

Interner Bericht
DESY F14-86-04
September 1986

PION-ELEKTRON-TRENNUNG BIS 100 GeV MIT ÜBERGANGSSTRAHLUNG

von

Stefan Nann

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accession:	24. SEP. 1986	
Leihfrist. Loan period:	7	days

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

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

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

Interner Bericht
DESY F14-86-04
September 1986

*Pion-Elektron-Trennung
bis 100 GeV mit
übergangsstrahlung*

Experimentelle physikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

Stefan Nann

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Hamburg, im Juni 1986

Abstract:

Pion-Electron-Separation up to 100 GeV by means of Transition Radiation

This report deals with measurements of different transition radiation detector configurations, performed with the aim of pion-electron-separation in the momentum range between 0.6 and 100 GeV/c.

The test set up consisted of polypropylene fibre radiators with subsequent proportional wire chambers or photon detectors. Many different combinations were tested varying the diameter of the fibres, the density of the radiators and both, the thickness and composition of the detection gas layer.

Results of measurements of a 50kV testbeam at energies between 0.6 and 100 GeV are presented. They are compared with results obtained with radiators made of foils or foams. Extrapolations to particle momenta up to 100 GeV/c are discussed.

It is shown that transition radiation detectors with interdigital polypropylene fibres provide an effective particle separation at energies even up to the order of 100 GeV/c.

For a detector configuration of four radiators and chambers with a total length of 40 cm the pion contamination at 90% electron efficiency is less than 1% in the energy range between 0.6 and 70 GeV/c and 5% between 70 and 100 GeV/c, depending on the fibre diameter.

Einleitung

Übergangsstrahlung ist eine elektromagnetische Strahlung, die von geladenen Teilchen an der Grenzschicht zwischen Materialien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten ausgesandt wird.

Übergangsstrahlungsdetektoren werden seit mehr als zehn Jahren in Experimenten der Hochenergiephysik sowie neuerdings auch bei Messungen im Space Shuttle erfolgreich zur Teilchenidentifikation eingesetzt.

Übergangsstrahlung ist besonders gut zur Erkennung hochenergetischer Elektronen ohne Aufschauierung geeignet. Die Teilchentrennung mit Übergangsstrahlung wird vom Lorentzfaktor γ bestimmt und nicht von der Teilchengeschwindigkeit β , wie bei den Cherenkovzählern oder Flugzeitmessungen.

Bisherige Anwendungen von Übergangsstrahlung waren meist auf eine Pion-Elektron-Trennung bei Impulsen unterhalb ca. 30 GeV/c ausgelegt. Mit dem Bau der nächsten Beschleunigergeneration stellt sich die Frage nach einer effektiven Pion-Elektron-Trennung bei weit höheren Impulsen.

Das Trennvermögen der Übergangsstrahlungsdetektoren ist auf einen bestimmten Energiebereich einstellbar. Im wesentlichen wird dies durch eine entsprechende Wahl der Übergangsdicken - wenige μm - erreicht.

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit zwei Fragestellungen aus diesem Themenbereich:

- Was sind die optimalen Detektorparameter für die Pion-Elektron-Trennung zwischen 1 und 100 GeV?
- Bis zu welcher Energie können Elektronen wirksam von einem Pionenuntergrund getrennt werden?

Zur Klärung dieser Fragen wurde ein Versuchsdetektor aufgebaut. Seine Konzeption sollte im Hinblick auf einen Einsatz im Großexperiment folgenden Gesichtspunkten genügen:

- Geringe Gesamtlänge
- Kleine Strahlungslänge
- Einfacher und kostengünstiger mechanischer Aufbau für große Querschnittsflächen
- Komplikationsfreier Langzeitbetrieb

Alle Meßdaten wurden an einem DESY-Teststrahl mit Elektronen im Energiebereich zwischen 0.6 GeV und 6.6 GeV gewonnen. Zum Nachweis der Übergangsstrahlung wurden Proportionalkammern mit verschiedenen Edelgasmischungen verwendet.

Zuerst wurden etwa 50 wesentliche Detektorparameter variiert. Daraufhin fanden die Messungen zur Energieabhängigkeit der optimierten Aufbauten statt.

Aus den Daten wurden anhand dreier Auswerteverfahren die zu erwartende Elektron-Pion-Trennschärfe des Versuchsdetektors ermittelt. Zusätzlich fand ein Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Rechnungen statt.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird das Energieverhalten eines Übergangsstrahlungsradiators theoretisch behandelt. Zur Verdeutlichung und Überprüfung der Aussagen werden die Ergebnisse aus Simulationsrechnungen einbezogen.

Auf dieser Grundlage findet in Kapitel 2 ein Vergleich möglicher Radiatoren statt, an den eine Ausdehnung der Theorie von Kapitel 1 auf irreguläre Faserradiatoren folgt. Abschließend zum Thema Radiatoren wird die Auswahl der Testradiatoren begründet.

Die Erfordernisse der Proportionalkammer für einen effektiven Nachweis der Übergangsstrahlungsphotonen - angesichts eines hohen Untergrunds an deponierter Ionisationsenergie - werden in Kapitel 3 besprochen.

Der Versuchsaufbau, der für beide Meßperioden gleich war, wird in Kapitel 4 beschrieben, bevor in Kapitel 5 die Ergebnisse der Optimierungsmessungen vorgestellt werden.

In Kapitel 6 werden die Daten der vier besten Aufbauten - entsprechend der vier eingesetzten Übergangsdicken - analysiert und weitere Resultate angegeben. Es folgt ein Vergleich der drei angewandten Auswerteverfahren.

Die Ergebnisse zu den eingangs aufgeworfenen Fragen folgen in Kapitel 7. Nach einer Behandlung der eingehenden Fehlergrößen wird abschließend das Trennvermögen des Versuchsdetektors mit den Werten anderer Arbeitsgruppen verglichen.

Inhalt

Einleitung	1
1. Energieverhalten eines Übergangsstrahlungsdetektors	5
1.1 Einzelner Übergang	5
1.2 Interferenzeffekte	8
1.3 Photonenspektrum	11
1.4 Foliendicke und -abstand	13
2. Irreguläre Faserradiatoren	18
2.1 Mögliche Radiatormaterialien	18
2.2 Vergleich der Radiatortypen	20
2.3 Parameter der Faserradiatoren	22
2.4 Wahl der Meßparameter	26
3. Photonennachweis in Proportionalkammern	28
3.1 Proportionaldrahtkammer	28
3.2 Untergrund an Ionisationsverlust	30
3.3 Photonennachweis	33
3.4 Optimale Gasschicht	35
4. Versuchsanordnung	37
4.1 Nachweiskammer	37
4.2 Radiatoren	40
4.3 Testaufbau	42

5. Meßergebnisse der Moduloptimierung	44
5.1 Truncated-Mean-Methode	44
5.2 Kammergasgemisch und -dicke	48
5.3 Fülldichte der Radiatoren	51
6. Meßergebnisse der Energieoptimierung	53
6.1 Impulshöhenspektren	53
6.2 Mittlere Impulshöhe	59
6.3 Vier-Radiator-Kammer-Aufbau	62
6.4 Maximum-Likelihood-Methode	65
6.5 Vergleich der Auswerteverfahren	69
7. $e-\pi$ -Trennung bis 100 GeV	71
7.1 Ergebnisse	71
7.2 Variation der Detektorlänge und Nachweiswahrscheinlichkeit	74
7.3 Fehlerbetrachtung	78
7.4 Vergleich mit anderen Messungen	81
Zusammenfassung	82
Anmerkungen	83
Anhang: Simulationsprogramme	85
Literaturverzeichnis	87

1. Energieverhalten eines Übergangsstrahlungsdetektors

TRD ist die geläufige Abkürzung der englischen Bezeichnung "Transition Radiation Detector". Ein TRD setzt sich normalerweise aus mehreren Modulen zusammen, die sich, wenn überhaupt, nur in ihrer Länge unterscheiden. Jedes Modul ist aus einem Radiator mit nachfolgender Nachweiskammer aufgebaut. Im Radiator werden Photonen erzeugt, die in der Nachweiskammer registriert werden.

In diesem Kapitel werden die physikalischen Kenngrößen eines Radiators vorgestellt. Dabei wird der Schwerpunkt auf deren Energieabhängigkeit gelegt. Die Darstellung beginnt damit, wie Übergangsstrahlung an einer einzelnen Trennfläche zweier Dielektrika ausgelöst wird und endet bei den Eigenschaften eines N-Folien-Radiators, aufgebaut aus $2 \cdot N$ Trennflächen.

1.1 Einzelner Übergang

Übergangsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes, sich gleichförmig bewegendes Teilchen beim Übertritt von einem Dielektrikum in ein anderes während elektromagnetischer Wechselwirkungen Energie abstrahlt.

Weit entfernt von der Grenzfläche, noch im ersten Medium, hat das Teilchen ein Polarisationsfeld $P(\mathbf{x}, \omega)$ entsprechend seiner Geschwindigkeit und der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon(\omega)$ des Mediums [JAC 75]:

$$(1-1) \quad P(\mathbf{x}, \omega) \approx (\epsilon(\omega) - 1) * E(\mathbf{x}, \omega)$$

$E(\mathbf{x}, \omega)$ ist die Fouriertransformierte vom elektrischen Feld des einfallenden Teilchens im Vakuum am Aufpunkt \mathbf{x} .

Tief im zweiten Medium ist das Polarisationsfeld an die neue Umgebung angepaßt und verschieden von dem im ersten, wenn beide Media unterschiedliche Dielektrizitätskonstanten $\epsilon(\omega)$ haben. Infolge dieser Feldänderung kommt es zur Abstrahlung von Photonen.

Bedeutsam wird der Effekt für hoch-relativistische Teilchen ($\gamma \gg 1$). Dann liegt das Photonenspektrum im Röntgenbereich, was zuerst 1946 von Ginzburg und Frank [GIN 46] mit Hilfe der relativistischen Elektrodynamik vorhergesagt wurde. Weitere elementare Darstellungen wurden ebenfalls erstmals in der Sowjetunion von Garibian publiziert [z.B. GAR 60]. Eine Einführung mit Literaturverweisen geben Jackson [JAC 75] sowie Ter-Mikaelian [TER 61, TER 72]. (1)

Für Frequenzen im Röntgenbereich kann das elektrische Verhalten des Dielektrikums im Bild des Elektronengases beschrieben werden. Diese Tatsache ermöglicht, einen geschlossenen Ausdruck für $\epsilon(\omega)$, abhängig von der Plasmafrequenz ω_1 des Elektronengases, anzugeben [KIT 83]:

$$(1-2) \quad \epsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$$

Für die weitere Rechnung werden die Voraussetzungen $\gamma \gg 1$, $\omega \gg \omega_1$, $\theta \ll 1$ (Winkel der Photonen zur Teilchenbahn in rad) und $\omega_1 > \omega_2$ (2) (Plasmafrequenzen der beiden Medien) eingeführt. Unter Berücksichtigung der relativistischen Änderung des elektrischen Feldes mit dem Lorentzfaktor γ ergibt sich die differentielle Intensität je Winkelement $d\theta$ und Frequenzintervall $d\omega$ [GAR 71, CHE 74]:

$$(1-3a) \quad \frac{d^2 S_{\omega}}{d\theta d\omega} = \frac{2\alpha\hbar}{\pi} \theta^3 \left[\frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_1^2/\omega^2} - \frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_2^2/\omega^2} \right]^2$$

($\alpha = 1/137$ ist die Feinstrukturkonstante)

Weiter folgt nach einer zweifachen Integration über ω und θ die Gesamtenergie der TR, die ein Teilchen bei einem einfachen Übergang abstrahlt [CHE 74]:

$$(1-3c) \quad S_{\omega} = \frac{\alpha\hbar (\omega_1 - \omega_2)^2}{3 (\omega_1 + \omega_2)} * \gamma$$

Aus diesen beiden Gleichungen lassen sich wichtige Eigenschaften der TR erkennen, die, mit Einschränkungen, auch für einen Aufbau aus mehreren Lagen gelten. Gleichung (1-3a) ergibt, daß für alle Winkel θ , die größer als $1/\gamma$ sind, fast keine Intensität abgestrahlt wird (die Differenz der Brüche wird nahezu Null):

- TR ist auf die Vorwärtsrichtung beschränkt. Deshalb kann der auslösende Teilchenstrahl nur durch ein Magnetfeld von der Strahlung räumlich getrennt werden. In üblichen Detektoren der Hochenergiephysik sind die Magnetfelder nicht stark genug und die Hebelarme zu kurz. Damit ergibt sich die Schwierigkeit, daß die TR in der Nachweiskammer zusammen mit dem Untergrund an Ionisationsverlust der Teilchen gemessen werden muß. (3)
- Die totale Intensität S_{ω} eines einfachen Übergangs ist proportional zum Lorentzfaktor γ des auslösenden Teilchens (Gleichung (1-3c)). Darauf beruht die Trenneigenschaft eines TRDs: Bei gleicher Energie lösen schwere Teilchen im Radiator weniger TR aus als leichte, da $\gamma = E/mc^2$.

- Ein hoher Gesamtertrag an TR kann erreicht werden, wenn sich die Plasmafrequenzen ω_p beider Medien wesentlich unterscheiden (Gleichung (1-3c)). Da die Plasmafrequenz direkt proportional zur Elektronendichte, also auch zur Dichte des Mediums ist, werden Radiatoren aus einer Folge von Übergängen zwischen Gasen und festen Körpern gefertigt.

Als Zwischenschritt bei der Integration von (1-3a) folgt nach der Integration über $d\theta$ die spektrale Intensitätsverteilung $dS_\omega/d\omega$ [CHE 74]:

$$(1-3b) \quad \frac{dS_\omega}{d\omega} = \frac{\alpha \hbar}{\pi} \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 + 2\omega^2/\gamma^2}{\omega_1^2 - \omega_2^2} * \ln \left(\frac{1/\gamma^2 + \omega_1^2/\omega^2}{1/\gamma^2 + \omega_2^2/\omega^2} - 2 \right)$$

Eine Auswertung dieser Beziehung ergibt, daß nur noch 3% der emittierten Photonen eine Energie oberhalb einer von γ abhängigen Grenzfrequenz ω_G haben, die ungefähr gegeben ist durch:

$$(1-4) \quad \omega_G \approx \gamma \omega_1$$

- Die Grenz- oder Abschneidefrequenz ω_G der spektralen Intensitätsverteilung ω_G verschiebt sich mit zunehmendem Lorentzfaktor γ zu höheren Frequenzen ω . Das sich dabei verhärtende Spektrum bewirkt eine Zunahme der totalen Intensität S_ω .

Der nächste interessante Punkt leitet direkt zum N-Folien-Radiator über: Die totale Intensität S_ω in Gleichung (1-3c) ist sehr gering. Sie beträgt pro Übergang und Teilchen nur etwa $\alpha/3$ Photon der Energie $\omega \leq \gamma \omega_1$.

- Infolge der geringen Ereigniswahrscheinlichkeit von etwa 0.002 pro Übergang muß ein wirksamer TRD aus mehreren hundert Lagen bestehen. Dies weist zugleich auf eine wesentliche Leistungsbegrenzung hin, da in einem Großexperiment aus Platzgründen und wegen einer möglichst geringen Materiebelegung die Zahl der Lagen nicht beliebig gesteigert werden kann.

Wegen des experimentell schwierigen Nachweises der Röntgenphotonen, die zudem nur mit geringer Wahrscheinlichkeit emittiert werden, blieb die Verifizierung des von Ginzburg und Frank 1946 vorhergesagten Effekts lange Zeit aus. Erste erfolgreiche Experimente wurden in den 60er Jahren veröffentlicht [GOL 59, ARU 66, OOS 67, YUA 69]. Erst Anfang der 70er Jahre konnte die Nachweiswahrscheinlichkeit der TR-Photonen soweit verbessert werden, daß, angesichts des Untergrundes an Ionisationsverlust der Teilchen, auch von einem effektiven Detektor gesprochen werden konnte [YUA 70, ALI 73, HAR 73, CHE 74, FAB 75].

1.2 Interferenzeffekte

Interferenzeffekte treten beim N-Folien-Radiator zwischen den Wellenzügen auf, die an den 2N Übergängen ihren Ursprung haben. Die Phasenbeziehung dieser Photonenwellen werden sowohl von der räumlichen Konfiguration des Folienstapels als auch vom Lorentzfaktor γ des Teilchens und der Geschwindigkeit des Lichts in Materie bestimmt.

Interferenzen sind Ursache dafür, daß der TR-Ertrag nicht einfach das 2N-fache des einfachen Übergangs wird, und daß die totale Intensität S_{ω} nicht, wie in Gleichung (1-3c), beliebig mit γ wächst, sondern ab einem bestimmten Wert γ_{∞} sättigt.

Das Grundmuster des durch Interferenzterme modulierten Frequenzspektrums wird wesentlich von der Überlagerung der Wellenzüge an direkt benachbarten Übergängen geprägt. (Also an Vorder- und Rückseite einer Folie, bzw. am Anfang und Ende eines Gaszwischenraumes.)

Die genaue Rechnung erfolgt durch konsequente, kohärente lineare Überlagerung der Amplituden und zeigt Analogien zur Beugung am optischen Gitter [TER 61, GAR 71, CHE 74, CHE 78] (4). Die differentielle Intensitätsverteilung der Gleichung (1-3a) wird durch einen Interferenzterm der einzelnen Folie und durch einen zweiten aller N Folien erweitert:

$$(1-5a) \quad \frac{d^2 S_{\omega}}{d\theta d\omega} = \frac{d^2 S_{\omega}}{d\theta d\omega} 4 \sin^2 \left(\frac{l_1}{Z_1} \right) \frac{\sin^2 N(l_1/Z_1 + l_2/Z_2)}{\sin^2(l_1/Z_1 + l_2/Z_2)}$$

Die bestimmenden Größen sind die Foliendicke l_1 sowie die Dicke des Gaszwischenraumes l_2 . Z_1 und Z_2 sind Parameter mit der Dimension einer Länge und heißen entsprechend Formationslängen:

$$(1-5b) \quad Z_i = \frac{4c}{\omega} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$

Bevor die physikalischen Konsequenzen der Interferenzterme beschrieben werden, erst noch einige mathematische Resultate: Bei der Integration von (1-5a) über die Winkel θ ergeben sich Maxima bei:

$$(1-6a) \quad \frac{l_1}{Z_1} = (2m+1) \frac{\pi}{2} \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

$$(1-6b) \quad \frac{l_1}{Z_1} + \frac{l_2}{Z_2} = n\pi \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Wenn $l_2 \gg l_1 \gg Z_1$ (siehe [TER 61, GAR 71, CHE 74, ART 75]), darf der zweite Interferenzterm in (1-5a) bei der Integration durch eine Summe von δ -Funktionen ersetzt werden :

$$(1-6c) \quad N\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta \left(\frac{l_1}{Z_1} + \frac{l_2}{Z_2} - \pi k \right)$$

Neben der Ausnutzung dieser Substitution beim Integrieren, offenbart sie einen interessanten Aspekt: die symmetrische Rolle von Foliendicke l_1 und Folienzwischenraum l_2 . Wegen (1-6c) darf man nämlich in (1-5a) l_1/Z_1 durch $(\pi l_2/Z_2)$ ersetzen. Und wegen der Symmetrie des \sin^2 bei einer Verschiebung um π , gilt:

$$(1-6d) \quad \sin^2(l_1/Z_1) \Rightarrow \sin^2(l_2/Z_2)$$

Dies ermöglicht ein mathematisches Verständnis der häufig zitierten Aussage, daß für konstruktive Interferenz der einzelnen Wellen im Radiator nicht nur l_1 , sondern auch l_2 mindestens gleich den entsprechenden Formationslängen sein muß, damit positive Interferenz überhaupt möglich wird:

$$(1-7) \quad \begin{aligned} l_1 &\geq Z_1(\gamma, \omega) \\ l_2 &\geq Z_2(\gamma, \omega) \end{aligned}$$

Physikalisch sind alle die Formationslänge bestimmenden Größen gut zu verstehen. Die Interferenz hängt einmal von der Teilchengeschwindigkeit ab, was mit γ zum Ausdruck kommt; weiterhin von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Photonen im Medium, beschrieben mit der Plasmafrequenz. Schließlich ist die Interferenzbedingung frequenzabhängig.

- *Foliendicke und Folienabstand sollen mindestens so groß gewählt werden, daß die Trennung zwischen erzeugtem Photon und dem auslösenden Teilchen entlang der Teilchenbahn im jeweiligen Medium von der Größenordnung einer Wellenlänge ist, was mit (1-7) erfüllt wird. Deshalb müssen die Gasschichten eines Radiators um ein Vielfaches länger als die Foliendicken sein (wegen der größeren Lichtgeschwindigkeit). Die Einhaltung dieser Bedingung ist wichtig für einen optimalen TR-Ertrag.*

Zunächst bleibt die Frage ungeklärt, auf welche Frequenz ω und welchen Wert des Lorentzfaktors γ die Übergangsdicken für einen realistischen Radiator mit endlicher Länge und zusätzlicher Reabsorption der Photonen eingestellt werden sollen; denn mit zunehmendem γ und ω wird auch Z_1 immer größer. Die Beantwortung erfolgt im übernächsten Abschnitt dieses Kapitels.

Es gibt Aufbauten, bei denen für bestimmte γ und ω sowie entsprechend eingestellte l_1 und l_2 die Interferenzeffekte so gut wie keinen Einfluß haben. Dann gilt die sogenannte Näherung der inkohärenten Überlagerung, und die totale Intensität ist $S_N \approx NS_1$ oder sogar $\approx 2NS_1$. Eine genaue theoretische Diskussion dazu findet sich in [ART 75 und CHE 74].

Tatsächlich konnte mit speziell gebauten Radiatoren ($l_2 \gg l_1 \gg Z_1$) sowie $\gamma < \gamma_c$ inkohärente Überlagerung der TR-Photonen experimentell bestätigt werden [FAB 75, CHE 78]. Zugleich zeigten die Experimente, daß der N-Folien-Interferenzterm ab γ_c ausschlaggebend für die eintretende Sättigung wird, und daß dann Interferenzen über mehrere Folien hinweg bedeutend werden.

Die hier kurz angerissene Theorie wurde durch direkte Messungen [FAB 75, CHE 77 und CHE 78] des durch Interferenzen modulierten Frequenzspektrums, die Maxima und Minima exakt bei den erwarteten Frequenzen fanden, bestätigt.

Nach diesen zwei Anmerkungen wird im kommenden Abschnitt die Form des Frequenzspektrums, das man hinter dem Radiator sieht, besprochen, um zu einem Verständnis für die Energieabhängigkeit des TRDs zu gelangen.

1.3 Photonenspektrum

Die Photonen werden längs der Flugbahn des geladenen Teilchens gleichverteilt über den ganzen Radiator erzeugt. Die in nachfolgenden Folien auftretende Reabsorption nimmt zusammen mit den Interferenzeffekten großen Einfluß auf das tatsächlich abgestrahlte Frequenzspektrum.

Die Interferenzterme bewirken, daß die zu größeren Frequenzen hin stetig abnehmende spektrale Intensität des einfachen Übergangs (Gleichung (1-3b)) beim N-Folien-Radiator von Maxima und Minima moduliert wird. Infolge der Photonenabsorption im Radiator sieht man hinter dem Radiator von diesen Maxima im wesentlichen nur noch das mit der höchsten Frequenz. Die erlaubten kleineren Frequenzen werden durch die sehr viel größere Absorptionswahrscheinlichkeit infolge des Photoeffekts unterdrückt.

Für Lorentzfaktoren γ größer als eine bestimmte Radiatorkenngröße Γ ist die Lage des höchsten Maximums sogar unabhängig von der Teilchenenergie. Mit den realistischen Näherungen $l_2 \gg l_1$, $\omega_2 \gg \omega_1$ und der Voraussetzung $\omega < \omega_2$ aus Gleichung (1-4), ergibt sich für die häufigste Frequenz ω_m in eV [COB 77]:

$$(1-9) \quad \begin{aligned} \omega_m &\approx 0.3 * \Gamma \omega_1 \\ \Gamma &= 2.5 * l_1 \omega_1 \end{aligned}$$

(Γ ist eine dimensionslose Radiatorkenngröße aus l_1 in μm und ω_1 in eV.)

Bild 1 zeigt zwei typische Frequenzspektren, wie sie für Radiatoren aus Polyäthylenfolien ($\omega_1 = 19$ eV) mit Luftzwischenräumen ($\omega_2 = 0.7$ eV) zu erwarten sind. Das niederenergetischere Spektrum gehört zu einem Radiator mit $l_1 = 25 \mu\text{m}$, das andere zu $l_1 = 50 \mu\text{m}$.

Erstellt wurde das Frequenzspektrum mit einem Simulationsprogramm, das unter Einbeziehung der Reabsorption im Radiator die Gleichung (1-5a) mit (1-3a) über $d\theta$ und in einem zweiten Schritt über $d\omega$ integriert. Nähere Einzelheiten dazu im Anhang (5). Mit Hilfe dieses Programms wurden die folgenden Überlegungen nachvollzogen und mit ergänzenden Darstellungen bebildert.

- *Das aus einem N-Folien-Radiator austretende Frequenzspektrum ist (unter den genannten Bedingungen) um ein Maximum ω_m herum konzentriert. Mit zunehmender Foliendicke verhärtet sich das Frequenzspektrum (1-9). Der gewählte Nachweisdetektor sollte auf diese Frequenz optimiert sein, d.h. dort eine hohe Photonenabsorptionswahrscheinlichkeit haben, wohingegen das Radiatormaterial wenig absorbieren soll.*

Gleichung (1-9) ist unter Einbeziehung der Reabsorption für $l_2 \gg l_1$ die Umkehrung der Formationslängenbedingung: Bei vorgegebener Foliendicke l_1 ist das Frequenzspektrum derart, daß (1-7) erfüllt wird. Tatsächlich ergibt (1-5b) mit $\theta \approx 1/\gamma$ und $\omega \approx \omega_m$, daß $Z_1 \approx l_1$.

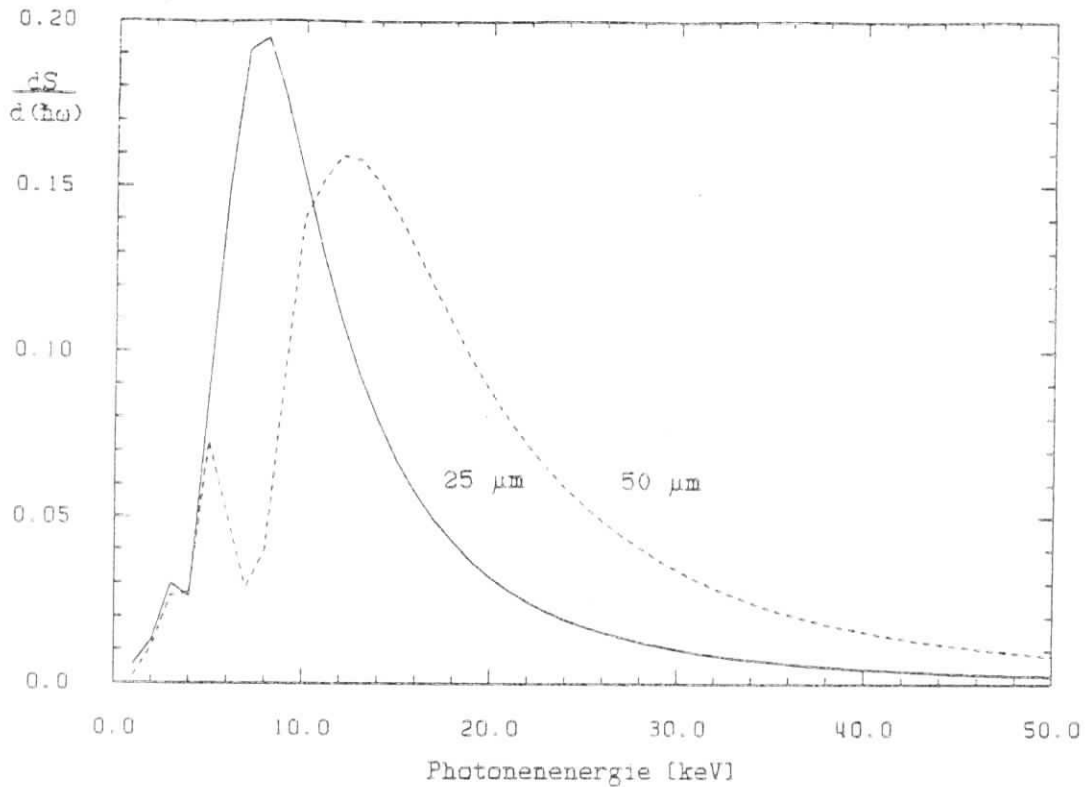


Bild 1: Spektrale Intensitätsverteilung zweier Radiatoren aus jeweils 100 Folien unterschiedlicher Dicken, 25 μm und 50 μm , bei einem Lorentzfaktor $\gamma = 20\,000$. In beiden Fällen ist das Verhältnis $\tau = l_2/l_1 = 20$. Das Maximum entsprechend Gleichung (1-9) liegt bei: $\omega_m(25\ \mu\text{m}) = 6.8\ \text{keV}$, $\omega_m(50\ \mu\text{m}) = 13.5\ \text{keV}$.

Soweit sind die einen TRD beschreibenden Größen eingeführt:

$\omega_1 > 1$	Plasmafrequenz der Folien (eV)
$\mu_1(\omega)$	Absorptionskoeffizient der Folien (cm^{-1})
$\omega_2 < 1$	Plasmafrequenz der Gaszwischenräume (eV)
$\mu_2(\omega)$	Absorptionskoeffizient der Gaszwischenräume (cm^{-1})
l_1	Foliendicke (μm)
$l_2 \gg l_1$	Folienabstand (μm)
$\omega_m \approx \sqrt{1 + \omega_1^2}$	häufigste Photonenfrequenz
$\omega_g \approx \gamma\omega_1$	obere Grenzfrequenz des TR-Spektrums
$\theta \approx 1/\gamma$	Abstrahlwinkel der TR-Photonen

Die Variationsmöglichkeit für Plasmafrequenzen und Absorptionskoeffizienten ist sehr eingeschränkt (siehe Kapitel 2); es gibt nur wenig geeignete Radiatormaterialien. Frei einstellbar ist prinzipiell die Foliendicke l_1 . Dann steht über (1-9) und (1-7) der Folienabstand l_2 ungefähr fest, da die Formationslängenbedingung besonders bei Frequenzen um ω_m interessant ist. Dies wird im nächsten Abschnitt besprochen.

1.4 Foliendicke und -abstand

Bei einem N-Folien-Radiator wächst die Intensität S_ω (für $N \gg 1$) nicht linear mit γ , wie das Gleichung (1-3c) für $N = \frac{1}{2}$ beschreibt, obwohl die Grenzfrequenz ω_g weiterhin mit γ nach oben steigt (die Grenzfrequenz hängt nur vom elektrischen Feld des Teilchens ab, also von γ). Ursache der aufkommenden Sättigung ist die ab $\gamma > \Gamma$ einsetzende Energieunabhängigkeit der häufigsten Frequenz ω_H ; wenn $\omega_g > \omega_H$ wird, kann sich das Spektrum nicht weiter verhärten.

Für den Radiator mit den dünneren Folien aus Bild 1 ($\Gamma = 1200$) ist die Energieabhängigkeit des Frequenzspektrums in Bild 2 dargestellt. Für $\gamma \ll \Gamma$ bleibt das emittierte Photonenspektrum ganz im Bereich starker Absorption verborgen. Für $\gamma > \Gamma$ ist die Lage des Maximums konstant. Die Abschneidefrequenz ω_g wandert über die Frequenzskala linear mit γ (ω_g liegt nur für die drei niederenergetischen Spektren im Darstellungsbereich).

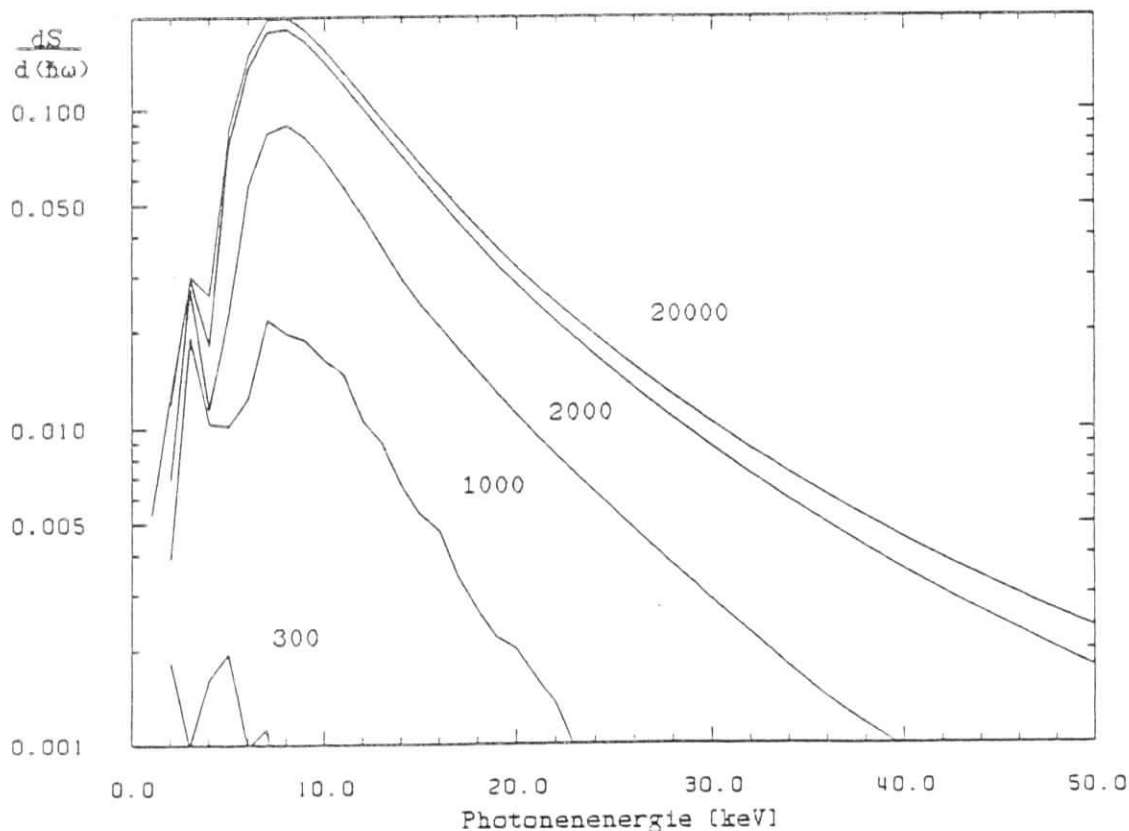


Bild 2: Energieverhalten eines Folienradiator mit $l_f = 25 \mu\text{m}$. Dargestellt sind von (links nach rechts) die Frequenzspektren für $\gamma = 300, 1000, 2000, 5000$ und für $\gamma = 20\,000$ ($\omega_g = 6, 19, 38, 95, 380 \text{ keV}$ entsprechend).

Eine Vorstellung könnte folgender Vergleich bieten: Die Interferenzbedingungen öffnen ein Fenster erlaubter Frequenzen. Die Grenzfrequenz wandert über dieses Fenster mit zunehmendem γ wie ein Vorhang von links nach rechts und öffnet es bis zum Sättigungswert. Die Lage des Fensters relativ zum Vorhang wird durch die Gleichungen (1-4) und (1-9) bestimmt.

Gleichzeitig impliziert dieser Vergleich einen zweiten Aspekt: Es müßte auch einen unteren Einsatzpunkt geben, nämlich den linken Rahmen des Fensters. Aber da die häufigste Frequenz ω_m für Lorentzfaktoren $\gamma < \Gamma$ nicht mehr konstant bleibt, beginnt sich bei kleinen Energien auch das Fenster nach links zu bewegen und verschwindet im Bereich starker Absorption bei kleinen Photonenfrequenzen schneller, als der Vorhang den linken Rahmen erreicht.

Eine andere Darstellungsweise ermöglicht Bild 3. Hier ist die totale Intensität S_m (das Integral zu Bild 1) gegen den Lorentzfaktor γ für die Foliendicken $25 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ aufgetragen. Die Foliendicken sind für die Rechnungen gleich gewählt ($200 \mu\text{m}$), auch die Gesamtlänge von 75 mm . Deshalb hat der eine Radiator 336, der mit der dickeren Folie nur 302 Folien.

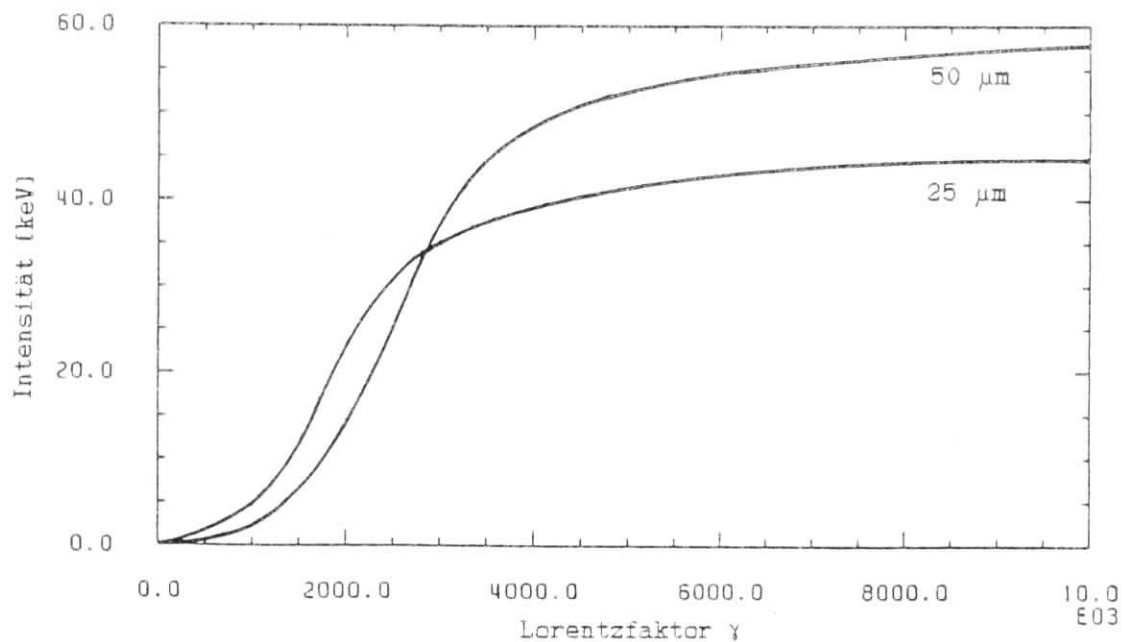


Bild 3: Totale Intensität S_m in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor γ für zwei Foliensradiatoren mit Gesamtlänge 75 mm , $l_1 = 25 \mu\text{m}$ ($\tau = l_2/l_1 = 8$) bzw. $50 \mu\text{m}$ ($\tau = 4$).

Bild 3 verdeutlicht den Einfluß der Foliendicke auf das Energieverhalten: Verschiebung des steilen Anstiegs zu größerem γ , Erhöhung des Sättigungsniveaus und dessen Verschiebung zu größerem γ mit zunehmender Foliendicke. Diese Effekte beruhen auf der relativen Lage von ω_1 und ω_m (da ω_m über 1, eingestellt wird).

Für eine Elektron-Pion-Trennung bis 100 GeV ist die Verschiebung des steilen Anstiegs mit der Foliendicke von besonderem Interesse. Da pionische TR-Anteile die Trennung sofort verschlechtern, will man die Obergrenze für γ_w unterhalb des steilen Anstiegs in Bild 3 legen. Wählt man z. B. 25 μm , setzt der Anstieg etwa bei $\gamma_w \approx 500$ ($E \approx 70$ GeV) ein und für 50 μm bei $\gamma_w \approx 750$ ($E \approx 100$ GeV). Mit einer Verdoppelung der Übergangsdicke verdoppelt sich also nicht die obere Energiegrenze des effektiven Trennbereichs, wie das eine Regel von [COB 77] vermuten lassen könnte.

Der Radiator mit den 50 μm Folien hat weniger Lagen und sogar eine stärkere Absorptionsschicht als der mit 25 μm . Dennoch erreicht er eine größere Gesamtausbeute, weil die Photonenenergien seines Spektrums größer sind und weil sein härteres Photonenpektrum weniger reabsorbiert wird.

Es sei schon jetzt darauf hingewiesen, daß davon nicht beliebig profitiert werden kann, da auch die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Kammer mit zunehmender Photonenfrequenz drastisch sinkt. Deshalb kann noch nicht diskutiert werden, welche Foliendicke für welchen Energiebereich optimal ist; dafür ist die Auslegung des Kammerystems mitentscheidend.

Weiterhin ist für eine Anwendung im Großexperiment eine möglichst geringe Materiebeladung wichtig. Wählt man deshalb das Kriterium "gleiche Strahlungslänge", dann ist die totale Intensität des 50 μm Folienradiator zwar immer noch nicht geringer als die des 25 μm Radiators, doch die halb so große Folienzahl reduziert die Photonenzahl pro Ereignis. Wie sich in Kapitel 6 und 7 zeigen wird, verschlechtert dies die Information zur Teilchentrennung. Dennoch läßt sich als Regel formulieren:

- *Mit der Foliendicke wird der mögliche Einsatz- und Sättigungspunkt eines Radiators verschoben. Je dicker die Folie, desto weniger TR tritt bei kleinen Energien auf und desto später geht der TR-Ertrag in Sättigung. Deshalb sind dickere Folien für eine Hochenergetrennung zweier Teilchensorten prinzipiell besser geeignet.*

Schließlich ist noch der Folienabstand l_2 zu diskutieren. Bei vorgegebener Höchstlänge des Radiators konkurriert l_2 mit der Folienzahl N . Wenn l_2 zu klein gewählt wird, tritt destruktive Interferenz ein, ist l_2 zu groß, sinkt die Zahl der Übergänge. Somit gibt es ein Optimum der TR-Ausbeute S_N in Abhängigkeit von l_2 oder, allgemeiner formuliert, in Abhängigkeit vom Verhältnis τ aus l_2 und l_1 . In Bild 4 sind die Optimierungskurven für $l_1 = 25$ μm und 50 μm in Abhängigkeit von τ bei konstanter Radiatorlänge dargestellt.

Das Optimum liegt bei sehr kleinen Werten von τ : $\tau = 5-8$ für 25 μm und $\tau = 4$ für 50 μm . Dann ist aber das Frequenzspektrum nicht mehr unabhängig von l_2 . Bei diesen kurzen Folienabständen werden bestimmte Frequenzen, die die Foliendicke zulassen würde, im Gaszwischenraum unterdrückt. Bild 5 verdeutlicht die Veränderung des Frequenzspektrums mit τ . Gerechnet wurde derselbe Radiator aus Bild 3 und 4 für $l_1 = 25$ μm mit τ -Werten von 1 bis 10.

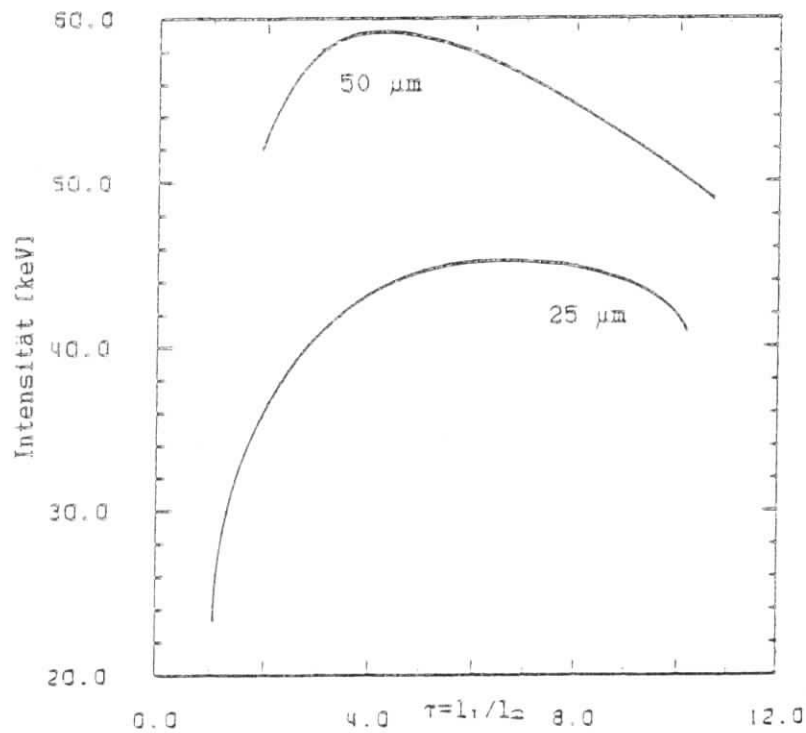


Bild 4: Variation des Folienabstandes bei konstanter Radiatorlänge für $\gamma = 20\ 0000$, $l_1 = 25$ und $50\ \mu\text{m}$.

Beim optimalen $\tau = 5-8$ wird die größte Fläche umschlossen. Im Hinblick auf eine hohe Konversionswahrscheinlichkeit in der Nachweiskammer ist $\tau = 8$ die bessere Wahl, da mit zunehmendem τ das Spektrum hinter dem Radiator weicher wird. Auf diesen Wert und $\tau = 4$ für $50\ \mu\text{m}$ waren die in [BUE 83, BUT 86] und in dieser Arbeit eingesetzten Folienradiatoren ausgelegt.

Es überrascht, daß mit zunehmender Foliendicke der optimale Folienabstand nicht anwächst. Beide Radiatoren haben nämlich beim optimalen τ den gleichen Folienabstand von $200\ \mu\text{m}$. Dies liegt daran, daß für das härtere Spektrum der dickeren Folie eine größere Folienzahl transparent ist. Somit überkompensiert der höhere Photonenfluß die, infolge des relativ kleinen Folienabstands auftretenden, destruktiven Interferenzen.

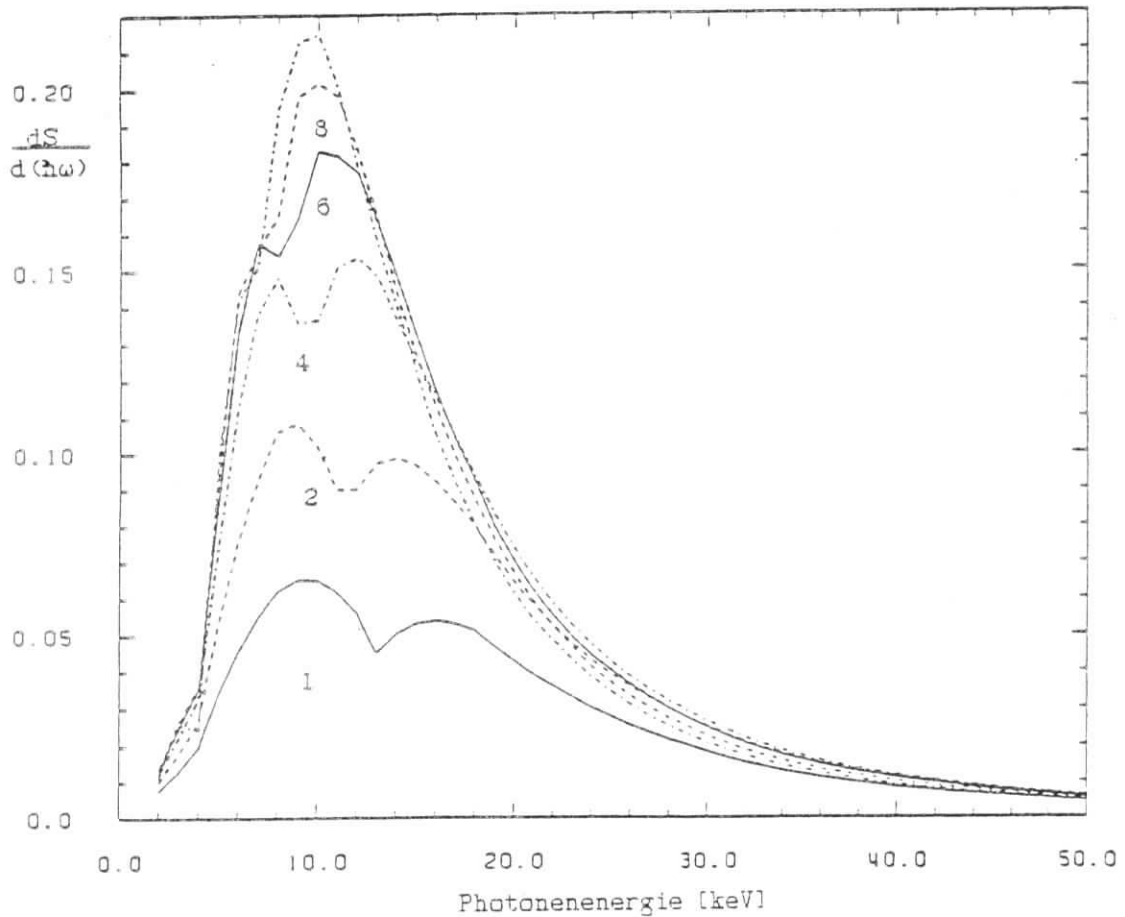


Bild 5: Frequenzspektrum eines 75 mm langen Radiators mit $l_1 = 25 \mu\text{m}$ für $\tau = 1, 2, 4, 6, 8, 10$ bei $\gamma = 20\ 000$.

Darüberhinaus deutet Bild 5 an, daß die in diesem Kapitel vorgestellten Überlegungen zum Energieverhalten der Folienradiatoren auch für die optimalen τ -Werte und nicht nur für $\tau \approx 20$ (wie bisher stets vorausgesetzt) gültig sind. Die Spektren unterscheiden sich für $\tau > 4$ im wesentlichen durch ihre Intensität, aber nicht in ihrer Form. Diese Aussage wurde auch für andere relevante Energien und Foliendicken überprüft.

2. Irreguläre Faserradiatoren

Polypropylenfasern werden zunehmend als Radiatormaterial eingesetzt. Wie Polyäthylenfolien bestehen sie aus verzweigten Kohlenwasserstoffen. (6)

In diesem Kapitel werden mögliche Radiatormaterialien und -typen miteinander verglichen, und es wird die Frage beantwortet, warum fast alle der getesteten Radiatoren aus Polypropylenfasern gebaut waren. Im dritten Abschnitt werden Relationen zwischen den Parametern der regulären Radiatoren (Folien aus Kapitel 1) und den der irregulären Fasern aufgestellt. Abschließend wird die Eingrenzung der experimentell untersuchten Radiatorparameter begründet.

2.1 Mögliche Radiatormaterialien

Zwei sich widersprechende Anforderungen schränken die Auswahl der Radiatormaterialien ein: Die Plasmafrequenz ω_p sollte erheblich größer als die des Gaszwischenraumes sein. Sie ist gegeben durch [KIT 83]:

$$(2-1) \quad \omega_p = 4\pi n e^2 / m_e$$

(e: Elementarladung, m_e : Elektronenmasse, n: Elektronendichte)

Da die Elektronendichte n und damit ω_p mit der Materiedichte ρ anwächst, kommen nur feste Körper in Betracht.

Jedoch nimmt mit der Dichte auch der Absorptionskoeffizient $\mu = \rho \sigma$ zu. Bedeutsamer ist die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten μ vom Wirkungsquerschnitt σ , der beim Fotoeffekt exponentiell mit der Kernladungszahl Z ansteigt [HAN 83]:

$$(2-2) \quad \mu \approx \rho * Z^3$$

Als Radiatormaterialien kommen deshalb nur die ersten festen Elemente des Periodensystems und deren feste Verbindungen in Betracht; nur bei ihnen ist die Kernladungszahl hinreichend klein. (7)

Theoretische Betrachtungen kommen zu dem Schluß, daß reguläre Stapel aus Lithiumfolien die besten Radiatoren seien [COB 77, FAB 83]. Messungen wurden zuerst von [FIS 75, FAB 75, COB 77] ausgeführt. Der erste, im Großexperiment eingesetzte TRD war mit Lithiumfolien bestückt; das war 1976 beim CERN Experiment R806 (ISR) [COB 77].

Alternativ wurden erfolgreich Folien aus Kunststoff getestet, und zwar aus Mylar (8), einem Polyäthylenterephthalat mit der Summenformel $C_{10}H_8O_4$ [UTO 71, CHE 74, CAM 75] und später aus Polyäthylenfolien (9) mit der Summenformel $(CH_2)_n$ [BOS 75, CHE 77]. Anfänglich wurden sogar Radiatoren aus Aluminiumfolien [YUA 70] gebaut.

Die Struktur der Radiatoren kann auch irregulär sein. Die Übergangsdicken der irregulären Radiatoren $\langle l_1 \rangle$ und $\langle l_2 \rangle$ sind statistisch verteilt. Auch dann sind gute Ergebnisse zu erzielen, nachweislich für Hartschäume und Faserradiatoren.

Die ersten irregulären Radiatoren waren aus Hartschäumen gebaut. [ALI 70, UTO 71, HAR 73]. Ethafoam aus Polyäthylen (10) lieferte die besten Resultate [PRI 75, FAB 77, CHE 77]. Unlängst kam ein weiterer Hartschaumstoff ins Gespräch, Rohacell, (11), ein Polymethacrylimid mit Anteilen an Stickstoff und Sauerstoff.

Der erste Faserradiator bestand aus Kohlefasern (Graphit) [COM 80, FAB 81, BAU 82]. Neuerdings werden Kunstfasern eingesetzt, die eng verwandt mit Polyäthylen sind: Polyolefin und Thinsulate [SWO 82] sowie Polypropylen [BUE 83, KUR 85]. Man unterscheidet Faserradiatoren, die zu einem Filz gepreßt werden, deshalb aus festen Platten bestehen und solchen, die lose wattiert sind.

Material	Dichte (g/cm ³)	μ bei 9.57keV (cm ⁻¹)	Plasma- frequenz (eV)
Lithium	0.53	0.185	14
Kohlenstoff	2.25	5.60	32
Mylar	1.3	4.68	24
Polyäthylen und Polypropylen	0.9	1.89	19
Helium (NTP)	0.0007	$4 \cdot 10^{-5}$	0.26
Luft (NTP)	0.0012	$6 \cdot 10^{-3}$	0.71

Tabelle 1: Eigenschaften erfolgreich getesteter Radiatormaterialien und die zweier geeigneter Zwischengase [COB 77, HAN 83].

Beryllium und Bor (beide in fester Form und mit kleiner Kernladungszahl) kommen prinzipiell auch in Frage. Untersuchungen mit Beryllium sind nicht bekannt, wahrscheinlich wegen der hohen Kosten (in Folienform) und seiner toxischen Wirkung. Mit auf Papier aufgebrachtem Borpulver wurden keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt [BUE 83, BAA 84], obwohl Bor aufgrund theoretischer Betrachtungen das drittbeste Radiatormaterial nach Lithium und Beryllium sein müßte [COB 77, FAB 83]. (12)

2.2 Vergleich der Radiatortypen

Auf den ersten Blick sind **Folienradiatoren** allen anderen Typen überlegen; nur bei ihnen können die Interferenzeffekte durch eine günstige Wahl von l_1 und l_2 bestmöglichst genutzt werden. Die praktische Anwendung aber zeigt Nachteile: Die exakte Einstellung der Übergangsdicken geht bei Eintrittswinkeln des auslösenden Teilchens, die größer als Null sind, verloren.

Außerdem ist es schwierig, großflächige Folien über mehrere Quadratmeter so zu spannen, daß auch nach längerer Zeit keine Wölbungen infolge Materialermüdungen und kein Zusammenkleben aufgrund elektrostatischer Aufladungen der Folien aus Kunststoffen vorkommen. Die herkömmlichen Folienstapel benötigen deshalb stabile Spannvorrichtungen, die wegen ihres Platzbedarfs (evtl. innerhalb einer supraleitenden Spule) und ihrer Materiebelegung zumindest in einem 4π -Experiment nachteilig sind.

Neuerdings wird die Möglichkeit diskutiert, Polyäthylenfolien mit kleinen Abstandshaltern (z.B. Nylonfasern in zufällig verteilten Abständen von 50-80 mm [ZEU 86]) zu einer wabenähnlichen Anordnung zusammenzufügen. Eventuell könnten dadurch die genannten technischen Nachteile der Folienradiatoren aufgehoben werden.

Die besten Folienradiatoren werden aus Polyäthylen und Lithium hergestellt. Mylar und Aluminium sind wegen der zu hohen Kernladungszahl unterlegen. Messungen mit Lithium zeigen (bisher unverstanden) einen um bis zu 30% niedrigeren Photonenenertrag als theoretisch erwartet [FIS 75, COB 77, DOL 86, WAT 86]. Technisch hat Lithium den Nachteil, heftig mit Wasser zu reagieren und an der Luft zu oxidieren. Es muß von einem inerten Gas wie Helium umgeben sein. Weitaus ungefährlicher, einfacher und billiger ist der Umgang mit den Kunststoffen.

Faserradiatoren sind in ihrer Photonenausbeute etwas schlechter als vergleichbare Folienradiatoren [BUE 83]. Dies ist mit anderen Vorteilen abzuwägen: Erstens können selbst großflächige Radiatoren leicht gebaut werden und benötigen keine Wartung. Dies bewirkte ihren Einsatz bei einem Experiment zur Flußmessung der kosmischen Strahlung im Space Shuttle 1985 [MUE 86]. Zweitens haben die irregulären Radiatoren den Vorteil, daß mit zunehmendem Einfallswinkel θ des Teilchens die Zahl der Übergänge mit $1/\cos\theta$ zunimmt. Dadurch erhöht sich die Photonenausbeute, und der höhere Untergrund an Ionisationsverlust, den das Teilchen in der Nachweiskammer bei schiefem Durchgang auslöst, kann teilweise kompensiert werden (13).

Faserradiatoren aus Polypropylen sind Kohlefasern überlegen [BUE 83]. Dies liegt an ihrer geringeren Dichte und an ihrer kleineren effektiven Kernladungszahl. Außerdem können die Kohlefasern nicht wattiert werden und kleben deshalb leicht zusammen. Eine Aufstellung der realisierten und geplanten TRDs in Großexperimenten - soweit bekannt - in Tabelle 2 stützt die Aussage, daß sich die Kunststoffradiatoren entweder aus Fasern oder Folien mehr und mehr durchsetzen .

Der letzte interessante Radiortyp ist der aus Hartschäumen, in denen Luftbläschen eingeschlossen sind. Sie könnten für einen praktischen Einsatz optimal sein, da es keine Konstruktions- und Wartungsschwierigkeiten gibt. Sie müssen nur geeignet zugeschnitten werden. Tatsächlich aber entsprechen die kommerziell hergestellten Schäume nicht den physikalischen Anforderungen. Entweder ist ihre Absorption infolge Sauerstoff- und Stickstoffanteilen im Gewebe sehr hoch, oder aber die Durchflugstrecken $\langle l_1 \rangle$ und $\langle l_2 \rangle$ können nicht richtig aufeinander eingestellt werden (da der Schaumstoff nicht verformbar ist).

Einsatz Beschleuniger Experiment Aufgabe Radiatoren l_1 Literatur

1976	CERN, ISR	R806	e/ π	Li -Folien	50	[COB 77]
1984	CERN, SPS	WA69	π/K	CH ₂ -Fasern	16	(14)
1984	FNAL, LNPI	E715	e/ π	CH ₂ -Folien	17	[DEN 84]
1985	NASA	Shuttle	Cosmics	CH ₂ -Fasern	17	[MUE 86]
?	KEK, Tristan	Venus	e/ π	CH ₂ -Fasern	18	[WAT 86]
?	CERN, SPS	NA34	e/ π	CH ₂ -Folien	17	[DOL 86]
?	CERN, SPS	UA2 up.	e/ π	CH ₂ -Folien	17	[DOL 86]
?	DESY, Hera	Zeus	e/ π	CH ₂ -Folien	30	[ZEU 86]
?	DESY, Hera	H1	e/ π	CH ₂ -Fasern	?	[H1 86]

(15)

Tabelle 2: Im Einsatz befindliche, bzw. konkret geplante TRDs (l_1 ist der Faser- bzw. Foliendurchmesser in μm).

[PRI 75] haben den Polyäthylenschaumstoff Ethafoam 220 mit Mylarfolien verglichen und eine vergleichbare Photonenausbeute bei gleicher Radiatorlänge gefunden. Weitere Experimentatoren haben dieses Ergebnis aufgegriffen [CHE 77, FAB 77]. Allerdings muß dabei berücksichtigt werden, daß der Vergleichsradiator aus 25 μm dicken Folien im Abstand von 1500 μm aufgebaut war ($\tau = 60$). Den Überlegungen aus Kapitel 1 entsprechend wäre aber ein $\tau = 8$ optimal. Diese hohen τ -Werte, die auch in anderen Veröffentlichungen der Arbeitsgruppe aus Illinois vorkommen, sind dann sinnvoll, wenn keine Platzbeschränkungen bestehen, und die Sättigungsenergie γ_s möglichst weit nach oben geschoben werden soll ($\gamma_s \approx l_2$, siehe [CHE 74]). Der Vergleichsdetektor hatte dementsprechend 30 cm lange Radiatoren. Nur deshalb konnte Ethafoam so gut abschneiden.

Mitglieder der Bonner Arbeitsgruppe (14), [ZEU 86] und [SWO 81] bestätigen Messungen (siehe Tabelle 9 in Kapitel 6.2), bei denen Ethafoam einem auf kleinste Länge optimierten Folienradiator oder Faserradiator unterlegen ist. Gleiches zeigte sich für Rohacell.

Jedoch eignet sich besonders Rohacell als Gerüstmaterial für großräumige Faserradiatoren [H1 86], da seine Festigkeitswerte sowie die Elastizitäts- und Schubmodule von keinem anderen Hartschaumstoff gleicher Rohdichte (Rohacell 110: 0.110 , Rohacell 51: 0.051 g/cm³) übertroffen werden (11).

2.3 Parameter der Faserradiatoren

Im regellosen Faserradiator durchquert das Teilchen keine einheitlichen Übergangsdicken. Sowohl die Wegstrecken im Gaszwischenraum als auch in der Faser variieren gemäß ihrer geometrischen Verteilung um einen Mittelwert, der größer ist als der Faserdurchmesser.

Im Vergleich zu ihrem Durchmesser können die Fasern zunächst als unendlich lang (≈ 6 cm) angesehen werden. Dann läßt sich mit geometrischen Überlegungen eine mittlere Durchflugstrecke $\langle s_M \rangle$ errechnen [BAA 84]:

$$(2-3) \quad \langle s_M \rangle = 1.23 * d$$

Die Standardabweichung σ_M der zugehörigen Wegstreckenverteilung divergiert aber. Um zu einer Abschätzung zu gelangen, kann in der Wegstreckenverteilung ein Schnitt, beispielsweise bei $10 * d$, gesetzt werden, ohne daß sich der Mittelwert $\langle s_M \rangle$ wesentlich verändert. Dann läßt sich die Standardabweichung näherungsweise bestimmen [BAA 84]:

$$(2-4) \quad \sigma_M = 0.9 * d$$

Dieser Schnitt spiegelt die eingearbeitete Kräuselung und Wattierung der Fasern wider, die besonders ausgeprägt sein soll, damit die Formationslängenbedingung (1-7) genauer erfüllt wird.

Die mittlere Zahl der Übergänge $\langle z \rangle$ errechnet sich unter Vernachlässigung der Luftdichte, die nur 1% der Materialdichte ρ_M ausmacht, aus der Identität $\langle s_M \rangle * \langle z \rangle * \rho_M = L * \rho_{F1}$ mit den Größen Füllidichte ρ_{F1} , Materialdichte ρ_M , Radiatorlänge L und mittlere Wegstrecke $\langle s_M \rangle$ zu:

$$(2-5) \quad \langle z \rangle = \frac{\rho_{F1}}{\rho_M} * \frac{L}{\langle s_M \rangle}$$

Für die Radiatorlänge L gilt entsprechend:

$$(2-6) \quad L = \langle z \rangle (\langle s_M \rangle + \langle s_L \rangle)$$

Daraus folgt für die mittlere Wegstrecke $\langle s_L \rangle$ in Luft mit (2-5):

$$(2-7) \quad \langle s_L \rangle = 1.23 * d (\rho_M / \rho_{F1} - 1)$$

Soweit haben die drei geometrischen Parameter aus Kapitel 1, N , l_1 und l_2 ihre Entsprechungen gefunden, nämlich $\langle z \rangle$, $\langle s_M \rangle$ und $\langle s_L \rangle$. Nun interessiert, inwiefern die in Kapitel 1 erarbeiteten Gesetzmäßigkeiten beim Faserradiator ihre Gültigkeit behalten und ob $\langle s_M \rangle$ eine ähnlich bestimmende Rolle einnimmt wie l_1 .

Garibian et al. haben Berechnungen durchgeführt, die, ausgehend von Gleichung (1-3a), unter Einbeziehung einer Gammaverteilung der Wegstrecken, die spektrale Intensitätsverteilungen irregulärer Radiatoren

ermitteln [GAR 74, GAR 75 (16)]. Dr. W. Struczinski von der Universität Aachen hat auf dieser Grundlage ein Rechnerprogramm erarbeitet und es uns freundlicherweise überlassen (Einzelheiten zum Programm im Anhang).

Die Gammaverteilung entspricht nicht exakt der tatsächlichen Wegstreckenverteilung irregulärer Radiatoren. Dennoch zeigte Fabjan [FAB 77] erstmals für Hartschäume, daß der Ansatz der Gammaverteilung zu guter Übereinstimmung mit dem Experiment führt. Für die Faserradiatoren wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen ebenfalls gute Übereinstimmungen erzielt (17).

Die Form der Gammaverteilung $f(y)$ hängt stark vom Irregularitätsparameter α ab (siehe Bild 6). Folgende Beziehungen gelten für die Verteilung der Wegstrecken in der Faser:

$$f(y) = \frac{\beta^\alpha y^{\alpha-1} \exp(-\beta y)}{\Gamma(\alpha)}$$

$$(2-8) \quad \alpha = \frac{\langle s_m \rangle^2}{\sigma_m^2} = 1.87$$

$$\beta = \frac{\alpha}{\langle s_m \rangle} = 1.52/d$$

$\Gamma(\alpha)$ ist die Eulersche Gammafunktion, α und β sind reell und größer Null, α ist der vom Faserdurchmesser unabhängige Irregularitätsparameter.

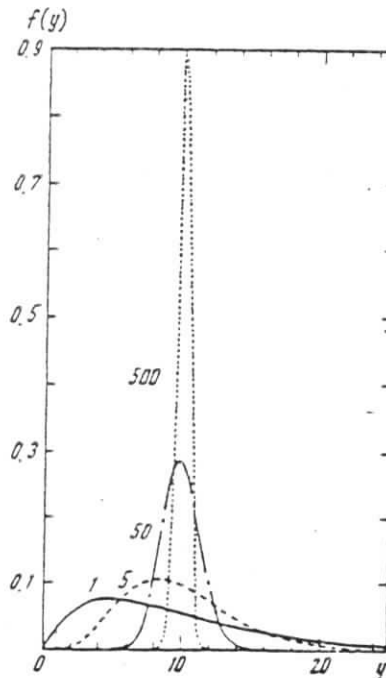


Bild 6: Gammaverteilung bei $\langle y \rangle = 10$ für die Irregularitätsparameter $\alpha = 1, 5, 50$ und 500 [GAR 74].

Um die geometrischen Größen $\langle s_M \rangle$, $\langle s_L \rangle$ und σ_M zu bestimmen, können die Gleichungen (2-3), (2-4) und (2-7) herangezogen werden, wobei folgende Unsicherheiten bedacht werden müssen:

Erstens bleibt σ_L unbekannt. Allerdings sind die Rechnungen sehr unempfindlich gegenüber einer Variation von $\sigma_L / \langle s_L \rangle$, solange die Größenordnung im Rahmen von $\sigma_M / \langle s_M \rangle$ liegt. Zweitens schwanken die Faserdurchmesser laut Herstellerangaben aufgrund des Spinnvorgangs um bis zu 10% um den tatsächlich ausgewiesenen Wert. Im Einzelfall können diese Abweichungen zu erheblichen Differenzen zwischen Messung und Theorie führen. Vorausgreifend sei darauf hingewiesen, daß die Meßergebnisse trotz dieser Unsicherheiten recht genau durch die Rechnungen wiedergegeben werden konnten.

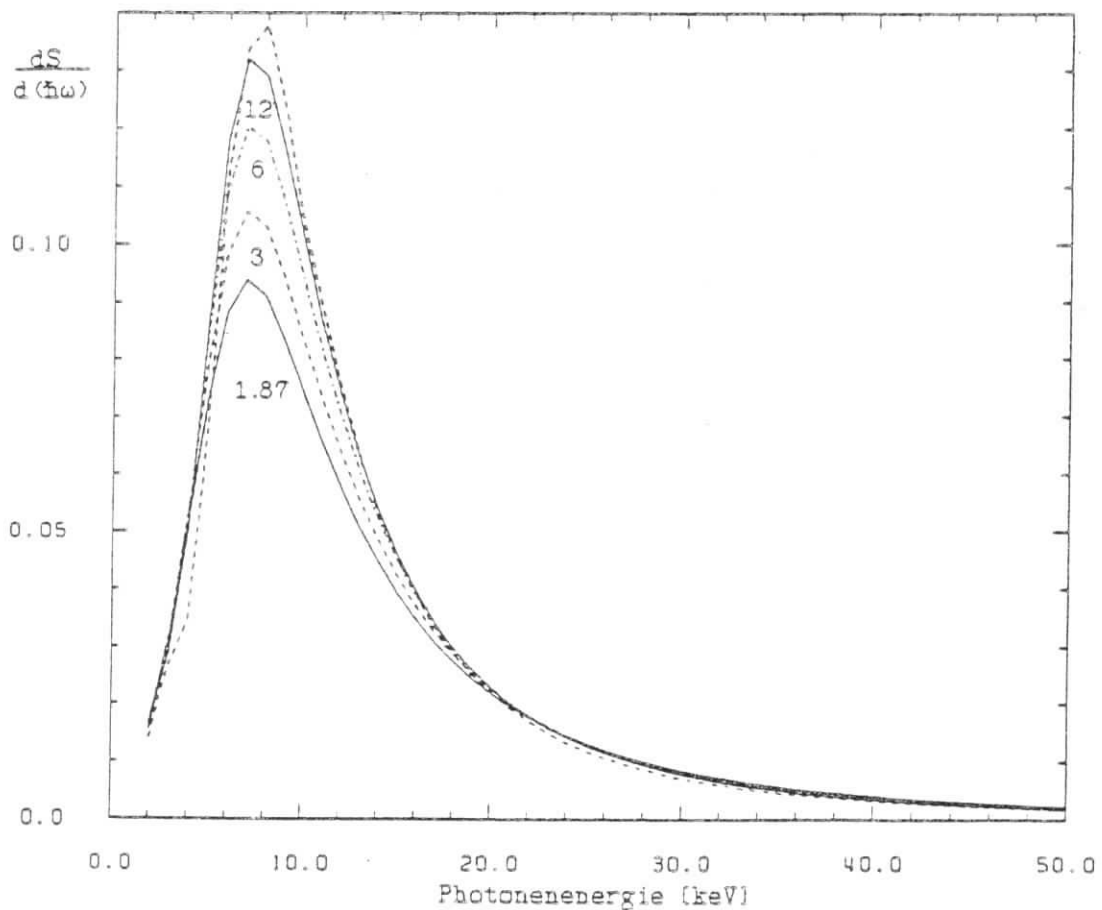


Bild 7: Frequenzspektrum eines regulären Radiators (oben) und vier irregulärer Radiatoren mit von oben nach unten abnehmendem $\alpha = 12, 6$ und 3 sowie ganz unten 1.87 , entsprechend den Faserradiatoren. Die geometrischen Parameter sind: $l_1 = \langle s_M \rangle = 25 \mu\text{m}$, $l_2 = \langle s_L \rangle = 200 \mu\text{m}$, $N = \langle z \rangle = 100$, das Material ist $(\text{CH}_2)_N$, der Lorentzfaktor beträgt $20\,000$.

Bild 6 kann entnommen werden, daß für große α die Rechnungen von Garibian mehr und mehr mit denen für Folien identisch werden, da sich die Verteilung für große α einer δ -Funktion annähert. Bild 7 veranschaulicht diesen Sachverhalt anhand des Frequenzspektrums. Das höchste Spektrum repräsentiert den optimierten 25 μm Folienradiator aus Kapitel 1, gerechnet ohne Gammaverteilung. Das tiefste Spektrum wird hinter einem Faserradiator gesehen, der die gleichen Parameter wie der Folienradiator hat. Die Spektren dazwischen stellen das Ineinanderübergehen beider Rechnungen mit abnehmendem Irregularitätsparameter α dar.

Bild 8 zeigt die Energieabhängigkeit anhand eines Vergleichs der totalen Intensitäten S_N von Folien- und Faserradiator. Die Rechnungen für den Folienradiator erfolgten mit Hilfe des Programms aus Kapitel 1, die für den Faserradiator ($\alpha = 1.87$) mit dem oben vorgestellten.

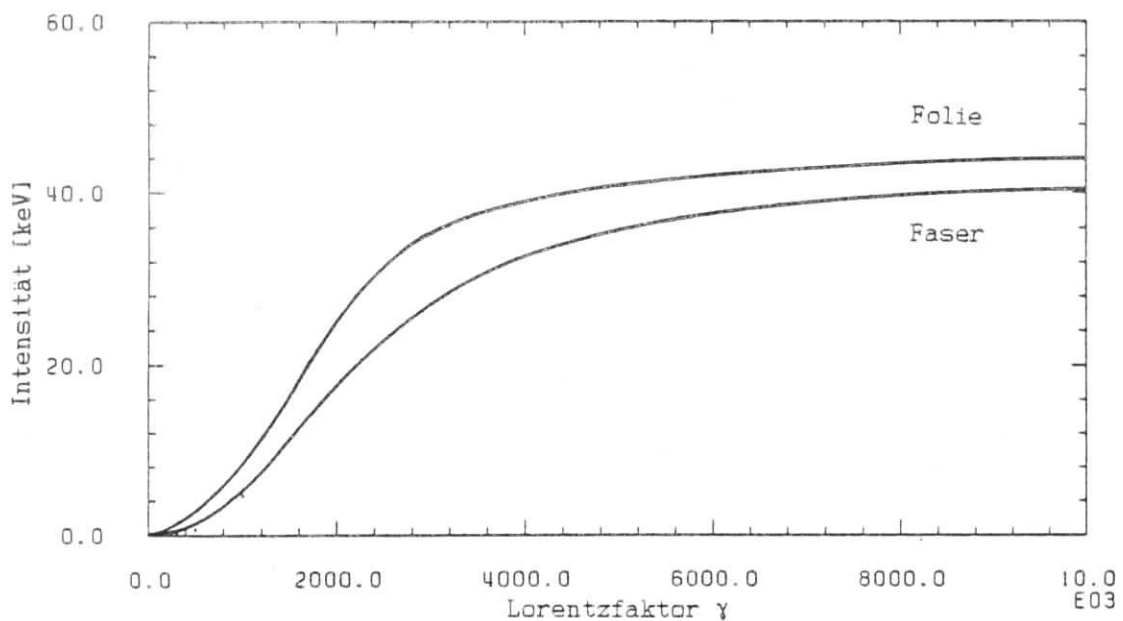


Bild 8: Totale Intensität S_N als Funktion des Lorentzfaktors γ für einen Folien- und Faserradiator. Die Parameter sind entsprechend Bild 7, mit der Ausnahme, daß $N = \langle z \rangle = 337$.

- Das Frequenzspektrum des Faserradiators zeigt in diesem Modell keine prinzipiellen Unterschiede zu dem des Folienradiators. Seine Lage wird analog zu Gleichung (1-9) von der mittleren Wegstrecke $\langle s_M \rangle$ bestimmt. Darüberhinaus entspricht die Energieabhängigkeit der TR für irreguläre Radiatoren der der Folienradiatoren. Allerdings ist die TR-Intensität bei gleicher Materiebelegung geringer.

2.4. Wahl der Meßparameter

Übergangsdicke l_1 : Für eine effektive Elektron-Pion-Trennung im unteren Energiebereich ($E < 10$ GeV) sind Übergangsdicken bis zu $20 \mu\text{m}$ geeignet [COB 77, BUE 83, ART 84, KUR 85]. Bei 10 GeV beispielsweise strahlt das Pion nur unmerklich ($\gamma_\pi = 72$), während das Elektron die maximale TR abstrahlt ($\gamma_e = 19\,500$), was aus den Bildern 3 und 8 ersichtlich wird. Die Trennschärfe verschlechtert sich dann mit zunehmender Teilchenenergie, da das Pion mehr und mehr TR auslöst. (Zur Trenninformation des Ionisationsverlusts siehe Kapitel 3.)

Der Einsatz der Pionenstrahlung kann durch dickere Lagen zu höheren Energien verschoben, und dadurch der Einsatzbereich des TRDs erweitert werden. Jedoch ist unklar, ob sich dadurch das Trennvermögen bei niedrigeren Energien verändert. Ein wesentlicher Nachteil wird sicher sein, daß bei konstanter Materiebelegung und einer Verdoppelung des Faserdurchmessers die Zahl der Übergänge auf die Hälfte reduziert wird.

Im Hinblick auf eine mögliche Trennung bis 100 GeV wurden Übergangsdicken größer $20 \mu\text{m}$ getestet. Eine sinnvolle obere Grenze liegt bei $50 \mu\text{m}$, damit die Trennung bei kleinen Energien (< 3 GeV) nicht zu schlecht wird, da das Elektron mit diesen Energien in der dickeren Faser wenig TR auslöst (Bild 3 für $\gamma_e < 6000$).

Füllichte ρ_F : [BUE 83] konnten in Tests mit Polypropylenfasern bei einer Verdoppelung der Füllichte von 0.6 g/cm^3 auf 1.2 g/cm^3 eine Verbesserung erzielen. Tabelle 3 macht deutlich, daß, zumindest bei den dickeren Fasern, die Dichten noch weiter gesteigert werden können, um in den dem optimalen τ -Wert ($\tau < 8$) entsprechenden Füllichtebereich zu gelangen. Die Messungen variierten die Füllichten zwischen 0.04 und 0.16 g/cm^3 . Dadurch ist der optimale Bereich nach unten großzügig abgesteckt. Eine weitere Steigerung nach oben würde zu einer unerwünscht großen Strahlungsstärke des Gesamtaufbaus führen.

Mit Hilfe eines einfachen Modells kann abgeschätzt werden, um wieviel sich der Photonenfluß im Radiator bei einer Steigerung von Füllichte und Radiatorlänge erhöht. Angenommen wird ein monochromatisches TR-Photonenspektrum der Frequenz ω_n und eine von Interferenzeffekten unabhängige Photonenproduktionsrate K pro Faser.

Dann ergibt sich die Zahl dN der je Übergang dz zusätzlich entstehenden Photonen aus der Differentialgleichung:

$$(2-8) \quad dN = -N\mu\langle s_M \rangle dz + Kdz$$

(μ ist der Längenabsorptionskoeffizient ($1/\text{cm}$) an der Stelle ω_n)

mit der Lösung:

$$(2-9) \quad N(z) = K/\mu\langle s_M \rangle * (1 - \exp(-\mu\langle s_M \rangle\langle z \rangle))$$

Wie weit der Radiator von seiner Sättigungsgrenze $N(\infty)$ entfernt ist, wird aus dem Grenzquotienten G ersichtlich:

$$(2-10) \quad G = \frac{N(z)}{N(\infty)} = \frac{1 - \exp(-\mu \langle s_M \rangle \langle z \rangle)}{1}$$

Ergebnisse dieser Abschätzung sind in Tabelle 3 eingetragen. Bei konstantem ρ_{F1} hängt G vom Absorptionskoeffizienten $\mu(\omega_{F1})$, d.h. vom Faserdurchmesser ab. Für härtere Spektren sind höhere Fülldichten (und längere Radiatoren) sinnvoller als für Radiatoren mit weicheren Spektren. Die Optimierungsrechnungen in Abschnitt 1.4 kamen zum selben Ergebnis: kleineres τ für dickere Folien bei konstanter Radiatorlänge.

Faserdicken	Fülldichten (g/cm ³)							
	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	
<u>d=20µm</u>								
$\langle s_M \rangle = 24.6 \mu\text{m}$	$\langle z \rangle$	135	203	271	339	406	474	542
$\omega_{F1} = 6.7 \text{keV}$	G	67%	81%	89%	94%	96%	97%	99%
$\mu(\omega_{F1}) = 3.3 \text{cm}^{-1}$	τ	21.5	14.0	10.3	8.0	6.5	5.4	4.6
<u>d=30µm</u>								
$\langle s_M \rangle = 36.9 \mu\text{m}$	$\langle z \rangle$	90	135	181	226	271	316	361
$\omega_{F1} = 10.0 \text{keV}$	G	43%	57%	68%	76%	82%	86%	90%
$\mu(\omega_{F1}) = 1.7 \text{cm}^{-1}$	τ	21.5	14.0	10.3	8.0	6.5	5.4	4.6
<u>d=38µm</u>								
$\langle s_M \rangle = 46.7 \mu\text{m}$	$\langle z \rangle$	71	107	143	178	214	250	285
$\omega_{F1} = 12.7 \text{keV}$	G	31%	42%	52%	60%	67%	72%	77%
$\mu(\omega_{F1}) = 1.1 \text{cm}^{-1}$	τ	21.5	14.0	10.3	8.0	6.5	5.4	4.5
<u>d=48µm</u>								
$\langle s_M \rangle = 59.0 \mu\text{m}$	$\langle z \rangle$	56	85	113	141	169	198	226
$\omega_{F1} = 16.0 \text{keV}$	G	18%	26%	33%	39%	45%	50%	55%
$\mu(\omega_{F1}) = 0.6 \text{cm}^{-1}$	τ	21.5	14.0	10.3	8.0	6.5	5.4	4.6

Tabelle 3: Mittlere Zahl der Übergänge $\langle z \rangle$, Grenzquotient G und Übergangsdickenverhältnis τ bei 75 mm langen Polypropylenradiatoren unterschiedlicher Faserdicken d in Abhängigkeit der Fülldichte ρ_{F1} . Die jeweils eingehenden Absorptionskoeffizienten $\mu(\omega_{F1})$ wurden gemessen (18).

Radiatorlänge L : Abgesehen von einer Ausnahme (siehe Kapitel 6.3 und 7.2) wurde die Radiatorlänge konstant bei 75 mm belassen. Diese Länge gewährleistet, daß das Produkt aus Entstehungs- und Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonen ungefähr eins wird, d.h. ein TR-Photon pro Elektron wird registriert. Die bestimmenden Vorgaben für die Radiatorlänge kommen aus der Gesamtplanung eines Großdetektors. Deshalb wird eine Längenvariation erst dann interessant, wenn bestimmte andere Maßgaben (wie z. B. Trennvermögen) mit der Radiatorlänge in Konkurrenz treten.

3. Photonennachweis in Proportionalkammern

Damit der Ionisationsverlust von derselben Größenordnung wie die Impulshöhe der Photonen ist, kommen als Detektoren nur Gaskammern, d.h. Proportionaldrahtkammern oder verwandte Modifikationen in Frage. Das Verhältnis aus Photonensignal und Ionisationsenergie hängt entscheidend von der Dicke der Gasschicht und dem eingesetzten Füllgas ab. Nur Edelgase sind dafür geeignet. Ihre Eigenschaften und Unterschiede werden neben den anderen Aspekten auf den folgenden Seiten behandelt.

Diese Diplomarbeit befaßt sich mit der Auswertung der Daten, gewonnen mit Proportionalkammern und ausgelesen nach der Ladungsintegrationsmethode. Gleichzeitig wurden von unserer Arbeitsgruppe Vergleichsmessungen mit einer Driftkammer, ausgelesen nach der Methode der Cluster-Analyse, durchgeführt. Betrachtungen und Ergebnisse finden sich hierüber in der parallel entstandenen Diplomarbeit von H.J. Butt [BUT 86] (19).

3.1 Proportionaldrahtkammer

Photonen und geladene Teilchen erzeugen in der mit Gas gefüllten Proportionalkammer Ionen und Primärelektronen. Die Elektronen driften, nachdem sie auf thermische Energien abgebremst wurden, dem Feldgradienten folgend zu den Anodendrahten. In ihrer Nähe herrscht wegen deren extrem dünnem Durchmesser (wenige μm) ein steiler Gradient, so daß die Elektronen vor dem nächsten Stoß mit dem Kammergas genügend beschleunigt werden, um weitere Ionisationen auslösen zu können. Eine **Elektronenlawine** setzt ein. In diesem sogenannten **Gasverstärkungsbereich** entstehen fast alle Ionen und Sekundärelektronen.

Die Proportionalkammern werden in dieser Arbeit über **ladungsempfindliche Vorverstärker** ausgelesen, deren Zeitkonstante den langsamen, ionischen Signalanteil (einige μs) umschließt. Das negative Signal an den Anodendrahten entsteht durch die Drift der Ionen vom Gasverstärkungsbereich zu den Kathodenflächen. Auf diesem Weg durch die ganze Potentialdifferenz (einige 1000 V) influenzieren sie auf den Signaldrähten Ladungen, die über den vom Vorverstärker geschlossenen Stromkreis abfließen und an einem Widerstand eine zur deponierten Energie proportionale Signalhöhe hervorrufen. Der ganze Vorgang hat das ursprünglich zu erwartende Signal der Primärlionisation mehrere tausendmal verstärkt.

Da vermieden werden soll, daß die ausgelösten Elektronen ihre Energie über Alternativprozesse, wie Anregung von Schwingungs- und Vibrationszuständen, an das Kammergas abgeben, bevor sie vom elektrischen Feld auf eine Energie beschleunigt wurden, die das Herausschlagen von Sekundärelektronen gestattet, werden überwiegend einatomige Gase eingesetzt.

Allerdings müssen doch wenige Volumenanteile der Gasmischung aus mehratomigen Molekülen zugesetzt werden. Ihre Aufgabe ist, die bei der Rekombination von Ionen und Elektronen entstehenden Photonen, deren Energie in der Größenordnung einiger keV, d.h. über der Austrittsarbeit des Kathodenmetalls liegt, zu absorbieren, damit durch herausgeschlagene Elektronen keine sekundäre Elektronenlawine entsteht. Wäre dies der Fall, käme es zu einer Dauerentladung. Als geeignete "Quenchgase" verwendet man Kohlendioxid, Methan und andere leichte organische Moleküle.

Sauerstoffanteile sind produktionsbedingt in jedem Edelgas mitenthalten. Zusätzlich treten vor und während des Kammerbetriebs ständig **Sauerstoffverunreinigungen** in das Kammervolumen ein. Die starke Elektronenaffinität (Elektronegativität von 3.5) des Sauerstoffs entzieht der Elektronenlawine Primär- und Sekundärelektronen. Je höher der Sauerstoffanteil ist, desto schlechter wird deshalb die Energieauflösung der Kammer.

3.2 Untergrund an Ionisationsverlust

Steht kein Radiator vor der Kammer, so registriert der Vorverstärker als Signalthöhenverteilung die bekannte Landauverteilung (Bild 13a in Kapitel 5). Sie repräsentiert die Verteilung der gesamten Ionisationsenergie, die ein geladenes Teilchen auf dem Weg durch die Kammer an das Füllgas abgibt. Berechnet wurde die Verteilung zuerst von Landau [LAN 44], später korrigierte sie Vavilov [VAV 57].

Würde das ionisierende Teilchen ganz in der Kammer gestoppt werden, wäre die resultierende Signalthöhenverteilung gaussförmig, wie das bei Photonsignalen der Fall ist. Die Breite der Verteilung wäre dann nur vom Energieauflösungsvermögen bestimmt.

Da jedoch die Anzahl der Primärisationen gering ist (z.B.: 44 pro cm Xe [ERM 69]), bewirken seltene, große Energieüberträge eine asymmetrische Verteilung, die zu hohen Energien hin nur langsam abfällt ("Landauschwanz"); der Mittelwert der Verteilung ist größer als der wahrscheinlichste Energieübertrag. Deshalb wird die relative Breite der Landauverteilung auch von der Dicke der Gasschicht bestimmt. Je dicker die Nachweiskammer, desto schmaler wird die relative Breite der Verteilung, da die Zahl der Primärisationen ansteigt.

Der Landauschwanz wird durch besonders hohe Energieüberträge des ionisierenden Teilchens an Atome des Kammergases hervorgerufen. Die dabei durch Ionisation herausgeschlagenen, schnellen (> 1 keV) Primärelektronen (" δ -Elektronen") werden im Kammergas gestoppt und deponieren ihre ganze Energie. Die δ -Elektronen erschweren einen sicheren Photonennachweis erheblich. Wie ihr Einfluß unterdrückt werden kann, wird in 5.1 und Kapitel 6 besprochen.

Der mittlere Ionisationsverlust dE pro Wegstrecke dx kann durch die Bethe-Bloch-Formel berechnet werden [WAL 83, SAU 77]:

$$(3-1) \quad -\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{2K\rho Z}{A\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0} - \beta^2 - \delta \right)$$

($K = 154 \text{ keVg}^{-1}\text{cm}^2$, Z : Kernladungszahl des Targets, A : sein Atomgewicht, ρ : Dichte des Targetmaterials, m_e : Elektronenmasse, c : Lichtgeschwindigkeit, I_0 : angepaßtes Ionisationspotential ($I_0 \approx Z * 13.5 \text{ eV}$), δ : relativistischer Korrekturterm).

Zwei Aspekte der Bethe-Bloch-Formel, nämlich der Verlauf des mittleren Ionisationsverlustes mit dem Impuls $\beta\gamma$ des ionisierenden Teilchens und die Abhängigkeit des Ionisationsverlustes vom Targetmaterial, werden näher besprochen.

Der Verlauf von Gleichung (3-1) in relativen Einheiten ist in Bild 9 dargestellt. Im nicht-relativistischen Bereich nimmt der Energieverlust

wie β^{-2} ab. Nach einem Minimum (bei $\beta\gamma \approx 3$) steigt er infolge des logarithmischen Terms wieder an, da sich das elektrische Feld für einen ruhenden Beobachter in transversaler Richtung zunehmend verstärkt. Dieser Abschnitt zwischen $\beta\gamma = 10$ und $10\ 000$ wird als "Relativistic Rise" bezeichnet. Er endet in einem Sättigungsplateau (Fermiplateau), da das Anwachsen des transversalen Feldes durch Polarisierungseffekte im Medium begrenzt wird. Dieser sogenannte Dichteeffekt wird mit dem Korrekturterm δ , der der Bethe-Bloch-Formel hinzugefügt wurde, berücksichtigt.

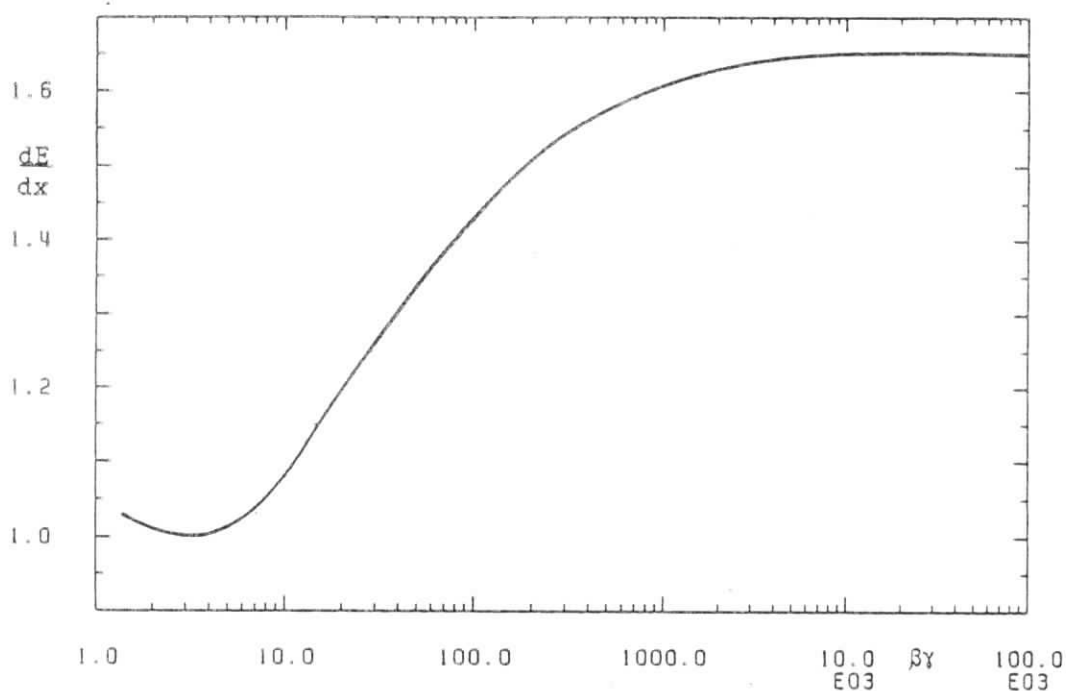


Bild 9: Verlauf der Bethe-Bloch-Gleichung in relativen Einheiten für Xenon-Argon-Methan und Xenon-Krypton-Methan (47.5 : 47.5 : 5%) als Funktion des Teilchenimpulses. (20)

Zwei verschiedene Teilchen mit der gleichen Energie verursachen wegen ihres unterschiedlichen Impulses einen spezifischen Ionisationsverlust, der zu ihrer Identifizierung ausgewertet werden kann. Dies ist die Trenninformation des Ionisationsverlustes, die besonders im steilen Teil, kurz hinter dem Minimum, eine gute Teilchenseparation ermöglicht. Je höher aber die Energien ausfallen, desto mehr überlappen die Landauverteilungen der unbekannteren Teilchen. Eine zusätzliche Trenninformation aus der Übergangsstrahlung ist deshalb besonders erwünscht.

Ist der Verlauf des (relativen) Ionisationsverlusts mit γ bekannt, kann aus dem gemessenen Ionisationsverlust eines Elektrons auf den Wert bei einem anderen γ oder auf den Ionisationsverlust eines anderen Teilchens bei einem bestimmten γ geschlossen werden, indem z.B. aus Bild 9 der entsprechende **Skalierungsfaktor** (Skal) abgelesen wird. Zwei Voraussetzungen müssen dafür erfüllt sein: Erstens die Linearität des Nachweissystems bezüglich der Energie (siehe 4.1), und zweitens muß die Landau-Verteilung für beide Teilchen gleich sein, was näherungsweise vorausgesetzt wird (siehe [SEL 64]).

Der Skalierungsfaktor Skal wird zur Bestimmung des Energieverlustes von Pionen aus den Daten der Elektronen folgendermaßen festgelegt:

$$\text{Skal}(E_e=E_\pi) = \frac{dE/dx(\gamma_\pi)}{dE/dx(\gamma_e)}$$

Je größer die gemeinsame Teilchenenergie wird, desto größer wird Skal: Skal(0.6 GeV) = 0.61, Skal(6.6 GeV) = 0.81. Maximales Skal = 1 entspricht der Energie, bei der die Pionen ebenfalls das Fermiplateau erreichen, d.h. $\gamma_\pi > 10\ 000$. Dann verschwindet auch jede Trenninformation aus der Messung des mittleren Ionisationsverlustes.

Da im DESY-Teststrahl nur Elektronenenergien bis 6.6 GeV zur Verfügung standen, ist dieses Verfahren zur "Simulation" des Pionenverhaltens Grundlage für alle ab Kapitel 5 ausgewiesenen Berechnungen zur Elektron-Pion-Trennung.

Der reduzierte Ionisationsverlust $\langle dE/dx \rangle / \rho$ im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve beträgt für alle Materialien etwa $2 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$. Um den Untergrund an Ionisationsverlust klein zu halten, werden deshalb Materialien mit geringer Dichte bevorzugt. Wie aus Tabelle 4 ersichtlich, ist bei schweren Gasen der Ionisationsverlust im Mittel schon so groß wie die mittlere TR-Photonenenergie. Deshalb werden ausschließlich gasgefüllte Detektoren zum TR-Photonennachweis eingesetzt.

Gas	Z	A	ρ	dE/dx
He	2	4	$1.66 \cdot 10^{-4}$	0.32
O ₂	16	32	$1.33 \cdot 10^{-3}$	2.26
Ar	18	40	$1.66 \cdot 10^{-3}$	2.44
Kr	36	84	$3.49 \cdot 10^{-3}$	4.60
Xe	54	131	$5.49 \cdot 10^{-3}$	6.76
CH ₄	10	16	$6.70 \cdot 10^{-4}$	1.48
CO ₂	22	44	$1.86 \cdot 10^{-3}$	3.01

Tabelle 4: Physikalische Konstanten einiger in Kammern vorkommender Gase bei NTP und ihr mittlerer Energieverlust im Minimum (in keV/cm) [ERM 19, SAU 77]. (21)

3.3 Photonennachweis im Gasgemisch

Für den Nachweis der TR-Photonen bei vorhandenem Untergrund an Ionisationsenergie sind die in Tabelle 4 zusammengestellten Edelgase Argon, Krypton und Xenon geeignet. Die Absorption erfolgt über den Photoeffekt und nimmt mit der Kernladungszahl entsprechend Gleichung (2-2) zu. Die Energieabhängigkeit der Absorptionslängen ist in Bild 10 dargestellt.

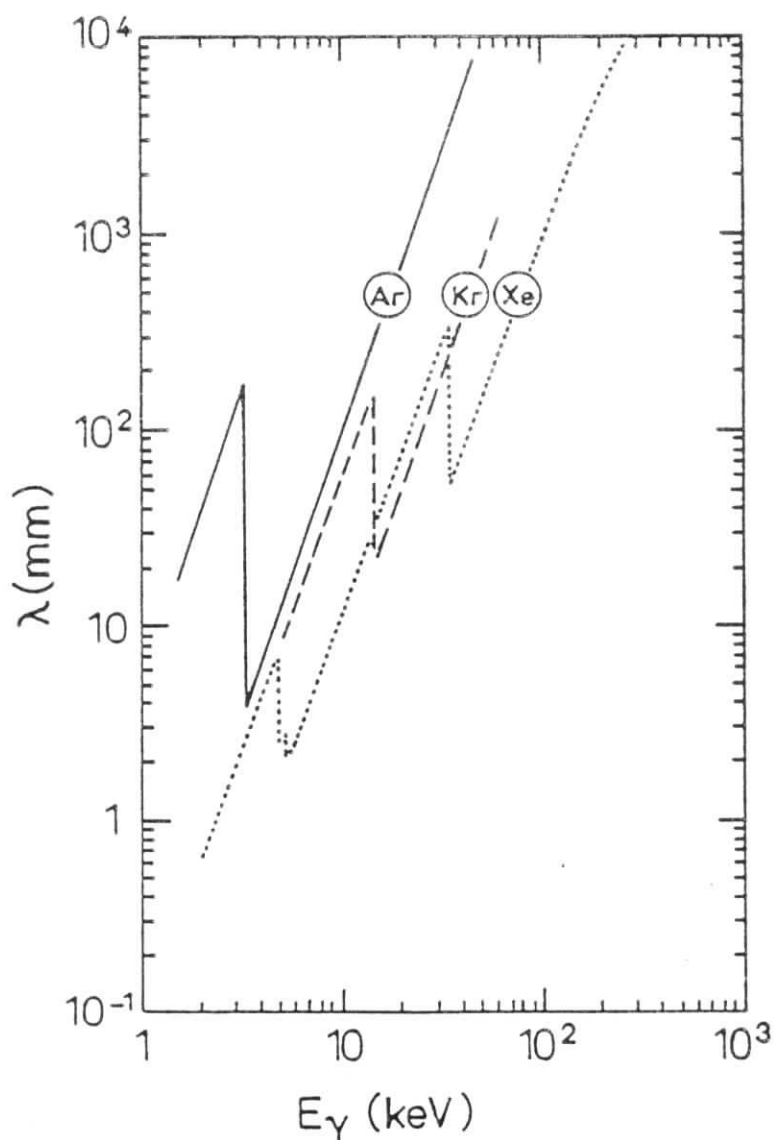


Bild 10: Mittlere Absorptionslänge λ für Photonen der Energie E_γ in Argon, Krypton und Xenon unter Normalbedingungen [SAU 77].

Ein Teil der ursprünglich in der Kammer deponierten Energie kann wieder entweichen. Dies ist der "Escape-Effekt", der an den Absorptionskanten von besonderer Bedeutung ist. An diesen relativen Maxima (der im übrigen mit der Photonenenergie wie E^{-3} stetig zunehmenden Absorptionslängen in Bild 10) stimmt die Photonenenergie E_* mit der Bindungsenergie E_i des Atomelektrons der i -ten Schale überein.

Nach der Auslösung eines Photoelektrons aus der i -ten Schale bleibt der angeregte Atomrumpf zurück, der sich entweder über ein Fluoreszenzphoton mit einer Energie aus der Energiedifferenz zur nächsthöheren Schale E_j oder über eine Umlagerung von Elektronen und nachfolgender Aussendung eines Augereelektrons abregt. Dieses langsame Augereelektron wird nach kurzer Wegstrecke vom Kammergas mit Sicherheit aufgefangen.

Sehr viel unwahrscheinlicher ist die Absorption des hochenergetischen Fluoreszenzphotons, da seine Energie $E_F = E_i - E_j$ gerade unterhalb der Absorptionskante liegt. Im Fall, daß das Fluoreszenzphoton entkommt, verschlechtert sich die TR-Photon-Nachweiswahrscheinlichkeit; nur der Anteil $\Delta E = E_j$ der Energie E_* des ursprünglich konvertierten Photons konnte registriert werden.

Um die Bedeutung des Escape-Effektes einordnen zu können, sind in Tabelle 5 die in Frage kommenden K- und L-Kanten mit den Energiedifferenzen aus K- und L-Schale sowie mit den Fluoreszenzwahrscheinlichkeiten für die drei Edelgase aufgelistet. Der Fluoreszenzanteil, somit auch der Escape-Effekt, ist für die L-Schale vernachlässigbar.

Gas	E_K	E_L	$E_K - E_L$	P_F
Ar	3.2	0.3	2.9	12%
Kr	14.3	1.9	12.4	66%
Xe	34.6	5.5	29.1	89%

Tabelle 5: Energie des Escape-Photons $E_F = E_K - E_L$ an der K-L-Kante (in keV) sowie die Fluoreszenzwahrscheinlichkeit P_F für das Auftreten dieses Photons an der K-Kante [BAM 72].

3.4 Optimale Gasschicht

Für den Einsatz im TRD-System muß die Gasschichtdicke der Nachweiskammer in Abhängigkeit von der Gasmischung optimiert werden. Die dazu vorgestellten Überlegungen sind auf eine Proportionalkammer, ausgelesen mit der Ladungsintegrationsmethode, zugeschnitten.

1.) Der Quotient Q aus deponierter Gesamtenergie und Ionisationsuntergrund in jeder Kammer soll möglichst groß sein.

$$(3-2a) \quad Q = \frac{(dE/dx)x + TR}{(dE/dx)x}$$

(x ist die Dicke der effektiven Gasschicht in cm.)

Wird für die deponierte Photonenenergie TR (in keV) die Beziehung

$$(3-2b) \quad TR = TR_0(1 - \exp(-\mu\rho x))$$

eingesetzt, ergibt sich, daß Q mit abnehmendem x stetig wächst.

2.) Gleichung (3-2a) berücksichtigt einseitig den Aspekt eines wirksamen Photonennachweises. Gleichzeitig will man aber auch eine scharfe Trennung der unterschiedlichen Spektren von Pionen und Elektronen erreichen. Deshalb sollen die Verteilungen möglichst schmal sein. Da, wie in Kapitel 3.1 erwähnt, die Landauverteilung des Ionisationsverlustes mit zunehmender Kammerdicke schmaler wird, fordert dieser Aspekt im Gegensatz zu Punkt 1.) dickere Kammern.

3.) Ein wichtiger Punkt betrifft die Zahl der vorgesehenen Module. Bei konstanter Gesamtlänge des Detektors sind wegen Punkt 1.) viele kurze Module prinzipiell für eine Teilchentrennung besser geeignet als wenige lange [AST 84]. Die dadurch relativ breitere Verteilung kann durch Mittelwertbildung aus mehreren Kammern kompensiert werden (Arithmetic- und Truncated-Mean Methode, siehe spätere Kapitel). Jedoch sind die konstruktiven Anforderungen bei vielen kleineren Einheiten höher, und normalerweise ist für sie im Großexperiment kein Platz vorhanden.

4.) Die optimale Kammerdicke hängt außerdem vom TR-Frequenzspektrum ab. Je härter es ist, desto längere Absorptionsstrecken sind erforderlich, um dieselbe Trenninformation zu erhalten. Sie wird überwiegend von der Anzahl der hochenergetischen Einträge geliefert.

5.) Aus den Gleichungen (3-2) folgt außerdem, daß ein geeignetes Kammergas einen möglichst kleinen Ionisationsverlust (dE/dx) und einen großen Absorptionskoeffizienten μ haben sollte. Deshalb sind, wie schon erwähnt, unter den Gasen die schwereren zu bevorzugen.

Ein Vergleich der drei in Frage kommenden Edelgase ergibt: Mit zunehmendem Xenonanteil verbessert sich Q. Allerdings wächst zugleich die Anfälligkeit gegen Sauerstoffverunreinigungen; je höher der Xenonanteil, desto schwieriger die technische Handhabung des Kammergases [BUE 83].

Mit Gemischen aus Xenon-Argon, Xenon-Krypton oder sogar Krypton-Argon kann eine sichere Energieauflösung erzielt werden. Um das im Vergleich zu reinem Xenon schlechtere Absorptionsverhalten teilweise zu kompensieren, kann die Dicke der Gasschicht erhöht werden. Da der Ionisationsverlust von Argon und Krypton geringer ist als der des Xenons, wird Q dabei nicht wesentlich kleiner.

Von besonderem Interesse ist die Absorptionskante des Kryptons bei 14.3 keV, da die Frequenzspektren der 30 oder 40 μm Faserradiatoren in diesem Bereich ihr Maximum haben. Trotz der Fluoreszenzwahrscheinlichkeit von 66% an der K-Kante, wird die Absorptionswahrscheinlichkeit in Krypton relativ zu Xenon für dickere Fasern zunehmend besser. Darüberhinaus ist die Escape-Wahrscheinlichkeit wesentlich geringer als die Fluoreszenzwahrscheinlichkeit - etwa auf ein Drittel reduziert (siehe Anhang) -, da Xenon die Escape-Photonen gut reabsorbiert.

Aus diesen Gründen wurde eine Xenon-Krypton-Methan-Gasmischung mit Faserradiatoren zwischen 20 und 50 μm getestet, und gleichzeitig die Kammerdicke zwischen 15 und 30 mm variiert (22).

Zusätzlich erschien es sinnvoll, den Einfluß der Absorptionskante des Kryptons dadurch zu bewerten, daß dieselben Messungen mit einer Mischung durchgeführt werden, bei der das Krypton durch Argon ersetzt wird. (23)

4. Versuchsanordnung

Alle Messungen wurden an einem DESY-Teststrahl mit Elektronenenergien zwischen 0.6 und 6.6 GeV durchgeführt. In der ersten Phase wurde jeweils ein Radiator-Kammer-Modul getestet, um eine optimale Anordnung im Hinblick auf eine Hochenergientrennung zu finden. In der zweiten Phase kamen vier optimierte TRDs, bestehend aus jeweils vier hintereinander stehenden Modulen zum Einsatz; nur noch die Abhängigkeit von der Teilchenenergie wurde gemessen.

In diesem Kapitel wird die Versuchsanordnung beschrieben, die für beide Meßphasen prinzipiell gleich war. Dabei fließen Ergebnisse aus vorbereitenden Messungen im Labor mit ein.

4.1 Nachweiskammer

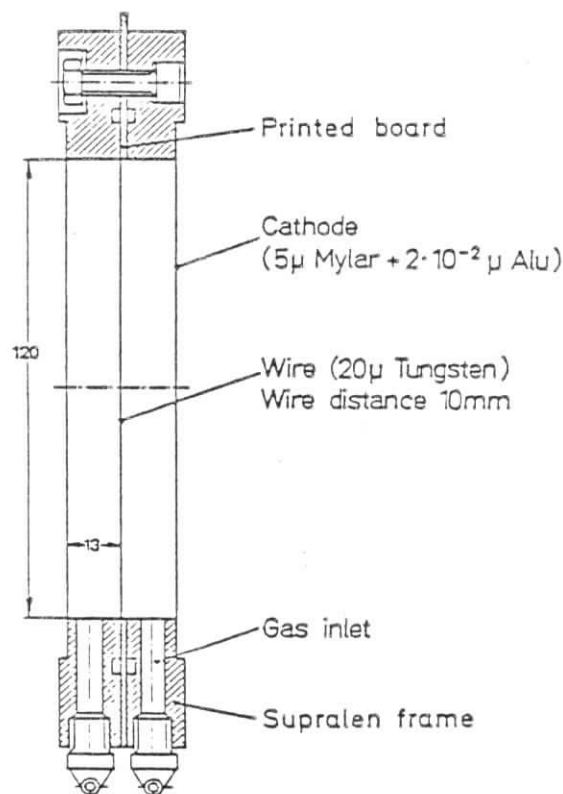


Bild 11: Konstruktionszeichnung der Nachweiskammer (Kammerdicke 26 mm).

Die Nachweiskammer (Bild 11) wurde aus einem zweiteiligen Supralenrahmen gebaut. Um zu verhindern, daß sich an der Nahtstelle der beiden Kammerhälften (entlang der Signaldrahtebene) Lufteinschlüsse bilden, die beim Betrieb langsam ausgasen, wurden kleine Kanäle ins Supralen gefräst.

Damit das Kammerfenster möglichst wenig Photonen absorbiert, bestand es nur aus einer 5 μm dicken Mylarfolie, beschichtet mit 0.02 μm Aluminium. Die Mylarfolie wurde mit geringer Vorspannung (mit Hand) auf den Rahmen geklebt. Beide Fenster an Vorder- und Rückseite bildeten die Kathodenebenen mit einer Fläche von 120*120 mm². Mit den Dicken 15, 20, 26 und 30 mm wurden vier verschiedene Kammern (24) desselben Typs gefertigt.

Die Anodendrähte aus vergoldetem Wolfram mit 20 μm Durchmesser waren auf Erdpotential gelegt. Ihr Abstand betrug 10 mm. Die drei mittleren Drähte wurden gleichzeitig über einen Vorverstärker (24) ausgelesen.

Die angelegten Hochspannungen mit den daraus resultierenden Energieauflösungen sind für alle vier Kammerdicken und die zwei verschiedenen Gasmischungen (26) in Tabelle 6 zusammengestellt. Gemessen wurde die Energieauflösung mit einer variablen Photonenquelle (25), mit der gleichzeitig die Linearität bezüglich der Photonenenergie im Arbeitspunkt - besser als 2% - überprüft wurde.

Gasmischung	Kammerdicke (in mm)			
	15	20	26	30
Xe - Ar - CH ₄	1500V	--	1890V	2000V
47.5:47.5:5 %	2160; 16%	--	2030; 17%	1950; 23%
Xe - Kr - CH ₄	1500V	1660V	1900V	2020V
47.5:47.5:5 %	1960; 17%	1850; 19%	1900; 24%	1900; 26%

Tabelle 6: Betriebsspannung, Gasverstärkung und Energieauflösung (fwhm) am Arbeitspunkt für alle eingesetzten Nachweiskammern mit den zwei verschiedenen Gasmischungen. Die angeführten Werte wurden mit der K _{α} -Linie von Silber (22.10 keV, (25)) ermittelt.

Vor den Messungen wurden die Kammern mehrere Stunden mit Argon durchgespült, um die enthaltene Luft zu verdrängen. Zusätzlich wurde das Meßgas vor dem Einleitungsstutzen mittels einer Oxisorb-Patrone (26) zur Verringerung des Sauerstoffanteils gefiltert. Das Gas durchströmte die Kammer mit einer Durchflußgeschwindigkeit von durchschnittlich 0.2 l/h und entwich über ein mit Turbopumpenöl gefülltes Gefäß ("Blubler").

Die Messungen wurden insgesamt über einen Zeitraum von sieben Wochen durchgeführt. Schwierigkeiten bereiteten die Schwankungen in der Gasverstärkung, die mehrmals täglich Eichmessungen erforderlich machten. Verantwortlich dafür waren Luftdruckschwankungen, deren Einfluß in einem Laborversuch auf folgende Weise erklärt werden konnte:

Die Differenz zwischen Kammerinnen- und -außendruck in der Anordnung ist durch die Ölsäule im Blubbler festgelegt und deshalb unabhängig vom äußeren Luftdruck. Mit ihm ändert sich jedoch die Durchflußmenge des Kammergases. Die Konstanz der Durchflußgeschwindigkeit ist wichtig für eine gleichbleibende Gasverstärkung und Energieauflösung, weil die dünnen Mylarfolien das Gassystem nicht vollständig gegen den Außenraum abschotten. Durch die Folien diffundieren Luftmoleküle. Das tatsächliche Gasgemisch bildet sich deshalb entsprechend dem Diffusionsgleichgewicht, also abhängig von der Durchflußgeschwindigkeit. Die Gasverstärkung fällt mit zunehmender Verunreinigung (steigender Luftdruck, d.h. sinkende Durchflußrate), da die elektronegativen Moleküle der Luft (neben dem Sauerstoff auch noch Wasserdampf) die Elektronenlawine bremsen.

Für die Vergleichsmessungen und für die Datenauswertung des Vier-Kammer-Aufbaus ist jedoch eine konstante Gasverstärkung sehr wichtig. Deshalb wurden mit zwei Verfahren die Schwankungen ausgeglichen:

Bei Luftdruckveränderungen wurde erstens die Durchflußmenge mechanisch nachgeregelt und die Durchflußrate bei Bedarf (alle 30 min) überprüft. Zweitens wurden ungefähr jede Stunde Eichmessungen aufgenommen. Diese bestanden aus jeweils 5120-dE/dx-Ereignissen (ohne Radiator) bei 3.0 GeV Strahlenergie. Daraus konnten offline Eichfaktoren zur Korrektur der zeitlich benachbarten Messungen ermittelt werden. Diese Verfahren kompensierten den apparativen Fehler soweit, daß er im Vergleich zum statistischen Fehler vernachlässigbar klein wurde.

4.2 Radiatoren

In Tabelle 7 sind die 54 verschiedenen Faserradiator-Kammer-Konfigurationen, die untereinander bei mehreren Strahlenergien verglichen wurden, in einer Matrix angeordnet. Die Matrix wird aufgespannt von den Fülldichten und Faserdurchmessern. Für jede Faser steht in den zwei oberen Zeilen der Anfangsbuchstabe des Faserherstellers, dessen Fasern mit der jeweiligen Dichte in den Radiator gefüllt wurden. In der dritten und vierten Zeile stehen für Xe-Ar bzw. Xe-Kr die Gasdicken "1-4" (siehe Legende am Tabellenende).

	Fülldichte ρ_{F1} (in g/cm ³)							
	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.15	0.16
<u>20μm</u>	P	P	P	P	P, P _{ge}	P, A M, M _{ge}	-	-
Xe-Ar	4	1, 3, 4	4					
Xe-Kr	4	1-4	3, 4	3	3	3		
<u>30μm</u>	P	P	P	P	P, P _{ge}	P M, M _{ge}	-	-
Xe-Ar	4	1, 3, 4	4					
Xe-Kr	4	1-4	3, 4	3	3	3		
<u>38μm</u>	-	-	-	-	-	-	N _{ge}	-
Xe-Kr							3	
<u>48μm</u>	P	P	P	P	P	P M, M _{ge}	-	P M _{ge}
Xe-Ar	4	1, 3, 4	4					
Xe-Kr	4	1-4	3, 4	3	3	3		3

ge: Vor dem Kämmen in Isopropylalkohol gewaschen

Gasmischungen:

Xe-Ar-CH₄ (47.5:47.5:5%)
Xe-Kr-CH₄ (47.5:47.5:5%)

Kammerdicke: Faserhersteller:

1: 15mm A: Amoco (27)
2: 20mm M: Meraklon (28)
3: 26mm N: Neumag (29)
4: 30mm P: Polysteen (30)

Tabelle 7: Getestete Faserradiator-Kammer-Module (Erklärung im Text und anhand der Legende am Tabellenende). Die endgültig ausgewählten Module sind unterstrichen.

Auf den Plätzen im linken Matrixteil bis zur Dichte 0.08 g/cm^3 wurden die Kammerdicken für die einzelnen Dichten und Durchmesser und die beiden Gasmischungen mit Fasern des Herstellers "P" durchgeföhren. Nach ersten Auswertungen fiel die Wahl auf Xe-Kr "3" (26 mm).

Im rechten Teil der Matrix wurde mit diesem Nachweissystem (Xe-KR-CH₄, 26 mm) die Radiatordichte weiter gesteigert. Je dicker die Fasern, desto höhere Füllichten schienen nach den Vorüberlegungen aus Kapitel 1 und den Grenzquotienten G aus Tabelle 3 sinnvoll zu sein. Bei der Füllichte 0.14 g/cm^3 wurden zusätzlich Fasern unterschiedlicher Hersteller verglichen. Einschränkungen hierfür ergaben sich aus der schmalen Produktionspalette der Kunstfasern mit den erforderlichen Durchmessern.

Faserdurchmesser im Bereich zwischen $30 \mu\text{m}$ und $48 \mu\text{m}$ werden von keinem Hersteller angeboten. Freundlicherweise hat aber die Spinnmaschinenfabrik NEUMAG eine kleine Menge für die Messungen extra hergestellt. Da dies erst in den letzten Tagen der Meßzeit möglich wurde, konnte aus diesem Fasertyp nur noch eine Radiatorart hergestellt werden.

Im Hinblick auf den Radiatorbau unterscheiden sich Fasern verschiedener Hersteller aufgrund ihres Absorptionsverhaltens und ihrer Struktur (Faserlänge, Wattierung). Die Fasern werden aus einer Schmelze des Rohgranulats gesponnen. Dies enthält neben dem Polypropylen Katalysatoren und Stabilisatoren, je nach Anwendungszweck auch Farbstoffpigmente und UV-Stabilisatoren. Diese Additive beinhalten alle schwerere Elemente als Wasserstoff und Kohlenstoff, z.B. Metalle (Katalysatoren), Phosphor und Schwefel (Farbstoffe), die eine erhöhte Reabsorption bewirken.

Beim Spinnprozeß wird auf das homogene, hydrophobe Rohmaterial noch eine hydrophile Oberflächenschicht aufgetragen, die je nach Anwendung unterschiedlich stark dimensioniert wird. Sie verhindert, daß sich die Fasern beim Spinnen durch Reibung elektrostatisch aufladen. Gleichzeitig macht die hydrophile Oberflächenschicht die bekannte Verwendung der Fasern im Hygienebereich erst möglich; das ist die saugfähige Schicht.

Diese Oberflächenschicht wurde im erhitzten (80°C) Ultraschallbad heruntergewaschen. Nachfolgende Absorptionsmessungen (18) zeigten eine deutliche Verringerung des Absorptionskoeffizienten um durchschnittlich 8%, da die hydrophilen Schichten beispielsweise Sauerstoff beinhalten. Als Lösungsmittel wurde Isopropylalkohol verwendet. (In Tabelle 7 durch den Index "ge" gekennzeichnet.)

Die Teststrahlmessungen zeigten ebenfalls eine deutliche Verbesserung mit den gewaschenen Fasern und keine Anzeichen dafür, daß die Fasern durch den Verlust ihrer Oberflächenschicht verklumpen. Auch stellte sich kein Unterschied im Verhalten von Fasern, die vor oder nach dem Waschen gekämmt wurden, heraus. Deshalb wurde die Mehrzahl der Fasern mit einer Drahtbürste vor dem Waschen gekämmt, da dies mit der gleitenden Oberflächenbeschichtung leichter geht. Das Kämmen selbst ist erforderlich, um die Homogenität in der Faserstruktur zu verbessern, d.h. Verklumpungen aufzuheben.

4.3 Testaufbau

Der Testaufbau ist in Bild 12 dargestellt. Die Radiator-Kammer-Module standen zur Abschirmung elektromagnetischer Störstrahlung in einem verschlossenen Aluminiumkasten, der nur von Gaseinlaß- und -auslaßstutzen durchstoßen wurde. Für den Strahldurchgang waren zwei Fenster aus dünner Aluminiumfolie vorgesehen. (Die Radiatoren standen dicht vor den Kammern.)

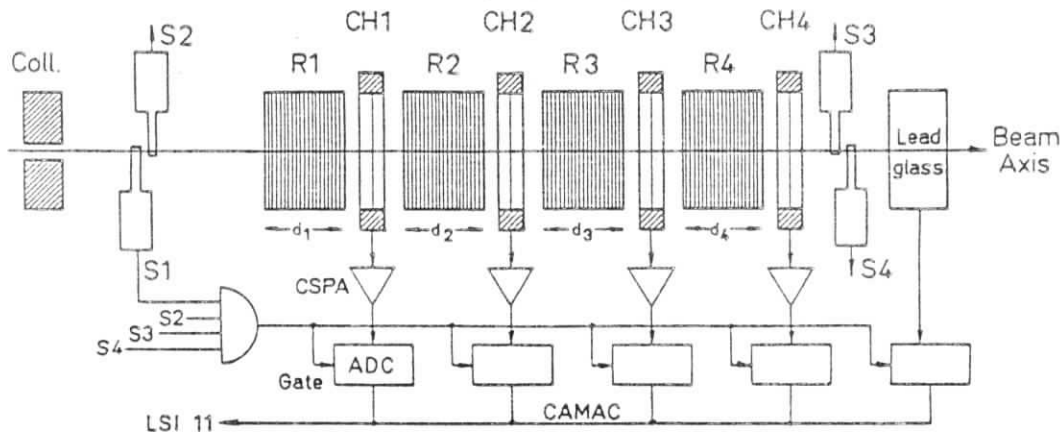


Bild 12: Aufbau im DESY-Teststrahl. Gezeigt sind vier Radiator (R)-Kammer (CH)-Module und ein Bleiglaszähler, ausgelesen über ladungsempfindliche Vorverstärker (CSPA), Analog-Digital-Wandler (ADC) und CAMAC-Schnittstelle, der Rechner (LSI 11) zur Datenaufnahme sowie vier Szintillationszähler in Koinzidenzschaltung (S).

Die Erdungen der Signaldrähte und Vorverstärker waren auf Kastenpotential gelegt. Die Vorverstärker wurden über 3 cm lange Kabel an die Signaldrähte angeschlossen und über 2 m lange, abgeschirmte Leitungen an eine Verstärkungs- und Versorgungseinheit geführt.

Die integrierenden Vorverstärker operierten mit einer Zeitkonstanten von $0.5 \mu\text{s}$ und einer Ladungsempfindlichkeit von 150 mV/pC . Die Auslese erfolgte über einen 10-bit-Analog-Digital-Wandler und eine CAMAC-Schnittstelle.

Eingelesen wurden nur die Ereignisse, die in Koinzidenz mit den vier Szintillationszählern fielen. Angeordnet zu zwei Paaren, standen sie in einem Abstand von 8 m. Dadurch wurde der Elektronenstrahlquerschnitt auf etwa 1 cm^2 begrenzt. Die Triggerrate hing von der Strahlenergie ab. Sie betrug bei 3 GeV 5 Hz, bei 6.6 GeV 0.6 Hz, bei 0.6 GeV nur noch 0.15 Hz.

Zusätzlich zu den Kammerensignalen wurden die Signale eines Bleiglaszählers eingelesen, mit denen bei der Auswertung Doppelereignisse, Fehltrigger und falsche Elektronenimpulse verworfen wurden (durchschnittlich 4% der Ereignisse).

Die Daten wurden über eine LSI 11 auf Disketten zwischengespeichert, danach zum DESY-Rechner (IBM-3081) überspielt und dort ausgewertet. Jede Messung setzte sich aus 5120 Ereignissen zusammen, bei der Radiatoroptimierung mit einem Modul, bei der Energieoptimierung mit 4 Modulen. Insgesamt umfaßte die Datenzahl 2.5 Millionen Kammerereignisse.

Die Anordnung arbeitete während der ganzen Meßzeit weitgehend komplikationsfrei. Lediglich eine Kammer, die wegen Verschmutzung geöffnet werden mußte, fiel für einige Tage aus. Besonders bewährt haben sich die gegen Sauerstoffverunreinigungen relativ unanfälligen Gasmischungen und die unempfindliche Nachweiselektronik. Auch die Radiatoren zeigten über die Meßzeit keine Verschlechterung durch elektrostatische Aufladungen.

5. Meßergebnisse der Moduloptimierung

Das Kriterium dafür, wann ein Radiator-Kammer-Modul besser als ein anderes ist, basiert auf der Zielvorgabe "Elektron-Pion-Trennung" bis 100 GeV. Numerisch drückt sich das Leistungsvermögen des Detektors in der Größe "Pionenverunreinigung bei einer bestimmten Elektronennachweiswahrscheinlichkeit" aus. Zusätzlich müssen Strahlungslänge und Gesamtlänge des Moduls und vor allem die Abgrenzung des Energiebereiches, für den ein Modul besser als ein anderes ist, einbezogen werden.

Wegen der Energieabhängigkeit des TRD vom Faserdurchmesser werden die Vergleiche nur bei konstantem Durchmesser durchgeführt. Nachfolgend werden die Messungen für Füllichten, Kammergas und Kammerdicke besprochen. Zuvor aber eine Beschreibung der angewandten Auswertemethode.

5.1 Truncated-Mean-Methode

Am Teststrahl bei DESY ist die Elektronenenergie auf 6.6 GeV beschränkt. Trotzdem kann man gut begründete Aussagen zur e/π -Trennung auch oberhalb dieser Energie angeben, wenn folgende Zusammenhänge einbezogen werden:

- *Wegen der Sättigung der TR und des Ionisationsverlustes können Elektronenmessungen mit $\gamma_e \geq 10\,000$ als untere Abschätzung für das Elektronenverhalten oberhalb dieses Wertes herangezogen werden.*
- *Die TR, ausgelöst von Pionen, kann bis zu Lorentzfaktoren von ungefähr $\gamma_\pi \leq 500$ vernachlässigt werden. Deshalb ist es möglich, das Pionenverhalten aus entsprechenden Elektronenmessungen ohne Radiator unter Einbeziehung der Skalierungsfaktoren zu ermitteln.*

Eine weitere Präzisierung dieser grundlegenden Voraussetzungen wird in Kapitel 6 und 7 erfolgen, wenn es darum geht, die Trennwahrscheinlichkeit des TRD-Systems bei definierten Energien zu bestimmen. Bei der Moduloptimierung interessieren zunächst nur relative Vergleichswerte.

In Bild 13 a) ist ein Spektrum ohne Radiator (Landauverteilung bei 3 GeV) und eines mit Radiator (bei 6.6 GeV) dargestellt. Das linke Spektrum repräsentiert das Pionenverhalten, wenn der von der Teilchenenergie abhängige Skalierungsfaktor (Kapitel 3.2) angebracht wird. Dies gilt solange, bis das Pion merklich strahlt. Das rechte Spektrum repräsentiert für alle Energien größer als 6.6 GeV das Elektronenverhalten.

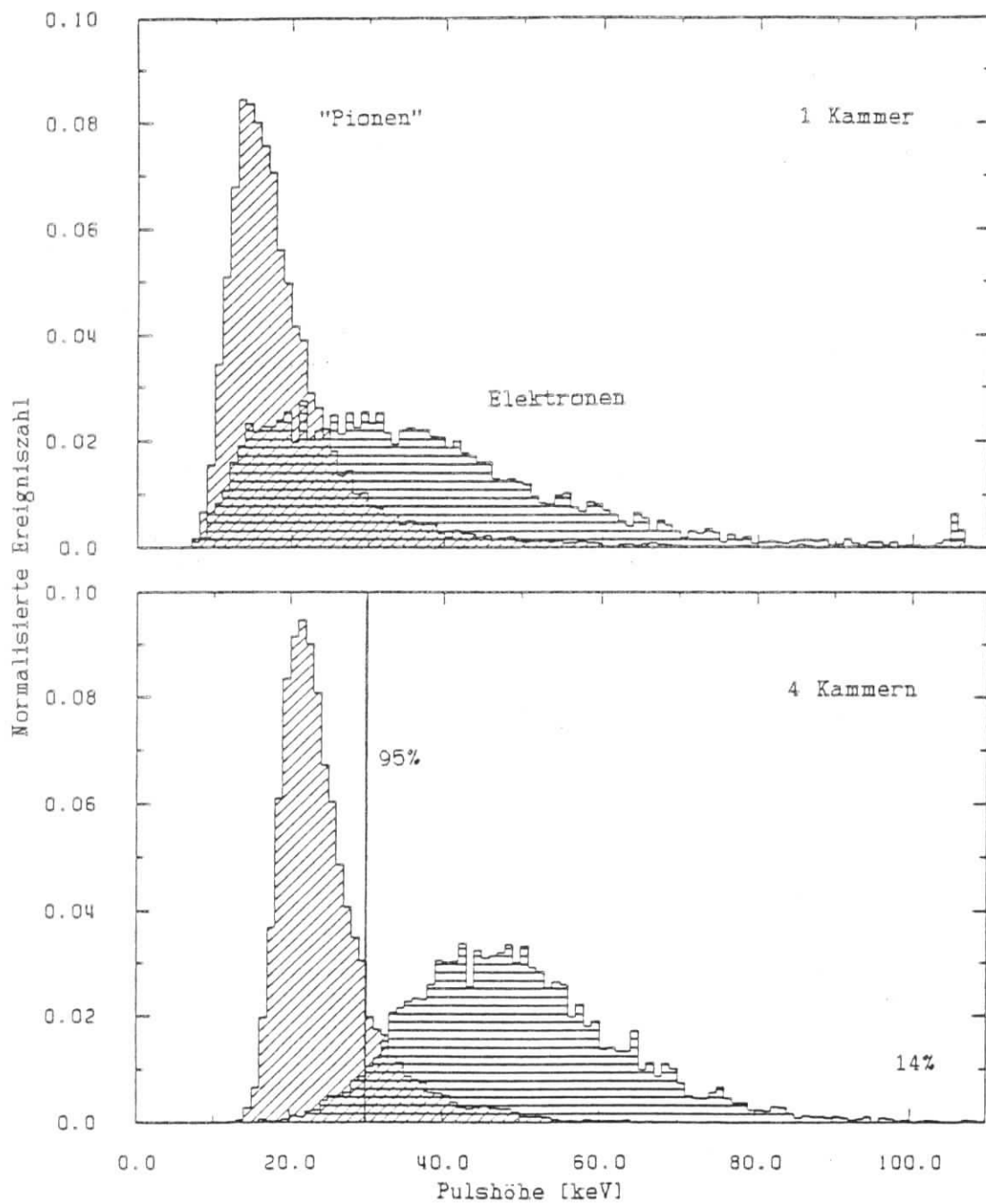


Bild 13: Normalisierte Pulshöhenverteilungen, geeicht in keV. Die Spektren wurden in der 26 mm-Kammer (Xe-Kr) mit dem 48 μm Faserradiator (rechts) bei 6.6 GeV und ohne Radiator (links) bei 3 GeV aufgenommen: a) Spektren der vordersten Kammer, b) Spektren nach der Mittelung über alle Pulshöhen aus vier Kammern (Arithmetic-Mean).

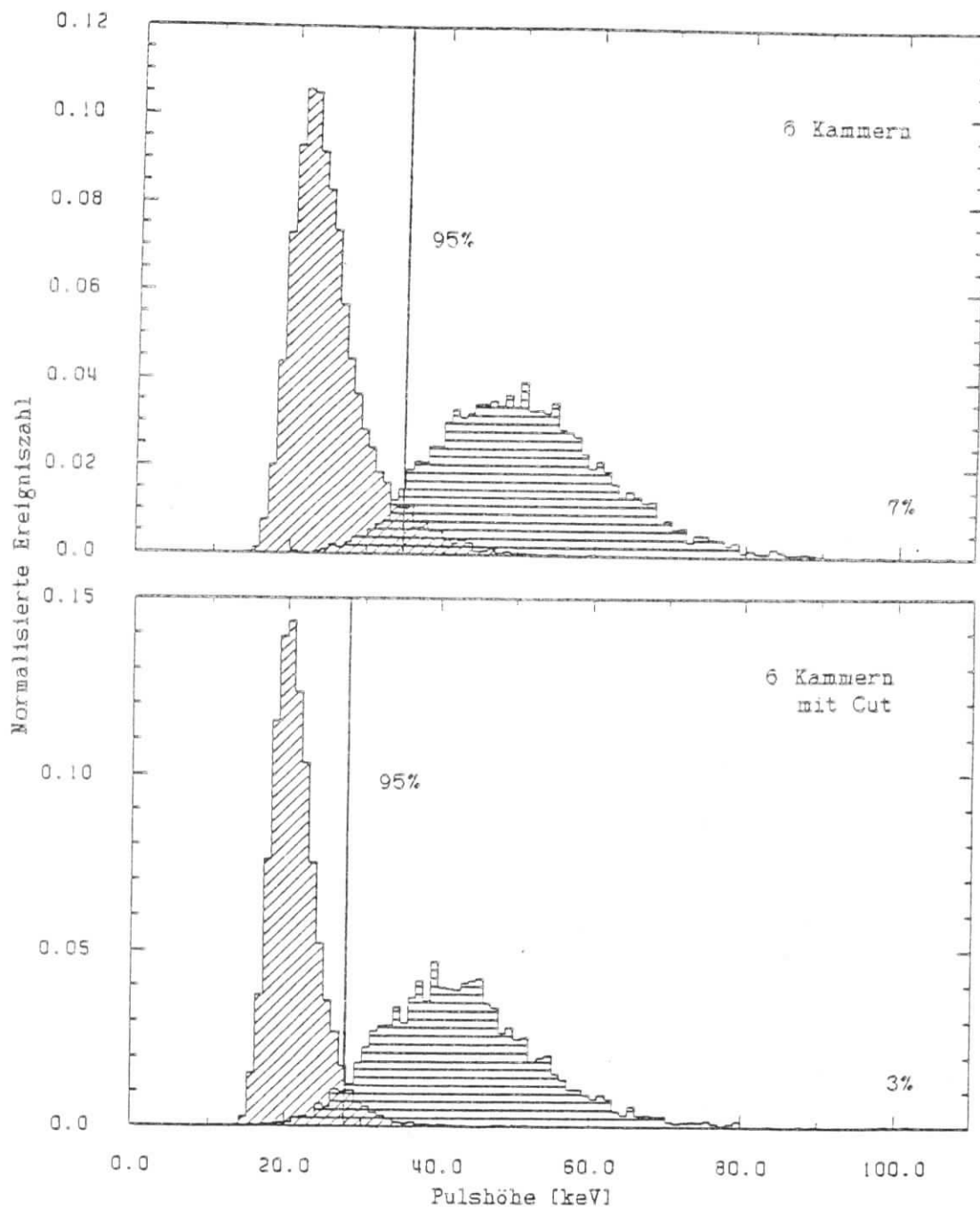


Bild 13 c) Spektren nach der Mittelung über alle Pulshöhen aus sechs Kammern, d) wie c), aber unter Auslassung der jeweils höchsten Pulshöhe (Truncated-Mean). Angedeutet ist der Schnitt bei einer Elektronennachweiswahrscheinlichkeit von 95% und, in der rechten unteren Ecke, die jeweils resultierende Pionenverunreinigung.

Wird nicht nur mit einem, sondern mit vier oder sechs Modulen gemessen, werden die Spektren aus Bild 13 a) schmalere und besser getrennt. Dies beruht auf folgenden Sachverhalten:

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz der Statistik [BRA 81] wird die Standardabweichung der Meßgröße kleiner - ihre Verteilung schmaler -, wenn über M Einzelmessungen, die derselben Verteilung folgen, gemittelt wird. Die zugehörige Standardabweichung sinkt um den Faktor $M^{-1/2}$, wie es in 13 b) und c) deutlich wird. Diese einfachste Auswertemethode wird Arithmetic-Mean-Methode genannt.

Zusätzlich kann, wenn Daten eines Ereignisses aus mehreren Kammern vorliegen, eine Gewichtung eingeführt werden, die besonders hochenergetische Einträge dadurch benachteiligt, daß die höchsten Einträge aus M Kammern verworfen werden, und nur $M-K$ Pulshöhen dieses Ereignisses gemittelt werden. (Bis $M = 6$ erweist sich $K = 1$ als optimal.) Diese sogenannte Truncated-Mean-Methode führt in erster Linie zu einer Verkürzung des langen Landauschwanzes, da viele δ -Elektronen unter den verworfenen Ereignissen sind (Bild 13 d)).

Da der Aufbau zur Moduloptimierung jeweils nur aus einer Einheit bestand, werden 4 bzw. 6 zeitlich hintereinander aufgenommene Ereignisse herangezogen, um daraus ein 4- bzw. 6-Radiator-Kammer-Modul zu simulieren.

In die dadurch auseinandergezogenen Spektren wird bei 95% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) ein Schnitt eingeführt. Der rechts des Schnitts liegende Teil des "Pionenspektrums" entspricht der resultierenden Pionenverunreinigung (PVG) in %. Je kleiner dieser Wert, desto besser ist das Modul.

5.2 Kammergasgemisch und -dicke

In Bild 14 sind die Ergebnisse der Optimierungsmessungen mit Energie, Faserdurchmesser, Gasgemisch und Kammerdicke als Parameter zusammengestellt. Bei der geringen Dichte bis 0.03 g/cm^3 kann das TR-Spektrum als unbeeinflusst vom τ -Verhältnis angenommen werden. Deshalb kommt als fünfte Dimension nicht noch die Fülldicke hinzu.

Dargestellt ist die erzielte Pionenverunreinigung bei 95% Nachweiswahrscheinlichkeit, in den einzelnen Bildern von unten nach oben für 20, 30 und 48 μm . Bild 14 a) vergleicht die beiden Gasgemische für die beiden dickeren Kammern. Die Werte sind aussagekräftig für hohe Energien, da der Skalierungsfaktor gleich 1 ist. Bild 14 b), relevant für den Niederenergiebereich, zeigt das Verhalten der Xe-Kr Mischung in allen vier unterschiedlich dicken Kammern bei 2 GeV.

Schließlich vergleicht Bild 14 c) nochmals die beiden Mischungen, diesmal bei unterschiedlichen Energien und nur für die 26 mm Kammer. In diesem Bild sind die Kurven für Xe-Ar und Xe-Kr bei konstanter Faserdicke vergleichbar.

Mit den Werten für die Lage des Frequenzspektrums (ω_H , Tabelle 3) können die Meßwerte der Bilder 14 a) und c) interpretiert werden. Die Kryptonkante bewirkt den vorhergesagten Effekt: Die 48 μm Faser erzielt in Xe-Kr ein besseres Ergebnis als in Xe-Ar, obwohl der Ionisationsuntergrund bei Krypton doppelt so hoch ist wie bei Argon. Für die 20 und 30 μm Fasern, bei denen das TR-Spektrum unterhalb der Kryptonkante liegt, sind die beiden Gase gleichwertig.

Für die 20 und 30 μm Fasern liegt in beiden Mischungen die optimale Kammerdicke im Bereich von 26 mm (Bilder a) und b)). Das harte Photonenpektrum der 48 μm Faser erzielt in keiner Kammer eine optimale Trennung. Noch dickere Gasschichten wären angebracht.

Jedoch reicht im Bereich 20 bis 40 μm - auch unter dem Gesichtspunkt der Platzersparnis - die 26 mm Kammer in Verbindung mit Xe-Kr aus. Daß für 26 mm die Xe-Kr Mischung tatsächlich überlegen ist, belegt Bild 14 c) nochmals anhand von zwei (drei) Energiepunkten.

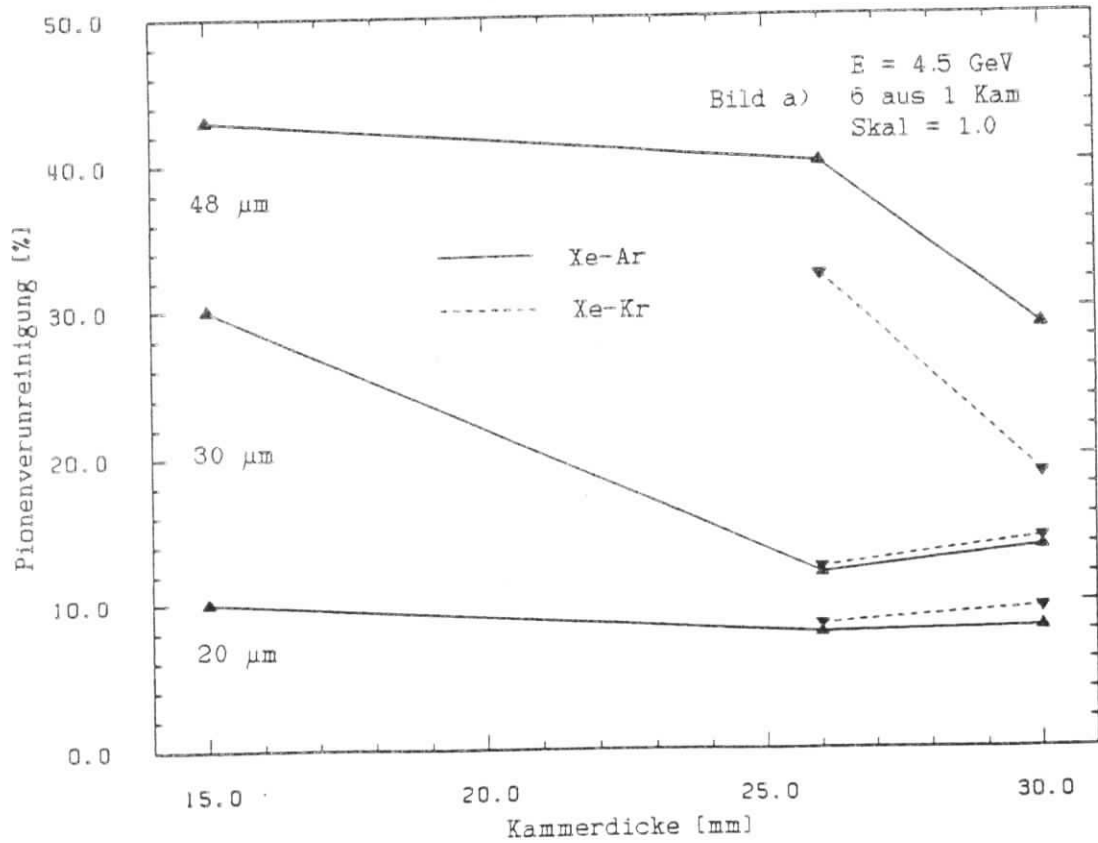
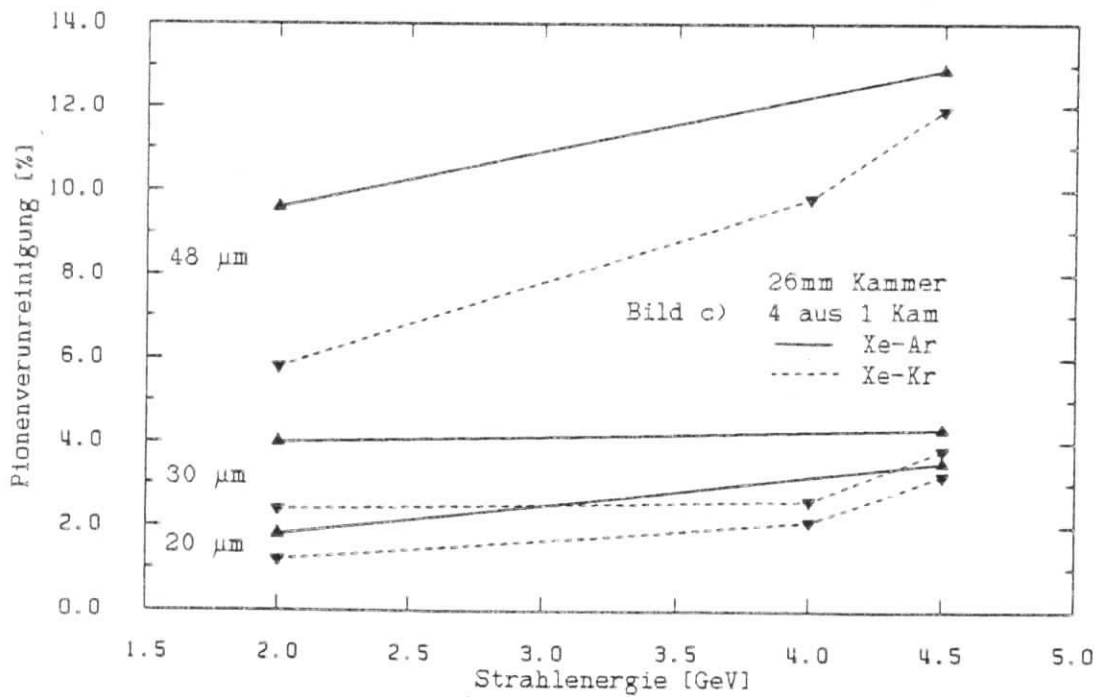
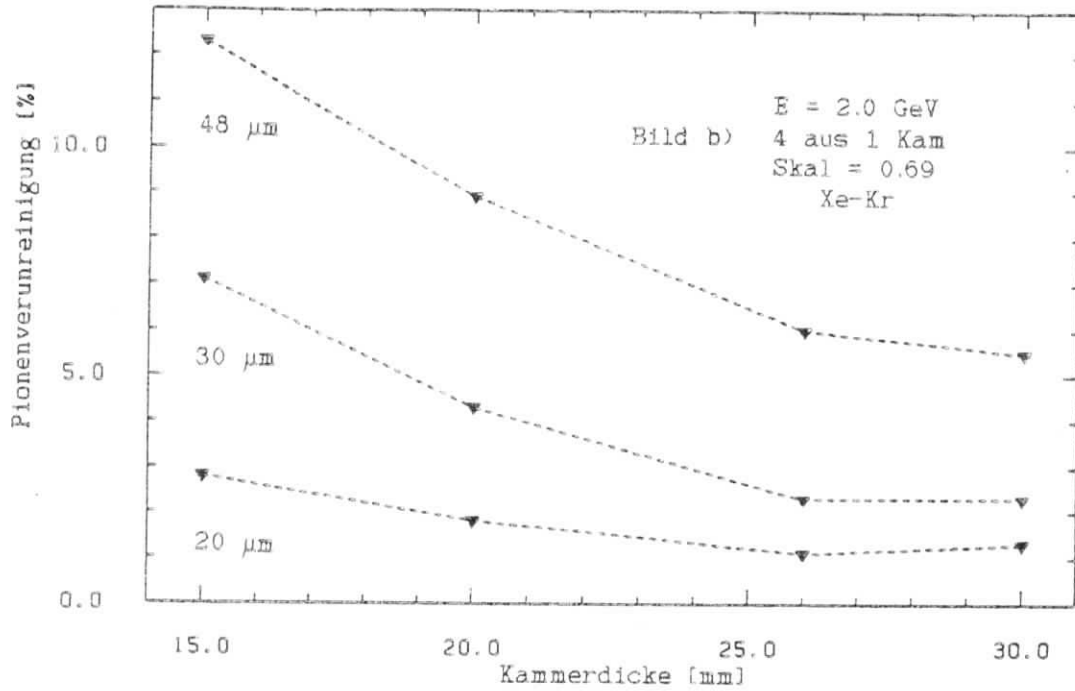


Bild 14: Pionenverunreinigung bei 95% Nachweiswahrscheinlichkeit. a), aussagekräftig für hohe Energien, da der Skalierungsfaktor gleich 1, vergleicht die Gasgemische in den beiden dickeren Kammern. b), relevant für den Niederenergiebereich, zeigt das Verhalten der Xe-Kr Mischung in den vier Kammern. c) vergleicht die beiden Mischungen in der 26 mm Kammer bei drei Energien. Die Beschriftung "6 aus 1 Kam" bedeutet, daß aus den Daten einer Kammer ein 6-Radiator-Kammer-Modul mit der Truncated-Mean-Methode simuliert wurde. Die Ziffern an den Kurven sind die drei Faserdurchmesser. Die Füllichte beträgt einheitlich 0.06 g/cm^3 .



5.3 Fülldichte der Radiatoren

Bild 15 zeigt die Pionenverunreinigung in Abhängigkeit von der Fülldichte für alle drei Faserdurchmesser. Auffallend sind die unterschiedlichen Kurvensteigungen. Im einfachen Modell aus Kapitel 2.4, das auf den Grenzquotienten G führte (aufgelistet in Tabelle 3), wird dies so verstanden:

Je weiter der Radiator von seinem Sättigungswert entfernt ist, d.h. je kleiner $\mu(\langle s_M \rangle)$, bzw. $\mu(\langle s_M \rangle)$ und je dicker die Faser, desto steiler steigt die Photonenzahl und desto steiler sinkt die Pionenverunreinigung mit ρ_{F1} .

Die Festlegung der optimalen Fülldichte ist für $48 \mu\text{m}$ und $38 \mu\text{m}$ offensichtlicher als für $20 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$. (Die Werte sind in Tabelle 7 unterstrichen eingetragen.) Bei den dünnen Fasern kann nur schwer beurteilt werden, ob die geringe Verbesserung der Trennwahrscheinlichkeit ab $\rho_{F1} > 0.8 \text{ g/cm}^3$ eine weitere Vergrößerung der Strahlungslänge rechtfertigt. Bei 0.14 g/cm^3 beträgt sie 1.5% für einen Radiator ohne Kammer.

Dies kann erst zusammen mit konkreten Vorgaben eines Großexperiments entschieden werden. Um die obere Leistungsgrenze der Radiatoren kennenzulernen, wurden die Fülldichten der dünnen Fasern höher gewählt, als es für bestimmte Anwendungen eventuell sinnvoll sein könnte.

Eine Arbeitsgruppe am KEK [WAT 86], die einen TRD für das Venus-Experiment testet, entschied sich nach vergleichbaren Vorversuchen, $18 \mu\text{m}$ Polypropylenradiatoren mit einer Fülldichte von 0.15 g/cm^3 zu bauen.

Nach sorgfältiger Behandlung (Kämmen und Waschen) waren die Unterschiede der Fasern verschiedener Hersteller im Absorptionsvermögen und im Trennvermögen der daraus gebauten Radiatoren wenig ausgeprägt. Bei $30 \mu\text{m}$ und $48 \mu\text{m}$ waren gewaschene Fasern von Meraklon besser als die anderen. Bei $20 \mu\text{m}$ brachte das Waschen keine deutliche Verbesserung, und die Wahl fiel auf Polysteen.

Erklärungen dafür sind nicht möglich, da die Hersteller keinen Einblick in die Zusammensetzung ihrer Rohstoffe erlauben. Daß keine einheitliche Tendenz sichtbar wurde, liegt daran, daß jeder Faserdurchmesser für andere Anwendungsgebiete produziert wird (z.B. mit und ohne UV-Stabilisator).

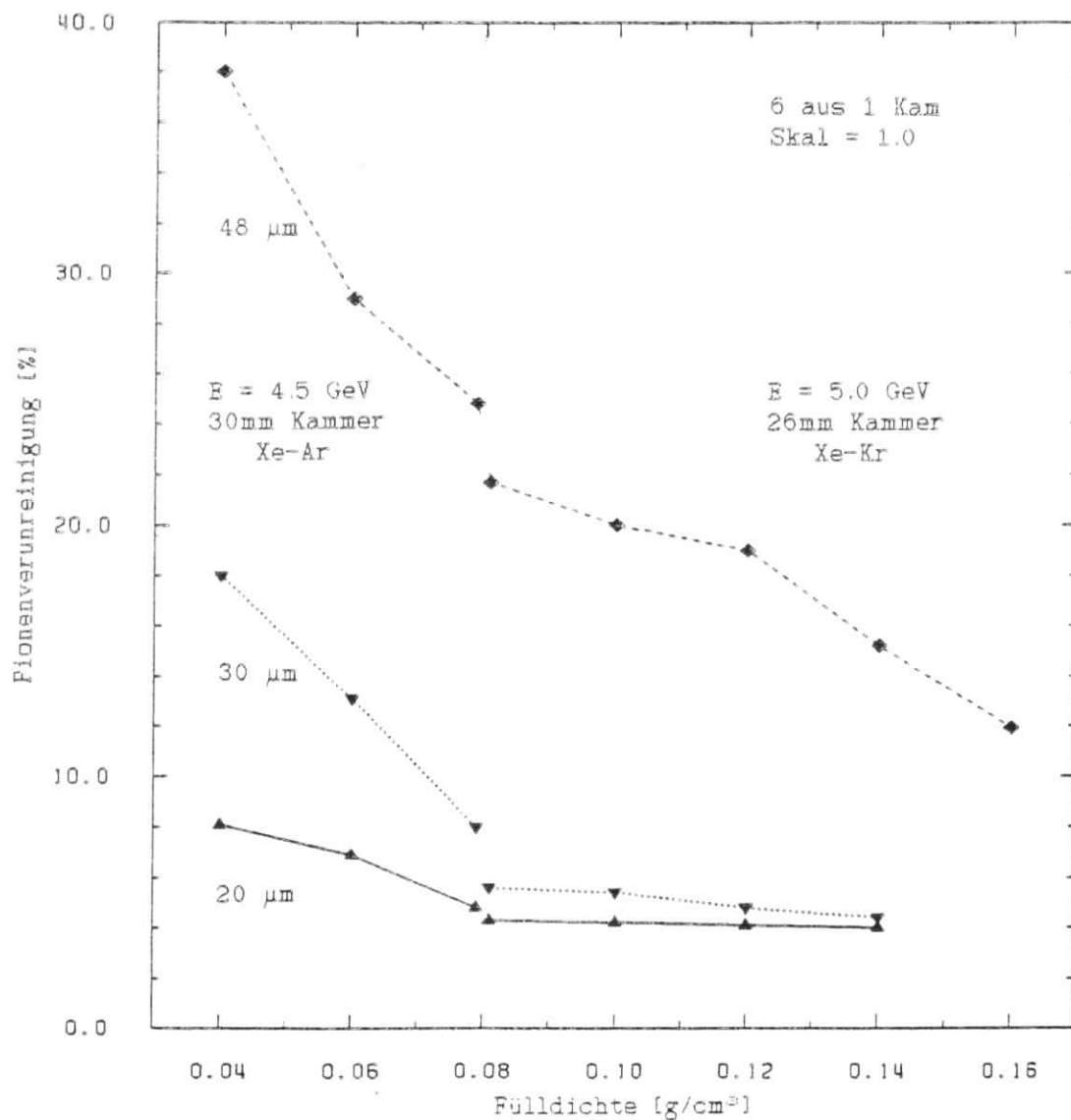


Bild 15: Pionenverunreinigung bei 95% Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Füllichte ρ_{F1} . Die Unstetigkeit bei $0.08 \text{ g}/\text{cm}^3$ resultiert aus einem Wechsel von Xe-Ar 30 mm auf Xe-Kr 26 mm. (Legende siehe Bild 14)

6. Meßergebnisse der Energieoptimierung

Die endgültigen Aufbauten, mit denen die Energieabhängigkeit des Trennvermögens getestet wurde, bestanden, wie in Bild 12 skizziert, aus vier identischen Radiator-Kammer-Modulen (Gesamtlänge 40 cm). Die 26 mm dicken Kammern wurden mit einer Mischung aus Xe-Kr-CH₄ (47.5 : 47.5 : 5%) betrieben. Die Parameter der vier Faserradiatoren aus Polypropylen und eines Folienradiators aus Polyäthylen, der zu Vergleichszwecken herangezogen wurde, sind in Tabelle 8 zusammengestellt.

Radiortyp	Länge (mm)	ρ_{F1} (g/cm ³)	R. L. (%)	$\langle z \rangle$
25 μ m Folie	76	0.10	1.1	339
20 μ m Faser	75	0.14	1.5	474
30 μ m Faser	75	0.14	1.5	316
38 μ m Faser	75	0.15	1.6	268
48 μ m Faser	75	0.16	1.7	226

Tabelle 8: Radiatorlänge, Füllichte ρ_{F1} , Strahlungslänge R. L. und mittlere Zahl der Übergänge $\langle z \rangle$ der vier endgültigen Faserradiatoren und eines Folienradiators.

Alle Faserradiatoren hatten annähernd dieselbe Füllichte. Deshalb ist die Zahl der Übergänge bei den 48 μ m Radiatoren um mehr als die Hälfte kleiner als bei den 20 μ m Radiatoren, und deshalb die Zahl der entstehenden Photonen geringer. Dieser Unterschied ist wichtig für die folgende Datenanalyse.

6.1 Impulshöhenspektren

Die Impulshöhenspektren, aufgenommenen mit den integrierenden Vorverstärkern, sind Ausgangspunkt der Datenanalyse. Sie wurden mit der Photonenquelle (25) unter Ausnutzung der Linearität des Nachweissystems in keV geeicht.

Mit Radiator vor der Kammer falten sich Landauverteilung und TR-Spektrum ineinander. Eine Entfaltung ist mit mathematischen Methoden möglich [BRA 81, BUE 83, AST 84]. Jedoch muß hierbei neben der Landauverteilung die Form des TR-Spektrums vorgegeben werden.

Auch ohne Entfaltung können die wichtigen Veränderungen der Spektren in Abhängigkeit von Teilchenenergie und Faserdurchmesser anhand der dargestellten Meßergebnisse wiedergegeben werden.

In Bild 16 sind vier Spektren des 30 μm -Radiators mit zunehmender Elektronenenergie nebeneinandergestellt. Die ursprünglich noch fast wie eine Landauverteilung aussehende Spektrenform bei 0.6 GeV wird zunehmend breiter und flacher. Das Maximum verschiebt sich von 15 keV (Bild a) zu 28 keV (Bild d), die Einträge im Maximum reduzieren sich um die Hälfte; das TR-Spektrum verhartet sich.

Eine sehr auffällige Verlagerung zu größeren Impulshöhen vollzieht sich zwischen 1 und 2 GeV, während der Vergleich von Bild c) und d) die einsetzende Sättigung erkennen läßt. Allerdings fallen bei Bild d) die vielen hochenergetischen Einträge auf, die den Peak bei 108 keV herbeiführen. Dort liegt der Überlaufkanal des 10 bit-ADC.

Besonders interessant war die Frage, ob bei der niedrigsten einstellbaren Energie im Teststrahl, bei 0.6 GeV Elektronen - entsprechend 160 GeV Pionen-, merklich Übergangsstrahlung registriert wird und ob deren Intensität mit dem Faserdurchmesser abnimmt.

Diese Frage beantwortet Bild 17. Es zeigt die gemessenen Radiatorspektren bei 0.6 GeV und als Untergrund jeweils das dE/dx -Spektrum derselben Energie. Der Anteil an Übergangsstrahlung bei dieser Energie (als Differenz beider Spektren zu erkennen) ist nicht unerheblich (eine Quantifizierung erfolgt im nächsten Abschnitt mit Hilfe der Mittelwerte); erwartungsgemäß nimmt der TR-Anteil mit dem Faserdurchmesser ab.

Es könnte eingewendet werden, die gesehenen Effekte rührten teilweise von Bremsstrahlungsphotonen und δ -Elektronen (31) aus der Materieschicht im Radiator. Um dies zu überprüfen, wurden massive Blöcke aus Polypropylen vor die Kammern gestellt, die die gleiche Materieschicht wie die Radiatoren hatten.

In der vordersten Kammer war dieser Effekt kleiner als 7%, bezogen auf den mittleren TR-Anteil bei 0.6 GeV. Da die Pionen keine Bremsstrahlung verursachen, käme eine Korrektur einer Verbesserung der Trennwahrscheinlichkeit gleich. Sie wurde aber im Hinblick auf die allgemeine Unsicherheit bei der Simulation des Pionenverhaltens nicht durchgeführt.

Eine Randbemerkung zu den Bildern 17: Jedes dargestellte Spektrum wurde aus 5120 (5 K) Ereignissen zusammengesetzt. Wegen der niedrigen Triggerrate von 0.15 Hz bei 0.6 GeV wurde jede Messung während der etwa zehnstündigen Nettomeßzeit mehrmals für Eichmessungen unterbrochen und in kleinere Datensätze geteilt. Diese wurden - wie bereits erwähnt - anhand der Eichmessungen korrigiert und zum 5 K Spektrum zusammengefügt.

Die in den Bildern erkennbare, reproduzierbare Eichung belegt die Wirksamkeit dieses Korrekturverfahrens. Darüberhinaus ist das reine dE/dx -Spektrum bei 0.6 GeV nicht breiter als das bei 3.0 GeV (Bild 13 a)), das in nur 20 min ohne Schwankungen der Gasverstärkung aufgenommen werden konnte. Als Breite wurden ungefähr 50% fwhm gemessen.

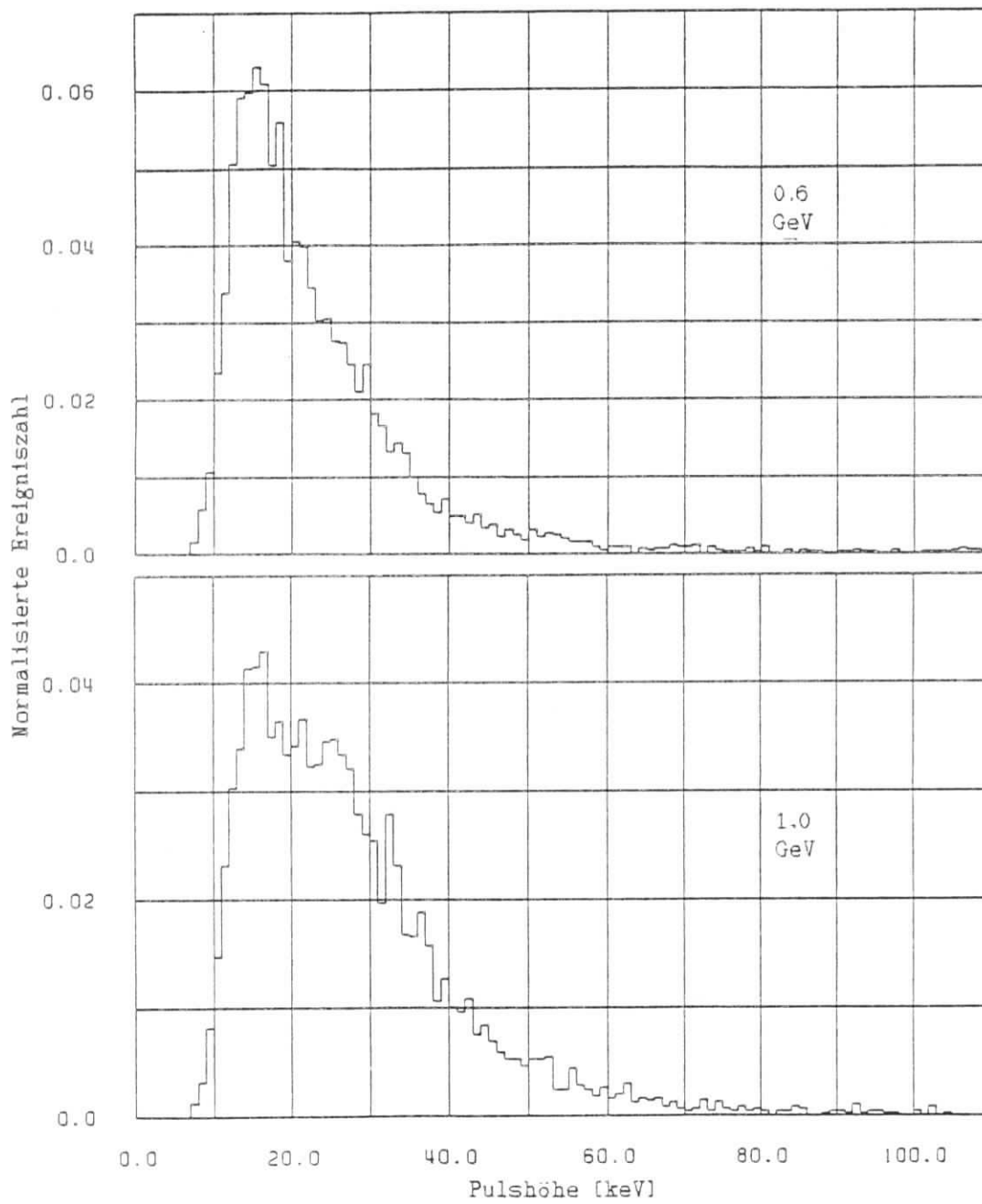
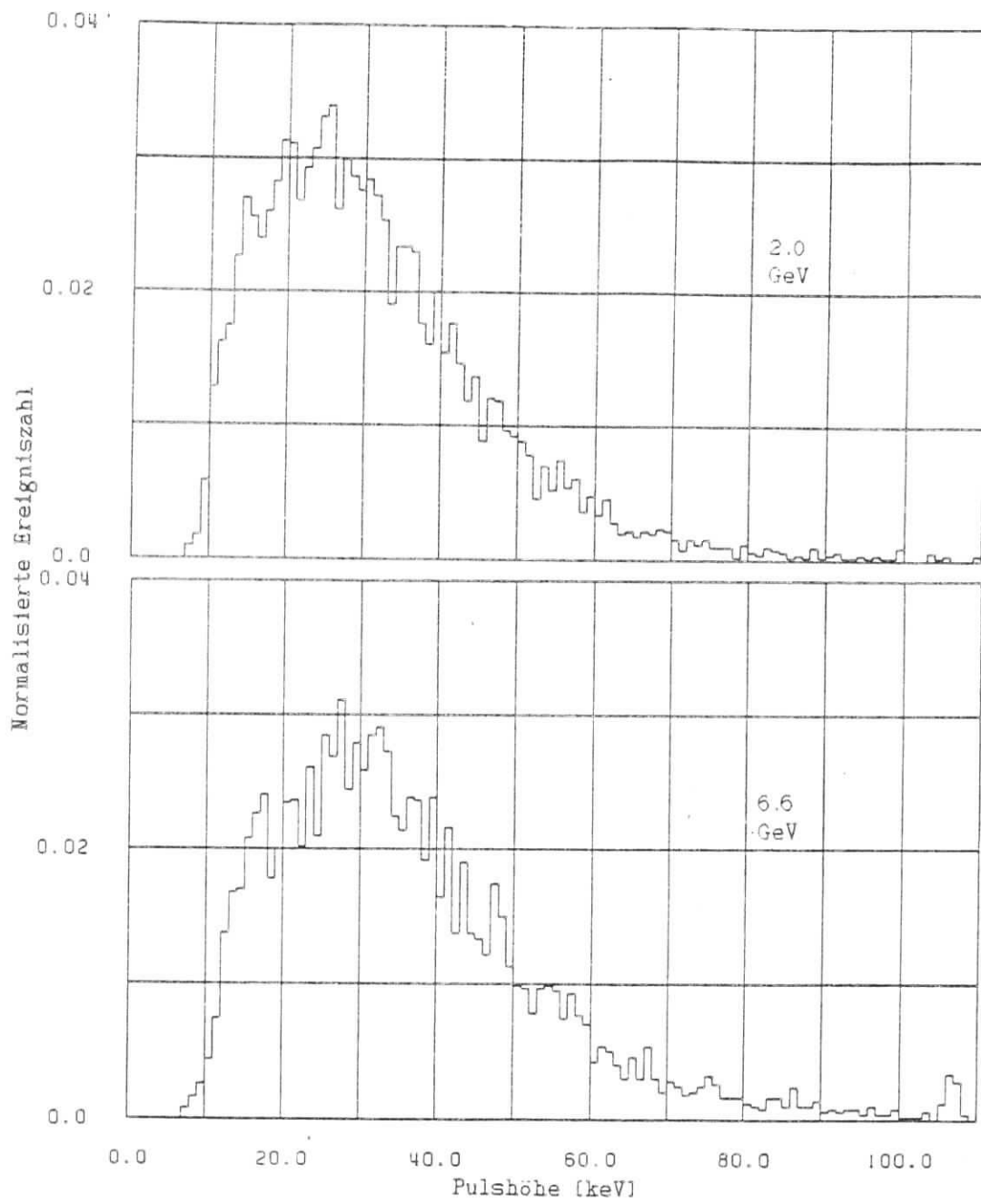


Bild 16: Auf Eins normiertes Impulshöhenspektrum. a): 0.6 GeV, b): 1 GeV, c): 2 GeV und d): 6.6 GeV. (30 μm Radiator, aufgenommen in der vordersten Kammer.)



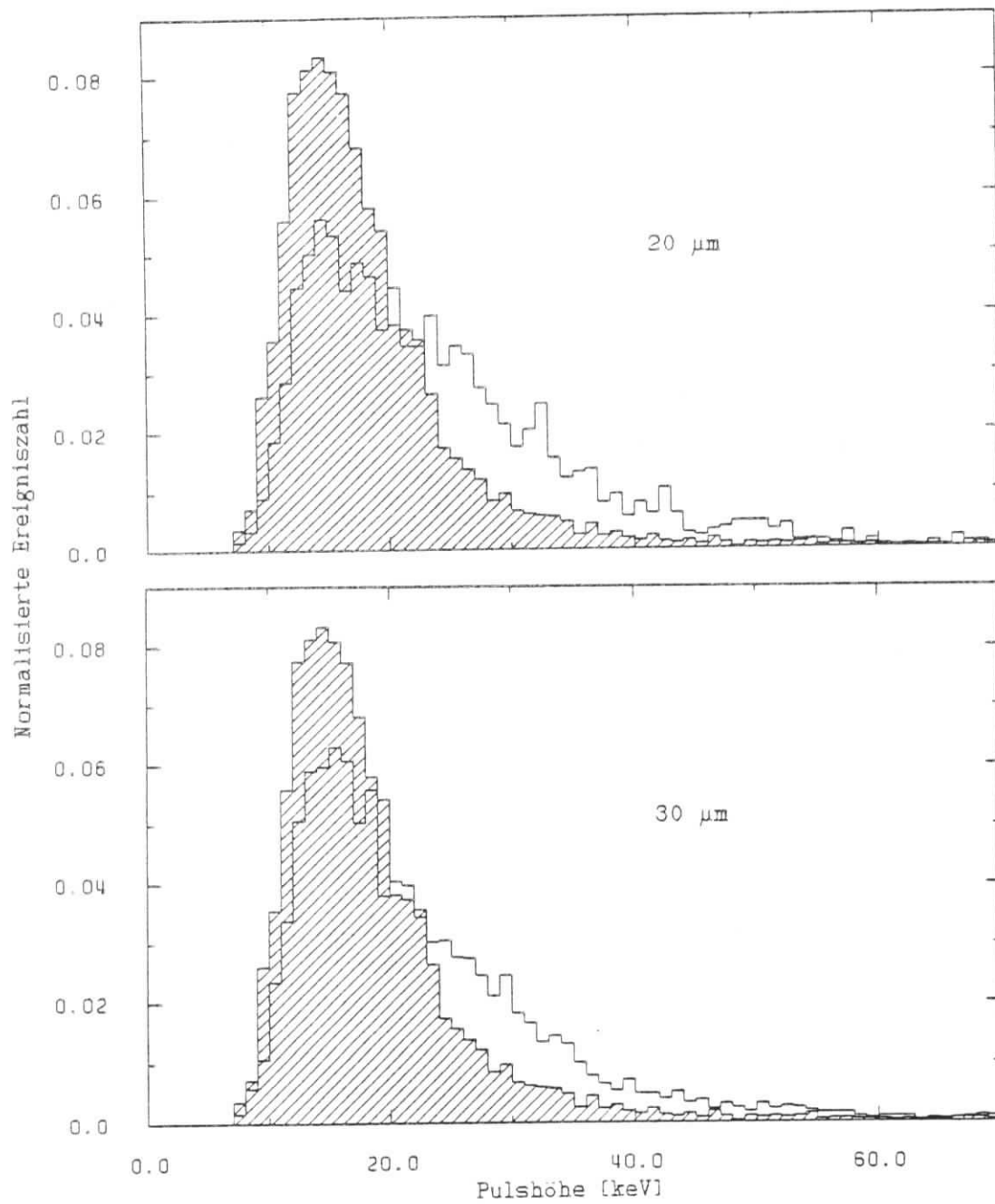
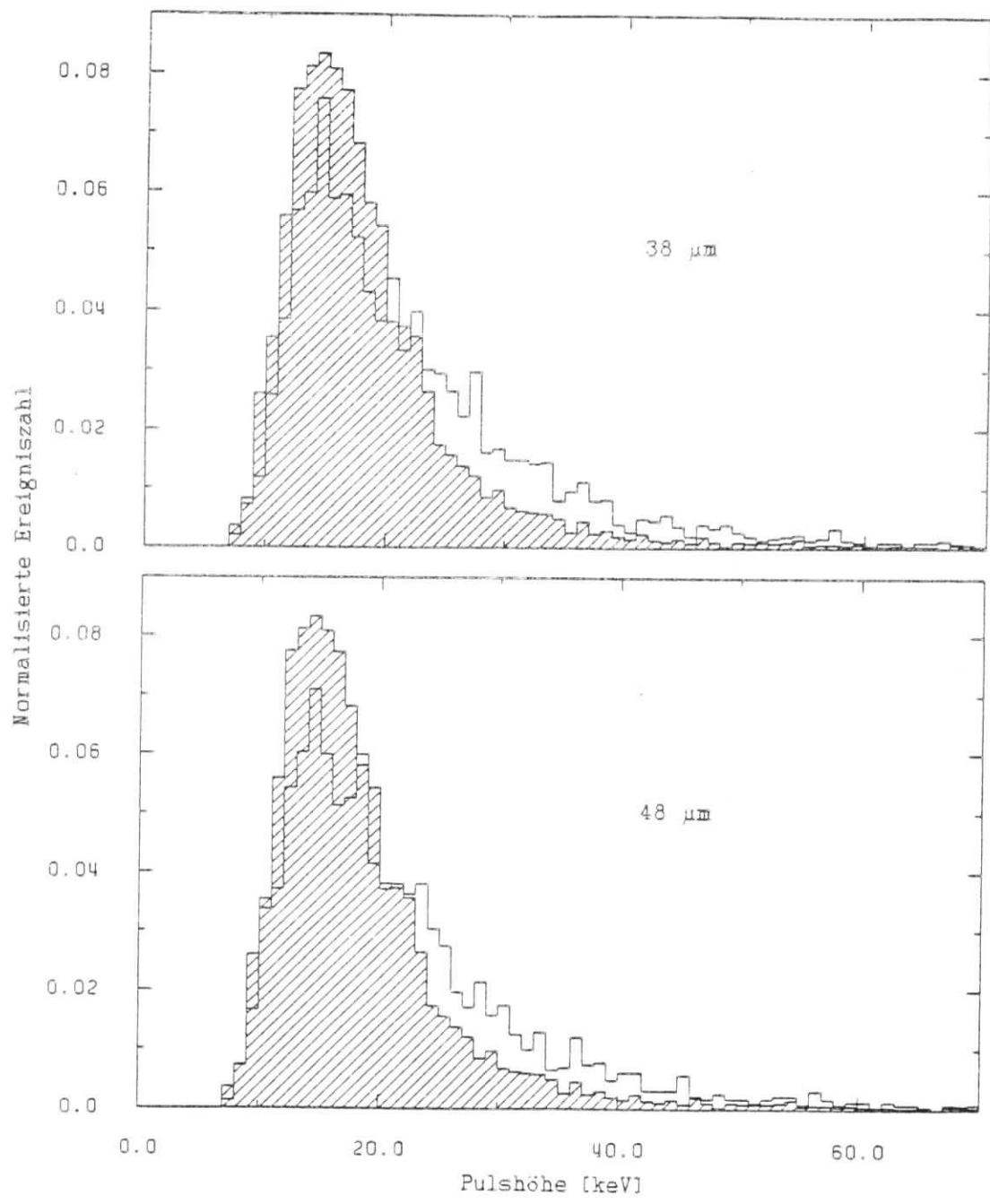


Bild 17: Impulshöhenspektren aller vier Faserradiatoren bei 0.6 GeV mit der entsprechenden Landauverteilung bei derselben Energie (schraffiert); a): 20 μm, b): 30 μm, c): 38 μm, d): 48 μm.



6.2 Mittlere Impulshöhe

Ein Vergleich zwischen Experiment und Theorie anhand der Mittelwerte ist möglich, ohne dabei auf die Entfaltungsverfahren zurückgreifen zu müssen. Mit den Simulationsprogrammen wurde die mittlere deponierte TR-Energie in den Kammern errechnet und zum (ohne Radiator) gemessenen Ionisationsverlust dE/dx addiert. Dieser Wert vergleicht sich mit der insgesamt deponierten Energie (TR + dE/dx).

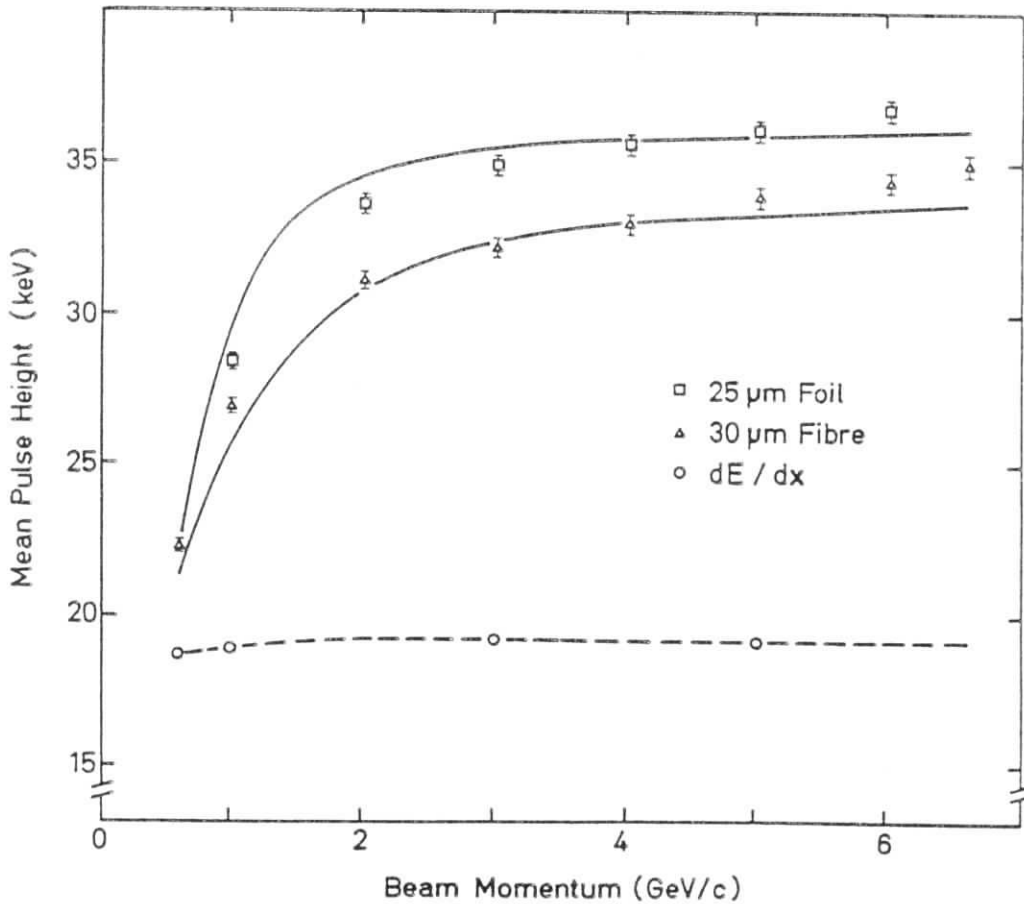


Bild 18: Mittlere Pulshöhe in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls, gemessen für den 30 µm Faserradiator, den 25 µm Folienstapel und den reinen Ionisationsverlust. Die Ergebnisse der Radiatormessungen wurden mit Rechnungen verglichen (durchgezogene Linien). (32)

In Kapitel 1 und 2 wurden die Rechnungen für das hinter dem Radiator sichtbare Frequenzspektrum beschrieben. Im zweiten Teil der Simulationsprogramme wird der in der Nachweiskammer absorbierte Anteil ermittelt. Dafür legt Bild 10 die frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten der Kammergas Mischung fest. Tabelle 5 stellt die Informationen zur Fluoreszenzwahrscheinlichkeit. Die Escapewahrscheinlichkeit wurde für das eingesetzte Gasgemisch auf 22% an der Kryptonkante und 65% an der Xenonkante geschätzt (siehe Anhang).

In Bild 18 sind die gemessenen und errechneten Mittelwerte für den 30 μm Faser- und 25 μm Folienradiator über dem Teilchenimpuls aufgetragen. (Für den Folienradiator liegen nur Daten zwischen 1 und 6 GeV vor.) Die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist auch bei den anderen Radiatoren sehr gut.

Jedoch fällt in Bild 18 auf, daß die gerechneten Kurven tendenziell bei niedrigeren Teilchenimpulsen in Sättigung gehen als die gemessene Werte. Für die anderen Radiatoren zeigte sich, daß diese prinzipielle Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment umso größer wird, je dicker der Faserdurchmesser ist.

Die eingezeichneten Fehlerbalken in Bild 18 sind nach der Kompensation der apparativen Fehler überwiegend statistischer Natur. Sie setzen sich aus dem statistischen Fehler der dE/dx -Eichmessung und dem der eigentlichen Messung zusammen. Als quadratische Summe beider Anteile ergibt sich für den relativen Fehler ein Wert von 2% für alle Messungen.

Sämtliche, bei unterschiedlichen Teilchenenergien gemessene Mittelwerte sind in Tabelle 9 aufgelistet. Die Faserradiatoren zeigen, wie erwartet, schlechtere Ergebnisse als der 25 μm Folienradiator. Die Darstellungen der energieabhängigen Mittelwerte für die anderen drei Fasern entsprechen qualitativ dem Beispiel der 30 μm Faser in Bild 18.

Am schlechtesten unter den Fasern schneidet die 38 μm Faser ab. Als einzige war sie nicht wattiert, d.h. die Fasern waren lang gestreckt, glatt und nicht gekräuselt. Deshalb fällt die Voraussetzung $\langle s_M \rangle < 10 \cdot d$ weg, und die Standardabweichung $\langle \sigma_M \rangle$ wird größer als in Gleichung (2-4) angegeben (was zu einem kleineren Irregularitätsparameter α führt); die Interferenzbedingungen dieses Radiators sind noch ungenauer erfüllt als bei den anderen drei.

Abgesehen von der 38 μm Faser, schneiden sich die Kurven der 20/48, 20/30 und 30/48 μm Fasern im Bereich von 3 GeV. Die Mittelwerte bei 0.6 GeV nehmen mit dem Faserdurchmesser ab (wie nach den Bildern 17 erwartet), die bei 6.6 GeV zu. Derselbe Effekt wurde für Folien unterschiedlicher Dicken von [CAM 75] und für unterschiedliche Faserdurchmesser (etwas dünnere Fasern als die hier diskutierten) von [SWO 82] gemessen.

Eine Erklärung für die Zunahme des Mittelwertes bei 6.6 GeV mit dem Faserdurchmesser liefert die höhere Photonenenergie der dickeren Fasern, obwohl bei ihnen die Zahl der in der Kammer konvertierten Photonen kleiner ist (näheres siehe Kapitel 6.4).

	Teilchenimpuls (in GeV/c)							
	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	6.6
dE/dx	18.7	18.9	-	19.2	-	19.2	-	-
dE/dx+Materie- simulation	19.0	-	-	20.1	-	-	-	-
Folie								
25 μm	-	28.4	33.8	34.8	35.6	36.0	36.8	-
Faser								
20 μm	23.2	-	30.3 ¹	32.0	33.1	33.4	34.0	34.3
30 μm	22.2	26.9	31.1	31.9	32.8	33.9	34.4	35.0
38 μm	21.9	26.4	29.9	31.5	32.5	-	33.0	33.4
48 μm	22.0	24.9	29.9	31.5	33.0	33.5	34.2	35.4
Hartschäume								
Ethafoam	-	-	-	-	-	23.8	-	-
Rohacell 51	-	22.4 ²	-	25.3	-	26.1	-	-
Rohacell 71	-	22.7 ²	-	26.2	-	27.5	-	-

¹ bei 1.5 GeV

² bei 0.8 GeV

Tabelle 9: Mittlere Pulshöhen in der vordersten Kammer (in keV) für reinen Ionisationsverlust, Ionisationsverlust mit Materiesimulation des Radiators, Folien- und Faserradiator sowie Hartschäume in Abhängigkeit der Elektronenenergie.

Der mittlere Ionisationsverlust steigt zwischen 0.6 und 3.0 GeV noch um 2.5% an. Für höhere Teilchenimpulse liegen alle Messungen des Ionisationsverlustes konstant bei 7.4 keV/cm. Dieses Verhalten entspricht dem theoretischen Verlauf aus Bild 9. Jedoch sind die absoluten Werte um 25% kleiner als die durch die Bethe-Bloch-Formel vorhergesagten. Ebenfalls für kleine Proportionalkammern haben diese Abweichungen auch [CHE 74, NAG 80 und SWO 82] gemessen. Diese Diskrepanz wird durch das mittlere Ionisationspotential L_0 hervorgerufen und kann behoben werden, wenn sein Wert aus den Beiträgen der einzelnen Atomniveaus zur Ionisations- und Bindungsenergie errechnet wird [COB 76].

In der Zeile unter dem Ionisationsverlust sind die Messungen mit einer Materiesimulation, die der Materiebelegung des Radiators mit der Dichte 0.14 g/cm³ gleichkommt, eingetragen. Der Mittelwert erhöht sich beispielsweise bei 3.0 GeV um etwa 5% (siehe auch Kapitel 6.1).

Ganz unten in Tabelle 9 stehen die Mittelwerte für die drei gemessenen Hartschaumradiatoren Ethafoam, Rohacell 51 und Rohacell 71, die ebenfalls 75 mm lang waren. Wie schon in Kapitel 2.2 vorweggenommen, sind sie einem auf kleinste Länge optimierten Faser- oder Folienradiator bei gleicher Radiatorlänge unterlegen.

6.3 Vier-Radiator-Kammer-Aufbau

Im Aufbau zur Messung der Energieabhängigkeit standen vier identische Radiator-Kammer-Module dicht hintereinander. In diesem Fall werden Photonen des vordersten Radiators noch in der zweiten, dritten und sogar vierten Kammer nachgewiesen. Der Photonenfluß ist hinter jedem Radiator höher als hinter dem davor stehenden. Besonders gilt dies für den harten Anteil des TR-Spektrums; die dicken Fasern profitieren mehr von diesem "Mehr-Kammer-Effekt" als die dünnen. Bild 19 veranschaulicht die Situation.

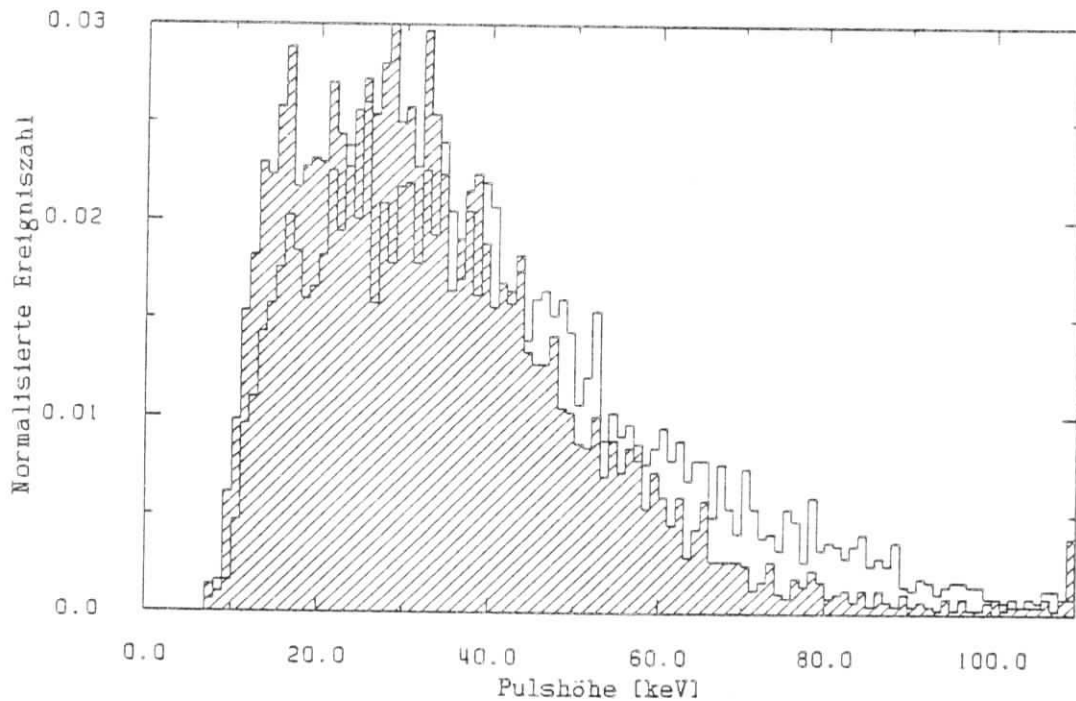


Bild 19: Vergleich des Impulshöhenspektrums der ersten Kammer (schraffiert) mit dem der vierten in einem Aufbau von vier Faser-radiatoren. (48 μm , 5 GeV)

Die mittleren Impulshöhen $\langle Q \rangle$ dieses Aufbaus, bezogen auf den konstanten Ionisationsverlust, sind in der obersten Kurve des Bildes 20 a) dargestellt. Die letzte Kammer sieht 40% mehr TR als Kammer 1. Erwähnenswert ist, daß Kammer 1 bei 5 GeV nur 35% der TR absorbiert, die in dem vor ihr stehenden Radiator ausgelöst wird.

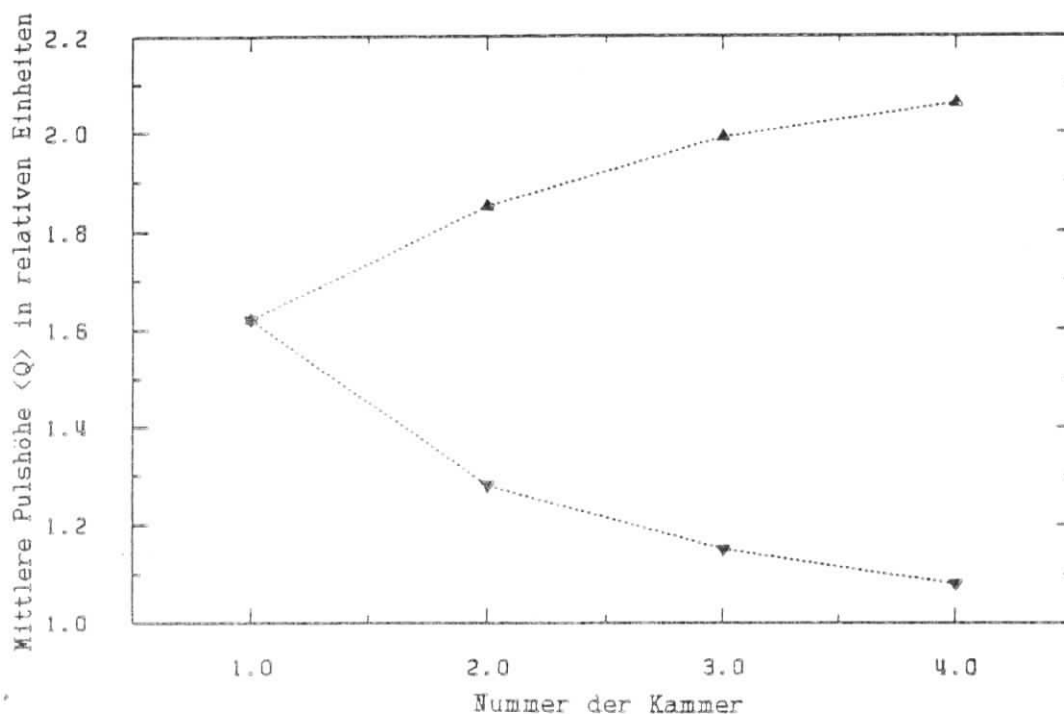


Bild 20 a): Mittlere Pulshöhen $\langle Q \rangle$ bezogen auf den Ionisationsverlust aufgetragen über die vier Kammern. Oben mit 75 mm langen Radiatoren vor jeder Kammer, unten mit nur einem Radiator vor Kammer 1 und entsprechend absorbierender Materie vor den nachfolgenden. ($48 \mu\text{m}$, 5 GeV)

Die zweite Kurve in Bild 20 a) wurde mit nur einem Radiator vor Kammer 1 und den Polypropylenblöcken vor den nachfolgenden Kammern aufgenommen. Außerdem blieben bei dieser Einstellung die Abstände der Kammern unverändert, so daß auch die Absorption in den Luftzwischenräumen mit einging. Diese Kurve repräsentiert den Anteil an TR aus Radiator 1, der in den dahinter stehenden Kammern gesehen wird.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die Differenzen zwischen aufeinanderfolgenden Kammern der oberen Kurve mit den Werten $\langle Q \rangle$ der unteren Kurve, wie erwartet, überein.

Eine Optimierung des Photonenflusses über den gesamten Aufbau kann nicht mit gleichlangen Modulen erreicht werden. Bei fester Gesamtlänge ist es günstiger, den Radiator vor Kammer 1 etwa doppelt so lang zu wählen wie den vor Kammer 4. Dann steigt schon im ersten Radiator der Photonenfluß auf ein höheres Niveau nahe der Sättigung und kann dort mit abnehmenden Radiatorlängen gehalten werden (33).

In Bild 20 b) sind die Ergebnisse solcher Längenvariationen eingetragen. Der höchste, aus den vier Kammern gemittelte Quotient $\langle Q \rangle = 1.98$ erzielt der Aufbau $|100|75|50|50|$. Es folgen die gleichlange Anordnung $|75|75|75|75|$ mit $\langle Q \rangle = 1.95$ sowie $|100|75|50|50|$ und $|100|75|50|25|$ als die beiden kürzeren Aufbauten ebenfalls mit $\langle Q \rangle = 1.95$ und $\langle Q \rangle = 1.91$ respektive.

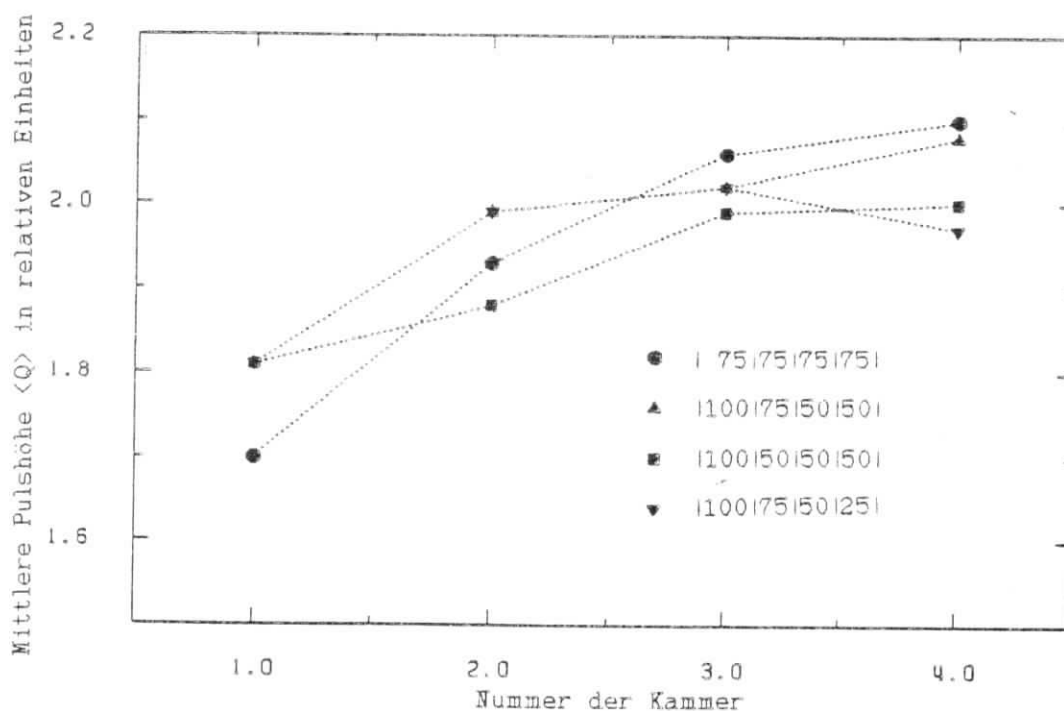


Bild 20 b): Mittlere Pulshöhen $\langle Q \rangle$ bezogen auf den Ionisationsverlust in einem Aufbau mit Radiatoren unterschiedlicher Länge. Die Zahlen geben die Radiatorlängen vor Kammer $|1|2|3|4|$ in mm an. ($30 \mu\text{m}$, 6 GeV)

In Kapitel 7.2 wird für diese Aufbauten die erreichbare e/π -Trennung angegeben. Es zeigt sich, daß die hier diskutierte Reihenfolge gewahrt bleibt, d.h. je größer $\langle Q \rangle$, desto geringer ist die Pionenverunreinigung bei fester Elektronennachweiswahrscheinlichkeit.

6.4 Maximum-Likelihood-Methode

In Kapitel 5.1 wurde zur Berechnung der e/π -Trennung die Truncated-Mean-Methode (Q(3/4)) besprochen, die nicht alle Informationen über die Form der Spektren auswertet. Die Trenninformation wird aus der mittleren deponierten Energie gewonnen und der Tatsache, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit der jeweils größte Kammereintrag ein δ -Elektron ist, weshalb dieses Ereignis neutralisiert wird. Diese zweite Information berücksichtigt den prinzipiellen Unterschied in der Form zwischen TR-Spektrum und Landauverteilung.

Die Maximum-Likelihood-Methode ($P(Q)^4$) bewertet die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Pulshöhe und nutzt somit die ganze in den Spektren enthaltene Information. Die Auswertung erfolgt zuerst in jeder Kammer extra ($P(Q)$). Da die Einträge in den Kammern unabhängig voneinander sind, dürfen die gewonnenen Wahrscheinlichkeiten aller vier Kammern multipliziert werden ($P(Q)^4$).

Als Wahrscheinlichkeitsverteilungen dienen normalisierte Spektren wie in Bild 13 a). Sie geben die Wahrscheinlichkeit $P_e^{(n)}$ und $P_\pi^{(n)}$ an, daß ein Elektron bzw. Pion eine bestimmte Energie in der n -ten Kammer hinterläßt. Für jedes Ereignis ist die Gesamtwahrscheinlichkeit $P_e = \sum_n P_e^{(n)}$ und für Pionen $P_\pi = \sum_n P_\pi^{(n)}$. Die für eine Elektronenidentifikation aussagekräftige Größe ist der Likelihood-Quotient $P(Q)^4 = P_e / (P_e + P_\pi)$, der Eins wird, wenn mit Sicherheit ein Elektron nachgewiesen wurde.

Die Verteilungen $P(Q)^4$ der Elektronenereignisse (mit Radiator) und der "Pionenereignisse" (ohne Radiator) sind in der Abbildung 21 übereinander gestellt. Die Darstellung basiert auf demselben Datensatz wie Bild 13.

Wie bei der Truncated-Mean-Methode ist es nicht sinnvoll, bei jedem Ereignis eine Entscheidung zu treffen. Deshalb wird ein Schnitt bei einem bestimmten Wert von $P(Q)^4$ eingeführt. Alle Elektronenereignisse rechts des Schnitts in der oberen Verteilung werden nachgewiesen, alle Ereignisse in der unteren Verteilung rechts des Schnitts werden als zugehörige Pionenverunreinigung (in %) festgestellt.

Die Schwierigkeit der Likelihood-Methode besteht darin, daß die Verteilungen $P_e^{(n)}$ und $P_\pi^{(n)}$ für alle Kammern und Energiebereiche bekannt sein müssen.

Die generierten Verteilungen haben Unstetigkeiten und, besonders im Schwanz der "Pionenverteilung", Nullstellen. Fällt ein Ereigniswert z.B. auf eine Nullstelle im "Pionenspektrum" nur einer der vier Kammern (n), dann wird dies fälschlicherweise als eine absolut sichere Elektronenerkennung angezeigt, da $P_\pi^{(n)}$ Null wird. In diesem Fall würden die Ergebnisse besser ausfallen als gerechtfertigt.

Um realistischere Ergebnisse zu berechnen, wurden deshalb alle Verteilungen $P_e^{(n)}$ und $P_\pi^{(n)}$ geglättet, bevor sie als normalisierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen herangezogen wurden.

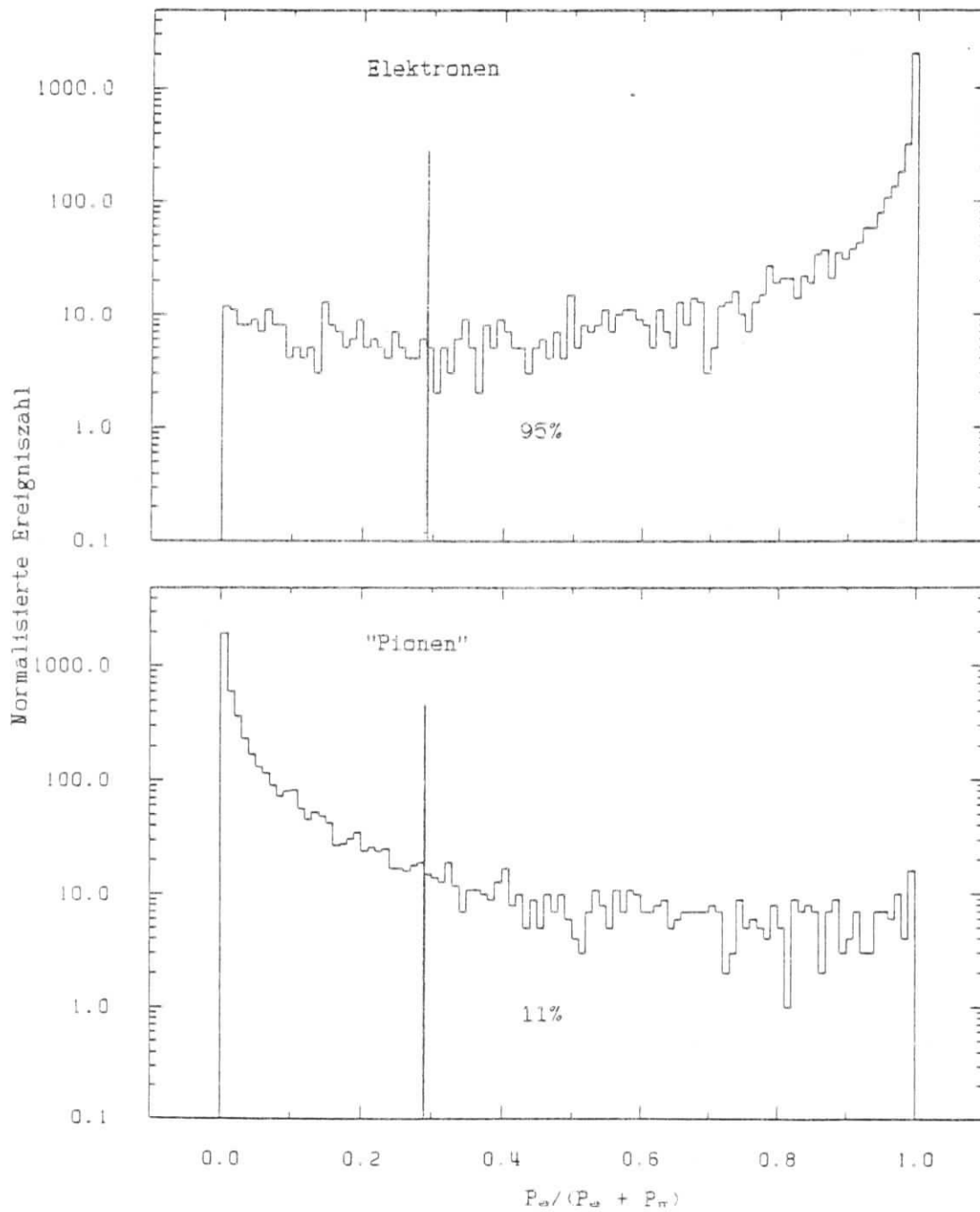


Bild 21: Verteilung der Likelihood-Quotienten $P(Q)^4 = P_e / (P_e + P_\pi)$ für "Pionen" und Elektronen bei 6.6 GeV im Aufbau mit vier 48 μm Radiatoren. Der Schnitt bei 95% Nachweiswahrscheinlichkeit ist eingezeichnet.

Ein anderes Auswerteproblem, das auch bei der Truncated-Mean-Methode auftritt, betrifft die "Binning-Effekte" beim Histogrammieren. Wird in den Verteilungen der Bilder 13 bzw. 21 bei 95% ENW ein Schnitt gesetzt, wäre es Zufall, wenn dieser Schnitt an einer Intervall (Bin)-Grenze des Histogramms läge. Damit die Abweichungen nicht zu groß werden, wurde linear zwischen dem Inhalten benachbarter Intervalle interpoliert. (34)

Bild 22 zeigt die Korrelation zwischen der Elektronennachweiswahrscheinlichkeit $P(Q)' = P_{e^-}' / (P_{e^-}' + P_{\pi^-}')$ und der Impulshöhe Q , in Bild a) für das Radiatorspektrum aus Bild 13 a). Auffällig ist, daß kein Wert $P(Q)' = 1$ wie in Bild 21 a) vorkommt, da die Information nur einer Kammer zu unsicher ist.

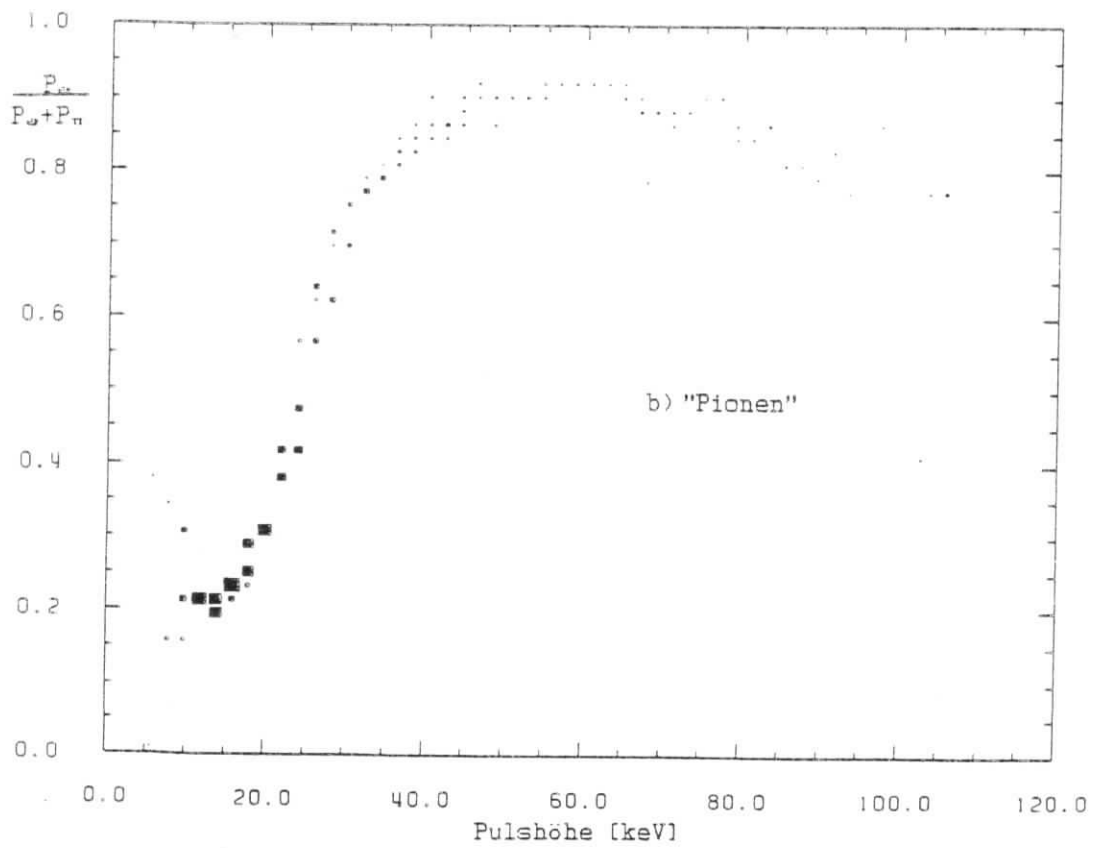
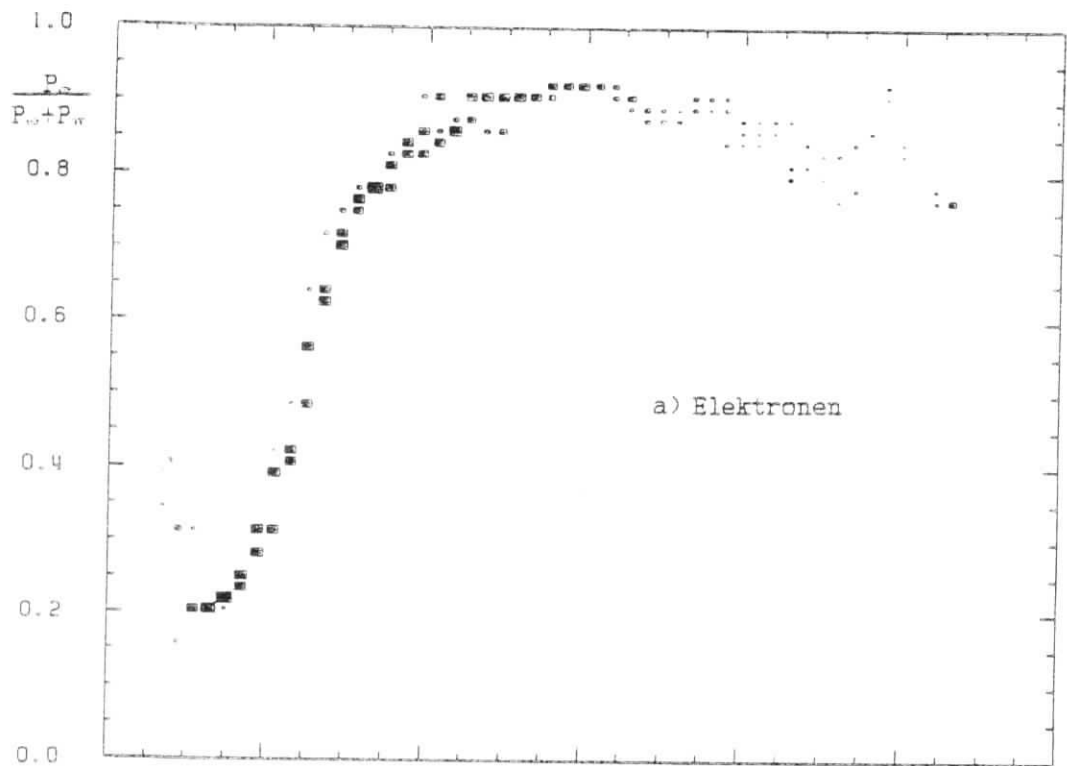
Bild 22 b) korreliert $P(Q)'$ des 3 GeV dE/dx -Spektrums mit dessen Impulshöhen Q . Man sieht den starken Einfluß der δ -Elektronen (Einträge oberhalb 25 keV), die einen fast sicheren Elektronennachweis vortäuschen.

Der Vergleich der Korrelationsplots anderer Fasern zeigt keine Unterschiede im Kurvenverlauf, sondern nur in der Verteilung der Einträge: Bei den dickeren Fasern gruppieren sich mehr Einträge bei kleinen und großen Impulshöhen als bei den dünneren. Dies spiegelt die unterschiedlichen Spektrformen wider.

Die Zusammenstellung der Mittelwerte in Tabelle 9 ergab, daß sich ab etwa 3 GeV die mittleren deponierten Photonenenergien der Fasern nur noch unwesentlich unterscheiden. Beide Resultate werden so interpretiert: Bei der dünneren 20 μm Faser ist die Zahl der in der Kammer konvertierten Photonen höher, aber ihre mittlere Photonenenergie geringer. Bei der dickeren 48 μm Faser konvertieren weniger Photonen, dafür aber mit größerer Energie. Deshalb sind die Mittelwerte für beide Fasern etwa gleich. Bei den dickeren Fasern gibt es jedoch relativ viele Ereignisse ohne TR-Photonen, was dazu führt, daß sich die Einträge im Korrelationsplot auf hohe und niedrige Impulshöhen polarisieren.

Welches Spektrum gewährleistet eine bessere Trennung? Das weichere oder das härtere mit geringerer Photonenzahl? Unter Vorwegnahme der Ergebnisse aus 7.1, die eine Verringerung der Pionenverunreinigung mit abnehmendem Faserdurchmesser ergeben, läßt sich sagen: Für eine effektive Teilchentrennung ist eine hohe Zahl nachgewiesener Photonen pro Elektronenereignis ausschlaggebend und erst in zweiter Linie eine große Photonenenergie.

Bild 22: Korrelation der Elektronenwahrscheinlichkeit $P(Q)'$ mit der Impulshöhe des 48 μm -Radiator Spektrums bei 6.6 GeV in Bild a) und der des 3 GeV dE/dx Spektrums in Bild b).



6.5 Vergleich der Auswerteverfahren

Die Meßdaten des endgültigen Aufbaus wurden mit allen drei Verfahren ausgewertet. Die Pionenverunreinigung (PVG) bei fester Elektronennachweiswahrscheinlichkeit (ENW) verringerte sich mit zunehmender, zur Trennung eingesetzter Information in der erwarteten Reihenfolge. Dies ist beispielsweise in Bild 23 gezeigt. Die Darstellung gibt die PVG in Abhängigkeit von der ENW für alle drei Verfahren an: Im Vergleich zu Q(4) (Arithmetic Mean) stellt Q(3/4) (Truncated Mean) eine deutliche Verbesserung dar und wird von P(Q)⁴ (Likelihood) noch übertroffen.

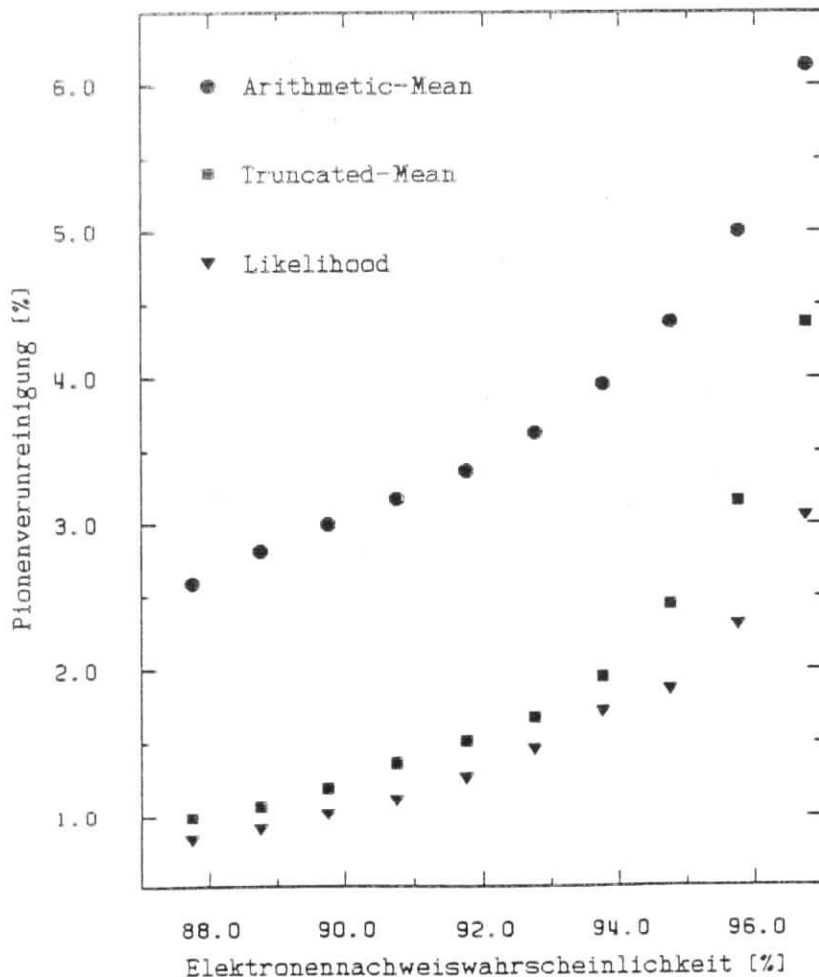


Bild 23: Pionenverunreinigung in Abhängigkeit von der Elektronennachweiswahrscheinlichkeit für alle drei Auswerteverfahren. (38 μ m, 4 GeV)

Für alle Fasern und Energien zwischen 1 und 6.6 GeV ist bei ENW = 95% der deutliche Vorteil von Q(3/4) gegenüber Q(4) anhand eines Korrelationsplots in Bild 24 dargestellt. Rechentechnisch besteht zwischen Q(3/4) und Q(4) kein nennenswerter Unterschied.

Dagegen ist die Likelihood-Methode $P(Q)^4$ ein vergleichsweise aufwendiges Analyseverfahren, da aus den Impulshöhenspektren zuerst die normierten und geglätteten Wahrscheinlichkeitsverteilungen gebildet werden müssen, bevor die Verteilungen der Likelihood-Quotienten erstellt werden können.

$P(Q)^4$ bietet gegenüber Q(3/4) und Q(4) den Vorteil, daß die einzelnen Kammern des TRDs unabhängig voneinander ausgewertet werden. Deshalb bereitet es keine Schwierigkeiten, wenn die Kammern unterschiedlich lang sind oder nicht die gleiche Gasverstärkung haben. Bei Q(3/4) oder Q(4) hingegen müßten in diesem Fall bei der Mittelung Gewichtungen eingeführt werden.

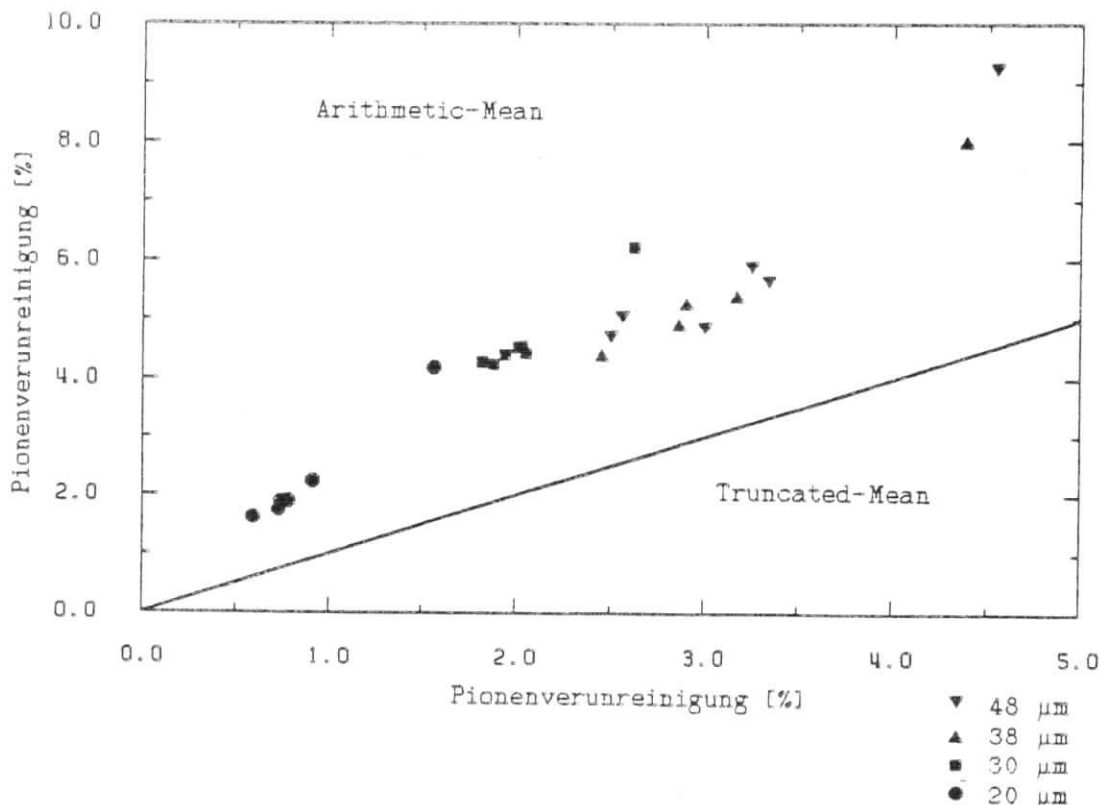


Bild 24: Korrelation der Pionenverunreinigungen bei 95% Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen Truncated-Mean und Arithmetic-Mean für alle Meßpunkte von 1 bis 6.6 GeV.

7. $e-\pi$ -Trennung bis 100 GeV

Die Meßergebnisse ermöglichen Aussagen über die $e-\pi$ -Trennung im Niederenergiebereich zwischen 0.6 und 6.6 GeV, bei einer vom Radiator abhängigen Einsatzenergie, ab der das Pion merklich strahlt, sowie bei 160 GeV, da $\gamma_{\pi}(0.6 \text{ GeV}) = \gamma_{\pi}(160 \text{ GeV})$.

Neben den Resultaten des 40 cm langen Aufbaus für diese drei Energiebereiche werden auch die kürzeren (30 cm) und längeren (60 cm) Anordnungen besprochen. Abschließend erfolgt durch eine Fehlerbetrachtung und einen Vergleich mit TRDs anderer Arbeitsgruppen eine Bewertung der Ergebnisse.

7.1 Ergebnisse

Eine repräsentative Zusammenstellung der Meßergebnisse in Abhängigkeit von der Energie gibt die Darstellung 25, die in diesem Abschnitt unterteilt nach den drei Energiebereichen besprochen wird.

0.6 bis 6.6 GeV: In diesem Bereich wurde das Elektronenverhalten direkt gemessen, wohingegen für die Pionen angenommen wurde, daß sie keine TR auslösen und nur Ionisationsenergie in der Kammer deponieren. Ihr zu erwartender Ionisationsverlust wurde aus dem der Elektronen ermittelt.

Die Trenninformation steckt nicht nur in den TR-Photonen der Elektronen, sondern auch im unterschiedlichen Ionisationsverlust beider Teilchen. Dieser Unterschied verringert sich mit zunehmendem Teilchenimpuls. Gleichzeitig nimmt die TR-Ausbeute in der gleichen Größenordnung zu. Deshalb ergibt sich ein Minimum der PVG und zwar bei umso höherer Energie, je später die Radiatoren das TR-Sättigungsplateau erreichen, d.h. je dicker die Fasern sind. Das Minimum für 20 μm liegt bei 1.5 GeV und für 48 μm erst am Rande des betrachteten Niederenergieintervalls.

Die PVG ist umso niedriger, je dünner die Faser ist. Wie erwähnt, liegt dies für Energien oberhalb 2 GeV nicht an einer geringeren Gesamt-TR-Energie, die in der Kammer konvertiert, sondern an der größeren Photonenzahl pro Elektronenereignis (Kapitel 6.4). Für den Bereich unterhalb 2 GeV kommt verstärkend hinzu, daß die dickeren Fasern weniger steil die optimale TR-Ausbeute des Sättigungsplateaus erreichen.

Einsatzenergie: Als Einsatzenergie wird die vom Radiator abhängige Energie bezeichnet, bei der die pionische TR um 2.5% über dem mittleren Ionisationsverlust der Elektronen bei 3 GeV liegt. Obwohl diese Definition etwas willkürlich erscheinen mag, erlaubt sie anhand der vorliegenden Daten eine sinnvolle Abschätzung des effektiven Energiebereiches eines gegebenen TRD-Systems.

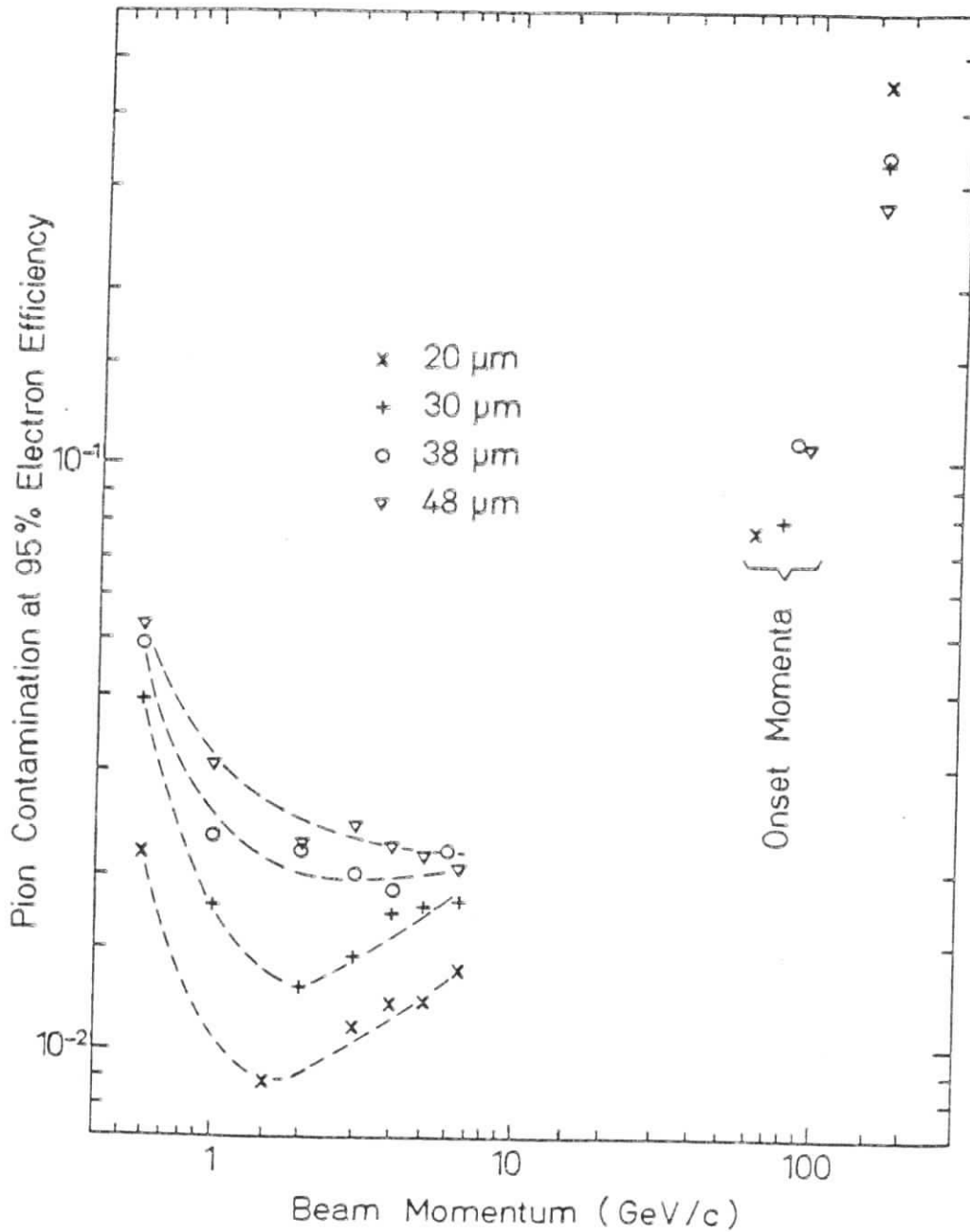


Bild 25: Zusammenfassung der Ergebnisse für alle vier Radiatoren in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Dargestellt ist die Pionenverunreinigung bei 95% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit, ausgewertet nach der Likelihood-Methode (vier Module, 40 cm) für die drei im Text genannten Energiebereiche. Die Verbindungslinien im Niederenergiebereich dienen nur der Übersicht. (33)

Bei der Einsatzenergie ist die Simulation des Pionenverhaltens durch das nicht herabskalierte 3 GeV dE/dx-Elektronenspektrum zulässig. (Auch unter dem Gesichtspunkt, daß der Ionisationsverlust des Pions geringer als der des Elektrons ist; bei 160 GeV beispielsweise kann für das Pion aus der Elektronenmessung bei 0.6 GeV - da $\gamma_{\pi}(0.6 \text{ GeV}) = \gamma_{\pi}(160 \text{ GeV})$ - immer noch ein um 2.5% niedrigerer Ionisationsverlust als für das Elektron bei 3 GeV abgeleitet werden, was aus Tabelle 9 ersichtlich wird.)

Die Einsatzenergien wurden mit dem Simulationsprogramm für die vier Faserradiatoren errechnet und sind in Tabelle 10 zusammengestellt. Überwiegend sind sie bei den eingesetzten Radiatoren, die auf einem gleich hohen Plateau sättigen, vom Faserdurchmesser abhängig. Bei steigender Zahl der Übergänge jedoch nähmen die Einsatzenergien ab.

Die angegebenen Werte werden von einer Messung am Fermilab mit 20 μm dicken Lithium- und Polypropylenfolien gestützt. 50 GeV Pionen lösten keine nachweisbare TR aus [BOS 75]. Eine andere Messung mit 1000 50 μm dicken Lithiumfolien vor einer mit Xenon gefüllten Kammer brachte bei 0.5 GeV Elektronen (entspricht 130 GeV Pionen) eine Erhöhung des Ionisationsverlustes von nur 4% [FIS 75].

Faserdurchmesser:	20 μm	30 μm	38 μm	48 μm
Einsatzenergie :	62 GeV	76 GeV	84 GeV	92 GeV

Tabelle 10: Einsatzenergien der Faserradiatoren, definiert als die Energie, bei der die von Pionen ausgelöste TR 2.5% über dem mittleren Ionisationsverlust der Elektronen bei 3.0 GeV liegt.

Für das Elektronenverhalten oberhalb 6.6 GeV gelten die Messungen bei 6.6 GeV als untere Abschätzung, da der dE/dx-Energieverlust konstant bleibt und der TR-Energieverlust nur noch geringfügig ansteigt. Deshalb sind die herangezogenen Datensätze bei 6.6 GeV und der Einsatzenergie bis auf die Tatsache identisch, daß kein Skalierungsfaktor eingerechnet wurde, d.h. die Trenninformation ausschließlich aus der Übergangsstrahlung stammt.

Aus diesem Grund bleibt bei der Einsatzenergie auch die Rangfolge der Fasern aus dem Niederenergiebereich erhalten. Bis zur Einsatzenergie trennen alle Radiatoren besser als 10% bei 95% ENW. Die 48 μm Faser leistet dies in einem um 50% breiteren Energieband als die 20 μm Faser. Bei gleicher Füllichte der unterschiedlich dicken Fasern besteht ein Konflikt zwischen Trennschärfe und Breite des effektiven Energiebandes.

160 GeV: Alle Berechnungen beruhen darauf, daß sowohl die TR als auch der Ionisationsverlust nur vom Lorentzfaktor γ und nicht von der Teilchenmasse bestimmt werden. Deshalb kann aus der Elektronenmessung bei 0.6 GeV mit Radiator auf das Pionenverhalten bei 160 GeV geschlossen werden. Das Elektronenverhalten wird wieder durch das bei 6.6 GeV abgeschätzt.

Die Rangfolge aus dem Niederenergiebereich wird umgedreht. Dies kündigte sich schon in Bild 17 an und ist eine Konsequenz der mit der Faserdicke abnehmenden Pionenstrahlung bei kleinen γ -Werten. Der 48 μm Radiator in einem 40 cm langen Aufbau erlaubt bei 160 GeV eine PVG von besser als 20%. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, wie sich diese Ergebnisse bei längerer Detektorlänge und/oder kleinerer ENW verbessern.

7.2 Variation der Detektorlänge und Nachweiswahrscheinlichkeit

Wird die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit weiter verringert, verbessern sich die Werte für die Pionenverunreinigung aus Bild 25, dargestellt in den Bildern 26, 27 und 28.

Bild 26 zeigt dies für eine feste Energie am Beispiel der Folien sowie 20 und 48 μm Fasern. Mit abnehmender Nachweiswahrscheinlichkeit verändert sich die Rangfolge der Fasern im dargestellten Intervall (35) nicht.

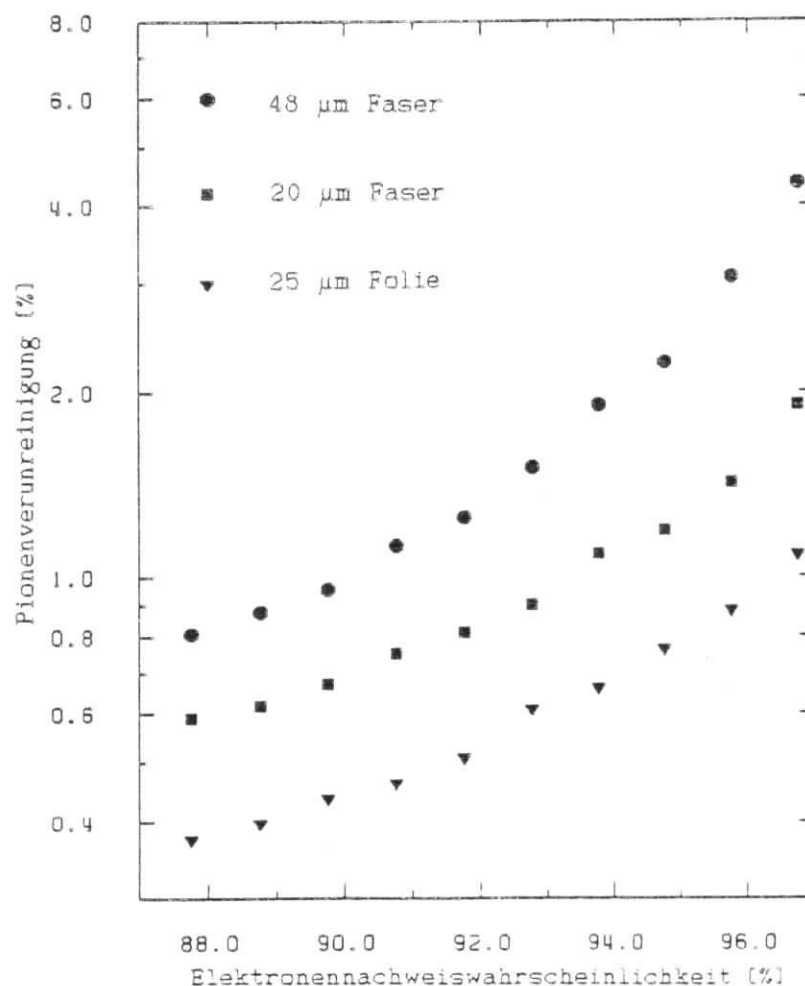


Bild 26: Pionenverunreinigung in Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für vier 48 und 20 μm Faserradiatoren sowie vier 25 μm Folienradiatoren bei einer Strahlenergie von 4 GeV.

Bild 27 zeigt Ergebnisse, die im Hinblick auf den TRD im Forward Track Detector (FTD) bei H1 aus den Messungen abgeleitet wurden. Es sollen drei Radiator-Kammer-Module zum Einsatz kommen. Deshalb wurden die Werte der 30 μm Faser für drei Module bei ENW = 90% in Abhängigkeit der Energie dargestellt. Im ganzen Energiebereich bis zur Einsatzenergie liegt die PVG unter 10%.

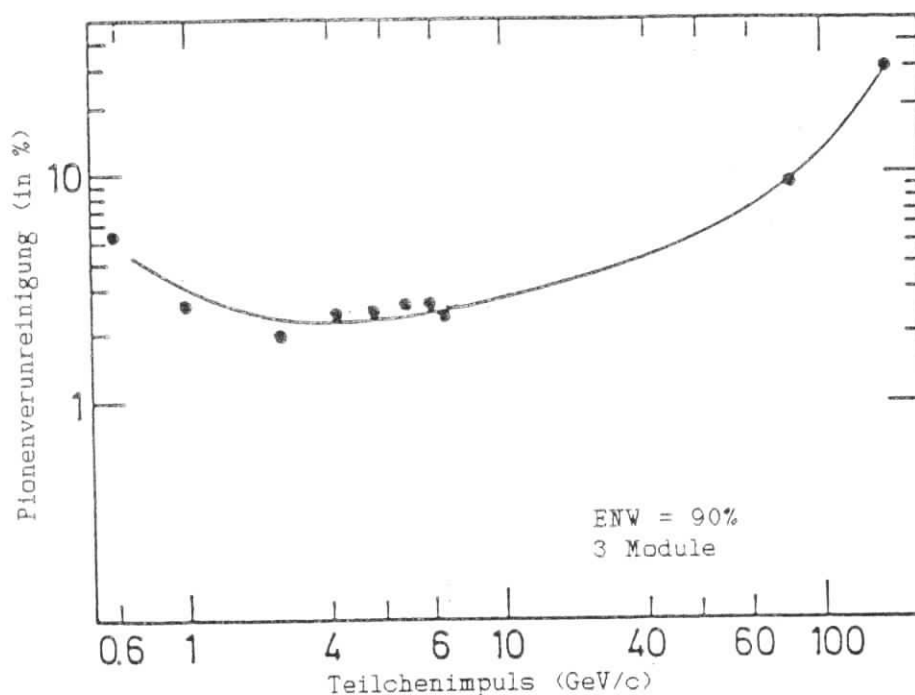


Bild 27: Pionenverunreinigung bei 90% Nachweiswahrscheinlichkeit für drei Radiator-Kammer-Module der 30 μm Faser in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

In Kapitel 5.1 wurde das Verfahren besprochen, mit dem aus dem Datensatz einer Kammer vier und sechs Kammern simuliert werden können. Die erzielten Hochrechnungen gelten als untere Abschätzung, weil der Mehr-Kammer-Effekt (Kapitel 6.3) unberücksichtigt bleibt. Die Hochrechnungen von vier auf sechs Kammern sind genauer, wenn die fünfte und sechste Kammer aus den Daten der dritten und vierten Kammer des nachfolgenden Ereignisses gezogen werden, weil nach Bild 20 a) der Mehr-Kammer-Effekt ab der dritten Kammer keine wesentliche Veränderung mehr bringt.

Die PVG in Abhängigkeit von der ENW ist in Bild 28 für den gemessenen 40 cm langen Aufbau und den daraus simulierten 60 cm langen TRD aufgetragen. Zur besseren Übersicht ist in Tabelle 11 zusammengestellt, wie sich die PVG bei 90% ENW mit der Detektorlänge verbessert.

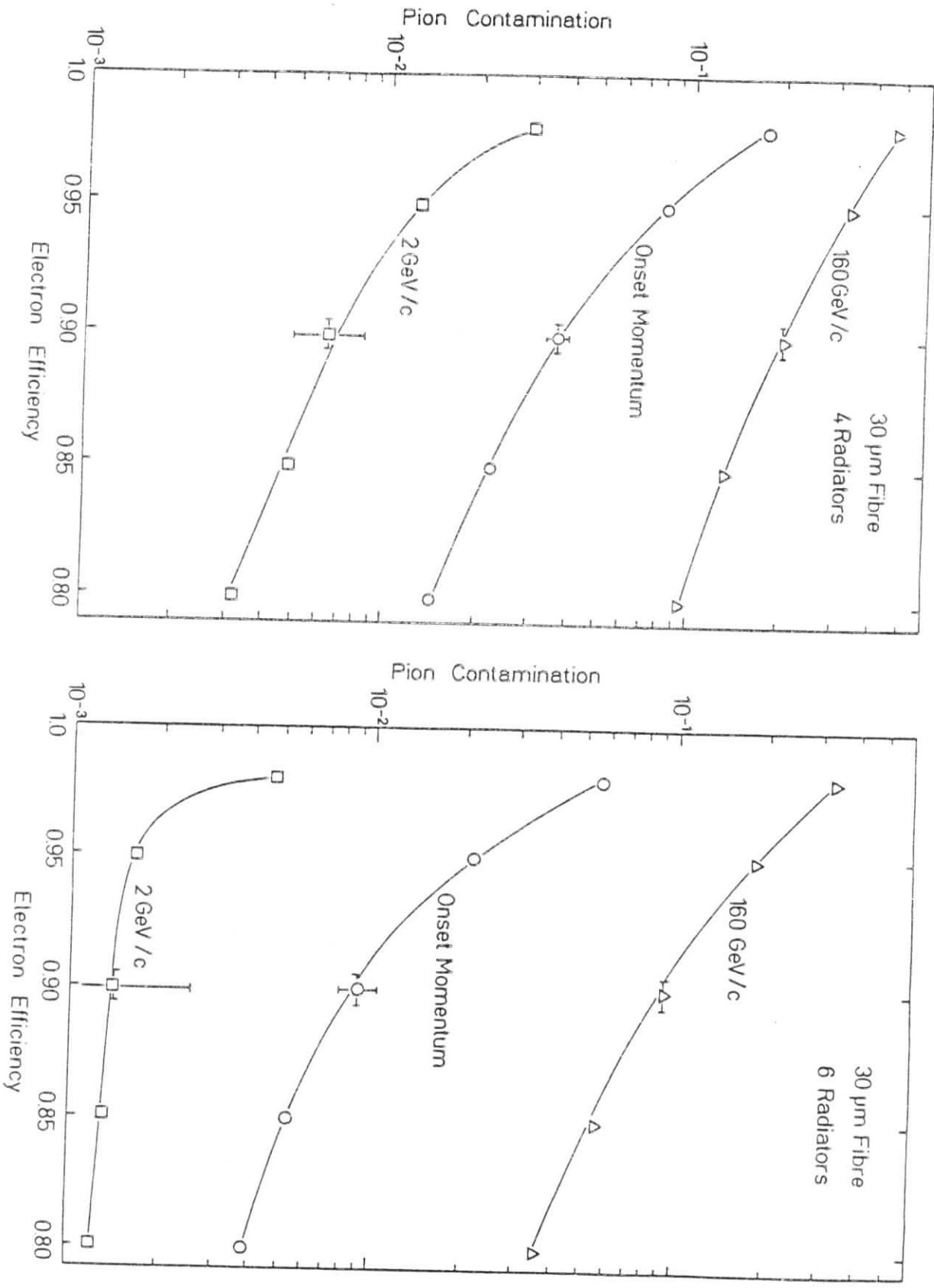


Bild 28: Pionenverunreinigung in Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit. a) Vier-Modul-, b) daraus errechneter Sechs-Modul-Aufbau. (30 μm)

Module	2 GeV	Einsatzenergie	160 GeV
3	1.9%	9.2%	30%
4	0.6%	3.6%	21%
5	0.2%	1.9%	14%
6	0.1%	0.9%	9%

Tabelle 11: Pionenverunreinigung bei 90% Nachweiswahrscheinlichkeit für einen 30, 40, 50 bzw. 60 cm langen TRD mit 30 μ m Faserradiatoren, ausgewertet nach Likelihood.

Die nächste Tabelle trägt die Ergebnisse aus der Veränderung der Radiatorlängen zusammen. Wie in Kapitel 6.3 vorweggenommen, erzielt die Anordnung |100|75|50|50| die besten Ergebnisse, obwohl sie 25 mm kürzer als die Anordnung aus gleichlangen Radiatoren mit je 75 mm ist. Ein sehr gutes Verhältnis aus Detektorlänge und Trennvermögen ergibt die Hochrechnung des Aufbaus |100|75|50|25| auf |100|75|50|50|25|25| mit 6 Modulen und einer Gesamtlänge von nur 48 cm.

Detektor-/Radiatorlänge	90% ENW	95% ENW
404 \approx 75 75 75 75	1.0%	1.8%
354 \approx 100 75 50 25	0.9%	1.7%
354 \approx 100 50 50 50	0.8%	1.6%
379 \approx 100 75 50 50	0.6%	1.1%
481 \approx 100 75 50 50 25 25	0.2%	0.5%

Tabelle 12: Variation der Radiatorlänge. Links steht die Gesamtlänge (26 mm Kammern) und die der Radiatoren (in mm). Angegeben ist die Pionenverunreinigung, ausgewertet nach Likelihood für Meßwerte von vier Modulen und unten für einen daraus simulierten 6-Modul-Aufbau. (30 μ m, 6 GeV)

7.3 Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit die Feststellung verlässlich ist, daß beispielsweise bei 95% ENW mit einer PVG von 4% zu rechnen ist. Die fehlerbehafteten Größen sind sowohl die ENW als auch die PVG.

Als apparative Fehler werden die Schwankungen der Gasverstärkung betrachtet, als systematische Fehler der Auswerteverfahren die durch Binning-Effekte, Überlaufkanal und besonders durch die Unsicherheit bezüglich des Skalierungsfaktors entstehenden Abweichungen. Die dritte Fehlergröße ist der statistische Fehler der Meßwerte.

Statistischer Fehler: Für eine fehlerbehaftete ENW $(100 - y)\%$ sei der Schnitt in der Verteilung (Bild 13 oder Bild 21) bei einem bestimmten Energiewert (oder Wahrscheinlichkeitswert) fest eingestellt. Bei N Ereignissen fallen im Mittel Ny Teilchen unterhalb dieser Schwelle. Der Fehler dieser Mittelwertangabe folgt der Poissonstatistik, da es sich um ein Zählexperiment mit der Fragestellung handelt: Wieviele Teilchen liegen zwischen 0 und x ? Gleiches gilt für den statistischen Fehler $\sigma_{st,\pi}$ der fehlerbehafteten Pionenverunreinigung z :

$$(7-1) \quad \begin{aligned} \sigma_{st,e} &= (y/N)^{1/2} \\ \sigma_{st,\pi} &= (z/N)^{1/2} \end{aligned}$$

Beide Fehler hängen von der Ereigniszahl N und der ENW $(1-y)\%$ ab. Sie sind jedoch unabhängig von der Kammerzahl des Aufbaus, da die Auswerteverfahren, um zu einer schmaleren Verteilung zu gelangen, die Ereignisse der verschiedenen Kammern zu einem Ereignis kombinieren. Dadurch wird aber nicht die Zahl der Ereignisse, die der Verteilung zugrunde liegen, erhöht.

Zum Fehler der Trenngrößen addiert sich noch der apparative Fehler σ_{ap} und der systematische Fehler σ_{sv} zum Gesamtfehler:

$$(7-2) \quad \begin{aligned} \sigma_e^2(N,y) &= y/N + \sigma_{sv}^2 + \sigma_{ap}^2 \\ \sigma_\pi^2(N,z) &= z/N + \sigma_{sv}^2 + \sigma_{ap}^2 \end{aligned}$$

Dieser Gesamtfehler wurde aus L unabhängigen und gleichwertigen Einzelmessungen derselben Einstellung nach folgender Formel bestimmt:

$$(7-3) \quad \sigma_e^2(N,y) = \frac{1}{L-1} \sum_{i=1}^L (y-y_i)^2 \cdot N^2$$

($\sigma_\pi^2(N,z)$ entsprechend)

Dazu wurde für alle betrachteten Einzelmessungen bei festem Schnitt an der Stelle x ermittelt, wieviele Teilchen im Elektronenspektrum unterhalb x liegen (für σ_e) und im "Pionenspektrum" oberhalb x (für σ_π).

Als Ergebnis stellte sich heraus, daß $\sigma_x \approx \sigma_{st,x}$ bzw. $\sigma_\pi \approx \sigma_{st,\pi}$, d.h. die apparativen Fehler durch die Eichmessungen (Kapitel 4.1) und die systematischen Fehler durch das Interpolationsverfahren - bei $P(Q)^4$ zusätzlich durch die Glättung (Kapitel 6.4) - im Vergleich zum statistischen Fehlern vernachlässigbar waren. (In Kapitel 6.2 wurde dies auch für die Fehler der Mittelwerte festgestellt.)

Unsicherheit des Skalierungsfaktors: Die Unsicherheit der zwischen 0.6 und 6.6 GeV in die Referenzspektren eingerechneten Skalierungsfaktoren (Skal) wird auf maximal $\pm 5\%$ geschätzt (20). Diese Unsicherheit wirkt bei fester ENW auf die resultierende PVG. Ist die Skalierung niedriger, verschiebt sich das "Pionenspektrum" zu höheren Energien in das Elektronenspektrum hinein. Umgekehrt bei höherer Skalierung.

Folglich wird die Schwankung der PVG in Abhängigkeit von Skal durch die Spektrenform bestimmt, genauer durch die Form des Landauschwanzes der gemessenen 3 GeV dE/dx -Spektren. Neben dem absoluten Wert der fehlerbehafteten PVG hängt der Fehler von der Zahl der Kammern ab. Das Spektrum wird mit zunehmender Kammerzahl steiler, was zu einer größeren Empfindlichkeit der PVG aufgrund von Skal führt. Außerdem ist die Spektrenform bei $Q(3/4)$ steiler als bei $Q(4)$.

Um eine Vorstellung von der Größe des Effekts zu erhalten, wurde in Abhängigkeit von der PVG für verschiedene Spektrenformen die Schwelle an der Stelle $x(z)$ um $\pm 5\%$ variiert. Das Ergebnis genügt folgender Faustregel: Ändert sich Skal um $+5\%$, dann verbessert sich für alle PVGen z zwischen 0.5 und 40% der Ausgangswert z um -20% (von z). Bei einer Verringerung von Skal um -5% verschlechtert sich z um 35% (von z). Innerhalb dieser Grenzen ist die Abhängigkeit der Spektrenform eingeschlossen.

Beim $P(Q)^4$ Verfahren hängt der Einfluß der unsicheren Skalierung zusätzlich von der Form des Radiatorspektrums ab, weshalb er nicht für alle Radiatoren und Energien geschlossen behandelt werden kann. Deshalb wurde für einzelne Meßpunkte die Abweichung von Skal normalverteilt mit einer Standardabweichung von 5% simuliert, und die PVGen neu bestimmt. Als Ergebnis zeigte sich, daß im Bereich zwischen 0.5 und 40% PVG der funktionale Zusammenhang zwischen dem Skal-Fehler und dem PVG-Fehler stetig ist, und daß die Veränderungen ebenfalls für alle Radiatoren, Energien und Kammerzahlen zwischen 3 und 6 innerhalb der angegebenen Grenzen von -20% und $+35\%$ liegen.

Für Messungen mit $N = 5120$ sind in Tabelle 13 die Werte für die unsymmetrischen Fehler $\sigma_x^2 = \sigma_{st,x}^2 + \sigma_{sk,x}^2$ der PVG eingetragen. Ab 2% PVG dominiert der Skalierungsfehler $\sigma_{sk,x}$ über dem statistischen Fehler $\sigma_{st,x}$. Der horizontale Fehlerbalken $\sigma_y = \sigma_{st,y}$ für die ENW ist symmetrisch. In Abbildung 28 sind beispielhaft einige Fehlerkreuze eingetragen, die nur wegen des logarithmischen Maßstabs in beiden Richtungen symmetrisch aussehen.

$z y$	σ_v	σ_{z^-}	σ_{z^+}
0.5%	0.1%	0.1%	0.2%
1.0%	0.1%	0.2%	0.4%
1.5%	0.2%	0.4%	0.6%
2.0%	0.2%	0.5%	0.7%
3.0%	0.2%	0.7%	1.1%
4.0%	0.3%	0.9%	1.4%
5.0%	0.3%	1.1%	1.8%
10.0%	0.4%	2.1%	3.5%
15.0%	0.5%	3.1%	5.2%
20.0%	0.6%	4.1%	7.0%
25.0%	0.7%	5.1%	8.7%
30.0%	0.8%	6.1%	10.4%
35.0%	0.8%	7.1%	12.2%
40.0%	0.9%	8.1%	13.9%

Tabelle 13: Fehlertabelle für einige Werte der FVG z in % und ENW $(1-y)\%$. σ_v ist der symmetrische Fehler der ENW, σ_{z^-} ist die untere Hälfte des Fehlerbalkens der FVG (zu kleineren Werten der FVG), σ_{z^+} die obere Hälfte.

7.4 Vergleich mit anderen Messungen

Zum Vergleich wurden bekannte Veröffentlichungen ab 1983 herangezogen, die eine e/π -Trennung untersucht haben. Ausgenommen wurden [DEN 84], da der TRD 3.6 m lang ist, und [WAT 86], da derselbe Detektor in [KUR 85] beschrieben ist. Die in Tabelle 14 eingetragenen Pionenverunreinigungen sind bei 2 GeV bzw. 5 GeV mit der Ladungsintegrationsmethode und Proportionalkammern bei 90 % Elektronennachweiswahrscheinlichkeit gemessen worden.

Mit Ausnahme von [BAU 83] erfolgte die Auswertung nach der besseren Likelihood-Methode. [KUR 85] haben auch Lithiumradiatoren im selben Aufbau getestet, die aber keine Verbesserung brachten. Alle TRDs, ausgenommen [BAU 83], setzten sich aus identischen Modulen zusammen. [BAU 83] verwendeten unterschiedliche Radiatorlängen: 100|60|50|50|50. Allerdings haben [KUR 85] nur ein Modul gemessen und aus diesem vier simuliert (was die etwas höhere Pionenverunreinigung erklären könnte).

Messungen mit "echten" Pionen am CERN wurden dem "Zeus-Proposal" [ZEU 86] entnommen. Eine befriedigende Klärung, warum deren Ergebnisse um einen Faktor 6-8 von anderen abweichen, konnte nicht herbeigeführt werden.

Von der Hamburger Arbeitsgruppe am II. Institut für Experimentalphysik sind in der Tabelle 14 Ergebnisse aus 1983 unter [BUE 83] sowie aus dieser Arbeit unter +TEB 86+ eingetragen. Bemerkenswert an dieser Zusammenstellung ist, daß die Gasmischungen aus Xenon-Argon und Xenon-Krypton dem reinen Xenon (plus Quencher) nicht unterlegen sind.

Literatur	Radiator	l_1/d	l_2/d	Kammerngas	x	M	L	PVG
2 GeV:								
[BAU 83]	Kohlefasern	12 μ m	200 μ m	95% Xe	10mm	5	46cm	1.9%
[BUE 83]	CH ₂ -Fasern	20 μ m	280 μ m	95% Xe-Ar	26mm	4	40cm	0.5%
[ART 84]	Mylarfolien	12 μ m	300 μ m	90% Xe	15mm	6	65cm	0.9%
[KUR 85]	CH ₂ -Fasern	17 μ m	140 μ m	90% Xe	30mm	4	32cm	1.7%
+TEB 86+	CH ₂ -Fasern	20 μ m	110 μ m	95% Xe-Kr	26mm	4	40cm	0.4%
+TEB 86+	CH ₂ -Folien	25 μ m	200 μ m	95% Xe-Kr	26mm	4	40cm	0.3%
5 GeV:								
[ZEU 86]	CH ₂ -Fasern	20 μ m	200 μ m	90%Xe	16mm	4	40cm	5.6%
[ZEU 86]	CH ₂ -Folien	30 μ m	200 μ m	90%Xe	16mm	4	40cm	3.0%
+TEB 86+	CH ₂ -Fasern	20 μ m	110 μ m	95% Xe-Kr	26mm	4	40cm	0.7%
+TEB 86+	CH ₂ -Folien	25 μ m	200 μ m	95% Xe-Kr	26mm	4	40cm	0.5%

Tabelle 14: Meßergebnisse unterschiedlicher Aufbauten im Vergleich. l_1/d sind Foliendicke, bzw. Faserdurchmesser, l_2/d sind die Gaszwischenräume, x die Dicke der Kammerngasschicht, M die Anzahl an Modulen, L die Gesamtlänge des TRDs, PVG die Pionenverunreinigung bei 90% Elektronennachweiswahrscheinlichkeit.

Zusammenfassung

Diese Arbeit berichtet über Messungen, die im Sommer und Herbst 1985 mit verschiedenen Übergangsstrahlungsdetektoren durchgeführt wurden, um eine mögliche Pion-Elektron-Trennung im Energiebereich bis 100 GeV zu untersuchen.

Die vorgestellten Ergebnisse wurden mit Proportionalkammern, ausgelesen über die Ladungsintegrationsmethode, ermittelt. Gleichzeitig durchgeführte Messungen mit einer Driftkammer, ausgewertet nach der Cluster-Analyse, werden in der parallel entstandenen Diplomarbeit von H.J. Butt behandelt.

Alle Daten wurden am DESY mit Elektronenenergien zwischen 0.6 und 6.6 GeV aufgenommen. Zuerst erfolgte ein Vergleich 50 verschiedener Radiator-Kammer-Kombinationen, aus denen vier endgültige Aufbauten, die sich nur noch im Durchmesser der Polypropylenfasern unterschieden, ausgewählt wurden.

Die endgültigen Radiatoren hatten eine Füllichte zwischen 0.14 g/cm^3 und 0.16 g/cm^3 mit einer Länge von 75 mm. Die Polypropylenfasern zeichnen sich im Vergleich zu Folienradiatoren durch eine besonders einfache Handhabung aus. Faserradiatoren erreichten etwa 85% der Übergangsstrahlungsausbeute entsprechender Folienradiatoren. Radiatoren aus Hartschäumen erwiesen sich einem auf kleinste Länge optimierten Faser- oder Folienradiator als weitaus unterlegen.

Die Nachweiskammern hatten eine Gasschicht von 26 mm. Sie wurden mit einer relativ unempfindlichen Gasmischung aus Xenon-Krypton-Methan (47.5 : 47.5 : 5%) betrieben und über ladungsintegrierende Vorverstärker ausgelesen.

Der Übergangsstrahlungsdetektor setzte sich aus vier identischen Radiator-Kammer-Modulen zusammen, hatte eine Gesamtlänge von 40 cm und eine Strahlungslänge von 7%.

Simulationsrechnungen - auch geeignet für irreguläre Radiatoren - können die in den Kammern deponierten Energiemittelwerte sehr gut wiedergeben. Als bestes Auswerteverfahren stellt sich die Maximum-Likelihood-Methode heraus.

Bei einer Elektronennachweiswahrscheinlichkeit von 90% ist die Pionenverunreinigung für den $30 \mu\text{m}$ Faser-Aufbau besser als 4% im Energiebereich zwischen 0.6 GeV und 75 GeV und für den $48 \mu\text{m}$ Faser-Aufbau bis 90 GeV besser als 5%. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 95% steigt die Verunreinigung um einen Faktor 2.

Die Resultate verbessern sich, wenn weitere Module hinzugefügt oder die Radiatorlängen unterschiedlich lang gewählt werden. Das weniger gute Trennvermögen der dickeren Fasern wird bei gleicher Füllichte der Radiatoren auf eine geringere Zahl in der Kammer konvertierter Photonen pro Elektronenereignis zurückgeführt. Jedoch erlauben die dickeren Fasern einen Einsatz des Detektors über ein breiteres Energieband.

Anmerkungen

- (1) Zur Einführung in das Thema eignen sich die Diplomarbeiten aus Bonn von St. Paul 1982, St. Holzkamp 1983, G. Körsgen 1983 und M. Baake 1984, aus Aachen von B. Bauche 1983 und H. Weidkamp 1984 sowie aus Hamburg von A. Büngener 1983.
- (2) Dies bedeutet keine Einschränkung, da Gleichung (1-3a) symmetrisch unter Vertauschung von ω_1 und ω_2 ist.
- (3) Es gibt auch Experimente, bei denen die Übergangsstrahlung von der Ionisationsspur getrennt wird [DEU 81 u. a.].
- (4) Unter welchen Bedingungen bei dieser Rechnung die Vielfachstreuung des Teilchens in der Materie vernachlässigt werden darf, diskutiert Cherry in [CHE 77].
- (5) Das entsprechende Programm verdanken wir Prof. M. Holder, Siegen. Ursprünglich kam es über Dr. R. Schulte, Aachen von Prof. G.-C. Moneti, N.Y. Es nutzt die sogenannte "Peaking Approximation".
- (6) Diese beiden Kohlenwasserstoffe, die sich chemisch nur in ihrer Struktur unterscheiden, haben die geringstmögliche Dichte, die bei Kunststoffen erzielt werden kann. Deshalb wird ein Drittel aller in der BRD erzeugten Kunststoffe aus ihnen hergestellt.
- (7) Flüssiger Wasserstoff scheidet wegen technischen Problemen aus.
- (8) Du Pont Wilmington, USA.
- (9) Memminger Folienwerke, 8940 Memmingen.
- (10) Dow Chemical Company, USA. Geometrische Daten von Ethafoam 220 in [FAB 77], die Dichte ist 0.04 g/cm^3 .
- (11) Röhm GmbH, 6100 Darmstadt. Eigenschaften des Werkstoffs in der Zeitschrift "Kunststoffe", 64. Jahrgang 1974, Heft 1, Seite 23-27.
- (12) Messungen des vorgeschlagenen Lithium-Hydrid-Granulats [FAB 77] sind nicht bekannt.
- (13) Diese Kompensation ist nicht vollständig, wie [WAT 86] versehenentlich angeben. Zwar erhöht sich der Ionisationsverlust ebenfalls um $1/\cos\theta$, doch die hinter dem Radiator sichtbare TR-Energie steigt wegen der Selbstabsorption nicht proportional mit der Zahl der Übergänge (siehe Kapitel 2.4).
- (14) Private Mitteilung von G. Körsgen und St. Holzkamp, Bonn.
- (15) Die Vorschläge für die drei TR-Radiatoren im Forward Track Detector (FTD) bei H1 lassen den Faserdurchmesser noch offen.
- (16) Korrigiere Druckfehler in Formel (4), [GAR 75]:
$$Q = \frac{1}{2}(1 + p)(1 + h_a h_b) - h_a - p h_b.$$
- (17) Private Mitteilung von Dr. W. Struczinski, Aachen, von (14) und eigene Rechnungen.
- (18) Dazu wurde die Absorption von Röntgenstrahlung zwischen 5 und 32 keV in Faserproben mit einer variablen Eichquelle (25) und den in Kapitel 4.1 beschriebenen Proportionalkammern gemessen.
- (19) Die Diskussion, ob ein TRD über Ladungsintegration oder Cluster-Analyse ausgelesen werden soll, wurde durch einen Vorschlag von Ludlam et al. [LUD 81] ausgelöst. Da bisher keine der Methoden eindeutig überlegen schien, wurden unsere Testmessungen von Anfang an so konzipiert, daß vergleichbare Messungen mit beiden Aufbauten möglich waren. Deshalb werden einige Ergebnisse, die mit der Pro-

- portionalkammer und Ladungsintegration gewonnen wurden, auch in der Diplomarbeit von H.J. Butt zur Analyse herangezogen.
- (20) Die der Darstellung zugrunde gelegten Werte wurden aus Rechnungen und Messungen für Xenon-Argon-Methan [WAL 79], sowie Krypton [COB 76] und reines Xenon [ALL 80] ermittelt. Die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren wurde nach dem Vergleich verschiedener Literaturwerte auf 5% geschätzt (Auswirkungen siehe Kapitel 7.3).
- (21) Helium eignet sich dazu, eine schwere Edelgasmischung zu verdünnen, ohne daß der Ionisationsverlust anwächst. Auf diese Art kann man die effektive Gasschicht sinnvoll variieren (z.B. SWO 82) oder verhindern, daß in hohen Kammern das Eigengewicht der schweren Gase Dichteunterschiede in der Gassäule hervorruft, die zu einer höhenabhängigen Ausbeulung der dünnen Kammerfolien führen.
- (22) Beeinflußt hat die Dickenwahl außerdem, daß der Testaufbau im Hinblick auf eine Anwendung im Forward Track Detector bei H1 auf maximal vier Module ausgelegt war und daß mit 26 mm dicken Kammern bereits gute Ergebnisse erzielt wurden [BUE 83].
- (23) Eigenschaften und Anwendung dieser Gase sind in der Gas Encyclopaedia, L'Air Liquide Division Scientifique, France 1976 nachlesbar. Der Literpreis richtet sich nach dem gewünschten Reinheitsgrad. Xenon 4.0 (99.99 Volumenprozent Reinheit) kostet 40-50.-DM. Krypton etwa 10.-DM weniger und Argon nur Bruchteile davon. Mögliche radioaktive Nuklide im Krypton beeinflussen die Messungen wegen der Triggeranordnung (siehe Kapitel 4.3) nicht.
- (24) Angefertigt bei der TEB-Gruppe, II. Institut.
- (25) Variable Energy X-Ray Source AMC. 2084, Amersham Buchler, GB.
- (26) Messer Griesheim, 4000 Düsseldorf.
- (27) Amoco Fabrics GmbH, 4432 Gronau.
- (28) Montedison Deutschland GmbH, 4030 Ratingen.
- (29) Spinnmaschinenfabrik Neumag, 2350 Neumünster.
- (30) Steen & Co GmbH, 2000 Hamburg.
- (31) Ein Teil der im Radiator herausgeschlagenen δ -Elektronen wird im Großexperiment nicht mehr in die Kammer gelangen, da sie im herrschenden Magnetfeld infolge ihres relativ geringen Impulses von einigen keV/c bis wenige 100 keV/c ausgelenkt werden.
- (32) Diese Ergebnisse wurden veröffentlicht in [BTT 86].
- (33) Eine weniger effiziente Verbesserung wäre, die Kammerdicken nach hinten ansteigen zu lassen.
- (34) Große Teile der Datentransfer- und Auswerteprogramme wurden von Dr. B. Koppitz übernommen. Aus der DESY-LIB wurden die Programmsysteme BOS (Prof. V. Blobel) und GEP eingesetzt.
- (35) Allerdings kreuzen sich die Kurven unterschiedlicher Fasern bei etwa 75% ENW, da dann die geringere Photonenzahl der dickeren Fasern nicht mehr ins Gewicht fällt, denn die Ereignisse ohne TR-Photonen werden verworfen. Für diese sehr kleinen Nachweiswahrscheinlichkeiten sind also die dickeren Fasern besser.

Anhang: Simulationsprogramme

Zwei Simulationsprogramme - für reguläre und irreguläre Radiatoren - errechnen die spektrale Intensitätsverteilung $dS/d\omega$ und in einem zweiten Schritt die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Proportionalzählkammer. Für reguläre Radiatoren liefern beide Programme übereinstimmende Ergebnisse, was in Bild 7 und anhand vergleichender Rechnungen gezeigt wurde. Die Routinen, versehen mit Kommentarkarten, stehen auf dem Datensatz 'F14KOP.TRSIMULA'.

Reguläre Radiatoren: Rechnungen, analog zu den in Kapitel 1 skizzierten, die die Reabsorption im Radiator zusätzlich einbeziehen, führen auf die Formeln (3.57) und (3.65) in [ART 75]. Sie gelten für einen Folienstapel mit fest definierten Abständen l_1 und l_2 sowie großer Folienzahl $N > 100$. Als Zwischenmedium wird Vakuum angenommen; dies wird durch einen zusätzlichen Absorptionsterm korrigiert.

Kohärente Überlagerung der an den $2N$ Übergängen entstehenden Wellenzüge vorausgesetzt, ergibt anstelle (3.57) für die effektive Folienzahl eine genauere Beziehung, die aus der Integration der Gleichung (2.19) über die Winkel θ resultiert. Dazu wird die von Prof. Moneti eingeführte Peaking- (δ -) Approximation herangezogen, die auf der hohen Folienzahl und den definierten Abständen beruht.

Eingabeparameter: Foliendicke, Radiatorlänge, Verhältnis aus Foliendicke und -abstand, Plasmafrequenz, Materialdichte, Lorentzfaktor γ .

Irreguläre Radiatoren: Die Rechnung erfolgt nach den Formeln in [GAR 75] (beachte den Druckfehler in Formel (4) (16)). Dabei werden alle Wegstrecken des Teilchens im Radiator als gammaverteilt angenommen (siehe Gleichungen (2-8) in Kapitel 2). Zwischenmedium ist Luft. Die Integration über die Winkel θ wird mit einer DESY-Routine ohne Approximation ausgeführt.

Eingabeparameter: Mittlere Durchflugstrecke in Fasern und Luft, Irregularitätsparameter für Wegstreckenverteilung in Fasern ($\alpha_M = 1.87$) und Luft ($\alpha_L = 3.3$), Plasmafrequenz, Materialdichte und Strahlungslänge beider Medien.

Berechnung der Absorptionskoeffizienten: Mit Hilfe mehrere Stützstellen wird der Absorptionskoeffizient für den Radiator μ_R in Abhängigkeit von der Energie E approximiert mit $\mu_R \propto E^{-2.1}$ für Energien kleiner als die Energie der kleinsten Stützstelle, und $\mu_R \approx \exp(E)$ sonst. Für Energien bis 32 keV wurden die Koeffizienten gemessen (18), für Energien darüber aus [HAN 83] entnommen.

Die Koeffizienten für die Gasmischung werden einfacher bestimmt. Es genügt eine Stützstelle [HAN 83] und die Vorgabe $\mu_G \propto E^{-2.1}$. Nur die Absorptionskanten werden besonders berücksichtigt, der Absorptionskoeffizient für Energien darüber entsprechend erhöht.

Zusätzlich wird ein Korrekturfaktor eingegeben, der die Absorption im Luftspalt zwischen Radiator und Kammer sowie in der Kammerfolie berücksichtigt.

Eingabeparameter: Energie und Absorptionskoeffizient der Stützstellen, Korrekturfaktor bezogen auf Kohlenstoff, Gasdichten, Mischungsverhältnis, Kammerdicke.

Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Escape-Photon: Berücksichtigt wird der Escape-Effekt an der Absorptionskante des Kryptons bei 14.3 keV und der des Xenons bei 34.6 keV (siehe Tabelle 5). Die Escape-Wahrscheinlichkeit setzt sich aus drei Beiträgen zusammen: Der Wahrscheinlichkeit P_G , daß ein Escape-Photon der Energie 12.4 KeV (29.1 keV) an der K-Kante des Kryptons (Xenons) entsteht, der jeweiligen Fluoreszenzwahrscheinlichkeit P_F und der Wahrscheinlichkeit P_L , daß das Photon im Gasgemisch nicht reabsorbiert wird.

$$P_E = P_G * P_F * P_L$$

$$P_E \text{ (Krypton)} = 0.22$$

$$P_E \text{ (Xenon)} = 0.65$$

Zur Abschätzung von P_L muß beachtet werden, daß die Photonen überwiegend senkrecht zur Teilchenbahn abgestrahlt werden. Für die effektive Dicke der Gasschicht wurde deshalb 15 mm angenommen.

Eingabeparameter: Energie der Kante und des Escape-Photons, Escape-Wahrscheinlichkeit für beide Gase.

Berechnete Größen: Zuerst erfolgt die Berechnung der Absorptionskoeffizienten. Anschließend wird die mittlere Photonenzahl pro Energieintervall und einfallendem Teilchen im Bereich zwischen 1 und 50 keV in 1 keV Schritten produziert, und daraus der konvertierte Anteil errechnet.

Erst im dritten Teil beider Programme erfolgt die Simulation der tatsächlich in der Kammer gesehenen Impulshöhen aus 2000 Ereignissen. Zufallszahlen simulieren den Escape-Effekt und die Mehrphotonenereignisse. Das dabei generierte Spektrum unterscheidet sich vom Spektrum der konvertierten Photonenenergien. Infolge des Escape-Effekts ist seine mittlere Energie kleiner, und wegen der Mehrphotonenereignisse kommen auch Energien oberhalb 50 keV vor. Unberücksichtigt bleibt die Energieauflösung der Kammer, die als unendlich scharf angenommen wird.

Literaturverzeichnis

- ALI 70 A.I. Alihkanian, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 635
ALI 73 A.I. Alikhanian, Proc. 5th Int. Conf. Instr. High Energy. Phys.,
Frascati (1973) 350
ALL 80 W.W.M. Allison et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 30 (1980) 253
ALL 82 W.W.M. Allison et al., Proc. Int. Conf. Instr. Col. Beam Phys.
Stanford (1982) 61
ART 75 X. Artru et al., Phys. Rev. D 12 (1975) 1289
ART 84 A. Artamanov et al., Conf. Novosibirsk (1984)
AST 84 R. Astabatyán et al., Nucl. Instr. Meth. 219 (1984) 78
ARU 66 F. R. Arutunian et al., Proc. Int. Conf. High Energy Phys., Dubna
1964, Hrsg. Ya.A. Smorodinskii (1966))
- BAA 84 M. Baake, Diplomarbeit (Bonn 1984)
BAM 72 W. Bambynek et al., Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 758
BAU 82 B. Bauche et al., Proc. Int. Conf. Instr. Coll. Beam Phys.
Stanford (1982) 122
BAU 83 B. Bauche et al., Symposium Transition Radiation High Energetic
Particles, Yerevan (1983)
BRA 81 S. Brandt, Datenanalyse, BI, Mannheim 1981
BUE 83 A. Büngener, M. Holder, B. Koppitz, R. van Staa, P. Stähelin,
Nucl. Instr. Meth. 214 (1983) 261
BTT 86 H.J. Butt, B. Koppitz, St. Nann, R. van Staa, Wirechamber Conf.
Wien (1986), subm; DESY 86-042.
BUT 86 H.J. Butt, Diplomarbeit (Hamburg 1986)
BOS 75 R. Bosshard et al., Nucl. Instr. Meth. 127 (1975) 141
- CAM 75 C. Camps et al., Nucl. Instr. Meth. 131 (1975) 411
CHE 74 M.L. Cherry et al., Phys. Rev. D 10 (1974) 3594
CHE 74 M.L. Cherry et al., Nucl. Instr. Meth. 115 (1974) 141
CHE 77 M.L. Cherry et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 5
CHE 78 M.L. Cherry et al., Phys. Rev. D 17 (1974) 3594
COB 76 J. Cobb et al., Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 315
COB 77 J. Cobb et al., Nucl. Instr. Meth. 140 (1977) 413
COM 80 V. Commichau et al., Nucl. Instr. Meth. 175 (1980) 325
- DEN 84 A. Denisov et al., Fermilab-Conf-84/134-E (1984)
DEU 81 M. Deutschmann et al., Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 409
DOL 86 B. Dolgoshein, Wirechamber Conf. Wien (1986), subm.
- ERM 69 V.K. Ermilova et al., Sov. Phys. JETP 29 (1969) 861
- FAB 75 C.W. Fabjan et al., Phys. Lett. 57B (1975) 483
FAB 77 C.W. Fabjan, Nucl. Instr. Meth. 146 (1977) 343
FAB 81 C.W. Fabjan et al., Nucl. Instr. Meth. 185 (1981) 119
FAB 83 C.W. Fabjan et al., CERN EP/83-45
FIS 74 J. Fischer et al., Phys. Rev. Lett. 49B (1974)
FIS 75 J. Fischer et al., Nucl. Instr. Meth. 127 (1975) 525

GAR 58 G.M. Garibian, Sov. Phys. JETP 6 (1958) 1079
 GAR 60 G.M. Garibian, Sov. Phys. JETP 10 (1960) 372
 GAR 71 G.M. Garibian, Sov. Phys. JETP 33 (1971) 23
 GAR 74 G.M. Garibian et al., Sov. Phys. JETP 39 (1974) 265
 GAR 75 G.M. Garibian, Nucl. Instr. Meth. 125 (1975) 133
 GIN 46 V.L. Ginzburg et al., Z. Eksper. Teor. Fiz. 16 (1946) 15
 GOL 59 P. Goldsmith et al., Philos. Mag. 4 (1959) 836

 H1 86 Technical Proposal for the H1 Detector, Hamburg 1986
 HAN 83 Handbook Chemistry Physics, 64th edition 1983/84
 HAR 73 F. Harris et al., Nucl. Instr. Meth. 107 (1973) 413

 JAC 75 J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley 1975

 KIT 83 C. Kittel, Einf. Festkörperphysik, Oldenbourg, 1983
 KUR 85 Y. Kurihara et al., KEK (1985)

 LAN 44 L. Landau, J. Exp. Phys. 8 (1944) 201
 LUD 81 T. Ludlam et al., Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 413

 MUE 86 D. Mueller, Wirechamber Conf. Wien (1986), subm.

 NAG 80 K. Nagata et al., Nucl. Instr. Meth. 172 (1980) 609

 OOS 67 J. Oosstens et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 541

 PRI 75 T.A. Prince et al., Nucl. Instr. Meth. 123 (1975) 231

 SAU 77 F. Sauli, CERN-lectures (1977) CERN 77-09
 SEL 64 S.T. Seltzer et al., Nucl. Science Ser., Rep. Num.39 (1964) 187
 SWO 82 S.P. Swordy et al., Nucl. Instr. Meth. 193 (1982) 591

 TER 61 M.L. Ter-Mikaelian, Nucl. Phys. 24 (1961) 43
 TER 72 M.L. Ter-Mikaelian, High Energy Electromagnetic Processes in
 Condensed Media, Wiley 1972

 UTO 71 H. Uto et al., Nucl. Instr. Meth. 97 (1971) 389

 VAV 57 P.V. Vavilov, Zh. Exper. Teor. Fiz. 32 (1957) 320

 WAL 79 A.H. Walenta et al., Nucl. Instr. Meth. 161 (1979) 45
 WAL 83 A.H. Walenta et al., Proc. 11th SLAC Summer Inst. Part. Phys.,
 SLAC Rep. 267 (1983) 275
 WAT 86 Y. Watase et al., Wirechamber Conf. Wien (1986), subm.

 YUA 69 L.C.L. Yuan et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 496
 YUA 70 L.C.L. Yuan et al., Phys. Lett. 31B (1970) 603
 YUA 75 L.C.L. Yuan et al., Nucl. Instr. Meth. 130 (1975) 41

 ZEU 86 Technical Proposal for the Zeus Detector, Hamburg 1986

Dankeschön sagen möchte ich

Prof. Hartwig Spitzer für die Vermittlung dieser vielseitigen Diplomarbeit.

Dr. Rolf van Staa und Dr. Bernd Koppitz für die umfangreiche Ausbildung, die sie mir ermöglichten, sowie für ihre umfassende, freundliche und geduldige Betreuung .

den Mitgliedern der TEB-Gruppe, die mich schnell und liebenswürdig in ihre Reihen aufnahmen, und die alle zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen. Etliche praktische Hilfen und Tips kamen von Heike Biskop und Hans Bock.

den Neutrino-Leuten, ohne die meine Arbeit am Rechner "drei kalte Winter" länger gedauert hätte.

Hans-Jürgen Butt für mehr als die ausgezeichnete Zusammenarbeit. Schade, daß wir unsere gemeinsame Zeit nicht fortsetzen können!

meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums uneingeschränkt unterstützten.

Thea Emmerling, die die Arbeit mit viel Verständnis und guten Anregungen begleitet hat.

