz bis zu einem maximalen Winkel  $\epsilon$  effektiver durch einen Rotationskörper fokussiert wird, der sich aus der Drehung eines Parabelbogens gegen die Rotationsachse um den Winkel  $\epsilon$  ergibt / 18 /.

Abb. 11 zeigt die Konstruktion der Form der Lichtsammeltrichter nach diesem Prinzip:



Eingezeichnet ist ein Parabelbogen, der durch die Gleichung  $y^2 - 2 \cdot p \cdot z = 0$  mit dem Parameter  $p$  für  $y, z > 0$  definiert ist.

Durch die Transformation  $\begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} z' \\ y' \end{pmatrix} + \vec{a}$  +  $\vec{b}$

mit den Verschiebungen  $\vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ r_1 \end{pmatrix}$ ,  $\vec{b} = \begin{pmatrix} r_2 \\ 0 \end{pmatrix}$ , wobei  $p/2 = r_1 (1 + \sin \epsilon)$  ist

und einer Drehung in der x-y Ebene um den Winkel  $\epsilon \in [0, \pi/2]$ ,

repräsentiert durch die orthogonale Drehmatrix:  $A = \begin{pmatrix} \cos \epsilon & -\sin \epsilon \\ \sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix}$ ,

ergibt sich ein neues Koordinatensystem in den Koordinaten  $y', z'$ .

Damit gilt:  $z = z' \cos \epsilon - (y' + r_1) \sin \epsilon + p/2$   
 $y = z' \sin \epsilon + (y' + r_1) \cos \epsilon$

Durch Rotation um die neue z - Achse, d.h. in neuen Koordinaten

$y = r = \sqrt{x^2 + y^2}$  ergibt sich die Lichtsammeltrichter-Gleichung als

$$F(r, z) = [z \sin \alpha + (r + r_i) \cos \alpha]^2 - 2 p (z \cos \alpha - (r + r_i) \sin \alpha + p/2) = 0.$$

Auflösung der Gleichung nach r liefert

$$r = f(z) = \frac{\sqrt{p^2 + 2 p z \cos \alpha - \sin^2 \alpha (z \cos \alpha + p)}}{\cos^2 \alpha} - r_i$$

Die Gleichung ist durch die zwei Parameter p,  $\alpha$  definiert.

p wird über  $p/2 = r_i (1 + \sin \alpha)$  durch den Radius der verwendeten Photomultiplier  $r_i$  festgelegt.

Der Rotationswinkel  $\alpha$  ist gleichzeitig der maximale Akzeptanzwinkel an der Eingangsfläche vom Lichtsammeltrichter.

Die maximale Länge  $z_{max}$  des Lichtsammeltrichters ergibt sich aus der

Bedingung  $f'(z_{max}) = 0$  als  $z_{max} = \frac{p \cdot \cos \alpha}{2 \cdot \sin^2 \alpha}$

Der Radius  $r_a$  am Lichtsammeltrichter-Eingang ist

$$r_a = f(z_{max}) = \frac{p}{2 \sin \alpha} - r_i$$

Man erkennt dabei, dass für einen festen Innenradius  $r_i$  eine reziproke Beziehung zwischen  $r_a$  (und damit der Eingangsfläche) und dem Rotations- bzw. Akzeptanzwinkel  $\alpha$  besteht.

Bei den TASSO-Cerenkovzählern war durch die Wahl der Photomultiplier  $r_i$  auf 5.25 cm festgelegt.

### 9.3. Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation der Optik

Abb.12 zeigt die Draufsicht auf einen Hadronarm. Je vier Zellen wurden mechanisch als eine Einheit hergestellt. Die vier Zellen einer Einheit haben alle eine weitgehend gleiche Geometrie. Zur Vereinfachung des Aufbaues wurde die Geometrie und Optik der 4 Zellen standardisiert. So wurden die Halbachsen aller entsprechenden elliptischen Spiegel der vier Zellen identisch gewählt.

Damit kam man bei der Herstellung mit vier ellipsoiden Grundformen aus. Für jeden Cerenkovzähler wurde die Lichterzeugung und Lichtsammung berechnet, und zwar für Elektronen ( $\beta = 1$ ) und Pionen und Kaonen bei verschiedenen Impulsen. Dabei wurden alle wesentlichen Effekte wie Verschmierung des Wechselwirkungspunktes, Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld, Vielfachstreuung, Absorption des Cerenkovlichtes im Gas und Verlust bei Reflexion sowie die wellenlängenabhängige Quantenausbeute der Photomultiplier berücksichtigt / 20 /.

Abb. 13 zeigen Resultate einer Simulationsrechnung für die Lichtsammung eines der in Abb. 16 als B1 bezeichneten Cerenkovzähler.

Die Abbildungen der Lichtsammung am Eingang der Lichtsammeltrichter lassen beim Vergleich für Pionen mit 3 GeV/c Impuls, mit denen der Elektronen von 5 GeV/c, deutlich den Einfluss der Grösse der Cerenkovwinkel und der Ablenkung im Magnetfeld erkennen.

Um das Licht auf das Kathodenfenster eines 5-Zoll Photomultipliers fokussieren zu können, wurden vor den Photomultipliern Lichtsammeltrichter der in Kap. 3.2. beschriebenen Form angebracht. Die Grösse der Ein- und Ausgangsfläche der Lichtsammeltrichter ist in Abb. 13 mit eingezeichnet. Die Verteilungen der Einfallswinkel am Kathodenfenster der Photomultiplier zeigen verschiedene Maxima, die sich dem direkt einfallenden sowie dem ein- und zweifach am Lichtsammeltrichter reflektierten Licht zuordnen lassen. Bei den Lichtsammeltrichtern wurde in den Simulationsrechnungen der Winkel und damit auch der Eingangsradius variiert. Dabei ergibt sich jeweils über einen grösseren Winkelbereich von  $\alpha$  fast vollständige Lichtsammung. Dadurch konnte  $\alpha$  so gewählt werden, dass man mit zwei Typen von Lichtsammeltrichtern auskommt.

Für die Länge L der Lichtsammeltrichter wurde etwa 2/3 von  $z_{max}$  gewählt. Dadurch wird die Eingangsfläche nur ganz unwesentlich verkleinert.

Tabelle 1

Grundparameter der Optik der TASSO-Gas-Cerenkovzähler

Gleichung der Rotationsellipsoide: 
$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1$$

Parameter a,b der Rotationsellipsoide:

B1:	a = 1868 mm	b = 2626 mm
B2:	a = 2334 mm	b = 2887 mm
C1:	a = 2324 mm	b = 3486 mm
C2:	a = 2788 mm	b = 3621 mm

Parameter der Lichtsammeltrichter:

grosser Typ 1 :

$\alpha = 19.47^\circ$	$r_1 = 5.25 \text{ cm}$	$r_a = 15.4 \text{ cm}$
	$L = 45 \text{ cm}$	$(z_{\text{max}} = 59.4 \text{ cm})$

kleiner Typ 2 :

$\alpha = 26.03^\circ$	$r_1 = 5.25 \text{ cm}$	$r_a = 11.6 \text{ cm}$
	$L = 25 \text{ cm}$	$(z_{\text{max}} = 35.5 \text{ cm})$

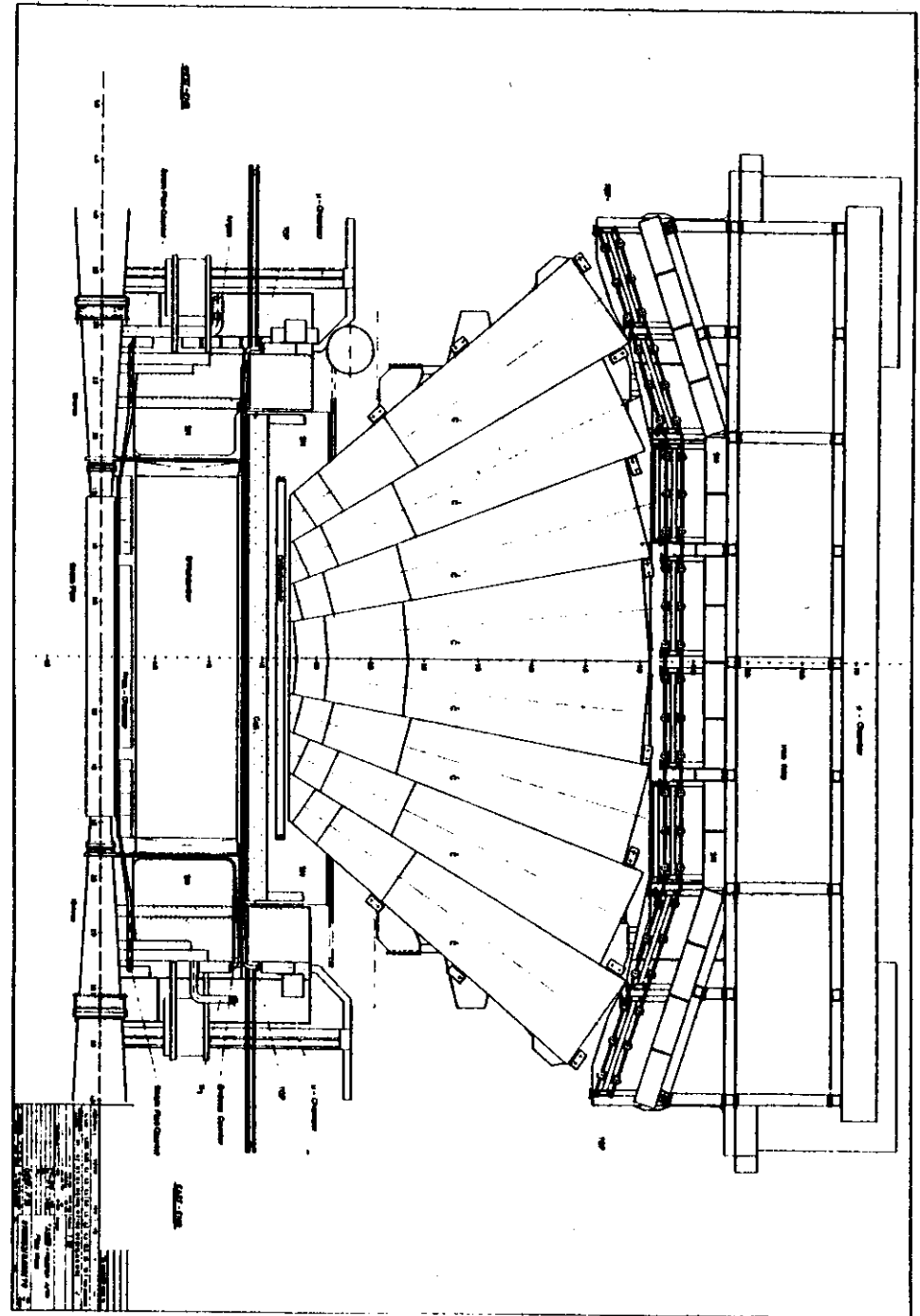


Abb. 12 Draufsicht auf einen Hadronen

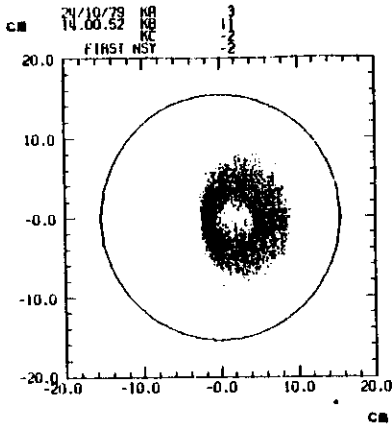


Abb. 13a Verteilung der Photonen am Lichtsammelrichtereingang

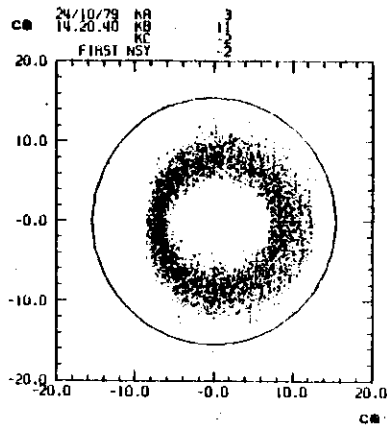


Abb. 13d Verteilung der Photonen am Lichtsammelrichtereingang

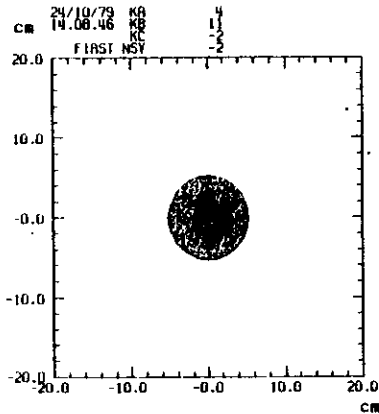


Abb. 13b Verteilung der Photonen am Photomultiplierfenster

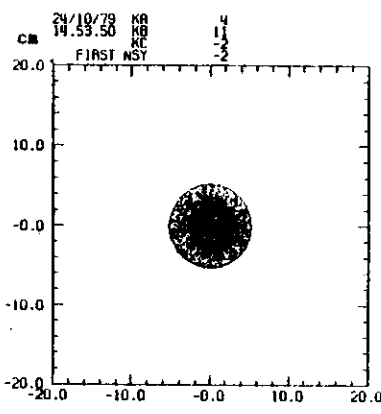


Abb. 13e Verteilung der Photonen am Photomultiplierfenster

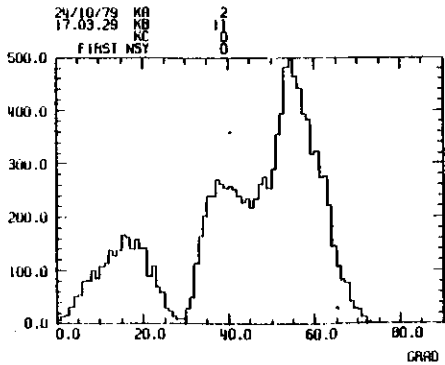


Abb. 13c Verteilung der Einfallswinkel am Photomultiplierfenster

a-c: 3 GeV/c Pionen

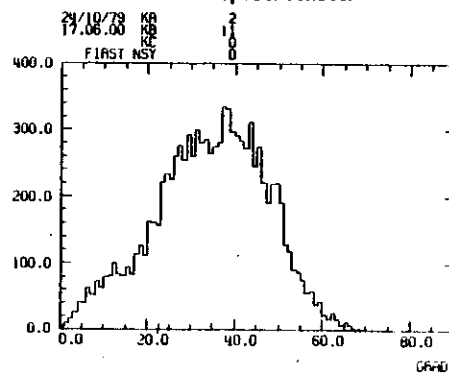


Abb. 13f Verteilung der Einfallswinkel am Photomultiplierfenster

e-f: 5 GeV/c Elektronen

#### 4. Aufbau, Material

##### 4.1. Spiegelformen

In umfangreichen Versuchsserien wurde eine rationelle Herstellungsmethode für die 128 elliptischen Spiegel und Lichtsammelrichter entwickelt / 21 /.

Der Bau der Grundformen erforderte mehrere Arbeitsgänge. Nach Computerzeichnungen in Originalgröße auf stabilem Zeichenkarton (verzerrungsfrei durch Aluminiumkern) wurden Schablonen angefertigt. Die Schablonen dienen als Muster für Positiv - Holzformen. Nach den Positivformen wurden Negativformen als Aluminiumguss hergestellt.

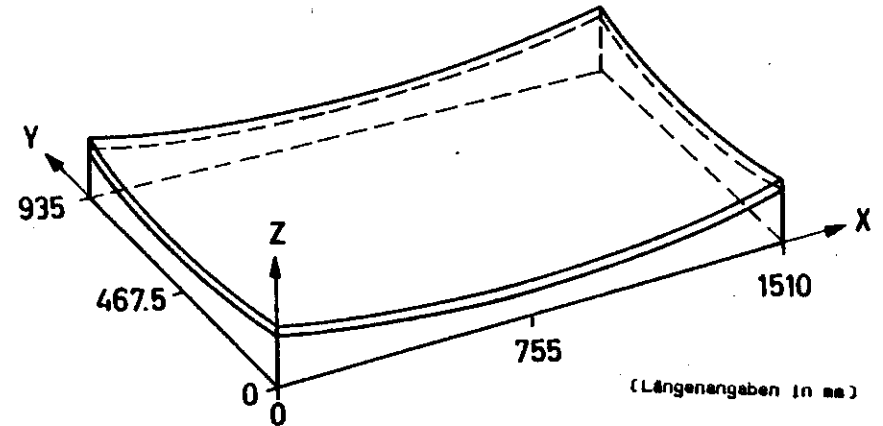


Abb. 14 Negativform für die Spiegel der Cerenkovzähler C2

In diesen Aluminiumformen wurden im Tiefziehverfahren 1.5 bis 2 mm dicke Plexiglasplatten hineingezogen.

Zu jeder Grundform gab es je vier Schablonen, nach denen die Plexiglas-spiegel für die verschiedenen Zellen ausgesägt wurden.

Als Spiegelfläche wird die der Form gegenüberliegende Seite der Plexiglasfläche benutzt und mit Aluminium bedampft.

Die dünnen Plexiglasspiegel müssen zur Erhaltung der Formtreue auf der Rückseite versteift werden. Dazu wurden auf Positivformen, die von den Aluminium-Negativformen als Epoxidharz-Glasgewebe-Laminat abgezogen wurden, 20 mm starke, sehr leichte Trägerschichten hergestellt. Sie haben einen Kern aus Nomex-Habenmaterial (Aeroseb A1 der Firma Ciba-Geigy), der beidseitig auf der Positivform mit Epoxidharz-Glasgewebe beklebt wurde. Diese Sandwich-Schichten sind äusserst stabil und dabei sehr leicht. Nach dem Bedampfungsvorgang wurden die Plexiglasspiegel mit doppelseitigem Klebeband (mit Schaumstoffkern) auf die Rückverstärkungen geklebt. Die Lichtsammeltrichter wurden hergestellt, indem man erwärmte Plexiglasrohre durch Gasdruck in eine Aluminiumform presste. Bei jedem Arbeitsgang wurde je ein grosser und ein kleiner Trichter angefertigt.

4.2. Zellenwände

Die Zellenwände bestehen aus 1/2 Zoll starkem Aluminium-Habenmaterial mit je zwei Epoxid-Fiberglas Deckschichten (Aeroseb F-Platten der Firma Ciba-Geigy). Für die Grund- und äusseren Seitenflächen wurde das gleiche Material in 1 Zoll Stärke benutzt. Die Wände wurden beidseitig mit schwarzem Polyurethanlack gestrichen. Die Seitenwände sind auf der Grundfläche mit Metallschienen montiert, und mit Polyurethankleber verbunden und abgedichtet.

4.3. Aufsätze für die Photomultiplier

Die Photomultiplier sind zusammen mit einem Spannungsteiler und einem Lichtsammeltrichter (Abb. 15) in Mumetall - Eisenabschirmungen montiert. Die Abschirmungen schwächen das Streufeld des TASSO-Magneten ab, um eine ungünstige Wirkung auf die Fokussierung der Elektronen im Photomultiplier zu verhindern. Zum Teil unzureichend bleibt die Abschirmung der Longitudinalkomponente der Magnetfelder (Komponente parallel zur Rotationsachse der Photomultiplier und Lichtsammeltrichter) für die Photomultiplier der Cerenkouzähler B1, B2.

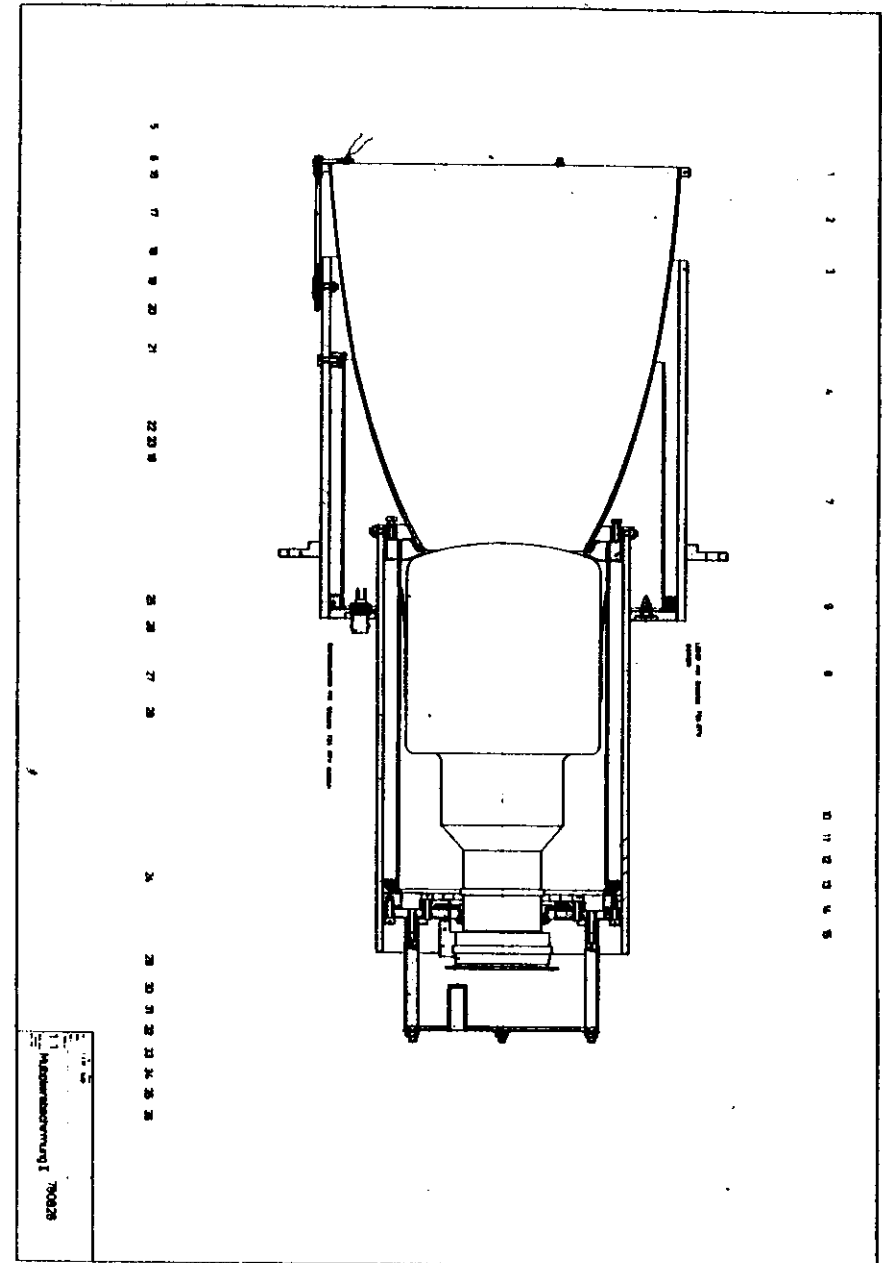


Abb. 15 Konstruktionszeichnung einer Photomultiplier-Abschirmung mit einem Lichtsammeltrichter vom Typ2 für einen Cerenkouzähler B2

Messungen des Streufeldes des TASSO-Magneten ergeben maximal etwa 0,5 mT für die Longitudinalfelder am Ort der Photomultiplier ohne Abschirmung. Messungen an den Abschirmungen ergaben eine Abschwächung der Longitudinalkomponenten auf etwa 25 % am Kathodenort.

Da schon Felder von 0,15 mT zu 50 % Verlusten in der Fokussierung der Photoelektronen führen können, wurden Kompensationsspulen zur Kompensation der Longitudinalfelder in die Abschirmungen für die Zähler B1, B2 mit eingesetzt.

Zur ständigen Kontrollmöglichkeit der Photomultiplier wurde je ein Lichtleiter mit Öffnung an der Eingangsfläche der Lichtsammeltrichter eingebaut. Am Eingang der Lichtleiter sind von aussen zugängliche Leuchtdiodenfassungen aufgeschraubt.

Die Leuchtdioden sind über ein Verteilersystem an einem Quecksilber-Pulsverstärker angeschlossen. Der Pulsbetrieb erlaubt über den qualitativen Funktionstest hinaus eine Messung der Verstärkung der Photomultiplier / 22 /.

Zur Aufnahme der Abschirmungen für die Zähler B1, B2 und C1, C2 wurde jeweils ein Aluminiumgehäuse verwendet.

Wie in Abb. 16 zu erkennen ist, wird das Cerenkovlicht nicht direkt, sondern über Planspiegel auf die Lichtsammeltrichter vom kleinen Typ fokussiert.

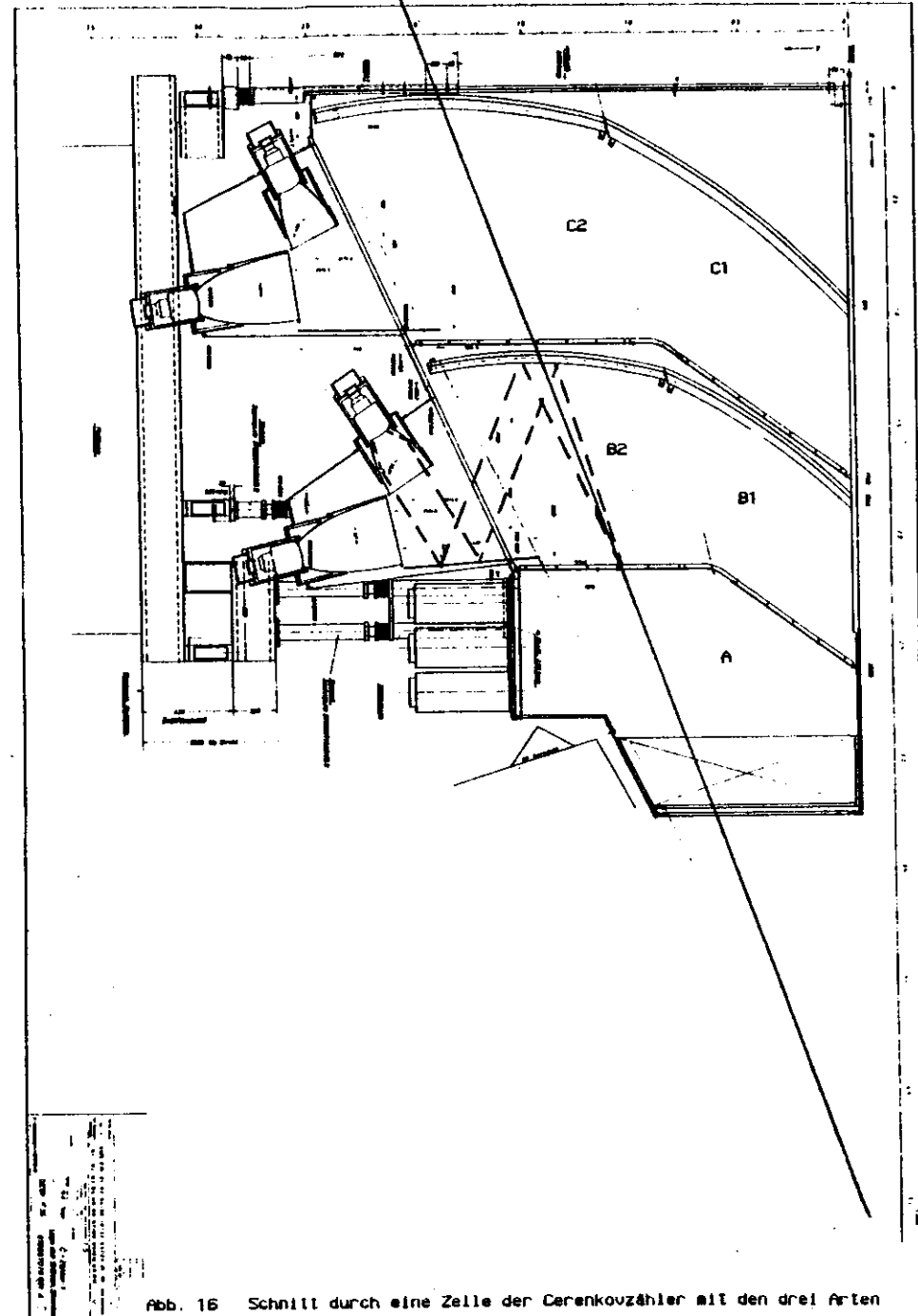


Abb. 16 Schnitt durch eine Zelle der Cerenkovzähler mit den drei Arten von Cerenkovzählern und schematischer Darstellung der Lichtsammung in B2

5. Radiatorgase

5.1. Wahl der Gase für die TASSO-Cerenkovzähler

Die TASSO-Cerenkovzähler wurden so geplant, dass sich insgesamt eine möglichst lückenlose Trennung, insbesondere von Pionen und Kaonen, ergibt (s. Kap. 9.6.). Im Anschluss an die Flugzeitzähler benötigt man einen Radiator mit n ≈ 1.02, der sich mit Aerogel erreichen lässt. Für die Gaszähler können aus technischen Gründen nur Gase unter Atmosphärendruck verwendet werden. Der auf den Aerogelzähler folgende Gaszähler benötigt ein Gas mit relativ hohem Brechungsindex. Neopentan besitzt (Tabelle 1) unter Atmosphärendruck einen besonders hohen Brechungsindex, scheidet aber als schweres, brennbares Gas aus Sicherheitsgründen aus. Freon 114 erfüllt danach am besten die geforderten Eigenschaften. Die Wahl des Gases für die hinteren Gas-Cerenkovzähler ist nicht sehr kritisch. Günstig ist Kohlendioxid. Je nach Anforderungen an die Teilchentrennung könnte es aber auch gegen Gase mit etwas höherem (Freon 13) oder etwas geringerem Brechungsindex (N2, O2, trockene Luft) ausgetauscht werden. Zu Testzwecken wurde zeitweise Freon 12 benutzt, und daher mit in die Tabellen aufgenommen.

5.2. Der Brechungsindex von Gasen

Nach den Gesetzen von Clausius-Mossotti bzw. Lorentz-Lorenz gilt für den Brechungsindex die Relation:

3 n^2 - 1 / (2 n^2 + 1) = A(λ) / μ, wobei A die Molrefraktion und μ die Molmasse ist.

Für die Dichte eines realen Gases gilt:

ρ(p,T) = μ · p / (Z(p,T) R T), dabei ist R die Gaskonstante und Z(p,T) die Komprimierbarkeit,

die die Abweichung gegenüber einem idealen Gas (Z=1) angibt.

Mit dem Oszillatormodell für die Polarisierbarkeit lässt sich daraus ein Näherungsausdruck für den Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge, dem Druck und der Temperatur konstruieren:

(für n=1 wie für Gase unter Atmosphärendruck ist n-1 ≈ (3 n^2 - 1) / (2 n^2 + 1))

und n(λ,p,T) = (p / p0) \* (T0 / T) \* (Z(p0,T0) / Z(p,T)) \* Σ (Ai / (λ^2 - λi^2))

Summiert wird über alle Absorptionslinien mit den Resonanzwellenlängen λi. A enthält die Oszillatordichte und -stärke. In den praktischen Dispersionsformeln beschränkt man sich oft auf ein oder zwei Summanden, wie in den Dispersionsstabellen in / 23,24,25 /.

5.3. Tabellen der Eigenschaften der Radiatorgase

Die Daten über Molmasse, Siedepunkt, kritische Konstanten, Dampfdruck, Dichte und Kompressibilität stammen aus / 26 /. Daten über Freone enthält ausserdem / 27 /. Die Daten über Brechungsindices und Dispersion stammen zumeist aus / 23 /. Für die Freone gab es kaum Angaben über die optischen Eigenschaften in der Standardliteratur. Die Dispersionsformeln für Freon 12/13 wurden nach / 28 / und die von Freon 114 nach / 29 / konstruiert. Die Angaben über die Grenzwellenlänge (63 % Transmission bei 1 Meter Gas unter Normalbedingungen) wurden, soweit nicht in der Standardliteratur enthalten, nach Angaben in / 30,31 / bestimmt.

Die Zahlenwerte für die Szintillation liefern nach / 32 / die Anzahl der Lichtquanten, die nach einem Meter Weg von einem minimalionisierenden Teilchen bei 20°C und 1.013 bar in den vollen Raumwinkel und spektralen Empfindlichkeitsbereich Si emittiert werden.

Die Daten für die Kompressibilität gelten bei den Freonen für 15°C, bei N2 für 300 K und bei O2 und Luft für 290 K.

Ansonsten gelten alle Angaben für p0 = 1.013 bar (1 at) und T0 = 293.15 K (20°C).



Tabelle 2

Gas	Freon 12	Freon 13	Freon 114	Neopentan	Kohlendioxid	Stickstoff	Sauerstoff	Luft
Formel	CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	CClF <sub>3</sub>	CClF <sub>2</sub> CClF <sub>2</sub>	C(CH <sub>3</sub> ) <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	
$(n-1) \cdot 10^5$ (350nm)	104.4	74.5	140.7	179.5	43.3	28.9	26.2	28.2
Molmasse (g/mol)	120.9	104.5	170.9	72.15	44.01	28.01	32.00	
Siedepunkt (°C)	-29.8	-81.5	3.6	9.5	-78.5	-195.8	-183.0	
krit. Temp. (°C)	112.0	28.8	145.7	160.6	31.0	-146.95	-118.57	
krit. Druck (bar)	41.15	38.60	32.63	31.96	73.80	34.00	50.43	
Dampfdruck (bar)	5.68	31.76	1.824	1.45	78			
Kompressibilität	.993	.9897	.9674	.9651	.9947	.9898	.9994	.9992
Dichte (g/l)	5.04	4.93	7.34	3.28	1.815	1.164	1.331	1.189
$\lambda$ grenz (nm)	223	197	218	~ 220	193	150	180	185
Szintillation	2.4		2.0	0.3	2.1	27.0	0.22	5.0
Strahlungs- laenge g/cm	24.0	27.5				38.6	34.6	37.1

Tabelle 3 Dispersionsparameter

Gas	$A_2$ $10^8 \text{ m}^{-2}$	$\lambda_1$ nm	$A_2$ $10^8 \text{ m}^{-2}$	$\lambda_1$ nm
Freon 12	732.52	113.003		
Freon 13	2404.14	59.535		
Freon 114	1560.68	91.631		
Neopentan	1625.03	100.051		
Kohlendioxid	4.5210	149.009	691.405	76.159
Stickstoff	368.38	81.032	78.021	64.462
Sauerstoff	351.70	83.839		
Luft	8.1068	142.047	532.155	68.819

Tabelle 4  $(n-1) \cdot 10^5$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Gas	600 nm	500 nm	450 nm	400 nm	350 nm	300 nm	250 nm	200 nm
Freon 12	97.0	98.6	99.8	101.7	104.4	109.0	117.6	137.4
Freon 13	73.1	73.4	73.7	74.0	74.5	75.3	76.7	79.4
Freon 114	134.2	135.6	136.7	138.3	140.7	144.5	151.4	165.9
Neopentan	167.3	169.5	171.1	173.5	177.1	183.7	193.7	217.0
Kohlendioxid	41.8	42.2	42.4	42.8	43.3	44.2	45.8	49.2
Stickstoff	27.9	28.2	28.3	28.6	28.9	29.5	30.5	32.6
Sauerstoff	25.2	25.4	25.6	25.9	26.2	26.8	27.9	30.0
Luft	27.3	27.5	27.6	27.8	28.2	28.7	29.7	31.9

## 6. Spiegelbedampfung

### 6.1. Reflexion unter Idealbedingungen

Nach dem Modell des freien Elektronengases ist der Realteil der dielektrischen Funktion von Metallen negativ bis zur Plasmafrequenz  $\omega_p$ . Daraus ergibt sich eine Reflexionskoeffizient von zunächst annähernd 100 % mit einem schnellen Abfall der Reflexivität nahe der Plasmafrequenz.

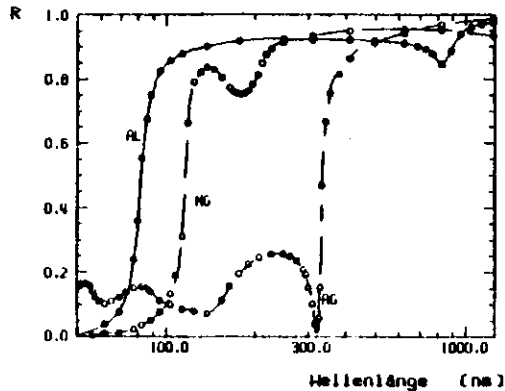


Abb. 17 Reflexivität von Aluminium, Magnesium und Silber unter optimalen Bedingungen

Hier in Abb. 17 erkennbar, zeigt die Reflexivität R der Metalle Aluminium, Magnesium und Silber im wesentlichen diesen Verlauf.

Mit drei Leitungselektronen ist bei Aluminium die Leitungselektronendichte und damit auch  $\omega_p$  besonders hoch: bei  $E = 15.2 \text{ eV}$  bzw.  $82 \text{ nm}$  Wellenlänge. Die Reflexivität von Aluminium ist noch  $> 92 \%$  für  $\lambda \approx 180 \text{ nm}$ .

Durch Interbandübergänge mit  $\Delta E \approx 1.5 \text{ eV}$  nimmt R nach einem flachen Maximum mit  $R \approx 92.5 \%$  bei  $250 \text{ nm}$  langsam auf  $\approx 92.0 \%$  bei  $500 \text{ nm}$  ab, erreicht ein Minimum von  $84 \%$  bei  $830 \text{ nm}$  und geht erst im fernen Infrarot gegen  $100 \%$ . Diskussionen der optischen Eigenschaften von Aluminium in Verbindung mit der Bandstruktur finden sich in / 32,33 /.

Durch Kramers-Kronig Analyse konsistente Sätze optischer Konstanten verschiedener Metalle, denen auch die Reflexionsdaten in Abb. 17 entnommen sind, finden sich in / 34 /. Der Zusammenhang der optischen Konstanten einschliesslich der Kramers-Kronig Relationen sowie deren Anwendung werden in / 35 / diskutiert.

### 6.2. Herstellung von Aluminiumschichten hoher Reflexivität

Die Herstellung von reinen Metallfilmen durch Bedampfung im Vakuum wird allgemein in / 36 / beschrieben.

Speziell für Aluminium gibt es darüberhinaus zahlreiche Artikel von Hass u. a. / 37 /. Danach hängt die Reflexionsqualität sehr stark von den Bedampfungsparametern ab.

Während es relativ leicht ist, Aluminiumschichten mit hoher Reflexivität im sichtbaren Bereich herzustellen, nimmt die Reflexion für Wellenlängen kürzer als  $400 \text{ nm}$  schnell ab, wenn nicht folgende Parameter bei der Bedampfung eingehalten werden:

Aufdampfrate  $> 5 \text{ nm/s}$

Hochvakuum  $p < 10^{-5}$  mbar

reinstes Aluminium  $99.99 \%$

$60 - 80 \text{ nm}$  Schichtdicke (gerade nicht mehr transparente Filme)

kalte, beständige und glatte Unterlage (Glas,  $T \approx 50^\circ\text{C}$ )

möglichst senkrechte Einstrahlung bei der Bedampfung.

6.3. Bedingungen für die Herstellung der Spiegel für TASSO

Unterlage für die Spiegel ist Plexiglas.

Vergleiche mit simultaner Bedampfung zeigten, dass bei längeren Bedampfungszeiten und grösseren Schichtdicken Plexiglasspiegel etwas schlechtere Eigenschaften haben als gleichzeitig hergestellte Spiegel mit Glasunterlage / 30 /

Die Aufdampfrate für die TASSO-Spiegel war u. a. durch die Leistung des Heizteiles von 3 KVA begrenzt.

Der zylindrische Rezipient hat mit 117 cm Durchmesser und 148 cm Länge ein zu evakuierendes Volumen von über  $1.5 \text{ m}^3$ .

Über eine Drehschieberpumpe und eine Wälzkolbenpumpe wurde ein Vorvakuum von  $10^{-3}$  mbar für die Diffusionspumpe mit einer Pumpleistung von 8000 l/s erreicht.

Damit konnte schon nach 30 min ein Druck von etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar erreicht werden.

Zur Bedampfung wurden mit reinstem Aluminiumdraht umwickelte Wolframwendeln verwendet.

Für die grossen Spiegel wurden bis zu 8 Wendeln pro Bedampfung benötigt. Der Abstand zur Plexiglasfläche betrug etwa 40 cm (Abb. 18).

Mit Simulationsrechnungen wurde die unter den Randbedingungen jeweils günstigste Anordnung der Wendeln bestimmt.

Abb. 19 zeigt eine dabei erhaltene Darstellung der Schichtdickenverteilung. Die Schichtdickenverteilung ist bei Aluminium nicht sehr kritisch und leicht zu kontrollieren. So sind Proben mit zu geringer Schichtdicke ( $< 60 \text{ nm}$ ) bläulich transparent, was man leicht bei Betrachtung gegen eine helle Lichtquelle erkennen kann. Andererseits nimmt erst bei wesentlich grösseren Schichtdicken ab etwa 100 nm, die Reflektivität langsam ab. Am Anfang jeder Bedampfungsserie wurde durch Probebedampfungen bestimmt, welche Bedampfungszeit notwendig ist, um auf der gesamten Spiegelfläche eine ausreichende Schichtdicke zu erhalten.

elliptischer Plexiglasspiegel

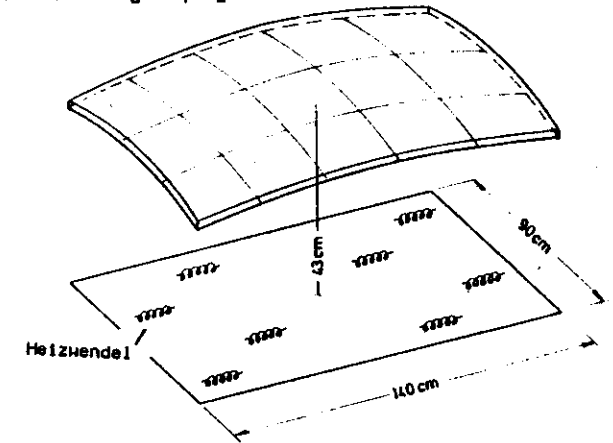


Abb. 18 Anordnung zur Bedampfung der elliptischen Spiegel

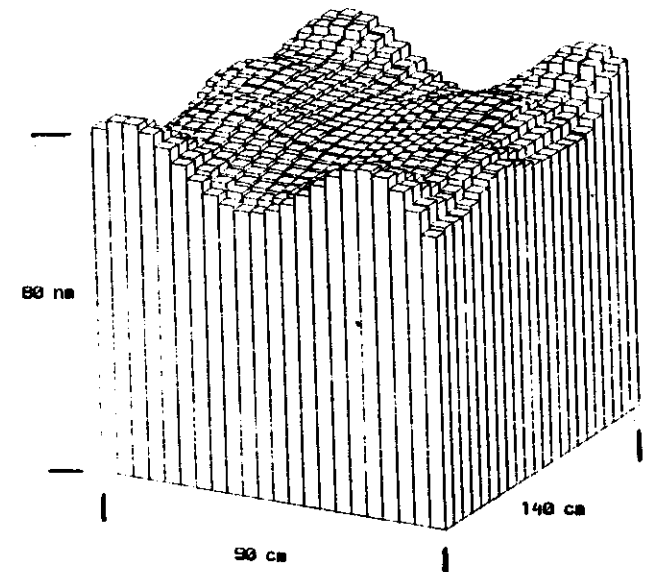


Abb. 19 Aluminium Schichtdickenverteilung

6.4. Ergebnisse der Reflexionsmessungen an Spiegelproben

Es stand eine Apparatur zur Verfügung, mit der es möglich war, die Reflektivität von kleinen Spiegelproben über einen weiten Wellenlängenbereich direkt zu messen (Abb. 20)

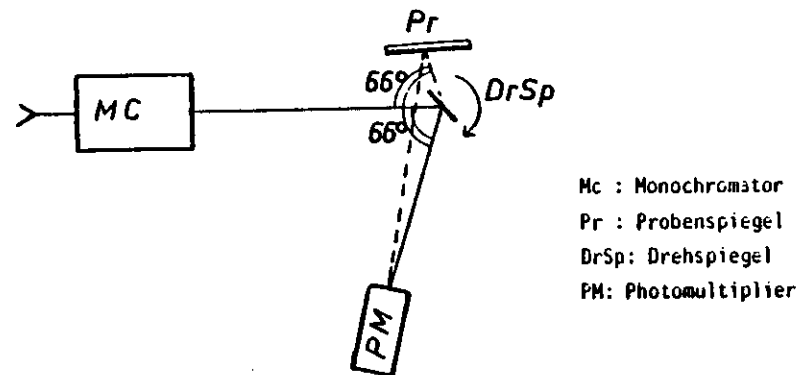
Die Apparatur ist in / 30 / ausführlich beschrieben. Zum Lichtnachweis wurde ein Photomultiplier mit einem Lichtdiffuservorsetz verwendet. Der Diffuser führte bei Wellenlängen unterhalb von etwa 350 nm zu grösseren Fehlern. Durch den Diffuservorsetz ergeben sich zu starke Intensitätsverluste ( > 200 fache Abschwächung ). Ausserdem konnte durch Dispersion in der Quarzoptik das kurzwellige Licht nicht mehr befriedigend auf die kleine Diffuseröffnung fokussiert werden. Durch Verwendung eines Photomultipliers mit einer Szintillatorscheibe vor der Kathode, konnte die Reflexion bis zu Wellenlängen von 230 nm noch bis auf etwa 2 % genau bestimmt werden.

Im Bereich von 280 - 400 nm lag der systematische Fehler unter 1 %. Anfängliche Messungen an den Proben für Lichtsammeltrichter zeigten (Abb. 21), dass die Reflexion unterhalb von 400 nm bereits deutlich abnimmt, und sich dieser Effekt schon nach einem Tag Lagerung noch ganz wesentlich verstärkt.

Variationen der Aufdampfrate im möglichen Bereich von 20 - 40 sec brachten kaum verbesserte Resultate. Der Anfangsdruck zur Bedampfung betrug  $6 \cdot 10^{-5}$  mbar.

Da die Reflexion an frischen Proben ausreichend war, wurden Versuche mit Schutzschichtbedampfungen begonnen. Nach Angaben in der Literatur / 15, 97 / ist eine 25 nm dicke Magnesiumfluoridschicht günstig.

Durch den hohen Schmelzpunkt ( 1266°C ) und das kritische Verhalten von  $MgF_2$  nahe des Schmelzpunktes ( starke Veränderung der Oberfläche und des Dampfdruckes, Springen der Kristalle ) gelang es erst nach längeren Messreihen mit zahlreichen Schichtdickenbestimmungen am Interferenzmikroskop, einigermaßen homogene Schichten ( 18 - 40 nm Dicke ) herzustellen. Offenbar bildete sich jedoch keine feste, haltbare Schicht aus.



Mc : Monochromator  
Pr : Proben Spiegel  
DrSp: Drehspiegel  
PM: Photomultiplier

Abb. 20 Schematische Darstellung des Aufbaues bei den Reflexionsmessungen

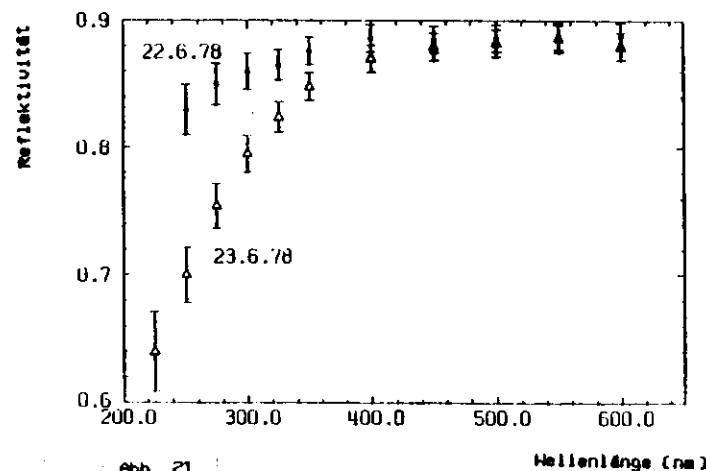


Abb. 21

Wellenlänge (nm)

So zeigten die Proben mit Schutzschicht keine verbesserte Reflexion oder Beständigkeit, sondern eine besonders gegen Feuchtigkeit und Kratzer eher empfindlichere Oberfläche. Nach Angaben in der Literatur / 37 / ist die Verwendung von Magnesiumfluorid erst im Vakuum-UU ( $\lambda < 200 \text{ nm}$ ) sinnvoll. Um beständige Schutzschichten zu erhalten wird empfohlen, das Substrat auf  $300^\circ\text{C}$  zu erwärmen, was bei Plexiglas völlig ausgeschlossen ist.

Andererseits behalten hochwertige Aluminiumschichten ihre guten optischen Eigenschaften durch Ausbildung einer stabilen, 3 - 4 nm dicken Oxidschicht, die sich schnell an trockener Luft bildet (Abb. 22, Nach Bernig, Hass und Madden / 37 / insbesondere in J. Opt. Soc. Am. 50 (1960) 587 ).

Der Reflexionsverlust durch die Oxidschicht beträgt 0.3 % bei 500 nm und 1.6 % bei 220 nm Wellenlänge.

Durch Verbesserung des Vakuums gelang es tatsächlich, ohne zusätzliche Schutzschicht Proben mit sehr guter, stabiler Reflektivität herzustellen (Abb. 23).

Die Verlängerung der Pumpzeiten auf mehrere Stunden ergab Anfangsdrücke von  $1 - 2 \cdot 10^{-5}$  mbar. Durch die Getterwirkung des Aluminiumdampfes war das Vakuum nach der Bedampfung noch wesentlich besser als zuvor.

Um diesen Effekt gezielt zu nutzen, wurde zunächst jeweils mit einer gegen die Spiegel weitgehend abgeschirmten Quelle vorbedampft und damit ein Druck von etwa  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar zur Bedampfung der grossen Spiegel geschaffen. Unter diesen Bedingungen hergestellte Spiegel lieferten Reflektivitäten von über 90 % im gesamten Messbereich, sehr nahe an den überhaupt möglichen Bestwerten (Abb. 24).

Der Bedampfungsvorgang dauerte jeweils etwa 20 s. Durch langsame Erwärmung stellt sich erst nach einigen Sekunden eine konstante Aufdampftrate von etwa 5 nm/s ein.

Bei Einhaltung dieser Bedampfungsparameter gelang es, die Spiegel in Serie mit den nahezu optimalen Eigenschaften herzustellen.

Die Spiegel wurden bis zum Einbau zusammen mit Trockenmitteln in Polyäthylentüten verschweisst. An junglich aufbewahrten Proben waren keine Alterungseffekte mehr nachzuweisen, und selbst Staub und Feuchtigkeit ausgesetzte Proben erreichten noch nach Monaten über 85 % Reflektivität bis weit ins UV.

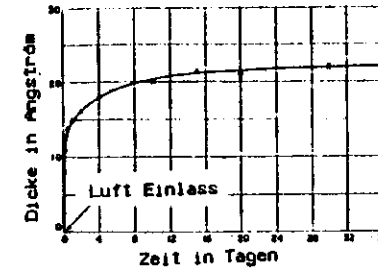


Abb. 22 Oxidation von reinen Aluminiumfilmen in trockener Luft bei Zimmertemperatur

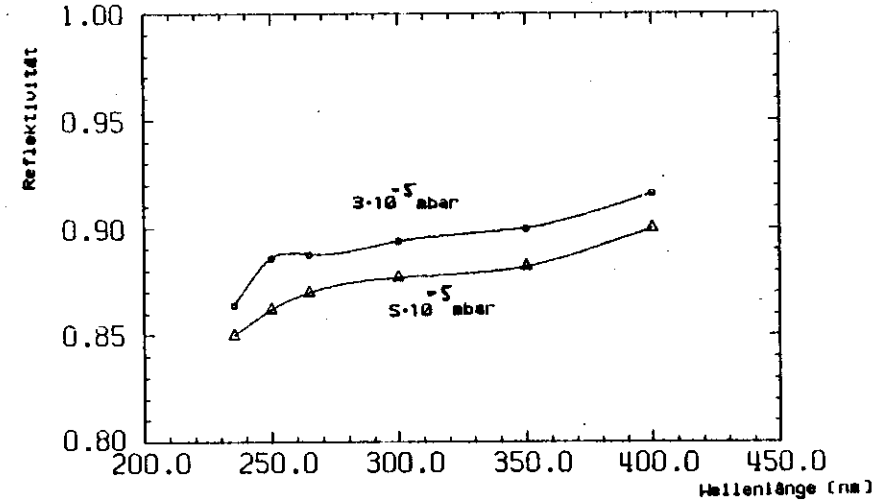


Abb. 23 Abhängigkeit vom Anfangsdruck

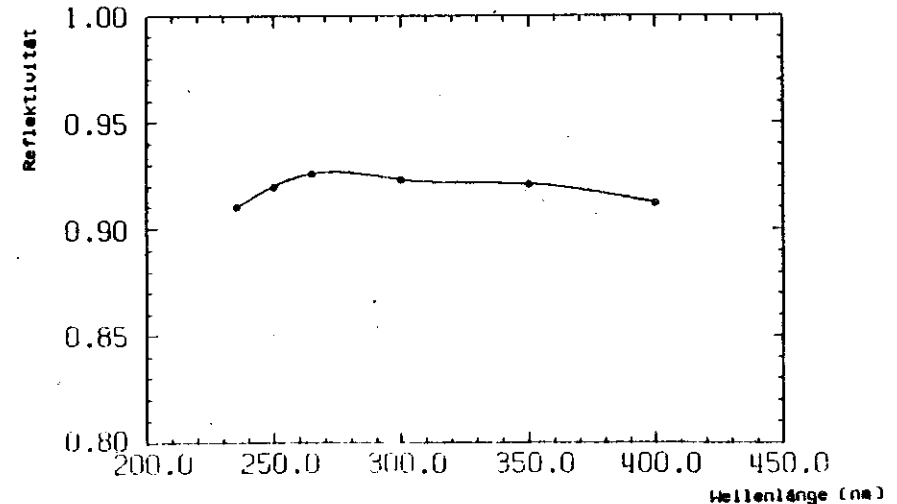


Abb. 24 Gemessene, nahezu optimale UV-Reflexionsqualität

### 6.5. Reflexionsmessungen an den Lichtsammeltrichtern

Bei den Lichtsammeltrichtern war es wünschenswert, die Reflektivität ausser an kleinen Proben auch an den Lichtsammeltrichtern direkt zu messen.

Zum Vergleich mit den Reflexionsmessungen wurde ein spezielles Simulationsprogramm für die Lichtsammeltrichter geschrieben und versuchsweise an das dazu für die DESY - IBM Computer ungeschriebene Guide7 Programm angeschlossen / 38 /. Abb. 25 zeigt den Strahlengang zur Simulationsrechnung. Hier finden, bedingt durch die Einfallswinkel, nur Einfachreflexionen am Lichtsammeltrichter statt.

Aus dem Vergleich der Simulationsresultate (Abb. 26) mit der Kurvenform am Oszilloskop (Abb. 27) ergab sich die Reflektivität. Bei der Bedampfung der Lichtsammeltrichter waren die Bedingungen noch nicht so günstig, wie bei den grossen elliptischen Spiegeln und Planspiegeln.

Es ergab sich  $R = 89\%$  bei  $500\text{ nm}$ ,  
 $R = 86\%$  bei  $325\text{ nm}$ ,  
und  $R = 84\%$  bei  $275\text{ nm}$  Wellenlänge.

Um die Kathodeninhomogenitäten auszugleichen, wurde der Photomultiplier bei den Messungen nicht direkt hinter dem Lichtsammeltrichter angebracht, sondern das Licht über eine flache Plastikszintillatorplatte mit einem Lichtleiter zum Photomultiplier geführt.

Bei der gekrümmten Photomultiplieroberfläche erscheinen die spitzen Minima, die sich nach den Fresnel Formeln bei dem schrägen Lichteinfall nach der Reflexion nahe dem Photomultiplier ergeben, nicht so stark.

Abb. 28 zeigt das zugehörige Simulationsergebnis für die Lichtintensität hinter dem gekrümmten Kathodenfenster.

Die Richtungsabhängigkeit der Reflektivität von Aluminium für unpolarisiertes Licht kurzer Wellenlängen ist gering, und wurde hier vernachlässigt (s. / 37 /, insbesondere G.Hess in R.Kinstleke Bd.III).

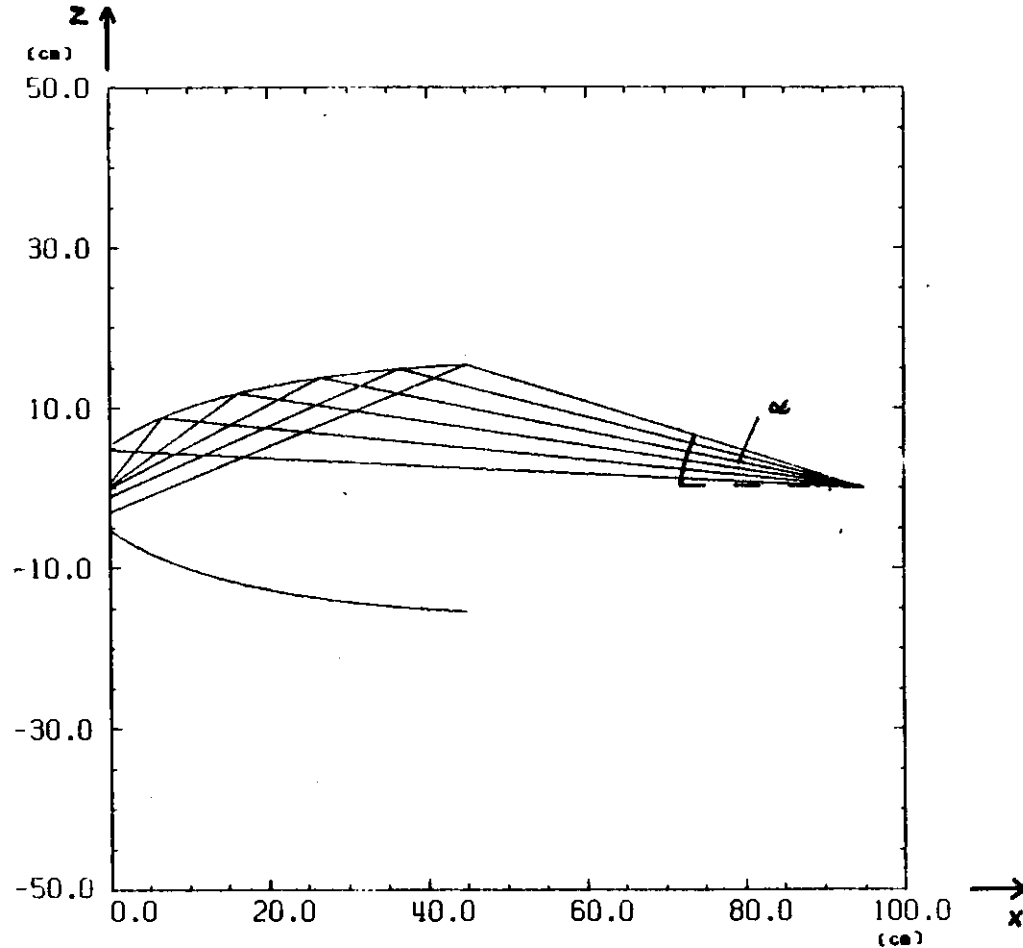


Abb. 25 Computerdarstellung des Strahlenganges bei den Reflexionsmessungen am Lichtsammeltrichter vom Typ 1. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden nur Strahlen mit positiver z - Komponente eingezeichnet.

Intensitätsverteilungen am Ausgang eines Lichtsammeltrichters vom Typ 1

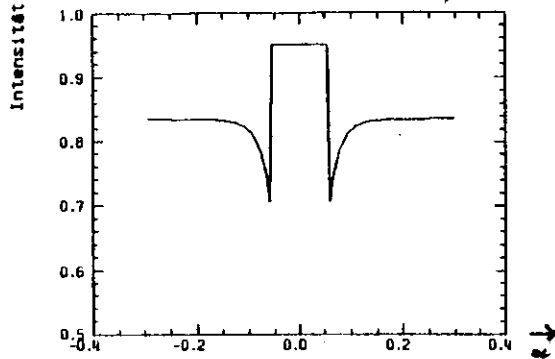


Abb. 26 Simulationsergebnis

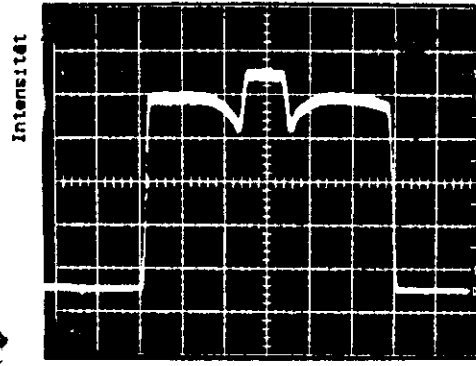


Abb. 27 zugehöriges Messergebnis

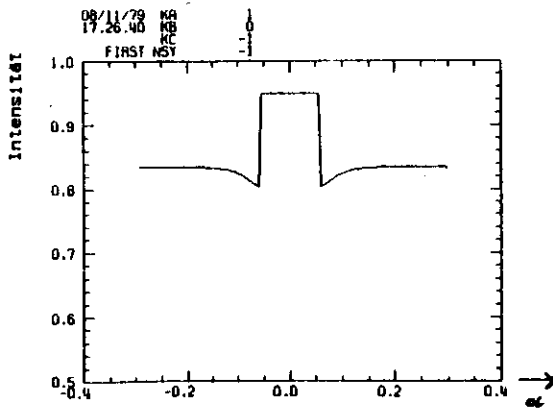


Abb. 28 Simulationsergebnis am gekrümmten Szintilliator

2. Photomultiplier (Fotovervielfacher)

2.1. Photomultiplierstatistik

In der Literatur fanden sich allgemeine Modelle zur Beschreibung des Einzel-Photoelektron-Pulses, aber kaum Angaben über das Pulshöhenspektrum bei grösseren Mittelwerten der Anzahl der Photoelektronen / 39,40.41 /.

Als Grundlage für Anpassungsrechnungen wird deshalb folgendes einfaches Modell für die Pulshöhenstatistik von Photomultipliern beim Nachweis von Čerenkovlicht entwickelt:

Für die Verteilung der Photoelektronen von der Kathode wird im allgemeinen eine Poissonverteilung angesetzt:

$$P_{N_e} = \text{Poiss}(N_e, \langle N_e \rangle) = \frac{\langle N_e \rangle^{N_e}}{N_e!} \exp(-\langle N_e \rangle)$$

Man kann dies Ergebnis auch exakt erhalten, wenn man für die Photonen eine Poissonverteilung mit dem Mittelwert  $\langle N \rangle$  und für den Photoeffekt eine feste Konversionswahrscheinlichkeit  $k$  ansetzt. Dann erfolgt die Konversion nach einer Binomialverteilung.

Aus dem Produkt beider Verteilungen ergibt sich dann die Poissonverteilung für  $N$  mit dem Mittelwert  $\langle N \rangle = k \langle N \rangle_P$ .

Für die Sekundärelektronenemission wird im allgemeinen eine Polyverteilung angenommen:

$$\text{Poly}(z, \langle z \rangle, s) := \binom{z + s - 1}{z} \left(\frac{\langle z \rangle}{s}\right)^z \left(\frac{\langle z \rangle}{s} + 1\right)^{-s - \langle z \rangle}$$

Dabei ist  $s=1/b$  ein Mass für die Inhomogenität der Dynoden. Die Polyverteilung liefert als Grenzfälle für  $b = 1$  eine Furry- und für  $b = 0$  (ideal homogene Dynoden) eine Poissonverteilung.

Unter der vereinfachten Annahme homogener Dynoden lässt sich daher wieder eine Poissonverteilung ansetzen:

Bei  $u$  Photoelektronen von der  $(i-1)$ -ten Dynode erhält man an der  $i$ -ten Dynode die Verteilung

$$P_{N_i} = \text{Poiss}(N_i, \langle N_i \rangle) \text{ wobei } \langle N_i \rangle = u \langle U \rangle_i$$

mit  $\langle U \rangle$  als mittlerer Verstärkung bzw. Elektronenvervielfachung an der  $i$ -ten Dynode.

Im allgemeinen und insbesondere an der ersten Dynode gilt  $\langle U \rangle \gg 1$

Dann kann man die Poissonverteilung näherungsweise durch die Gauss- bzw. Normalverteilung ersetzen

$$f_{N_1} \approx c \cdot \text{Gauss}(N_1, \langle N_1 \rangle, \sigma) \text{ wobei } \sigma = \sqrt{\langle N_1 \rangle}$$

Ausgeschrieben für die erste Dynode ergibt sich:

$$f_{N_1} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(N_1 - \langle N_1 \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \text{ Mit } \langle N_1 \rangle = \nu \langle U_1 \rangle \text{ folgt}$$

$$f_{N_1} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{N_1}{\langle U_1 \rangle} - \nu\right)^2}{2\nu/\langle U_1 \rangle}\right) \text{ Mit } x := \frac{N_1}{\langle U_1 \rangle}$$

und passendes c ist das wieder eine Gaussverteilung in x mit  $\langle x \rangle = \nu$

$$\text{und } \sigma = \sqrt{\frac{\nu}{\langle U_1 \rangle}} : f_x = \text{Gauss}\left(x, \nu, \sqrt{\frac{\nu}{\langle U_1 \rangle}}\right)$$

Die weiteren Dynoden bewirken eine Verschmälerung zu einem Quasikontinuum, das man bei der Gaussverteilung ohne Schwierigkeit durch Übergang zu kontinuierlichem x darstellen kann. Man erhält dadurch als Ansatz für das gesamte Pulshöhenspektrum

$$\text{Pulsh}(x) := \sum_{N=0}^{\infty} \text{Pois}(N, \langle N \rangle) \cdot \text{Gauss}\left(x, \nu, \sqrt{\frac{\nu}{\langle U_1 \rangle}}\right)$$

der offensichtlich alle Anforderungen einer Verteilungsfunktion erfüllt.

$$\text{Für } \nu = 0 \text{ ist Gauss}\left(x, \nu, \sqrt{\frac{\nu}{\langle U_1 \rangle}}\right) \equiv \delta(x)$$

$$\text{und im lim}_{\langle U_1 \rangle \rightarrow \infty} \text{Gauss}\left(x, \nu, \sqrt{\frac{\nu}{\langle U_1 \rangle}}\right) = \delta(x - \nu) \text{ also die Deltadistribution}$$

zum Pol  $\nu$ .

Legt man eine Diskriminatorschwelle bei  $x_S$  fest, so wird die Wahrscheinlichkeit  $\xi$ , dass das Ereignis oberhalb der Schwelle liegt:

$$\xi = \int_{x_S}^{\infty} \text{Pulsh}(x) dx \approx 1 - \int_{-\infty}^{x_S} \text{Pulsh}(x) dx$$

im Grenzfalle hoher Verstärkung an der 1. Dynode ( $U_1 \rightarrow \infty$ ) und einer Schwelle zwischen 0 und 1 ergibt sich:

$$\xi = 1 - \int_{-\infty}^{x_S} \text{Pulsh}(x) dx = 1 - \frac{\langle N \rangle^0}{\theta!} \exp(-\langle N \rangle) = 1 - \exp(-\langle N \rangle)$$

Dies ist auch gerade das allgemeine Ergebnis in 0. Näherung, d.h. wenn man nach  $\nu = 0$  in der Summierung abbricht:

$$\xi_0 = 1 - \exp(-\langle N \rangle)$$

Mit der Abkürzung  $\text{erf}(x) := \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp(-x^2/2) dx$

ergibt sich in erster Näherung:

$$\xi_1 = 1 - \exp(-\langle N \rangle) - \langle N \rangle \exp(-\langle N \rangle) \text{erf}\left(\frac{x - 1}{\sqrt{\langle U_1 \rangle}}\right)$$

für  $\langle U_1 \rangle = 20$  und  $x = 0.5$  ergibt sich danach für  $\langle N \rangle = 1$ :

$$\xi_0 = 0.6321$$

$$\xi_1 = 0.6275$$

Abb. 29 zeigen nach dem Modell berechnete Pulshöhenverteilungen für verschiedene Mittelwerte und Verstärkungen an der 1. Dynode.



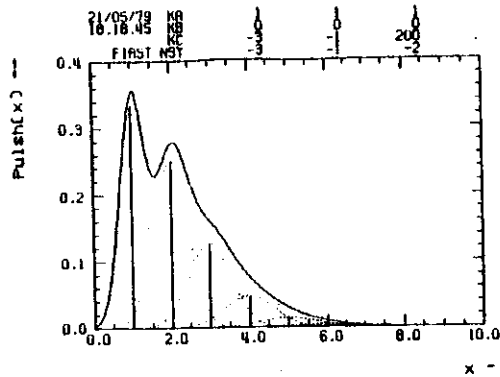


Abb. 29a  $\langle N_e \rangle = 1.5$   $\langle U_1 \rangle = 10$

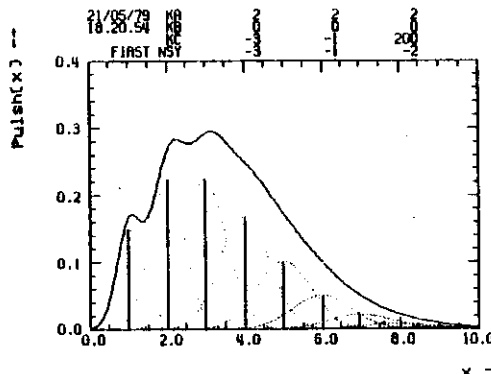


Abb. 29b  $\langle N_e \rangle = 3.0$   $\langle U_1 \rangle = 10$

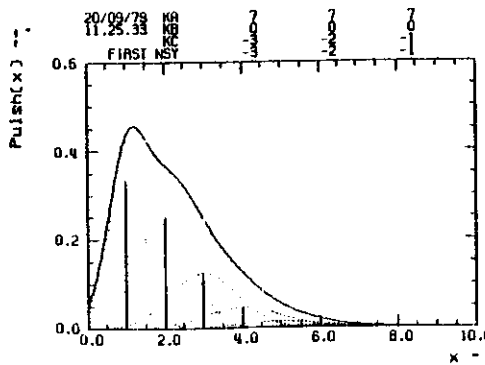


Abb. 29c  $\langle N_e \rangle = 1.5$   $\langle U_1 \rangle = 4$

### 7.2. Wahl der Photomultiplier für TASSO

Benötigt werden 5 - Zoll Photomultiplier mit möglichst hoher Nachweiswahrscheinlichkeit für Cerenkovlicht.

Es ist bekannt, dass die Herstellerangaben für die Quantenausbeute von Photomultipliern ein gutes relatives Mass zum Vergleich verschiedener Wellenlängen liefern, absolut aber meist viel zu gross sind (typisch um einen Faktor 2, s. / 11 /).

Dies liegt wahrscheinlich an der Messmethode der Hersteller mit generaten Lichtquellen (bestimmte Farbtemperatur usw. / 42 /).

Bei Cerenkovlicht ist dagegen aus der Theorie der Mittelwert der Zahl der emittierten Photonen in einem bestimmten Spektralbereich bekannt und somit die Umsetzungswahrscheinlichkeit direkt absolut messbar (Kap 8.3.). Es wurden 5 - Zoll Photomultiplier verschiedener Hersteller getestet (EMI, RCA, VALUD).

Die Unterschiede in der Quantenausbeute waren gering, so dass die Entscheidung zugunsten der relativ preisgünstigen, rauscharmen XP 2041 von VALUD fiel / 43 /.

Die XP 2041 hat, verglichen mit der RCA 8854, eine relativ geringe Verstärkung an der ersten Dynode und damit eine sehr verschmierte Pulshohenstatistik, die keine Ein- oder Mehrphotoelektronensignale aufweist.

### 7.3. Wellenlängenschieber

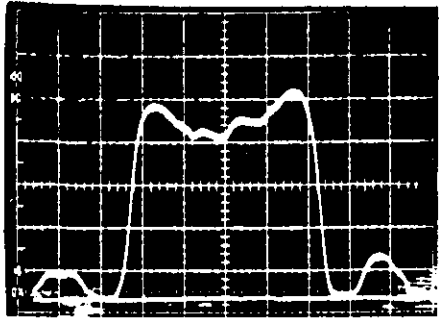
Durch Verwendung von Wellenlängenschiebern (WLS) lässt sich die Quantenausbeute im UV verbessern, wo sonst die Kathodenfenster schon zunehmend absorbieren / 11,46 /.

Zur Beschichtung mit dem Wellenlängenschieber pTP (para-Terphenyl) wurde der Photomultiplier kurz in eine annähernd gesättigte Lösung aus pTP und Polystyrol in Methylenchlorid getaucht / 47 /.

Die Schichtdicke und das Verhältnis pTP / Polystyrol sind nicht kritisch ( günstig etwa 1 / 3 ).

Es bildet sich nach dem Eintauchen eine glatte, matt aussehende Schicht auf dem Kathodenfenster.

mit HLS | ohne HLS



mit HLS | ohne HLS

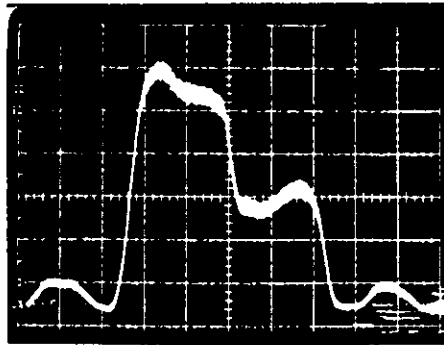


Abb. 30 Ausgangssignal bei 300 nm Wellenlänge

Abb. 31 Ausgangssignal bei 230 nm Wellenlänge

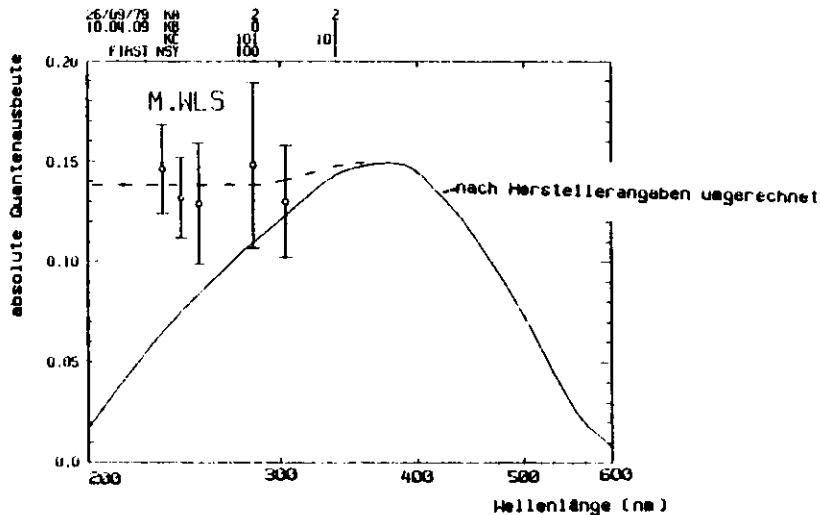


Abb. 32 Quantenausbeute der XP 2041

Zur Untersuchung der Wirkung vom HLS in Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde teilweise nur eine Hälfte des Kathodenfensters mit HLS beschichtet. Über einen Drehspeigel wurde das Kathodenfenster mit einem feinen monochromatischen Lichtstrahl beleuchtet. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wurde über einen Tiefpass am Oszilloskop dargestellt (Abb. 30,31).

Aus dem Vergleich zahlreicher Oszillogramme in Verbindung mit dem Verlauf der Quantenausbeute nach Herstellerangaben ergab sich Abb. 32. Die Angaben für die absolute Quantenausbeute sind dabei schon nach den Ergebnissen der Teststrahlversuche (Kap. 8.3.) normiert.

Para-Terphenyl absorbiert für Wellenlängen < 400 nm.

Das Emissionsspektrum reicht von etwa 350 - 450 nm mit einem Hauptmaximum bei 390 nm / 48 %.

Offensichtlich bleibt durch Anwendung von HLS die annähernd maximale Quantenausbeute bis weit ins UV erhalten.

Das ergeben auch Vergleiche mit dem Photomultiplier RCA 31000 mit Quarzfenster.

Dort war bis zu Wellenlängen von 230 nm kein Unterschied zur mit HLS beschichteten Seite zu erkennen.

Da der HLS isotrop emittiert, wäre zunächst eine Einbusse um 50 % in der Quantenausbeute zu erwarten.

Wie in / 49,50 / gezeigt wurde, ist die Quantenausbeute für schräg in die Kathode fallendes Licht wesentlich grösser. Nach Abschätzungen in / 11 / kompensieren sich beide Effekte annähernd.

B. Testmessungen im Elektronenstrahl

B.1. Testaufbau

Abb. 33 zeigt die im DESY-Teststrahl 22 aufgebaute Anordnung.

Mit den Szintillationszählern  $S_{1-4}$  wurde ein feiner Elektronenstrahl definiert. Als Cerenkovzähler wurde ein einfacher Testzähler mit Luft als Radiator verwendet. Die Radiatorlänge liess sich durch Einschübe wahlweise auf 12, 40 oder 66 cm einstellen.

Mit einem leicht austauschbaren Planspiegel wurde das Licht auf den Photomultiplier abgebildet.

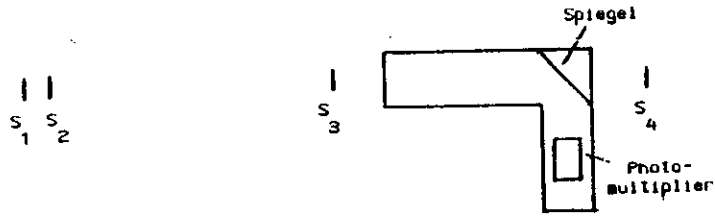


Abb. 33 Skizze vom Aufbau im Elektron-Teststrahl

Als Triggersignal S wurde die Koinzidenz  $S = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4$  definiert. Die Diskriminatorschwelle für das Cerenkovsignal C lag bei einer Spannung von 30 mV.

Den zeitlichen Abgleich für die Cerenkov-Trigger-Koinzidenz und zum Zählen der zufälligen Koinzidenzen (Accidentals) zeigt Abb. 34.

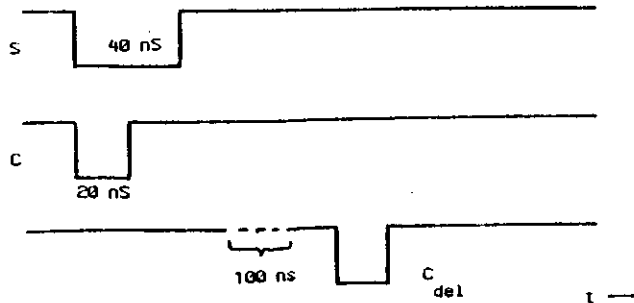


Abb. 34 Zeitlicher Abgleich

Durch die relativ langen Diskriminatorssignale (20 bzw. 40 ns) wurde ein etwaiges Nachpulsen der Photomultiplier unterdrückt.

Für die zufälligen Koinzidenzen wurde aus dem gleichen Grund C gegen S verzögert.

Der Anteil der Accidentals wurde durch Kollimation des Teststrahls auf  $< 0.001$  gehalten.

Die Effizienz wurde nach  $\epsilon = \frac{S \cdot C - S \cdot C_{del}}{S}$  und die Anzahl der

Photoelektronen nach  $N_e = - \ln(1 - \epsilon)$  berechnet.

Daraus ergab sich  $N_0$  als  $N_0 = \frac{N_e}{L \cdot \sin^2 \psi}$  mit  $\sin^2 \psi$  nach  $n = 1.0023$  bei  $L = 40$  cm und  $\beta = 1$  (5 GeV Elektronen).

Die statistischen Fehler (Standardabweichungen) von  $N$ ,  $N_0$  ergeben sich mit der Gesamtzahl der Trigger  $N$

als:

$$\delta_{N_e} = \exp(N_e) \cdot \sqrt{\frac{(1 - \exp(-N_e)) \exp(-N_e)}{N}}$$

und mit  $k = L \sin^2 \psi$ ,  $N_0 = N \cdot k$

$$\delta_{N_0} = 1/k \cdot \sqrt{\frac{\exp(N_e/k) - 1}{N}}$$

$N$  lag typisch bei 4000 - 10000 (in 20 - 70 sec.).

B.2. Messergebnisse

Es wurden zwei verschiedene Photomultiplier vom Typ XP 2041 getestet:

Röhre 1 XP 2041 mit  $\eta_R = 26.67 \times$

Röhre 2 XP 2041 mit  $\eta_R = 20.8 \times$

Hobei  $\eta_R$  die maximale Quantenausbeute (bei etwa 400 nm Wellenlänge) nach Herstellerangaben ist.

Zunächst wurden die Rauschraten der Röhren in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung aufgezeichnet (Abb. 35), und damit der Spannungsbereich kleiner Rauschraten ( $< 1$  kHz) für die nachfolgenden Koinzidenzmessungen bestimmt.

Die Rauschrate kann nach der Belichtung der Kathode (z.B. beim Einbau der Röhre) in den ersten Stunden wesentlich höher liegen (bis etwa 10 fach). Die aufgenommenen Messkurven (nach den Koinzidenzmessungen zeigen Abb. 36, 37. Die verschiedenen Messpunkte (Kreise, Dreiecke) beziehen sich auf Tests mit verschiedenen Spiegeln.

Während zwischen den verschiedenen Spiegeln kaum ein Unterschied feststellbar war, ist der Einfluss des HLS ganz deutlich erkennbar. Die erste Messung mit der Röhre 2 ohne HLS liegt deutlich erhöht. 15 Minuten vor der Aufnahme der Messkurve war die Kathode beim Einbau der Röhre belichtet worden. Neben der Rauschrate scheint damit durch die Belichtung auch die Quantenausbeute vorübergehend anzusteigen. Die hohen Werte für  $N_0$  (bis 160 / cm) bestätigen die gute Spiegelqualität. In früheren Messungen mit Spiegeln der Firma Leybold/Heeraus wurde nur  $N_0 \approx 70$  / cm im sonst gleichen Aufbau erreicht.

### 8.3. Bestimmung der absoluten Quantenausbeute

Ohne Wellenlängenschieber ist im Empfindlichkeitsbereich der Photomultiplier Luft völlig transparent und die Reflexivität der Spiegel annähernd konstant. Damit ist  $N_0$  berechenbar als

$$N_{0, \text{ber}} = 2 \pi \alpha \cdot \text{Ref.} \cdot \int \eta_R(\lambda) d\lambda / \lambda^2$$

mit  $\eta_R(\lambda)$  nach Herstellerangaben.

Das Verhältnis aus gemessenem und berechnetem  $N_0$  liefert damit auch das Verhältnis der absoluten Quantenausbeute  $\eta_H$  zu der nach Herstellerangaben  $\eta_R$  / 11 /.

Obersicht über die Ergebnisse:

Röhre 1:  $\eta_R = 26.7 \times$      $\eta_H = 14.85 \times$      $\eta_R / \eta_H = 1.799$

Röhre 1:  $\eta_R = 20.8 \times$      $\eta_H = 11.98 \times$      $\eta_R / \eta_H = 1.828$

Damit waren bei beiden Röhren in guter Übereinstimmung die Angaben für die Quantenausbeute um etwa den Faktor 1.8 zu gross.

Für weitere Abschätzungen für Multiplier vom Typ XP 2041 wurde daher immer dieser Korrekturfaktor zur Umrechnung auf die absolute Quantenausbeute benutzt.

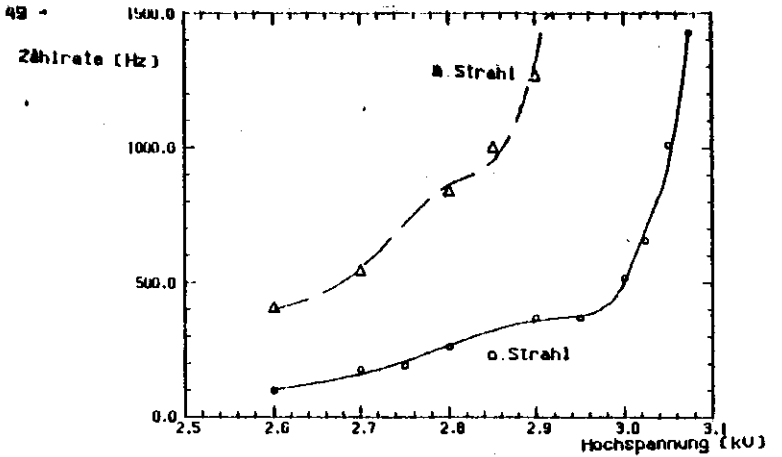


Abb. 35 Einzelraten der Röhre 2 a./o. Strahl

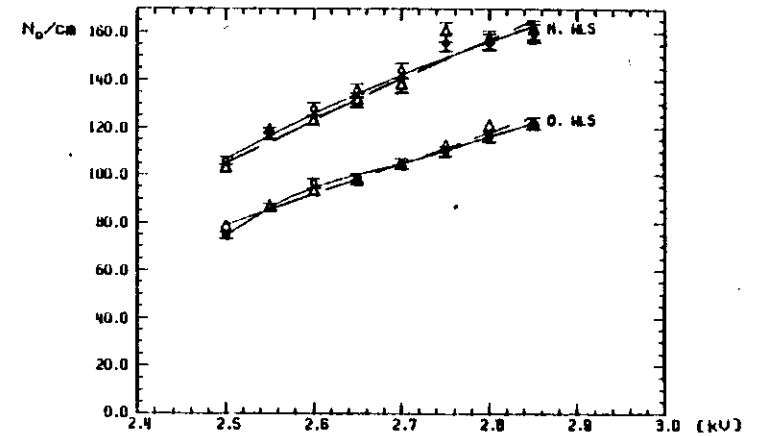


Abb. 36 Hochspannungsverlauf von  $N_0$  für die Röhre 1

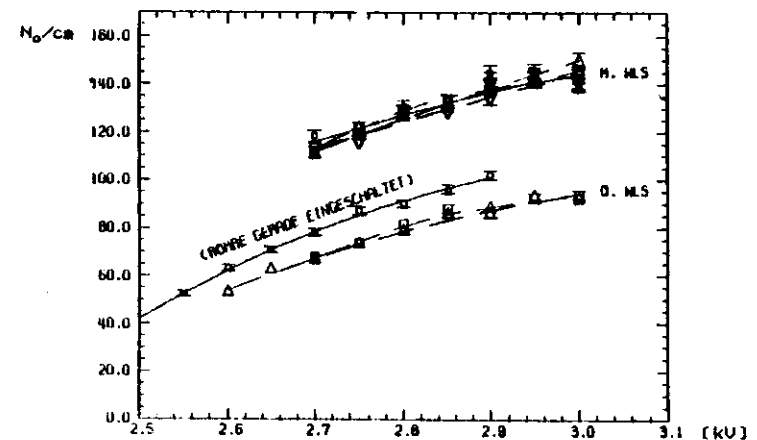


Abb. 37 Hochspannungsverlauf von  $N_0$  für die Röhre 2

8.4. Ergebnisse für  $N_0$ , Extrapolation

Die Kurven in Abb. 36, 37 liefern bei den höheren Spannungen für

Röhre 1	$N_0 = 120 / \text{cm}$ o.HLS	
	$N_0 = 160 / \text{cm}$ m.HLS	33 X Gewinn
Röhre 2	$N_0 = 92 / \text{cm}$ o.HLS	
	$N_0 = 142 / \text{cm}$ m.HLS	58 X Gewinn

Zum Vergleich dieser Ergebnisse mit den Spektralmessungen wurden Berechnungen für  $N_0$  durchgeführt.

Abb. 38 zeigt die Zusammensetzung der wellenlängenabhängigen Absorption, Reflexivität, Quantenausbeute (4-fach überhöht) und des Čerenkovlichtes (in willkürlicher Einheit) zum resultierenden Spektrum (Abb. 39) wie es im Integranden von  $N_0$  erscheint [2].

Danach ist bei Verwendung von HLS das Spektrum zu kurzen Wellenlängen hin hauptsächlich durch die Grenzwellenlänge des Gases bestimmt.

Ohne Reflexion ergeben die Extrapolationen:

	o.HLS	m.HLS
$\lambda_g = 200 \text{ nm}$	$N_0 = 139 / \text{cm}$	$N_0 = 193 / \text{cm}$
$\lambda_g = 240 \text{ nm}$	$N_0 = 121 / \text{cm}$	$N_0 = 140 / \text{cm}$
$\lambda_g = 360 \text{ nm}$	$N_0 = 51 / \text{cm}$	$N_0 = 51 / \text{cm}$

Je nach Anzahl der Reflexionen und dem verwendeten Gas sind damit Abschätzungen für die Anzahl der Photoelektronen in den TASSO Čerenkovzählern möglich (s. Kap. 9.4).

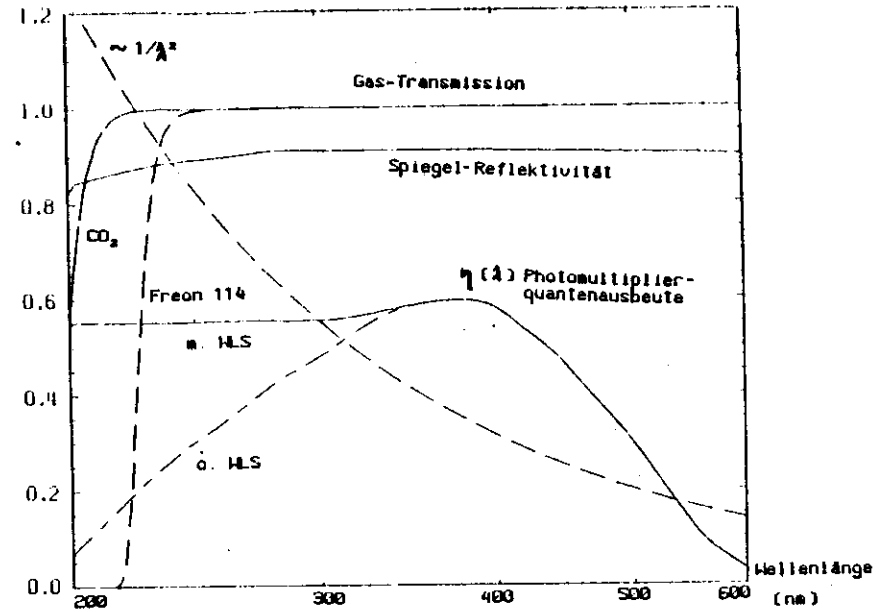


Abb. 38 Zusammensetzung des resultierenden Čerenkovstrahlungsspektrums

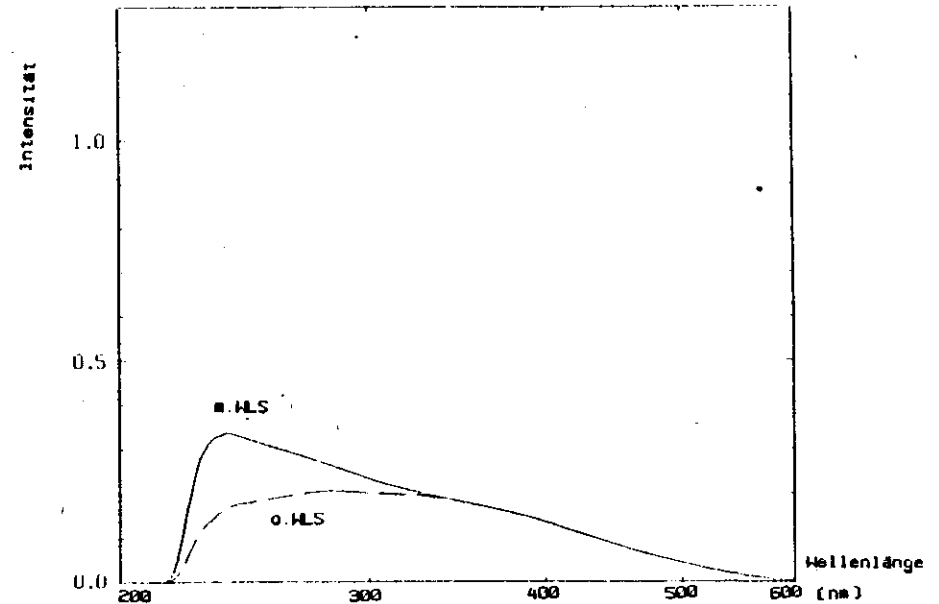


Abb. 39 Resultierendes Spektrum für Freon 114 m./o. HLS

9. Ergebnisse der Messungen am Prototyp

Eine Prototypzelle der TASSO-Cerenkovzähler wurde im Hadron-Teststrahl  $q_{12}$  am CERN-Proton-Synchrotron untersucht.

Bei den Tests wurden jeweils beide Typen von Gaszählern mit dem gleichen Gas gefüllt, - zunächst Freon 114 und später Freon 12.

Gemessen wurde mit Pionen (bis 4 GeV/c) :

- Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Impuls (Schwellenkurven)
- Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Ort bzw. Winkel (Scan)

9.1. Schwellenkurven

Zur Auswertung der Schwellenkurven wurden zwei Darstellungsarten gewählt:

1. Linearisierte Darstellung

Die Anzahl der Photoelektronen wurde aus der Ansprechwahrscheinlichkeit (Effizienz) berechnet nach  $\xi = 1 - \exp(-\langle N \rangle)$ ,

$$\langle N \rangle \approx N_0 L \left( 2(n-1) - \frac{n^2 \cdot c^2}{p^2} \right) \quad [3]$$

Oberhalb der C - Schwelle lässt sie sich als Gerade

$$y = a x + b \quad \text{darstellen mit } x = \frac{n^2 \cdot c^2}{p^2} \quad \text{und } y = \langle N \rangle$$

Anpassungsrechnungen liefern dann die beiden Parameter

$$a = - \frac{1}{N_0 L} \quad \text{und} \quad b = 2(n-1)$$

Vorteil dieser Darstellung ist, dass man sofort an der Linearität erkennt, ob die Messwerte der Beziehung [3] folgen.

2. Direkte Darstellung

Hier wurden an der x - Achse direkt der Impuls und an der y - Achse die Effizienz aufgetragen.

Die Messwerte wurden an eine Funktion der Form

$$f_1 = 1 - \exp\left(-\frac{\langle N \rangle}{c}\right) = \langle N \rangle \cdot c \cdot \exp\left(-\frac{\langle N \rangle}{c}\right)$$

$$\text{mit } \langle N \rangle = N_0 L \left( 2(n-1) - \frac{n^2 \cdot c^2}{p^2} \right) \text{ angepasst.}$$

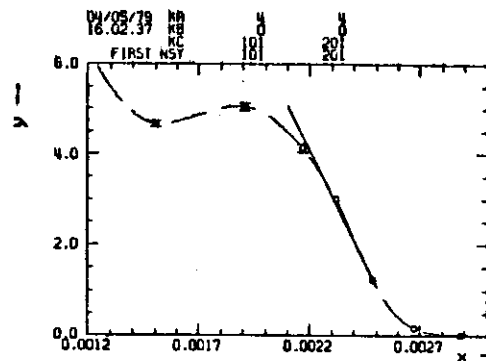


Abb. 40 Gemessene Pion-Cerenkovschwelle in B1 mit Freon 114 als Radiator in linearisierter Darstellung

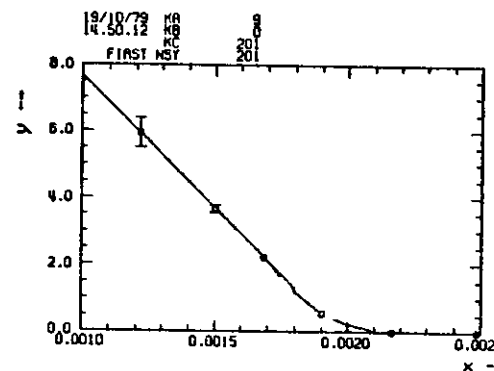


Abb. 41 Gemessene Pion-Cerenkovschwelle in B1 mit Freon 12 als Radiator in linearisierter Darstellung

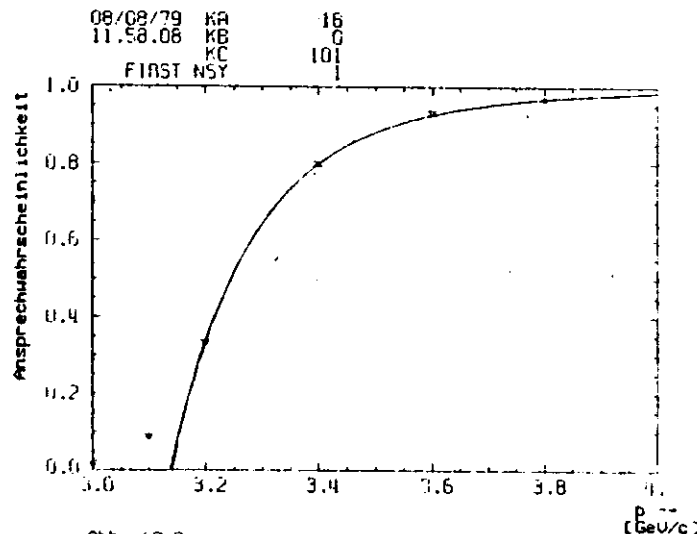


Abb. 42 Gemessene Pion-Cerenkovschwelle in B1 mit Freon 12 als Radiator

Parameter sind dabei  $N_0 \cdot L$ , der Brechungsindex  $n$  sowie der Parameter  $c$ , der nach Kap. 7.1. den Anteil der Korrektur in 1. Näherung liefert. Damit waren auch bei relativ hohen Ansprechschwellen der Elektronik bzw. bei geringen Verstärkungen der Photo-multiplier zuverlässigere Aussagen über  $N_0 \cdot L \cdot n$  möglich.

Abb. 40 zeigt Messwerte einer Schwellenkurve für Pionen in Freon 114 in linearisierter Darstellung.

Die deutliche Abweichung der Linearität lässt sich auf Akzeptanzverluste bei grösseren Cerenkovwinkeln durch Fehljustierung zurückführen.

Für die späteren Messungen mit Freon 12 als Radiator wurde der Prototypzähler neu justiert. Die Kurven nach der Darstellung 1 zeigen darauf einen wesentlich lineareren Verlauf (Abb. 41).

Abb. 42 zeigt Messwerte und Anpassung der Schwellenkurve in direkter Darstellung, mit Angabe der Fitparameter.

Der Messpunkt bei 3.1 GeV/c liegt noch deutlich erhöht und lieferte zusammen mit den anderen Messpunkten knapp unterhalb der Cerenkovschwelle Information über den Untergrund (Kap. 9.5.).

### 9.2. Messungen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel

Abb. 43 zeigt das Ergebnis eines "Scans" durch die Cerenkovzähler. Gemessen wurde mit Pionen von  $p = 3.4$  GeV/c in Freon 12 und relativ hoher Schwelle der Elektronik.

Dadurch lag die Effizienz in einem Bereich von etwa 80 - 90 %, in dem sich die Anzahl der Photoelektronen gut aus der Effizienz berechnen lässt. Die Umrechnung auf die Ansprechwahrscheinlichkeit für volles Cerenkovlicht ( $\beta = 1$ ) zeigen Abb. 44. Dabei bleibt selbst beim Übergang vom unteren auf das obere Spiegelsystem (bei  $\varphi = 12.8^\circ$ ) die Effizienz > 99 %.

Ansonsten zeigte der Scan eine gute, relativ homogene Nachweiswahrscheinlichkeit der Cerenkovzähler über den maximalen Akzeptanzbereich.

Abb. 44 a Ansprechwahrscheinlichkeit mit Freon 114 für  $\beta = 1$  B1, B2 in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$

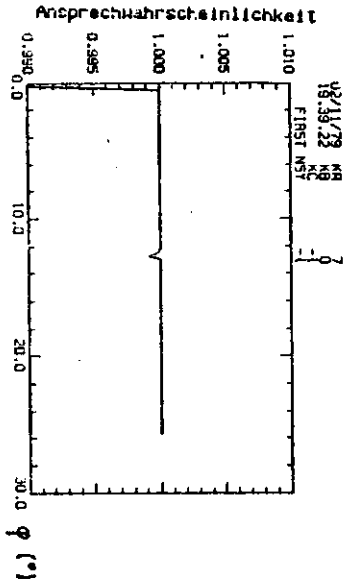


Abb. 44 b Ansprechwahrscheinlichkeit mit CO2 für  $\beta = 1$  C1, C2 in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$

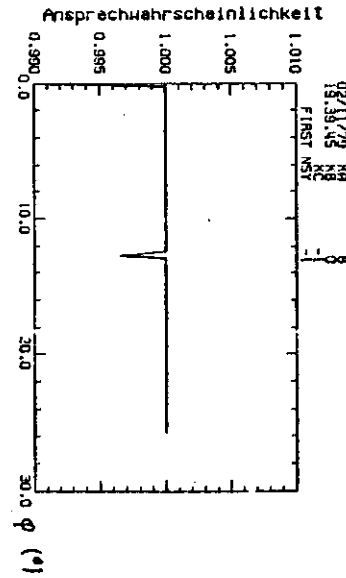


Abb. 43 a Gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit für Pionen von 3.4 GeV/c in Freon 12 für B1, B2 in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$

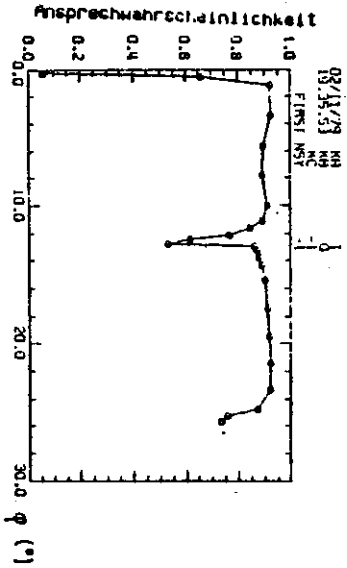
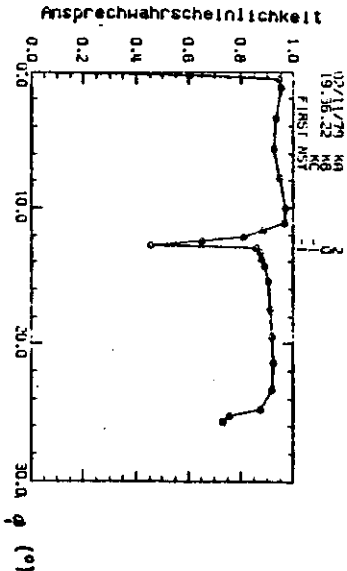


Abb. 43 b Gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit für Pionen von 3.4 GeV/c in Freon 12 für C1, C2 in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$



### 9.3. Pulshöhenmessungen

Für einige der Schwellenkurvenmessungen wurden die beta Experiment mit ADC's (Analog - Digital - Wandlern) auf Band aufgenommene Pulshöheninformation genauer ausgewertet.

Abb. 45 zeigen danach als Histogramme gewonnene Pulshöhenspektren der Photomultiplier.

Da keine Einzel- oder Mehrelektronensignale erkennbar sind, wurden die Histogramme an eine kontinuierliche Poissonverteilung angepasst:

$$\text{Pulsh}(x) = \frac{x/a}{\int_0^{\infty} (x/a + 1)} \cdot \exp(-\langle N \rangle) \cdot b$$

Parameter waren der Mittelwert für die Anzahl der Photoelektronen  $\langle N \rangle$ , ein x-Skalenfaktor a und ein y-Skalenfaktor b.

Dabei liefert a das Verhältnis der ADC-Kanäle (bei den verwendeten ADC's maximal 1024) zu der Anzahl der Photoelektronen und b ein Mass für die Statistik (etwa 2000 - 5000 Ereignisse pro Histogramm).

Die Anzahl der Photoelektronen sowie der Skalenfaktor a (in Kanälen pro Photoelektron) sind nach den Ergebnissen der Anpassungsrechnungen für die beiden hintereinander liegenden Cerenkovzähler B2, C2 (s. Abb. 11) in Abb. 45 mit eingetragen.

Dabei zeigt sich, dass a nicht konstant ist, sondern bei grösseren Impulsen abnimmt. Dies lässt sich durch die Nichtlinearität der verwendeten ADC's und Spannungsteiler erklären.

Interessante Information, besonders auch über die Herkunft der Untergründereignisse, liefern Korrelationsdarstellungen der Pulshöhensignale der hintereinander angeordneten Cerenkovzähler (Abb. 46).

Dabei zeigt sich, dass die relativ wenigen Signale mit grösseren Pulshöhen unterhalb der Cerenkovschwellen (Abb. 46a-c) überwiegend von beiden Cerenkovzählern registriert wurden (Kap. 9.5.).

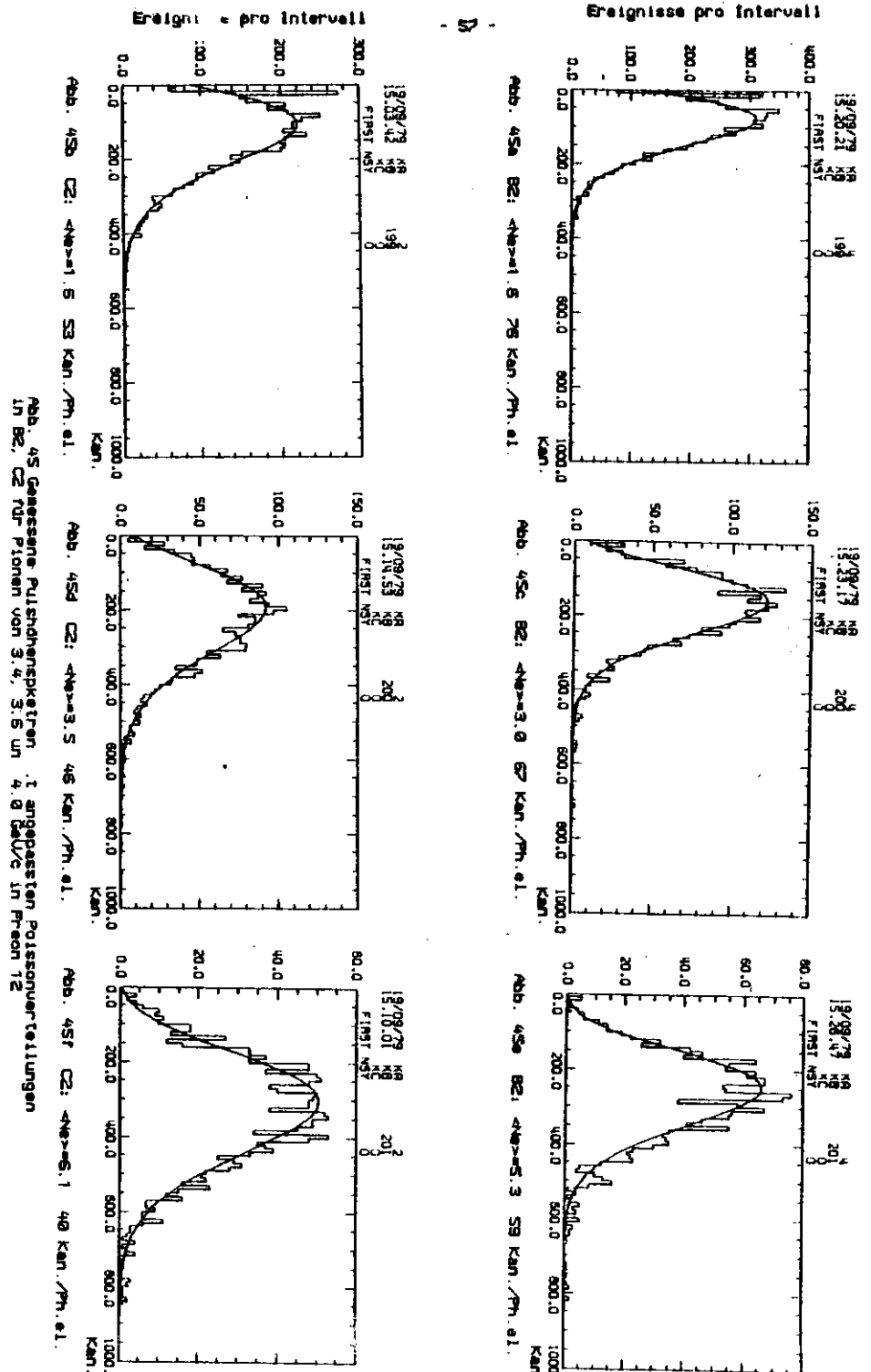


Abb. 45B C2:  $\langle N \rangle = 1.5$  53 Kan./Ph.e.l.  
In Bez. C2 für Pionen von 3.4, 3.6 und 4.0 GeV/c im Pion 12

Abb. 45C B2:  $\langle N \rangle = 3.0$  67 Kan./Ph.e.l.

Abb. 45F C2:  $\langle N \rangle = 6.1$  49 Kan./Ph.e.l.

Abb. 45a B2:  $\langle N \rangle = 1.5$  78 Kan./Ph.e.l.

Abb. 45c B2:  $\langle N \rangle = 3.0$  67 Kan./Ph.e.l.

Abb. 45e B2:  $\langle N \rangle = 5.3$  59 Kan./Ph.e.l.



9.4. Ergebnisse und Vergleiche für die Härte von  $N_0$

Resultate der Prototypmessungen mit Freon 12 als Radiator:

Schwellenkurven:

- B1:  $N_0 L = 6200 \pm 300$
- B2:  $N_0 L = 9100 \pm 1200$
- C1:  $N_0 L = 5800 \pm 300$
- C2:  $N_0 L = 11300 \pm 1800$

Die Fehler ergeben sich aus den Anpassungsrechnungen.

Bei B1, C1 waren die Verstärkungen so gering, dass eine Korrektur mit dem Parameter  $c$  keine eindeutigen Ergebnisse mehr lieferte.

Somit ergeben die Schwellenkurven für B1, C1 nur wenig zuverlässige bzw. zu kleine Werte.

Pulshöhenanpassungen:

- C1:  $N_0 L = 7200 - 8200$
- C2:  $N_0 L = 7300 - 8000$
- B1:  $N_0 L = 8300 - 11100$
- B2:  $N_0 L = 7300 - 9500$

Wegen der Nichtlinearität in der Pulshöhenstatistik ergeben sich keine Konstanten, sondern mit dem Impuls zunehmende Härte für  $N_0 L$ .

Hier sind die für Freon 12 im Impulsbereich von 3.4 - 4.0 GeV/c erhaltenen Werte angegeben.

Extrapolation nach den Elektron-Teststrahlungsmessungen:

- Freon 114 :  $N_0 = 126 / \text{cm}$  für 2 Reflexionen an den Spiegeln  
 $N_0 = 169 / \text{cm}$  - 3 Refl.
- $\text{CO}_2$  :  $N_0 = 146 / \text{cm}$  für 2 Reflexionen an den Spiegeln  
 $N_0 = 127 / \text{cm}$  - 3 Refl.

Am zuverlässigsten schienen die Ergebnisse vom Scan und die Härte für B2, C2 aus den Schwellenkurven. Nach den Extrapolationen für  $N_0$  ergeben sich mit den Radiatorlängen in den Cerenkovzählern noch eher etwas höhere Werte für  $N_0 L$ .

Für einen allgemeinen Vergleich wurden noch die individuellen Quantenausbeuten der speziell in den Tests verwendeten Photomultiplier berücksichtigt.

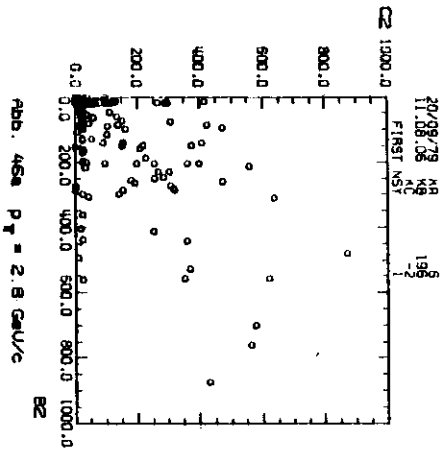


Abb. 45a  $p_T = 3.4 \text{ GeV/c}$

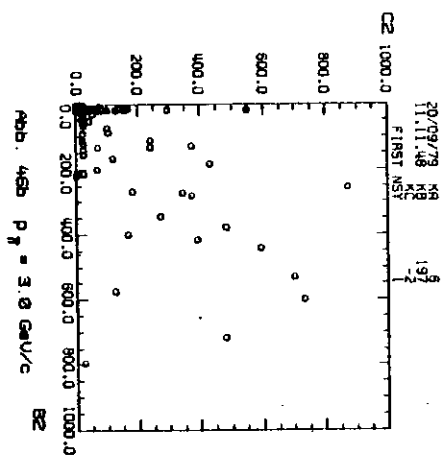


Abb. 45b  $p_T = 3.6 \text{ GeV/c}$

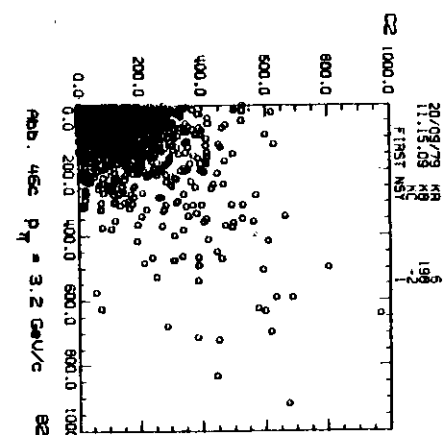


Abb. 45c  $p_T = 3.2 \text{ GeV/c}$

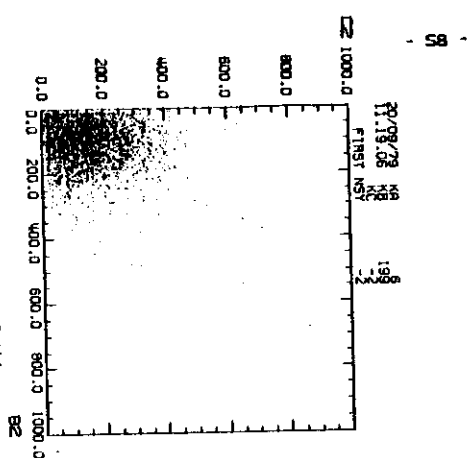


Abb. 45d  $p_T = 3.4 \text{ GeV/c}$

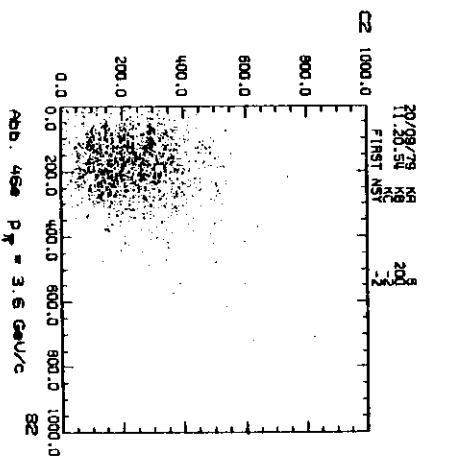


Abb. 45e  $p_T = 3.6 \text{ GeV/c}$

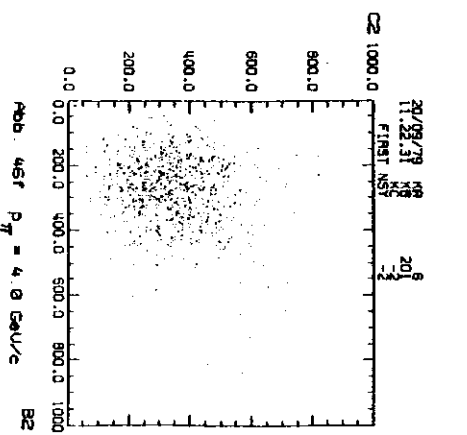


Abb. 45f  $p_T = 4.0 \text{ GeV/c}$

Abb. 46 Korrelationsdarstellung der Pulshöhen der 12 Cerenkovzähler B2, C2 für Pionen in Freon 12

Innerhalb des Cerenkovsystems sind die Radiatorlängen eines unterschiedlich, was zum Teil durch Verluste durch eine grössere Zahl von Reflexionen ausgeglichen wird.

Als grobe Abschätzung wurden die verschiedenen Einflüsse gemittelt und ergaben für

$$B1, B2 : N_0 = 90/\text{cm} \quad L = 90 \text{ cm (Freon 114)}$$

$$C1, C2 : N_0 = 100/\text{cm} \quad L = 100 \text{ cm (CO}_2\text{)}$$

Diese Werte wurden als Grundlage für die Angaben über die resultierende Teilchentrennung (Kap 9.6., Tabelle 6) benutzt.

### 9.5. Untergrund

Bei allen Schwellenkurven lag die Effizienz unterhalb der Schwelle übereinstimmend etwa bei 2 - 2.5 %.

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch Materie Anstoss-Elektronen freisetzen, die schneller als das ursprüngliche Teilchen sind.

Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass ein einfach geladenes Spin 0 - Teilchen mit der Geschwindigkeit  $\beta$  ein  $\delta$ -Elektron (bzw. Anstoss-Elektron) mit einer kinetischen Energie im Intervall  $[T_1, T_2]$  erzeugt ist auf dem Wegstück  $dx$ :

$$P dx = C dx \left( \beta^{-2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \frac{1}{T_{\text{max}}} \ln \left( \frac{T_1}{T_2} \right) \right)$$

$C$  ist eine Materialkonstante und  $T_{\text{max}}$  die maximal mögliche kinetische

$$T_{\text{max}} \approx 2 m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2$$

Energie der Anstoss-Elektronen / SI /.

Beispiel:  $p = 3 \text{ GeV}/c \rightarrow T_{\text{max}} = 408 \text{ MeV}$

$T_1 = 10 \text{ MeV} \quad T_2 = T_{\text{max}}$  ( das entspricht etwa dem Ansprechbereich von Elektronen in Freon 12 )

$C_{\text{Alu}} = 0.1998 \text{ MeV}/\text{cm}$

$\rightarrow P dx = 1.8 \% / \text{cm Aluminium.}$

Der Winkel  $\alpha$  zwischen der Teilchenrichtung und der Richtung des  $\delta$ -Elektrons hängt vom Impuls bzw. der Energie des  $\delta$ -Elektrons ab:

$$\cos^2 \alpha = \frac{(E_\delta - m_0 c^2)}{(E_\delta + m_0 c^2)} \frac{(E_p + m_0 c^2)}{p_p^2 c^2}$$

In dem hier benutzten Beispiel ergibt sich:

$$E = 10 \text{ MeV}/c \rightarrow = 17.5^\circ$$

$$100 \text{ MeV}/c \rightarrow = 5.1^\circ$$

$$408 \text{ MeV}/c \rightarrow = 0.403^\circ$$

Mit Hilfe der flachen Driftkammern im Hadronen kann man noch Spuren bis zu sehr kleinen Winkelunterschieden trennen und so die  $\delta$ -Elektronen weitgehend identifizieren.

Sowohl beim Prototyptest, als auch bei TASSO, befindet sich so viel Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Cerenkovzählern, dass ein grosser Teil der erzeugten  $\delta$ -Elektronen im Material selbst absorbiert wird. Bei TASSO beträgt die Schichtdicke etwa eine Strahlungslänge (etwa 10 cm Aluminium, hauptsächlich durch die Magnetspule). Angaben über das  $\delta$ -Elektron Spektrum nach dicken Schichten finden sich in / S2 /.

Daneben kann sowohl die Untergrundrate ( in der Grössenordnung von 2 % ) als auch das in den Korrelationsdarstellungen beobachtete Pulshöhenspektrum durch  $\delta$ -Elektronen erklärt werden.

Eine weitere Quelle für den Untergrund sind Szintillationseffekte im Gas. Abschätzungen nach Erfahrungen mit dem DASP - Cerenkovzähler / S3 / ergeben für den TASSO-Cerenkovzähler mit Freon 114 eine Szintillationsrate in der Grössenordnung von 1 %. Damit ist auch der Mittelwert für die Anzahl der Photoelektronen durch Szintillationslicht etwa 0.01 und grössere Pulshöhen oder das Ansprechen zweier Cerenkovzähler in Koinzidenz bleibt nahezu ausgeschlossen.

Demit bieten sich für beide Untergrundeffekte Möglichkeiten zur Unterscheidung vom Cerenkovlicht der Hadronen.

Durch Dispersion des Gases ergibt sich eine Abrundung der Schwellenkurven über einen Impulsbereich von etwa 150 MeV/c.

50 MeV/c unterhalb der nach Mittelwerten berechneten Cerenkovschwelle in Freon 12 betrug die Ansprechwahrscheinlichkeit bei den Prototypmessungen noch etwa 10 %.

### 9.6. Resultierende Teilchentrennung in den TASSO-Hadronarmen

Abb. 47 zeigt die resultierende Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen in den TASSO-Hadronarmen.

Die Linien für die Flugzeitähler ( TOF ) zeigen die Bereiche von Pion/Kaon, Kaon/Proton sowie Pion/Proton Trennung.

Bei den Cerenkovzählern geben die Linien die Bereiche an, in denen die Zähler auf die betreffende Teilchensorte ansprechen.

Ausser der Cerenkovschwelle sind die Minimalimpulse für 80 % und 90 % Effizienz bei den Aerogelzählern, und für 95 % und 99 % Ansprechwahrscheinlichkeit bei den Gaszählern eingezeichnet, und in Tabelle 6 eingetragen.

Es zeigt sich, dass zwischen dem Aerogel- und Freon 114 Zähler für Pionen/Kaonen im Impulsbereich von etwa 2.2 - 2.8 GeV/c und für Kaonen/Protonen im Bereich von 4.2 - 10 GeV/c nur eine statistische Trennung möglich ist. Für Pionen und Kaonen ergibt sich noch eine Überlappung zwischen beiden Gezählern oberhalb von 16 GeV/c. Wenn man auch oberhalb von 16 GeV/c kaum Pionen oder Kaonen erzeugen wird, so liesse sich durch Einsatz von Stickstoff oder trockener Luft anstelle von CO<sub>2</sub> die  $\pi/K$  - Trennung leicht bis zu 20 GeV/c ausdehnen.

Falls es gelingt, Aerogel mit einem Brechungsindex von 1.015 und guten Transmissionseigenschaften herzustellen, wird sich auch die  $n/K$  - Trennung bei Impulsen um 2.5 GeV/c verbessern lassen.

Andererseits bestehen über die Eintragungen in Abb. 47 hinaus Möglichkeiten zur Identifizierung von Elektronen und Neutronen.

Elektronen unter 300 MeV/c werden durch das Magnetfeld von TASSO noch so stark abgelenkt, dass wenig Aussicht besteht, sie in den Gaszählern nachzuweisen.

Oberhalb von etwa 300 MeV/c lassen sich in Freon 114 Elektronen bis zu 2 GeV/c und in CO<sub>2</sub> bis zu 3.6 GeV/c direkt nachweisen.

Tabelle 5

Benutzte Parameter zur Abschätzung der Eigenschaften der TASSO-Cerenkovzähler:

Aerogel :

Brechungsindex  $n = 1.025$

$N_0 = 4 / \text{cm}$      $L = 10 \text{ cm}$

Mittelwert der Anzahl der Photoelektronen für  $\beta = 1$  :  $N = 3.5$

Wahrscheinlichkeit für Nichtansprechen für  $\beta = 1$  :  $3.1 \cdot 10^{-2}$

Maximaler Cerenkovwinkel :  $\vartheta = 12.68^\circ$      $\sin^2 \vartheta = 0.0482$

Freon 114:

Brechungsindex  $n = 1.0014$

$N_0 = 90 / \text{cm}$      $L = 90 \text{ cm}$

Mittelwert der Anzahl der Photoelektronen für  $\beta = 1$  :  $N = 22.6$

Wahrscheinlichkeit für Nichtansprechen für  $\beta = 1$  :  $1.5 \cdot 10^{-10}$

Maximaler Cerenkovwinkel :  $\vartheta = 3.03^\circ$      $\sin^2 \vartheta = 0.00290$

Kohlendioxid:

Brechungsindex  $n = 1.00043$

$N_0 = 100 / \text{cm}$      $L = 100 \text{ cm}$

Mittelwert der Anzahl der Photoelektronen für  $\beta = 1$  :  $N = 8.65$

Wahrscheinlichkeit für Nichtansprechen für  $\beta = 1$  :  $1.7 \cdot 10^{-4}$

Maximaler Cerenkovwinkel :  $\vartheta = 1.69^\circ$      $\sin^2 \vartheta = 0.000865$

Luft:

Brechungsindex  $n = 1.00028$

$N_0 = 100 / \text{cm}$      $L = 100 \text{ cm}$

Mittelwert der Anzahl der Photoelektronen für  $\beta = 1$  :  $N = 5.64$

Wahrscheinlichkeit für Nichtansprechen für  $\beta = 1$  :  $3.6 \cdot 10^{-3}$

Maximaler Cerenkovwinkel :  $\vartheta = 1.36^\circ$      $\sin^2 \vartheta = 0.00364$

Tabelle 6 Mindestimpulse in GeU/c für verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeiten

Aerogel:

Teilchen	Ansprechwahrscheinlichkeit				
	> 0 x	> 50 x	> 80 x	> 90 x	> 95 x
e	0023	0025	0031	0039	0061
$\mu$	.47	.53	.64	.81	1.27
$\pi$	.62	.69	.85	1.07	1.68
K	2.19	2.45	3.00	3.78	5.94
P	4.17	4.66	5.70	7.20	11.29

Freon 114

Teilchen	Ansprechwahrscheinlichkeit				
	> 0 x	> 90 x	> 95 x	> 99 x	> 99.9x
e	0037	0102	0104	0108	0116
$\mu$	2.00	2.11	2.14	2.24	2.39
$\pi$	2.64	2.78	2.83	2.95	3.16
K	9.33	9.84	10.01	10.45	11.19
P	17.73	18.70	19.03	19.86	21.27

Kohlendioxid

Teilchen	Ansprechwahrscheinlichkeit				
	> 0 x	> 90 x	> 95 x	> 99 x	> 99.9x
e	017	020	021	025	039
$\mu$	3.59	4.19	4.44	4.92	7.99
$\pi$	4.74	5.53	5.86	6.93	10.56
K	16.77	19.58	20.74	24.52	37.34
( P	31.88	37.21	39.43	46.61	70.97 )

Luft

Teilchen	Ansprechwahrscheinlichkeit				
	> 0 x	> 90 x	> 95 x	> 99 x	> 99.9x
e	022	028	031	050	-
$\mu$	4.45	5.78	6.50	10.40	-
$\pi$	5.88	7.64	8.58	13.73	-
( K	20.79	27.02	30.36	48.57	-
P	39.51	51.36	57.71	92.32 )	-

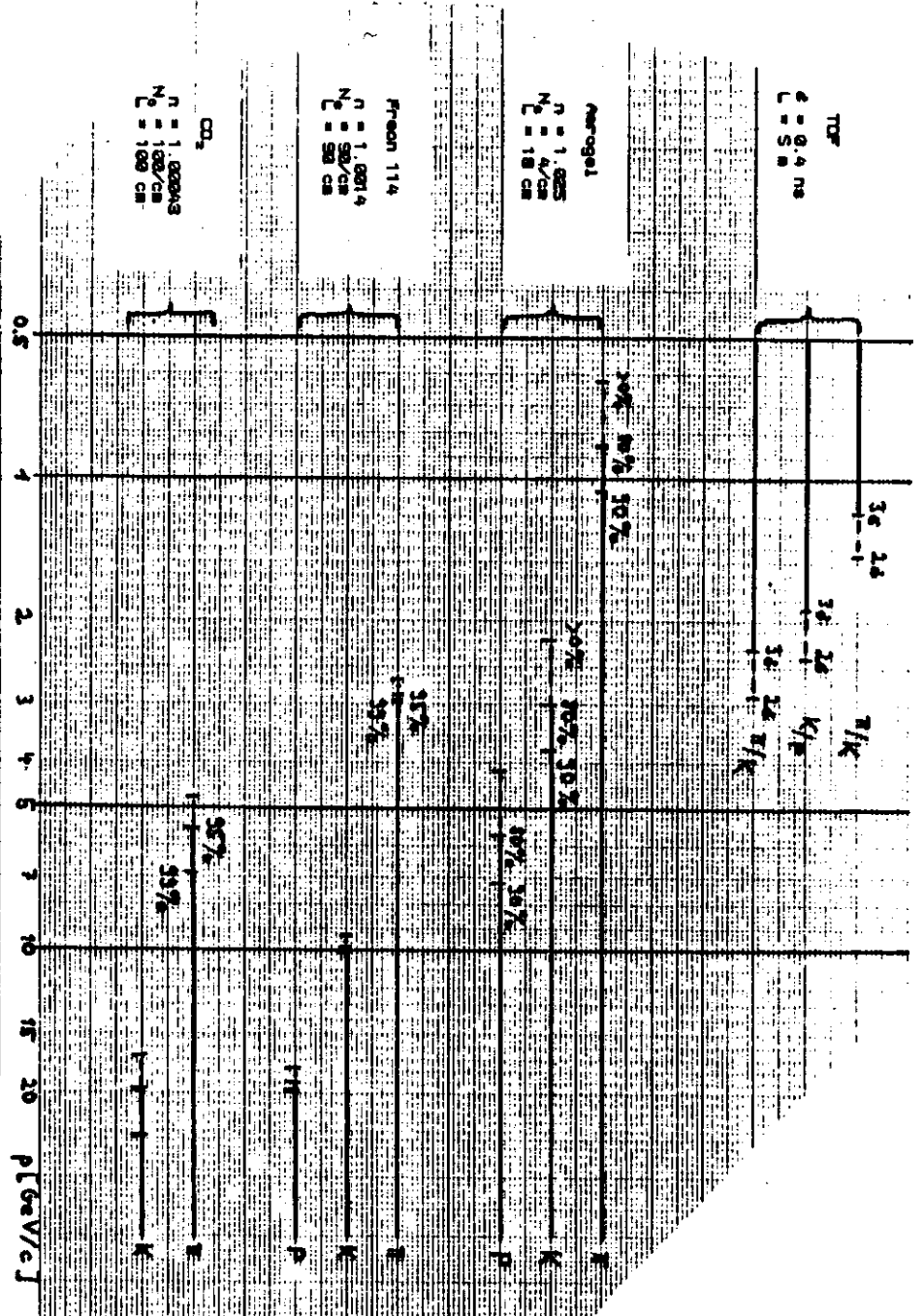


Abb. 47 T / K / P Identifikation in dem TRESSO - Hadronenarm

Anhang: Einbau und erste Ergebnisse bei TASSO

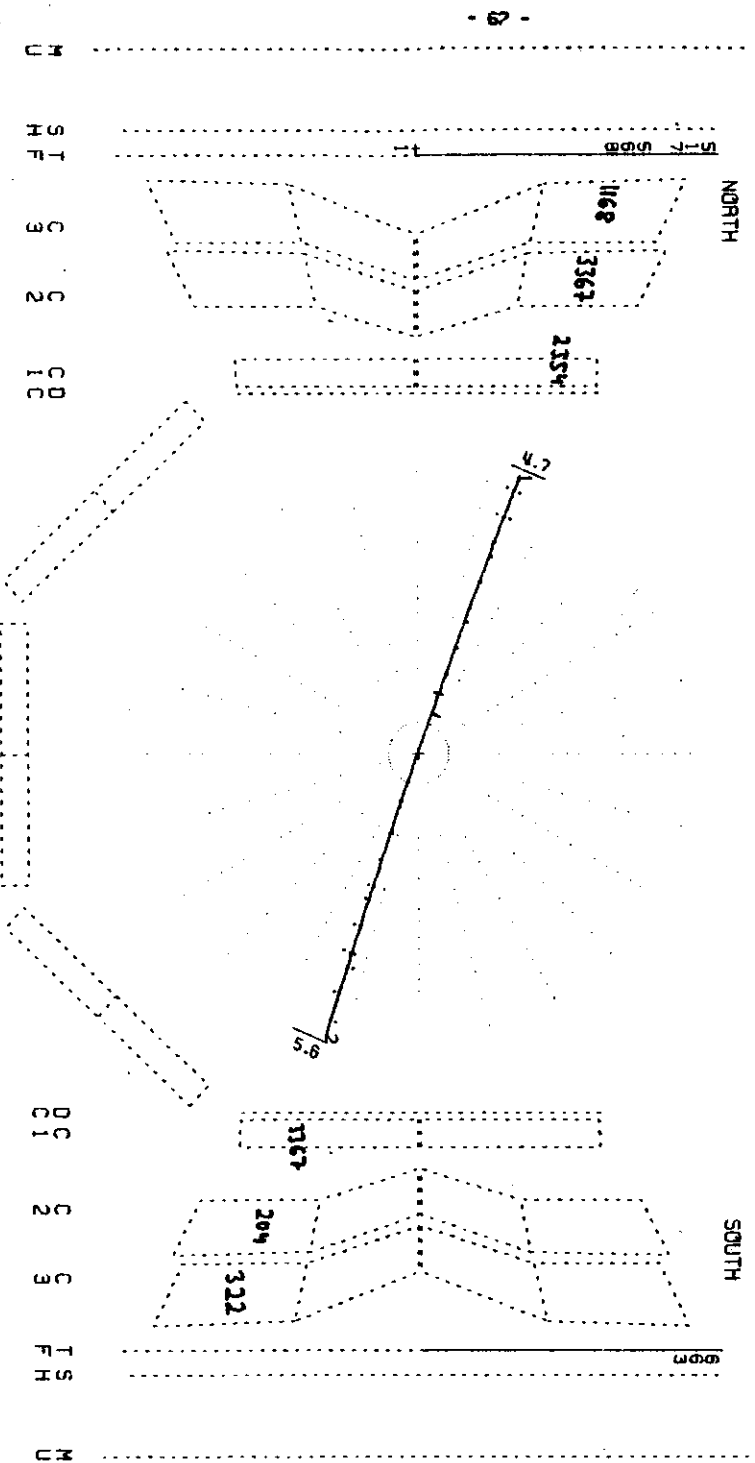
Teile vom TASSO-Detektor, insbesondere der Innendetektor, sind schon seit Beginn der Experimente an PETRA Ende 1978 in Betrieb, und lieferten bereits zahlreiche Ergebnisse.

Seit Herbst 1979 sind mit 6 Einheiten drei Viertel der Cerenkovzähler eingebaut.

Abb. 48 zeigt eine Computerdarstellung eines Bhabha - Ereignisses ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) im Akzeptanzbereich der bereits in Betrieb befindlichen Cerenkovzähler.

Der Einbau der Cerenkovzähler wird Ende dieses Jahres (1979) mit dem Einbau der letzten beiden Cerenkovzählereinheiten im Südraum von TASSO abgeschlossen.

Abb. 48a xy - Projektion eines Bhabha - Ereignisses in der Darstellung des TASSO-Display Programme für die angesprochenen Cerenkovzähler ist die Pulshöhe (Zahl der ADC-Kanäle) eingetragen.



Literaturverzeichnis  
\*\*\*\*\*

- /1/ B.H.Haik, G.Holf  
DESY 78/23
- /2/ H.Braunschweig et al.  
DESY-TASSO-Note 1, Hamburg 1977
- /3/ R. Fohrman, (Diplomarbeit) 1979
- /4/ N.Kuschnerus, (Diplomarbeit) 1978  
DESY Interner Bericht F35-78/01
- /5/ R.Riethmiller, (Diplomarbeit) 1978  
DESY Interner Bericht F35-79/01
- /6/ J.D.Jackson, Classical Electrodynamics Chap. 13  
John Wiley & Sons 1975
- /7/ R.M.Sternheimer in Methods of Experimental Physics  
Vol. 5A Yaun, Hu New York (1961)
- /8/ V.P.Zrelov Bd.I  
Atomizdat, Moskau(1968) / Jerusalem 1970
- /9/ H.Genot, J.Litt, R.Meunier  
Nucl. Instr. and Methods 105 (1972) 431
- /10/ J.Litt, R.Meunier  
Ann.Rev.Nucl.Sci 23 (1973)
- /11/ P.Baillon et al. : Ultraviolet Cerenkov Detector  
Nucl. Instr. and Methods 126 (1975) 13
- /12/ C.Bouet, S.Milner, A.Piacci : The CEDAR Project  
CERN/Lab.II/EA/74-4
- /13/ H.J.Hillis in Physics Today 10/78
- /14/ D.Römer, (Diplomarbeit) 1976  
DESY Interner Bericht F35-76/01
- /15/ Slater et al.  
Nucl. Instr. and Methods 154 (1978) 223

TASSO1.BH912.NOVWILL RUN 1429 EVENT 1502 EBESH= 6.00 GEV TRIGGER= 0000100000000001 VERSION 8.3  
DATE 04/12/79

TASSO TOP VIEW

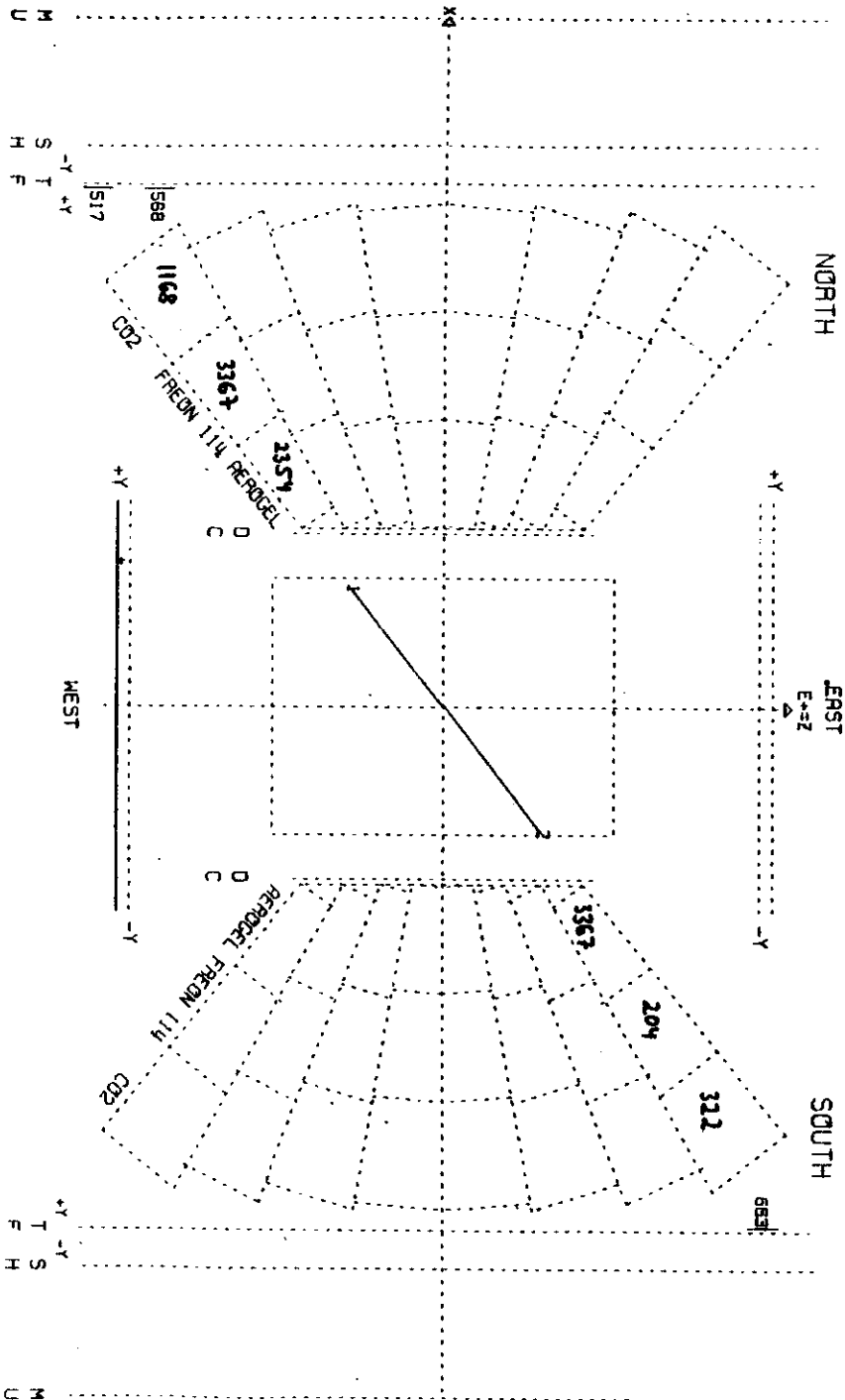


Abb. 48b: YZ - Projektion eines Shasha - Ereignisses in der Darstellung des TASSO-Diagnostik Programms. Für die angegebenen Cerenkovzähler ist die Pulsform (Zahl der ADC-Kanäle) eingezeichnet.

- /16/ G. Charpak, F. Sauli  
Phys. Lett. 79B (1978) 523  
G. Charpak et al.  
Nucl. Instr. and Methods 169 (1979) 419
- /17/ M. Benot et al.  
CERN EP 79-51
- /18/ M. Benot, R. Meunier  
CERN EP 79-89
- /19/ H. Hinterberger, R. Winston  
Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 1094
- /20/ Die Monte Carlo Rechnungen wurden von O. Römer,  
Univ. Hamburg F3S, durchgeführt
- /21/ Das Verfahren zur Herstellung der Spiegelformen wurde von O. Römer und  
P. Schädler (II. Inst. für Experimentalphysik Hamburg) entwickelt.  
Die Formen wurden von der Modellbaufirma Hendt (Neu-Mulstorf)  
hergestellt. Die Plexiglasformen wurden von den Firmen Nordform und  
Kopperschmidt angefertigt.
- /22/ Die Steuerung des Leuchtdiodensystems wurde von J. Freeman  
(University Wisconsin) entwickelt.
- /23/ Landoldt Börnstein Band 2.3.
- /24/ A.S. Uovenko et al.  
Soviet Phys. USPEKHI Vol. 6 Num. 6 (1964)
- /25/ U.P. Zrelou Bd. 2  
Atomizdat, Moskau (1968) / Jerusalem 1970
- /26/ Encyclopedia des Gaz - L'air Liquide 1976
- /27/ Frigen Fibel, Hoechst (1978)
- /28/ E.R. Hayes, R.A. Schluter, A. Tomosaitis  
ANL-8916 (1964)
- /29/ M. Plath (Staatsexamensarbeit)  
DESY Interner Bericht F3S-77/02
- /30/ J. Peper (Staatsexamensarbeit)  
DESY F3S, Juni 1978
- /31/ Y. Tomkiewicz, E.L. Garwin  
Nucl. Instr. and Methods 114 (1974) 413
- /32/ H. Ehrenreich, H.R. Phillip, B. Segall  
Phys. Rev. 132 (1963) 1918
- /33/ C.J. Powell  
J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 78
- /34/ H.-J. Hagemann, H. Gudat, C. Kunz  
DESY SR-74/7
- /35/ J.-J. Hagemann, R. Klucker und U. Nielsen  
DESY Interner Bericht F41-73/10
- /36/ L. Holland  
Chapman & Hall, London 1966
- /37/ G. Hass, H.R. Hunter, R. Tousey, P.H. Berning, R.P. Madden u.a.  
1956-1967 in J. Opt. Soc. Am.: Bd. 46 S. 1009, 47 S. 1070, 49 S. 593,  
50 S. 586, 51 S. 719, 53 S. 620 und Bd. 57 S. 481  
und 1965-1972 in Appl. Optics: Bd. 9 S. 1183, S. 2101  
und Bd. 11 S. 541, S. 1590  
Ausserdem G. Hass in R. Kinslake Bd. III  
Academic Press, New York 1965 und  
R.P. Madden in Physics of Thin Films von G. Hass Bd. I  
Academic Press, New York, London 1963
- /38/ T. Hassen  
CERN Yellow Report 76-21
- /39/ G.T. Wright  
J. Sc. Instr. 31 (1954) 377
- /40/ J.R. Prescott  
Nucl. Instr. and Methods 39 (1966) 173
- /41/ R. Foord, R. Jones, C.J. Oliver, E.R. Pike  
Appl. Opt. 8 (1969) 1975

- /42/ J.H. Schornkern  
Ulivo Handbuch, Photo-multiplier: 1970
- /43/ Fotovervielfacher 1978-79, Ulivo Handbuch
- /44/ E. Lorenz  
MPI Muenchen
- /45/ RCA Datenblätter der Photo-multiplier  
8854 und C31000/8850
- /46/ E.L. Garwin, Y. Tomkiewicz, D. Trines  
Nucl. Instr. and Methods 107 (1973) 365
- /47/ G. Eigen, E. Lorenz  
CERN-EP 79-17
- /48/ Landoldt Börnstein N.S. 2.3
- /49/ H.D. Gunther, G.R. Grant, S.A. Shaw  
Appl. Optics 9 (1970) 251
- /50/ D.P. Jones  
Appl. Optics 15 (1976) 910
- /51/ B. Rossi  
Prentice Hall 1952
- /52/ J.A. Leznik  
Nucl. Instr. and Methods 136 (1976) 299
- /53/ D. Römer, (Dissertation) 1979

#### Danksagung

Die vorliegende Diplomarbeit entstand im Rahmen der Vorbereitungen und des Aufbaues der Komponenten des Detektors TASSO für den Speicherring PETRA. Bei allen Mitgliedern der Gruppe F3S bedanke ich mich für die Unterstützung und Hinweise, die zur Durchführung der Messungen sowie zu deren Ausarbeitung geholfen haben.

Dem Herrn Prof. Dr. P. Schädler und Dr. B. Wisk danke ich für die Ermöglichung und Förderung der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn O. Römer für die intensive Betreuung zur gesamten Arbeit.

Ausserdem sei den Technikern der Gruppe F3S gedankt, insbesondere Herrn Seiler, der die Spiegelbedampfung durchführte und Herrn Krohn für den Bau der Cerenkovzähler.

Mein Dank gilt auch Mitgliedern der DESY-Synchrotronstrahlungs-Gruppe F41, für Hinweise und die Ermöglichung der Schichtdickenmessungen.