

Entwicklung eines Flüssig-Xenon-Szintillationskalorimeters zum Nachweis von Elektronen bis 1 GeV

Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Holger Hofmann
geb. am 22.02.1967 in Bad Kreuznach

22. Dezember 1998

Erster Berichterstatter: Prof. Dr. D. von Harrach
Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. K. Kleinknecht

Datum der mündlichen Prüfung: 16.12.1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Grundlagen des A4 Experimentes	6
1.2	Der Detektor des A4 Experimentes	9
2	Elektromagnetische Kalorimeter	12
2.1	Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie	12
2.2	Absorption von Gammaquanten in Materie	14
2.3	Elektron-Photon-Schauer	15
2.4	Funktionsprinzipien verschiedener Schauerkalorimeter	17
2.4.1	Ionisationskalorimeter	17
2.4.2	Cherenkov-Schauerkalorimeter	18
2.4.3	Szintillationskalorimeter	18
2.5	Beiträge zur Energieauflösung	19
2.5.1	Unvollständige Energiedeposition	19
2.5.2	Ungleichmäßiges Antwortverhalten über das Detektorvolumen	24
2.5.3	Statistik in der Ladungs-, bzw. Lichtsammlung	28
2.5.4	Weitere Beiträge zur Energieauflösung	29
3	LXe als Detektormaterial	30
3.1	Physikalische Eigenschaften von LXe	30
3.2	Eigenschaften von LXe als Detektormaterial für Teilchenstrahlung	32
3.2.1	Der Szintillationsmechanismus	32
3.2.2	Messung der Szintillationszeitkonstanten	34
3.2.3	Eigenabsorption des Szintillationslichtes	38
4	Design des LXe-Testmoduls	41
4.1	Dimensionierung des LXe-Volumens	41
4.2	Das Gassystem	43
4.3	Das Kryosystem	45
5	Die Lichtsammlung	49
5.1	Folienspiegel für die UV-Lichtsammlung	49
5.2	Reflexionsmessungen an Spiegelfolien	50
5.3	Die UV-Lichtsammlung	53
5.4	Lichtsammlung mit Wellenlängenschiebern	55
5.4.1	Eigenschaften von Wellenlängenschiebern	56
5.4.2	Quantenausbeutemessungen von PTP-Schichten	57
5.4.3	Raytrace-Simulationen zur WLS-Muster-Lichtsammlung	58
5.4.4	Messung der Lichtsammeleffizienz einer WLS-Streifen-Zelle	61
5.5	Simulation der Energieauflösung für Zellen mit WLS-Streifenmuster	62

6	Das LXe-Kalorimeter am MAMI-Strahl	66
6.1	Das Lichtsammelmodul	66
6.2	Detektoraufbau am MAMI-Strahl	68
6.3	Energieauflösung des LXe-Testmoduls	69
6.3.1	Messung der Energieauflösung bei zentralem Einschuß . . .	69
6.3.2	Messung der Energieauflösung bei nichtzentralem Einschuß	72
6.3.3	Optimierung der Eichkonstanten	74
6.4	Messung der Zeitauflösung	75
7	Erfahrungen und Optimierungsmöglichkeiten	78
7.1	Das Gas-, Reinigungs- und Kühlsystem	78
7.2	Die Lichtsammelzellen	79
8	Zusammenfassung	80
A	Langzeitstabilität der Szintillationsausbeute	82
B	Bedampfung der Spiegelfolien mit WLS	83
C	Verwendung von Photomultipliern im LXe	84
C.1	Verwendung von Photomultipliern bei tiefen Temperaturen	84
C.2	Verwendung von Photomultipliern bei hohen Pulsströmen	85
C.3	Messungen zur Pulslinearität an R1355 Photomultipliern	85
D	Temperaturabhängigkeit der Pulshöhe	89
E	Das Raytrace-Programm	91
E.1	Simulationsergebnisse bei verschiedenen Untervolumenteilungen . .	92
E.2	Simulationsrechnungen für ein WLS-Fleckenmuster	93
E.3	Simulationsrechnungen zur UV-Lichtsammmlung	95

1 Einleitung

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz finden Experimente zur Struktur des Atomkerns und dessen Bausteinen statt. Die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen zu einem elektromagnetischen LXe-Szintillationskalorimeter wurden im Rahmen des A4-Projektes durchgeführt. Im A4-Experiment wird der paritätsverletzende Anteil der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung gemessen. Es wird zur Zeit am Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) aufgebaut. Bei einer Strahlenergie von 855 MeV werden die Elektronen an flüssigem Wasserstoff gestreut. Unter einem Streuwinkel von 35° werden die elastisch gestreuten Elektronen, die eine Energie von 734 MeV haben, durch ein homogenes Kalorimeter nachgewiesen. Für eine genaue Messung der kleinen experimentellen Asymmetrie von etwa 10^{-6} sind eine gute Separation des Untergrundes und hohe Datenraten nötig, so daß an das Elektronenkalorimeter hohe Anforderungen bezüglich der Energieauflösung und der zulässigen Ereignisrate gestellt werden. Außerdem muß der Detektor einen großen Raumwinkel überdecken und strahlenfest sein.

Zu Beginn der Planungsphase war kein entsprechendes Kalorimetermaterial anwendungsfertig verfügbar. Neben Detektormaterialien wie BaF_2 , PbF_2 , PbWO_4 , CeF_3 ¹ schien ein flüssig-Xenon-Szintillationskalorimeter alle Anforderungen zu erfüllen. Xenon ist das schwerste Edelgas und hat einige außerordentliche Eigenschaften, die es für die Verwendung in Teilchendetektoren sehr interessant machen. Flüssiges Xenon (LXe) hat eine hohe Dichte und eine sehr hohe Szintillationsausbeute. Deshalb kann mit kompakten Detektormodulen eine gute Energieauflösung erreicht werden. Die kurzen Szintillationszeitkonstanten erlauben die Verarbeitung hoher Teilchenraten und als flüssiges Edelgas zeigt es praktisch keine Strahlenschäden.

Zu diesem Zeitpunkt waren einige Gruppen mit Untersuchungen an LXe beschäftigt [che93][bra92][seg92][aki93], ein funktionsfähiger Detektor war aber noch nicht realisiert. So begannen auch im A4-Projekt im Rahmen meiner Diplomarbeit [hof94] Untersuchungen zu einem LXe-Szintillationskalorimeter. Dabei wurde die erste Version des LXe-Testmoduls aufgebaut, mit dem das UV-Szintillationslicht mittels Photodioden beobachtet werden konnte. Die Arbeiten zur LXe-Kalorimetrie wurden dann im Rahmen dieser Dissertation weitergeführt.

Parallel dazu wurden in unserer Arbeitsgruppe weitere Kalorimetermaterialien (PbWO_4 , PbF_2) getestet [gri95]. Die Experimente mit PbF_2 verliefen sehr erfolgreich, so daß mittlerweile die Entscheidung für das A4-Kalorimetermaterial zugunsten von Bleifluorid (PbF_2), einem Cherenkov-Strahler, gefallen ist. Die folgenden Abschnitte der Einleitung geben eine kurze Einführung in Theorie und Apparat des A4-Experimentes.

¹Zu dem damaligen Zeitpunkt waren die Materialien entweder nicht zu einem akzeptablen Preis oder in entsprechender Qualität und Menge verfügbar.

Die Energieauflösung eines LXe-Szintillationskalorimeters ist stark von der Qualität der Lichtsammlung abhängig. Publierte Messungen der Absorptionslänge des 175 nm Szintillationslichtes im LXe lagen zwischen 3 cm [aki95] und 290 cm [ish93]. Da die Absorptionslänge ein wichtiger Parameter der Lichtsammlung ist, wurden eigene Messungen durchgeführt. Diese ergaben eine Absorptionslänge von weniger als 20 cm. Bei einer Länge der Lichtsammelzellen von etwa 40 cm, was für eine ausreichende Energiedeposition benötigt wird, ergeben sich somit Schwierigkeiten beim Erreichen einer gleichmäßigen Lichtsammlung.

Der entscheidende Schritt zu einer homogenen Lichtsammlung und damit guten Energieauflösung gelang dann durch eine neue Lichtsammlungsmethode. Dabei wird auf die verspiegelten Wände der Lichtsammelzellen ein Muster einer Wellenlängenschiebersubstanz (WLS) aufgebracht. Dieser Wellenlängenschieber absorbiert das UV-Szintillationslicht und emittiert längerwellige Photonen, für die die Absorptionslänge wesentlich größer als die Zelllänge ist. Diese Lichtsammlungsmethode wurde anhand von umfangreichen Simulationsrechnungen untersucht. Sie zeigten, daß damit auch bei kurzen UV-Absorptionslängen von weniger als 10 cm eine gleichmäßige Lichtsammlung möglich ist. Entsprechende Lichtsammelzellen wurden aufgebaut und am Elektronenstrahl getestet. Dabei wurde die bisher beste Energieauflösung eines LXe-Szintillationskalorimeters gemessen.

Die Arbeit beginnt mit den Grundlagen der elektromagnetischen Kalorimetrie, die im Hinblick auf ein LXe-Szintillationskalorimeter in Kapitel 2 zusammengefaßt sind. In Kapitel 3 finden sich die Eigenschaften von LXe, wobei einige widersprüchliche Literaturwerte mit eigenen Meßergebnissen verglichen werden. Kapitel 4 beinhaltet die Beschreibung des LXe-Testmoduls mit Kryo- und Gasystem. Das fünfte Kapitel widmet sich kurz der UV-Lichtsammlung und geht anschließend ausführlich auf die WLS-Muster-Lichtsammlung ein. Messungen der Energieauflösung mit WLS-Muster-Lichtsammelzellen werden in Kapitel 6 beschrieben und mit Simulationsrechnungen verglichen. Nach einer Zusammenfassung in Kapitel 7 und 8 finden sich im Anhang eine Messung der Langzeitstabilität und Temperaturabhängigkeit der Pulshöhen des LXe-Kalorimeters, technische Details zu Photomultipliern und Bedampfungsanlage, sowie eine Beschreibung des Raytrace-Programms mit ausgewählten Simulationsergebnissen.

1.1 Grundlagen des A4 Experimentes

Das Ziel des A4 Experimentes ist die 'Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Proton-Streuung' am Elektronenbeschleuniger MAMI, um den Beitrag der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen [hei95][jab97].

Im Quark-Bild des Nukleons werden die Formfaktoren und Strukturfunktionen als Summe der Beiträge der einzelnen Quark-Flavours verstanden. Hinweise darauf, daß die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren und Strukturfunktionen des Nukleons nicht vernachlässigt werden können, geben experimen-

telles Ergebnisse zum σ_N^π -Term [wak93][jaf89], zur spinabhängigen Spinstrukturfunktion g_1 [ash88] und der damit verbundenen Ellis-Jaffe-Summenregel [ada94]. Es existieren außerdem verschiedene Modelle, die Voraussagen zur Seltsamkeit des Nukleonenvektorstroms machen [hei95].

Betrachtet man die Streuung eines Elektrons am Proton im Ein-Boson-Austausch, wird das Übergangsmatrixelement durch die in Abb.1 dargestellten Feynmangraphen bestimmt.

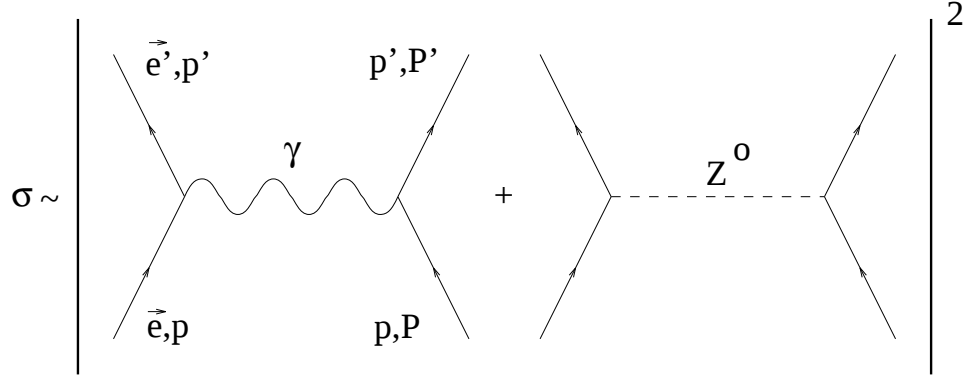


Abbildung 1: Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektronstreuung am Proton in niedrigster Ordnung, dargestellt durch die Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch.

Das Übergangsmatrixelement M ist die Summe der Beiträge des Ein-Photon-Austausch und des Ein- Z^0 -Austausch:

$$M^2 \propto |A_{em}^{pc}|^2 + |A_{em}^{pc} A_w^{pv}| + |A_w^{pv}|^2. \quad (1)$$

Der erste Beitrag ist rein elektromagnetisch, paritätserhaltend und von der Größenordnung $1/Q^4$. Q^2 bezeichnet das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags. Der zweite Beitrag ist eine Interferenz aus elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung. Er ist paritätsverletzend und von der Größenordnung $1/Q^2(Q^2 + M_Z^2)$. M_Z bezeichnet die Masse des Z^0 -Bosons. Die dritte Amplitude beinhaltet nur schwache Wechselwirkung und ist von der Größenordnung $(1/(Q^2 + M_Z^2))^2$. Aufgrund der Z^0 Masse von $91 \text{ GeV}/c^2$ ist der dritte Beitrag bei kleinen Q^2 zu vernachlässigen.

Da der paritätsverletzende Anteil am Wirkungsquerschnitt zu klein ist (etwa 10^{-5} bei einem Q^2 von 0.2 GeV^2), um ihn durch eine Absolutmessung des Wirkungsquerschnittes zu bestimmen, soll für das A4-Experiment das Prinzip einer Asymmetriemessung angewendet werden. Dabei bestimmt sich die Asymmetrie A als normierte Differenz der Wirkungsquerschnitte der Streuung von rechts- und linkshändigen Elektronen,

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \quad (2)$$

σ^+ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für parallelen Spin und Impuls der Elektronen, σ^- steht für antiparallelen Spin und Impuls.

Führt man die Berechnung der Asymmetrie A nach der elektroschwachen Theorie für das Quarkmodell des Nukleon explizit durch [hei95], so erhält man

$$A = A_0(1 + aF_1^s + bF_2^s + cG_a^s). \quad (3)$$

Die u- und d-Quark Formfaktoren werden dabei durch die bekannten elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron ausgedrückt. A_0 ist die Asymmetrie, wie man sie unter der Annahme einer verschwindenden Strangeness errechnet. Die Asymmetrie A erhält man nun als Modifikation von A_0 mit den Strange-Formfaktoren F_1^s, F_2^s, G_A^s . Die Faktoren a, b, c sind kinematische Größen, die von der Strahlenergie und dem Streuwinkel abhängen. Bei Vorwärtstreuwinkeln ist F_1^s , bei Rückwärtswinkeln F_2^s dominierend. Der axiale Formfaktor G_A^s ist insbesondere bei Vorwärtswinkeln wegen dem vergleichsweise sehr kleinen Vorfaktor vernachlässigbar. Führt man die Messung bei verschiedenen Winkeln durch, lassen sich F_1^s und F_2^s in einer Art Rosenbluthseparation trennen.

Neben dem A4 Experiment in Mainz sind weitere Experimente zur Bestimmung der Strange-Formfaktoren im Aufbau bzw. in der Durchführung, die bei anderem Impulsübertrag und Streuwinkeln messen [bec90][bec91][bec93][sou91].

Unter Berücksichtigung der maximalen MAMI-Strahlenergie von 855 MeV, kann die Asymmetrie bei einem Elektronenstreuwinkel von 35° in der kürzesten Messdauer bestimmt werden. Die gestreuten Elektronen haben bei dieser Kinematik eine Energie von 734 MeV, das Impulsübertragsquadrat ist 0.225 GeV^2 und die Asymmetrie $A_0 = 8 \cdot 10^{-6}$ [hei95].

Die kinematischen Vorfaktoren in der Asymmetrie ergeben sich zu

$$A = A_0(1 - 4.52F_1^s - 0.53F_2^s + 0.02G_a^s). \quad (4)$$

Bei der gewählten Kinematik ist man demnach vor allem sensitiv auf die Beiträge von F_1^s . Um zwischen verschiedenen Modellvorhersagen unterscheiden zu können, soll diese Asymmetrie mit einer Genauigkeit von $\delta A/A = 5\%$ bestimmt werden. Es wird ein systematischer Fehler von 4% und eine statistische Genauigkeit von 3% angestrebt.

Um diesen statistischen Fehler bei einer Strahlpolarisation von 80% zu erreichen, müssen $4 \cdot 10^{13}$ elastische Ereignisse gezählt werden. Legt man die Meßdauer auf 1000 h fest, resultiert daraus eine elastische Rate auf dem gesamten Detektor von 10 MHz. Diese Elektronenrate von 10 MHz erhält man mit einen 2π -Detektor im Streuwinkelbereich von 30° bis 40° bei einer Luminosität von $5 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sie wird mit einem 10 cm langen Flüssigwasserstofftarget bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom erreicht.

1.2 Der Detektor des A4 Experimentes

Der Gesamtaufbau des A4-Experimentes ist in Abb. 2 skizziert. Er besteht aus folgenden Komponenten [jab97]:

- Die gepulste Quelle für polarisierte Elektronen [har97][hff96]
- Der Elektronenbeschleuniger MAMI mit Monitorsystemen für Strahlage, Strahlphasenraum, Strahlenergie und Strahlstrom
- Das Compton-Laser-Rückstreupolarimeter [lop95]
- Das Flüssigwasserstofftarget [alt97]
- Der Luminositätsmonitor [tha96]
- Das Elektronenkalorimeter [maa97][gri95]
- Der Parallel-Trigger-Prozessor und die Datenaufnahme-Elektronik [koe98]

Polarisierte Elektronen werden elastisch an Wasserstoff gestreut und mit einer Rate von 10 MHz im Elektronenkalorimeter registriert. Durch die offene, unmagnetische Ausführung des Kalorimeters treffen weitere Streuprodukte niedrigerer Energie mit einer Gesamtrate von 100 MHz auf den Detektor. Dies sind zum einen niederenergetische Elektronen, die nach Doppelstreuung den Detektor erreichen, und Pionen und Elektronen aus inelastischen Reaktionen im Target. Die Pionen überdecken einen Energiebereich bis etwa 400 MeV. Diese Pionen werden ebenfalls mit einer polarisationsabhängigen Asymmetrie erzeugt. Theoretische Abschätzungen [ham95] sagen eine etwa 10-fach kleinere Asymmetrie als bei den elastisch gestreuten Elektronen voraus. Deshalb möchte man inelastische Streuprodukte und elastisch gestreute Elektronen durch eine genaue Energiemessung unterscheiden. Die Energieauflösung soll besser als $3.5\% / \sqrt{E/\text{GeV}}$ sein.

Diese Selektion der elastisch gestreuten Elektronen kann nicht durchgeführt werden, wenn zwei Ereignisse innerhalb einer Zeitspanne, die der Pulslänge entspricht, in einem Detektorelement auftreten. Man spricht dabei von Pileup. Eine elektronische Schaltung zur Pileuperkennung [koe98] sorgt dafür, daß solche Ereignisse nicht mitgezählt werden. Da sich die Zählraten für beide Strahlhelizitäten leicht unterscheiden können, sind auch die Wahrscheinlichkeiten für Doppeltreffer nicht notwendig gleich. Auf diese Weise können falsche Asymmetrien induziert werden. Um bei den hohen Raten die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer zu verringern, besitzt das Kalorimeter eine hohe Granularität und kurze Ausgangssignale. Will man die Messung in möglichst kurzer Zeit bei einer bestimmten Maximalrate pro Detektorelement durchführen, muß das Kalorimeter außerdem einen großen Raumwinkel abdecken.

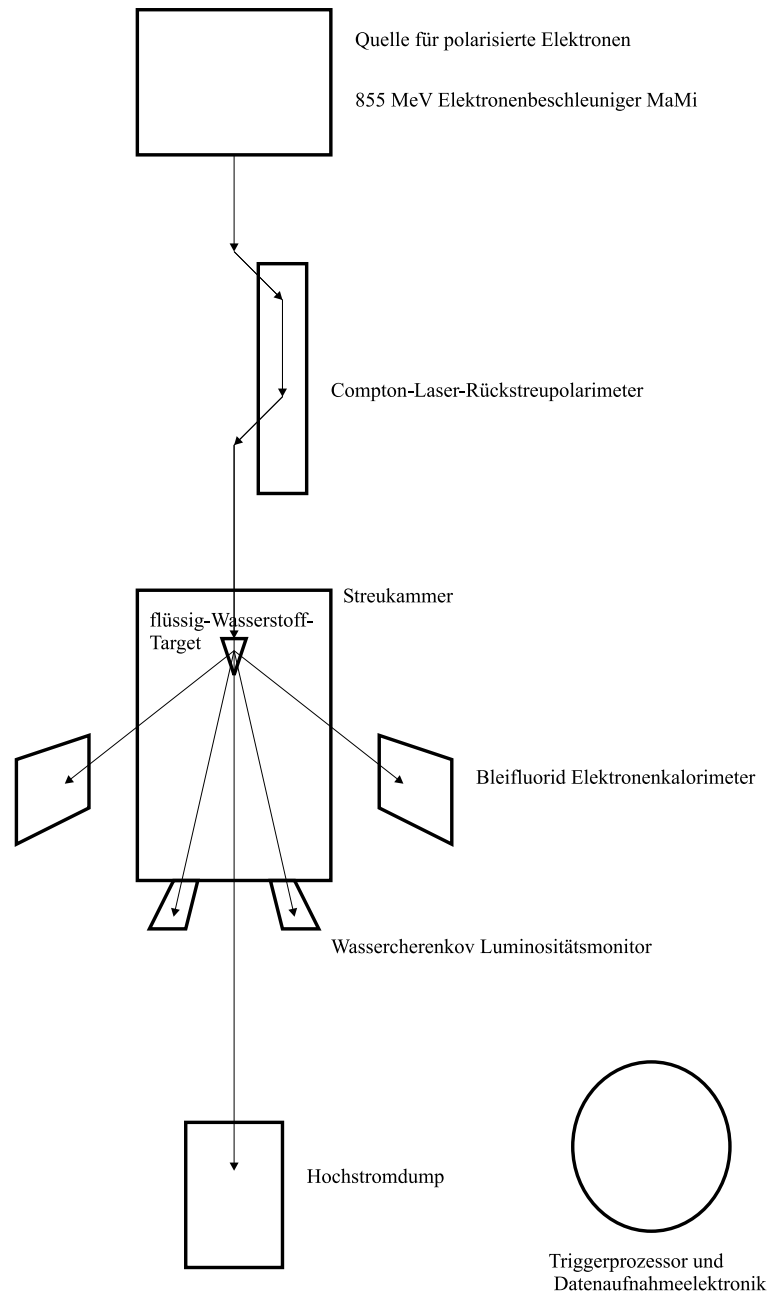


Abbildung 2: Skizze der Komponenten des A4-Paritätsexperimentes.

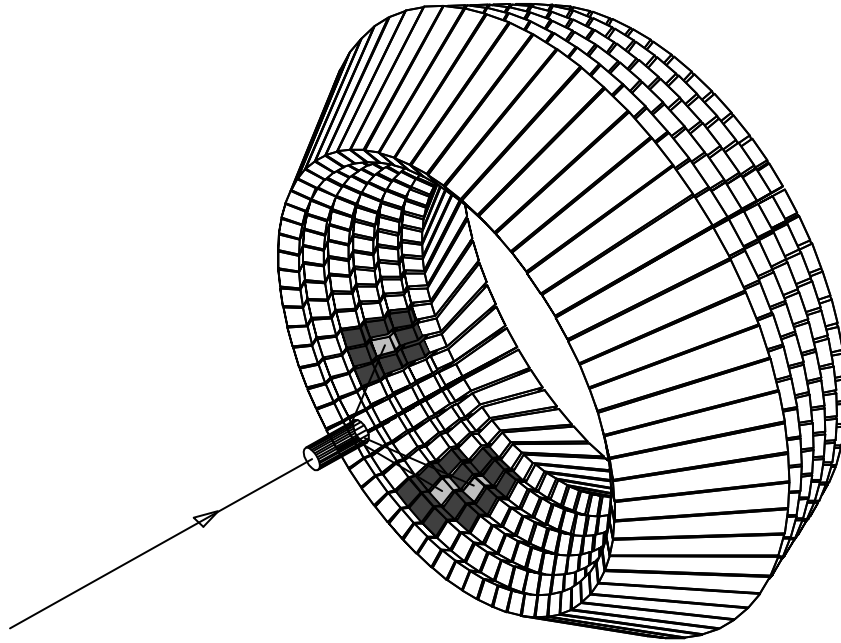


Abbildung 3: Anordnung der Detektormodule im A4-Kalorimeter. Von links trifft der Elektronenstrahl auf das Target. Auf dem Detektor sind drei Treffer von Streuteilchen angedeutet. Jeder Treffer deponiert seine Energie in etwa neun Modulen.

In Abb. 3 ist die ringförmige Anordnung der Detektormodule des geplanten A4-Kalorimeters relativ zum Elektronenstrahl und dem LH_2 -Target zu sehen. Es überdeckt einen Streuwinkelbereich von 30° bis 40° und den gesamten azimuthalen Winkelbereich. Der Raumwinkel beträgt 0.7 sr.

Bei der Auswahl des Kalorimetermaterials wurde die Entscheidung zugunsten von Bleifluorid (PbF_2), einem Cherenkovstrahler hoher Dichte getroffen. Da PbF_2 eine ausgezeichnete Transparenz bis ins nahe UV hat, konnten damit Energieauflösungen von 3.3% bei 855 MeV Elektronen erreicht werden. Die Ausgangspulse sind sehr kurz. Die Signaldauer wird praktisch nur durch die Lichtpropagationszeiten im Kristall, Photomultiplieranstiegszeiten und Anschlußkapazitäten bestimmt [maa97][gri95]. Auch die für das Experiment nötige Strahlungshärte wird erreicht [ach97].

2 Elektromagnetische Kalorimeter

In den folgenden Abschnitten werden die grundlegenden Prozesse der Energiedeposition von Teilchenstrahlung in Materie und die Funktionsprinzipien verschiedener Kalorimetertypen zusammengefaßt. Dabei wird nicht auf die Besonderheiten hadronischer Kalorimeter eingegangen. Abschließend werden die verschiedenen Beiträge zur Energieauflösung eines Kalorimeters diskutiert.

2.1 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

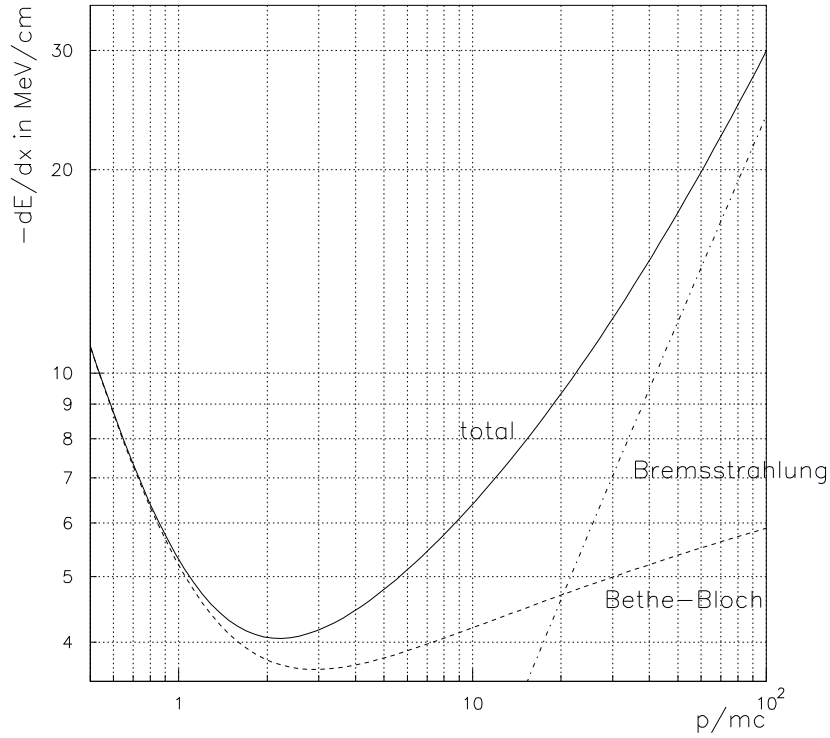


Abbildung 4: *Energieverlust von Elektronen in LXe.*

Geladene Teilchen werden meist durch ihren Energieverlust beim Durchgang durch Materie nachgewiesen. Je nach Ausführung des Detektors ist es möglich die Teilchensorte, die Teilchenenergie, die Flugrichtung, den Zeitpunkt des Eintreffens oder eine Kombination dieser Größen zu bestimmen.

Der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Ionisation und Anregung wird über die Bethe-Bloch-Formel [kkk92], hier eine Näherung für Elek-

tronen, beschrieben:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = -\frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 \right]. \quad (5)$$

Dabei sind N_A die Avogadro-Konstante, r_e der klassische Elektronenradius, $m_e c^2$ die Elektronenmasse in MeV, z die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung. Z , A , I sind die Ordnungszahl, die Massenzahl und das mittlere Ionisationspotential des absorbierenden Materials. dE/dx wird hier in MeV/(g/cm²) angegeben.

Geladene Teilchen verlieren im allgemeinen Energie durch Ionisation und Anregung. Zusätzlich entsteht in transparenten Materialien Cherenkovstrahlung, wenn sich ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Der dadurch entstehende Energieverlust ist jedoch klein im Vergleich zu den Ionisations- und Anregungsverlusten. In [leo89] wird folgende Faustformel für den Energieverlust durch Abstrahlung von Cherenkovphotonen angegeben:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Cherenkov}} = -10^{-3} \text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1} \quad (6)$$

Bei Elektronen und Positronen trägt zusätzlich die Bremsstrahlung zum Energieverlust bei. Bremsstrahlung entsteht, wenn Elektronen im Couloumbfeld eines Kerns abgelenkt werden². Der Energieverlust eines Elektrons der Energie E durch Bremsstrahlung beträgt [kkk92]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = -4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E \ln(183/Z^{1/3}). \quad (7)$$

Der gesamte Energieverlust eines Elektrons ergibt sich aus

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}. \quad (8)$$

Als Beispiel ist in Abb. 4 der Energieverlust von Elektronen in flüssigem Xenon dargestellt. Es wird deutlich, welche Prozesse in den verschiedenen Energiebereichen dominieren.

Bei der kritischen Energie E_c sind die Energieverluste durch Strahlung und Stöße gerade gleich. Sie liegt nach [par92] bei etwa

$$E_c = \frac{800 \text{MeV}}{Z + 1.2}. \quad (9)$$

²Die Streuung an den Hüllenelektronen kann vernachlässigt werden, bei genauerer Analyse ist jedoch die Abschirmung der Kernladung durch die Hüllenelektronen zu berücksichtigen [jac83]

Hochenergetische Elektronen verlieren demnach ihre Energie vor allem durch Bremsstrahlung. Als materialabhängige Größe führt man die Strahlungslänge X_0 ein:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = -\frac{E}{X_0}, \quad (10)$$

mit

$$X_0 = 4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \ln(183/Z^{1/3}). \quad (11)$$

Die mittlere Energie eines Elektronenstrahls der Anfangsenergie E_0 fällt nach Durchlaufen einer Schichtdicke X_0 exponentiell um den Faktor e ab. Im Gegensatz zur Ionisation und Anregung, bei denen pro Wegstrecke sehr viele kleine Energiebeträge abgegeben werden, so daß der Energieverlust des Teilchens kontinuierlich erscheint, tritt die Bremsstrahlung in Form von einzelnen, teilweise hochenergetischen Photonen auf, die einen beträchtlichen Teil der Energie des Elektrons haben können. Dies kann zu großen Fluktuationen der Energiedeposition in einem Detektorvolumen führen.

2.2 Absorption von Gammaquanten in Materie

Die Absorption von Photonen in Materie findet über drei verschiedene Prozesse statt: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarerzeugung. Für den Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung läßt sich eine Formel angeben, die für alle Energiebereiche gültig ist [leo89], für den Photoeffekt und die Paarerzeugung existieren Näherungen für verschiedene Energiebereiche [kkk92][leo89]. In Abb. 5 ist der Massenabsorptionskoeffizient μ mit

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (12)$$

für die verschiedenen Prozesse aufgetragen. Er beschreibt die Intensität eines Photonenstrahls der anfänglichen Intensität I_0 nach Durchqueren einer Materialschicht der Dicke x .

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist etwa proportional zu $E^{-3.5}$, der des Comptoneffektes etwa E^{-1} . Die Paarbildung kann nur bei Energien größer als die doppelte Elektronruhemasse stattfinden. Der Massenabsorptionskoeffizient für die Paarbildung läuft bei hohen Photonenenergien asymptotisch gegen einen Grenzwert [kkk92]

$$\mu_p^0 = 4\alpha Z^2 r_e^2 \frac{N_A}{A} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{7}{9X_0}, \quad (13)$$

wobei X_0 wieder die oben eingeführte Strahlungslänge ist.

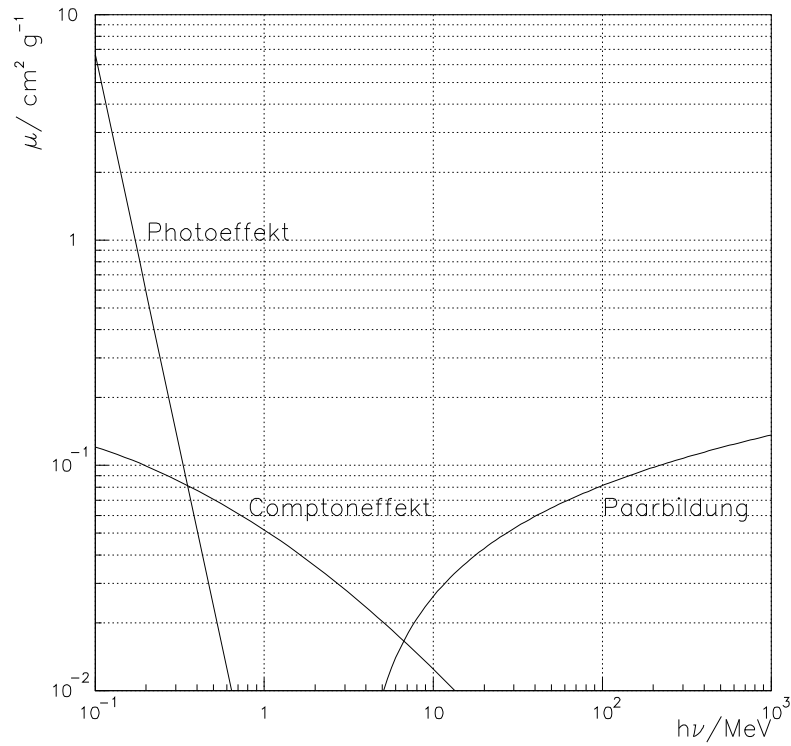


Abbildung 5: Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Pb .

2.3 Elektron-Photon-Schauer

Tritt ein hochenergetisches Elektron oder Photon in Materie ein, entsteht ein Elektron-Photon-Schauer. Wie die oben beschriebenen Wirkungsquerschnitte zeigen, wird ein hochenergetisches Elektron nach etwa einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlphoton abstrahlen. Das abgebremste Elektron unterliegt dann weiteren Bremsstrahlprozessen, bis es die kritische Energie unterschreitet und Ionisationsprozesse dominieren. Aus einem hochenergetischen Bremsstrahlphotonen entsteht über Paarzeugung nach etwa $9/7X_0$ ein Elektron-Positron-Paar, welches wiederum Bremsstrahlphotonen und Annihilationsphotonen erzeugt. So nimmt die Zahl der Schauerteilchen immer weiter zu, ihre Energie jedoch ab. Die niederenergetischeren Quanten werden über den Comptoneffekt und den Photoeffekt weitere niederenergetische Elektronen dem Schauer hinzufügen. Die niederenergetischen Elektronen im Schauer geben ihre Energie dann vollständig durch Ionisation und Anregung an das Detektormaterial ab.

Die für die longitudinale Ausdehnung eines solchen Schauers maßgebliche Größe ist die Strahlungslänge des Absorbermaterials. Das Schauermaximum, dort

ist die Anzahl der Teilchen im Schauer maximal, liegt nach [kkk92] bei etwa

$$x_{max} = X_0 \ln(E/E_c) - b. \quad (14)$$

Dabei ist E die Energie des einfallenden Elektrons und b ein dimensionsloser Parameter, der für Elektronen 1.1 und für Photonen 0.3 ist. Bei x_{max} wird im Mittel die kritische Energie unterschritten und es findet keine weitere Schauerteilchenvervielfachung statt. Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum beträgt also etwa E/E_c .

Für die transversale Ausbreitung eines Schauer ist die Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen verantwortlich. Über den Moliererradius

$$R_M = X_0/E_c \cdot 21\text{MeV}, \quad (15)$$

ist eine praktische Größe definiert, mit der man die transversale Ausbreitung des Schauers charakterisiert. Im Kern des Schauers fällt die Energiedeposition transversal nach einem R_M um ungefähr eine Größenordnung ab. Bei größeren Abständen sinkt die Energiedeposition dann langsamer ab und läßt sich nicht mehr so gut durch den Moliererradius beschreiben. In einem Zylinder mit einem Durchmesser von $2 R_M$ werden etwa 90% [par92], in $6 R_M$ etwa 99% der Schauerenergie deponiert [kkk92].

Genauere Aussagen über ein Schauerprofil können mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen (z.B. mit dem Programmpaket GEANT [gea97]) gewonnen werden. In Abb.6 ist die longitudinale und laterale Ausbreitung eines Schauers zu sehen, wie sie durch eine GEANT-Simulation für den Einschuß von 1 GeV Elektronen in flüssiges Xenon errechnet wird.

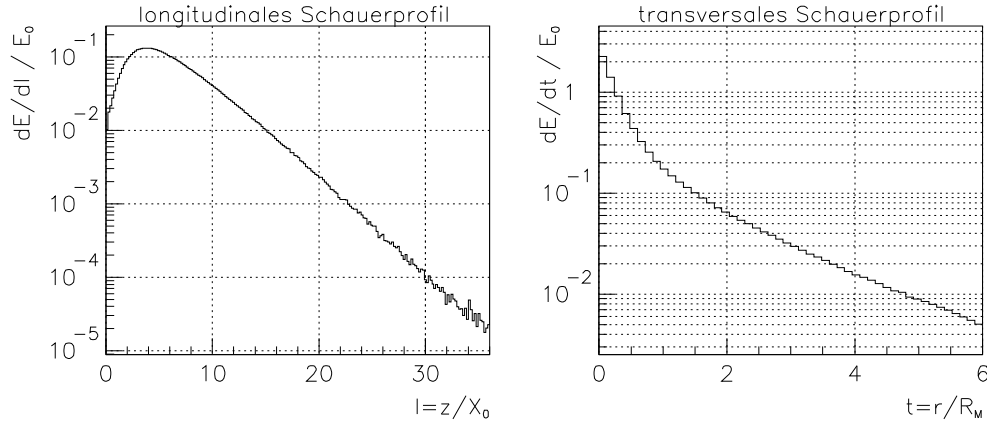


Abbildung 6: Longitudinales und transversales Profil der Energiedeposition eines 1 GeV Elektron-Schauers in LXe (GEANT-Simulation).

Eine sehr gute Energiemessung kann nur über vollständige Absorption der Teilchenenergie erreicht werden. Wird nicht die ganze Schauerenergie im Detek-

torvolumen deponiert, verschlechtert sich die erreichbare Energieauflösung durch statistische Fluktuationen der deponierten Energie. Die Bedeutung dieser Fluktuationen für die Energieauflösung eines Kalorimeters werden in Abschnitt 2.5.1 diskutiert.

2.4 Funktionsprinzipien verschiedener Schauerkalorimeter

Man kann grob zwischen zwei Kategorien von Schauerkalorimetern unterscheiden:

- Das homogene Kalorimeter: der Detektor besteht nur aus aktivem Absorbermaterial.
- Das Sampling Kalorimeter: der Detektor besteht abwechselnd aus aktiven und passiven Absorberschichten.

Das Sampling-Kalorimeter findet Anwendung bei hohen Energien und bei Hadronen, bei denen das absorbierende Detektorvolumen viele Strahlungslängen lang sein muß und sehr viele Schauerteilchen entstehen. Die Teilchenstatistik verschlechtert sich durch die passiven Absorberschichten, die Detektorabmessungen können aber durch das dichte passive Absorbermaterial klein gehalten werden.

Mit einem homogenen Kalorimeter kann prinzipiell die bessere Energieauflösung erreicht werden, da die Energiemessung alle Schauerteilchen einbeziehen kann und somit keine Samplingfluktuationen auftreten. Dazu wird entweder die durch Ionisation entstehende Ladung oder das Cherenkov- bzw. Szintillationslicht registriert. Die nächsten Abschnitte geben einen Überblick über die Funktionsprinzipien.

2.4.1 Ionisationskalorimeter

Bei einem Detektor, der auf dem Prinzip der Ladungssammlung beruht, werden die durch Ionisation erzeugten Ladungen gemessen. Zu diesem Zweck benutzt man Gase oder Flüssigkeiten, z.B. flüssige Edelgase, in denen sich die Ladungsträger möglichst schnell bewegen können und eine lange Lebensdauer besitzen. Dazu ist eine sehr reine Flüssigkeit nötig (Verunreinigungen $< 1\text{ ppm}$, abhängig von Driftstrecken und Driftgeschwindigkeiten), denn von elektronegativen Verunreinigungen wie z.B. O_2 , N_2 , CO_2 werden freie Ladungsträger eingefangen und tragen dann nicht mehr zum schnellen Ladungssignal bei.

In der Flüssigkeit befinden sich Elektroden, die abwechselnd auf positiver und negativer Hochspannung liegen. Die freien Ladungsträger driften zu den entsprechenden Elektroden und induzieren ein Ladungssignal, welches über ladungsempfindliche Vorverstärker registriert wird. Die gemessene Ladungsmenge ist direkt proportional zur Teilchenenergie, wenn die Schauerteilchen vollständig im Detektorvolumen absorbiert werden und alle Ionisationsprodukte zu den Elektroden gelangen. Die Auflösung wird dann primär durch die statistischen Schwankungen

der Ladungsträgerzahl bestimmt. Die Energie, die benötigt wird, um ein freies Ladungsträgerpaar zu erzeugen, liegt bei den flüssigen Edelgasen bei etwa 20 eV. Bei NA48 wurden mit einem homogenen Flüssig-Krypton-Kalorimeter bei Elektronenenergien zwischen 10 und 80 GeV eine Auflösung von $\Delta E/E = 3.5\%/\sqrt{E} + 0.5\%$ erreicht [bar96].

Die Signaldauer hängt von Driftstrecken, Driftgeschwindigkeiten und der Signalformung ab und ist im allgemeinen länger als 100 ns.

2.4.2 Cherenkov-Schauerkalorimeter

Beim Cherenkov-Kalorimeter werden hochtransparente, dichte Materialien als Absorber benutzt. Die Schauerteilchen, deren Geschwindigkeiten β oberhalb der Cherenkovschwelle $\beta = 1/n$ liegen, emittieren ein kontinuierliches Photonenspektrum in einen Vorwärtskegel mit Öffnungswinkel $\theta = \arccos(1/n\beta)$, wobei n den Brechungsindex des Materials bezeichnet. Am hinteren Ende des Cherenkovstrahlers wird ein Photomultiplier angekoppelt, der die Photonen in Ladungspulse umsetzt. Die Energieauflösung hängt hier hauptsächlich von der Photoelektronenstatistik ab. Um die Anzahl der Photoelektronen groß und damit die statistischen Schwankungen klein zu halten, muß auf eine effiziente Lichtsammlung und hohe Transparenz insbesondere bei kurzen Wellenlängen geachtet werden, da die Anzahl der entstehenden Cherenkov-Photonen proportional zu $d\lambda/\lambda^2$ ist.

Wie durch die A4-Kollaboration [maa97] gezeigt wurde, lassen sich mit Bleifluoridkristallen (PbF_2) von $21 X_0$ Länge Energieauflösungen von $\Delta E/E = 3.3\%$ bei 855 MeV Elektronen erzielen.

Ein großer Vorteil dieser Cherenkov-Kalorimeter sind ihre sehr kurzen Ausgangssignale, deren Zeitverhalten praktisch nur durch Lichtlaufzeiten, Photomultiplieranstiegszeiten und Anschlußkapazitäten bestimmt wird.

2.4.3 Szintillationskalorimeter

Bei einem homogenen Szintillationskalorimeter wird die Energie des Teilchens in einem transparenten, dichten, szintillierenden Material deponiert. Die Anzahl der entstehenden Szintillationsphotonen ist proportional zur deponierten Energie, solange die Anregungsdichten eine materialabhängige Sättigungsgrenze nicht überschreiten. Das Licht stammt aus Lumineszenzanregungszuständen. Es hat eine oder mehrere typische Abklingzeiten, die durch die Lebensdauer der angeregten Zustände gegeben sind.

Üblich sind anorganische szintillierende Kristalle wie z.B. NaI, BaF_2 , BGO. Mit NaI werden die besten Auflösungen erreicht, da es eine sehr hohe Szintillationsausbeute von etwa 40000 Photonen/MeV besitzt. Für anorganische Festkörperszintillatoren liegen die Abklingzeiten im Bereich von einigen bis wenigen 100 ns.

Wie auch bei Cherenkovkalorimetern muß bei diesen Festkörperszintillatoren auf eine gute Lichtsammlung geachtet werden. Die Photoelektronenstatistik ist

meist der limitierende Beitrag zur Energieauflösung. Auf die Bedeutung einer gleichmäßigen Lichtsammlung wird in Abschnitt 2.5.2 quantitativ eingegangen.

Organische Szintillatoren finden seltener eine Anwendung in homogenen Kalorimetern, da ihre Dichte zu gering ist. Auf die Verwendung von flüssigen Edelgasen als Szintillator wird in Kapitel 3 eingegangen.

2.5 Beiträge zur Energieauflösung

In diesem Kapitel werden die Beiträge diskutiert, die zu einer endlichen Energieauflösung eines Kalorimeters führen. Es handelt sich dabei vor allem um Fluktuationen in der deponierten Energie, ungleichmäßige Licht- bzw. Ladungssammlung und statistische Schwankungen in der Ladungsträger- bzw. Photoelektronenzahl.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird mit Hilfe von monoenergetischen Teilchen bestimmt, die in den Detektor eingeschossen werden. Die Auflösung ist als die Standardabweichung der Verteilung der gemessenen Energiewerte definiert. Ist der Peak dieser Energiewerteverteilung gaussförmig, wird die Standardabweichung durch anpassen einer Gaußkurve bestimmt. Weicht die Form des Peaks zu stark von einer Gaußkurve ab, wird die Energieauflösung über $\Delta E = \text{FWHM}/2.36$ definiert³. Meist gibt man die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ in Prozent an.

2.5.1 Unvollständige Energiedeposition

Einen wesentlichen Beitrag zur Energieauflösung liefern die statistischen Fluktuationen der vom einfallenden Teilchen im Detektor deponierten Energie. Diese Fluktuationen sind umso kleiner, je größer der im Detektor deponierte Anteil der Teilchenenergie ist. Je höher die Energie des zu absorbierenden Teilchens ist, um so größer muß das absorbierende Volumen sein, damit ein ausreichend großer Anteil der Gesamtenergie deponiert wird.

Am Beispiel eines LXe-Volumens der Maße $370 \cdot 150 \cdot 150 \text{ mm}^3$ wurde mit Hilfe einer GEANT-Simulation die Energiedeposition von monoenergetischen Elektronen und Gammaquanten innerhalb dieses Volumens untersucht.

Abb. 7 zeigt die Spektren der Energiedeposition bei drei Einschußenergien. Bei 10 MeV Einschußenergie wird in 41% (Elektronen) bzw. 37% (Gammas) aller Ereignisse die gesamte Teilchenenergie im Detektorvolumen deponiert. Unterhalb der kritischen Energie von etwa 14 MeV entstehen keine hochenergetischen Bremsstrahlphotonen, die viel Energie aus dem Volumen tragen können. Im Fall des Gammaeinschusses ist deutlich der single-escape-Peak und der double-escape-Peak sichtbar. Diese Peaks repräsentieren Ereignisse, bei denen das Photon nahe der Volumengrenze ein Elektron-Positron-Paar bildet und eines (single-escape)

³FWHM (full width at half of maximum) bedeutet volle Breite des Peaks bei halber Höhe. $\text{FWHM}/2.36$ entspricht nur bei einer Gaußverteilung der Standardabweichung, man benutzt diese Definition trotzdem auch für nicht gaussförmige Peaks.

oder beide (double-escape) Positron-Annihilations-Photonen das aktive Detektorvolumen verlassen.

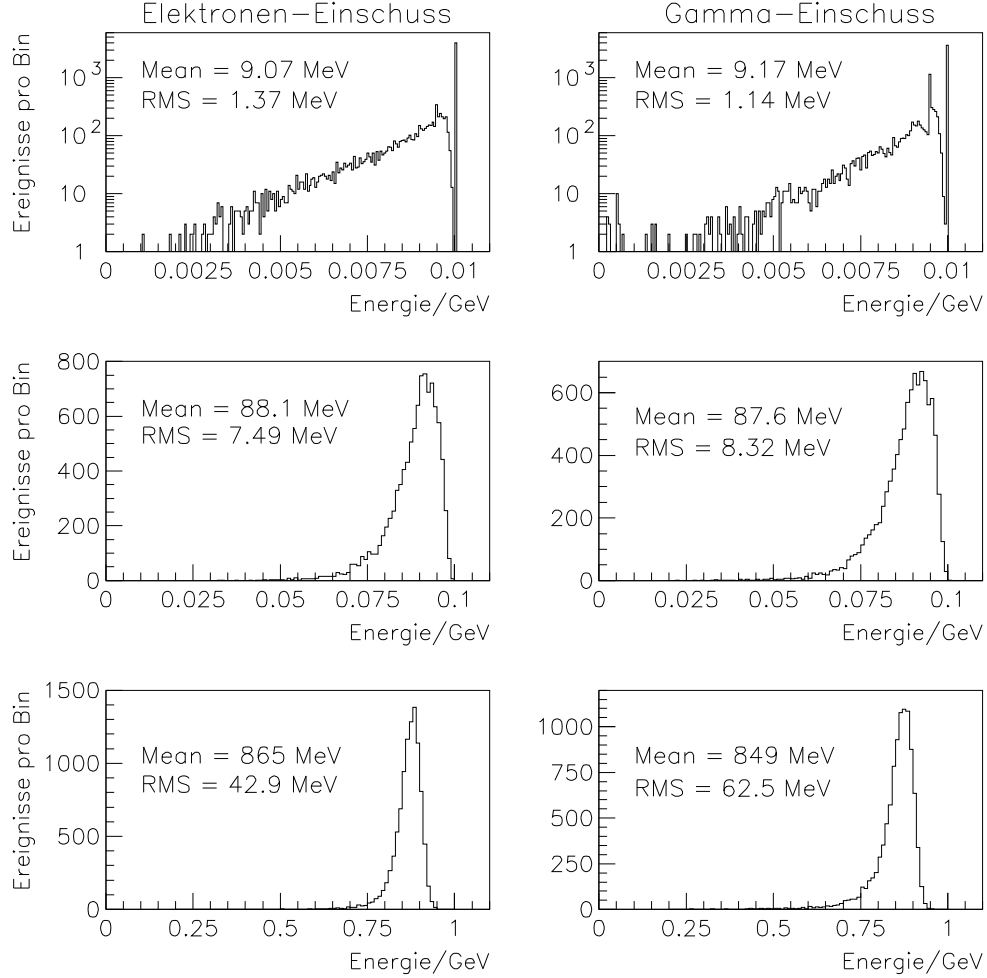


Abbildung 7: Verteilung der Energiedeposition in einem $370 \cdot 150^2 \text{ mm}^3$ grossen LXe-Volumen beim zentralen Einschuss von Elektronen (links) und Gammaquanten (rechts) mit Energien von 10, 100 und 1000 MeV (GEANT-Simulation).

Bei 100 und 1000 MeV Einschussenergie (Spektren in der Mitte und unten) bildet sich ein Elektron-Photon-Schauer mit vielen hochenergetischen Bremsstrahlphotonen aus, von denen ein Teil das Detektorvolumen verläßt. Deshalb besitzt das Spektrum einen Peak etwas unterhalb der Einschussenergie mit einer relativ steilen Flanke zu hohen Energien hin und einem langen, flachen Ausläufer

zu niedrigen Energien. Ist das Kalorimetervolumen so klein, daß im Mittel weniger als etwa 50% der Energie im Detektor deponiert wird, besitzt der entsprechend niedriger liegende Peak einen Ausläufer zu hohen Energien.

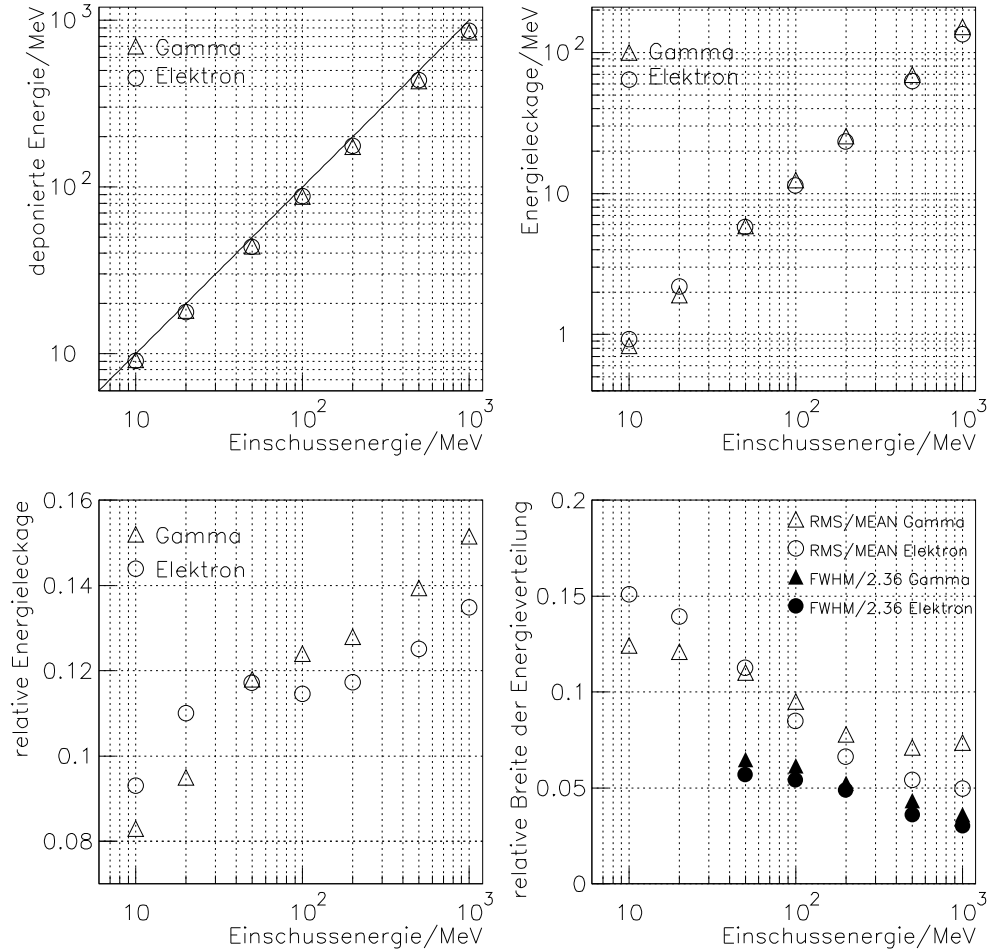


Abbildung 8: *Energiedeposition und Fluktuationen in einem $370 \cdot 150^2 \text{ mm}^3$ grossen LXe-Volumen beim zentralen Einschuss von Elektronen und Gammaquanten mit Energien zwischen 10 und 1000 MeV (GEANT-Simulation). Links oben ist zusätzlich die Gerade der vollständigen Energiedeposition eingezeichnet.*

In Abb. 8 sind die Ergebnisse der Simulation für Einschussenergien zwischen 10 MeV und 1 GeV zusammengefaßt. Oben links ist das statistische Mittel (Mean) der deponierten Energie im Vergleich zur vollständigen Energiedeposition (Gera-

de mit Steigung eins) zu sehen. Rechts davon befindet sich die mittlere nicht deponierte Energie, die Energieleckage.

In den unteren Graphen ist der Anteil der Leckage an der Gesamtenergie und die Breite der Verteilung der deponierten Energie aufgetragen. Die Breite der Verteilung ist mit zwei unterschiedlichen Methoden bestimmt worden, das relative RMS⁴ und FWHM/2.36. Durch die starke Asymmetrie der Spektren bei 10 und 20 MeV Einschußenergie ist das RMS größer als die Energieleckage.

Obwohl der Anteil der Leckage an der Gesamtenergie mit der Energie von etwa 12% bei 50 MeV zu 14% bei 1 GeV ansteigt, wird die Breite der Verteilung schmaler (von 6% bei 50 MeV zu 3% bei 1 GeV). Bei niedrigen Teilchenenergien trägt ein hochenergetisches Bremsstrahlphoton, welches das aktive Volumen verläßt, oft einen beträchtlichen Anteil an der Gesamtenergie. Es sind also stärkere Fluktuationen in der deponierten Energie möglich als bei hohen Teilchenenergien, die über entsprechend mehr Schauerteilchen und damit kleinere statistische Schwankungen verfügen. Bei einer Einschußenergie von 1 GeV tragen die longitudinalen und transversalen Verluste in der Energiedeposition etwa gleich stark zu den Fluktuationen in der Energiedeposition bei. Bei 100 MeV Einschußenergie werden die Fluktuationen hauptsächlich durch Verluste in transversaler Richtung verursacht.

Schießt man zwar parallel zur Detektorlängsachse, aber nicht mehr zentral ein, wird bei Annäherung der Einschußposition an den Rand des Detektorvolumens weniger Energie deponiert, da ein größerer Anteil des Schauers nicht im Detektor enthalten ist. Abb. 9 zeigt eine Frontansicht des Detektorvolumens und die Spuren eines simulierten Schauers bei zentralem Einschuß eines 1 GeV Elektrons. Das aktive Detektorvolumen ist durch die dickeren Linien begrenzt, außerhalb befindet sich ebenfalls flüssiges Xenon. In Abb.10 sind Ergebnisse einer GEANT-Simulation gezeigt, in der die Einschußposition entsprechend Abb. 9 in 1 cm Schritten von der Mitte zum Rand hin entlang der x-Achse variiert wurde.

Bildet sich ein Elektron-Photon-Schauer aus, ist die gesamte deponierte Energie als auch die Breite der Energieverteilung von der Einschußposition nahezu unabhängig, solange diese innerhalb der zentralen $6 \cdot 6 \text{ cm}^2$ liegt. Bei 10 MeV ist dies sogar für $12 \cdot 12 \text{ cm}^2$ der Fall, weil sich bei Teilchenenergien unterhalb der kritischen Energie kaum Bremstrahlphotonen bilden und so die Energiedeposition auf ein kleines Volumen beschränkt bleibt.

⁴RMS bezeichnet die Wurzel aus dem Mittel der quadratischen Abweichungen vom Mittelwert.

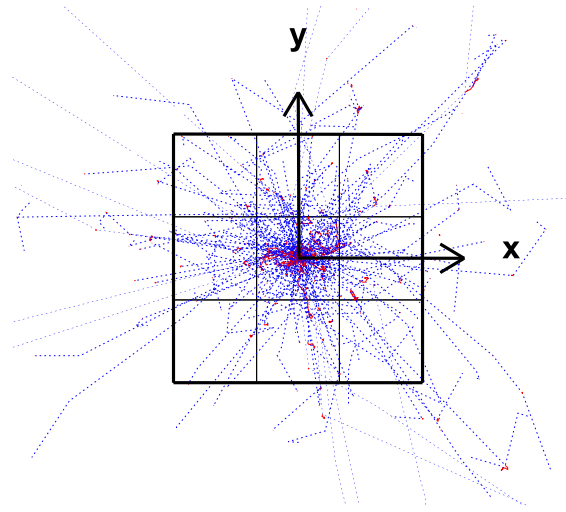


Abbildung 9: *GEANT-Simulation der Schauerentwicklung im LXe Beispielvolumen beim Einschuss von 1 GeV Elektronen.*

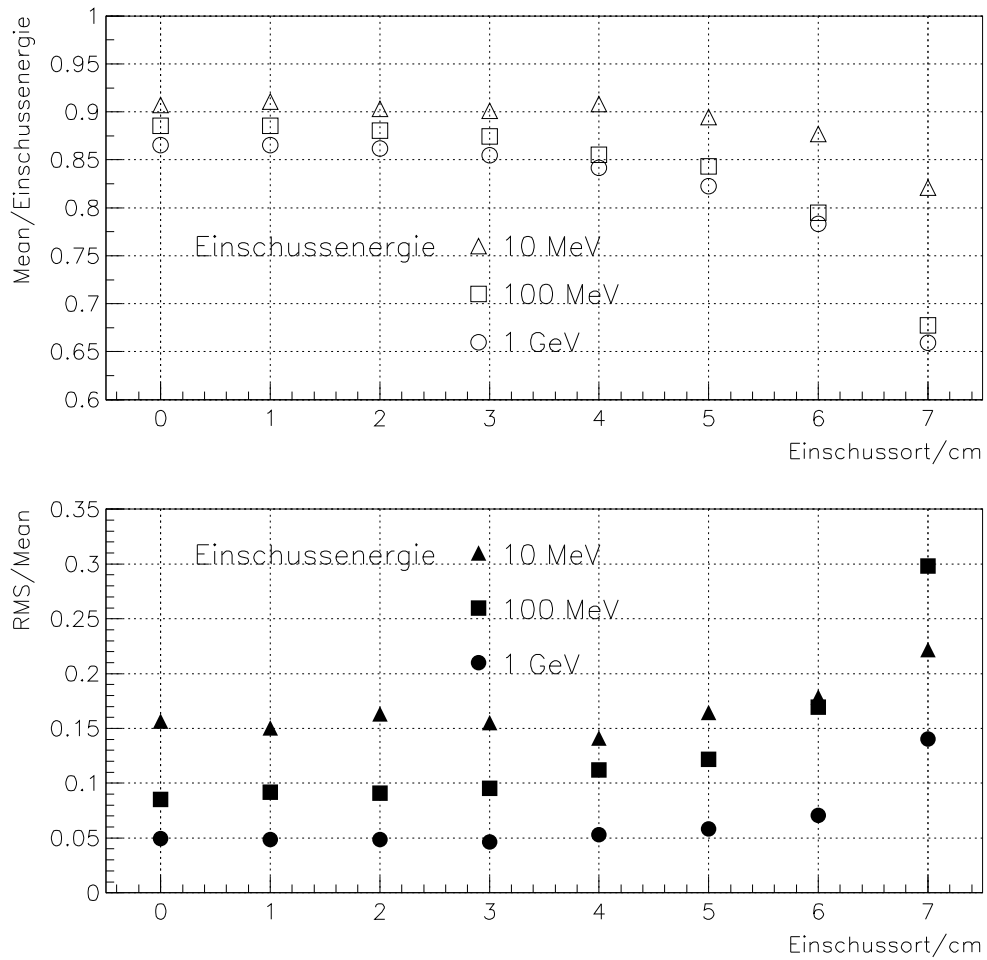


Abbildung 10: *Abhängigkeit der Energiedeposition und deren Fluktuation von der Elektronen-Einschussposition in einem LXe-Volumen von $370 \cdot 150^2 \text{ mm}^3$ (GEANT-Simulation).*

2.5.2 Ungleichmäßiges Antwortverhalten über das Detektorvolumen

Hat ein Teilchen einen ausreichend großen Teil seiner Energie im Detektor deponiert, kann man durch die in Abschnitt 2.4 beschriebenen Verfahren seine Energie bestimmen. Dabei ist für alle drei Methoden (Ladungssammlung, Detektion des Szintillationslichtes oder Cherenkovlichtes) ein gleichmäßiges Antwortverhalten über das Detektorvolumen wichtig. Gleiche Beträge deponierter Energie an verschiedenen Orten des Volumens sollen die gleiche Energieantwort des Detektors liefern.

Bei allen Methoden wird das Detektorvolumen lokal ausgelesen. Bei Ionisationsdetektoren geschieht dies an Kathoden- und Anodendrähten, bei Szintillations- und Cherenkovkalorimetern durch die Photokathoden der Photomultiplier. Das geforderte gleichmäßige Antwortverhalten bedeutet also räumlich gleichmäßige Ladungssammlungs- bzw. Lichtsammeleffizienz.

Der Einfluß einer inhomogenen Lichtsammlung auf die Energieauflösung eines Szintillationskalorimeters wird an folgendem Beispiel verdeutlicht: Ein Szintillatorvolumen soll zur Kalorimetrie benutzt werden. Das aktive Volumen wird dazu in einzelne Lichtsammelzellen unterteilt. Am hinteren Ende einer Zelle wird ein Photomultiplier angekoppelt, vorne treten die Teilchen ein. Das Licht, das am vorderen Ende entsteht, muß einen langen Weg durch die Zelle zurücklegen, bevor es den Photomultiplier treffen kann. Dabei tritt Reflexion an den Zellwänden und Absorption innerhalb des aktiven Mediums auf. Im allgemeinen werden deshalb Szintillationsphotonen, die nahe dem Photomultiplier erzeugt werden, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit detektiert als solche, die nahe der Zellfront entstehen.

Da die Bildung der Elektron-Photon-Kaskaden ein statistischer Prozeß ist, wird bei jedem individuellen Schauer die Energie mit verschiedenen Ortsverteilungen deponiert. Bei einer inhomogenen Lichtsammlung führt dies zu einer Abhängigkeit der Energieantwort von der Ortsverteilung. Die Energieantwort für eine Teilchenabsorption ist damit die Faltung aus der räumlichen Verteilung der Energiedeposition und der ortsabhängigen Lichtsammeleffizienz.

In Abb. 11 sind zwei typische Schauerentwicklungen aus einer GEANT-Simulation dargestellt. 1 GeV Elektronen (schwarze Pfeile) werden in einem LXe-Volumen absorbiert. Bei beiden Ereignissen werden jeweils 870 MeV im aktiven Volumen (dick umrandet) deponiert. Oben sind die Trajektorien der Teilchen zu erkennen, in rot die der Elektronen, in blau die der Gammaquanten. Darunter zeigen die Histogramme, wo im aktiven Volumen die Energie deponiert wird. In den Histogrammen ist der Ort durch eine Längskoordinate z und eine radiale Koordinate r , die den Abstand von der Mittelachse angibt, gekennzeichnet. Deutlich ist zu erkennen, daß sich in den zwei dargestellten Ereignissen die Energiedeposition unterschiedlich im Volumen verteilt. Bei einer inhomogenen Lichtsammeleffizienz entstehen so zwei unterschiedliche Energieantworten trotz betragsmäßig gleicher Energiedeposition.

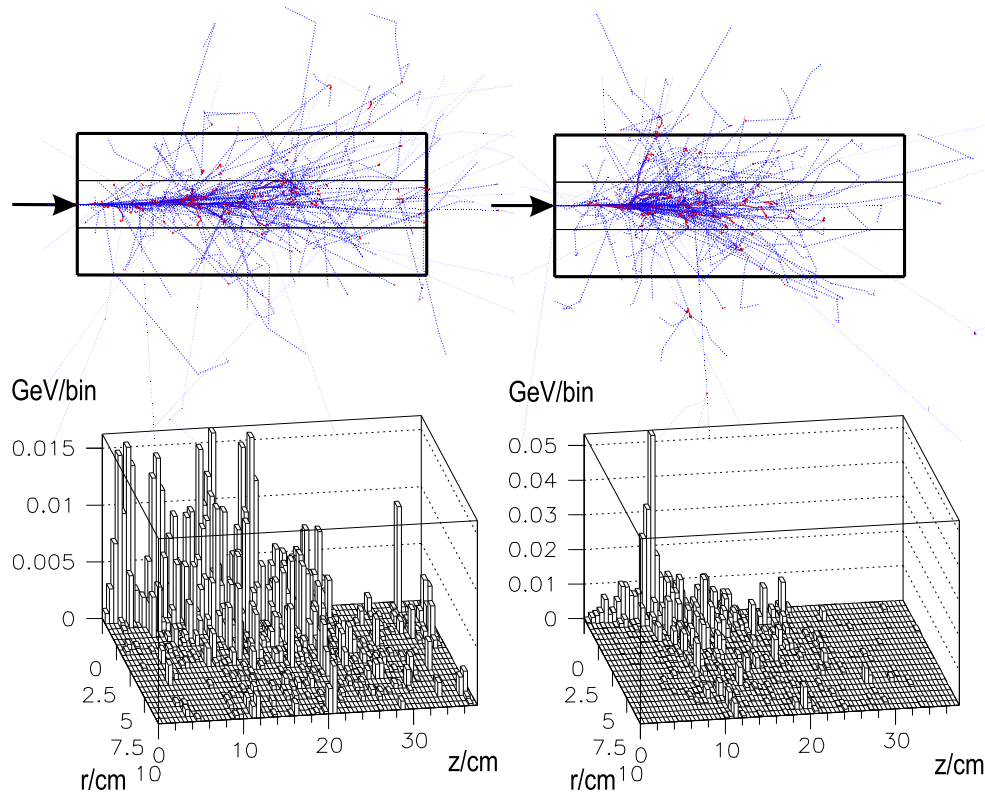


Abbildung 11: Oben: Zwei typische Schauer für 1 GeV Elektronen in LXe mit Teilchenspuren (rot: Elektronen, blau: Gammaquanten); Unten: orts-aufgelöste Energiedeposition; in beiden Fällen werden 870 MeV deponiert (GEANT-Simulation).

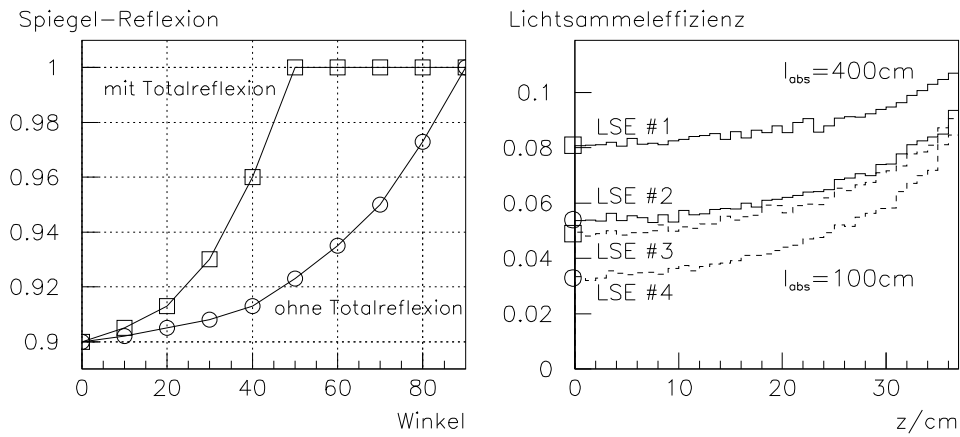


Abbildung 12: Reflexionseigenschaften von Lichtsammelspiegeln und daraus resultierende Lichtsammelleffizienzen (LSE) bei 100 cm (gestrichelte Linien) und 400 cm (durchgezogene Linien) Absorptionslänge.

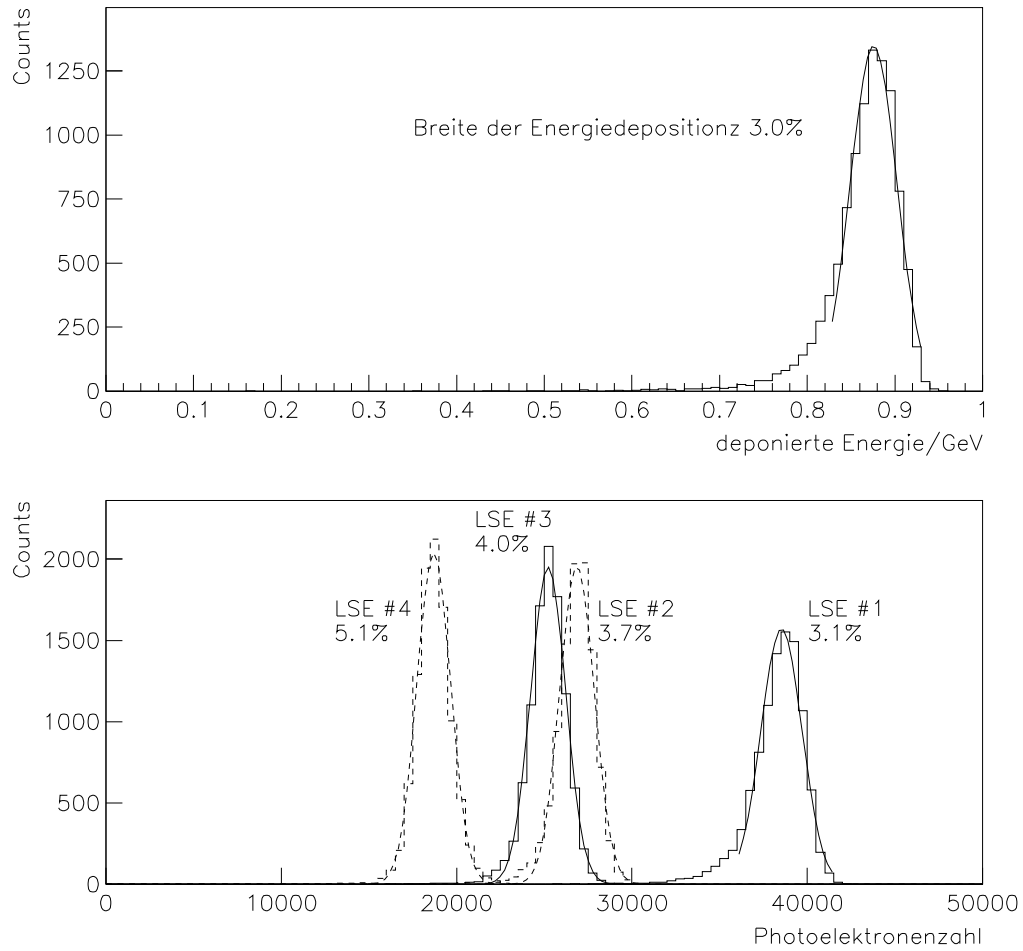


Abbildung 13: *Energiedeposition (oben) und Photoelektronenzahlverteilung (unten) bei vier verschiedenen Lichtsammlungen (Abb. 12); Szintillationsausbeute 40000 Photonen/MeV; Quantenausbeute des Photomultipliers 20% (GEANT- und Raytrace-Simulationen).*

Mit einem Monte-Carlo Raytrace-Programm (Anhang E), das die Lichtsammlung in solchen Detektorzellen für verschiedene optische Parameter ausrechnet, kann in Verbindung mit der Schauersimulation durch GEANT der quantitative Einfluß von Parametern der Lichtsammlung auf die Energieantwort des Detektors bestimmt werden.

Eine Beispielrechnung zeigt für ein $370 \cdot 150^2 \text{ mm}^3$ Volumen, das in 3·3 Zellen unterteilt ist, den Einfluß von Reflexion und Absorption auf Lichtsammlung und Energieauflösung. Zwei typische Reflexionskurven für die Zellgrenzflächen, wie sie bei Spiegelreflexion und innerer Totalreflexion auftreten, wurden ausgewählt (Abb. 12). Das Szintillatormaterial hat eine Absorptionslänge von 100 cm

bzw. 400 cm. Am hinteren Ende jeder Zelle ($z=37\text{cm}$) befindet sich ein Photomultiplier von 28 mm Durchmesser.

Daraus ergeben sich aus der Raytrace-Simulation ortsabhängige Lichtsammeleffizienzen (Abb. 12). Sie sind gegen die Längskoordinate z der Zelle aufgetragen. Deutlich ist bei allen vier Kurven der Anstieg der Lichtsammeleffizienz zum Zellende hin zu erkennen, was einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur Energieauflösung liefert.

Der Einfluß dieser inhomogenen Lichtsammeleffizienzen auf die Energieauflösung kann mit Hilfe einer GEANT-Simulation bestimmt werden, die die Ergebnisse des Raytraceprogramms benutzt. In Abb. 13 ist oben das Spektrum der Energiedeposition für den Einschuß von 1 GeV Elektronen dargestellt. Im Vergleich dazu sind unten die simulierten Photoelektronenverteilungen⁵ für die Lichtsammlungskurven aus Abb. 12 zu sehen. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußkurve angefitet. Die σ -Breite dieser Verteilungen stellt die Energieauflösung des simulierten Kalorimeters dar.

Bei einer σ -Breite der Energiedeposition von 3.0% führt die Lichtsammlung zu einer Energieauflösung von 5.1% und 3.7% für 1 m Absorptionslänge und jeweils einen der beiden Reflexionsparametersätze, 4.0% und 3.1% für 4 m Absorptionslänge. Entfaltet man die relativen Breiten quadratisch, so ergibt sich ein Beitrag zur Energieauflösung zwischen 0.8% (Lichtsammlung #1) und 4.1% (Lichtsammlung #4) durch die Inhomogenität der Lichtsammlung. Statistische Fluktuationen der Photoelektronenzahl können in diesem Beispiel vernachlässigt werden.

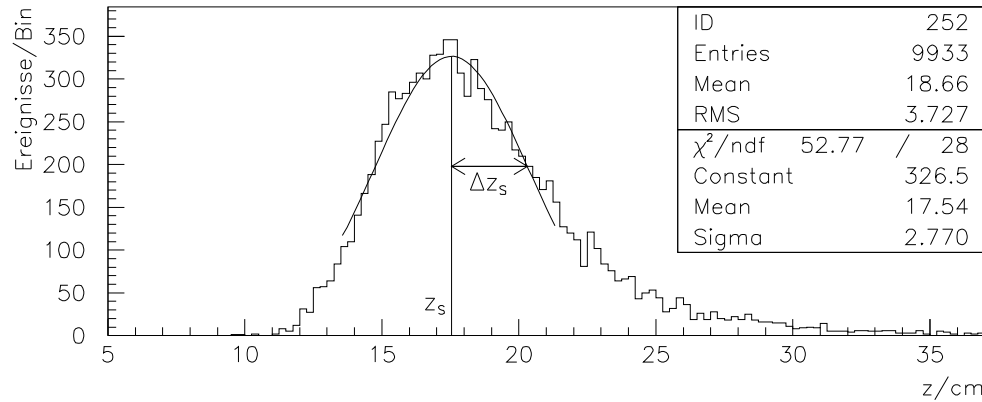


Abbildung 14: Verteilung der longitudinalen Schwerpunktkoordinate eines elektromagnetischen Schauers beim Einschuß von 1 GeV Elektronen in LXe (GEANT-Simulation).

⁵Das Simulationsprogramm errechnet für jedes eingeschossene Elektron die Anzahl der Photoelektronen, die aus der Photomultiplierkathode ausgelöst werden.

Der Einfluß der inhomogenen Lichtsammlung auf die Energieauflösung kann näherungsweise auch durch eine einfache Abschätzung erhalten werden: Multipliziert man die Variation Δz_S des longitudinalen Schwerpunktes z_S der Energiedeposition im Schauer (Abb. 14) mit der relativen Steigung der Lichtsammeleffizienz bei z_S ,

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{LSE} = \frac{dLSE(z)}{dz} \Big|_{z_S} \frac{\Delta z_S}{LSE(z_S)}, \quad (16)$$

ergibt dies die relative Änderung der Lichtausbeute durch die Schwerpunktsvariationen der individuellen Schauer. Führt man diese Art der Abschätzung für die Lichtsammlungskurve LSE #4 (Abb. 12) durch, ihre relative Steigung bei z_S beträgt 2.4%/cm, berechnet man Schwankungen der Lichtausbeute von 6.7%.

2.5.3 Statistik in der Ladungs-, bzw. Lichtsammlung

Sowohl bei der Ladungs- als auch der Lichtsammlung wird eine endliche Zahl von Ladungsträgern und Photonen bzw. Photoelektronen registriert, um die Energieantwort zu erhalten. Es handelt sich in beiden Fällen um statistische Prozesse, die der Poissonstatistik unterliegen.

Erwartet man in einer Messung N Ereignisse, schwankt nach der Poissonstatistik die Zahl der registrierten Ereignisse mit einer Standardabweichung von $\sqrt{N}$.

Für den Fall eines Szintillationskalorimeters mit Photomultiplierauslese kommt der größte Beitrag zu diesen statistischen Schwankungen von der Photoelektronenzahl, weil dort die kleinste Anzahl von diskreten statistischen Prozessen abläuft und deshalb deren relative Schwankung am größten ist. Wird ein Photomultiplier mit angepaßter Verstärkung verwendet, können die Schwankungen, die durch Verluste in der Fokussierung zwischen Photokathode und erster Dynode auftreten, meist vernachlässigt werden.

Bei Ionisationsdetektoren kann man unter optimalen Bedingungen beobachten, daß die Auflösung unterhalb des durch die Poissonstatistik gegebenen Limits liegt. Dies bedeutet, daß die Prozesse, die zur Erzeugung der freien Ladungsträger führen, nicht unabhängig voneinander sind und so die Schwankungen kleiner sind, als durch die Poissonstatistik vorausgesagt. Um dies zu berücksichtigen, führt man den Fano-Faktor F ein [kno89]:

$$F = \frac{\text{beobachtbare Varianz}}{\text{Poissonvarianz}}. \quad (17)$$

Damit sind die Schwankungen der Ladungsträgerzahl durch $\sqrt{FN}$ gegeben. Bei Halbleiterdetektoren und den meisten Ionisationsdetektoren findet man Fano-Faktoren von deutlich kleiner eins (z.B. $F_{LA\tau}=0.107$), bei Szintillatoren unterscheidet sich der Fano-Faktor meist kaum von eins. Er ist bei Szintillatoren im allgemeinen für die Energieauflösung auch nicht entscheidend, da die Beiträge der Photoelektronenstatistik wesentlich größer sind.

2.5.4 Weitere Beiträge zur Energieauflösung

Weitere Beiträge zur Energieauflösung können durch nichtlineares Verhalten von Photomultipliern (Anhang C), Drift von Betriebsparametern (Anhang D) und elektronisches Rauschen auftreten. Im allgemeinen lassen sie sich so weit reduzieren, daß sie nur noch einen vernachlässigbaren Anteil zur beobachtbaren Energieauflösung liefern.

3 LXe als Detektormaterial

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die wichtigsten physikalischen Daten von Xenon und seine Eigenschaften bei der Verwendung als Detektormaterial. Dabei wird auf die Szintillationszeitkonstanten und die Eigenabsorption des Szintillationslichtes in gesonderten Abschnitten detaillierter eingegangen. Dort werden auch entsprechende Messungen beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Sie werden im Vergleich zu Literaturangaben diskutiert.

3.1 Physikalische Eigenschaften von LXe

Xenon (griech.: Fremder) wurde 1898 von Ramsay und Travers nach Verdampfung der Komponenten von flüssiger Luft entdeckt. Es kommt in der Luft der Atmosphäre und in manchen Erdgaslagerstätten vor. Es fällt als Nebenprodukt bei der Luftverflüssigung an und ist weder giftig noch korrosiv. Xenon ist zu einem Preis von etwa 500 DM pro kg in Reinheitsklassen bis zu 4.8 (99.998% Xenon) erhältlich.

Die folgenden Tabellen zeigen eine Zusammenfassung der physikalischen Eigenschaften von Xenon [lin93][inc90][kay87].

Atomare Daten:

Chemisches Zeichen	Xe
Atmosphärisches Xenon	9 stabile Isotope
Konzentration in trockener Luft	0.086 ppm
Ordnungszahl	54
Molare Masse	131.29 g/mol
Schalenstruktur	$KLM\ 4s^2p^6d^{10}\ 5s^2p^6$
Atomdurchmesser	4.05 Å

Thermodynamische Daten

Festes Xenon	
Tripelpunkt	161.35 K
Dichte @160K	3.407 kg/l
molare Wärmekapazität	25.1 J/mol K @50 K
	28.2 J/mol K @100 K
	33.6 J/mol K @150 K
Schmelzwärme	17.488 kJ/kg

Flüssiges Xenon	
Tripelpunkt	161.35 K
Dampfdruck am Tripelpunkt	0.816 bar
Dichte am Tripelpunkt	3.057 kg/l
Siedepunkt @1.013bar	165.05 K
Dichte @165 K	2.95 kg/l
@178 K	2.86 kg/l
kritischer Punkt	58.4 bar, 289.9 K
Dichte @289.9 K	1.11 kg/l
spez. Wärme am Siedepunkt @165 K	3.37 kJ/(kg K)
Verdampfungswärme	96.29 kJ/kg
Viskosität @165K	$0.507 \cdot 10^{-3}$ kg/(m s)

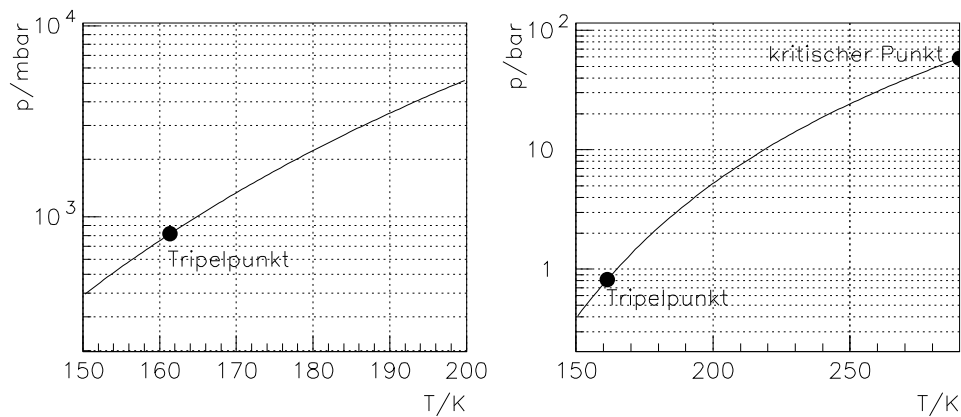


Abbildung 15: Dampfdruckkurve von Xenon [www82][lin93]

Gasförmiges Xenon	
Dichte (STP)	5.517 kg/m ³
spez. Wärme (STP)	0.159 kJ/(kg K)
Wärmeleitfähigkeit @1bar	55.7 μ W/(cm K) @15°C 34 μ W/(cm K) @173.2 K 52 μ W/(cm K) @273.2 K
van der Waals Konstante a	$4.17 \cdot 10^6$ bar cm ⁶ /mol ²
van der Waals Konstante b	51.4 cm ³ /mol
kritischer Druck	58.40 bar , 16.58° C
Volumenverhältnis Gas(STP)/Flüssigkeit(2 bar, 178 K)	518.9
Viskosität	21.2 μ N s/m ² @273.2 K 28.8 μ N s/m ² @373.2 K

3.2 Eigenschaften von LXe als Detektormaterial für Teilchenstrahlung

Die Eigenschaften von flüssigem Xenon, die es als Detektormaterial interessant machen, sind sein niedriger W-Wert⁶ mit kleinem Fano-Faktor und seine hohe Szintillationsausbeute bei kurzer Abklingzeit. Zusammen mit der kurzen Strahlungslänge macht dies LXe ideal für kompakte, schnelle Detektoren mit guter Energie- und Zeitauflösung. Als flüssiges Edelgas zeigt es praktisch keine Strahlenschäden.

Folgende Tabelle faßt einige Eigenschaften von LXe als Detektormaterial zusammen:

dE/dx (mip)	3.86 MeV/cm
Strahlungslänge	8.16 g/cm ² , 2.77 cm @165 K
Moliereradius	12.25 g/cm ² , 4.1 cm @165 K
Szintillationsausbeute in Photonen/Mev	40000 [kub82], 80000 [seg95]
Fano-Faktor für die Szintillation	0.033 [seg95]
Szintillationszeitkonstanten	2.2 ns, 28 ns, 45 ns [kub82][hit83] 3.3 ns, 72 ns, 303 ns (Kapitel 3.2.1)
Wellenlänge der Szintillation	175 nm
Brechungsindex @175 nm	1.5655 @161.4 K [bav96]
@340 nm	1.410 @166 K, 1.398 @178 K [sin69]
Absorptionslänge @175 nm	3 cm [aki95], ≥50 cm [chp94] 10 cm (Kapitel 3.2.3)
W-Wert	15.6 eV
Fano-Faktor für die Ionisation	0.041
Strahlenfestigkeit	≥ 10 Mrad

3.2.1 Der Szintillationsmechanismus

Für die Xenon-Lumineszenz sind die beiden tiefstliegenden angeregten molekularen Zustände $\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+)$ und $\text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+)$ verantwortlich [kub78][kub79]. Beide zerfallen durch Abstrahlung von Photonen mit 7.4 eV Energie in den repulsiven Grundzustand $\text{Xe}_2(^1\Sigma_g^+)$. Die Zeitkonstante für den Zerfall des Triplettzustandes beträgt 28 ns, für den Singlettzustand 2.2 ns.

Die Anregung dieser beiden Zustände durch ionisierende Teilchen geschieht über zwei Prozesse:

1. Der erste Prozeß ist die direkte Anregung eines freien Excitons⁷ Xe^{ex} , das innerhalb von wenigen Picosekunden in einen der angeregten Molekülzustände

⁶Der W-Wert gibt die Energie an, die nötig ist, um ein freies Elektron- Xe^+ -Paar zu erzeugen.

⁷Excitonen sind gebundene Elektron-Loch-Paare, die sich im Medium bewegen können. Die Anregungsenergie für ein Exciton liegt knapp unterhalb der Ionisationsenergie [kit71].

Xe_2^* übergeht.

2. Beim zweiten Prozeß entsteht durch das primäre ionisierende Teilchen ein Xenon-Ion Xe^+ und ein freies sekundäres Elektron. Das Xe^+ bildet innerhalb weniger Picosekunden ein Xe_2^+ -Molekülion. Das sekundäre Elektron verliert Energie durch Anregung von Excitonen (siehe 1. Prozeß), Bildung von Xe^+ -Elektron-Paaren (Entstehung weiterer Xe_2^+ Molekülionen und freier Elektronen) und abschließend durch Phononenemission. Das thermalisierte⁸ Elektron rekombiniert mit einem Molekülion unter Bildung eines der beiden angeregten Xe_2^* -Molekülzustände $^3\Sigma_u^+$ oder $^1\Sigma_u^+$. Die Dynamik dieser Rekombination hängt stark von der Ionisationsdichteverteilung des primären Teilchens ab.

Unabhängig von der Art der primären Anregung stammen etwa 74% des Szintillationslichtes aus denjenigen angeregten Molekülzuständen, die durch Rekombination von thermischen Elektronen und Molekülionen erzeugt werden [kub79]. Man bezeichnet diesen Vorgang als Rekombinationslumineszenz. Die Bildung der angeregten Molekülzustände über freie Excitonen führt zur Excitonenlumineszenz.

In Abwesenheit eines elektrischen Feldes hängen die Zeitkonstanten des beobachtbaren Szintillationslichtes deshalb von der Ionisationsdichte der primären Anregung ab. Für hohe Ionisationsdichten, wie sie z.B. bei α -Teilchen auftreten, läuft die Rekombination sehr schnell ab und die Abklingzeiten des Szintillationslichtes entsprechen den Zerfallszeiten des Singlett- und Triplettzustandes ($\tau_s=2.2$ ns, $\tau_t=28$ ns). Bei minimal ionisierenden Teilchen verläuft die Rekombination sehr viel langsamer und die Abklingzeiten des Szintillationslichtes werden von der Rekombinationsdynamik bestimmt. Bei 1 MeV Elektronen beobachtet man ein τ von 45 ns [hit83]. Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes wird die Rekombinationslumineszenz unterdrückt, die Lichtausbeute sinkt auf 26% und die Szintillationszeitkonstanten entsprechen den Lebensdauern der angeregten Molekülzustände.

Bisher wurde keine Messung der Szintillationszeitkonstanten bei Anregung durch einen hochenergetischen elektromagnetischen Schauer veröffentlicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Zeitabhängigkeit der Szintillation bei Einschuß von 855 MeV Elektronen gemessen (Abschnitt 3.2.2). Es treten drei Komponenten mit Zeitkonstanten von 3.3 ns, 72.5 ns und 303 ns auf.

Die relativen Intensitäten der kurzen Singlettkomponente (I_S) zur langen Triplettkomponente (I_T) unterscheiden sich ebenfalls von der Art der Anregung. Für Elektronen von 1 MeV ist $I_S/I_T=0.17$ [kub78], was allerdings nur unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes zu beobachten ist. Für α -Teilchen wird bevorzugt der Singlettzustand gebildet mit $I_S/I_T = 1.5$ [kub78]. Bisher konnte dieses Verhalten nicht erklärt werden [hit83].

⁸Das Elektron thermalisiert in weniger als 1.5 ns [kub79].

3.2.2 Messung der Szintillationszeitkonstanten

Die Zeitkonstanten der LXe-Szintillation für hochenergetische Elektronen wurden erstmals mit dem in Kapitel 4 und 6.1 beschriebenen LXe-Testkalorimeter gemessen. Der Meßaufbau besteht aus einer Anordnung von $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen (Länge 370 mm, Zellquerschnitt 50^2 mm^2), deren Spiegelfolien mit einem Streifenmuster der Wellenlängenschiebersubstanz p-Terphenyl (PTP) bedampft sind. Am Ende der Zellen befindet sich jeweils ein Hamamatsu R1355 Photomultiplier, der nur das wellenlängenverschobene Licht von 340 nm Wellenlänge registriert.

Bei einer LXe-Temperatur von 178 K wurde mit 855 MeV Elektronen aus dem Elektronenbeschleuniger MAMI direkt in das Kalorimetermodul eingeschossen und die Ausgangssignale der Photomultiplier mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet. Die Photomultipliersignale gelangten über ein 25 m langes Kabel (RG213) zum Oszilloskop.

In Abb. 16 ist das über zehn Einzelereignisse gemittelte, invertierte Photomultipliersignal zu sehen. Die Anstiegszeit⁹ der Pulse beträgt 4.9 ns. Durch Anpassen von Exponentialfunktionen findet man drei Zeitkonstanten von 3.9 ns, 72.5 ns und 303 ns. Entfaltet man diese mit einer Photomultiplieranstiegszeit von 2.0 ns und der PTP-Fluoreszenzlebensdauer von 1.14 ns [dev93], ergibt sich für die schnelle Komponente eine Zeitkonstante von 3.3 ns. Die Beeinflussung der langsameren Szintillationskomponenten durch die Faltung ist im Rahmen der Meßfehler vernachlässigbar. Die drei Komponenten tragen einen Anteil von 5%, 82% und 13% am Gesamtsignal (Tabelle 1).

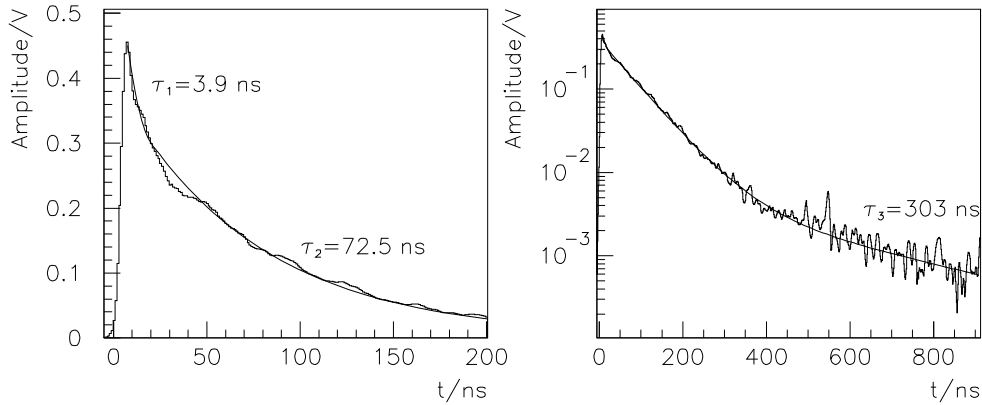


Abbildung 16: Photomultipliersignal mit gefitteten Exponentialfunktionen beim Einschuß von 855 MeV Elektronen in eine WLS-Muster-Lichtsammelzelle in linearer (links) und logarithmischer Darstellung (rechts).

⁹Anstieg von 10% auf 90% der maximalen Amplitude

	Komponente 1	Komponente 2	Komponente 3
Zeitkonstante τ_i	3.3 ± 0.9 ns	72.5 ± 2.3 ns	303 ± 21 ns
relative Intensität	0.05 ± 0.03	0.82 ± 0.02	0.13 ± 0.04

Tabelle 1: Zeitkonstanten und Intensitäten der drei Komponenten des LXe-Szintillationslichtes bei Anregung durch 855 MeV Elektronen.

Die Angaben zur kurzen Komponente sind mit großen Fehlern behaftet, da die am Oszilloskop sichtbare Intensität und Zeitkonstante stark von der Photomultiplieranstiegszeit und der Kabeldämpfung beeinflusst wird.

Der Unterschied in der dominanten Zeitkonstante von 72 ns bei dieser Messung und 45 ns bei den bisher veröffentlichten Messungen mit 1 MeV Elektronen [hit83] ist darauf zurückzuführen, daß bei hochenergetischen Elektronen die Ionisationsdichte hauptsächlich durch die Entstehung von Bremsstrahlphotonen geringer ist. Die Rekombination verläuft entsprechend langsamer. Mit einer Modellrechnung können die Zeitkonstanten abgeschätzt werden:

Analog zu einem Modell von Kubota [kub79] für die Rekombinationsdynamik in LXe bei Anregung durch 1 MeV Elektronen, wird auch hier eine homogene Verteilung der freien Elektronen und Ionen entlang der Teilchenspuren angenommen. Die Dichte der freien Elektronen zur Zeit t sei $n_-(t)$, die der Ionen sei $n_+(t)$. Die Rekombinationsrate der diffundierenden Elektronen kann mit dem Rekombinationskoeffizienten α als

$$\frac{dn_-}{dt} = -\alpha n_-(t)n_+(t) \quad (18)$$

geschrieben werden. Rekombinieren alle Elektronen, gilt

$$n_-(t) = n_+(t) = n_0 / (1 + \frac{t}{T_R}). \quad (19)$$

Hier ist n_0 die Dichte zur Zeit $t = 0$,

$$T_R = (n_0 \alpha)^{-1} \quad (20)$$

ist die typische Rekombinationszeit.

Die angeregten Moleküle mit einer Lebensdauer τ werden durch den Rekombinationsprozeß gebildet. Für die Anzahl der angeregten Moleküle $m(t)$ zur Zeit t gilt:

$$\frac{dm(t)}{dt} = \int \alpha n_-(t)n_+(t)dV - \frac{m(t)}{\tau} \quad (21)$$

Die Anzahl der angeregten Moleküle erhöht sich durch den Rekombinationsprozeß und erniedrigt sich durch den Zerfall, der durch $m(t)/\tau$ beschrieben wird.

GEANT Teilchentyp	$e^-, E_{kin} < 1 \text{ MeV}$	$e^-, E_{kin} > 1 \text{ MeV}$	γ (siehe Text)
mittleres dE/dx	18 MeV/cm	2.7 MeV/cm	1.2 MeV/cm
relatives $\int dE/dx dV$	1	1.1	0.094
Rekombinationszeit T_R	15 ns	100 ns	220 ns

Tabelle 2: Rekombinationsparameter für verschiedene Teilchenklassen.

Die Zeitabhängigkeit der Lumineszenz ist durch den Zerfallsterm $m(t)/\tau$ gegeben. Durch numerisches Lösen der Differentialgleichung und Anpassen an die gemessenen Lumineszenzzeitkonstanten bestimmte Kubota die typische Rekombinationszeit bei 1 MeV Elektronen zu 15 ns.

Durch eine GEANT-Simulation des Einschusses von 855 MeV Elektronen in LXe kann eine Abschätzung der Ionisationsdichteverteilung im elektromagnetischen Schauer und damit der Rekombinationszeiten erfolgen. In GEANT kann nach jedem Berechnungsschritt auf den Typ des gerade behandelten Teilchens, seinen Energieverlust und die Spurlänge zugegriffen werden. Daraus ergibt sich für jeden Schritt ein dE/dx . Die Verteilung des dE/dx wurde für Elektronen mit einer kinetischen Energie kleiner bzw. größer als 1 MeV und für Gammaquanten histogrammiert. In den Histogrammen der Abb. 17 ist die dE/dx -Verteilung für die drei Teilchenklassen eingetragen. Die unter dem Teilchentyp 'Gammaquanten' auftretende Energie wird tatsächlich über solche Elektronen deponiert, die von einem Gammaquant erzeugt wurden, aber eine Energie kleiner als 10 keV besitzen. Diese niederenergetischen Elektronen können von GEANT nicht individuell behandelt werden. Ihr Energieverlust wird deshalb dem sie erzeugenden Gammaquant zugerechnet.

In Tabelle 2 sind die Schwerpunkte der Verteilungen, das relative Integral und die nach Gleichung 20 abgeschätzten Rekombinationszeitkonstanten eingetragen. Dabei wurde von dem in [kub79] bestimmten Wert von $T_R = 15 \text{ ns}$ für Elektronen kleiner 1 MeV ausgegangen.

Für jede der drei Rekombinationszeiten und die zwei Lebensdauern der Molekülzustände wurde Gleichung 21 numerisch für $m_i(t)/\tau_i$ gelöst. Diese sechs Lösungen werden entsprechend ihrem Anteil an der Gesamtrekombination gewichtet und addiert. Dies ergibt den zeitlichen Verlauf der Rekombinationslumineszenz. Addiert man zusätzlich noch die Excitonenlumineszenz, die nur aus der Überlagerung zweier e-Funktionen mit $\tau_1=2.2 \text{ ns}$ und $\tau_2=28 \text{ ns}$ besteht, erhält man die Zeitabhängigkeit der Gesamtlumineszenz. Sie ist in Abb. 17 rechts unten dargestellt. Man findet zwei Zeitkonstanten von 59 ns und 333 ns mit den relativen Intensitäten von 72% und 28%. Diese stimmen in der Größenordnung gut mit den gemessenen Werten überein.

Mit Hilfe dieses Modells, das an einigen Stellen sehr grob ist, konnte gezeigt werden wie sich die verschiedenen Ionisationsdichten innerhalb eines hochenerge-

tischen elektromagnetischen Schauers auf die Zeitkonstanten der LXe-Szintillation auswirken. Es erklärt das Auftreten von längeren Szintillationskomponenten, die in dieser Arbeit erstmalig untersucht wurden.

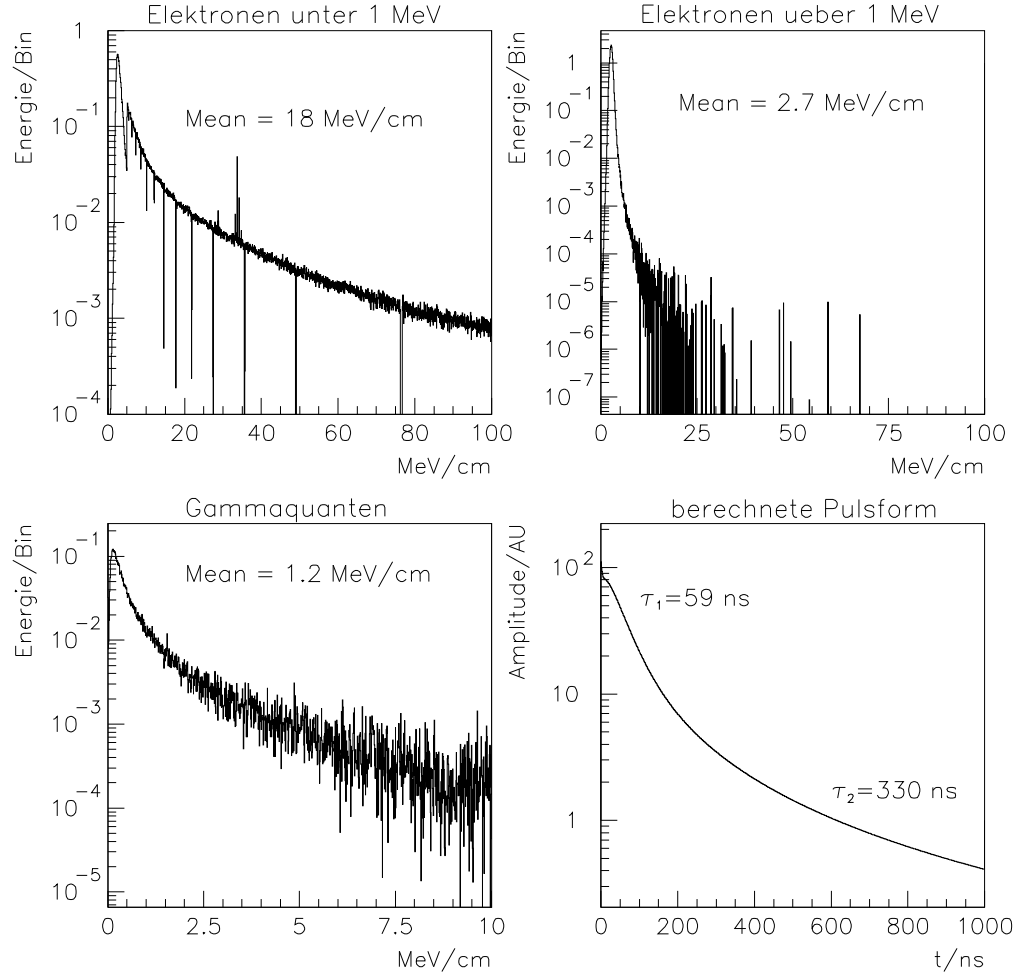


Abbildung 17: *GEANT-Simulation der Ionisationsdichte entlang der Teilchen-spuren eines 855 MeV Schauers in LXe. Links oben: Ionisationsdichte für Elek-tronen mit $E_{kin} < 1$ MeV. Rechts oben: Ionisationsdichte für Elektronen mit $E_{kin} > 1$ MeV. Links unten: Ionisationsdichte durch Gammaquanten (siehe Text). Rechts unten: Berechnete Zeitabhängigkeit der Lumineszenz entsprechend Gleichung 21 und Tabelle 2.*

3.2.3 Eigenabsorption des Szintillationslichtes

Eine Voraussetzung für gute Lichtausbeute bei einem Szintillationsdetektor ist eine geringe Selbstabsorption des Szintillationslichtes. In reinem Xenon findet keine Absorption des Szintillationslichtes statt, da das Emissionsband (7.4 eV, 0.6 eV Breite) und das Absorptionsband (oberhalb 8.4 eV) nicht überlappen.

Messungen zur Absorptionslänge wurden von verschiedenen Autoren publiziert. Die gemessenen Werte reichen von 3 cm [aki95] bis zu 50 cm [chp94]. Eine Übersicht darüber ist bei Ishida et al. [ish97] zu finden. Bei all diesen Messungen wird im flüssigen Xenon Szintillationslicht erzeugt und detektiert, nachdem es eine Strecke innerhalb des LXe durchlaufen hat (ähnlich wie in Abb. 18). Die Anzahl der registrierten Szintillationsphotonen in Abhängigkeit von der durchlaufenen Strecke ergibt mit entsprechenden Raumwinkelkorrekturen eine effektive Absorptionslänge. Dieses Meßprinzip führt dazu, daß sowohl echte Absorption, d.h. Vernichtung des Photons, als auch Streuung eines Photons aus dem Detektorakzeptanzbereich zur gemessenen effektiven Absorptionslänge beitragen.

Unklar ist bisher, wodurch die effektive Absorptionslänge auf Werte von einigen Dezimetern begrenzt wird. Ishida vertritt die Hypothese, daß hauptsächlich Rayleighstreuung an den Flüssigkeitsmolekülen und Streuung des Lichts an Bereichen unterschiedlicher Dichte [ish93] für die effektive Absorptionslänge verantwortlich sind. Dem steht die Verunreinigungshypothese gegenüber. Diese geht davon aus, daß das UV-Szintillationslicht an Verunreinigungen in der Flüssigkeit, wie z.B. Sauerstoff¹⁰, absorbiert wird. Bei allen bisher veröffentlichten Messungen war jedoch Grad und Zusammensetzung der Verunreinigungen nicht genau bekannt und trotz ähnlicher oder identischer Reinigungsverfahren wurden stark unterschiedliche effektive Absorptionslängen gemessen.

Messungen zur Absorption wurden auch im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß durch Dichtefluktuationsen die Lichtausbeute deutlich abnehmen kann. Dies konnte allerdings nur beobachtet werden, wenn innerhalb des LXe große Temperaturgradienten durch lokales Aufheizen oder Abkühlen (Anhang D) entstanden.

Die in Kapitel 5.3 beschriebene Messung der Lichtsammeleffizienz einer UV-Lichtsammelzelle wurde sowohl für LXe im Siedegleichgewicht als auch bei 5 K Unterkühlung durchgeführt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte kein Unterschied zwischen beiden Messungen erkannt werden. Dies zeigt, daß im allgemeinen die Absorptionslänge nicht durch das Auftreten von Siedebblasen begrenzt ist.

An einem Testaufbau zur Stromreinigung (Abb. 18)[pol93][bre93] konnte der qualitative Einfluß von Verunreinigungen auf die Absorptionslänge beobachtet werden. Dazu wurden in das LXe ein Photomultiplier und zwei Feldplatten eingebracht. Senkrecht zur Feldrichtung (Feldstärke maximal 1.5 kV/cm) wurde mit dem Strahl eingeschossen und die Pulshöhen mit und ohne Feld gemessen. In

¹⁰O₂ absorbiert Licht unterhalb einer Wellenlänge von 186 nm.

Abb. 19 sind die Photomultiplierpulshöhen gegen die Zeit aufgetragen. Beim Einschalten des Feldes sinkt die Pulshöhe auf etwa 40% des ursprünglichen Wertes, da die Rekombinationskomponente der Szintillation unterdrückt wird (Abschnitt 3.2.1). Während das Feld anliegt, steigt die Pulshöhe langsam an. Nach zwei Stunden wird das Feld abgeschaltet, wobei die Pulshöhe nun etwa 15% oberhalb des ursprünglichen Niveaus liegt. Dies läßt sich durch ein Ansteigen der Absorptionslänge durch Stromreinigung erklären. Diese ist durch die vom Elektronenstrahl erzeugten freien Ladungsträger möglich. Sie driften zu den Feldplatten und werden auf ihrem Weg durch elektronegative Verunreinigungen eingefangen, die sich dann zur positiven Feldplatte bewegen und dort vom elektrischen Feld festgehalten werden. Die Konzentration der Verunreinigungen im LXe sinkt und die Absorptionslänge wird größer.

Untersuchungen zur Langzeitstabilität der Szintillationslichtausbeute (Anhang A) zeigten, daß sich die effektive Absorptionslänge über eine lange Zeit nur sehr schwach verringert.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß bei homogener LXe-Dichte eine effektive Absorptionslänge von wenigen Dezimetern vorliegt, die durch Absorption an Verunreinigungen im LXe begrenzt ist. In einer sauberen Apparatur verringert sie sich nur sehr langsam. Dies ermöglicht die Anwendung der WLS-Muster-Lichtsammlungsmethode (Kapitel 5.4) für ein LXe-Kalorimeter, die auch mit kleinen aber konstanten Absorptionslängen eine gute Energieauflösung erlaubt.

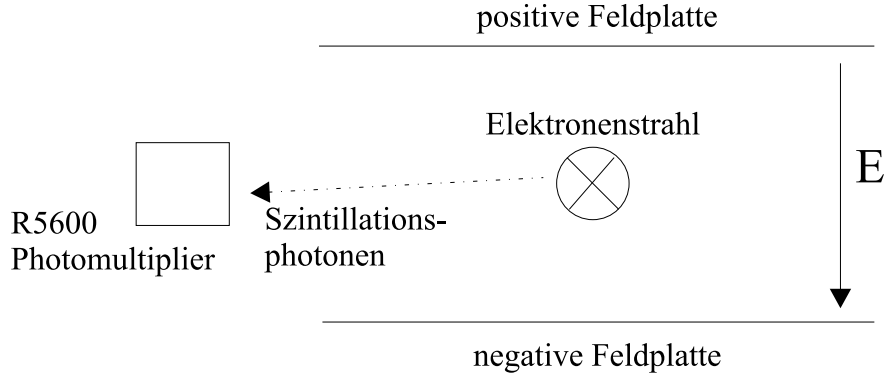


Abbildung 18: Messaufbau zur Beobachtung der Szintillationspulshöhe unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes. Der Abstand von Strahl und Photomultiplier beträgt etwa 5 cm.

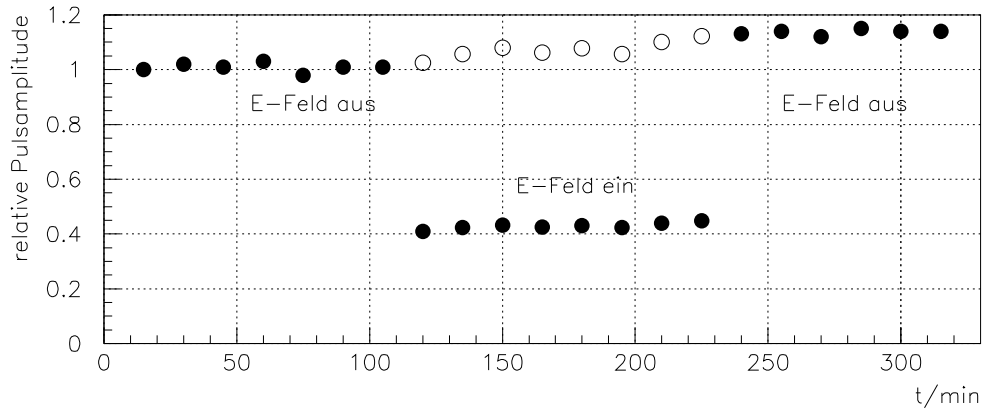


Abbildung 19: Änderung der Szintillationspulshöhe durch ein elektrisches Feld und Vergrößerung der Absorptionslänge durch Stromreinigung. Die offenen Punkte ergeben sich durch Multiplikation mit 2.5, um die Unterdrückung der Rekombinationsszintillationskomponente aufgrund des elektrischen Feldes auszugleichen.

4 Design des LXe-Testmoduls

Seit 1948 wird die Realisierung von Teilchendetektoren mit flüssigen Edelgasen untersucht. Doke [dok93] gibt einen Überblick über die historische Entwicklung der Edelgasdetektoren.

LXe-Szintillationskalorimeter wurden bisher nur als Prototyp aufgebaut und noch nicht in einem Experiment eingesetzt. In [aki96] ist ein neuerer Bericht zu finden. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde ein LXe-Testmodul aufgebaut. Es wurde konzipiert, um verschiedene Möglichkeiten der Lichtsammlung zu testen und mit einer Anordnung von $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen eine gute Energieauflösung für Elektronen bis 1 GeV Energie zu erreichen.

In den folgenden Abschnitten werden die Komponenten des Testmoduls beschrieben.

4.1 Dimensionierung des LXe-Volumens

Da der Preis für das Xenon den größten Kostenfaktor an einem LXe-Kalorimeter darstellt, muß das Detektorvolumen so dimensioniert werden, daß mit einem minimalen Volumen eine gute Energieauflösung erreicht wird. Dazu wurde mit GEANT die örtliche Schauerentwicklung in einem großen LXe-Zylinder von 1 m Länge und 50 cm Durchmesser simuliert. Die LXe-Dichte betrug 2.9 kg/l, was einer Temperatur von 178 K und einem Dampfdruck von 2 bar entspricht. Die Einschußenergie der Elektronen betrug 855 MeV, die an MAMI maximal verfügbare Strahlenergie.

In Abb. 20 ist die örtliche Verteilung der Energiedeposition im LXe-Volumen dargestellt. Das Volumen ist in z-Richtung in 5 mm Bins, in radialer Richtung in Zylindermäntel von 5 mm Mantelstärke unterteilt. Der Einschuß erfolgt entlang der z-Achse. Es wurde über 10000 individuelle Schauersimulationen gemittelt. In den oberen Diagrammen ist die Energiedeposition in einem zweidimensionalen Histogramm sowohl in linearer als auch logarithmischer Darstellung aufgetragen. Die unteren Histogramme sind die Projektionen auf z-Achse und R-Achse.

Deutlich zu erkennen ist die starke Konzentration der Energiedeposition in einem Schauerkern mit kleiner radialer Ausdehnung. Trotzdem kann im gesamten Volumen bis an dessen Grenzen noch Energie deponiert werden. Im Gesamtvolumen von $36 X_0$ Länge und einem Durchmesser von $12 R_M$ werden 98.5 % der Einschußenergie deponiert.

Innerhalb dieses großen Xenonvolumens wird nun die Energiedeposition in einem quaderförmigen Untervolumen variabler Abmessungen untersucht. Dieses Untervolumen repräsentiert das aktive Detektorvolumen, den Bereich, der von den $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen innerhalb des Detektorbehälters eingenommen wird. In Abb. 21 sind die Fluktuationen der Energiedeposition in einem quaderförmigen Untervolumen der Länge L_{Zelle} bei vier verschiedenen Querschnittsflächen Q^2 gegenübergestellt.

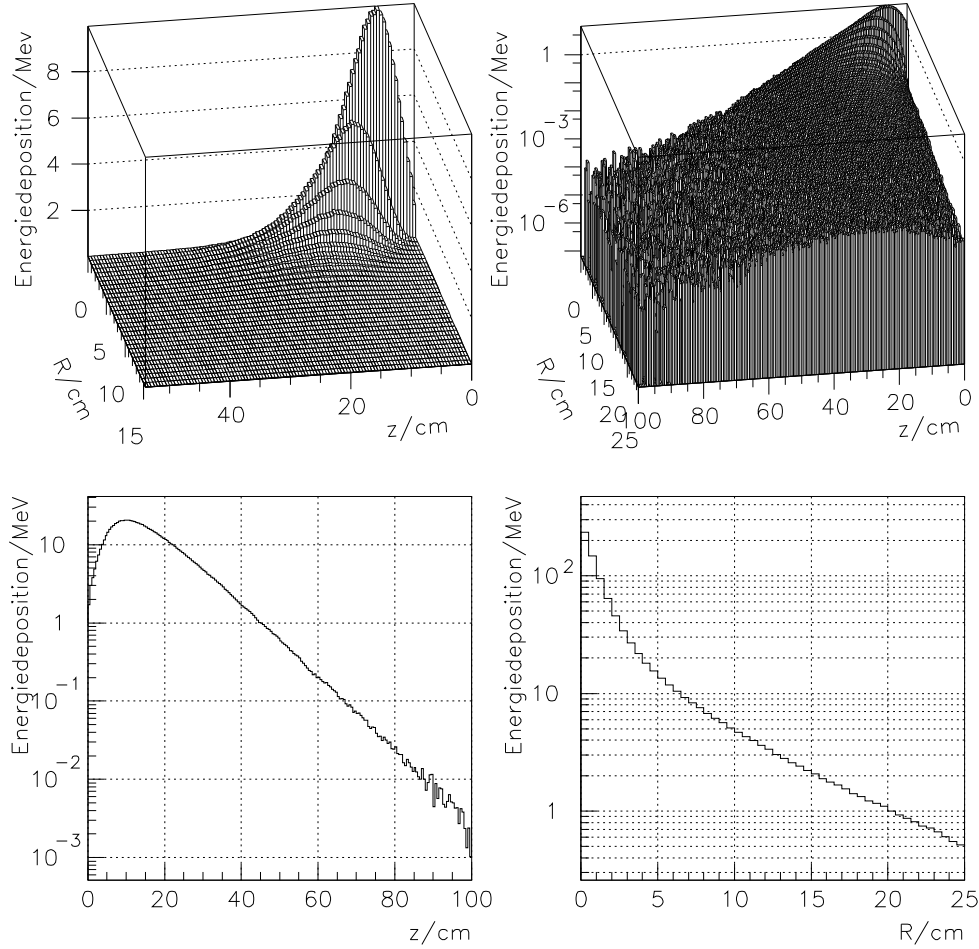


Abbildung 20: Ortsaufgelöste Energiedeposition (Binbreite 5 mm) in einem LXe-Zylinder bei Einschuss von 855 MeV Elektronen entlang der z -Achse.

Anhand dieser Simulationen wurde ein LXe-Volumen von 37 cm Länge, das entspricht $13.2 X_0$, und einer Querschnittsfläche von $150 \cdot 150 \text{ mm}^2$ gewählt. Die Fluktuationen der Energiedeposition liegen dann bei 3.3%. Will man damit eine Gesamtauflösung von 4% erreichen, dürfen die Beiträge einer inhomogenen Lichtsammlung 2.3% betragen, wenn alle weiteren Beiträge zur Auflösung vernachlässigbar bleiben.

Der Detektorbehälter besteht aus einem Aluminiumzylinder von 450 mm Länge und 230 mm Innendurchmesser. Er besitzt an der Frontseite ein Eintrittsfenster für den Elektronenstrahl aus 1 mm Aluminium. Die Flanschdichtungen sind als Helicoflex¹¹ ausgeführt. Ein zusammenhängender Aufbau aus Licht-

¹¹Dichtungsringe aus einer Edelstahlspirale mit Aluminiummantel

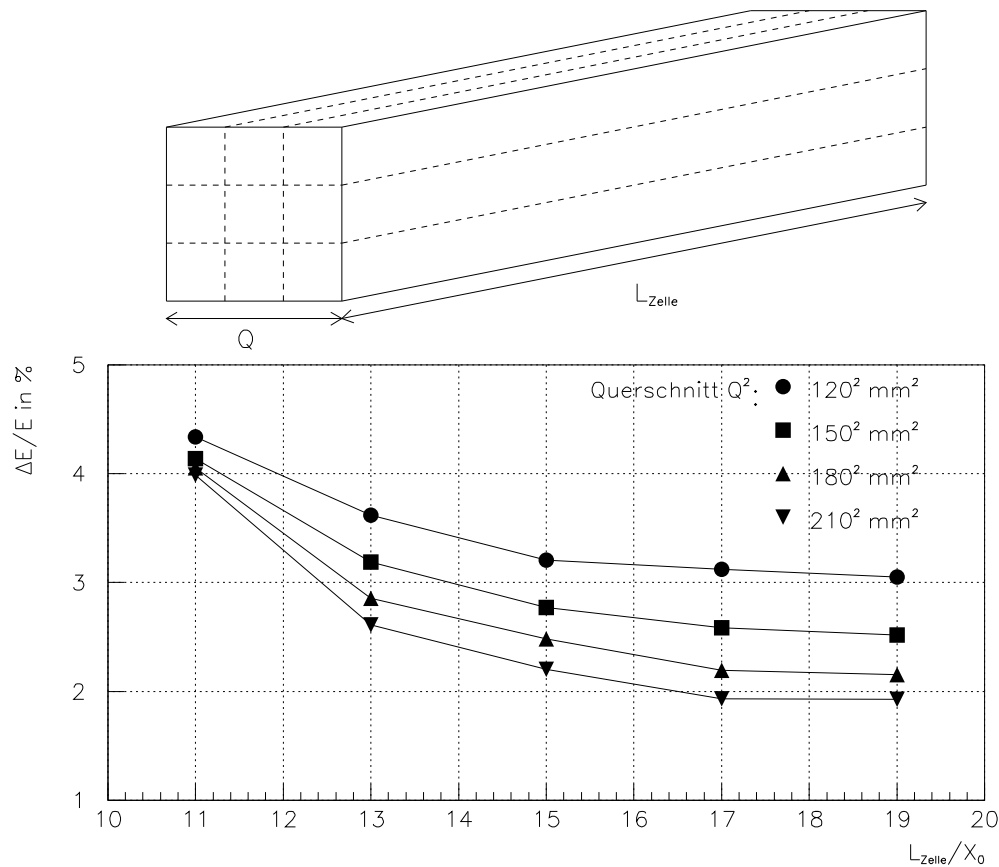


Abbildung 21: σ -Breite der Energiedepositionsverteilung in Abhängigkeit von Länge und Querschnittsfläche des aktiven Detektorvolumens (zentraler Einschuss von 855 MeV Elektronen).

sammelzellen und Photodetektoren kann von hinten eingeschoben werden. Zur Füllung des Behälters sind je nach eingeschobenem Meßaufbau etwa 16 l LXe nötig.

4.2 Das Gassystem

Das Xenon-Gassystem besteht aus einem Vakuumpumpstand, dem Xe-Speicher, dem Gasreinigungssystem mit Gasflußkontrolle, einem zuschaltbaren Gaspuffergefäß und der Gasrückspeichereinrichtung. In Abb. 22 ist das gesamte Gassystem skizziert. Vor der Füllung des Detektors mit Xenon wird das Gassystem und der Detektorbehälter auf einen Druck von besser als 10^{-5} mbar ausgepumpt, das komplette System mit Argon gespült und dann noch einmal evakuiert.

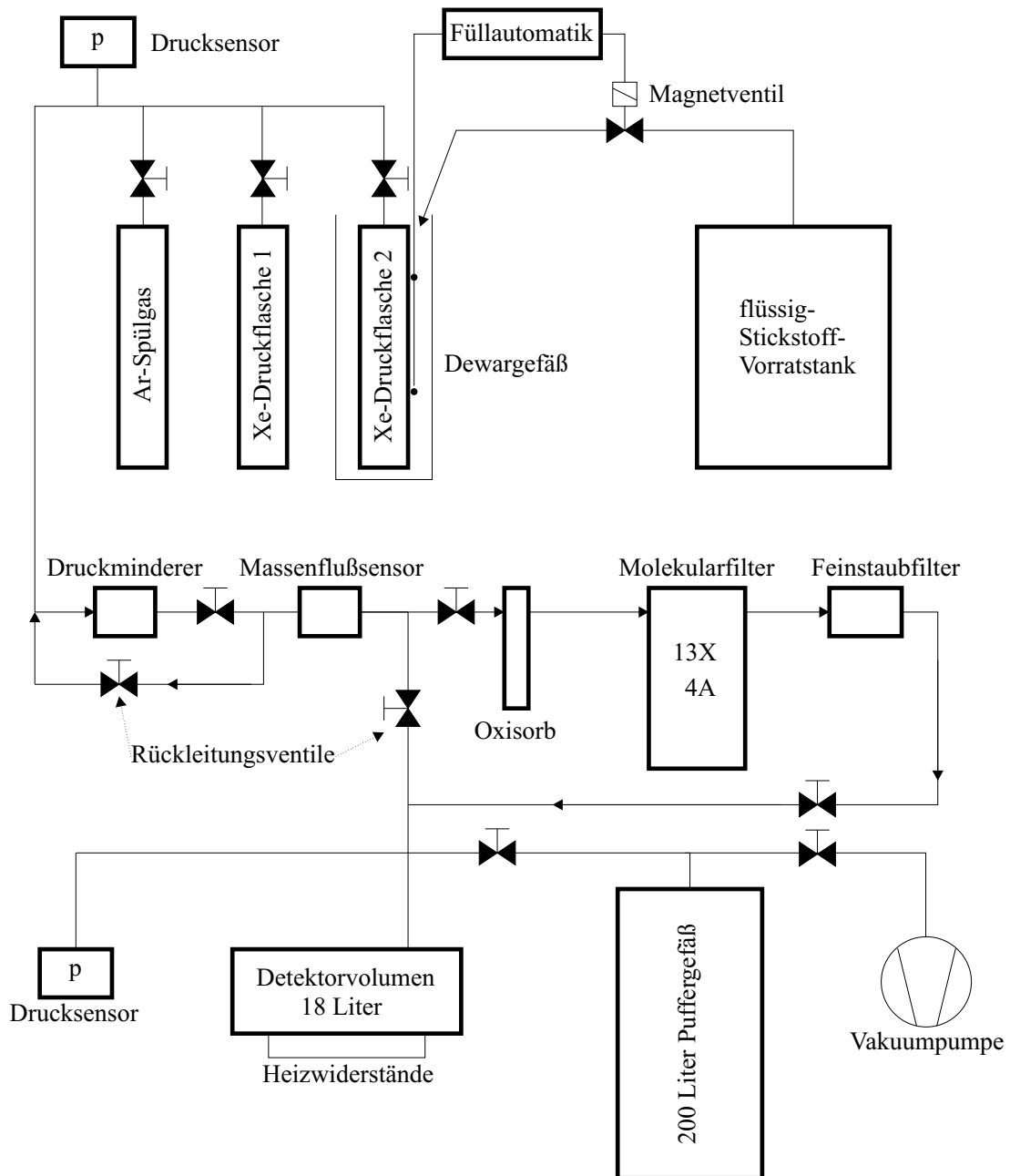


Abbildung 22: Skizze des Gassystems, das aus Xenonspeichereinrichtung, Gasreinigung und Detektorbehälter besteht.

Xenon der Reinheit 4.7 (99.997% Xenon) befindet sich in Druckflasche 1. Über einen Druckminderer und Gasflußmesser gelangt es zum Gasreinigungssystem. Das Reinigungssystem besteht aus einer Oxisorbpatrone [mes93][buc89], einem Behälter mit 5 l einer Molekularsiebmischung aus 13X und 4A [uop93] und einem Feinstaubfilter, der Partikel des 13X/4A Granulates zurückhält. Mit diesem System kann der Verunreinigungsgrad des Xenons auf weniger als 1 ppm O₂-Equivalent reduziert werden [bra92][mes93][buc89]. Das System läßt sich im Bereich des Molekularfilters ausheizen, so daß dieser unter Vakuum regeneriert werden kann. Aus dem Reinigungssystem gelangt das Xenon zum Detektorvolumen und zum zuschaltbaren 200 l Puffergefäß. Der maximale Gasfluß des Systems ist durch die Spezifikation des Oxisorb-Filterelementes vorgegeben. Mit der hier verwendeten Kleinpatrone liegt der maximale Gasfluß bei 1000 l/h. Die Füllzeit beträgt somit etwa acht Stunden.

Über eine Rückführleitung gelangt das Xenon nach dem Ende des Experimentes zur Druckflasche 2. Diese steht in einem offenen Dewar, der zum Rückfrieren des Xenons über eine Füllstandsregelung¹² mit LN₂ befüllt wird. Die Druckflasche besteht aus einer Aluminiumlegierung, die sich ohne Materialschäden tiefkühlen läßt. Zum Rückfrieren wird der Detektorbehälter beheizt, damit seine Temperatur durch die Verdampfungskälte nicht absinkt und das Xenon einfriert. Die Rückflußrate ist stark vom Druck im Detektorbehälter und damit von der dort zur Verfügung stehenden Heizleistung abhängig. Bei 500 Watt Heizleistung nimmt das Rückspeichern des Xenons etwa acht Stunden in Anspruch. Der Xenondruck in der Apparatur sinkt zum Ende des Rückfrieren unter 20 mbar ab. Es verbleibt so eine Restmenge von 4 l Xenongas in der Apparatur, die beim Öffnen des Detektorbehälters verlorengeht. Nach dem Rückfrieren wird die Apparatur mit Argon belüftet.

4.3 Das Kryosystem

Das Detektorsystem, das aus einem Kryostat mit Detektorbehälter und LN₂-Kühlvorrichtung besteht, ist in Abb. 23 zu sehen.

Der Detektorbehälter befindet sich innerhalb des Kryostaten, einem zylindrischen Vakuumbehälter aus Aluminium von 1 m Länge und 50 cm Durchmesser. Zur thermischen Entkopplung steht der Detektorbehälter auf Glaskeramikstandfüßen. Der Kryostat verfügt über ein Eintrittsfenster aus 0.5 mm Aluminium. Das Isoliervakuum wird über eine Turbopumpe auf einen Druck besser als 10⁻⁴ mbar gebracht und ist über ein Zeolithsystem mit elektrisch gesteuertem

¹²Die Füllstandsregelung besteht aus zwei Füllstandssensoren im Dewar und einer Komparatorlogik, die das LN₂-Magnetventil schaltet. Als Füllstandssensoren werden Pt100-Temperaturfühler verwendet. Diese müssen mit einer elektrischen Verlustleistung von mindestens 100 mW betrieben werden, um eindeutig zwischen eingetaucht und aufgetaucht unterscheiden zu können, da sich die Temperatur der Dampfphase direkt über der Flüssigkeitsoberfläche kaum von der innerhalb des LN₂ unterscheidet.

Ventil gegen Pumpenausfall geschützt. Im warmen Teil der Xenoneinlaßleitung befindet sich eine Vakuumdurchführung für Sensorsignale, koaxiale Signalleitungen und Hochspannungszuführungen.

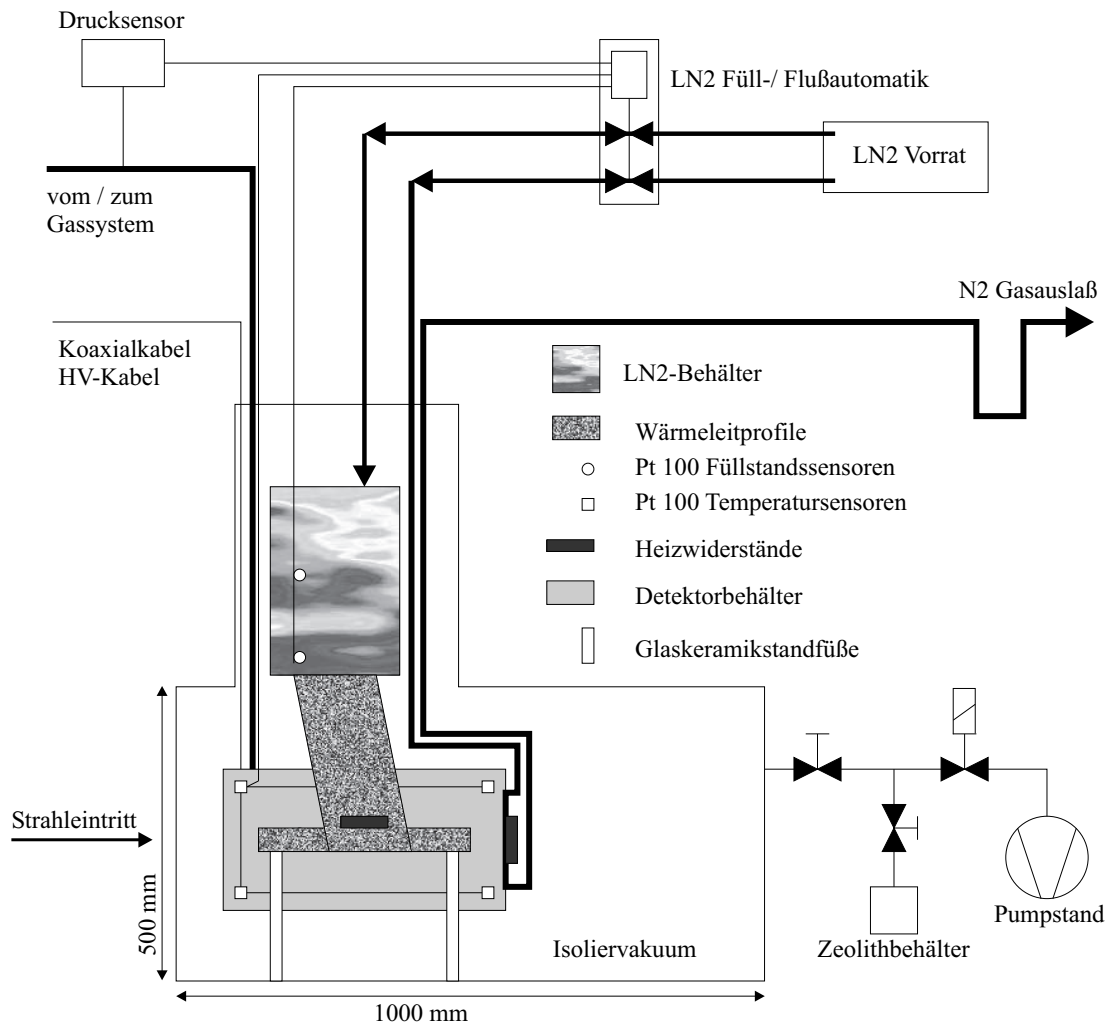


Abbildung 23: Skizze des Detektorsystems, bestehend aus Kryostat, Detektorbehälter und Kühlsystem.

Es stehen zwei LN_2 -Kühlsysteme zur Verfügung. Das Erste wird zum Herunterkühlen des Detektors und Kondensieren des Xenons im Detektorbehälter benutzt. Es besteht aus einem Kupferrohr, daß mit gutem Wärmekontakt an den rückwärtigen Flansch des Detektorbehälters angebracht ist. Es kann aus einem LN_2 -Dewar mit Eigendruckaufbau, der über ein Magnetventil gesteuert wird, direkt mit LN_2 durchflossen werden. Damit sind Kühlleistungen von über 600 W bei 165 K möglich. In Abb. 24 ist ein typischer Temperaturverlauf im Detektorbehälter beim Herunterkühlen und Kondensieren von etwa 50 kg Xenon zu

sehen. Die Füllzeit wird durch den maximalen Fluß im Reinigungssystem und den Flaschenvordruck begrenzt.

Wird die Durchflußkühlung benutzt, um den gefüllten Detektor kalt zu halten, schwankt die Temperatur des Xenons und einige Kelvin, weil der LN_2 -Fluß über eine temperatur- oder druckabhängige Steuerung des Magnetventils nur ein- oder ausgeschaltet werden kann. In Anhang D ist eine typische Temperaturkurve zu sehen.

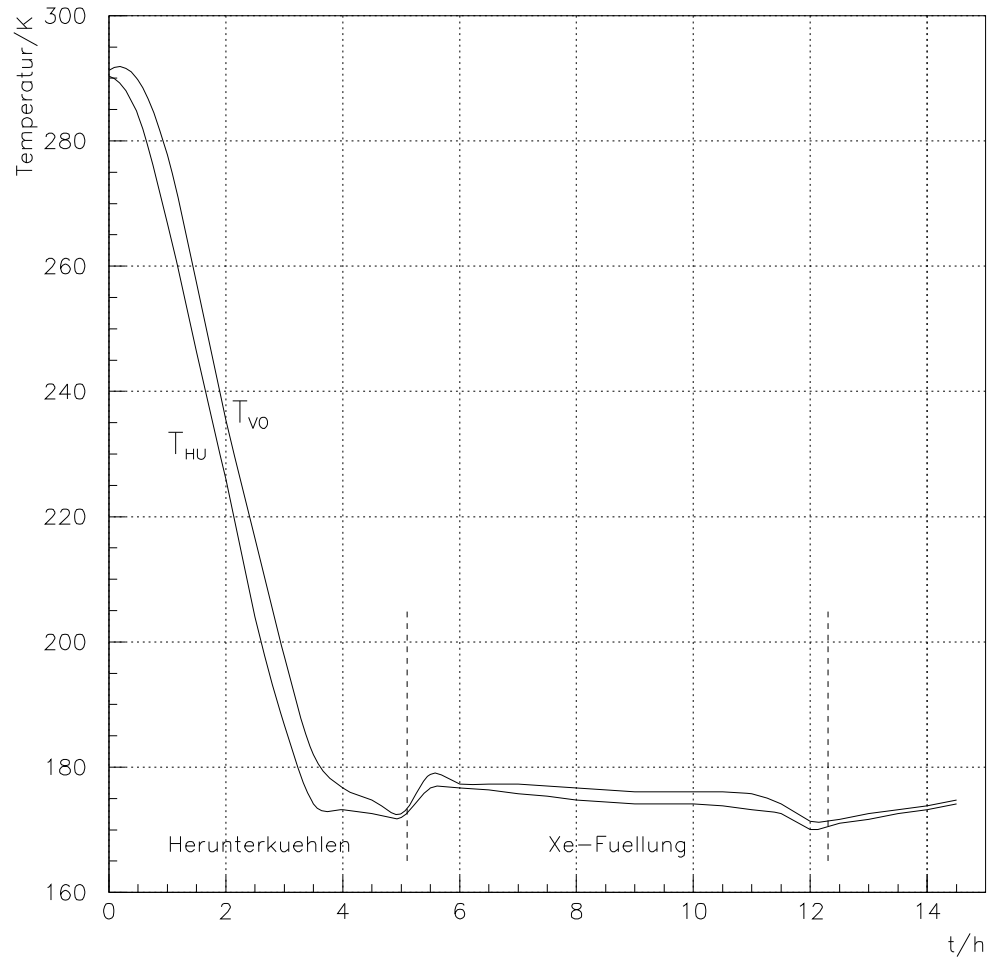


Abbildung 24: Temperaturverlauf im Detektorbehälter beim Herunterkühlen und Kondensieren von 50 kg Xenon. Die Temperatur wurde an zwei Sensoren gemessen. Sie befinden sich vorne oben (T_{VO}) und hinten unten (T_{HU}) im Behälter. Die Füllung wird beendet, kurz nachdem der Füllstand den oberen Sensor erreicht hat ($t=12$ h).

Das zweite Kühlsystem verfügt nicht über die hohe Kühlleistung des ersten, mit ihm kann jedoch die Temperatur auf besser als 0.1 K/h konstant gehalten werden. Es besteht aus einem LN₂-Behälter im oberen Teil des Kryostaten, in den über eine Füllstandsautomatik (Abschnitt 4.2) LN₂ nachgefüllt wird. Dieser Behälter ist über Wärmeleitprofile aus Kupfer mit dem Detektorbehälter verbunden. Auf den Profilen sind nahe am Detektorbehälter Gegenheizwiderstände angebracht, so daß die Kühlleistung kontinuierlich von null bis ca. 100 W eingestellt werden kann.

Innerhalb des Detektorbehälters befinden sich vier Pt-100 Temperatursensoren, die über Vierleitertechnik angeschlossen sind und mit einer Konstantstromquelle [xtr93] betrieben werden. Die Temperatursensoren und das Xe-Gasdruckmeßgerät sind an eine Komparatorschaltung [tca92] angeschlossen, mit der verschiedene Schaltschwellen für Druck und Temperatur überwacht werden. Über die Komparatorlogik werden die Heizwiderstände und LN₂-Magnetventile gesteuert.

5 Die Lichtsammlung

Im vorhergehenden Kapitel 4.1 wurde ein LXe-Volumen von $370 \cdot 150^2 \text{ mm}^3$ gewählt, um die Energie der eintretenden Teilchen zu absorbieren. Um die in diesem Volumen deponierte Energie zu messen, wird es in $3 \cdot 3$ quaderförmige Lichtsammelzellen unterteilt, die das Szintillationslicht zu den Photodetektoren transportieren. Diese befinden sich auf den dem Teilcheneintritt gegenüberliegenden Endflächen der Zellen. Damit wenig Energie in den Zellwänden deponiert wird, sollen diese aus dünnen Folien bestehen. Die ersten Abschnitte dieses Kapitels beschäftigen sich deshalb mit den Reflexionseigenschaften von verspiegelten Hostaphanfolien¹³.

In den folgenden Abschnitten werden zwei Methoden der Lichtsammlung beschrieben. Dies sind zum einen die UV-Lichtsammlung, bei der das ultraviolette Szintillationslicht direkt nachgewiesen wird und zum anderen die Lichtsammlung unter Verwendung eines auf die Spiegel aufgebrachten Wellenlängenschieber-Musters. Die Wellenlängenschiebersubstanz absorbiert das ultraviolette Szintillationslicht und emittiert längerwelliges Licht ($\lambda = 340 \text{ nm}$), welches detektiert wird. Die Eigenschaften dieser Lichtsammlungsmethode werden anhand von Simulationsrechnungen und Messungen diskutiert.

5.1 Folienspiegel für die UV-Lichtsammlung

Will man das LXe-Szintillationslicht ($\lambda=175 \text{ nm}$) über mehrere Reflexionen innerhalb einer Lichtsammelzelle transportieren, ist ein hoher Reflexionsfaktor der Spiegel im VUV-Spektralbereich¹⁴ wichtig. Besonders geeignet wäre ein totalreflektierender Spiegel, d.h. der Brechungsindex des Spiegels ist kleiner als der des LXe. Das ist bei Magnesiumfluorid (MgF_2) der Fall. MgF_2 hat bei 175 nm einen Brechungsindex von 1.44, der von LXe beträgt 1.566. Der Grenzwinkel für die Totalreflexion beträgt damit 67° . Totalreflexion findet nur statt, wenn die MgF_2 -Schicht mindestens vier Wellenlängen dick ist.

Verzichtet man auf Totalreflexion, lassen sich mit aufgedampften Aluminiumschichten Reflektivitäten von bis zu 90% bei 175 nm erreichen [sam67]. Diese Aluminiumschicht muß im gleichen Bedampfungsprozeß mit einer MgF_2 -Schicht¹⁵ versiegelt werden, damit das Aluminium nicht an der Luft oxidiert, was zu einer raschen Abnahme der Reflektivität im UV führen würde. Man wählt die Dicke dieser MgF_2 -Schicht so, daß die reflektierten Teilstrahlen konstruktiv interferieren¹⁶.

¹³'Hostaphan' ist der Produktname der Firma Hoechst für Polyethylenterephthalat-Folien. Unter dem Produktnamen 'Mylar' werden solche Folien auch von DuPont hergestellt.

¹⁴VakuumUltraViolett, $\lambda \leq 185 \text{ nm}$

¹⁵ MgF_2 ist für $\lambda \geq 110 \text{ nm}$ transparent.

¹⁶Die durch Interferenz an der MgF_2 -Schicht erreichbare Reflexionsverbesserung im LXe ist klein, da die Brechungsindices von LXe und MgF_2 ähnlich sind. Für senkrechten Einfall beträgt die Reflexionsverbesserung 0.8% bei $\lambda = 175 \text{ nm}$ und 0.2% bei $\lambda = 340 \text{ nm}$ [has86].

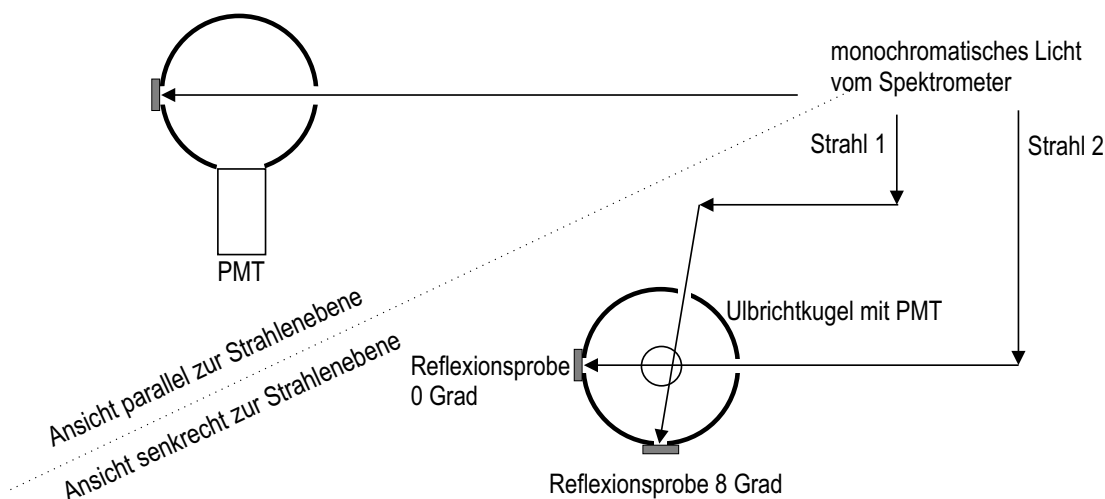


Abbildung 25: Meßapparatur am Photospektrometer zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen diffusen und spekularen Reflexion an Spiegelfolien. Ein Photomultiplier befindet sich unterhalb einer Öffnung in der Ulbrichtkugel.

Gut reflektierende Spiegel für VUV-Licht herzustellen ist technisch anspruchsvoll. Dazu sind ein sehr glattes und sauberes Substrat, hochreines Aluminium und hohe Aufdampfraten nötig. Insbesondere die dicke MgF_2 -Schicht, wie sie für die Totalreflexion benötigt wird, kann nur mit ionengestützten Verfahren¹⁷ homogen aufgedampft werden. Es gelang leider nicht, eine entsprechende Bedampfungsanlage zu finden, mit der die Fertigung einer Kleinserie der hier benötigten Abmessungen möglich gewesen wäre.

Im nächsten Abschnitt (5.2) sind Messungen der wellenlängenabhängigen Reflektivität von Folienspiegeln zu finden, die als Auftragsarbeit in einer PVD (physical vapour deposition)-Anlage ohne Ionenstützung produziert wurden.

5.2 Reflexionsmessungen an Spiegelfolien

Mit einem Photospektrometer wurden die Reflexionseigenschaften verschiedener Spiegelfolien gemessen. Der Messaufbau ist in Abb. 25 gezeigt. Das monochromatische Licht (190 - 800 nm) aus einem Spektrometer wird in einen Referenz- und einen Probenstrahl aufgespalten. Beide Strahlen treten in eine Ulbrichtkugel ein, an deren Unterseite ein UV-empfindlicher Photomultiplier angebracht ist.

¹⁷In der Bedampfungskammer befindet sich ein Gas (üblicherweise Argon unter wenigen mbar Druck), das durch eine Entladung ionisiert wird. Durch geeignete elektrische Felder werden die Ionen in Richtung des Substrats beschleunigt, wobei sie über Stöße Impuls auf die Atome des Bedampfungsmaterials übertragen. Deren erhöhte kinetische Energie gewährleistet ein gleichmäßiges und dichtes Schichtwachstum.

Das Eintrittsfenster des Photomultipliers liegt parallel zur Strahlenebene. Die Ulbrichtkugel ist auf der Innenseite mit BaSO_4 beschichtet, welches einen nahezu perfekten diffusen Reflektor darstellt. Durch einen Chopper werden die beiden Strahlen abwechselnd ein- und ausgeschaltet. So kann deren Intensität verglichen werden.

Die Ulbrichtkugel besitzt Öffnungen gegenüber den Strahleintrittsöffnungen. Sie sind durch BaSO_4 -Plättchen verschlossen, die aber auch durch Reflexionsproben ersetzt werden können. Bringt man eine Reflexionsprobe an eine Austrittsöffnung, kann deren wellenlängenabhängige Reflektivität bestimmt werden. Befindet sich die Reflexionsprobe an der 8° -Öffnung, wird die Gesamtreflexion gemessen. Benutzt man die 0° -Öffnung, tritt der spekulär reflektierte Anteil wieder durch die Eintrittsöffnung aus, und man mißt nur den Anteil der diffusen Reflexion.

In Abb. 26 sind Reflexionsmessungen an verspiegelten Hostaphanfolien der Typen RN50 und BN50 gezeigt. Die Folien haben eine Dicke von $50\text{ }\mu\text{m}$. RN50 hat eine mittlere Tiefenrauigkeit von 300 nm , BN50 von 40 nm [hoe97]. Die Folien wurden in einem Arbeitsgang mit Aluminium und MgF_2 bedampft. Gemessen wurde jeweils die Gesamtreflexion (linke Spektren) und die diffuse Reflexion (rechte Spektren). Den Bildüberschriften ist die Schichtfolge für den auftreffenden Strahl zu entnehmen.

Die Reflektivitäten der Spiegel sind bei 175 nm , der LXe-Szintillationswellenlänge, und bei 340 nm , der Emissionswellenlänge des verwendeten Wellenlängenschiebers, von Bedeutung für die Lichtsammlung. Die Reflektivitäten bei 175 nm müssen durch eine Abschätzung gewonnen werden, da der Meßbereich des Spektrometers nur bis 190 nm hinunterreicht.

Die oberen beiden Meßkurven beschreiben die Reflexion an einer Spiegelfolie mit sehr dicker MgF_2 -Schicht (750 nm), die die Totalreflexion des VUV-Szintillationslichtes ermöglichen soll. Die Messung zeigt einen großen Anteil diffuser Reflexion und bestätigt damit den optischen Eindruck dieser Spiegelfolie. Der Spiegel ist trübe, die MgF_2 -Schicht scheint rissig und nicht homogen zu sein. Auch die nächste Messung an einem RN50-Spiegel mit dünnerer MgF_2 -Schicht (250 nm) zeigt einen hohen Anteil an diffuser Reflexion, der hier auf die Folienrauigkeit zurückzuführen ist. Die Reflektivität beider RN50-Spiegel für 190 nm liegt bei knapp 50%. Die Reflexionsspektren der dritten Reihe wurden an der Rückseite einer nur einseitig verspiegelten RN50-Folie gemessen. Die Hostaphan-Transmissionskante läßt hier nur Reflexion oberhalb etwa 310 nm zu.

Die unten gezeigte Messung an einem Folienspiegel aus glatter BN50-Folie zeigt sowohl die besten Reflexionseigenschaften bei 190 nm ($R=0.63$), als auch einen vernachlässigbaren Anteil diffuser Reflexion bei 340 nm .

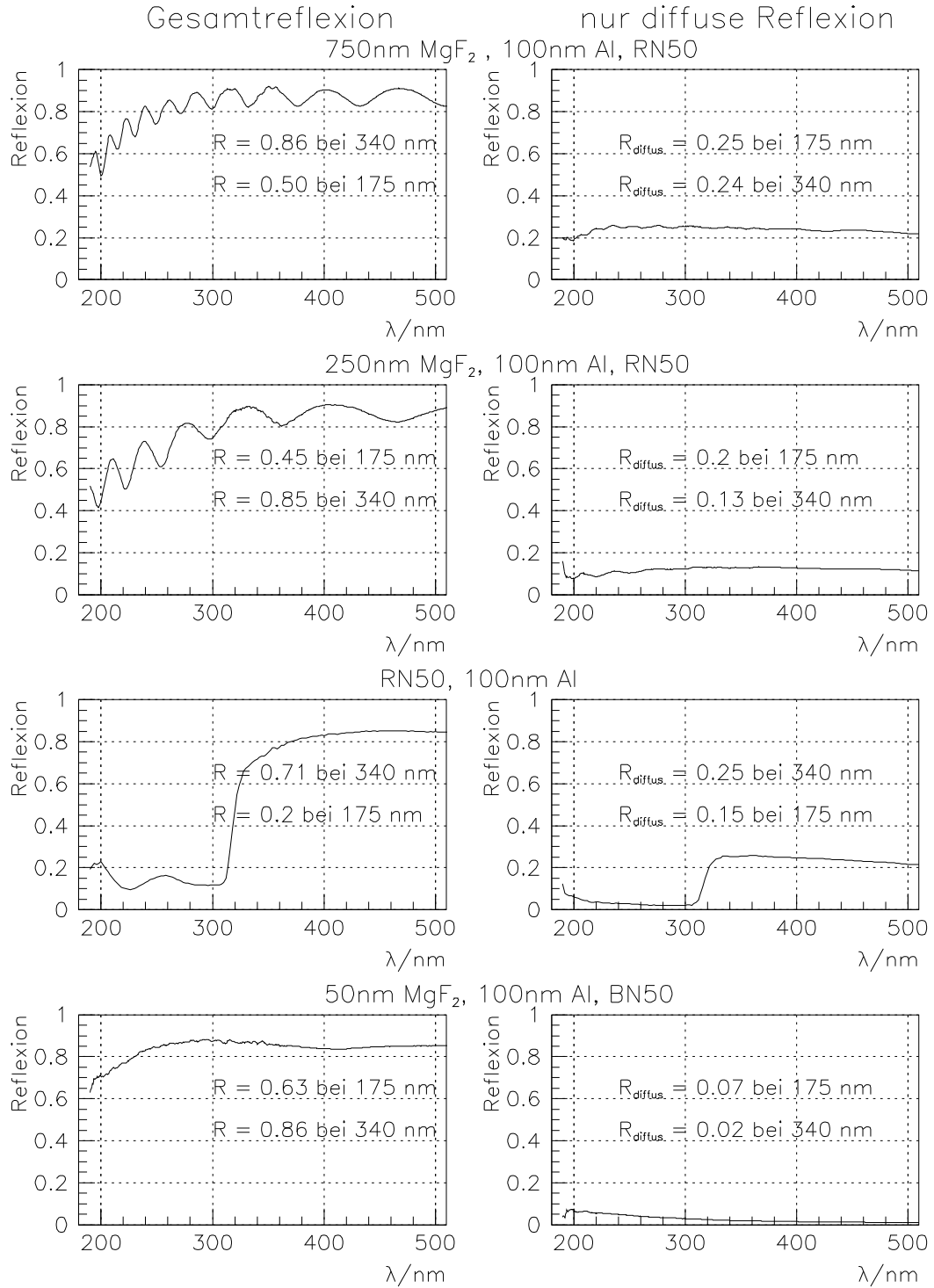


Abbildung 26: Reflexionsspektren verspiegelter Hostaphanfolien gegenüber Luft. R , R_{diffus} bezeichnen die in LXe auftretenden Reflektivitäten.

Die Modulationen in den Reflexionskurven entstehen durch Interferenzeffekte an der transparenten MgF_2 -Schicht. Beim Einsatz dieser Spiegelfolien im flüssigen Xenon sind diese Modulationen sehr klein, da der Unterschied in den optischen Dichten von MgF_2 ($n=1.39$ bei $\lambda=340$ nm) und LXe ($n=1.41$ bei $\lambda=340$ nm und 170 K) gering ist. Die in den Meßdiagrammen eingetragenen Reflektivitäten R und R_{diffus} sind die für den Brechungsindex von LXe korrigierten Werte.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß alle zur Verfügung stehenden Spiegelfolien zur UV-Lichtsammmlung nicht geeignet sind. Bei 340 nm werden jedoch Reflektivitäten von 86% erreicht, und eine gute Lichtsammmlung ist möglich.

5.3 Die UV-Lichtsammmlung

Wie in Abschnitt 2.5.2 diskutiert wurde, ist eine gute Energieauflösung nur bei gleichmäßiger Lichtsammmlung zu erreichen. Bei der Lichtsammmlung des UV-Szintillationslichtes stößt man auf einige Schwierigkeiten. Zum einen muß die Absorption des UV-Lichtes im LXe berücksichtigt werden (Abschnitt 3.2.3), zum anderen müssen die Zellwände gute VUV-Spiegel darstellen. Betrachtet man die gemessenen Reflektivitäten der Folienspiegel von etwa 50% bei 175 nm und nimmt eine typische Absorptionslänge von 20 cm an, so wird deutlich, daß keine homogene Lichtsammmlung und damit gute Energieauflösung möglich ist.

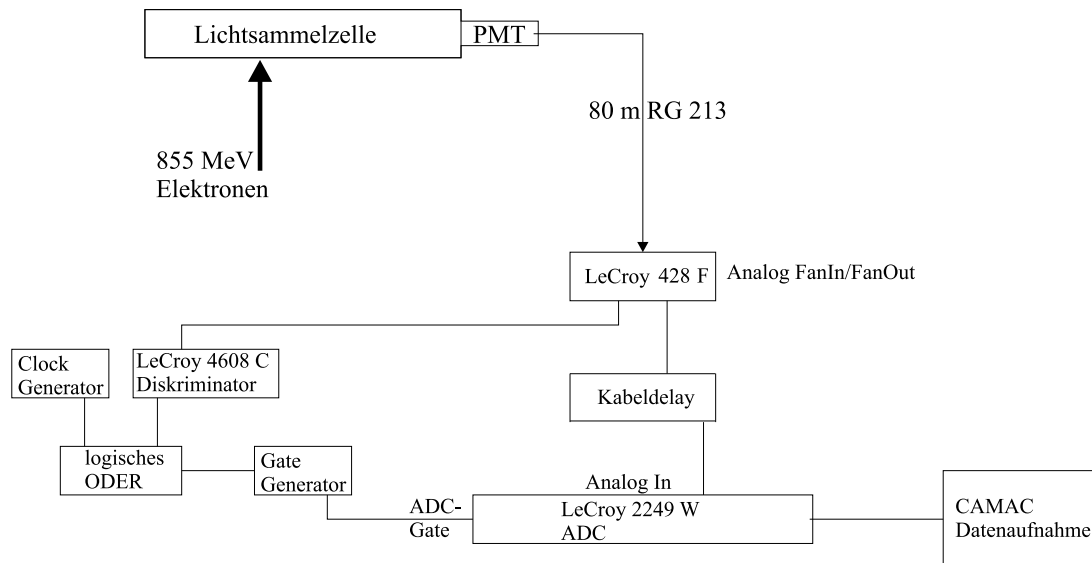


Abbildung 27: Aufbau zur Messung der Lichtsammeleffizienz durch Quereinschuß des Elektronenstrahls.

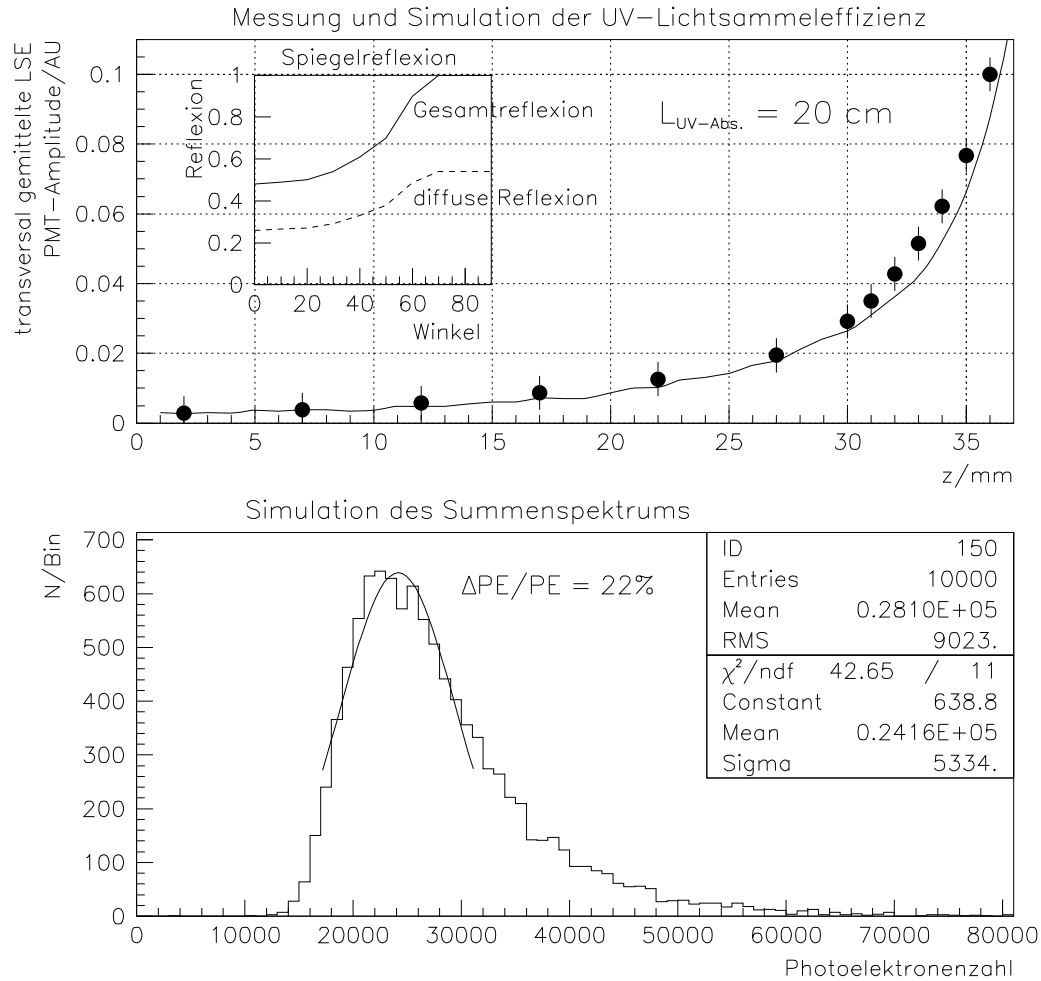


Abbildung 28: Oben: Messung der Lichtsammelleffizienz durch Strahlquerein-schluß in eine Lichtsammelzelle der Dimensionen $370 \cdot 50^2 \text{ mm}^3$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung für 20 cm Absorptionslänge. Die Reflexionseigenschaften des Spiegels sind in der eingefügten Grafik abgebildet. Unten: simuliertes Summenspektrum für $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen bei zentralem Einschluß von 855 MeV Elektronen.

Dies wird an einer Messung der UV-Lichtsammelleffizienz einer Folienzelle deutlich. Die Folienzelle der Abmessungen $370 \cdot 50^2 \text{ mm}^3$ bestand aus Hostaphan RN50, das mit 100 nm Aluminium und 750 nm MgF_2 bedampft wurde. Die Reflektivität bei 175 nm beträgt etwa 50%, wovon etwa die Hälfte diffus reflektiert wird (Abb. 26, oben). Der Aufbau ist in Abb. 27 skizziert. Das LXe-Testmodul steht dabei so auf der Verschiebeinrichtung, daß der Elektronenstrahl senkrecht zur Detektorlängsachse eintritt. Der Detektor wurde in 1 cm Schritten senkrecht zur Strahlrichtung verschoben und die Signalamplitude des UV-empfindlichen

Photomultipliers registriert.

In Abb. 28 (oben) ist die Signalamplitude gegen die Strahleinschußposition relativ zum Zellanfang aufgetragen.

Die Meßwerte zeigen eine stark inhomogene Lichtsammlung. Die Signalamplituden steigen etwa um eine Größenordnung an, wenn der Strahlaufpunkt dem Photomultiplier angenähert wird. Die Ergebnisse einer Simulationsrechnung für 20 cm UV-Absorptionslänge ist als durchgezogene Linie den gemessenen Daten gegenübergestellt. In Abb. 28 (unten) ist das simulierte Summenspektrum für eine Anordnung aus $3 \cdot 3$ solcher Lichtsammelzellen bei zentralem Einschuß von 855 MeV-Elektronen dargestellt. Die berechnete Energieauflösung beträgt 22%.

In Anhang E.3 wird anhand von Simulationsrechnungen gezeigt, wie sich mit Spiegelreflektivitäten von 90%, trapezoiden Zellgeometrien und einer Einschränkung der Winkelakzeptanz des Photodetektors eine gleichmäßige Lichtsammlung des UV-Licht erreichen läßt.

5.4 Lichtsammlung mit Wellenlängenschiebern

Weit vorteilhafter als die Sammlung des UV-Szintillationslichtes ist eine Methode zur Konversion des Szintillationslichtes in einen längerwelligen Spektralbereich durch organische fluoreszierende Substanzen, sogenannte Wellenlängenschieber (WLS), die in einem Muster auf die Zellwände aufgebracht werden [aki96].

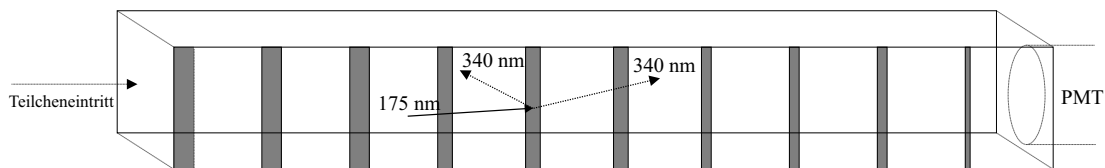


Abbildung 29: *Lichtsammelzelle mit WLS-Muster*

In Abb. 29 ist die Wellenlängenschieber-Muster-Methode dargestellt. Die Lichtsammelzelle besitzt verspiegelte Wände, die im sichtbaren Spektralbereich eine gute Reflektivität besitzen. Auf diese Spiegel ist in einem Muster die WLS-Substanz aufgebracht. Am Ende der Zelle befindet sich ein Photomultiplier.

Entsteht ein Szintillationsphoton, wird es innerhalb der Lichtsammelzelle propagieren, bis es auf einen WLS-Bereich trifft. Dort wird es absorbiert und der WLS emittiert ein sichtbares Photon. Dieses Photon wird an den Spiegeln spekulär reflektiert. Trifft es auf ein WLS-Feld, wird es dort diffus reflektiert. Ein Teil dieser Photonen trifft die Photokathode des Photomultipliers und löst dort Photoelektronen aus.

Im Vergleich zur UV-Lichtsammlung müssen die Spiegel nur im sichtbaren Spektralbereich gut reflektieren. Die Absorptionslänge wirkt sich nicht so stark

auf die Gleichmäßigkeit der Lichtsammlung aus und für nahezu jede Geometrie und Spiegelreflektivität kann durch geeignete Wahl des Musters eine homogene Lichtsammlung erreicht werden.

5.4.1 Eigenschaften von Wellenlängenschiebern

Es sind eine ganze Reihe von Substanzen bekannt, die UV-Licht absorbieren und sichtbares Licht emittieren [sam67][bur73][eig79][dev93]. Solche fluoreszierenden Substanzen werden z.B. in Plastikszintillatoren verwendet.

In dieser Arbeit wird p-Terphenyl (PTP) als WLS verwendet. Die Fluoreszenzeigenschaften von PTP unterliegen kaum Alterungserscheinungen [sam67] und die Emissionswellenlänge von 340 nm¹⁸ liegt im Bereich der maximalen Quantenausbeute der verwendeten Bialkali-Photomultiplier. Zusätzlich ist die Lebensdauer der Fluoreszenzanregungszustände mit 1.14 ns sehr kurz [dev93].

Fast alle der WLS-Substanzen liegen als feines kristallines Pulver vor. Zum Aufbringen des WLS auf die Spiegelfolien sind mehrere Methoden anwendbar:

- Der WLS wird in einer Mischung aus organischem Lösungsmittel und Kunststoff gelöst [eig79]. Diese Mischung wird dann aufgebracht und das Lösungsmittel verdampft. Die entstehende Schicht ist sehr widerstandsfähig. Durch die Absorption des VUV-Lichtes im Kunststoff ist jedoch die Konversionseffizienz schlecht [sam67][eig79].
- Der WLS wird nur in Lösungsmittel (z.B. Xylol) gelöst. Die Lösung wird aufgesprüht oder gepinselt und das Lösungsmittel verdampft. Die so in mehreren Lagen bis zur gewünschten Dicke aufgebrachte Schicht besitzt eine gute Konversionseffizienz, löst sich aber leicht vom Substrat [sam67](Anhang A).
- Der WLS wird in einer Vakuumverdampfungsanlage auf den Spiegel aufgedampft. Die Schicht ist besonders bei kleinen Schichtdicken recht widerstandsfähig und hat auch bei kleinen Schichtdicken eine sehr gute Konversionseffizienz (Anhang B).

Es wurden hier nur die beiden letztgenannten Methoden angewandt. Aufgrund der schlechten Widerstandsfähigkeit der gesprühten Schichten wurde eine einfache Aufdampfanlage aufgebaut, die dann zum Aufbringen des WLS benutzt wurde (Anhang B). Mit dieser Anlage war es jedoch nicht möglich stabile WLS-Schichten auf die glatten BN50-Folien aufzudampfen. Deshalb wurden die in den Reflexioneigenschaften etwas schlechteren RN50-Spiegelfolien (250 nm MgF₂, 100 nm Al) zur Bedampfung verwendet.

¹⁸Das Emissionsspektrum von PTP hat ein Maximum bei 340 nm und eine Breite von etwa 40 nm [dev93].

5.4.2 Quantenausbeutemessungen von PTP-Schichten

Die Reflexionseigenschaften der Spiegelfolien mit aufgedampftem PTP wurden mit dem Photospektrometer vermessen (Abb. 30).

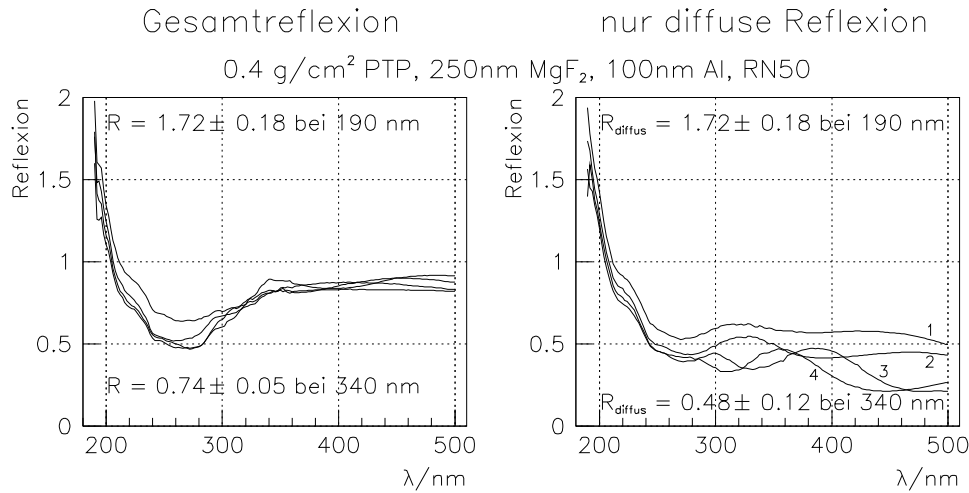


Abbildung 30: Reflexionsmessungen an PTP-bedampften Spiegelfolien, die verschiedenen Kurven wurden an vier Punkten einer bedampften Folie von $370 \cdot 200 \text{ mm}^2$ gemessen (Anhang B).

Die Spektren zeigen bei kurzen Wellenlängen eine Reflektivität von über 100%. Dies läßt sich durch die wellenlängenabhängige Quantenausbeute (QE) der verwendeten Photomultiplier erklären. Bei 190 nm ist die QE wesentlich kleiner als bei der Emissionswellenlänge des WLS. Deshalb führt der Vergleich von ultraviolettem Referenzstrahl und dem an der WLS-Probe reflektierten, wellenlängengeschobenen Lichtes zu Reflexionswerten größer als 100%. Da die wellenlängenabhängige QE der Photomultiplier bekannt ist, kann man aus den Spektren die Konversionseffizienz der WLS-Schicht bei 190 nm bestimmen. Mit Hilfe eines UV-undurchlässigen Filters, der vor dem Photomultiplier installiert wird und dem Vergleich mit den Messungen ohne Filter zeigt sich, daß das UV-Licht vom WLS vollständig absorbiert wird.

Die Messungen an der etwa $4 \mu\text{m}$ dicken Schicht PTP auf verspiegelten RN50 Folien ergeben eine Quantenausbeute des PTP von $94\% \pm 14\%$ bei 190 nm. Die Quantenausbeute von PTP ist in diesem Wellenlängenbereich nahezu konstant [sam67], so daß die bei 190 nm gemessenen Werte auch für die Absorption bei 175 nm gültig sind. Die verschiedenen Kurven innerhalb der Reflexionsspektren (Abb. 30) wurden an verschiedenen Positionen einer bedampften Folie von $370 \cdot 200 \text{ mm}^2$ Größe gemessen. Die Unterschiede zwischen den Kurven sind auf die leicht unterschiedlichen Schichtdicken des WLS zurückzuführen, was durch die Bedampfungsmethode bedingt ist (Anhang B).

Mit dickeren Schichten wurden Quantenausbeuten von deutlich über 100%

gemessen. In diesem Fall werden bei Absorption eines UV-Photons in einigen Fällen zwei Fluoreszenzphotonen vom WLS emittiert. Diese dickeren Schichten besitzen jedoch eine geringere Reflektivität bei 340 nm und lösen sich leicht von der Folie.

5.4.3 Raytrace-Simulationen zur WLS-Muster-Lichtsammung

Bereits in Kapitel 2.5.2 und 5.3 wurde zur Berechnung des Einflusses einer inhomogenen Lichtsammung auf die Energieauflösung ein Raytrace-Programm benutzt. Dieses wurde entsprechend erweitert, um die Lichtsammung bei einem WLS-Muster simulieren zu können (Anhang E). Damit ist es möglich, für eine gegebene Zellgeometrie und Reflexionseigenschaften der Spiegel ein WLS-Muster zu optimieren.

Zu diesem Zweck wird die Lichtsammelzelle in kleine, kubische Untervolumen (typischerweise 2.5^3 mm^3) unterteilt. In jedem Untervolumen wird für eine große Anzahl (typischerweise 10^5) Strahlen per Zufallsgenerator Aufpunkt und Richtung bestimmt. Jede Strahlausbreitung wird inklusive Reflexion und Konversion verfolgt, bis der Strahl entweder absorbiert oder durch den Photodetektor am Ende der Zelle detektiert wird. Die Lichtsammeleffizienz für jedes Untervolumen ergibt sich als Anzahl der detektierten Strahlen im Verhältnis zur Gesamtzahl der in diesem Untervolumen generierten Strahlen.

Raytrace-Referenzparameter	
Zellgeometrie	quaderförmig, $370 \cdot 50^2 \text{ mm}^3$
Untervolumina	kubisch, $148 \cdot 20^2$ mit jeweils 0.25^3 cm^3
Strahlerzeugung	10^5 pro Untervolumen
Absorptionslänge @ 175 nm	10 cm
Absorptionslänge @ 340 nm	200 cm
Reflexion @ 175 nm	45 %
davon diffuser Anteil	50 %
Reflexion @ 340 nm	85 %
davon diffuser Anteil	15 %
Reflexion am PTP @ 340nm	74 %
davon diffuser Anteil	65 %
QE (PTP) @ 175nm	0.94
PM Radius	1.25 cm

Tabelle 3: Referenzparameter für die Raytrace-Berechnung der Lichtsammeleffizienz in Abb. 31.

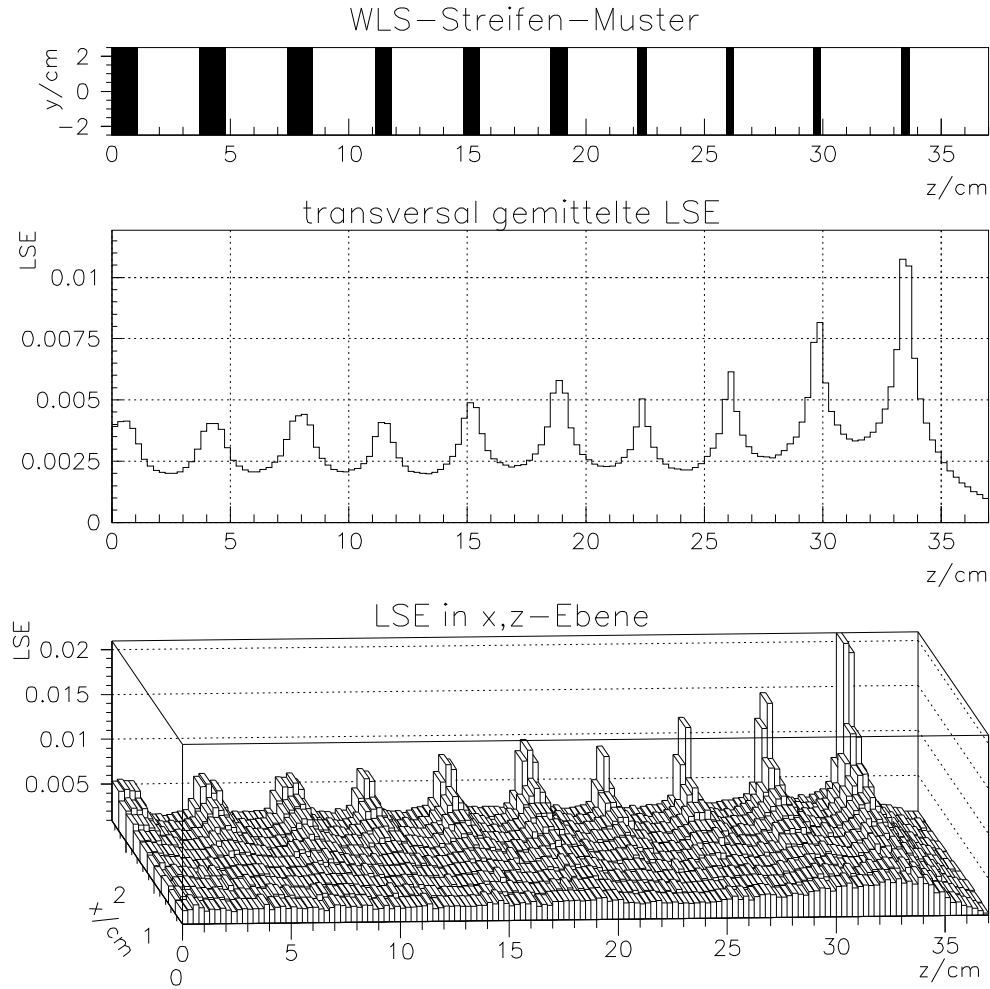


Abbildung 31: *Oben: WLS-Streifenmuster. Mitte: Transversal gemittelte Lichtsammel-effizienz. Unten: Lichtsammel-effizienz in der x-z-Ebene (senkrecht zur Zellwand durch die Zellängsachse). (Parameter für die Berechnung: Tabelle 3)*

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften eines WLS-Streifenmusters diskutiert, das an eine quaderförmige Zellgeometrie angepaßt wurde. Das Muster ist in Abb. 31 zu sehen. Dargestellt ist eine Wand der Lichtsammelzelle. Die mit WLS bedeckten Bereiche sind dunkel gefärbt. Der Photodetektor befindet sich am Zellende bei $z=37$ cm. Das Muster ist charakterisiert durch eine zum Photomultiplier hin abnehmende WLS-Bedeckung. So werden die größeren Reflexionsverluste der vorderen Zellbereiche durch erhöhte Konversionseffizienz ausgeglichen. Ein solches einfaches Streifenmuster wurde ausgewählt, um die Bedampfung der Spiegelfolien mit der zur Verfügung stehenden Anlage zu ermöglichen. In Anhang E wird ein komplizierteres Muster vorgestellt, das eine deutlich homogenere Lichtsammlung ermöglicht.

Unterhalb des Musters ist die transversal gemittelte und die orts aufgelöste Lichtsammelleffizienz dargestellt. Die in die Simulation eingehenden Parameter sind in Tabelle 3 aufgelistet. Die Reflexions- und Quantenausbeuteparameter wurden durch die in 5.2 und 5.4.2 beschriebenen Messungen bestimmt. Bei den Absorptionslängen handelt es sich um Abschätzungen.

Die Parameter der Tabelle 3 werden im folgenden als Referenzparameter bezeichnet. Durch Variation einzelner Parameter der Raytrace-Simulation wird deren Einfluß auf die Lichtsammlung diskutiert.

In der transversal gemittelten Lichtsammelleffizienz spiegeln sich deutlich die Positionen der WLS-Streifen durch eine Überhöhung der Lichtsammelleffizienz wieder. Das untere Histogramm stellt die Lichtsammelleffizienz in einer Ebene dar, die durch die Zellängsachse und senkrecht zur Zellwand liegt. Es zeigt sich im Mittelbereich der Zelle ein flacher Verlauf der Lichtsammelleffizienz. Nur in den Bereichen in unmittelbarer Nähe der WLS-Streifen steigt die Lichtsammelleffizienz stark an. Wie sich solche Inhomogenitäten der Lichtsammlung auf die Energieauflösung auswirken, wird im Abschnitt 5.5 betrachtet.

In Abb. 32 ist die relative Veränderung der transversal gemittelten Lichtsammelleffizienz bei Veränderung eines Parameters in Bezug auf die mit den Referenzparametern aus Tabelle 3 berechnete Lichtsammlung gezeigt.

Oben ist der Einfluß der UV-Absorptionslänge zu erkennen. Die Form der Lichtsammelkurve hängt kaum von der UV-Absorptionslänge ab. Bei kurzen Absorptionslängen sind jedoch die durch das WLS-Muster verursachten Inhomogenitäten stärker ausgeprägt.

Variiert man die Absorption des WLS-Fluoreszenzlichtes, so ergeben sich die links unten dargestellten Änderungen in der Lichtsammlung. Bei 1 m Absorptionslänge erkennt man deutliche Auswirkungen auf die Steigung der Lichtsammelkurve. Es gibt jedoch keine Hinweise, daß so kurze Absorptionslängen in der Praxis auftreten.

Rechts unten zeigt sich der starke Einfluß der Spiegelreflektivität und deren diffusen Anteils bei 340 nm. Die wellenlängenabhängigen Reflektivitäten eines glatten BN50-Spiegels ($R=0.86$, $R_{\text{diffus}}=0.02$) und die der Rückseite einer einseitig verspiegelten RN50-Folie ($R=0.71$, $R_{\text{diffus}}=0.25$) sind in Abb. 26 zu finden. Die offensichtlich schlechten Reflexionseigenschaften der unverspiegelten Folienrückseite werden hier diskutiert, da solche Spiegel aus technischen Gründen in einigen Zellen eingesetzt werden mußten.

Die Reflektivität der Spiegel für UV-Licht und der Anteil der Reflexion am WLS haben nur geringen Einfluß auf die Lichtsammlung. Die Fläche des Photomultipliers und die Quantenausbeute des WLS gehen linear in die Lichtsammelleffizienz ein, beeinflussen jedoch nicht die Form der Lichtsammelkurve. Deshalb haben sie nur über die Photoelektronenstatistik einen Einfluß auf die Energieauflösung.

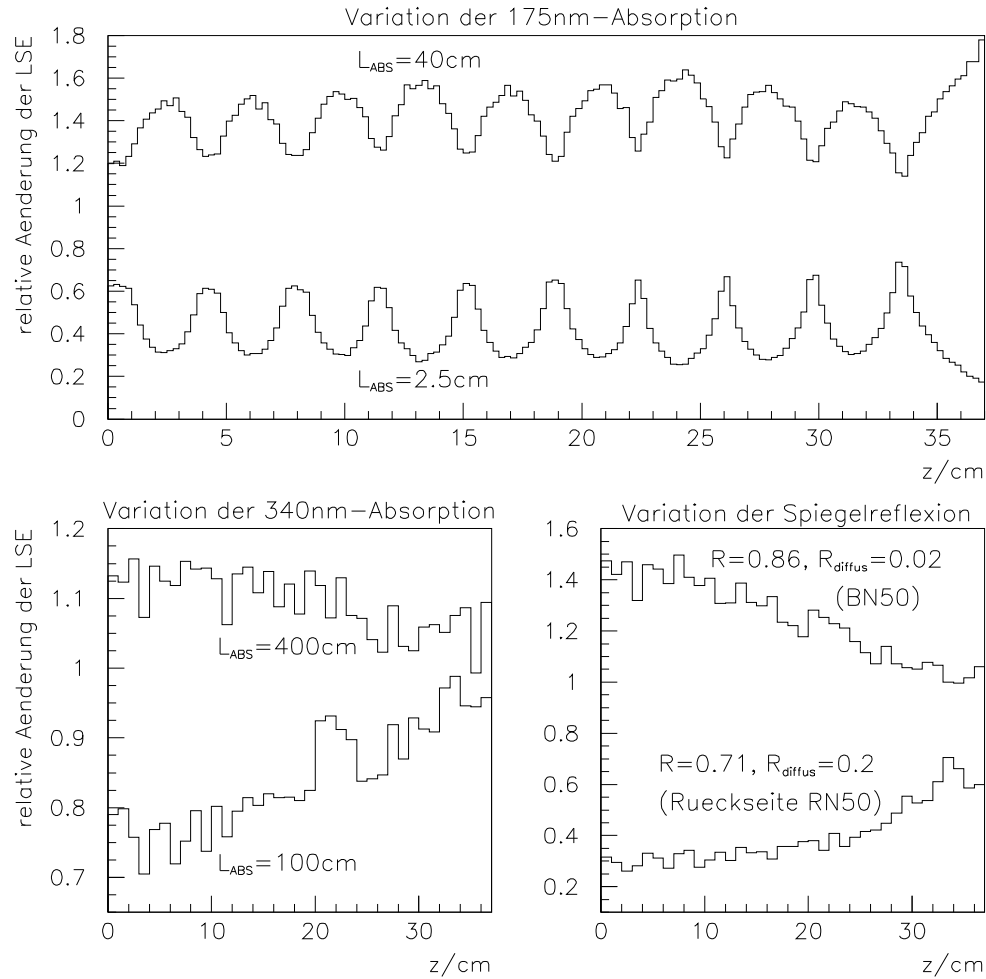


Abbildung 32: *Einfluß verschiedener Parameter auf die Lichtsammlung im Vergleich zur Referenz-LSE mit Parametern aus Tabelle 3*

5.4.4 Messung der Lichtsammeleffizienz einer WLS-Streifen-Zelle

Um die Raytrace-Simulationsrechnungen zu überprüfen, wurde die Lichtsammeleffizienz einer WLS-Streifen-Zelle (die optischen Parameter entsprechen den Referenzparametern (Tabelle 3)) analog zur Messung der UV-Lichtsammlungseffizienz (Abschnitt 5.3) durch Quereinschuß mit dem MAMI-Strahl gemessen.

In Abb. 33 ist der Mittelwert der gemessenen Pulshöhenverteilung gegen die Einschußposition aufgetragen. Der Photomultiplier befindet sich bei $z=37 \text{ cm}$. Die Ergebnisse einer Simulationsrechnung für eine UV-Absorptionslänge von 10 cm sind ebenfalls eingetragen. Die vertikale Koordinate der Simulationsdaten ist so skaliert, daß die Kurven übereinander liegen. Ein absoluter Vergleich ist nicht möglich, da die Verstärkung des verwendeten Photomultipliers nicht genau be-

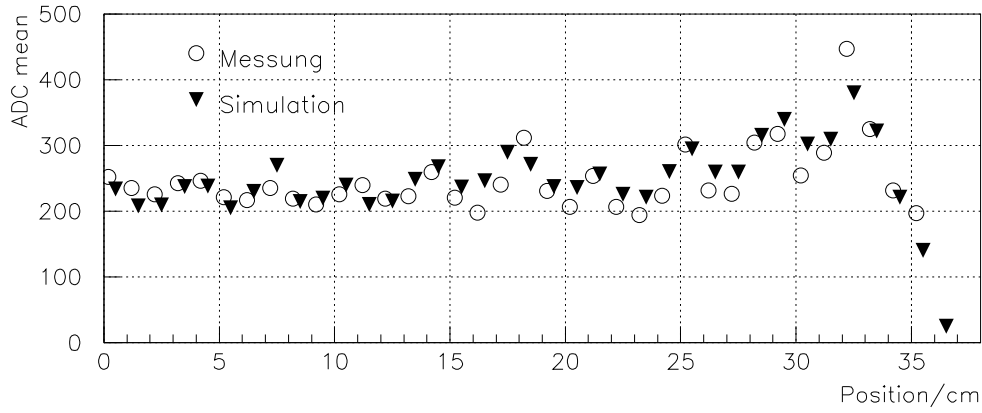


Abbildung 33: Vergleich von Messung und Simulation der Photoelektronenzahl bei Quereinschuß in eine WLS-Streifen-Zelle mit 855 MeV Elektronen.

kannt ist.

Vergleicht man die gemessene Lichtsammlungseffizienz mit den Simulationsergebnissen aus Kapitel 5.4.3, so fällt auf, daß hier die Streifen des WLS-Musters nur als schwache Wellen zu erkennen sind. Dies liegt daran, daß sich beim Quereinschuß der Elektron-Photon-Schauer mit einer in Zellrichtung gesehen longitudinalen Ausdehnung entwickelt. Dadurch zeigt die Messung eine über einen Zellbereich von etwa 3 cm in z gemittelte Lichtsammelleffizienz. Aus diesem Grund kann diese Messung nicht zwischen den simulierten Lichtsammelkurven für die verschiedenen UV-Absorptionslängen unterscheiden. Sie bestätigt jedoch den berechneten Gesamtverlauf der Lichtsammelleffizienz, der hauptsächlich von den optischen Parametern bei 340 nm bestimmt wird.

5.5 Simulation der Energieauflösung für Zellen mit WLS-Streifenmuster

Kombiniert man die Raytrace-Simulation der orts aufgelösten Lichtsammelleffizienz mit der GEANT-Simulation der Energiedeposition des elektromagnetischen Schauers, kann die zu erwartende Energieauflösung des Detektors berechnet werden. Dazu werden für jedes eingeschossene Elektron die einzelnen Beträge der Energiedeposition mit der Szintillationsausbeute, der für den Ort der Deposition errechneten Lichtsammelleffizienz und der Quantenausbeute des Photomultipliers multipliziert, woraus sich die Anzahl der entstehenden Photoelektronen ergibt. Diese Anzahl wird histogrammiert, und die σ -Breite der Verteilung entspricht der Energieauflösung. Die genaue Vorgehensweise wird im Anhang E beschrieben.

Für die in Abschnitt 5.4.3 vorgestellten Lichtsammelzellen mit WLS-Streifenmuster wurde nach diesem Verfahren die Energieauflösung für zentralen 855 MeV Elektroneneinschuß in eine Anordnung aus $3 \cdot 3$ Zellen berechnet. Die Quantenausbeute der Photomultiplier wurde mit 20% angenommen. Für jedes eingeschossene

Elektron wird die Summe der Photoelektronenzahlen aller neun Zellen gebildet und histogrammiert. Die Peaklage und σ -Breite der Photoelektronenverteilung sind in Tabelle 4 zu finden.

	UV-Absorptionslänge	2.5 cm	10 cm	40 cm
1	Referenzparameter (Tab. 3) $R=0.85$, $R_{\text{diffus}}=0.13$	6470 PE 7.3%	17435 PE 4.7%	25070 PE 4.2%
2	Abs.länge @ 340 nm: 100 cm		14530 PE 5.8%	
3	Abs.länge @ 340 nm: 400 cm		19480 PE 4.6%	
4	BN50 Spiegelfolie: $R_{\text{diffus}}=0.02$		22750 PE 4.0%	
5	Eckzellen: RN50 Rückseite $R=0.71$	6246 PE 7.4%	16830 PE 4.8%	24170 PE 4.6%

Tabelle 4: Photoelektronenzahlverteilung (Peak (PE) und relative σ -Breite) der Summe aus neun Lichtsammelzellen für verschiedene Lichtsammelungsparameter bei zentralem Einschluß von 855 MeV Elektronen.

Mit den Referenzparametern der Lichtsammlung ergibt sich eine Auflösung von 4.6%. Verkürzt man die UV-Absorptionslänge von 10 cm auf 2.5 cm, verschlechtert sich die Auflösung auf 7.3%, eine Verlängerung auf 40 cm ergibt eine Auflösung von 4.2%. Die Verwendung der besseren BN50-Spiegelfolien mit geringer diffuser Reflexion verbessert die Auflösung bei 10 cm Absorptionslänge auf 4.0%.

In der letzten Zeile der Tabelle ist eine Konfiguration berechnet, bei der die Eckzellenspiegel der Neuneranordnung aus Rückseiten von einseitig verspiegelten RN50-Folien bestehen. Diese Anordnung mußte aus technischen Gründen für die in Kapitel 6.3.1 beschriebenen Kalorimetermessungen am Elektronenstrahl benutzt werden. Die Auflösung verschlechtert sich von 4.7% auf 4.8%. Die schlechten Lichtsammlungseigenschaften der Eckzellen wirken sich bei zentralem Einschluß nicht stark auf die Auflösung aus, da nur etwa 6% der Gesamtenergiedeposition in den Eckzellen stattfindet.

In Abb. 34 ist die Form der berechneten Photoelektronensummenverteilung bei Referenzparametern dargestellt. Die eingefügte Grafik zeigt die auf die Energiedeposition normierte Photoelektronenverteilung. Der Ausläufer zu großen Photoelektronenzahlen stammt von Energiedepositionen, die in einem der Bereiche hoher Lichtsammeleffizienz stattfanden.

Für die Referenzparameter wurden die Berechnungen der Photoelektronenverteilung für Einschußenergien zwischen 100 MeV und 1 GeV durchgeführt. In Tabelle 5 sind die Peaklage der Photoelektronenverteilung und deren relative σ -Breite aufgelistet. Die Auflösungen reichen von 9.3% bei 100 MeV bis zu 4.4% bei 1 GeV. Schaltet man in der Simulation den Zufallszahlengenerator für die Poissonstatistik aus, erkennt man deren geringen Einfluß auf die Energieauflösung (Spalte 4). In Spalte 5 der Tabelle wurden die Photoelektronenzahlen jedes Ereignisses auf den jeweils im Detektor deponierten Energiebetrag normiert. Das ergibt den Beitrag von Lichtsammlung und Teilchenzahlstatistik zur Auflösung, der von 5.6% bei 100 MeV auf 3.7% bei 1 GeV abnimmt.

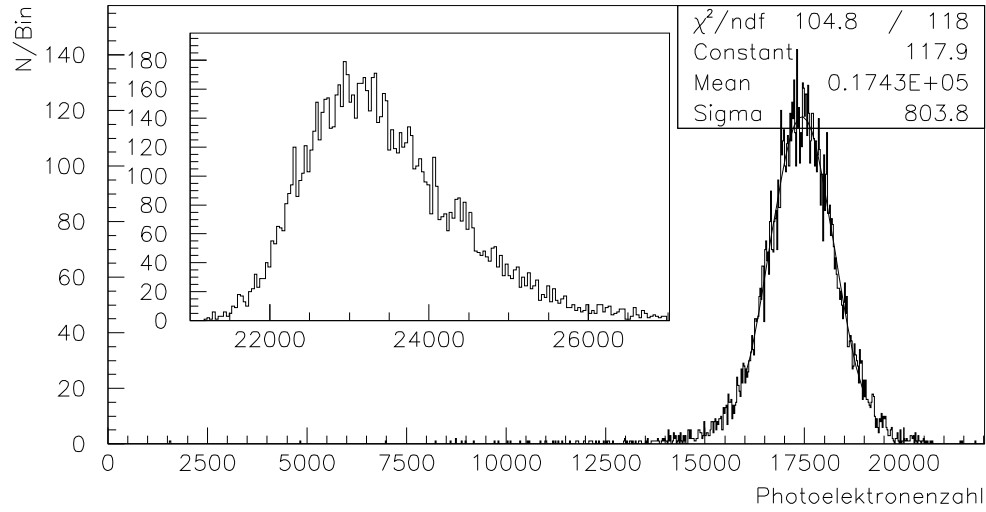


Abbildung 34: Mit Referenzparametern simulierte Verteilung der Photoelektronensumme bei zentralem Einschuß von 855 MeV Elektronen in 3·3 Lichtsammelzellen mit WLS-Streifenmuster. Die eingefügte Grafik ist die auf 1 GeV Energie-deposition normierte Photoelektronenverteilung. Die σ -Breite der Verteilung von 4.6% wird durch anpassen einer Gaußkurve bestimmt.

Energie	PE	$\Delta\text{PE}/\text{PE}$	$\Delta\text{PE}/\text{PE}$ ohne Poisson	$\Delta\text{PE}/\text{PE}$ ohne E.flukt.
100 MeV	1910	9.3%	8.6%	5.6%
200 MeV	3870	7.5%	7.0%	4.7%
500 MeV	9740	5.5%	5.2%	3.8%
855 MeV	17435	4.7%	4.4%	3.7%
1000 MeV	19330	4.4%	4.3%	3.7%

Tabelle 5: Simulierte Photoelektronenzahlen (Spalte 2) und Auflösungen (Spalte 3) bei verschiedenen Einschußenergien (Spalte 1) für Referenzlichtsammelzellen, ohne Poissonstatistik (Spalte 4) und normiert auf die deponierte Energie (Spalte 5).

6 Das LXe-Kalorimeter am MAMI-Strahl

Das in Kapitel 4 beschriebene LXe-Testmodul wurde mit Photomultipliern und WLS-Streifen-Lichtsammelzellen ausgestattet, um seine Eigenschaften als Elektronen-Kalorimeter zu untersuchen. In den folgenden Abschnitten werden Messungen der ortsabhängigen Energieauflösung und der Zeitauflösung des LXe-Kalorimeters im Vergleich zu Simulationsrechnungen dargestellt. Messungen der Pulshöhen-Temperaturabhängigkeit des LXe-Kalorimeter sind im Anhang D zu finden, Messungen der Szintillationszeitkonstanten in Abschnitt 3.2.2 und Messungen der Lichtsammelungseigenschaften in Abschnitt 5.4.4.

6.1 Das Lichtsammelmodul

Aus $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen, neun Photomultipliern mit Spannungsteilern und Temperatursensoren wurde eine kompakte Einheit zusammengestellt (Abb. 35). Dieses im folgenden beschriebene Lichtsammelmodul wird als Ganzes von hinten in den Detektorbehälter eingeschoben und mit einem Flansch verschlossen.

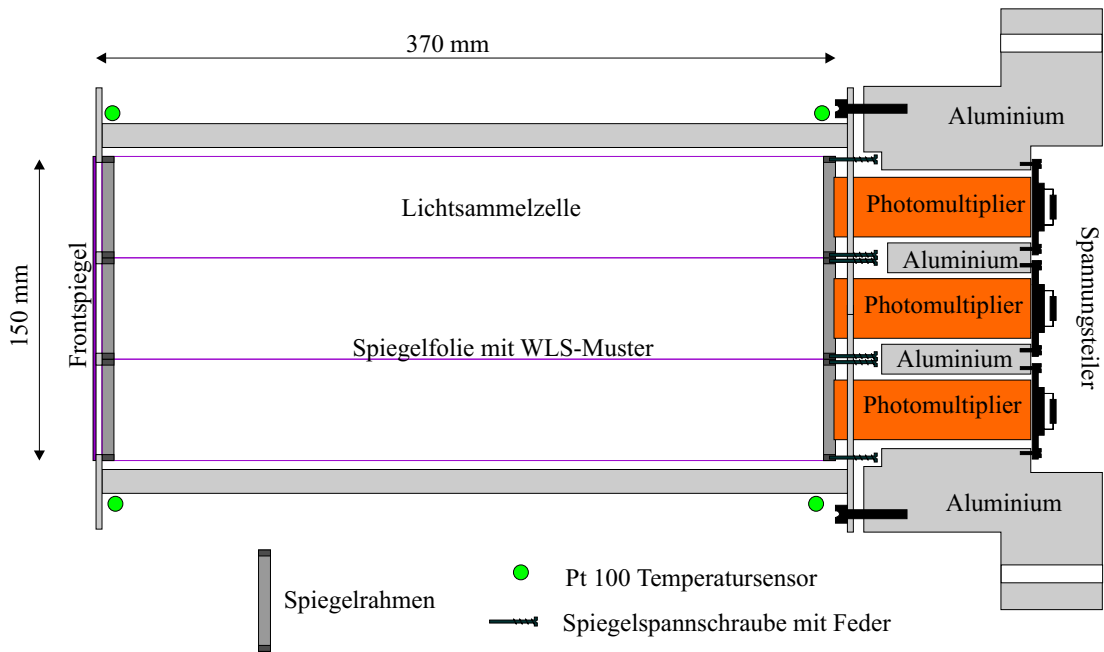


Abbildung 35: Das Lichtsammelmodul, das in den Detektorbehälter eingeschoben wird.

Die Lichtsammelzellen sind quaderförmig und haben die Dimensionen $370 \cdot 50^2 \text{ mm}^3$. Sie bestehen aus verspiegelten RN50-Hostaphanfolien, die mit dem im letzten Kapitel dargestellten WLS-Streifen-Musters (Abb. 31) bedampft wurden.

Ausgelesen werden diese Zellen mit jeweils einem Hamamatsu R1355 Photomultiplier, der sich mitsamt seiner Base innerhalb des flüssigen Xenons befindet. Eigenschaften der Photomultiplier bei tiefen Temperaturen, Messungen zur Pulslinearität und das Design des eigens für diese Anwendung entwickelten Spannungsteilers sind in Anhang C zu finden.

Jede Lichtsammelzelle besteht aus einem Aluminiumfront- und Endrahmen, auf den die verspiegelten Folien mit einem Zweikomponentenkleber aufgeklebt wurden. Das Modul besteht aus fünf geschlossenen Zellen, die im Zentrum und an den vier Eckpositionen des Moduls angebracht sind. Die dazwischen liegenden Seitenzellen besitzen nur an der Modulaußenseite eine Spiegelfolie (Abb. 36). So entstehen zusätzlich zu den nur 50 μm dicken Folien keine passiven Zonen zwischen den einzelnen Zellen. Bei einem Teil der Folien müssen beide Seiten der Folie gute Reflexionseigenschaften aufweisen und mit dem WLS-Muster bedampft sein.

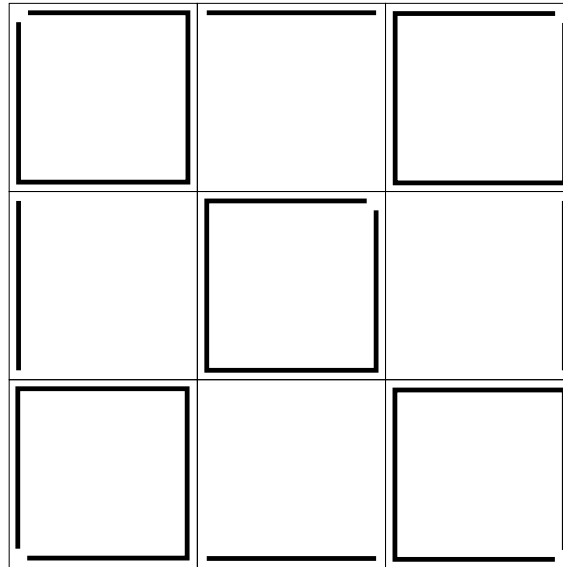


Abbildung 36: Frontansicht der neun Lichtsammelzellen. Die dünnen Linien kennzeichnen die Zellen. Die dicken Linien deuten die Orientierung der Spiegelfolien an. Die Mittel- und Eckzellen bestehen aus einer beidseitig verspiegelten und beidseitig mit dem WLS-Muster bedampften Folie, die das Zellvolumen auf vier Seiten umschließt. Die Seitenzellen besitzen nur am Außenrand eine einseitige Spiegelfolie.

Die Lichtsammelzellen sind innerhalb eines Aluminiumüberraumens angebracht. Er besteht aus einer Aluminiumfront- und Rückplatte, die über Verstrebungen miteinander verschraubt sind. Die Rückplatte besitzt in den Zellmitten Öffnungen für die Photomultiplier. Die Frontflächen haben Öffnungen für die Frontspiegel, die aus einer aufgeklebten Spiegelfolie bestehen.

Um die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten vom Aluminiumüberraahmen und den Hostaphanfolien auszugleichen, sind die Zellrahmen mit der Frontwand stirnseitig fest verschraubt, am hinteren Ende werden sie von Federn gespannt, so daß sie auch bei der thermischer Verkürzung des Überraahmens um etwa 1 mm noch unter Zugspannung stehen und nicht knittern.

Die Photomultiplier sind von einem Aluminiumblock umschloßen, so daß nur ein kleines zusätzliches Volumen mit LXe gefüllt werden muß.

6.2 Detektoraufbau am MAMI-Strahl

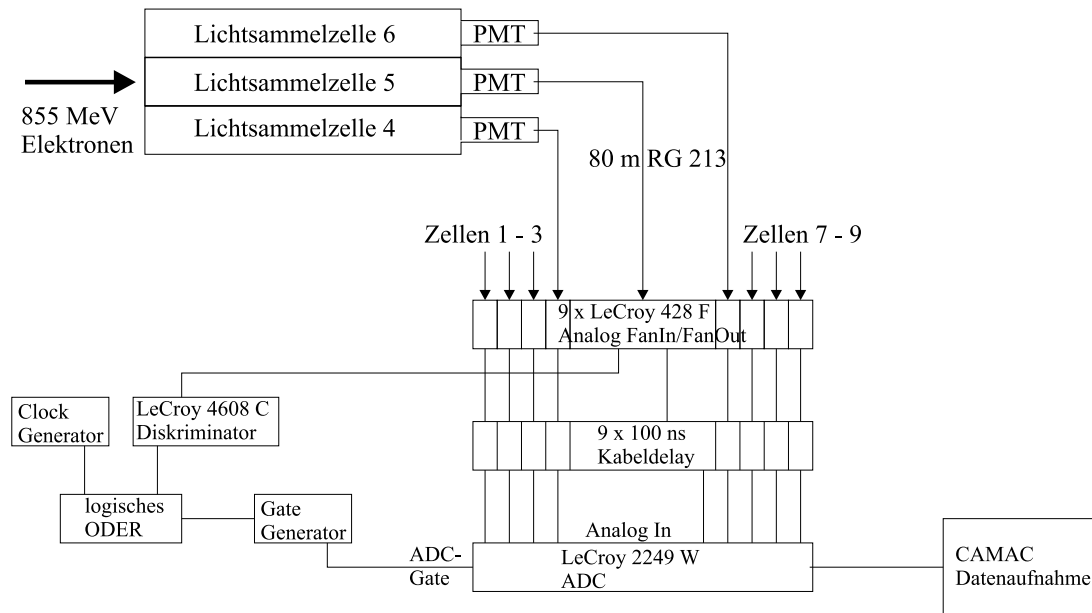


Abbildung 37: Skizze der Datenaufnahmeelektronik zur Messung der Energieauflösung.

Mit MAMI ist es möglich den Strahlstrom über einen sehr großen Bereich von $100 \mu\text{A}$ bis hinunter zu etwa 0.1 fA einzustellen. Dieser kleine Strom entspricht einer Strahlelektronenrate von weniger als 1 kHz . Dadurch ist es möglich, direkt mit dem Strahl in den Detektor zu schießen und Messungen des Detektorverhaltens für einzelne Elektronen definierter Energie und Einschußposition durchzuführen. Das Strahlrohr wird mit einem dünnen ($50 \mu\text{m}$) Aluminiumfenster abgeschlossen, aus dem der Strahl austritt und nach etwa 50 cm Luftstrecke mit einem Durchmesser von etwa 1 mm auf den Detektor trifft.

Der LXe-Detektor befindet sich auf einer Hub- und Verschiebeeinrichtung, mit der der Auftreffpunkt des Strahls auf den Detektor frei gewählt werden kann. Schießt man parallel zur Zellachse ein, kann die Energieauflösung und die

Pulshöhe in Abhängigkeit vom Einschußort gemessen werden. Dreht man den Detektor um 90° zur Strahlachse und schießt quer zu den Zellen ein, kann man die Homogenität der Lichtsammlung messen.

Die Signale der Photomultiplier gelangen über 80m lange Kabel (Typ RG213) zur Datenaufnahmeelektronik im Erdgeschoß (Abb. 37). Die Photomultipliersignale werden in einem analogen FanIn/FanOut Modul auf zwei Signalzweige aufgeteilt. Das Signal, das aus der vom Elektronenstrahl direkt getroffenen Zelle stammt, erzeugt über einen Discriminator einen Triggerpuls, aus dem mittels einer Timing-Unit das Gate für die ADC's erzeugt wird. Um die ADC-Pedestals zu messen, wird über einen Clock-Generator ebenfalls ein ADC-Gate erzeugt, welches zeitlich nicht mit dem Trigger korreliert ist. Der andere Signalzweig wird über ein Kabeldelay verzögert, so daß die Photomultiplierpulse innerhalb des ADC-Gates am ADC-Signaleingang anliegen. Die CAMAC-Module werden dann mit dem Data-Aquisition-Paket MECDAS [kry95] ausgelesen.

6.3 Energieauflösung des LXe-Testmoduls

Die ersten Messungen zur Energieauflösung wurden mit verspiegelten BN50 Folien (Abschnitt 5.2) durchgeführt. Die Folien waren mit einem WLS-Streifen-Muster gemäß Abb. 31 bedampft. Die R1355-Photomultiplier wurden mit der Standardspannungsverteilung betrieben. Bei diesen Messungen wurden Nichtlinearitäten der Photomultiplier wegen der hohen Lichtintensitäten beobachtet. Um dies zu verhindern, wurden spezielle Spannungsteiler für hohe Pulsströme entworfen (Anhang C.3). Zusätzlich zeigte sich, daß sich der Wellenlängenschieber im LXe vom Spiegel ablöst. Da mit der vorhandenen Bedampfungseinrichtung keine bessere Haftung des PTP auf den BN50 Folien zu erreichen war, wurden neue Lichtsammelzellen aus verspiegelten und bedampften RN50 Folien hergestellt. Aufgrund der höheren Rauigkeit des RN50 löst sich dort der WLS nicht vom Spiegel. Von den RN50-Spiegeln war jedoch nur noch eine beidseitig verspiegelte Folie vorhanden. Diese Folie wurde für die Mittelzelle verwendet. Die Eckzellen waren so aufgebaut, daß die verspiegelte Schicht den Seitenzellen zugewandt ist (Abb. 36). Damit besaßen die Eckzellen etwas schlechtere Reflexionseigenschaften als die anderen Zellen (Abb. 26).

6.3.1 Messung der Energieauflösung bei zentralem Einschuß

Die Messung der Energieauflösung fand bei einer Strahlenergie von 855 MeV und 1 kHz Elektronenrate statt. Der Einschuß war parallel zur Detektorachse. Zu Beginn der Messungen wurde die Detektorposition relativ zum Strahl festgelegt, in dem der Detektor soweit verschoben wurde, bis der Strahl die Trennwand zwischen Mittelzelle und einer Seitenzelle trifft. Dies läßt sich durch den Vergleich der Spektren der benachbarten Zellen erkennen (Abb. 38).

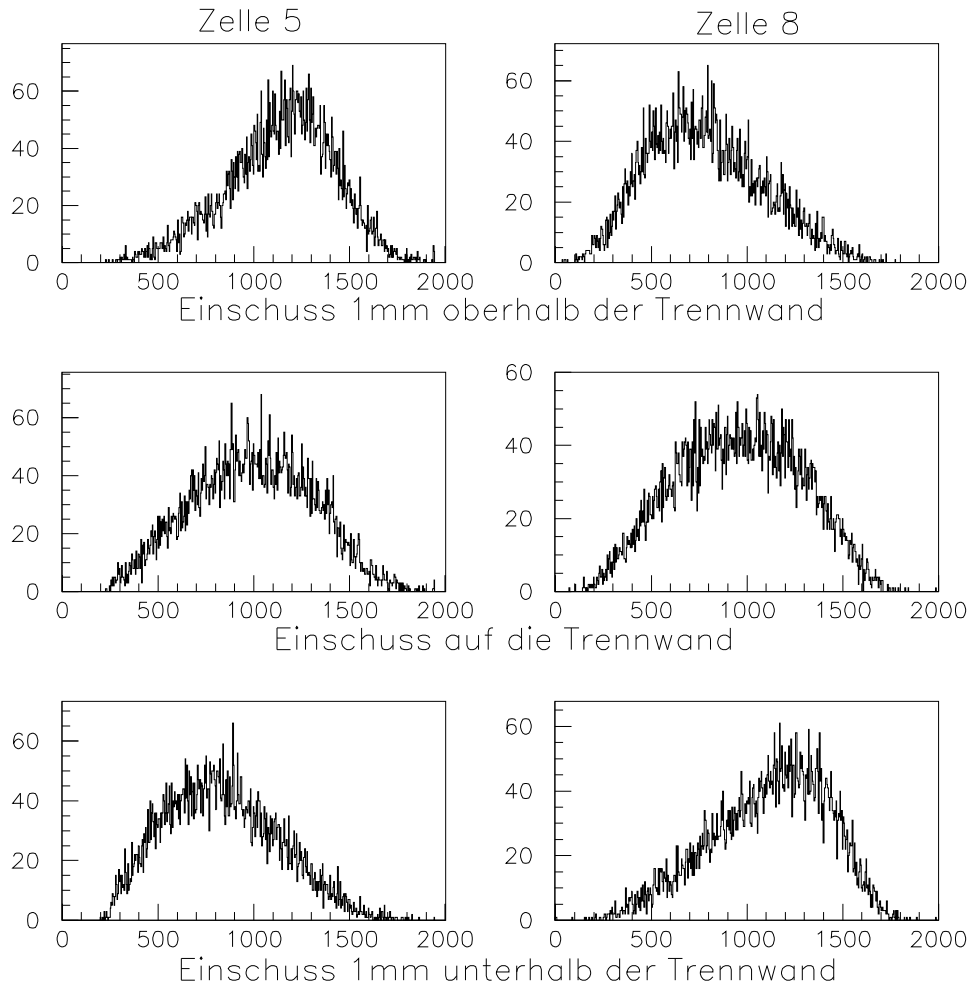


Abbildung 38: Einzelspektren der benachbarten Zellen 5 und 8 beim Einschuß 1mm oberhalb, auf und 1mm unterhalb der Zelltrennwand. Oberhalb der Trennwand befindet sich Zelle 5, unterhalb Zelle 8.

Für jeweils um einen Millimeter verschobene Detektorpositionen sind beide Spektren gegenübergestellt. Das 'Umkappen' der Spektren kennzeichnet die Position der Trennwand schnell und genau. Führt man dies in horizontaler und vertikaler Richtung durch, sind die Mittenkoordinaten der Lichtsammelzellen bestimmt.

Danach wird nacheinander in alle neun Zellen zentral eingeschossen und anhand der Lage des Pile-Up-Peaks die Photomultiplierhochspannung für alle Zellen so festgelegt, daß keine Sättigung der Photomultiplier auftritt (Anhang C). Ein Vergleich der neun Einzelspektren liefert die Eichfaktoren C_i der einzelnen Zellen für zentralen Einschuß¹⁹. In den nachfolgenden Analysen ist jede registrierte

¹⁹Der Eichfaktor C_i der Lichtsammelzelle i ist $C_i = (Q_i/E_i)^{-1}$, wobei Q_i die Ladung eines Photomultiplierpulses, E_i die in der Zelle deponierte Energie ist.

Pulsladung einer Zelle mit dem jeweiligen Eichfaktor C_i multipliziert.

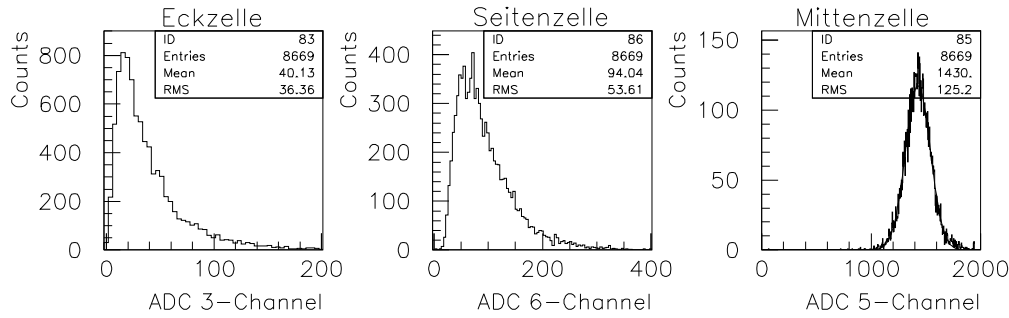


Abbildung 39: Geeichte Einzelspektren einer Eckzelle (links) einer Seitenzelle (Mitte) und der zentralen Zelle (rechts) bei zentralem Einschuß von 855 MeV Elektronen.

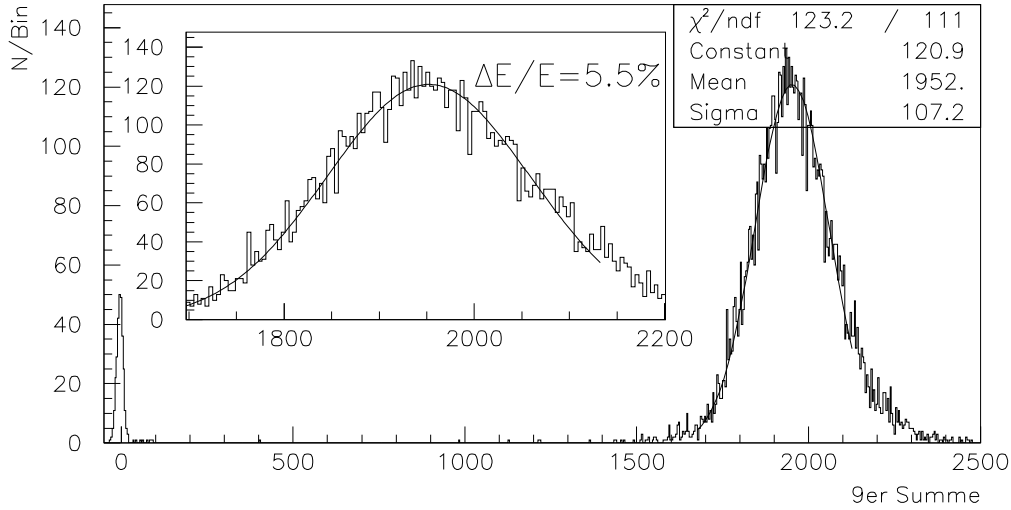


Abbildung 40: Summenspektrum bei zentralem Einschuß von 855 MeV Elektronen. Die Auflösung beträgt 5.5%.

Schießt man zentral in die Mittenzelle ein, findet man die in Abb. 39 abgebildeten geeichten Einzelspektren. Die Pulsladungen der einzelnen Zellen verteilen sich im Mittel zu 77% auf die Mittenzelle, zu 4% auf jede Seitenzelle und zu 1.7% auf jede Eckzelle. In Abb. 40 ist das Summenspektrum der neun Zellen bei einer Gatelänge von 400 ns dargestellt. Die Energieauflösung beträgt 5.5%. Bei einer Gatelänge von 100 ns verschlechtert sich die Auflösung auf 5.7% und die vom ADC während der Gatedauer integrierten Pulsladungen nehmen um 34% ab.

6.3.2 Messung der Energieauflösung bei nichtzentralem Einschuß

Mit dem in Abschnitt 6.1 und 6.2 beschriebenen Aufbau wurde die Einschußposition des 855 MeV Elektronenstrahls über die Frontfläche des Detektors verschoben und im Summenspektrum der neun Zellen die Lage des Peaks und seine Breite beobachtet. Abb. 41 zeigt die Meßergebnisse. Im oberen Diagramm ist die bezüglich des Mitteneinschusses normierte Peaklage gegen den Einschußort aufgetragen. Die Meßwerte sind durch die geschlossenen Punkte dargestellt.

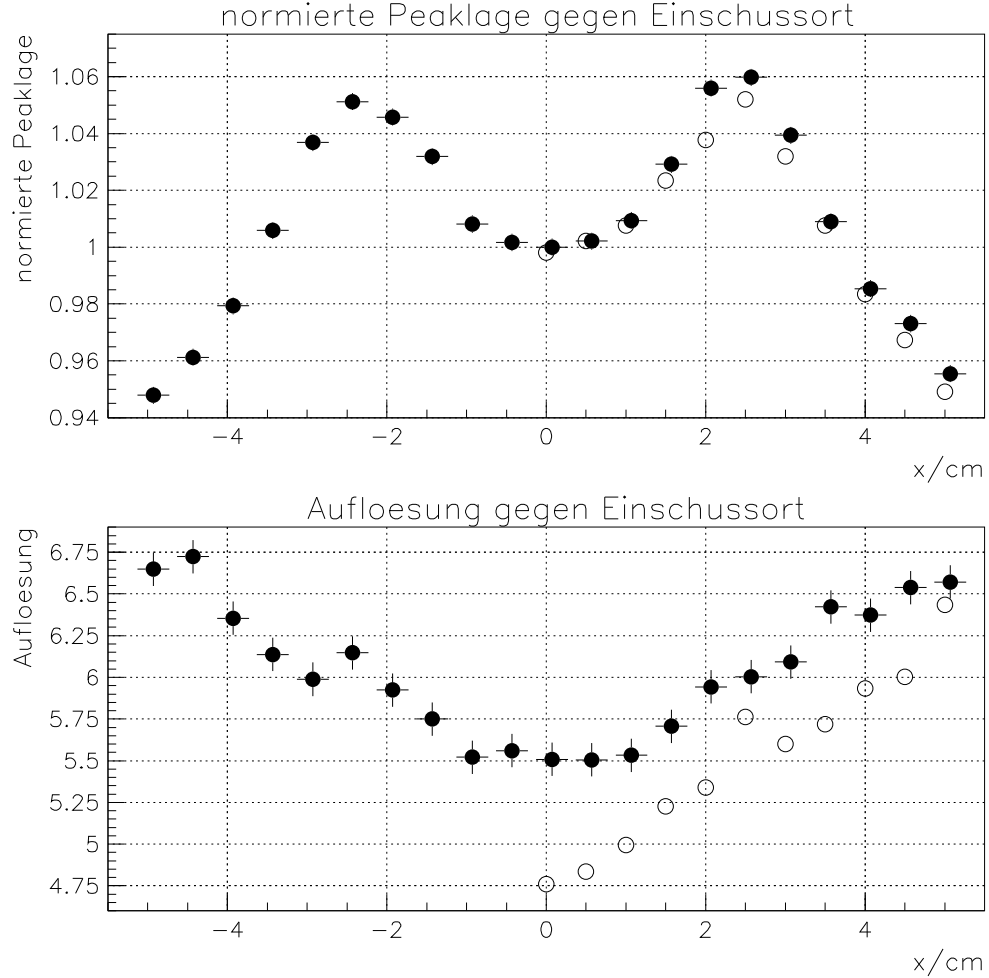


Abbildung 41: Änderung der Peakposition (oben) und Auflösung (unten) im Summenspektrum in Abhängigkeit von der Einschußposition (geschlossene Punkte: Messung; offene Punkte: Raytrace-GEANT-Simulation für 10 cm UV-Absorptionslänge).

Der Peak des Summenspektrums liegt bei Einschuß am Rand der Mittelzelle um ca. 6% über dem des zentralen Einschusses. Dies ist durch das Ansteigen

der Lichtsammelleffizienz in WLS-Nähe begründet (Abb. 31 unten). Die offenen Punkte des Diagramms sind die Ergebnisse einer Simulationsrechnung für eine UV-Absorptionslänge von 10 cm, die mit der Messung gut übereinstimmt. Simulationsrechnungen für 2.5 cm und 40 cm Absorptionslänge zeigen ein Ansteigen der Lichtausbeute von jeweils 34% und 0.5% zwischen zentralem Einschuß und Randeinschuß. Dieser Vergleich zwischen der Lichtausbeute bei zentralem Einschuß und derjenigen bei Randeinschuß ist die auf die UV-Absorptionslänge am empfindlichsten reagierende Meßgröße, solange die Absorptionslänge nicht wesentlich größer ist als die transversalen Zellabmessungen.

Der Unterschied in der Peakverschiebung zwischen dem Einschuß am rechten und linken Rand der mittleren Zelle ist auf die leicht unterschiedlichen Bedampfungsdicken an verschiedenen Stellen der Lichtsammelfolie zurückzuführen (Abschnitt 5.4.2, Anhang B). Dadurch resultieren leicht unterschiedliche Quantenausbeuten der WLS-Streifen an der rechten und linken Zellwand.

Im unteren Diagramm sind die gemessenen Auflösungen in Abhängigkeit von der Einschußposition aufgetragen (geschlossene Punkte). Die offenen Punkte sind die Ergebnisse der Simulation. Die Messungen und Simulationen zeigen ein qualitativ ähnliches Verhalten, wenn die Einschußposition zum Rand des Kalorimeters verschoben wird und die Auflösung schlechter wird. Die flache Senke in den Auflösungswerten bei mittennahem Einschuß wird von der Simulation nicht entsprechend wiedergegeben.

Diese Beobachtung und die Tatsache, daß die gemessene Auflösung etwa 0.7% schlechter ist als durch die Simulation berechnet, muß auf die unterschiedlichen Schichtdicken des WLS zurückgeführt werden. Dadurch besitzen die realen Lichtsammelzellen nicht die in den Simulationsrechnungen benutzten Symmetrieeigenschaften. Dies führt auch bei zentralem Einschuß durch die Asymmetrien individueller Schauer zu einem zusätzlichen Beitrag zur Energieauflösung, der in den Simulationsrechnungen nicht berücksichtigt wurde.

6.3.3 Optimierung der Eichkonstanten

Betrachtet man das transversale Profil eines Schauers (Abb. 6) und die zu den Zellwänden ansteigende Lichtsammelleffizienz (Abb. 31, unten), so wird deutlich, daß bei zentralem Einschuß in der mittleren Zelle weniger Licht und in den Seiten- und Eckzellen mehr Licht entsteht, als durch das Produkt der mittleren Lichtsammelleffizienz und der Energiedeposition der entsprechenden Zelle zu erwarten ist. Daraus folgt, daß die Bildung der Summe S_9 ,

$$S_9 = \sum_{i=1}^9 C_i P_i, \quad (22)$$

über die Pulshöhen P_i aller neun Zellen unter Verwendung der Eichkonstanten C_i (Abschnitt 6.3.1), nicht die beste Auflösung (σ -Breite der S_9 -Verteilung) ergeben kann. Deshalb werden Konstanten K_i eingeführt mit

$$S_9^K = \sum_{i=1}^9 K_i C_i P_i. \quad (23)$$

Diese werden so angepaßt, daß die Breite der S_9^K -Verteilung minimal wird. Für die hier beschriebene Messung der Energieauflösung (Abschnitt 6.3.1) ergeben sich für die Seiten- und Eckzellen im Mittel ein K_i von 0.86 ± 0.09 und 0.58 ± 0.07 . Dies stimmt wiederum mit den Simulationsergebnissen für 10 cm UV-Absorptionslänge überein. Dort wird jeweils ein K_i von 0.86 und 0.52 berechnet. In Abb. 42 ist die Abhängigkeit der Auflösung von den K_i für die Simulation mit 10 cm Absorptionslänge dargestellt. Tabelle 6 zeigt die K_i für Messung und Simulation, sowie die entsprechenden Energieauflösungen. Der Vergleich mit den Simulationsergebnissen ergibt auch hier eine gute Übereinstimmung mit den Werten für 10 cm UV-Absorptionslänge.

	K_{Seite}	K_{Ecke}	$\Delta E/E$ ($K_i \neq 1$)	$\Delta E/E$ ($K_i=1$)
Messung	0.86 ± 0.09	0.58 ± 0.07	5.3%	5.5%
Sim., 2.5 cm Abs.	0.53	0.33	6.7%	7.6%
Sim., 10 cm Abs.	0.86	0.52	4.5%	4.8%
Sim., 40 cm Abs.	0.95	0.72	4.2%	4.3%

Tabelle 6: Angepaßte K_i (siehe Text) für Seiten- und Eckzellen für die Messung und Simulationsrechnungen. Energieauflösung bei angepaßten K_i und $K_i=1$.

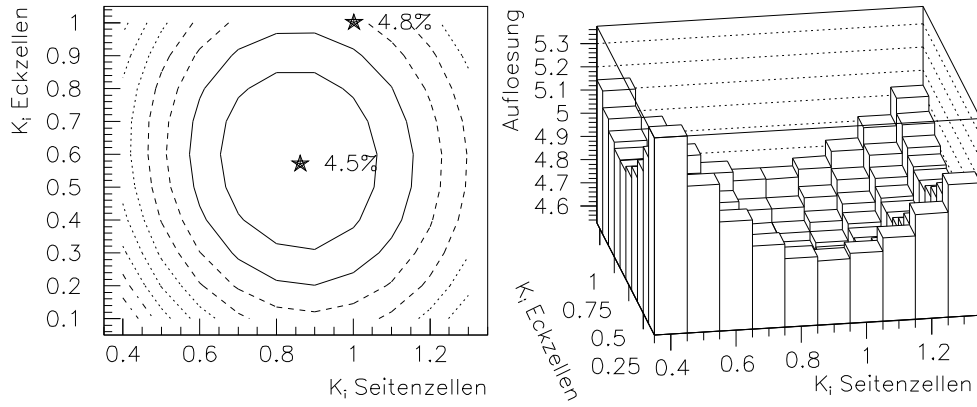


Abbildung 42: Abhängigkeit der Auflösung von den K_i für Seiten- und Eckzellen bei der Simulationsrechnung für 10 cm UV-Absorptionslänge.

6.4 Messung der Zeitauflösung

Mit der Meßanordnung in Abb. 43 wurde die Zeitauflösung des LXe-Kalorimeters bestimmt. Da kein externes Start/Stop-Signal vorhanden war, wurde parallel zur Detektorachse auf die Trennfläche zwischen zwei Zellen mit 855 MeV Elektronen eingeschossen. Die Photomultiplierpulse der beiden Zellen wurden über 80 m lange Kabel zur Datenaufnahmeelektronik geführt und auf jeweils einen Leading-Edge-Discriminator gegeben. Ein TDC wird vom Discriminatorsignal der Zelle 8 gestartet und von dem um 15 ns verzögerten Discriminatorsignal der Zelle 5 gestoppt.

Das TDC-Spektrum (Abb. 44) hat eine σ -Breite von 345 ps. Da Leading-Edge-Diskriminatoren verwendet wurden, erwartet man einen großen Beitrag zur gemessenen Zeitauflösung vom Walk der Diskriminatoren. Da die Pulshöhenspektren nicht mitgemessen wurden, kann der Walkanteil im TDC-Spektrum nicht durch Schnitte im Pulshöhenspektrum entfernt werden. Nimmt man für beide Kanäle gleiches Zeitverhalten an (am Oszilloskop konnte kein Unterschied in den ansteigenden Pulsflanken festgestellt werden), kann der Beitrag des Walks jedoch mit folgender Methode abgeschätzt werden:

Die Pulshöhenspektren (Abb. 45, mitte links) der benachbarten Zellen weisen beim Einschuß entlang einer Zelltrennwand eine deutliche Anti-Korrelation auf (Abb. 45, unten links). Ist in einem Kanal die Pulshöhe niedrig, so ist sie im anderen hoch. Die invertierte Photomultiplierpulsform, die am Diskriminatoreingang nach 80 m Kabel anliegt, ist in Abb. 45 (oben links und rechts) zu sehen. Die durchgezogene Kurve entspricht dem Mittelwert der Pulsamplitudenverteilung. Die anderen beiden Kurven zeigen Signale mit 75% bzw. 125% Amplitude. In der rechten Grafik ist der Signalanstieg vergrößert dargestellt. Bei einer Diskriminatorschwelle von 40 ± 5 mV liest man einen Walk von 475 ± 25 ps bei 25%

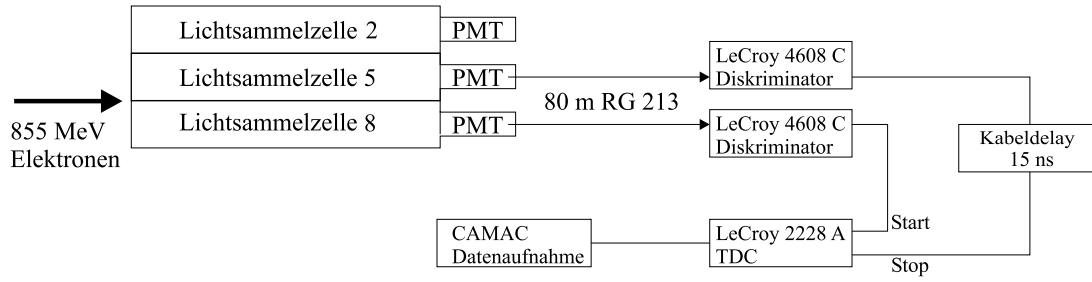


Abbildung 43: Skizze der Elektronik zur Messung der Zeitauflösung.

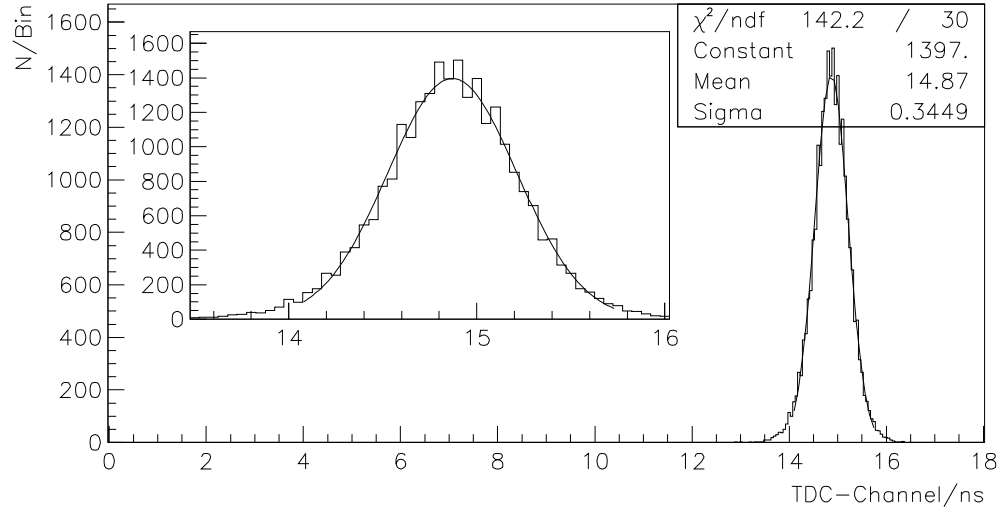


Abbildung 44: Das TDC-Spektrum mit vergrößertem Peakbereich

Amplitudenschwankung ab²⁰.

Errechnet man aus den Pulshöhenspektren in entsprechender Art und Weise für jedes Ereignis den Walk (Abb. 45, mitte rechts) relativ zur mittleren Pulsamplitude und bildet die Differenz der Walkzeiten der Nachbarkanäle entsprechend der Pulshöhenkorrelation, so ergibt sich das rechts unten dargestellte Walk-Zeitspektrum. Es hat eine Sigmapbreite von 316 ± 17 ps. Reduziert man die gemessene Breite von 345 ps quadratisch um den Walk-Beitrag, ergeben sich 138 ± 42 ps.

Für jeden Einzelkanal ergibt sich durch quadratisches Entfalten eine sehr gute Zeitauflösung von 98 ± 30 ps. Dies zeigt, daß LXe-Szintillationskalorimeter bei Zeitmessungen hervorragende Eigenschaften besitzen.

²⁰Zur Abschätzung des Walk wurden $\pm 25\%$ Amplitudenschwankung gewählt, weil dies etwa der σ -Breite der Amplitudenverteilung entspricht.

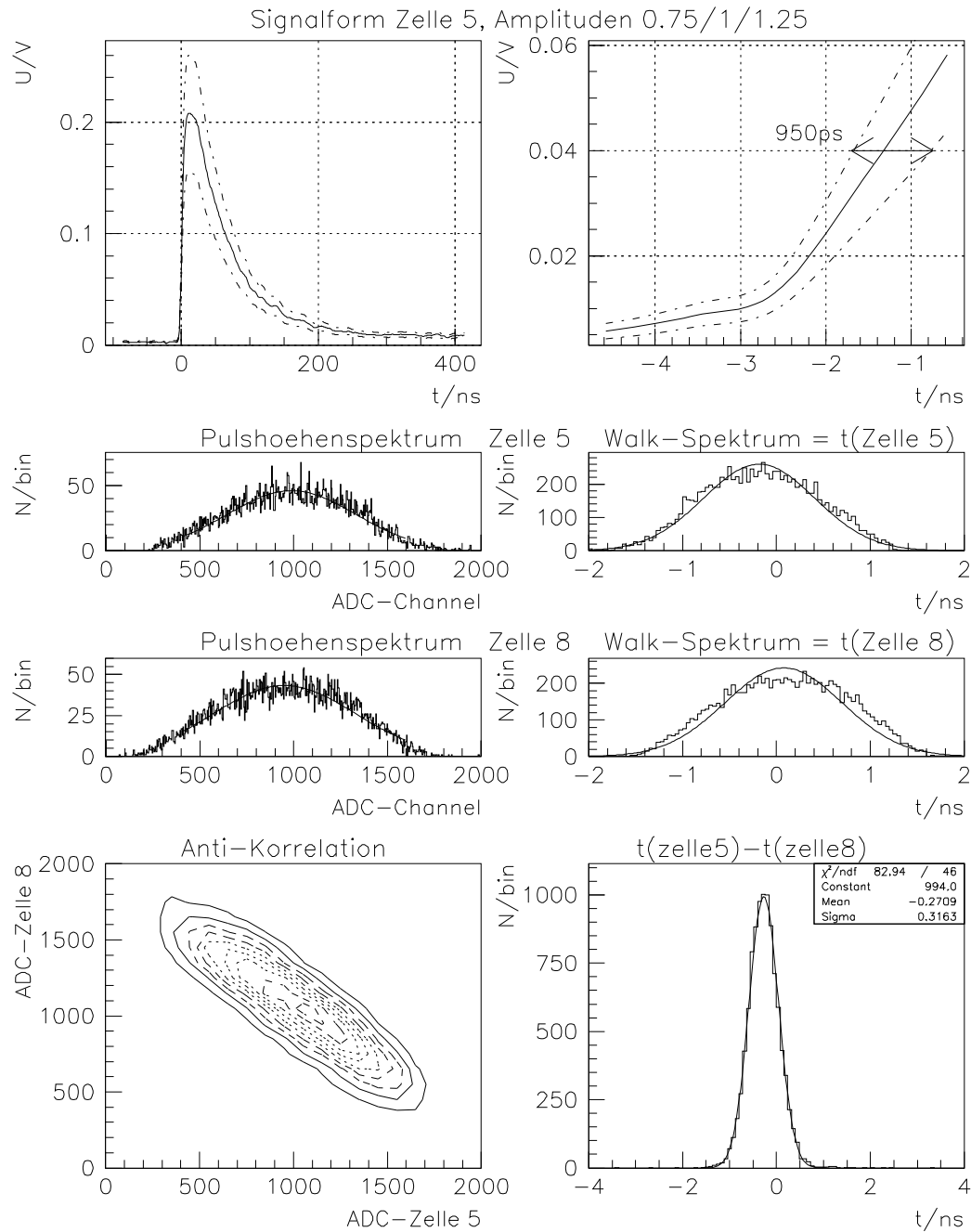


Abbildung 45: Oben links: Photomultiplierpulsform nach 80 m RG213, mittlere Amplitude (durchgezogene Linie) und 75% bzw. 125% Amplitude. Oben rechts: Ausschnittsvergrößerung des Signalanstiegs mit eingezeichnetem Walk bei 40 mV Diskriminatorschwelle. Mitte links: gemessene Pulshöhenspektren der Zellen 5 und 8. Mitte rechts: aus Pulshöhenspektren und Signalform errechnete Walk-Zeitspektren der Zellen 5 und 8. Unten links: Korrelation der Pulshöhen aus Zelle 5 und 8. Unten rechts: Summe der Walkspektren aus Zelle 5 und 8 entsprechend der Pulshöhenkorrelation.

7 Erfahrungen und Optimierungsmöglichkeiten

Abgesehen von den Meßergebnissen, die in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellt wurden, sind im Laufe dieser Arbeit viele Erfahrungswerte im Umgang mit LXe gesammelt worden. Sie werden in den folgenden Abschnitten zusammen mit Verbesserungsvorschlägen diskutiert.

7.1 Das Gas-, Reinigungs- und Kühlsystem

An das Gas- und Reinigungssystem müssen keine UHV-Anforderungen gestellt werden. Bei der Auswahl der innerhalb des Xenons verwendeten Materialien kann man auf die Erfahrungen zurückgreifen, die bei der Entwicklung von Ionisationsedelgasdetektoren gewonnen wurden. Die Anforderungen sind jedoch bei einem Szintillationsdetektor weniger kritisch.

Beim Vorbereiten des Systems zur Füllung ist neben dem sorgfältigen Evakuieren das Spülen mit Argon eine wirksame Methode zum Beseitigen von Verunreinigungen.

Um eine dauerhaft geringe Absorption des Szintillationslichtes zu erhalten (Absorptionslänge $\geq 40\text{cm}$), ist ein Nachreinigungssystem nötig. Eine Reinigung der flüssigen Phase scheint besonders wirkungsvoll zu sein, da sich in ihr, im Gegensatz zur warmen Gasphase, die Verunreinigungen wegen der niedrigen Temperatur ansammeln. Hier bietet sich ein eigener Behälter mit einer Stromreinigungseinrichtung an, der in ein LXe-Zirkulationssystem integriert ist.

Für einen Detektor mit größerer Xenonmenge ist ein automatisiertes System zur Regelung des Gasflusses nötig, das auch eine Rückspeichereinrichtung beinhaltet, die beim Ausfall der Detektorkühlung aktiviert werden kann. Die Zeitkonstanten, mit denen sich der Detektor bei einem Ausfall der Kühlung oder sogar einem großen Leck im Isoliervakuum erwärmt, liegen jedoch im allgemeinen in der Größenordnung von mehreren Stunden. Deshalb kann man auf einen riesigen Behälter, der im Notfall in der Lage wäre, das Xenon unter Atmosphärendruck zu speichern, verzichten.

Bei den Kühlsystemen ist es von Vorteil, wenn eine hohe Kühlleistung zur Verfügung steht, um den Detektor in angemessener Zeit zu füllen. Dabei ist darauf zu achten, daß das Xenon nicht einfriert, weil sich sonst auch widerstandsfähige WLS-Schichten von den Folien lösen.

Während des Detektorbetriebes sind Zustände zu vermeiden, in denen starke lokale Dichtefluktuationen auftreten, da dies zu Schwankungen in der Lichtausbeute führt.

Wie auch beim Gassystem können bei kleineren Xenonmengen relativ einfach ausgeführte Kontroll- und Regelsysteme verwendet werden. Bei der hier vorgestellten Apparatur wurden alle Kontroll- und Regelsysteme selbst entworfen und aufgebaut. Sie konnten so den sich ändernden Bedürfnissen angepaßt werden. Für

einen größeren Detektor werden jedoch automatisierte Kühlsysteme nötig.

7.2 Die Lichtsammelzellen

Neben den technischen Einrichtungen zur Speicherung, Reinigung und Kühlung, die für den Betrieb eines LXe-Kalorimeters wichtig sind, entscheiden die Qualität der Lichtsammlung und Auslese über die erreichbare Energieauflösung. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist mit der WLS-Muster-Methode mit akzeptablem Aufwand ein gutes Ergebnis zu erzielen.

Die Verwendung von Photomultipliern mitsamt Base innerhalb des LXe stellt kein Problem dar, wodurch auch das Problem der Photomultiplierankopplung an die Lichtsammelzellen nicht auftritt. Die Photomultiplier sollten Multialkali-Photokathoden besitzen, wenn hohe Teilchenraten auftreten. Weil die Lichtausbeute einer LXe-Lichtsammelzelle hoch ist, sind preiswertere Photomultiplier mit nur acht Stufen und somit geringerer Verstärkung ausreichend.

Das Ansteigen der Lichtausbeute bei Treffern in Zellwandnähe kann dadurch verhindert werden, daß man entweder durch entsprechende Reinigungs- bzw. Nachreinigungsmethoden eine größere UV-Absorptionslänge erreicht oder Lichtsammelzellen mit geringeren transversalen Abmessungen verwendet. Dann ist die Gesamtzahl der zu summierenden Zellen größer, wobei dann beispielsweise vier Zellen mit einem Photomultiplier ausgelesen werden könnten.

Bei einer professionellen Ausführung muß auf eine gleichmäßige und widerstandsfähige Bedampfung von guten Lichtsammlungsspiegeln geachtet werden. Mit den in Kapitel 5 vorgestellten BN50-Spiegeln mit geringem diffusen Reflexionsanteil erwartet man eine Auflösung von 3.7% bei zentralem Einschluß von 1 GeV Elektronen.

In Anhang E.2 ist ein gleichmäßigeres WLS-Muster vorgeschlagen, mit dem der Beitrag der inhomogenen Lichtsammlung zur Energieauflösung auf 0.8% sinkt. Durch die gute Lichtausbeute liegen die statistischen Teilchenzahlfluktuationen nur bei etwa einem Prozent. Wählt man zusätzlich ein größeres aktives LXe-Volumen von beispielsweise $17 X_0$ Länge und 180^2 mm^2 Querschnitt (Abb. 21) sinken die Fluktuationen der Energiedeposition auf $2.0\%/\sqrt{E}$. Mit einem auf die Abmessungen und Reflexionseigenschaften der Lichtsammelzellen angepaßten Muster erwartet man eine Energieauflösung von $2.2\%/\sqrt{E}$.

8 Zusammenfassung

Diese Arbeit, die im Rahmen des A4-Projektes zur 'Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung' durchgeführt wurde, beschäftigt sich mit Untersuchungen an einem LXe-Kalorimeter. Dazu wurde das bereits in meiner Diplomarbeit aufgebaute LXe-Testmodul erweitert und damit Messungen an verschiedenen Lichtsammelzellen durchgeführt.

Erste Experimente zeigten, daß eine gute Lichtsammlung des ultravioletten Szintillationslichtes durch die starke Absorption des Lichtes im LXe als auch durch die schlechten Reflexionseigenschaften der Folienspiegel im VUV sehr schwierig ist. Die Messungen zur Absorptionslänge offenbarten eine zwar kurze, aber über einen Zeitraum von 30 Tagen nahezu konstante Absorption, so daß auf die Entwicklung von Gasnachreinigungsmethoden für das LXe-Testmodul verzichtet werden konnte. Außerdem wiesen die Folienspiegel gute Reflexionseigenschaften bei längeren Wellenlängen auf, so daß sich eine neue Methode der Lichtsammlung anbot: die WLS-Muster-Lichtsammlung. Durch die Anpassung eines WLS-Musters können die Reflexionseigenschaften der Lichtsammelzelle berücksichtigt werden, wobei die Reflektivität der Spiegel im VUV beinahe keine Rolle mehr spielt. Zusätzlich müssen auch die Photodetektoren nur noch im Wellenlängenbereich der WLS-Emission (340 nm) empfindlich sein. Bialkali-Photomultiplier mit Borosilikatfenster haben dort sogar ihre maximale Quantenausbeute.

Um solche Lichtsammelzellen zu verwirklichen, wurde eine einfache Bedampfanlage aufgebaut, mit der ein WLS-Muster auf die Spiegelfolien aufgebracht werden kann. Messungen der Reflektivität der Spiegel und der Quantenausbeute der WLS-Schichten an einem Photospektrometer lieferten Eingangsparameter für einen selbstentwickelten Raytrace-Algorithmus, der die Lichtsammlungseigenschaften berechnen kann. Weil für die Absorptionslängen keine absolute Größe bekannt waren, wurden die Simulationsrechnungen für mehrere Werte durchgeführt.

Mit Hilfe des Raytrace-Algorithmus konnte ein einfaches WLS-Streifenmuster an die optischen Parameter angepaßt werden. Die Musteranpassung ist wenig sensitiv auf die Absorptionslängen. Die Lichtsammlungseigenschaften einer solchen Lichtsammelzelle konnten am Strahl gemessen werden und zeigten eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen. Aus neun solcher Zellen wurde ein Lichtsammelmodul aufgebaut, das im LXe-Testmodul als Kalorimeter am Elektronenstrahl getestet werden konnte. Die gemessene Energieauflösung von 5.3% beim zentralen Einschuß von 855 MeV Elektronen ist die bisher beste Auflösung eines LXe-Szintillationskalorimeters. Mit der Kombination aus einer GEANT-Simulation und dem Raytrace-Programm kann die Energieauflösung der Anordnung aus 3·3 Lichtsammelzellen in Abhängigkeit des Einschußortes berechnet werden. Vergleicht man die Messungen bei nicht zentralem Einschuß und die Anpassung der Eichkonstanten mit den Simulationsergebnissen, ergibt sich eine gute Übereinstimmung bei einer UV-Absorptionslänge von 10 cm. Das Simu-

lationsergebnis von 4.8% für die Energieauflösung ist etwas besser als das der Messung. Diese Abweichung kann jedoch durch die WLS-Schichtdickenvariation erklärt werden, die in der Simulation nicht berücksichtigt werden konnte.

Neben den Messungen der Energieauflösung des LXe-Kalorimeters wurde auch dessen Zeitauflösung bestimmt. Obwohl die Messung der Zeitauflösung von 98 ± 30 ps eine große Ungenauigkeit besitzt, zeigt sie trotzdem die hervorragende Eignung eines LXe-Kalorimeters für zeitkritische Messungen.

Zusätzlich wurde erstmalig die Messung der Szintillationszeitkonstanten bei Anregung durch einem hochenergetischen Schauer durchgeführt. Die Messung offenbart neben der 3 ns Komponente, die nur schwach beiträgt, eine dominierende 72 ns Komponente und einen zusätzlichen Anteil mit 300 ns Abklingzeit. Die 72 ns Komponente wurde hier erstmalig beobachtet. Bisher wurden die Zeitkonstanten der LXe-Szintillation nur bei Anregung durch 1 MeV Elektronen gemessen, wobei die Abklingzeit der Lumineszenz 45 ns beträgt. Das Auftreten der langen Szintillationskomponenten konnte anhand einer Modellrechnung erklärt werden und ist auf die geringe mittlere Ionisationsdichte im elektromagnetischen Schauer zurückzuführen, die lange Rekombinationszeiten begründet.

Die sichere technische Handhabbarkeit des LXe konnte während vieler Experimente, bei denen sich das Xenon bis zu 30 Tage im Detektor befand, überzeugend demonstriert werden.

Im Anhang wird ein etwas komplizierteres WLS-Flecken-Muster vorgestellt, das eine sehr gleichmäßige Lichtsammlung aufweist. Sorgt man durch eine Nachreinigung des Xenons für eine Absorptionslänge in der Größe von 40 cm oder verwendet Lichtsammelzellen mit entsprechend geringerem Querschnitt, tritt das für die WLS-Muster-Methode typische Ansteigen der Photoelektronenzahl beim Einschub nahe einer Zellwand praktisch nicht mehr auf. Die Inhomogenität der Lichtsammlung trägt dann mit weniger als einem Prozent zur Gesamtauflösung bei. Wählt man zusätzlich längere, professionell gefertigte Lichtsammelzellen mit $17 X_0$ Länge, erwartet man die sehr gute Energieauflösung von $2.2\%/\sqrt{E}$.

Damit konnten alle wichtigen Eigenschaften eines LXe-Szintillationskalorimeters mit einer einzigen Apparatur gemessen bzw. gezeigt werden, so daß nur noch die Anwendung in einem Experiment aussteht. Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, daß der Hauptteil der Kosten für ein LXe-Kalorimeter beim teuren Xenon liegen. Dieses kann aber immer wieder aus dem Detektorbehälter entfernt und in einem anderen Detektor mit anderer Geometrie ohne Einschränkungen benutzt werden.

A Langzeitstabilität der Szintillationsausbeute

Bei den ersten Messungen, die mit Wellenlängenschiebern durchgeführt wurden, konnte man ein starkes Absinken der Szintillationslichtausbeute während der Versuchsdauer beobachten. Dabei wurden Photomultiplier mit einer aufgepinselten WLS-Lösung (Kapitel 5.4.1) eingesetzt. Die aufgepinselte Schicht schien nach Versuchsende deutlich dünner zu sein. Um festzustellen, ob das Absinken der PM-Signale durch Ablösen des WLS vom Photomultiplier oder durch ein Absinken der Absorptionslänge hervorgerufen wurde, wurde das Szintillationslicht einer ins flüssige Xenon eingebrachten 5.5 MeV α -Quelle über einen Zeitraum von 30 Tagen beobachtet. Dazu befanden sich ein Photomultiplier (Hamamatsu R1355) mit aufgepinseltem PTP und ein UV-sensitiver Photomultiplier (Hamamatsu R5600-06) innerhalb des LXe. Der Abstand der Photomultiplier von der α -Quelle betrug jeweils 5 cm.

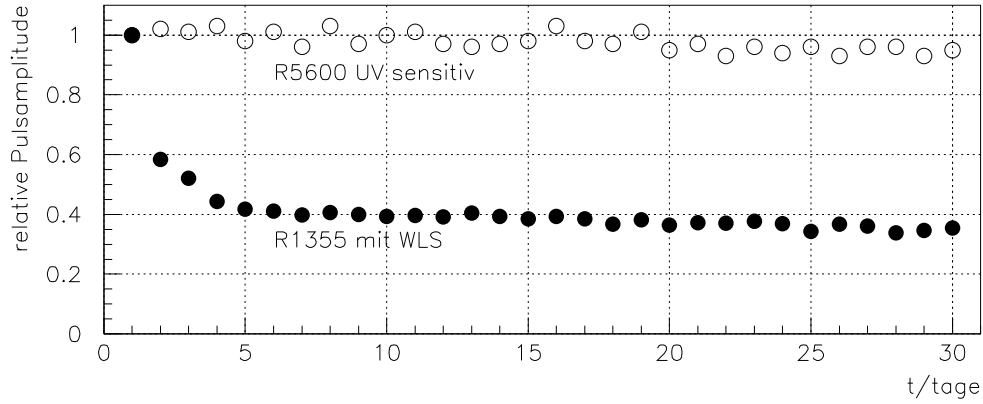


Abbildung 46: Veränderung der gemessenen Intensität des Szintillationslichtes einer 5.5 MeV α -Quelle. Der R1355 Photomultiplier besitzt eine aufgepinselte WLS-Schicht, der R5600 ist für das UV-Szintillationslicht empfindlich.

In Abb. 46 ist das Verhalten der Photomultiplieramplituden gegen die Zeit aufgetragen. Das schon früher festgestellte Absinken der Amplituden konnte erneut bei dem Photomultiplier mit WLS beobachtet werden, wohingegen die Pulshöhen am UV-empfindlichen Photomultiplier konstant blieben. Nach einer Zeit von etwa vier Tagen haben sich auch die Signale der WLS beschichteten Photomultiplier stabilisiert und es konnte nur noch eine geringe Drift beobachtet werden.

Die Messung bestätigt die Annahme, daß die aufgepinselten WLS-Schichten nicht ausreichend widerstandsfähig sind, da sie sich im LXe ablösen. Sie zeigt auch, daß sich die Absorptionslänge mit der Zeit nur unwesentlich verschlechtert und beim LXe-Testkalorimeter auf eine fortwährende Gasnachreinigung verzichtet werden kann.

B Bedampfung der Spiegelfolien mit WLS

Für die Aufdampfung der WLS-Muster auf die Spiegelfolien wurde ein einfache Bedampfungsanlage aus einem vorhandenen Vakuumbehälter aufgebaut. Die Bedampfungsanlage besteht aus dem Vakuumbehälter mit Stromdurchführung, einem Turbo-Pumpstand, den zwei Verdampfern und einem Folienhalter (Abb. 47).

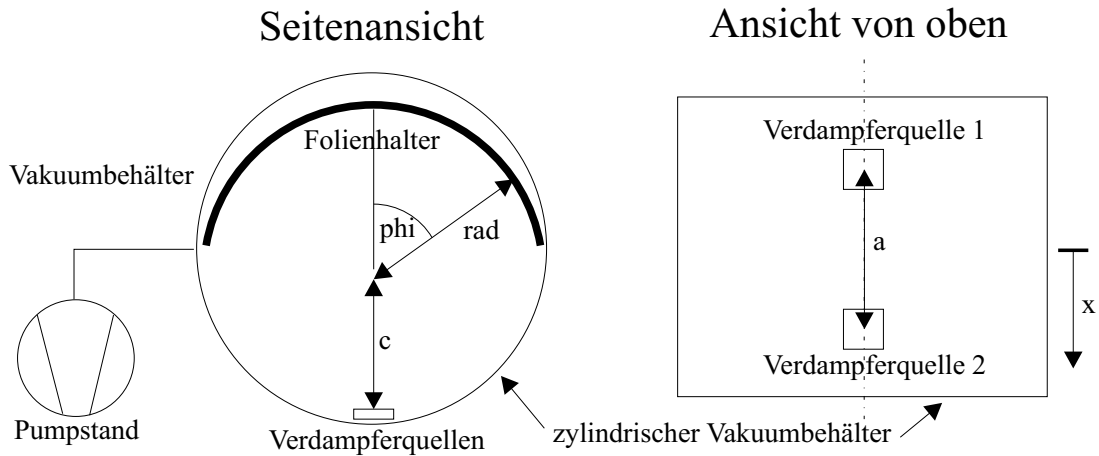


Abbildung 47: Bedampfungsapparatur, bestehend aus zylindrischem Vakuumbehälter, zwei elektrisch beheizten Verdampferquellen (je 50 W) und der bogenförmig angebrachten Spiegelfolie.

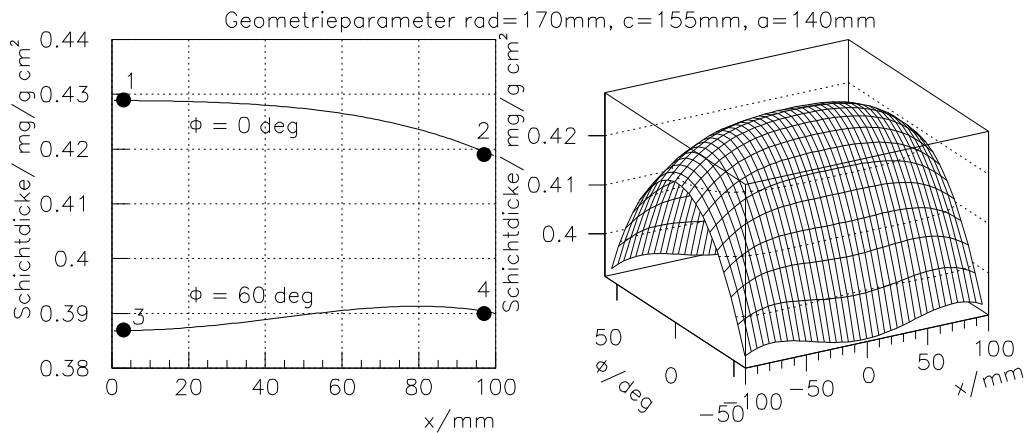


Abbildung 48: Schichtdicke einer bedampften Folie pro Gramm Verdampfermaterial. Die Parameter $rad=170\text{ mm}$, $c=155\text{ mm}$, $a=140\text{ mm}$ wurden auf minimale Schichtdickenvariation optimiert. Im linken Diagramm sind durch vier Punkte die Meßkoordinaten der WLS-Reflexions- und Quantenausbeute-Messungen (Abb. 30) gekennzeichnet.

Die Abstände der Verdampfer, die Höhe und der Radius des Folienhalters

wurden im Rahmen der Abmessungen der Vakuumbehälter (Zylinder mit Radius 175 mm und Länge 380 mm) so angepaßt, daß sich eine minimale Variation der Schichtdicke über die Folienfläche von $370 \cdot 200 \text{ mm}^2$ ergibt (rad=170 mm, c=155 mm, a=140 mm). Dazu wurde eine Cosinusabstrahlcharakteristik der Verdampfer angenommen. In Abb. 48 ist die berechnete Schichtdicke in mg/cm^2 pro Gramm Verdampfungsmaterial in Abhängigkeit der Koordinate x für zwei verschiedene ϕ -Winkel aufgetragen. Die Schichtdicke variiert um etwa 10%, was auch in den Messungen zur WLS-Reflektivität und Quantenausbeute zu erkennen (Abb. 30) ist. Diese Messungen wurden an den in Abb. 48 (links) markierten Punkten durchgeführt.

Bei den hier bedampften Folien wurde jeweils ein Gramm PTP verdampft. Die mittlere Dicke der PTP-Schicht beträgt etwa $0.4 \text{ mg}/\text{cm}^2$, was etwa $4 \mu\text{m}$ entspricht. Die so aufgebrachte Schicht ist im Gegensatz zu den glatten BN50-Folien nur auf den rauhen RN50-Folien ausreichend widerstandsfähig. Befinden sich die bedampften Folien im flüssigen Xenon und friert dieses ein, löst sich die WLS-Schicht jedoch auch von diesem Folientyp.

C Verwendung von Photomultipliern im LXe

C.1 Verwendung von Photomultipliern bei tiefen Temperaturen

In der Literatur finden sich nur wenige Referenzen zur Verwendung von Photomultipliern bei tiefen Temperaturen ([ich93],[chp97]). Es wurde jedoch übereinstimmend beobachtet, daß bei Bialkali-Photokathoden unterhalb einer bestimmten Temperatur (zwischen 100 K und 150 K) die Verstärkung steil absinkt. Dies ist auf den großen negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstands der Bialkali-Kathode zurückzuführen. Je nach Rate können ab einer entsprechenden Temperatur nicht genügend Elektronen über den großen Widerstand der Photokathode nachgeliefert werden, so daß die effektive Quantenausbeute sinkt. Bei Multialkali-Kathoden hingegen ist der Temperaturkoeffizient um einige Größenordnungen geringer, so daß der temperatur- und ratenabhängige Verstärkungseinbruch auch bei flüssig-Stickstoff-Temperatur (78 K) im allgemeinen nicht zu beobachten ist.

Zur Standardtestprozedur bei Hamamatsu gehört das Eintauchen des Photomultipliers in flüssigen Stickstoff. Es treten keine Beschädigungen durch mechanische Spannungen auf.

Bei den Messungen dieser Arbeit wurden sowohl Hamamatsu R1355, R5600-06 und FEU-85 russischer Herkunft im flüssigen Xenons verwendet. Mit allen Typen gab es keine Probleme hinsichtlich der Funktion bei tiefen Temperaturen. Eine Temperaturabhängigkeit der Verstärkung konnte nicht beobachtet werden.

C.2 Verwendung von Photomultipliern bei hohen Pulsströmen

Photomultiplier arbeiten nur unter bestimmten Bedingungen linear, d.h. die gemessene Anodenladung ist proportional zur Anzahl der Photonen, die die Photokathode treffen. Im allgemeinen sinkt das Verhältnis Anodenladung zu Photonenzahl - das Produkt aus Verstärkung und Quantenausbeute - beim Überschreiten gewisser Grenzwerte ab. Man bezeichnet dies als Sättigung. Es lassen sich drei Sättigungseffekte unterscheiden:

- **Stromsättigung:** Dabei wird der über die letzten Dynoden fließende mittlere Strom so groß, daß die Spannung an den letzten Dynoden absinkt. Dieser Effekt tritt im allgemeinen bei passiven Spannungsteilern und hohen Photonenraten auf [ham96].
- **Kathodensättigung:** Hier werden durch sehr hohe Lichtintensitäten mehr Photoelektronen aus der Kathode ausgelöst, als über den hohen Widerstand der Halbleiterkathode und deren Kapazität nachgeliefert werden können [sem97][ham96]. Dieser Effekt ist für den im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Einbruch der Verstärkung bei tiefen Temperaturen und hohen Raten verantwortlich.
- **Pulssättigung:** Treffen Lichtpulse hoher Intensität auf die Photokathode, kann es im Bereich der letzten Dynoden zu Raumladungseffekten kommen, die das Fokussierungsfeld abschwächen. Es werden dann nicht alle Elektronen auf der folgenden Dynode gesammelt und die Verstärkung sinkt [ham96].

Stromsättigung und Pulssättigung lassen sich durch das Anlegen einer niedrigeren Betriebsspannung beseitigen. Werden dann die Feldstärken im Bereich der ersten und zweiten Dynode zu gering, gelangen dort nicht alle Sekundärelektronen zur nächsten Dynode. Durch diese schlechte Fokussierung erhält man einen nicht unerheblichen Beitrag an zusätzlichen statistischen Fluktuationen. Dies muß durch entsprechende Dimensionierung der Spannungsteiler vermieden werden.

Wie bereits in Kapitel 6.3 beschrieben, traten bei den ersten Messungen mit der WLS-Mustermethode am Strahl Sättigungseffekte durch zu hohe Pulsströme auf.

C.3 Messungen zur Pulslinearität an R1355 Photomultipliern

Um das Sättigungsverhalten von Photomultipliern bei hohen Pulsströmen zu untersuchen, wurde ein LED-Pulser für kurze Lichtpulse mit sehr hoher Intensität aufgebaut [ara95]. Ein Pulsgenerator steuert einen Avalanche-Transistor an, der für etwa 5 ns eine Spannung von bis zu 265 V auf eine grüne LED schaltet. Es

fließt dabei ein Strom von bis zu 3A durch die LED, was zu sehr intensiven kurzen Lichtpulsen von etwa 20 ns Länge führt. Die LED beleuchtet über variable optische Abschwächer den Photomultiplier.

Für verschiedene Spannungsteiler und Photomultiplierbetriebsspannungen wurde das normierte Verhältnis PM-Ausgangspulshöhe gegen Lichtintensität gemessen. In Abb. 49 sind die unterschiedlichen Beschaltungen der untersuchten Spannungsteiler dargestellt. Dabei handelt es sich um die Hamamatsu-Standardbase, eine Hamamatsu-Base für hohe Pulsströme und eine selbst konzipierte Base, die den Photomultiplier an der neunten Dynode ausliest. Damit wird die Gesamtverstärkung um ungefähr eine Größenordnung erniedrigt. Bei der Hamamatsu-Pulsbase und der Eigenbau-Base wird die gute Pulslinearität durch sogenanntes 'tapering' im Spannungsteiler erreicht. Die Versorgungsspannungen der letzten Dynoden sind deutlich erhöht, um trotz Raumladungen eine vollständige Ladungssammlung zu erreichen. Die Ergebnisse der Pulslinearitätsmessung sind in Abb. 50 zu sehen.

Die Standardbase wurde nur bei der ersten Messung mit WLS-Streifen-Zellen benutzt (6.3). Da dort starke Sättigungseffekte zu beobachten waren, wurde die Eigenbau-Base entwickelt und in allen anderen Messungen des Kapitels 6 sowie 3.2.2 und Anhang D eingesetzt. Die Intensität der in den Messungen zur Energieauflösung beobachteten Lichtpulse entspricht etwa 4 AU in Abb. 50. Aus der Messung erkennt man, daß die Standardbase bei dieser Pulsintensität auch bei einer niedrigen Betriebsspannung von 1000 V schon etwa 20% von der Linearität abweicht. Bei der Eigenbau-Base setzt bei der maximal zulässigen Spannung von 1900 V die Sättigung gerade ein.

Die Pulslinearität der Photomultiplier mit Eigenbau-Base wurde durch Pile-Up-Messungen während der Messungen zur Energieauflösung (Kapitel 6.3.1) überprüft. Dazu wurde zentral in die zu überprüfende Zelle eingeschossen und die Diskriminatorschwelle bis knapp unterhalb der doppelten Pulsamplitude eingestellt. So wird sichergestellt, daß ein Pile-Up-Puls, der die Datenaufnahme triggert, nahezu die doppelte Pulsamplitude aufweist. Die zwei Pulse folgen also zeitlich sehr eng aufeinander. Liegt der im Spektrum erscheinende Pile-Up-Peak bei der doppelten Kanalzahl des normalen Peaks, tritt keine Sättigung auf.

Durch diese Methode wurde für alle neun Photomultiplier die Betriebsspannung so gewählt, daß ein linearer Betrieb gewährleistet ist. Dabei konnte nur bei drei Exemplaren ein geringer Sättigungseffekt bei der maximalen Hochspannung von 1900 V festgestellt werden.

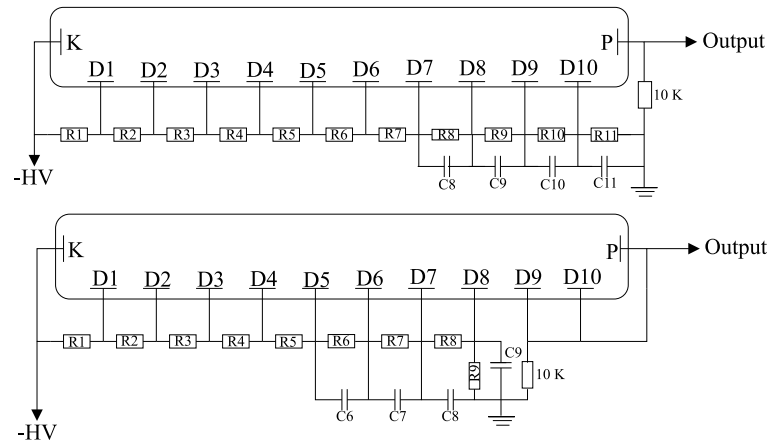


Abbildung 49: Die Beschaltungen der beiden Hamamatsu-Spannungsteiler (oben) und des Eigenbau-Spannungsteilers (unten) mit Auslese an der neunten Dynode. Die Werte der Widerstände und Kondensatoren sind in Tabelle 7 zu finden.

	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8	R9	R10	R11
Hamamatsu-Standard	4	1	1.5	1	1	1	1	1	1	1	1
Hamamatsu-Puls	4	1	1.5	1	1	1	1.2	1.5	2	3.3	3
Eigenbau	4	1	1.4	1	1	1	1	1.9	3	-	-

Tabelle 7: Verhältnisse der Spannungsteilerwiderstände der Schaltungen Abb. 49; $R=1$ entspricht 300 K. Werte der Pufferkondensatoren: 10 nF.

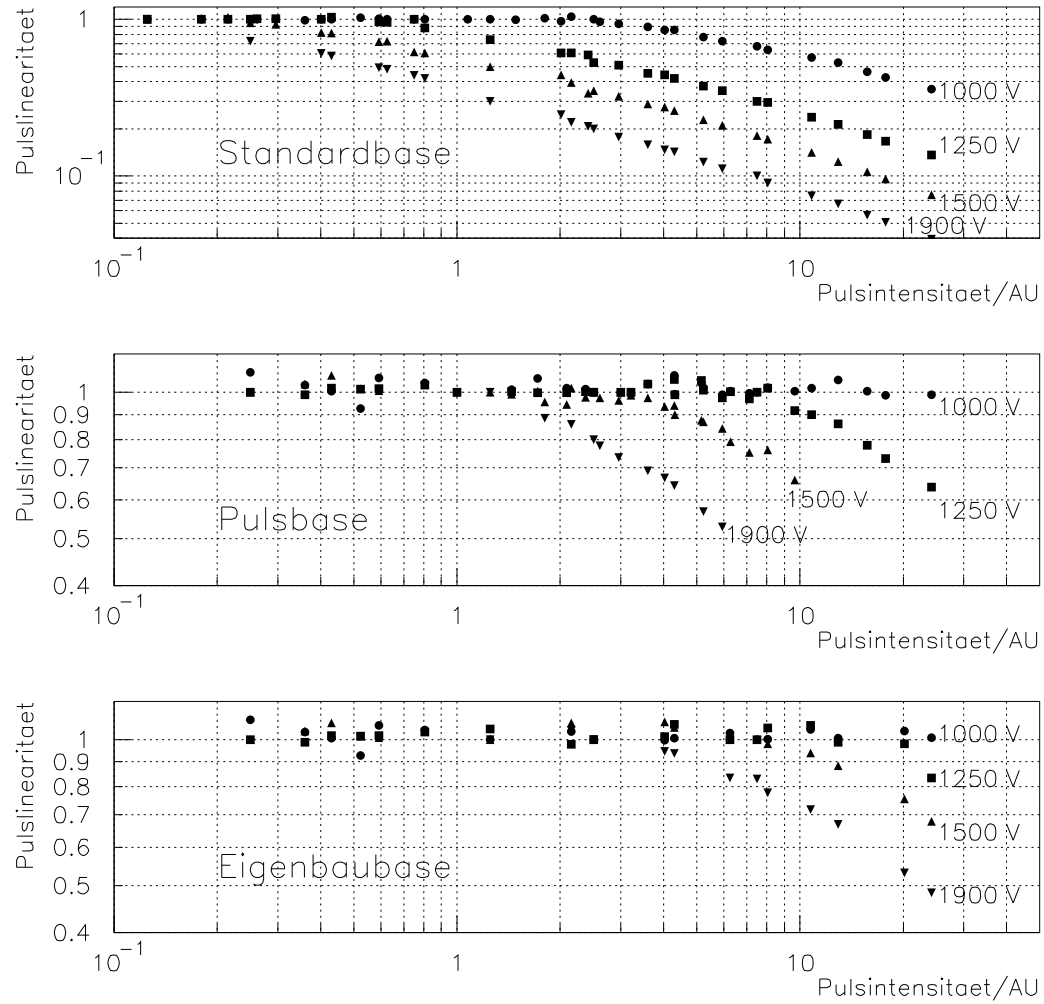


Abbildung 50: *Pulslinearitätsmessungen mit drei verschiedenen Spannungsteilern an einem Hamamatsu R1355 Photomultiplier. Die Lichtpulsamplituden der Energieauflösungsmessungen bei 855 MeV aus Kapitel 6.3.1 entsprechen 4 AU in dieser Darstellung.*

D Temperaturabhängigkeit der Pulshöhe

Wird das LXe-Testkalorimeter mit geschalteter Durchflußkühlung²¹ betrieben, ergeben sich Temperaturschwankungen von einigen Kelvin. Die Schwankungshöhe hängt von der Einstellung der Schaltschwellen ab. In Abb. 51 (oben) ist der Temperaturverlauf im flüssigen Xenon während einer Kühlphase dargestellt. Dort ist die Temperatur an zwei Stellen des LXe-Volumens (vorne oben und hinten unten) aufgetragen. Die Kühlung beginnt, wenn der Xenongasdruck eine Schwelle von 2.5 bar (182.5 K) überschreitet und wird abgeschaltet, wenn der Druck unter 2.0 bar (177.5 K) sinkt. Auch danach sinkt die Temperatur weiter, da im hinteren Teil des Detektorbehälters die Temperatur während der Kühlphase bis auf LN₂-Temperatur (78 K) sinkt. Der Temperatursausgleich dauert dann etwa 40 min. Die Temperaturschwankung beträgt insgesamt etwa 14 K. Zwischen den Kühlphasen (Zyklusdauer etwa 8 h) steigt die Temperatur langsam mit 1.7 K/h an.

Im unteren Teil der Abb. 51 ist der Verlauf der Photomultiplierpulshöhen aller neun Lichtsammelzellen dargestellt. Die Pulshöhen sinken während der Kühlphase um bis zu 10% ab. Dies erklärt sich durch starke Dichteschwankungen innerhalb des flüssigen Xenons. Sie entstehen, weil der Detektorbehälter nur an seiner Rückseite stark gekühlt wird. Die Temperatur gleicht sich danach durch Konvektion aus. An solchen Dichtegrenzflächen wird Licht gestreut, was die Lichtsammlung verschlechtert. Während dieses Temperatursausgleichs stiegen die Pulshöhen langsam wieder an.

Zwischen den Kühlphasen sinkt die Pulshöhe etwa um 1.5% ab. Simulationsrechnungen zeigen einen Beitrag von etwa 1% durch eine niedrigere LXe-Dichte bei höherer Temperatur, wodurch weniger Energie deponiert wird. Über die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung und Quantenausbeute der Photomultiplier stehen keine Daten zur Verfügung.

Wird die Gegenheizungskühlung verwendet (Abschnitt 4.3), betragen die Temperaturschwankungen weniger als 0.1 K und es wird keine Veränderung der Pulshöhen beobachtet.

²¹Kapitel 4.3: Der LN₂-Fluß durch die mit dem Detektorbehälter gekoppelte Kühlschlange wird druckabhängig ein- bzw. ausgeschaltet. Die Kühlschlange befindet sich am hinteren Flansch des Detektorbehälters. Deshalb sinkt die Temperatur im hinteren Teil des Detektors schneller.

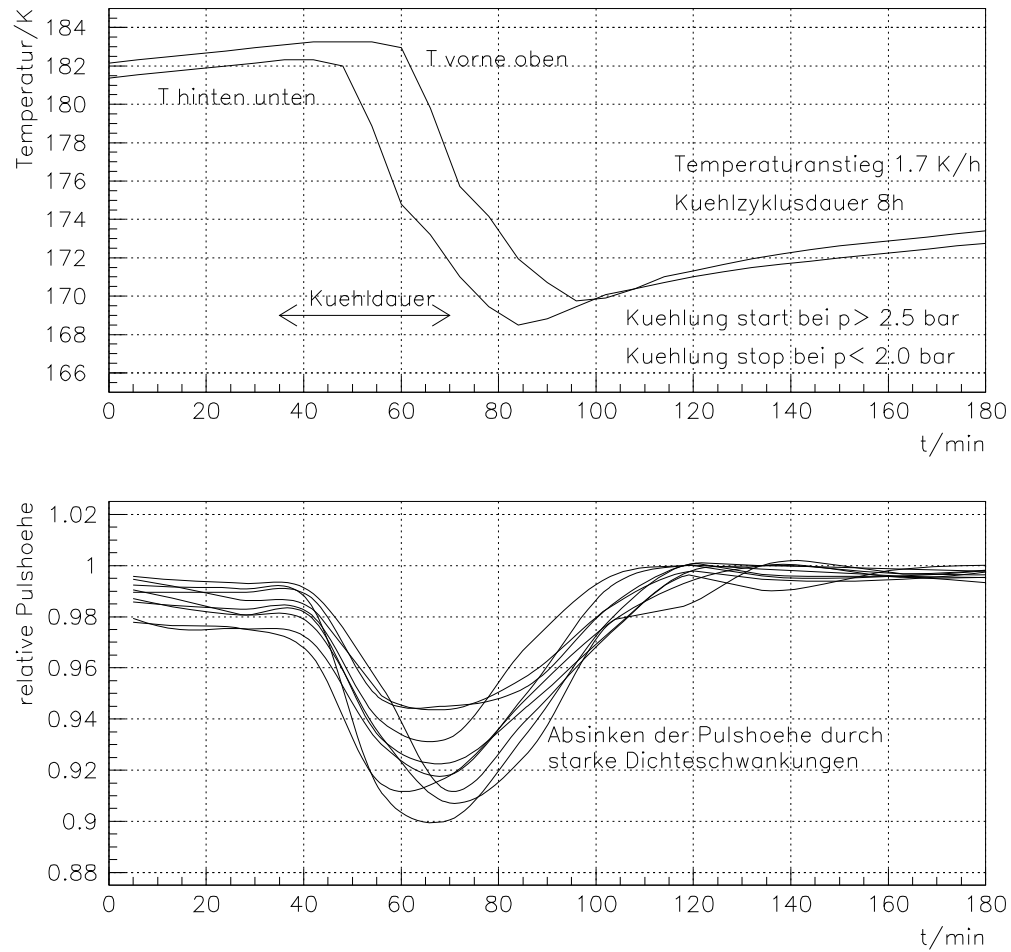


Abbildung 51: Oben: Temperaturverlauf im LXe-Volumen während einer Kühlphase. Unten: Veränderung der Photomultiplier-Pulshöhen während einer Kühlphase.

E Das Raytrace-Programm

Um die orts aufgelösten Lichtsammeleffizienzen von Lichtsammelzellen quantitativ anhand ihrer optischen Parameter vorhersagen zu können, wurde ein Raytrace-Programm entwickelt. Es berechnet innerhalb des Zellvolumens die ortsabhängige Wahrscheinlichkeit, daß ein Szintillationsphoton vom Photodetektor am Ende der Zelle detektiert wird.

Im Programm werden dazu die sechs Grenzflächen der Lichtsammelzelle durch ihre Ebenengleichungen definiert. Die Lichtsammelzelle wird in Untervolumina unterteilt. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Zellen von 370 mm Länge und 50 mm Kantenlänge sind dies typischerweise 59200 kubische Untervolumen.

In jedem Untervolumen wird eine Anzahl UV-Strahlen (typischerweise 10^5) mit homogen verteilten Startpunkten und Raumrichtungen per Zufallsgenerator erzeugt und die Ausbreitung jedes Strahls berechnet, bis er entweder absorbiert wird oder den Photodetektor trifft. Alle diskreten Ereignisse, die bei der Strahlausbreitung auftreten, werden durch ein Monte-Carlo-Verfahren behandelt:

1. Trifft der Strahl auf eine Zellwand oder den Photodetektor, wird entschieden, ob er auf seinem bisherigen Weg durch das Medium absorbiert wurde. Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption auf der Weglänge s ist gegeben durch

$$P_{abs}(s) = e^{-s/L_{abs}}, \quad (24)$$

wobei L_{abs} die Absorptionslänge für die entsprechende Wellenlänge ist.

2. Liegt der Treffer innerhalb eines WLS-Bereichs, wird der Strahl dort entweder absorbiert oder mit der Emissionswellenlänge in einer Cosinusverteilung abgestrahlt. Ein bereits konvertierter Strahl wird am WLS entweder reflektiert (diffus oder spekulär) oder absorbiert. Die diffuse Reflexion findet als Abstrahlung in einer Cosinusverteilung statt.
3. Trifft der Strahl den verspiegelten Bereich, wird er entweder reflektiert (diffus oder spekulär) oder absorbiert.
4. Bei einem Photodetektortreffer wird anhand der Brechungsindizes von LXe und dem des Photodetektoreintrittsfenster eine von Einfallswinkel abhängige Reflexion berechnet. In Abb. 52 ist die Reflexion an einem Photomultiplierfenster ($n=1.5$ @340 nm) im flüssigen Xenon ($n=1.41$ @340 nm) dargestellt.

Die Lichtsammeleffizienz eines Untervolumens ergibt sich dann als Anteil der detektierten Strahlen an der Gesamtzahl der in diesem Untervolumen generierten Strahlen.

Die Simulationsrechnungen zur Energieauflösung (Kapitel 5.3, 5.5, 6.3.3) kombinieren die berechneten Lichtsammeleffizienzen mit der orts aufgelösten Energie deposition einer GEANT-Simulation des Teilcheneinschusses: GEANT stellt

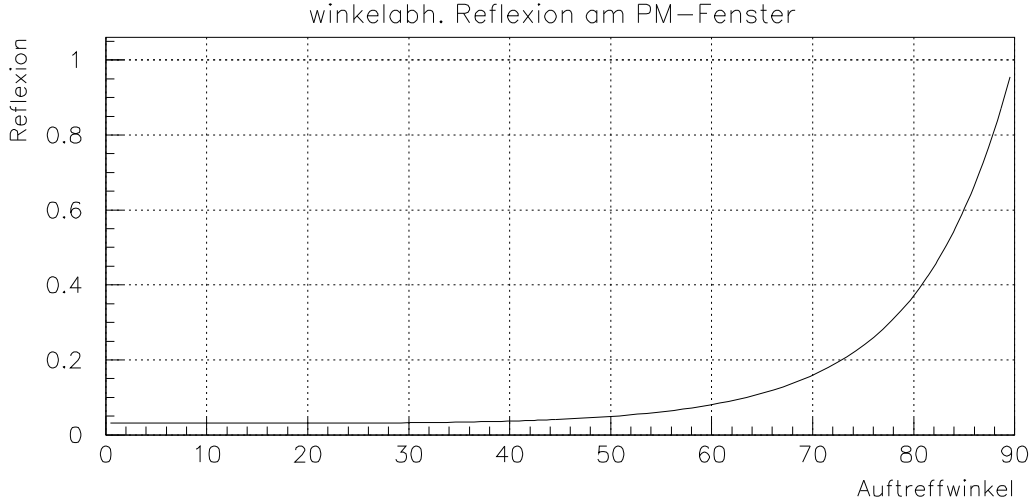


Abbildung 52: Winkelabhängige Reflexion am Photomultiplierfenster ($n=1.5$) innerhalb von flüssigem Xenon ($n=1.41$) bei $\lambda = 340 \text{ nm}$.

nach jedem Rechenschritt dem Benutzer Ort und Betrag der Energiedeposition zur Verfügung. Das Produkt aus Energiedeposition, Szintillationsausbeute (40000 Photonen/MeV), Lichtsammeleffizienz und Quantenausbeute des Photomultipliers ergibt die Anzahl der Photoelektronen²². Bei einer großen Zahl simulierter Teilcheneintritte erhält man eine Photoelektronenzahlverteilung, deren σ -Breite der Energieauflösung entspricht.

E.1 Simulationsergebnisse bei verschiedenen Untervolumenteilungen

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, wird das Volumen der quaderförmigen Lichtsammelzellen in kubische Untervolumen aufgeteilt. Im Raytrace-Programm sind drei verschiedene Unterteilungsgrade möglich (Abb. 53): 925 Untervolumen mit jeweils 10^3 mm^3 , 7400 Untervolumen mit 5^3 mm^3 und 59200 Untervolumen mit 2.5^3 mm^3 . Dabei werden die Symmetrieeigenschaften der quaderförmigen Zellen ausgenutzt und nur in einem Achtel der Zelle Strahlen erzeugt (Abb. 53).

In erster Linie ergeben sich durch die verschiedenen Unterteilungen stark unterschiedliche Rechenzeiten, da die Anzahl der zu verfolgenden Strahlen proportional zur Anzahl der Untervolumen ansteigt. Die Anzahl der Strahlen, die in jedem Untervolumen berechnet werden müssen, hängt von der Lichtsammeleffizienz und der gewünschten statistischen Genauigkeit ab. Bei einer typischen Lichtsammeleffizienz von 0.3% (Abb. 31) und 10^5 generierten Strahlen pro Untervolumen

²²Die Anzahl der Szintillationsphotonen, der Photonen, die den PM treffen und der Photoelektronen wird entsprechend einer Poissonverteilung variiert.

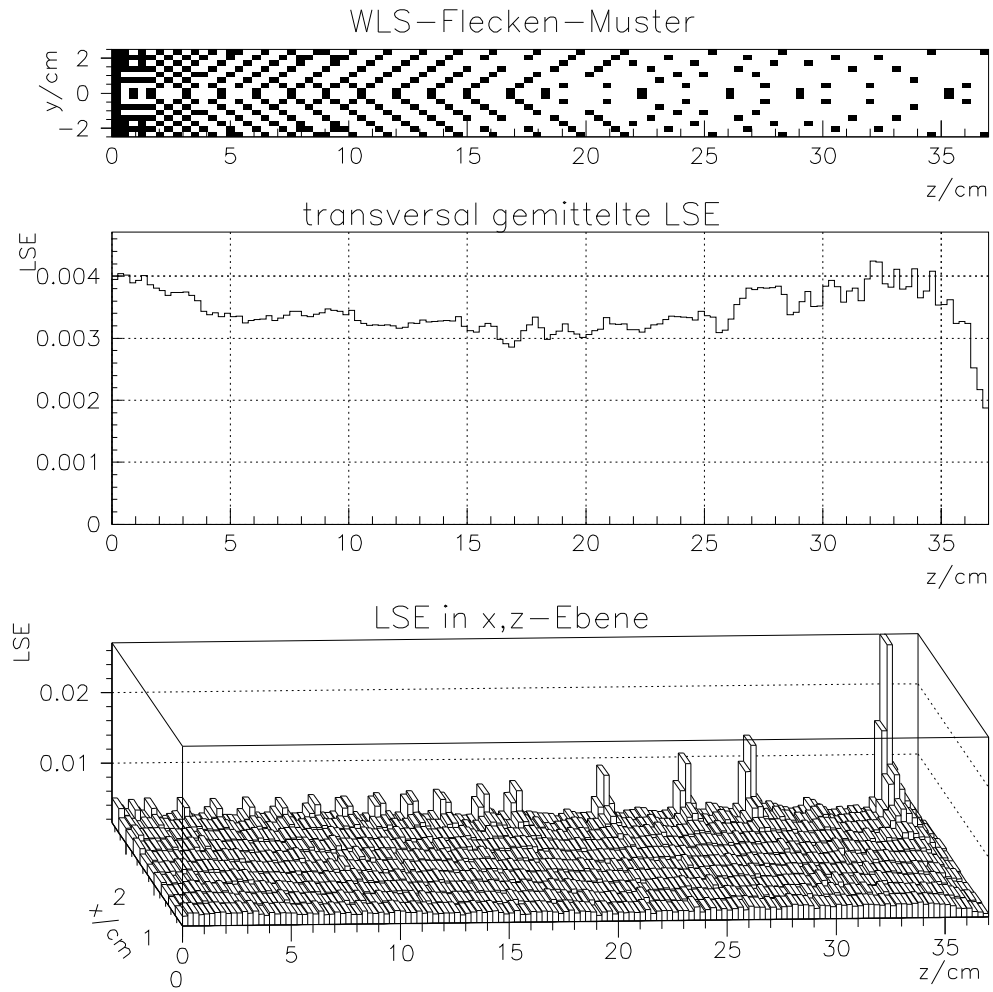


Abbildung 54: *Oben: Ein gleichmäßige WLS-Fleckenmuster. Mitte: simulierte transversal gemittelte Lichtsammelleffizienz. Unten: simulierte orts aufgelöste LSE zwischen Zellmitte und Wandmitte.*

UV-Absorptionslänge	2.5 cm	10 cm	40 cm
Streifenmuster	6470 PE	17430 PE	25070 PE
$\Delta E/E$	7.3%	4.5%	4.2%
Peakverschiebung	1.34	1.06	1.005
Fleckenmuster	7220 PE	19000 PE	27100 PE
$\Delta E/E$	5.5%	3.7%	3.4%
Peakverschiebung	1.32	1.04	1.002

Tabelle 8: Vergleich der Eigenschaften des WLS-Streifenmusters (Kapitel 5, 6) mit denen des WLS-Fleckenmusters.

Man erkennt einen sehr gleichmäßigen Verlauf der transversal gemittelten LSE. In der orts aufgelösten LSE sind nur sehr kleine Bereiche zu erkennen, in denen die LSE direkt vor einem WLS-Fleck ansteigt. Für eine Anordnung von $3 \cdot 3$ Lichtsammelzellen und zentralem Einschub von 855 MeV Elektronen ergibt sich aus den Simulationsrechnungen die sehr gute Energieauflösung von 3.7%. Auch bei diesem Muster tritt die beobachtete Peakverschiebung bei nichtzentralem Einschub (Abschnitt 6.3.2) auf. Sie ist jedoch mit etwa 4 % bei 10 cm Absorptionslänge schwächer ausgeprägt als beim Streifenmuster (6%). In Tabelle 8 sind die wichtigsten Eigenschaften des Streifenmusters und des Fleckenmusters gegenübergestellt.

E.3 Simulationsrechnungen zur UV-Lichtsammmlung

Eine gleichmäßige Lichtsammmlung des UV-Szintillationslichtes ist möglich, wenn sehr gut reflektierende Spiegel zur Verfügung stehen. Trotzdem wird das Licht auf seinem Weg durch das Medium abgeschwächt, so daß sich ein Ansteigen der LSE zum Photodetektor hin ergibt. Dem kann durch die Verwendung von trapezoiden Zellgeometrien entgegengewirkt werden. Das Trapezoid öffnet sich zum Photodetektor hin, so daß die Lichtsammmlung des entfernten Lichtes verbessert wird. Dies kann durch eine zusätzliche Einschränkung der Winkelakzeptanz des Photodetektors weiter unterstützt werden. Die Einschränkung der Winkelakzeptanz kann durch einen Kollimator erreicht werden, der direkt vor den Photodetektor positioniert wird. Die Winkelakzeptanz gibt den maximalen Winkel eines Strahls zur Photodetektornormalen an, der noch detektiert wird.

In Abb. 55 sind Raytrace-Rechnungen der transversal gemittelten UV-Lichtsammeleffizienz für drei verschiedene Zellgeometrien²³ dargestellt. Es ist deutlich die Wirkung der trapezoiden Geometrie und der Winkelakzeptanzeinschränkung zu erkennen. Für einen Trapezoidwinkel von 1.5° und eine Akzeptanz von 30° wird eine sehr gleichmäßige Lichtsammmlung erreicht.

²³Der angegebene Winkel wird zwischen Zellängsachse und der Zellwand gemessen.

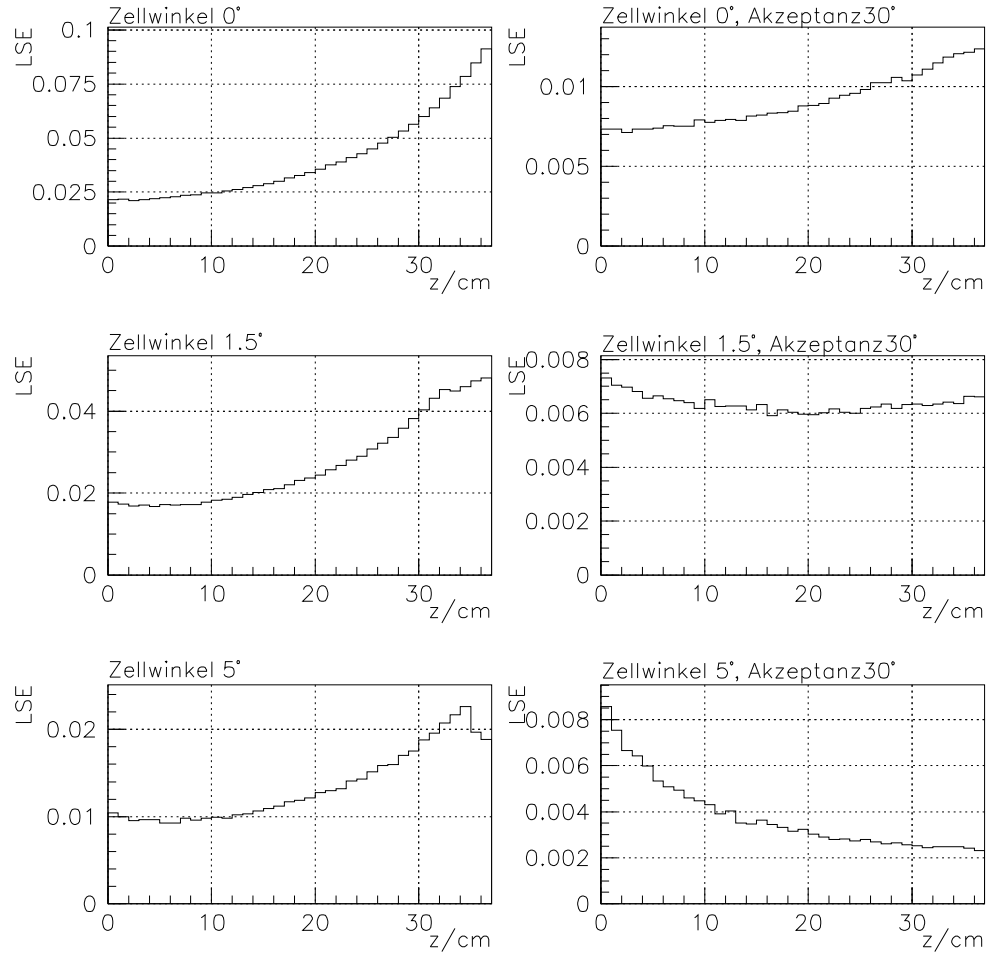


Abbildung 55: Simulierte UV-Lichtsammelleffizienzen für 40 cm Absorptionslänge, 90% Spiegelreflektivität in Lichtsammelzellen von 370 mm Länge und 50^2 mm^2 Frontfläche. Quaderförmige Zellen (oben), trapezoide Zellen mit 1.5° und 5° Öffnungswinkel (Mitte und Unten). Links ohne, rechts mit Winkelakzeptanzeinschränkung der Photodetektors.

Literatur

- [ach97] P. Achenbach et al.; angenommen von NIM A; Radiation resistance and optical properties of lead fluoride Čerenkov crystals
- [ada94] D. Adams et al.; Phys. Lett. B 329(1994), 399; Measurement of the spin dependent structure function $g_1(x)$ of the proton
- [aki93] D. Akimov et al.; NIM A333(1993) 618; Uniformity of a 37 cm long Cell for LKr/Xe Scintillating Calorimeters
- [aki95] D. Akimov et al.; IEEE NS-42,6 (1995) 2244; Scintillating LXe/LKr calorimeter
- [aki96] D. Akimov et al.; NIM A379(1996) 484; Development of scintillation LXe/Lkr electromagnetic calorimeter with wavelength shifting light collection
- [ash88] J. Ashman et al; Phys. Lett. B 206(1988), 364; A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function $g_1(x)$ in deep inelastic muon-proton scattering
- [alt97] I. Altarev und A4-Kollaboration; Jahresbericht des Instituts für Kernphysik 1996/97
- [ara95] Araki et al.; Rev.Sci.Instruments 66(12) Dec 1995; light emitting diode-based nanosecond ultraviolet light source for fluorescence lifetime measurements
- [bar96] G.D. Barr et al.; NIM A370(1996) 413; Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure
- [bav96] L.M. Barkov et al.; NIM A379 (1996) 482; Measurement of the refractive index of liquid xenon for intrinsic scintillation light
- [bec90] D. Beck; Parity violation in electron scattering (1990), world scientific publishing Co. Pte. Ltd, Singapur; Experimental determination of the singlett anomalous moment of the proton using longitudinally polarized electrons
- [bec91] D. Beck; CEBAF-Proposal, PR-91-017(1991); Measurement of the flavour singlett charge form factor of the proton, G_E^0
- [bec93] D. Beck; Proc. of the Elba workshop on electron nucleus scattering at Elba, Italy (1993); Ground state neutral currents of the nucleon
- [bel90] P. Belli et al.; NIM A299(1990) 191; Liquid xenon detectors and their applications

- [bra92] A. Braem et al. ; NIM A320(1992) 228; Observation of the UV scintillation light from high energy electron showers in liquid xenon
- [bre93] G. Bressi et al.; NIM A327(1993) 163; Ultra high level liquid argon purification using electron emission from a tip array
- [buc89] E.Buckley et al.; NIM A275(1989) 364; A study of ionization electrons drifting over large distances in LAr
- [bur73] W.M. Burton, B.A. Powell; Applied Optics (1973) Vol 12, No. 1, 87; Fluorescence of tetraphenyl-butadien in the vacuum ultraviolet
- [car96] G.Carugno et al.; NIM A376(1996) 149; A large time projection chamber for the study of the radiative pion decay
- [che93] M. Chen et al.; NIM A327(1993) 187; Homogeneous scintillating LKr/Xe calorimeters
- [chp94] V. Chepel et al.; NIM A349(1994) 500; Purification of liquid xenon and impurity monitoring for a PET detector
- [chp97] V. Chepel et al.; NIM A392(1997) 427; Performance study of a liquid xenon detector for PET
- [dev93] T.A. De Vol et al.; NIM A327(1993) 354; Evaluation of p-Terphenyl and 2,2'' dimethyl-p-terphenyl as a wavelength shifter for barium fluoride
- [dok93] T. Doke; NIM A327(1993) 113; A historical view on the R&D for liquid rare gas detectors
- [eig79] G. Eigen, E. Lorenz; NIM 166(1979) 165; A method of coating photomultipliers with WLS
- [fin92] Finanzierungsantrag 1993-1995 , SFB 201 , 1992 , Mainz
- [gea97] GEANT 3.21, Cern-Software zur Detektorsimulation
- [gri95] K. Grimm, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Universität Mainz 1995; Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung
- [ham96] Hamamatsu: Photomultiplier (1996)
- [ham95] H.W. Hammer et al.; Z. Phys. A353(1995) 321; parity violating pion electroproduction off the nucleon

- [har96] P. Hartmann; NIM A 379(1996) 15; Picosecond polarized electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode
- [har97] P. Hartmann; Dissertation am Institut für Kernphysik der Universität Mainz (1997), Shaker Verlag; Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen
- [has86] G. Hass; Optical properties of Metals; in: Handbook of Chemistry and Physics, 67th edition (1986/87)
- [hei95] E.Heinen-Konschak; Dissertation am Institut für Kernphysik, Universität Mainz(1995); Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung
- [hit83] A.Hitachi et al.; Phys Rev B Vol27 No9 p5279; Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon
- [hff96] J.Hoffmann et al.; NIM A 383(1996) 624; Selfstarting modelocked Ti:sapphire laser at a repetition rate of 1.039 GHz
- [hof94] H.Hofmann; Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994; Entwicklung eines Xenon-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung.
- [hoe97] Hoechst, Produktinformation zu Hostaphan-Folien
- [ich93] M. Ichige; NIM A327(1003) 144; Operating characteristics of photomultiplier at low temperature
- [inc90] A. Incicchitti et al.; NIM A289(1990) 236; Liquid xenon as detector medium
- [ish93] N. Ishida et al.; NIM A327(1993) 152; Measurement of the attenuation length of scintillation light in LXe
- [ish97] N. Ishida et al.; NIM A384(1997) 380; Attenuation length measurements of scintillation light in liquid rare gases and their mixtures using an improved reflexion suppressor
- [jac83] J.D. Jackson; Klassische Elektrodynamik; 1983 De Gruyter
- [jaf89] R. Jaffe; Phys. Lett. B229(1989) 275; Stranger than fiction: the strangeness radius and magnetic moment of the nucleon
- [jab97] Jahresbericht des Institut für Kernphysik der Universität Mainz 1996/97
- [kay87] Kaye & Laby; Tables of Physical and Chemical Constants; 14 th Edition, Longman

- [kit71] Ch. Kittel; Introduction to solid state physics; 1971, Wiley
- [kkk92] K.Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung; 1992, Teubner
- [kno89] G.F.Knoll; Radiation Detection And Measurement; second edition 1989, Wiley
- [koe98] S. Koebis et al.; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 61 B (1998) 625; The analog trigger processor for the new parity violation experiment at MAMI
- [kry95] K.W. Krygier; Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Dreispektrometer-Anlage; Institut für Kernphysik, Universität Mainz; 1995
- [kub78] S. Kubota et al.; J.Phys. C; solid state phys. Vol 11, 1978, p 2645; Evidence for a triplett state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon
- [kub79] S. Kubota et al.; Phys Rev B vol 20 no 8 1979 p 3486; dynamical behaviour of free electrons in the recombination process in liquid argon, krypton an xenon
- [kub82] S. Kubota et al.; NIM 196(1982) 101; Liquid and solid argon, krypton and xenon scintillators
- [leo89] W. Leo, Springer 1987; Techniques for nuclear and particle physics experiments
- [lin93] Linde AG, Technische Gase; Katalog Sondergase, 1993
- [lop95] A. Lopes-Ginja; Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Universität Mainz (1996); Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment
- [maa97] F.E. Maas; Parity violation in electron-hadron electroweak interactions, Ecole Normale Supérieure Paris, Oct. 27-31, 1997; Parity Violation in e-p scattering at MAMI, Mainz; World scientific
- [mes93] Messer Griesheim Düsseldorf; Produktinformation zum Oxisorbfilter, 1993
- [par92] Phys.Rev.B, 1992, Review of Particle Properties
- [pol93] S.G. Polkachalov et al.; NIM A327(1993)159; Spark discharge method of liquid rare-gas purification
- [sam67] Samson; Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, Wiley 1967

- [seg92] J.Seguino et al. ; NIM A323(1992) 583; Liquid xenon ionisation and scintillation: Studies for a totally active-vector electromagnetic calorimeter
- [seg95] J. Seguino et al.; NIM A354(1995) 280; Liquid xenon scintillation: photon yield and fano factor measurements
- [sin69] A.C. Sinnock, B.L. Smith; Phys Rev 181,3 1969; Refractive index of the condensed inert gases
- [sem97] Y. Semertzidis; NIM A394(1997) 7; Effect of light flash on photocathodes
- [sou91] P.Souder; CEBAF proposal PR-91-010 (1991); Parity violation in elastic scattering from the proton and ^4He
- [tca92] Siemens , Datenblatt zum TCA965
- [tha96] T.Hammel, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Universität Mainz (1996); Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung
- [uop93] UOP Erkrath ; Produktinformation zu Molekularsieben 4A und 13X , 1993
- [wak93] M. Wakamatsu; Phys. Lett B 300(1993) 152; Comparative analysis of the πN sigma term in two effective theories
- [wuw82] Wutz-Adam-Walcher; Theorie und Praxis der Vakuumtechnik; Vieweg 2.Auflage 1982
- [xtr93] Burr Brown; Datenblatt zum XTR103, 1993

Danksagung

Die Zeit während meiner Doktorarbeit hat mir viel Freude bereitet. Dies wäre ohne die vielseitige Unterstützung nicht der Fall gewesen.

Mein Doktorvater, Prof. v. Harrach, war immer gerne zu Diskussionen bereit und nie um Lösungsvorschläge verlegen, wobei ich die Möglichkeit aus seinem schier unendlichen Erfahrungsschatz zu schöpfen sicher zu selten nutzte. Er verstand es außerdem, mich in schwierigen Zeiten neu zu motivieren. Seine besondere Art und Weise die Physik zu verstehen und zu erklären werde ich vermissen.

Meine Kollegen und Prof. v. Harrach sorgten für ein äußerst angenehmes Arbeitsklima. Alle Mitglieder unserer Arbeitsgruppe halfen immer bereitwillig, wenn die Arbeit alleine nicht zu bewältigen war. Insbesondere möchte ich Eva Maria Kabuß für das mühevollen Korrekturlesen meiner Arbeit danken. Wertvolle Anregungen erhielt ich in Diskussionen mit Eric Heinen-Konschak, Igor Altarev, Frank Maas und Simon Köbis, mit dem ich seit dem ersten Semester durch Studium, Diplomarbeit und Promotion schritt. Die Luggies Thorsten Hammel und Amilcar Lopes-Ginja sorgten unermüdlich für die nötige Loggerheit bei A4. Jürgen Hoffmann, Peter Hartmann, Patrick Achenbach, Patrick Bugner, Klaus Grimm, Wolfgang Ketter, Rainer Kothe und Sebastian Baunack bilden den Rest der mir ans Herz gewachsenen A4-Gemeinschaft.

Die praktische Durchführung der Experimente wäre ohne die Hilfe der Werkstätten und der Beschleunigermannschaft nicht möglich gewesen. Insbesondere die feinmechanische Werkstatt und die Vakuumwerkstatt wurden von mir oft mit Fragen und Aufträgen bedrängt. Stellvertretend möchte ich Herrn Luzius und Herrn Schweikhard herzlich für ihren Einsatz danken. Auch die Hausmeister, Herr Helker und Herr Maul, die Damen der Verwaltung und die Keim'sche Werkstatt halfen mir immer wieder schnell und unkompliziert. Die gesamte Institutsbelegschaft sorgte für einen angenehmen, hilfsbereiten Rahmen, in dem die Arbeit Spaß machte.

Außerhalb der Universität sorgten einige gute Freunde für den nötigen Ausgleich. Besonderer Dank gilt Christine Schwalm, Ivonne Janich, Thorsten Wettcke, 'Klaus' Michael Kühnapfel, den Mainzer Ultimatern und den Binger 'Onkels' Udo Heil, Werner Witte und Conni Hartel. Seit einem einviertel Jahr steht mir Natalie Amecke ganz besonders zur Seite und hat auch entscheidend zum Abschluß dieser Arbeit beigetragen.

Abschließend möchte ich meinen Eltern Marlene und Walter für all ihre Liebe, scheinbar recht erfolgreiche Erziehung und jegliche Unterstützung danken, die mir dieses Studium und vieles weitere erst ermöglichten.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Holger Hofmann
Grabenstraße 1
55411 Bingen-Kempton
geboren am 22.02.1967 in Bad Kreuznach
deutsche Staatszugehörigkeit
ledig

Schulbildung

1973 bis 1977	Grundschule, Roxheim
1977 bis 1986	Gymnasium an der Stadtmauer, Bad Kreuznach
6/1986	Abitur

Wehrdienst

7/1986 bis 9/1987	Fernmeldeausbildungskompanie 921
-------------------	----------------------------------

Studium

10/1987 - 2/1994	Studium der Physik, Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz
10/1989	Vordiplom
2/1994	Diplom

Promotion

3/1994 - 12/1998	Doktorand am Institut für Kernphysik der Universität Mainz bei Prof. D.v. Harrach Dissertationsthema: Entwicklung eines Flüssig-Xenon-Szintillationskalorimeters zum Nachweis von Elektronen bis 1 GeV
------------------	--

16.12.1998	Mündliche Doktorprüfung
------------	-------------------------

Mainz, 21. Dezember 1998