

---

Untersuchung der Strahlenresistenz  
der Bleiglasmodule des  
Elektromagnetischen–Kalorimeters am  
COMPASS–Experiment

---

Diplomarbeit  
von  
Daniel Chaberny



Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg–Universität Mainz

Wiesbaden, im Jahr 2008

# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

---

Wiesbaden, im Jahr 2008

# Widmung

Diese Arbeit widme ich den Menschen, welche mir stets am nächsten stehen:  
meiner Familie.

Meinen Eltern Walter und Ewa,  
meinen Brüdern Jan, Lars, Kilian und Lukas.

# Teilchenphysik im (Blei)–Glas



Überraschende Details im Kirchenfenster -  
Ein Raster aus Feynman–Graphen

St. Nicolai–Kirche in Kalkar von K.M. Hartmann

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die physikalischen Ziele bei COMPASS</b>	<b>4</b>
2.1	Mesonenspektroskopie; die Suche nach exotischen Zuständen . . .	5
2.2	Die Pionenpolarisierbarkeit; Primakoff . . . . .	8
2.3	Der Drell–Yan Prozess . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Das COMPASS–Experiment</b>	<b>11</b>
3.1	Strahlerzeugung und Strahlführung . . . . .	11
3.2	Das Spektrometer . . . . .	14
3.2.1	Spurdetektoren . . . . .	15
3.2.2	Teilchenidentifikation . . . . .	18
3.3	Die Datenauslese und ihre Auswertung . . . . .	19
3.3.1	Das Triggersystem . . . . .	19
3.3.2	Das Datenaufnahmesystem . . . . .	21
3.3.3	Die Datenanalyse . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Kalorimetrie</b>	<b>23</b>
4.1	Eichung und Überwachung von Kalorimetern . . . . .	27
4.2	ECAL1 . . . . .	28
4.2.1	Die OLGA–Module . . . . .	29
4.2.2	Die MAINZ–Module . . . . .	30
4.2.3	Die GAM–Module . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Elektromagnetische Wellen in Materie</b>	<b>34</b>
5.1	Der Brechungsindex . . . . .	34
5.2	Die Dispersion . . . . .	35
5.3	Charakterisierung optischer Gläser . . . . .	38
5.3.1	Der Zahlencode . . . . .	38
5.3.2	Der Farbcode . . . . .	38
5.4	Wellen an der Grenzfläche zwischen zwei Medien . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Theorie der Strahlenschäden</b>	<b>42</b>
6.1	Strahlenschäden im Kalorimeter . . . . .	45
<b>7</b>	<b>Voruntersuchungen</b>	<b>46</b>
7.1	Die Messapparatur . . . . .	46
7.1.1	Gütekriterien der Messung . . . . .	49
7.2	Optische Homogenität . . . . .	51

<b>8</b>	<b>Strahlenresistenz</b>	<b>57</b>
8.1	Dosimetrische Grundlagen, Kernstrahlungsgrößen . . . . .	57
8.2	Das Verhalten der Bleigläser auf unterschiedlichen Energiedosen	60
8.3	Strahlenschäden durch niederenergetische Elektronen . . . . .	61
8.4	Strahlenschäden durch hochenergetische Elektronen . . . . .	75
8.5	Das optische Bleichen . . . . .	85
8.5.1	Mögliche Szenarien des optischen Bleichen an den ECALs	88
<b>9</b>	<b>Deponierte Energiedosis in den ECALs</b>	<b>89</b>
9.1	Simulation . . . . .	89
9.2	Minidosimeter . . . . .	91
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
	<b>Anhang</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Wechselwirkung von Teilchen und Strahlung mit Materie</b>	<b>105</b>
A.1	Geladene Teilchen und ihre Wechselwirkungen . . . . .	106
A.1.1	Der Energieverlust durch Ionisation und Anregung . . . . .	107
A.1.2	Die Bremsstrahlung . . . . .	109
A.2	Wechselwirkung von Photonen . . . . .	112
A.2.1	Der Photoeffekt . . . . .	113
A.2.2	Der Compton-Effekt . . . . .	113
A.2.3	Die Paarerzeugung . . . . .	114
A.3	Starke Wechselwirkung von Hadronen . . . . .	115
A.4	Der Čherencov-Effekt . . . . .	117
<b>B</b>	<b>Die Schauerentwicklung in einem Medium</b>	<b>122</b>
B.1	Der elektromagnetische Schauer . . . . .	122
B.1.1	Genauere Beschreibung der Schauerentwicklung . . . . .	124
B.2	Der hadronische Schauer . . . . .	126
<b>C</b>	<b>Datenblätter</b>	<b>129</b>

# 1 Einleitung

Dass ich erkenne, was die Welt  
im Innersten zusammenhält.

*J.W. v. Goethe: Faust I, Vers 382 f.*

Eines der fundamentalen Bestrebungen der Kern- und Teilchenphysik ist die Entschlüsselung des Aufbaus der Materie anhand ihrer Konstituenten und Wechselwirkungen. Nach dem heutigen Kenntnisstand existieren zwei Arten von grundlegenden Bestandteilen der Materie: die *Leptonen* und die *Quarks*<sup>1</sup>. Hinzu kommen die Austauschbosonen der vier fundamentalen Wechselwirkungen (elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung sowie Gravitation).

Bisher kennt man sechs Leptonen und sechs Quarks sowie ihre jeweiligen Antiteilchen, die man nach bestimmten Kriterien in drei Generationen einordnen kann. Im Gegensatz zu den Leptonen, die „frei“ existieren können, findet man die Quarks (diese sind die Quellen für das starke Feld, dessen Feldquanten die *Gluonen* sind) nur in gebundenen Zuständen - im sogenannten „Confinement“ - vor; in den *Hadronen*. Die Feldtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD) postuliert nämlich, dass jedes Quark eine weitere Quantenzahl tragen muss, die sogenannte „starke Ladung“ oder die „Farbe“<sup>2</sup>. Da die Hadronen - ähnlich wie die nach außen hin elektrisch neutralen Atome - in ihren Farbmischungen die Nettofarbe „weiß“ ergeben müssen, werden zwei hadronische Unterfamilien beobachtet: Die *Baryonen*, bestehend aus drei Valenzquarks ( $qqq$ ) und die *Mesonen*, die sich aus einem Valenz-Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ) zusammensetzen. In den Baryonen kompensieren sich die drei Farben der Quarks, in den Mesonen heben sich Farbe und Komplementärfarbe (Antifarbe) auf, so dass jeweils farblose Teilchen entstehen. Die QCD schließt allerdings weiter hadronische Zustände nicht aus, die es zu ergründen gilt.

Die COMPASS<sup>3</sup>-Kollaboration am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN<sup>4</sup> in Genf erforscht die Struktur von Nukleonen und ist darüber hinaus auf der Suche nach neuen, „exotischen“ Hadronenzuständen. Einen Schwerpunkt stellt die Spinstruktur des Nukleons dar.

---

<sup>1</sup>Steuexperimente haben gezeigt, dass beide Teilchenfamilien kleiner als  $10^{-18}$  m sind und so möglicherweise als punktförmige Teilchen angenommen werden können. Auch das bisherige Nichtauffinden angeregter Zustände spricht dafür, diese Bausteine der Materie als elementar anzusehen.

<sup>2</sup>Es gibt drei starke Ladungen: rot, grün und blau.

<sup>3</sup>**CO**mmun **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy

<sup>4</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Eines der Hauptziele ist dabei die Messung der Gluonenpolarisation  $\Delta G$  sowie die Bestimmung der transversalen Quarkspinverteilung  $\Delta q_i(x)$ . Diese Untersuchungen wurden im Myonenprogramm im Jahr 2007 vorerst abgeschlossen. Die Hadronenspektroskopie, ein weiterer Schwerpunkt der COMPASS-Kollaboration wurde nach einem kurzen Testlauf am Ende der Strahlzeit 2004 im Jahr 2008 durchgeführt. Eine kleine Auslese der wichtigsten physikalischen Ziele beim sogenannten Hadronenprogramm wird in Kapitel 2 vorgestellt.

Für diese unterschiedlichen Forschungsbereiche stellt das CERN dieser Gruppe wahlweise einen Teilchenstrahl aus Myonen oder aus Hadronen zur Verfügung. Das COMPASS-Experiment verwendet ein feststehendes Target, dem ein zweistufiges Spektrometer folgt. Dieses Spektrometer ermöglicht bei hohen Raten die Identifikation von Teilchen sowie die Bestimmung ihrer Impulse und ihrer Energie. Hierzu kommen eine Reihe unterschiedlicher Detektoren zum Einsatz, die in Kapitel 3 beschrieben werden. Wichtige Detektoren stellen dabei die - in Kapitel 4 dargestellten - elektromagnetischen Kalorimeter (ECALs) dar, mit denen man vor allem elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen nachweist. Der sich in der ersten Spektrometerstufe befindende ECAL1-Detektor ist mit drei unterschiedlichen Sorten von Bleiglasmodulen bestückt, die als Čerencov-Strahler dienen. Bleiglas verliert unter Einfluss von Strahlung seine optimale Nachweiseigenschaft. Durch diese Strahlenschäden in den Gläsern, werden die Čerencov-Photonen teilweise in den Modulen absorbiert werden. Dann können keine Aussagen über die Primärenergie der einfallenden Teilchen getroffen werden.

Anhand der Tatsache das bereits in der Vergangenheit das Verhalten dieser Bleigläser bei unterschiedlichen Energiedosen untersucht wurde, stellt der Gegenstand dieser Diplomarbeit einen neuen Aspekt in den Vordergrund. Im Fokus der Untersuchung steht das zeitliche Ausheilen von Bleigläsern nach Bestrahlung mit einer niederenergetischen  $^{60}\text{Co}$ -Quelle, sowie nach einer Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen aus dem MAMI<sup>5</sup>-Beschleuniger. In Kapitel 8 wird das Ausheilen der Bleigläser unter zwei wesentlichen Rahmenbedingungen, nämlich einerseits unter Einfluss von Raumtemperatur und andererseits durch das Phänomen des „optical bleaching“ studiert. Einen theoretischen Rahmen und die spezifischen Charakteristika von Bleiglas werden in den Kapitel 5 sowie im Anhang A und B beschrieben. Darüber hinaus wird in Kapitel 9 über mögliche Konsequenzen für den zukünftigen Einsatz dieser Bleigläser im COMPASS-Experiment diskutiert. Grundlage dieser Argumentation bildet die Gegenüberstellung einer Simulation, welche zur Abschätzung der Strahlendosis dient, mit einer Energiedosis-Messung durch an

---

<sup>5</sup>MAinzer MIkrotron; Institut der Kernphysik, Universität Mainz

den Detektoren angebrachte Dosimeter am Ende der Strahlzeit 2008.  
Eine kurze Zusammenfassung schließt die Arbeit ab.

## 2 Die physikalischen Ziele bei COMPASS

Die COMPASS-Kollaboration setzt sich ursprünglich aus zwei Interessengemeinschaften zusammen, die „HMC“ und „CHEOPS“. Beide Gruppen verfolgten das Ziel, ihre experimentellen Forschungen an ein und dem selben Strahlplatz am CERN durchzuführen. 1997 wurde einer Fusion dieser beiden Anträge unter der Bezeichnung NA58 von Seiten des CERNs zugestimmt. Die so entstandene COMPASS-Kollaboration umfasst etwa 240 Physiker und Ingenieure, die aus 12 Nationen und 27 Instituten kommen. Unter diesen sind zwei Forschungsgruppen der Universität Mainz beteiligt. 2001 wurde erstmals ein experimenteller Testlauf durchgeführt. Die Datennahme mit Myonstrahlen und polarisierten Deuteron- und Protontarget wurde in den Jahren 2002 bis 2007 durchgeführt. 2004 wurde zum ersten Mal ein Testlauf, indem mit Hadronenstrahl gemessen wurde durchgeführt.

Die physikalischen Fragestellungen und Forschungsschwerpunkte, die die COMPASS-Kollaboration mit Hilfe des Experiments ergründen möchte, sind die Bereiche der „Hadronen-Spektroskopie“ und der „Struktur des Nukleons“. Die Nutzung von unterschiedlichen Teilchenstrahlen (Myon- und Hadronstrahlen) liegt in den beiden zu untersuchenden Teilbereichen der Nukleonstruktur und der Spektroskopie begründet. Aus dieser Gegebenheit heraus sind die beiden Forschungsvorhaben als Myon- bzw. Hadronprogramm tituliert. In dem Myonenprogramm beruhen alle Messungen auf der tiefunelastischen Streuung von einem in natürlicher Weise longitudinal polarisiertem Myonenstrahl (also strukturlosen Fermionen aus der zweiten Leptonengeneration) an einem polarisierten Target, bei dem die Nukleonenspins wahlweise longitudinal als auch transversal ausgerichtet werden können. Es ergibt sich somit ein breites Spektrum an möglichen Untersuchungen, wie z.B. die Erforschung der Strukturfunktionen und der flavourgetrennten polarisierten- sowie der transversalen Spin-Verteilungsfunktionen der Quarks im Nukleon, dazu das Studium der Gluonenpolarisation mit der Open-Charm-Analyse und der High- $p_t$ -Analyse. Im Hadronenprogramm wird das Verhalten der Quantenchromodynamik im niederenergetischen Bereich untersucht. Im Folgenden sollen kurz die wichtigsten Ziele bei einem solchen Hadronen-Run vorgestellt werden.

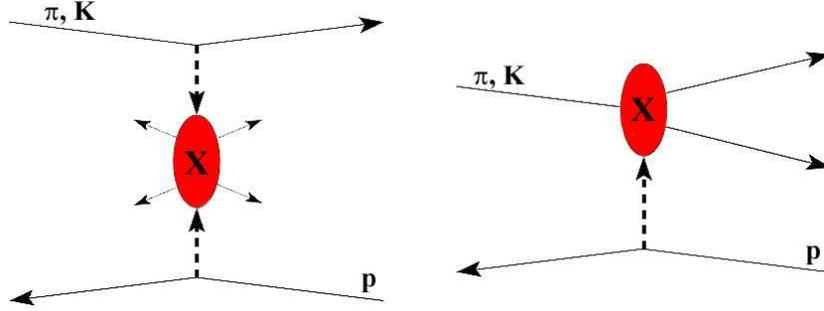
## 2.1 Mesonenspektroskopie; die Suche nach exotischen Zuständen

Die bisher experimentell gefundenen Hadronenfamilien sind Baryonen und Mesonen. Baryonen sind aus drei Valenzquarks aufgebaut, Mesonen hingegen bestehen aus einem System von zwei Valenzquarks, nämlich einem Quark–Antiquark–Paar. Neben diesen Zuständen erlaubt die QCD, welche lediglich nur die Farbneutralität der Teilchen fordert, auch die Existenz anderer hadronischer Zustände. So sind auch Gluebälle (gg, ggg), die nur aus Valenzgluonen bestehen, Hybridzustände ( $q\bar{q}g$ ) aus einem Quark–Antiquark–Paar mit zusätzlichem Valenzgluon, gebundene Systeme aus mehreren Quark–Antiquark–Paaren ( $q\bar{q}q\bar{q}\dots$ ) oder Pentaquarks ( $qqqq\bar{q}$ ) nicht ausgeschlossen und durchaus erlaubt [1]. Einige dieser exotischen Zustände konnten in bisherigen Experimenten beobachtet werden, wobei zu beachten ist, dass die Interpretation der Zustände umstritten ist, da diese bislang nicht eindeutig zugeordnet und genauer vermessen werden konnten. Das wesentlichste Problem bei der Suche nach exotischen Zuständen ist die Unterscheidung von bereits bekannten Zuständen. Meist überlagern sich in den Messungen mehrere Resonanzen mit ähnlichen Massen und gleichen Quantenzahlen.

Die Identifikation eines exotischen Meson beinhaltet neben der Messung des invarianten Massenspektrums auch die Bestimmung seiner charakteristischen Quantenzahlen. Ein Meson wird durch die Quantenzahlen  $J^{PC}$  charakterisiert. Hierbei beschreibt  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  den gekoppelten Drehimpuls aus Bahndrehimpuls und Spin;  $P = (-1)^{L+1}$  die Parität des Teilchens und  $C = (-1)^{L+S}$  die Ladungskonjugation, also das Symmetrieverhalten unter Teilchen–Antiteilchen–Austausch. Für ein  $q\bar{q}$ –System sind nicht alle Kombinationen von  $J^{PC}$  erlaubt, die „verbotenen“ Kombinationen mit den niedrigsten Quantenzahlen sind  $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$ . Für „exotische Zustände“ sind diese verbotenen Quantenzahlen jedoch möglich, da diese, wie z.B. bei den Hybriden, einen weiteren Freiheitsgrad durch das gebundene Gluon haben. Eine Partialwellenanalyse (PWA) erlaubt Rückschlüsse auf die Quantenzahlen einer Resonanz und so können exotische Mesonen identifiziert werden [2].

Zwei wesentliche Prozesse, die zentrale und diffraktive Streuung, die bei COMPASS zur Mesonenspektroskopie untersucht werden sollen und zur Herstellung exotischer Teilchen verwendet werden, sind in Abb. 2.1 dargestellt. Die Zerfallsprodukte der entstandenen Resonanzen lassen sich dann im Spektrometer analysieren.

Der Prozess der zentralen Produktion verläuft über einen doppelten Pomonaustausch. Hier entsteht durch die Fusion von zwei gluonreichen Austauschpartikeln eine neutrale Resonanz:  $\pi^- p^+ \rightarrow \pi^- p_{\text{Rück}} X^0$ . Das einlaufende Pion



**Abbildung 2.1:** Feynman–Graphen der zentralen (links) und der diffraktiven (rechts) Streuung [3].

verliert etwa 10% seiner Energie im Laborsystem, was ca. 1,9 GeV entspricht und wird unter kleinem Winkel gestreut. Ein Teil seiner verlorenen Energie wird auf ein Targetproton übertragen, dass das Target mit niedrigem Impuls verlassen kann. Hierbei zerfällt die neutrale Resonanz z.B. in Pionen und  $\eta$ -Teilchen, die wiederum in Photonen und Pionen zerfallen. So kann es zu einer beliebigen Anzahl von neutralen Teilchen kommen, während die Multiplizität der geladenen Teilchen aufgrund der Ladungserhaltung immer gerade Werte annimmt. Die entstandenen Zerfallsprodukte der Resonanz werden unter verhältnismäßig großen Winkel emittiert. Merkmale dieser Produktion sind außer dem gestreuten Pion und dem Rückstossproton auch Paare von  $\pi, \eta$  oder  $K$  und Zerfälle mit drei oder vier langlebigen Hadronen wie beispielsweise  $\pi\pi\eta$  oder  $4\pi$ . Das Gluon, das Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, wechselwirkt unabhängig vom Quarkflavour und koppelt nur an Farbladungen, weshalb gleiche Verzweungsverhältnisse für die Glueballzerfälle zu Pionen und Kaonen erwartet werden. Bei dem COMPASS-Experiment sollen vor allem die in der Tab. 2.1 aufgelisteten Zerfallskanäle studiert werden. Diese  $f_0$ -Mesonen können sich aus Beiträgen von reinen Gluezuständen,  $s\bar{s}$ -Mesonen, Tetraquarks und Neutron-Antineutronzuständen zusammensetzen

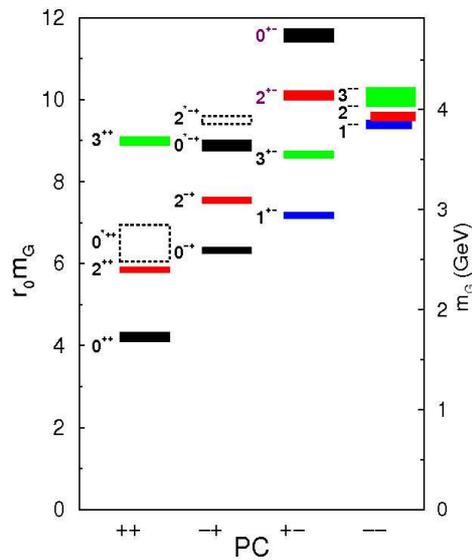
$$|f_0\rangle = \alpha |n\bar{n}\rangle + \beta |s\bar{s}\rangle + \gamma |G\rangle + \delta |q\bar{q}q\bar{q}\rangle . \quad (2.1)$$

Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	Zerfallskanäle
$f_0(1370)$	$\pi^-\pi^+, K\bar{K}, \eta\eta, 4\pi$
$f_0(1500)$	$\pi^-\pi^+, K\bar{K}, \eta\eta, \eta\eta', 4\pi$
$f_0(1710)$	$\pi^-\pi^+, K\bar{K}, \eta\eta$

**Tabelle 2.1:** Die möglichen Zerfallskanäle der  $f_0$ -Mesonen.

Die zentrale Produktion ermöglicht so die Untersuchung des  $f_0(1500)$  (mit:  $J^{PC} = 0^{++}$  und  $m = 1505 \pm 6 \text{ MeV}$ ), dieses Meson gilt im Moment als möglicher Glueball-Kandidat. Hingegen wird das  $f_0(1370)$  als eine leichte Mesonresonanz mit  $u$ - und  $d$ -Quarkanteil interpretiert und das beobachtete  $f_0(1710)$ -Meson wird als eine  $s\bar{s}$ -Resonanz gedeutet.

Die folgende Abb. 2.2 stellt eine Vorhersagen aus Gitter-QCD-Rechnungen des Glueballspektrums dar. Die Herausforderung liegt in der eindeutigen Identifikation von Gluebällen, da die leichten Gluebälle die selben Quantenzahlen tragen, wie die im naiven Quarkmodell (NQM) etablierten Mesonen [4]. Die Teilchen mit eindeutigen exotischen Quantenzahlen werden erst ab einer  $4 \text{ GeV}/c^2$  Massenschwelle erwartet. Dieser Massenbereich ist bei COMPASS nicht zugänglich, da, wie erwähnt, das Strahlteilchen in dieser Reaktion ca. 10% seines Impulses verliert und so nur diese Energie zur Bildung der Resonanz zur Verfügung steht. In der COMPASS-Kinematik entsprechen 10% der Schwerpunktsenergie etwa  $0,1 \cdot E_S = 1,9 \text{ GeV}$ , so sind Resonanzen mit einer Ruhemasse von bis zu  $2 \text{ GeV}/c^2$  möglich erzeugen zu lassen; der Bereich der  $f_0$ -Mesonen.



**Abbildung 2.2:** Das Glueballspektrum nach Morningstar und Peardon [5].

Im Verlauf der diffraktiven Produktion wird ein Pion oder Kaon diffraktiv angeregt, was die Bildung einer negativen Resonanz:  $\pi^- p^+ \rightarrow p_{\text{Rück}} X^-$  zur Folge hat. Hier wird also die Anregung des Strahlteilchens durch ein gluonreiches Austauscheteilchen beschrieben, wobei hauptsächlich Hybride wie z.B. Pseudovektormesonen entstehen. Ein weiterer Aspekt der diffraktiven Produktion stellt die Gegensätzlichkeit zur zentralen Produktion dar, bei der das Teilchen angeregt wird und somit nicht intakt bleibt. Dieser Prozess zeichnet sich charakteristisch zum einen durch ein langsames Rückstoßproton sowie durch eine hohe Hadronenmultiziplicität im Endzustand aus. Ein Beispiel für eine solche Resonanz, die in diffraktiver Produktion kreiert werden kann, ist das  $\pi_1(1400)$ . Diese Resonanz hat eine exotische Quantenzahl  $J^{PC} = 1^{-+}$  und wurde bisher in einigen Experimenten, wie z.B. im Crystal Barrel/Obelix [6] durch den Zerfallskanal  $\eta\pi$  beobachtet.

## 2.2 Die Pionenpolarisierbarkeit; Primakoff

Die Pionenpolarisierbarkeit kann einerseits dazu genutzt werden, die Pionenstruktur zu untersuchen und andererseits um das Verständnis der Wechselwirkung der beiden Valenzquarks in diesem Meson besser zu verstehen. Die Polarisierbarkeit entspricht der Proportionalitätskonstante  $\alpha$  zwischen äußeren elektrischen Feld und induziertem Dipolmoment  $\vec{d} = \alpha \cdot \vec{E}$ .

Eine analoge Definition gilt der magnetischen Polarisierbarkeit  $\beta$ . Die Polarisierbarkeit des Pions ist ein direktes Maß für die Stärke des Wechselwirkungspotentials. Da einzelne Modellvorhersagen der Quark–Antiquark–Wechselwirkung sehr sensitiv auf die Polarisierbarkeit sind, erlaubt eine direkte Messung einen einfachen Vergleich zwischen Modell und Realität [7].

Als Messung dient die Primakoff–Reaktion. Hier wird ein Strahlpion an einem virtuellen Photon im Coulombfeld eines Atomkerns Comptongestreuert:  $\pi^- + Z \rightarrow \pi^- + Z + \gamma$ . Aus den sich ergebenden Abweichungen vom Wirkungsquerschnitt eines punktförmigen Teilchens lässt sich die elektromagnetische Polarisierbarkeit von Pionen bestimmen. Dieses ist bei dem COMPASS–Experiment möglich, da die Compton–Streuung mit der eines Myons verglichen werden kann.

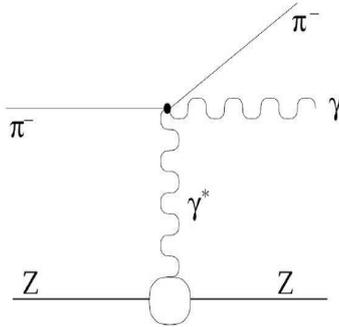


Abbildung 2.3: Feynman-Graph der Primakoff-Reaktion.

## 2.3 Der Drell-Yan Prozess

Ein neu geplantes Projekt der COMPASS-Kollaboration stellen die Drell-Yan Messungen dar, diese sind eine Erweiterung des existierenden Programmes.

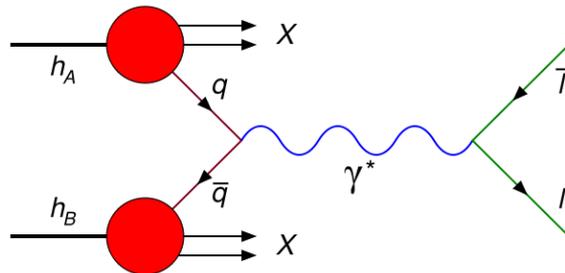
Im Rahmen des Hadron Projekts werden auch Untersuchungen harter Streuprozesse<sup>6</sup> vorgenommen, da für Teilchen wie  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $\bar{p}$  die Bestimmung der Quarkverteilung nicht mit Hilfe von tief unelastischen Streuexperimenten ermittelt werden kann. Ein wichtiger harter Streuprozess ist die Lepton-Paar-Erzeugung in Hadron-Hadron-Stößen. Dieser lässt sich im Rahmen des Quark-Parton-Modells durch ein von S.D. Drell und T.M. Yan vorgeschlagenes Modell verstehen, welches durch die QCD gerechtfertigt und verfeinert wird. Im Parton-Modell werden energiereiche Hadronen als ein Bündel von Quark-Partonen beschrieben, von denen jedes einen bestimmten Anteil des Hadronenimpulses trägt. Das Drell-Yan-Modell beschreibt die Reaktion  $h_1 + h_2 \rightarrow l^+ + l^- + \dots$  (siehe Abb. 2.4) als elektromagnetische Annihilation eines Quarks und Antiquarks aus den beiden stoßenden Hadronen in ein virtuelles zeitartiges Photon, welches anschließend in ein Lepton-Paar zerfällt [8]. Dieser Prozess wird durch den Hadronenstrahl, welchen die COMPASS-Kollaboration verwendet, besonderes begünstigt, da Strahlenteilchen - wie z.B.  $\pi^\pm, K^-$  oder  $\bar{p}$ , die Valenz-  $u$  oder  $\bar{d}$ -Antiquarks enthalten und mit den  $u$ - und  $d$ -Quarks eines Nukleontargets annihilieren können - einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Leptonenpaarerzeugung aufweisen.

Die Quark-Struktur der Hadronen wird durch drei Parton-Verteilungsfunk-

---

<sup>6</sup>Dies ist eine elementare Wechselwirkung eines Quark-Partons innerhalb eines Hadrons mit Leptonen oder Quark-Partonen anderer Hadronen. Eine Voraussetzung für einen solchen harten Streuprozess ist nur dann gegeben, wenn die dabei auftretenden Impulsüberträge oder Energien der elementaren Reaktionen genügend groß sind.

tionen (PDF<sup>7</sup>) eindeutig beschrieben: durch die unpolarisierte Verteilungsfunktion  $f_1(x)$ , welche die Wahrscheinlichkeit für das Finden eines Quarks mit einem Bruchteil  $x$  des longitudinalen Impuls des Hadrons, unabhängig von Spinorientierung, darstellt; durch die Helizitäts-Verteilungsfunktion  $g_1(x)$ , die den Helizitätsbeitrag der Quarks im Nukleonspin darstellt und schließlich über die „Transversity“  $h_1(x)$ , die die transversale Polarisation der Quarks in einem transversal polarisierten Nukleon beschreibt [9]. Nimmt man zusätzlich einen transversalen Quark-Impuls  $\mathbf{k}_T$  an, der nicht den Wert Null liefert, dann wird die Nukleonen-Struktur-Funktion durch acht PDFs beschrieben, die sich aus den *Jaffe-Ji-Klassifikationsschemen* ergeben [10]. Das Interesse der COMPASS-Kollaboration liegt dabei auf der Untersuchung von den  $h_{1\perp}$ , den T-odd Boer-Mulder ( $h_{1\perp}^\perp$ )- und den Sivers ( $f_{1T}^\perp$ )-Funktionen. Die COMPASS-Gruppe konzentriert sich auf den unpolarisierten- und einfach polarisierten Drell-Yan-Prozess, da ein Pionenstrahl auf ein transversal polarisiertes Target trifft. Hier kann man die  $u\bar{u}$  und die  $d\bar{d}$  Annihilationen studieren, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\approx 19$  GeV eine  $\mu^+\mu^-$ -Produktion durch die Reaktion  $\pi^-p^\uparrow \rightarrow \mu^+\mu^-X$  erlauben. Die erzeugten Myonen können in den jeweiligen Spektrometerstufen über die beiden Myon-Detektoren (MW1&2) nachgewiesen werden.



**Abbildung 2.4:** Das Feynman-Diagramm zum Drell-Yan Prozess.

---

<sup>7</sup>Parton Distribution Function

## 3 Das COMPASS-Experiment

### 3.1 Strahlerzeugung und Strahlführung

Am CERN existieren mehrere Beschleunigungsstufen die, je nach geforderten Strahlenenergien und Teilchendichten, benötigt werden und zum Einsatz kommen. Damit es bei der Beschleunigung der Teilchen zu minimalen Energie- und zu Strahlungsverlusten<sup>8</sup> kommt, werden große Radien für die Kreisbeschleuniger verwendet. So erreicht die letzte Beschleunigungsstufe, der sogenannte LHC<sup>9</sup>, einen Umfang von 27 km und ist somit der derzeit größte Ringbeschleuniger der Welt [11]. Im CERN Beschleunigungssystem werden überwiegend Protonen beschleunigt. Diese werden in dem Linearbeschleuniger „LINAC2“ vorbeschleunigt und über den **Proton-Synchrotron-Booster (PSB)** in das **Proton-Synchrotron (SP)** eingespeist und dort auf 26 GeV beschleunigt. Erreicht der Teilchenstrahl diese Energie, wird er in das **Super-Proton-Synchrotron (SPS)** mit einem Umfang von 7 km injiziert, welches sich 20 m unterhalb der Erdoberfläche befindet. Eine schematische Darstellung liefert Abb. 3.2. Dabei erreicht er Energien bis zu 400 GeV. Kurz vor der Extraktion der Protonen werden die Beschleunigungsstrukturen des SPS abgeschaltet. Die zuvor in Bunches (Paketen) beschleunigten positiven Nukleonen werden so über den ganzen Ring verteilt wodurch ein nahezu konstanter Protonenfluss gewährleistet ist. Über einen Splitter werden ca.  $1,2 \cdot 10^{13}$  Protonen während der Dauer eines „Spills“ (Extraktionszeit) von etwa 5 bis 9 Sekunden in Richtung des primären Beryllium-Targets (T6) geführt (siehe Abb. 3.1).

Treffen die hochenergetischen Protonen auf dieses Produktionstarget, so entsteht eine Vielzahl von Hadronen, überwiegend Pionen und Kaonen, welche den M2-Strahl bilden. Über eine Zerfallsstrecke von 650 m zerfällt ein Teil (ca. 10%) der primär erzeugten Pionen schwach in Myonen und Myonneutrinos:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ . Die hadronischen Komponenten des Strahls können, wenn gewünscht, in einem bis zu 9,9 m langen Berylliumabsorber gestoppt und so aus dem Strahl gefiltert werden, was für das Myonenprogramm<sup>10</sup> nötig wird. Durch einen Dipolmagnet wird der Strahl schließlich abgelenkt und gelangt nun schräg in Richtung Erdoberfläche. Dabei durchlaufen die Teilchen ein weiteres Magnetsystem, bestehend aus Quadrupolen. Hier kommt es zur Strahloptimierung und Fokussierung. Die sorgfältige Abstimmung der Strahlführungselemente reduziert darüber hinaus den durch die Produktion

---

<sup>8</sup>wie z.B. die Synchrotronstrahlung

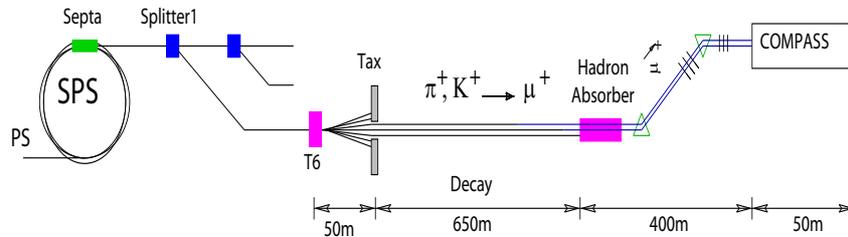
<sup>9</sup>Large Hadron Collider

<sup>10</sup>Der so erzeugte einlaufende Myonenstrahl ist ein tertiärer Strahl; der einlaufende Hadronenstrahl beim Hadron-Programm wird als sekundärer Strahl bezeichnet.

bedingten, jedoch nicht gewünschten Strahlhalo<sup>11</sup>, welcher mit einem breiten Impulsspektrum um den eigentlichen Strahl liegt. Schließlich lenkt eine weitere Kombination aus Dipolmagneten den Strahl so ab, dass er parallel zur Erdoberfläche der Halle 888 der North Area des CERN-Geländes bei Prevessin (Frankreich) in das COMPASS-Experiment einläuft.

Im Myonenprogramm wird der Impuls der Strahlteilchen mit Hilfe dieser letzten Magnete in der sogenannten „Beam-Momentum-Station“ (BMS) gemessen. Dies geschieht durch Ortsmessungen mit mehreren Hodoskopen und aus szintillierenden Fasern bestehenden Detektoren.

Für den Hadronen-Run 2008 wurde ein Strahl mit einem Impuls von  $190 \text{ GeV}/c \pm 0,7\%$  und mit einer transversalen räumlichen Halbwertsbreite von  $0,5 \text{ cm}$  verwendet [3]. Dieser sekundäre Strahl setzt sich aus  $96\%$  Pionen,  $3,5\%$  Kaonen und  $0,5\%$  Antiprotonen zusammen [3]. Vor der Targetregion besteht durch zwei differentielle Čherencovdetektoren, sogenannten CEDAR<sup>12</sup><sub>S</sub>, bereits die Möglichkeit einer Strahlteilchenidentifikation einer Teilchenart. Eine ausführliche Abhandlungen und aktuelle Studien zu diesen Detektoren finden sich in [11]. Durch den Eintritt in die Spektrometerhalle und der Wechselwirkung mit dem COMPASS-Target entsteht der zu untersuchende tertiäre Strahl, der dann durch das COMPASS-Spektrometer mit einer ungefähren Gesamtlänge von  $60 \text{ m}$  fliegt und schließlich durch einige Absorberwände und einen langgezogenen Erdwall sein Ende findet. Die Hadronen werden in einem Beamdump gestoppt.



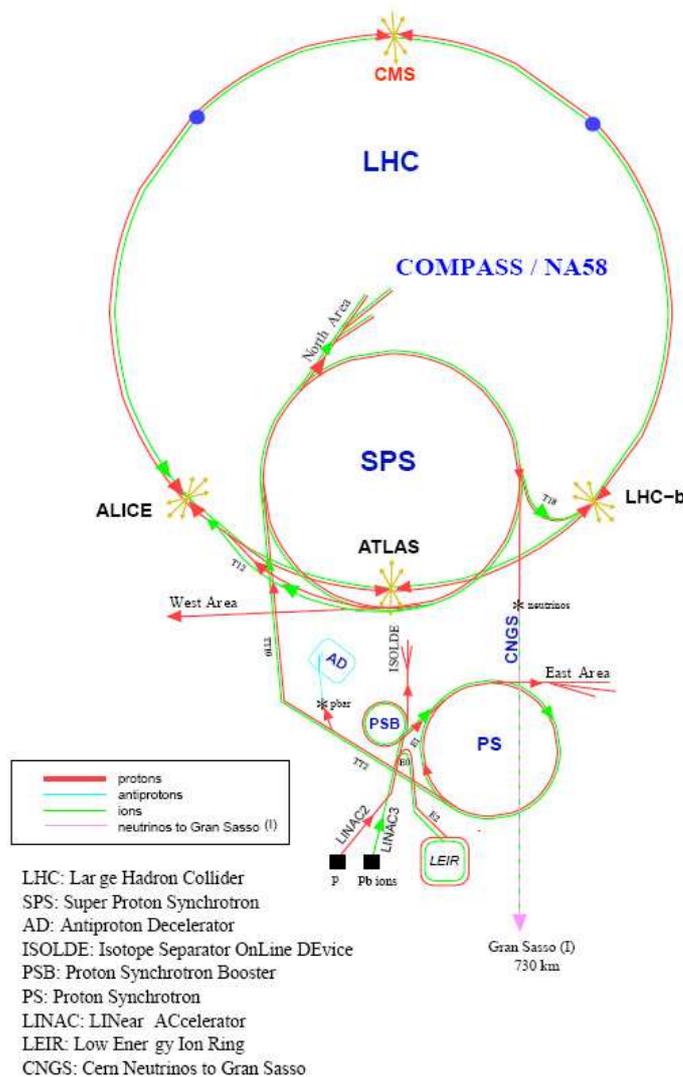
**Abbildung 3.1:** Schematische Skizze der M2-Strahlenführung. Während des Hadronprogramms wird der Hadronabsorber aus dem Strahl gefahren.

Alle Orte im COMPASS-Spektrometer werden durch ein festgelegtes Koordinatensystem eindeutig beschrieben. Die Mitte des Targets bildet den Koordinatenursprung, die  $z$ -Achse ist parallel zum einlaufenden Strahl, d.h. alle

<sup>11</sup>Dieser ist bei dem Myonenstrahl existent, der Hadronenstrahl besitzt dagegen praktisch keinen Halo.

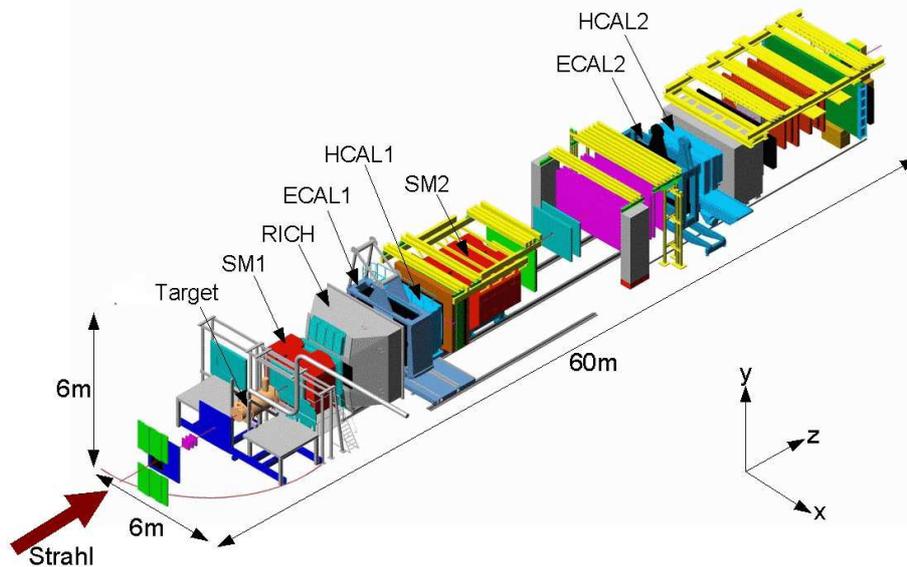
<sup>12</sup>ChErenkov Diferential counters with Acromatic Ring focus

Positionen vor der Targetmitte haben negative  $z$ -Komponenten, alle dahinter positive. Die  $y$ -Achse ist vertikal aufgespannt und zeigt von unten nach oben. Die  $x$ -Achse hat eine horizontale Ausrichtung und ihre Richtung ist so gewählt, dass das Koordinatensystem rechtshändig ist. Einen Bezug zu den beiden Gebirgsketten, dem Jura und dem Salève, erleichtert drüber hinaus die Definition der positiven bzw. negativen  $x$ -Achse.



**Abbildung 3.2:** Die Beschleunigungsstufen des CERN. COMPASS befindet sich in der Halle 888 der North-Area.

## 3.2 Das Spektrometer



**Abbildung 3.3:** Das COMPASS-Spektrometer im Überblick. Erwähnt seien die stetigen Modifizierungen und die damit einhergehenden Wandlungsprozesse.

Das COMPASS-Spektrometer ist, wie in Abb. 3.3 zu erkennen, in zwei Stufen aufgebaut, um so eine gute Auflösung über einen großen kinematischen Bereich zu gewährleisten. Die erste Stufe in der COMPASS-Halle, das **L**arge **A**ngle **S**pectrometer (LAS) ist für große azimuthale Streuwinkel und kleine Teilchenenergien ausgelegt und hat eine Akzeptanz von  $\pm 180$  mrad. Hinter dem Magneten SM1 mit einer integrierten Feldstärke  $\int \mathbf{B}dl$  von 1 Tm befindet sich ein RICH<sup>13</sup>-Detektor, der zur Teilchenidentifikation von geladenen Hadronen im Impulsbereich von einigen wenigen GeV/c bis zu 50 GeV/c vorgesehen ist. Das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 und das hadronische Kalorimeter HCAL1 bilden mit einem Myonfilter das Ende der ersten Spektrometerstufe. Einen nahezu analogen Aufbau, mit Ausnahme des RICH, besitzt die zweite Stufe, das **S**mall **A**ngle **S**pectrometer (SAS). Dieses zweite Spektrometer benutzt den Dipolmagneten SM2, der mit einer größeren integrierten Feldstärke von bis zu 4,4 Tm betrieben wird, um eine gute Impulsauflösung zu erreichen. Das SAS ist konzipiert für Teilchen mit hohen Impulsen ab 5 GeV/c, die daher kleine Winkel ( $\pm 30$  mrad) zur Strahlachse

<sup>13</sup>Ring Imaging CHerenkov detector

aufweisen. Auch hier schließt ein elektromagnetischer und hadronischer Kalorimeter sowie ein Myonfilter diesen Bereich ab.

Die meisten Detektoren, die bevorzugt symmetrisch um den Strahl platziert sind, haben aufgrund der hohen Ratenbelastung im Strahlbereich ein Loch bzw. sind dort deaktiviert [12]. Durch die unterschiedlichen physikalischen Inhalte der COMPASS Forschung unterliegt das Spektrometer stetigen Wandlungsprozessen und Modifizierungen. Aus diesem Grund sind alle Nachweiselemente auf beweglichen Schienen montiert, die sowohl longitudinal, als auch transversal zur Strahlachse bewegt werden können. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Spektrometer-Komponenten kurz vorgestellt. Es sei erwähnt, dass sich eine vollständige Beschreibung des bisherigen Aufbaus mit den Modifikationen in [13],[14] und [15] finden lässt.

### 3.2.1 Spurdetektoren

Im COMPASS-Spektrometer gibt es eine Vielzahl von verschiedenen Spurdetektoren, die aufgrund der benötigten präzisen Teilchenspurmessung zum Einsatz kommen. Mit ihrer Hilfe lassen sich die Trajekturen der gestreuten Teilchen mittels der Ergründung der Orts- und Zeitinformation bestimmen. Die Teilchenrate fällt stark mit dem Abstand zur Strahlenachse ab, weshalb man je nach Einsatzort an den jeweiligen Detektoren unterschiedliche Anforderungen stellt. Die Spurdetektoren der beiden Spektrometer-Stufen unterteilt man in drei Untergruppen: in Spurdetektoren für den sehr kleinen (VSAT<sup>14</sup>) und kleinen (SAT<sup>15</sup>) Winkelbereich und in die für die grossen Winkel (LAT<sup>16</sup>). Prinzipiell werden nahe des Strahls Detektoren mit hoher Ratenbeständigkeit und hoher Ortsauflösung verwendet, während in den strahlfernen Regionen großflächige Detektoren mit niedrigerer Ratenstabilität benutzt werden, welche die gesamte Akzeptanz des Spektrometers abdecken. Die Tab. 3.1 stellt die verwendeten Spurdetektoren und ihre technischen Daten zusammen.

---

<sup>14</sup>Very Small Angle Tracker; diese decken einen Bereich bis ca. 3,5 cm von der Strahlachse ab

<sup>15</sup>Small Angle Tracker; diese haben einen Einsatzbereich von 2,5 cm bis maximal 40 cm von der Strahlachse

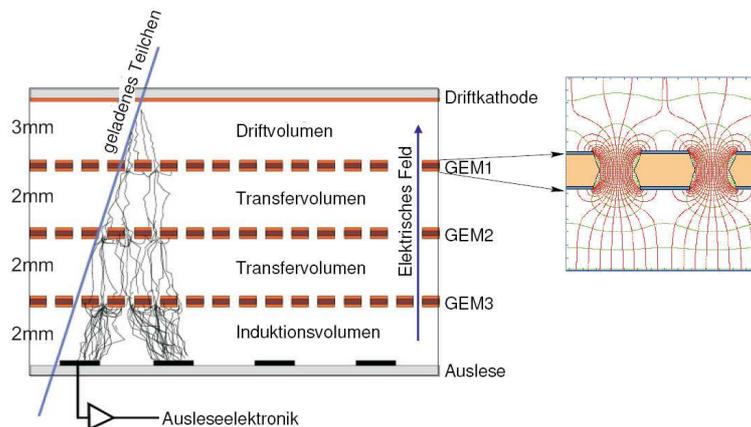
<sup>16</sup>Large Angle Tracker

Detektortyp	aktive Fläche [cm <sup>2</sup> ]	Zeitauflösung $\sigma_t$	Ortsauflösung $\sigma_s$
SciFis	5 × 5	400 ps	130 - 210 $\mu\text{m}$
Si-Detektor	5 × 7	2,5 ns	8-11 $\mu\text{m}$
Pixel-GEM	31 × 31	12 ns	70 $\mu\text{m}$
Micromegas	40 × 40	9 ns	90 $\mu\text{m}$
MWPC	152 × 120		1,6 mm
Driftkammer	180 × 127		(190 - 500) $\mu\text{m}$
Straws	280 × 323		190 $\mu\text{m}$

**Tabelle 3.1:** Die wichtigsten Spurdetektoren im COMPASS-Spektrometer. Entnommen aus [12].

### Detektoren für sehr kleine Winkel

Zur Vermessung des Strahls sowie für den zentralen Bereich um den Strahl werden Detektoren benötigt, die eine hohe Ortsauflösung bieten, um Teilchen bei kleinen Streuwinkel auflösen zu können. Diese Detektoren sind hohen Teilchenraten ausgesetzt. Im COMPASS-Experiment kommen hier Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, Hodoskope aus szintillierenden Fasern (SciFis) und Pixel-GEM<sup>17</sup>-Detektoren (mit einer niedrigen Massenbelegung) zum Einsatz. Da szintillierende Fasern durch ihre feine Segmentierung höchste Raten überstehen, werden sie auch für die Vermessung der Strahlage und des Strahlteilchenimpulses verwendet. Abb.3.4 zeigt den Aufbau eines GEM-Detektors.

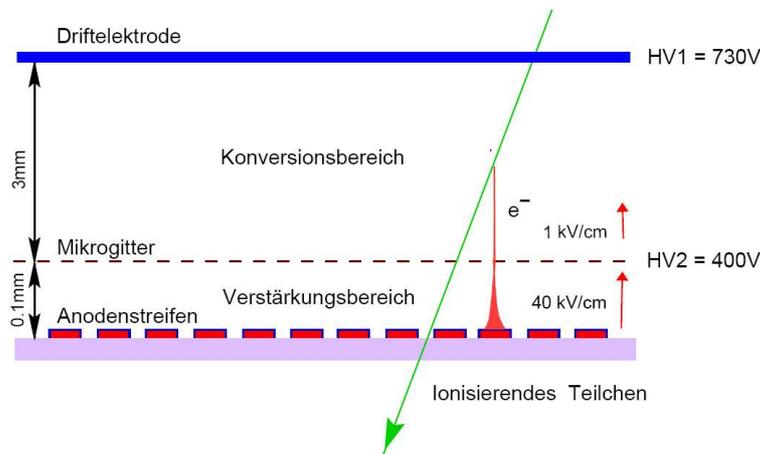


**Abbildung 3.4:** Funktionsweise der GEM-Detektoren [3].

<sup>17</sup>Gas Electron Multiplier

## Detektoren für kleine Winkel

Zwei Detektortypen, die GEM<sup>18</sup>- und MicroMeGaS<sup>19</sup>-Detektoren, finden in der Region kleiner Ablenkwinkel ihren Einsatz. Ihr Nachweisprinzip basiert auf der primären Ionisation eines Zählgases im Konversionsbereich und der Erzeugung einer Lawinenbildung im Verstärkungsbereich, die dann an Anodenstreifen registriert werden. Durch die Trennung von Drift und Verstärkung halten diese Detektoren viel höheren Raten stand als herkömmliche Gasdetektoren. Die nachstehende Abb. 3.5 zeigt das Funktionsprinzip eines Mikrogitterdetektors.



**Abbildung 3.5:** Schematischer Querschnitt durch einen Mikrogitterdetektor. Das einlaufende Teilchen erzeugt in dem Konversionsbereich Elektron-Ion-Paare, welche im Driftfeld getrennt werden. Aufgrund des großen Feldgradienten bildet sich im 100  $\mu\text{m}$  dicken Verstärkungsbereich eine Ladungslawine aus.

## Detektoren für große Winkel

Um Teilchen mit großem Streuwinkel nachweisen zu können, müssen die dafür eingesetzten Detektoren eine große aktive Fläche aufweisen. In diesen Einsatzgebieten sind die Teilchenraten pro Fläche jedoch wesentlich geringer. Diese Anforderungen erfüllen die Vieldrahtproportionalkammern (MWPC<sup>20</sup>),

<sup>18</sup>Diese GEMs besitzen eine zweidimensionale Auslese, bei den Pixel-GEMs lässt sich die Auslese in Streifen oder Pixel aufteilen.

<sup>19</sup>MicroMesh Gaseous Structure

<sup>20</sup>Multi Wire Proportional Chamber

die hier den größten Anteil ausmachen, Driftkammern<sup>21</sup> und sogenannte Straw<sup>22</sup>-Detektoren. Bei den zwei zuletzt genannten Detektortypen kann durch die Messung der Driftzeit der Ladungsträger eine hohe Ortsauflösung, trotz größerer Drahtabstände, erreicht werden.

### 3.2.2 Teilchenidentifikation

Schon vor der Targetregion besteht die Möglichkeit, einlaufende Strahlteilstypen mit Hilfe der schon genannten CEDARs zu bestimmen. Diese Detektoren können zwischen geladenen Hadronen unterscheiden und so  $\pi$ -, K-Mesonen und Protonen identifizieren. Hinter dem Target muss zwischen einer Vielzahl von Teilchen unterschieden werden, unter anderem zwischen den geladenen Leptonen aus den ersten beiden Generationen, Photonen und zwischen geladenen sowie neutralen Mesonen und Baryonen. Das Herzstück für diese Identifikation ist der RICH-Detektor, aber auch eine Kombination von massiven Hadronenabsorbern mit Spurkammern und Kalorimetern sowie ein Rückstoßprotonendetektor kommen für diese Tätigkeit zum Einsatz. Die Identifikation der Rückstoßprotonen erfolgt durch einen Flugzeitdetektor, der um das Target positioniert ist mit gleichzeitiger Energieverlustmessung. In dieser Region spielt auch die Unterscheidung zwischen Protonen aus dem Target, Pionen und  $\delta$ -Elektronen eine Rolle.

Myonen werden jeweils am Ende der beiden Spektrometerstufen über die Spurmessung vor und hinter den Hadronenabsorbern identifiziert. Diese bestehen aus den beiden jeweiligen Kalorimetern und einer 600 mm dicken Eisenwand in der ersten Stufe und einer 2,4 m dicken Betonwand in der zweiten Stufe. Wird hinter diesen Muonwalls ein Teilchen nachgewiesen, so handelt es sich, angesichts seiner minimalen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, um ein Myon.

#### Der RICH-Detektor

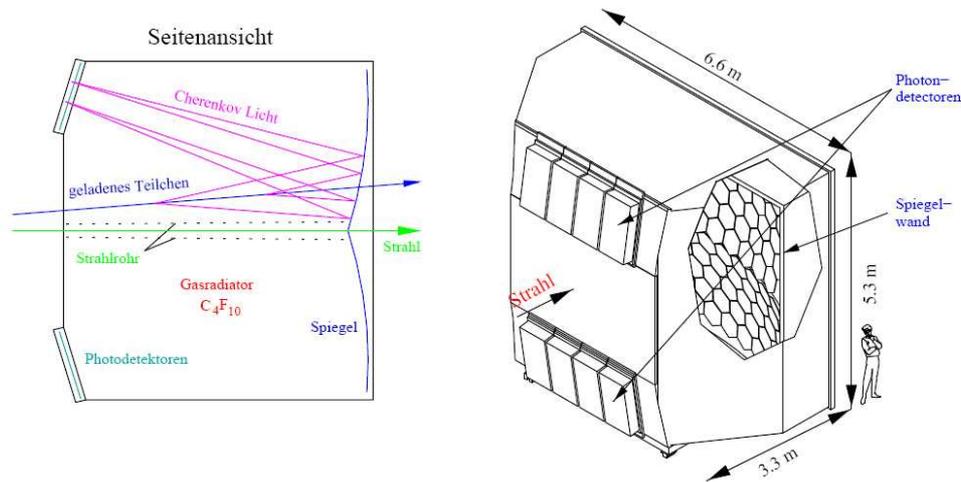
Zur Identifizierung der Teilchenart über die Masse bilden zwei Komponenten eine notwendige Voraussetzung: Zum einen der Impuls der Teilchen, der durch die Spektrometern magneten bestimmt wird. Die zweite wichtige und ergänzende Komponente stellt die Geschwindigkeit dar. Die Messung der Teilchengeschwindigkeit geschieht indirekt mit einem großvolumigen RICH-Detektor, der sich den Čerenkov-Effekt, welcher in Kapitel A.4 beschrieben wird, zu Nutze macht. Die Abb. 3.6 zeigt eine Skizze des Detektors und seine

---

<sup>21</sup>Die „Saclay“-Driftkammern haben eine Ortsauflösung von ca.  $175 \mu\text{m}$ , die sogenannten W4-5-Driftkammern können eine ca. 2 mm genaue Ortsauflösung vorweisen [12].

<sup>22</sup>engl. Stroh; die Geometrie dieser Detektoren ähneln Strohhalmen.

Funktionsweise. Der Detektor ist mit dem Gas  $C_4F_{10}$  gefüllt, welches für Gase mit  $n = 1,00153$  einen hohen Brechungsindex aufweist. Die jeweilige Schwellenenergie für die Ausstrahlung der Čerenkov-Photonen liegt für Protonen bei 17 GeV, für Kaonen bei 8,9 GeV und für Pionen bei 2,5 GeV. Wird ein Čerenkov-Kegel erzeugt, wird dieser durch ein optisches System an der Detektorrückwand auf einem Kreis in der Ausleseebene fokussiert. Aus dem Kreisradius kann man die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmen [16]. Abbildungsfehler lassen sich durch ein im Detektor liegendes Kamerasystem erkennen, welches die Reflexion eines speziellen optischen Musters von den Spiegeln fotografiert. Durch ein Vergleich mit dem Sollbild ist eine spätere Feinjustage der Spiegel möglich. Im Spektrometer lassen sich Teilchenmassen in einem Bereich von 5 GeV bis 50 GeV bestimmen.



**Abbildung 3.6:** Seitenansicht und räumliche Darstellung des RICH-Detektors. Entnommen aus Ref.[3].

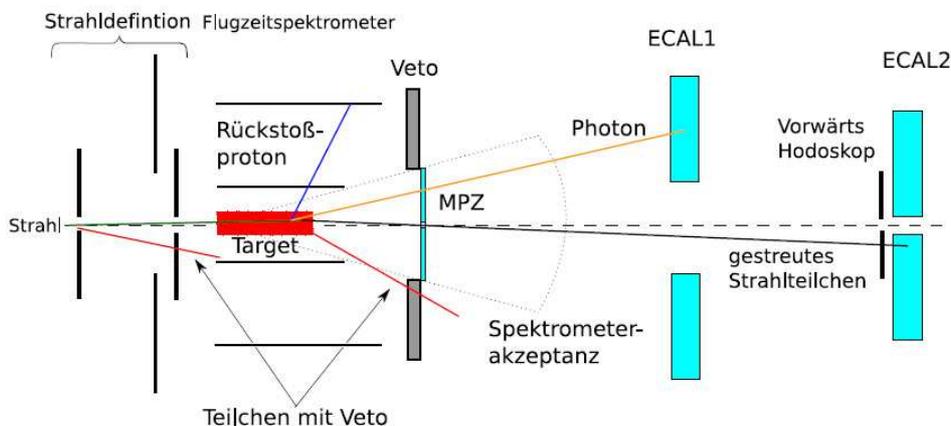
### 3.3 Die Datenauslese und ihre Auswertung

#### 3.3.1 Das Triggersystem

Durch die hohen Datenmengen, die bei einem COMPASS-Run anfallen, ist eine stetige und kontinuierliche Auslese des Spektrometers nicht möglich. Es wird ein Triggersystem zur Vorauswahl verwendet, welches die Spektrometersauslese bei interessanten Ereignissen auslöst. Seine Aufgabe besteht darin, Ereignisse im Experiment zu klassifizieren. So sorgt der Trigger<sup>23</sup> und ein zusätzliches Vetosystem für eine Selektion der Ereignisse des interessierenden

<sup>23</sup> engl.: Auslöser

Prozesses unter gleichzeitiger Zurückhaltung von Untergrundereignissen, die z.B. durch Haloteilchen hervorgerufen werden. Die Detektorinformationen werden in der Ausleseelektronik lediglich zwischengespeichert; nur bei einem Triggersignal werden die Daten ausgelesen und abgespeichert. Somit wird die benötigte Speicherkapazität sowie der Rechenaufwand bei der Analyse der Daten minimiert. Das Triggerkonzept für den Hadronen-Run 2008 sah vor, dass gestreute Strahlteilchen und seine Spur durch Szintillationshodoskope nachzuweisen und sowohl die vier Kalorimeter als auch Szintillationszähler zum Nachweis der Zerfallsprodukte aus Resonanzen einzusetzen. Eine wichtige Rolle spielt zudem die Messung des Rückstoßprotons in der Targetregion. Die beiden elektromagnetischen Kalorimeter werden prinzipiell verwendet, um auf hochenergetische Photonen zu triggern. Hierfür wird eine minimale Energiedeposition in mindestens einem der Kalorimeter gefordert. Durch eine Summierung der Analogsignale mehrerer Bleiglasmodule und einer anschließenden Diskriminierung der Summensignale wird dies erreicht. Im ersten elektromagnetischen Kalorimeter werden jeweils  $4 \times 4$  Module summiert und nach ihrer Diskriminierung mit einem logischen ODER verknüpft. Im ECAL2 werden dafür alle Signale summiert. In der Strahlzeit 2008 wurden diese Komponenten jedoch nicht verwendet.



**Abbildung 3.7:** Skizze des Triggerkonzeptes im Jahr 2008. Dargestellt sind die verwendeten Komponenten [17].

Es sei erwähnt, dass die Ereignissignaturen der zentralen und diffraktiven Produktion die Grundlage für das Triggerschema bilden und sowohl die auftretenden Teilchensorten sowie ihre kinematischen Eigenschaften über die Verwendung der Detektortypen und ihre Position im Experiment entscheiden.

### 3.3.2 Das Datenaufnahmesystem

Bei dem COMPASS-Datenauslesesystem DAQ<sup>24</sup> werden die analogen Detektorsignale schon frühzeitig in der Nähe der Detektoren durch die FE-Boards<sup>25</sup> digitalisiert (entweder durch TDC<sup>26</sup>s oder ADC<sup>27</sup>s) und dann an den sogenannten CATCH-Modulen<sup>28</sup> ausgelesen. Das hat den Vorteil, dass die analogen Signale nicht verlustreich über weite Strecken verschickt werden müssen. Die CATCH-Module sind die Schnittstellen zwischen den Triggerverteiler-System<sup>29</sup> der FE-Elektronik und der Einheit zum Zwischenspeichern der Daten. Die Kommunikation zwischen diesen Komponenten geschieht jeweils über spezielle Schnittstellen, die als Aufsteckkarten für das CATCH implementiert wurden. Der Datenfluss von den Detektoren beginnend bis hin zu den Event-Buildern ist vor und hinter den Schnittstellen durch FIFO<sup>30</sup> vollständig entkoppelt. Liegt ein Triggersignal vor, werden diese Informationen gleich zu einem „lokalen“ Ergebnis verarbeitet (sog. Sub-Eventbuilder) [18]. Danach werden diese Informationen via S-Link an die Auslesepuffer ROB<sup>31</sup>s gesendet. Diese bieten genügend Platz für die Zwischenspeicherung der Daten mehrerer Spills. Im darauffolgendem Schritt werden die Informationen von 12 Eventbuildern zu globalen Ereignissen verarbeitet, wobei die Daten einer gewissen Anzahl von Spills (in der Regel je 200) zu je einem Run zusammengefasst und schließlich auf Datenspeicher geschrieben werden [19]. Sonderbemerkungen, und wichtige Parameter werden in einem Online-Logbook festgehalten. Mit dem Programm Murphy TV ist es darüber möglich, die Datenqualität bereits während der Aufnahme zu prüfen, da es technische Fehler weitgehend erkennt und eine entsprechende Fehlermeldung produziert.

---

<sup>24</sup>**D**ata **A**cquisition **S**ystem

<sup>25</sup>Front-End-Karten

<sup>26</sup>**T**ime to **D**igital **C**onverter; der TDC bestimmt den Zeitpunkt der steigenden oder fallenden Flanke eines diskriminierten Detektorsignals.

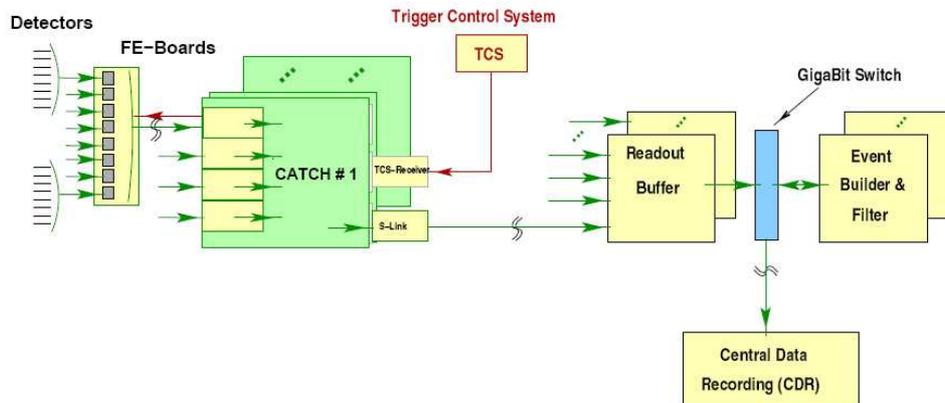
<sup>27</sup>**A**nalog to **D**igital **C**onverter; der ADC tastet die Amplitude des Signals ab und digitalisiert sie.

<sup>28</sup>**C**OMPASS **A**ccumulate, **T**ransfer and **C**ontrol **H**ardware

<sup>29</sup>**T**C**S** = **T**rigg**e**r **C**ontrol **S**ystem

<sup>30</sup>**F**irst **I**n **F**irst **O**ut, dies ist ein Datenspeicher, bei dem die Reihenfolge der gespeicherten Daten bei der Auslese beibehalten wird.

<sup>31</sup>**R**ead **O**ut **B**uffers



**Abbildung 3.8:** Das Datenaufnahmesystem der COMPASS-Kollaboration. Die von den Detektoren kommenden Daten gelangen zu den CATCH-Modulen und werden von dort aus zu den Readout-Buffern weitergeleitet und gelangen schließlich in das Rechenzentrum des CERN [3].

### 3.3.3 Die Datenanalyse

Über das CASTOR<sup>32</sup>-Filesystem des CERN ist es möglich, Zugriff auf die auf Speichermedien geschriebenen Daten zu erhalten, da diese durch das System auf eine Festplatte geschrieben werden. Zunächst wird vor der Analyse eine sogenannte Produktion vorgenommen, wobei mit dem auf C++ basierenden CORAL<sup>33</sup>-Programm die Spuren und die Vertizes rekonstruiert und die Teilchen identifiziert werden. Zur Speicherung der Daten werden diese dann im mDST<sup>34</sup>-Format komprimiert. Darüber hinaus werden hier auch Standard-Histogramme und Logfiles festgehalten, mit denen die Datengüte und die Spektrometerqualität kontrolliert werden können [20]. Das wichtigste Instrument zur Analyse der Daten bei COMPASS ist das Programm PHAST<sup>35</sup>, welches die Informationen aus den mDSTs einliest, sie mit ROOT-Routinen [21] bearbeitet und sie schließlich in Form von ROOT-trees zur Verfügung stellt.

<sup>32</sup>CERN Advanced **STOR**age

<sup>33</sup>COMPASS **R**econstruction and **A**na**L**ysis Program

<sup>34</sup>mini-**D**ata-**ST**orage

<sup>35</sup>**P**Hysics **A**nalysis **S**oftware and **T**ools

## 4 Kalorimetrie

Die Bestimmung der Energie hochenergetischer Teilchen wird *Kalorimetrie* und die dazu entsprechenden Nachweisdetektoren werden Kalorimeter genannt. Trotz der Bezeichnung „Kalorimetrie“ wird im allgemeinen nicht etwa die im Detektor produzierte Wärme bestimmt, sondern die im Anhang A beschriebenen Prozesse. Im COMPASS-Spektrometer wird die Energie der erzeugten oder durchfliegenden Teilchen in den beiden Kalorimeterkombinationen ECAL1 und HCAL1 sowie ECAL2 und HCAL2 gemessen. Diese befinden sich am Ende jeder Stufe des Spektrometers. Da Elektronen und Photonen ihre Energie wesentlich schneller als Baryonen und Mesonen verlieren, befinden sich die elektromagnetischen Kalorimeter vor den Hadronischen. Ein nicht unerheblicher Teil der Hadronen wechselwirkt bereits in den ECALs. Das Material von ECAL1 entspricht in z-Richtung etwa  $1,7 \cdot \lambda_H$ <sup>36</sup>, was bedeutet, dass nur ungefähr 20% der Hadronen diesen Detektor als minimalionisierende Teilchen durchfliegen. Alle anderen hadronischen Teilchen deponieren so bereits ein Teil ihrer Energie im ECAL1 und bilden dort schon ihren Schauer. Alle Kalorimeter sind modular aufgebaut und erlauben so die Bestimmung des Teilchendurchgangsortes.

### Die elektromagnetischen Kalorimeter

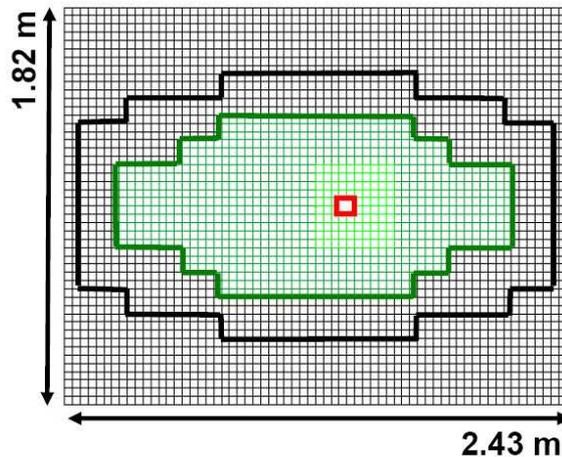
Dem ECAL1, bestehend aus homogenen Bleiglas-Modulen, ist Kapitel 4.2 gewidmet. Das zweite elektromagnetische Kalorimeter ECAL2, welches alle unter kleinen Winkel gestreute Teilchen detektiert, wurde für die Hadronenstrahlzeit 2008 modifiziert. Wegen der höheren Strahlenbelastung und den Raten wurden alle strahlnahen GAM-Bleiglasmodule durch strahlungshärtere *Shashlik*-Module und strahlungsresistenter GAM-Module ersetzt. Eine dazugehörige Skizze zeigt Abb. 4.1. ECAL2 besteht aus  $64 \times 48$  Modulen mit einem im Detektor-Zentrum bestehenden Loch, welches einer Fläche von  $10 \times 10$  Modulen entspricht [3]. Dieses Loch durchläuft der Strahl.

---

<sup>36</sup> $\lambda_H$  bezeichnet hier die hadronische Strahlungslänge. Einen Bezug zu dieser physikalischen Größe findet sich im Anhang B.2.

### ECAL2, 3072 channels:

- GAMS : 1440 chans
- radhard GAMS : 768 chans
- Shashlik: 864 chans

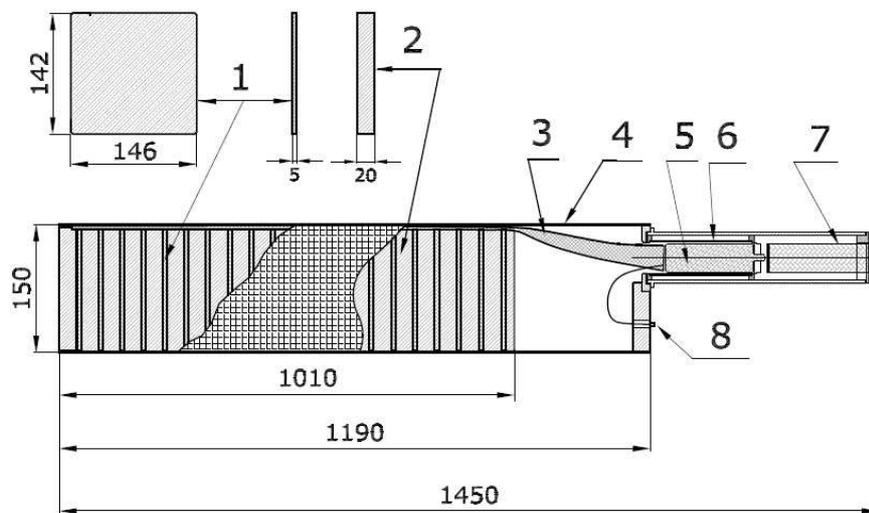


**Abbildung 4.1:** Frontansicht des ECAL2 [22]. Im äußeren Bereich liegen die GAM-Gläser, im mittleren Bereich wurden strahlresistentere GAM-Gläser positioniert. Unmittelbar um das Strahlloch herum befinden sich die Shashlik-Module.

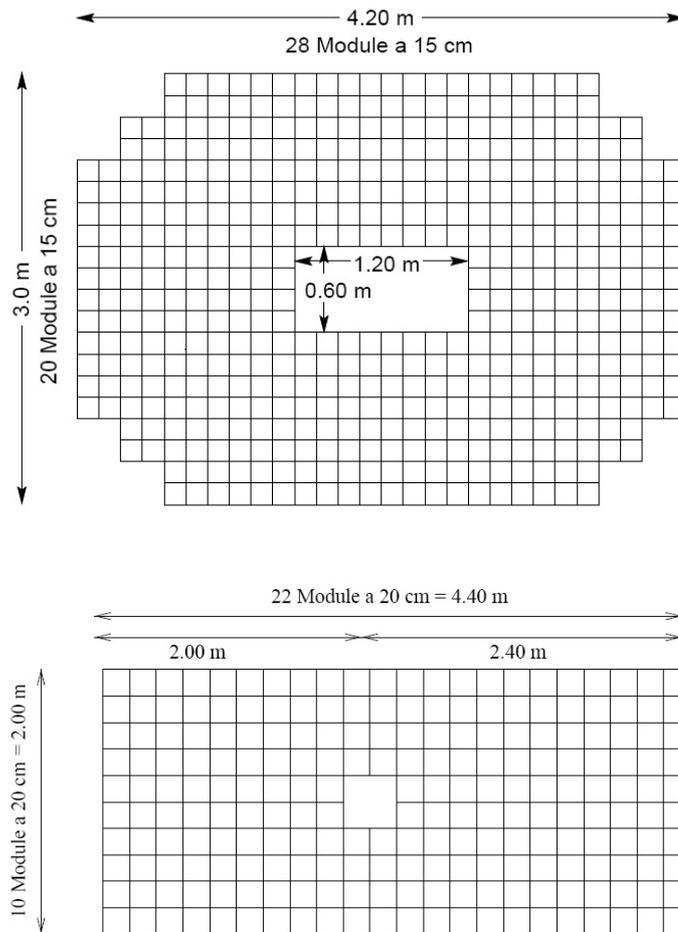
### Die hadronischen Kalorimeter

Die Abmessungen von HCAL1 und HCAL2 sind in Abb. 4.3 gezeigt. Die HCALs bestehen unter anderem aus, in  $z$ -Richtung, 40 alternierenden Schichten aus 20 mm Eisen und 5 mm Plastikszintillatoren, sogenannten Eisen-Szintillator Sandwichkalorimetern (SW) (siehe Abb. 4.2). Diese Module entsprechen einer Dicke von  $4,8 \cdot \lambda_H$ . Wie im Anhang B.2 beschrieben, dient Eisen als guter Konverter, in dem die eintretenden Teilchen ein Hadronenschauer erzeugen, der dann im Szintillator nachgewiesen wird. Das erzeugte Licht aus den Szintillatoren wird über einen Lichtleiter ausgelesen, der gleichzeitig als Wellenlängenschieber dient, um das Szintillatorlicht an die spektrale Akzeptanz bzw. in den optimalen Operationsbereich der dahinterliegenden Photomultiplier anzupassen. Der Aufbau des zweiten hadronischen Kalorimeter ähnelt dem des Ersten. Dieses Kalorimeter ist rechteckig aus  $22 \times 10$  Modulen von je  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  Querschnitt zusammengesetzt. Mittig ist eine Auslassung von  $2 \times 2$  Modulen für den Strahl. In diesen Modulen wechseln sich in der Anordnung 25 mm dicke Stahl- mit 5 mm breiten Szintillatorplat-

ten ab. Ein Modul besteht aus 36 bzw. 40 solcher Lagen, was einer Länge von 5 hadronischen Wechselwirkungslängen für Pionen entspricht. Die Szintillatoren werden über wellenlängenschiebende Fasern ausgelesen. Eine solche Faser ist in jede Szintillatorplatte eingelassen und die Fasern eines Moduls werden als Bündel schließlich auf einen Photomultiplier (PM) gegeben [12]. Alle vier Kalorimeter besitzen ein LED-Pulsersystem, welches eine Stabilitätsüberwachung während der Strahlpausen erlaubt. Es soll nun kurz auf die Kalibration der Kalorimeter eingegangen werden.



**Abbildung 4.2:** Der schematische Aufbau eines Kalorimeter-Moduls des HACL1 [12]: 1) Szintillator, 2) Eisenplatte, 3) Lichtleiter, 4) Gehäuse, 5) Photomultiplier, 6) Magnetabschirmung, 7) Base, 8) Optische Verbindung für die LED-Kontrolle. Die Abmessungen sind in der Einheit mm angegeben.



**Abbildung 4.3:** Die Frontseiten der beiden hadronischen Kalorimeter. Die obere Skizze zeigt den HCAL1-Detektor, unten ist die Geometrie des HCAL2 zu erkennen. Entnommen aus [12].

## 4.1 Eichung und Überwachung von Kalorimetern

In Großdetektoren für die Hochenergiephysik besteht ein Kalorimeter typischerweise aus mehreren hundert Zählern, deren analoge Ausgangs-Impulshöhen in digitale Informationen mit Hilfe eines ADCs umgewandelt und schließlich gespeichert werden. Es ist selbstverständlich, dass für die Anforderungen der heutigen Experimentalphysik eine gute Eichung (Kalibration) und Überwachung dieser Kanäle erforderlich ist und somit eine große Rolle spielen.

Um die Stabilität der Eichung zu garantieren, müssen während des Experimentes und der Datenaufnahme die Eichparameter ständig kontrolliert werden. Dazu sind spezielle on-line Kalibrationsprozeduren nötig [23]. Wichtig ist nicht nur die Eichung der Zähler untereinander, sondern auch die Stabilität der Verstärkung der Photomultiplier selbst. Hierfür wird eine kalibrierte stabile Lichtquelle benötigt. Am ECAL1 Detektor des COMPASS-Experiments werden dafür *light-emitting-diodes* (LEDs) vom Typ SBR 5501E benutzt. Diese emittieren grünes Licht, da in diesem Wellenlängenbereich die jeweiligen Photomultiplier sehr sensitiv sind und eine hohe Quanteneffizienz aufweisen. Das Signal des monitoring systems entspricht annähernd dem mittleren dynamischen Bereich des ADCs. Es korrespondiert mit dem Signal, welches ein 25 GeV Elektron erzeugen würde [24]. Innerhalb des Detektors liegen die LEDs in kleinen Aluminium-Boxen. Diese sind an der Vorderseite des Kalorimeters aufgesteckt. Die erzeugten Lichtimpulse werden durch Quarzfasern von den LEDs an die Stirnfläche der Bleiglasmodule geführt. Jedem der Bleiglasmodule im ECAL1 Detektor wird eine eigene LED zur Verfügung gestellt<sup>37</sup>.

Die Kalibrierung der Module relativ zueinander erfolgt entweder an einem Teststrahl mit Teilchen bekannter Identität und Impuls oder geschieht mit Hilfe minimal ionisierenden Myonen, die das Kalorimeter durchqueren. Im Niederenergiebereich sind auch  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen von Radionukliden als Eichquellen geeignet. Strahlungsschäden beeinflussen und verändern die Eigenschaften des Kalorimeters. Deshalb muss man solche Effekte bei der Überwachung berücksichtigen und gegebenenfalls mit einbeziehen (siehe Kapitel 6.1).

In der nachstehenden Tab. 4.1 sind die charakteristischen Größen der vier Kalorimeter zusammengefasst.

---

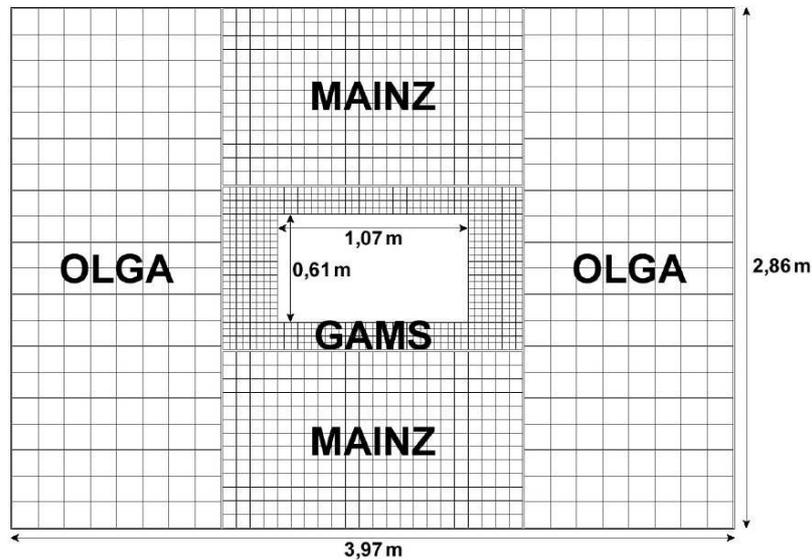
<sup>37</sup>In naher Zukunft wird das momentane LED-Eichsystem durch ein „Laser-monitoring-system“ ersetzt werden. Da mit einem Laser die Möglichkeit besteht eine exakte Wellenlänge anzusteuern, mit der das erhaltene PM-Signal effizienter verglichen werden kann. Aktuelle Studien hierzu lassen sich in [25] finden.

Kalorimeter	Maße [m <sup>2</sup> ]	$X_0/\lambda_H$	Typ
ECAL1	$4,0 \times 2,9$	16 - 23	Bleiglas
ECAL2	$2,4 \times 1,8$	16	Pb-Glas/Shashlik
HCAL1	$4,2 \times 2,8$	4,8	Fe-Szint. SW
HCAL2	$4,4 \times 2,2$	4,8	Fe-Szint. SW

**Tabelle 4.1:** Die Eigenschaften der Kalorimeter [3].

## 4.2 ECAL1

In dem elektromagnetischen Kalorimeter der ersten Spektrometerstufe dienen drei unterschiedliche Bleiglasmodule zum Nachweis physikalischer Effekte. Diese Bleigläser werden OLGA-, MAINZ- und GAMS-Module genannt und wurden vor ihrer Installation im COMPASS-Experiment in anderen Experimenten bereits verwendet, da Bleiglas ein teures Medium darstellt. Die Datenblätter der einzelnen Gläser lassen sich im Anhang finden. Die Abb. 4.4 zeigt die Geometrie des Detektors und die Anordnung der Module. Im zentralen Bereich befindet sich eine Auslassung, welche auf die Akzeptanz vom ECAL2 abgestimmt ist.



**Abbildung 4.4:** Der schematische Aufbau und Modulübersicht des ersten elektromagnetischen Kalorimeter [26].

### 4.2.1 Die OLGA-Module

Bereits im NA14-Experiment, zur Messung der tiefunelastischen Comptonstreuung [27] und im WA92-Experiment zur Untersuchung von B-Mesonen wurden diese Module eingesetzt. Das Bleiglas der OLGA-Module ist von Typ SF5, hat einen PbO-Gehalt von 55% und wurde von der Firma SCHOTT AG im Jahr 1985 hergestellt. Diese Module haben mit  $14 \times 14 \text{ cm}^2$  die größte Querschnittsfläche. Ihre Länge misst 47 cm, was einer Strahlungslänge von 18,5 entspricht. Die Querschnittsfläche datiert die Ortsauflösung, und so finden sich die OLGA-Module in dem linken und rechten Bereich des Detektors, da in diesen Regionen die Teilchenrate deutlich niedriger ist. In den OLGA-Modulen werden die Photomultiplier XP2050 benutzt. Diese besitzen einen Durchmesser von 130 mm, der Durchmesser der Photokathode beträgt 110 mm. Prinzipiell wurden die Photovervielfacher für die jeweiligen Module aufgrund von drei wesentlichen Kriterien ausgesucht. Eine Priorität besaß hierbei das Attribut eines optimalen Deckungsverhältnisses zwischen der Stirnfläche des Bleiglases und der Frontfläche des Photomultipliers, um so einem Verlust von Čerenkov-Photonen entgegen zu wirken. Ein weiterer Aspekt betrifft die Optimierung der optischen Lichtausbeute. Die Quanteneffizienz der Photomultiplier sollte ihr Maximum im blauen Spektralbereich aufweisen, da dies der Bereich der Čerenkov-Photonen ist. Des weiteren sollte der Brechungsindex der vergläserten Frontfläche der PMs dem der Bleigläser nahezu entsprechen, um somit Reflexionsverluste zu minimieren. Für die OLGA-Module ergeben sich z.B. aufgrund der Unterschiede in den Brechungsindizes Verluste von ca.:

$$\eta_{R.V.} \cong (1 - R) = 0,89\% \quad \text{mit:} \quad R_{Pbg.,PM} = \frac{1,67^2 - 1,5^2}{1,67^2 + 1,5^2}. \quad (4.1)$$

Die Energieauflösung war bei dem WA92-Experiment [28]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E [GeV]}} \oplus 0,08. \quad (4.2)$$

15 Jahre später, im Sommer 2007, ergaben Messungen der COMPASS-Kollaboration an dem CERN T9 Teststrahl [22] eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,043}{\sqrt{E [GeV]}} \otimes 0,032 \quad (4.3)$$

wobei hier ein Elektronenstrahl mit einer Energie von  $1 \text{ GeV} < E_{\text{Strahl}} < 6 \text{ GeV}$  verwendet worden ist.

### 4.2.2 Die MAINZ-Module

Diese Gläser wurden ursprünglich im Jahr 1988 von der Firma SCHOTT AG für das OPAL-Projekt produziert. Restbestände der Gläser gelangten in das elektromagnetische Kalorimeter des Experimentes WA89<sup>38</sup>. Abb. 4.5 zeigt den Aufbau<sup>39</sup> eines Einzelements. Es besteht aus einem hochpolierten Bleiglasblock der Dimension  $7,5\text{ cm} \times 7,5\text{ cm} \times 36\text{ cm}$ . Das Bleiglas ist vom Typ SF57 und enthält mit 75% deutlich mehr PbO als die anderen beiden Glassorten. Somit ist die Strahlungslänge mit  $X_0 = 1,55\text{ cm}$  auch die Kürzeste. Der Bleiglasquader ist über einen zylindrischen Bleiglaslichtleiter (Höhe = 27 mm, Durchmesser = 60 mm) über eine Silikonklebung<sup>40</sup> an einen Photomultiplier<sup>41</sup> gekoppelt. Für die Verbindung der Photomultiplier an die Kristalle werden ausschließlich optische Fette, Silikonkautschuke oder Kopplungsöle verwendet, da diese Medien eine im gesamten Spektralbereich transparente Kopplung erreichen und es so zu minimalen Verlusten an Čherencov-Photonen an der Photokathode kommt. Ein Titanflansch, mit dem der Bleiglasblock verklebt ist<sup>42</sup>, hält eine Kunststoffröhre, die mitsamt einem  $\mu$ -Metall-Tubus, der innen an die Plastikröhre angelagert ist, den Photomultiplier umschließt. Das  $\mu$ -Metall dient der Abschirmung des Photomultipliers vor Magnetfeldern und kann, um das Multiplerrauschen zu reduzieren, auf Kathodenspannung gelegt werden. Der Photomultiplier mitsamt der Base hat keine direkte mechanische Verbindung zum Tubus und wird über die optische Verklebung<sup>43</sup> am Bleiglaslichtleiter gehalten. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, ist das Bleiglas in eine ca.  $25\text{ }\mu\text{m}$  aluminisierte Mylarfolie gewickelt. Damit keine Aluminiumatome von dieser Folie in das Glas diffundieren können, eine Diffusion beeinflusst den Reflexionsgrad der Čherencov-Photonen an der Glasoberfläche und verschlechtert die Zählcharakteristik, werden die Gläser zusätzlich mit einer speziellen Politur geschützt [29].

Im WA89-Experiment wurde für diese Module eine Energieauflösung von [31]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,07}{\sqrt{E [\text{GeV}]}} \oplus 0,02 \quad (4.4)$$

---

<sup>38</sup>Dieses Experiment untersuchte mit einem  $\Sigma^-$ -Hyperonen-Strahl Baryonen mit Charmquarkanteil.

<sup>39</sup>Die beiden anderen Bleiglastypen haben einen fast analogen Aufbau. Detaillierte Informationen findet man beispielsweise für die GAM-Module in [29] und für die OLGA-Module in [30].

<sup>40</sup>rhodorsil Silicones 40-807

<sup>41</sup>Die MAINZ-Module werden mit Photomultipliern vom Typ Thorn EMI-9236 KB 03 ausgelesen. Die Photomultiplier haben einen 60 mm langen Durchmesser, die Photokathode einen von 54 mm Länge.

<sup>42</sup>Epo-Tek 301-2

<sup>43</sup>SiliGel 601 A+B

beobachtet. Am T9–Strahl wurde für die MAINZ–Module

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,071}{\sqrt{E} [GeV]} \otimes -3,906 \cdot 10^{-10} \quad (4.5)$$

gemessen. Die MAINZ–Module befinden sich in der oberen und unteren zentralen Hälfte des ECAL1. Studien zum SF57 Glas, lassen sich in [31] und [32] finden.

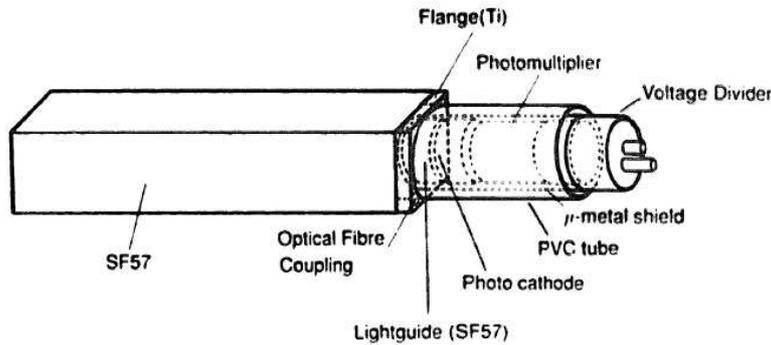


Abbildung 4.5: Das Schema des MAINZ–Moduls.

### 4.2.3 Die GAM–Module

Die GAM–Module wurden in einer großen Anzahl in der Lytkarino Optical Glass Factory hergestellt und in vielen Hochenergie–Experimenten verwendet. So ist z.B. das NA12–Experiment zu erwähnen, welches die Untersuchung neutraler Mesonen zum Ziel hatte und in dem ein Kalorimeter aus 4000 GAM–Modulen genutzt wurde. Diese Module haben mit  $3,8 \text{ cm} \times 3,8 \text{ cm}$  die kleinste Querschnittsfläche. Die Zellgröße ist hier, im Unterschied zu den OLGA– und MAINZ–Modulen, bei denen ein großer Teil der Energie in nur einem Modul nachgewiesen werden kann, kleiner als die typische Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. Das hat einerseits den Nachteil, dass ein beachtlicher Teil der Energie in Nebenmodule entweichen kann, hat aber andererseits den Vorteil, eine präzise Ortsbestimmung des elektromagnetischen Schauers vornehmen zu können. Deshalb liegen diese Module im inneren Zentrum des Kalorimeters. Ein Block ist 45 cm lang und entspricht so 16,4 Strahlungslängen. Ausgelesen werden die Čerenkov–Photonen mit einem Photomultiplier vom Typ FEU-84-3<sup>44</sup>. Dessen Photokathode besitzt

<sup>44</sup>Genauere Angaben zur Elektronik sind in [33] beschrieben.

einen Durchmesser von 34 mm. In [29] lässt sich eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E [GeV]}} \oplus 0,015 \quad (4.6)$$

finden. Am T9–Strahl ergab sich für niederenergetische Elektronen  $1 \text{ GeV} < E_{\text{Strahl}} < 6 \text{ GeV}$  eine Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,054}{\sqrt{E [GeV]}} \otimes \frac{0,031}{E} \otimes 0,019. \quad (4.7)$$

Die Energieauflösung für einen hochenergetischen Positronen–Strahl ( $12,5 \text{ GeV} < E_{\text{Strahl}} < 90 \text{ GeV}$ ) wurde im Sommer 2008 am H2–Teststrahl am CERN durchgeführt. Aktuelle Ergebnisse zu diesem Experiment lassen sich in [34] finden. Tiefgreifende Simulationsrechnungen für diese Bleiglasart wurden von [35] und [36] vorgenommen.

Die wichtigsten Daten der Bleiglasmodule werden in der nachstehenden Tab. 4.2 zusammengetragen.

	<b>GAM</b>	<b>MAINZ</b>	<b>OLGA</b>
Bleiglastyp	TF1	SF57	SF5
PbO–Gehalt	50%	75%	55%
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	3,86	5,51	4,08
$X_0$ [cm]	2,74	1,55	2,54
Molière–Radius [cm]	4,7	2,61	4,3
Brechungsindex $n$	1,65	1,89	1,67
Querschnitt [cm <sup>2</sup> ]	3,82×3,82	7,5×7,5	14×14
Länge [cm]	45	36	47
Länge [ $X_0$ ]	16,42	23,3	18,5

**Tabelle 4.2:** Die wichtigsten Daten der in ECAL1 verwendeten Bleiglasmodule [26].



**Abbildung 4.6:** Die drei Bleiglas-Module, die im ECAL1 ihren Einsatz finden. Von Oben: GAM-, OLGA-, MAINZ-Modul.

## 5 Elektromagnetische Wellen in Materie

### 5.1 Der Brechungsindex

Materie hat Einfluss auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit)  $v_{Ph}$  aller elektromagnetischen Wellen ist im Vakuum gleich. Hier gilt  $v_{Ph} = c$ . Dies ändert sich, wenn eine solche Welle ein Medium durchläuft. Ihre Phasengeschwindigkeit ist dann um den Faktor  $n > 1$  kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Der Faktor  $n$  heißt *Brechungsindex* oder *Brechzahl*

$$v_{Ph}(n) = \frac{c}{n} = c' . \quad (5.1)$$

In Stoffen hängt die Lichtgeschwindigkeit sowohl von der Frequenz  $\nu$  der Lichtwelle (oder wegen  $c = \nu \cdot \lambda$  von der Wellenlänge  $\lambda$ ) als auch von dem Stoff selbst ab. Wegen  $c = c(\lambda)$  wird auch  $n = n(\lambda)$  und somit  $v_{Ph} = v_{Ph}(\lambda)$ , diese Erscheinung heißt *Dispersion*. Somit werden verschiedene Farben des sichtbaren Spektrums verschieden stark gebrochen. Wenn der Brechungsindex stetig vom roten bis hin zum violetten Ende des Spektrums ansteigt, spricht man von *normaler Dispersion*. Sie liegt für die meisten durchsichtigen Stoffe vor. Wenn die Brechzahl für kurzwelliges Licht kleiner ist, als für langwelliges Licht, so liegt eine *anormale Dispersion* vor. Dieses Verhalten ist die Regel in Spektralbereichen starker Absorption.

Die allgemeine Maxwell-Relation verknüpft die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle mit der Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon$  und der Permeabilitätskonstanten  $\mu$  über die Beziehung

$$v_{Ph} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}} . \quad (5.2)$$

Mit der Formel (5.1) und der Definition der Lichtgeschwindigkeit  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$  ergibt sich, dass sich das gesamte Dispersionsverhalten durch eine Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ausdrücken lässt

$$n^2 = \varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0 = \frac{1}{c^2} \cdot \varepsilon\mu \quad \Rightarrow \quad n = \pm\sqrt{\varepsilon\mu} . \quad (5.3)$$

Man kann anhand der Formel (5.3) erkennen, dass der Brechungsindex eine komplexe Zahl ist

$$n = n_{\text{Real}} + n_{\text{Imaginär}} = n_R - i \cdot k . \quad (5.4)$$

## 5.2 Die Dispersion

Eine große Bedeutung in der Optik, spielt die sogenannte *Dispersions-Relationen*, welche die Absorption und die Dispersion von elektromagnetischen Wellen mit dem Real- und dem Imaginärteil der komplexen Brechzahl  $n$  verknüpft:

$$n_R = 1 + \frac{N \cdot e^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot m} \cdot \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2} \quad (5.5)$$

$$k = \frac{N \cdot e^2}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot m} \cdot \frac{\gamma \cdot \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2} \quad (5.6)$$

Diese Größe hängt von der Dichte  $N$  der schwingenden Dipole, d.h. von der Atomdichte des Mediums sowie von der Frequenzdifferenz  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$  zwischen der Frequenz  $\omega$  der elektromagnetischen Welle und der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der schwingenden Atomelektronen und von ihren Massen  $m = m_e$  ab.

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der Dispersion von optischem Glas bietet die Dispersionsgleichung nach *Sellmeier*, die vor allem in der technischen Optik verwendet wird [37]. Diese Gleichung stellt den Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge dar

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (5.7)$$

Wobei die rechte Seite für eine größere Genauigkeit auch um weitere Summanden ergänzt werden kann

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_{i=1}^n \frac{B_n \lambda^2}{\lambda^2 - C_n} \quad (5.8)$$

mit:

$\lambda$	$[\mu\text{m}]$
$B_i ; C_i$	Sellmeier-Koeffizienten
$B$	dimensionslos
$C$	$[\mu\text{m}^2]$ .

Die Koeffizienten werden für das jeweilige Glas experimentell bestimmt. Die Messungen erfolgen mit einem Prismen-Goniometer. Sie werden standardgemäß an Luft bei einer Temperatur von 22°C und bei einem Luftdruck von 1013,3hPa durchgeführt. Deshalb sei zu beachten, dass diese Koeffizienten von äußeren Parametern abhängen<sup>45</sup>.

<sup>45</sup>Einige Firmen bieten daher an, diese Konstanten auch bei anderen Temperaturen, Drücken sowie anderen Atmosphären zu bestimmen; beispielsweise in Stickstoff.

Sellmeier-Koeff.	OLGA (SF5)	MAINZ (SF57)	GAM (TF1)
B <sub>1</sub>	1,4614188500	1,8165137100	1,4030182100
B <sub>2</sub>	0,2477130190	0,4288936410	0,2317675040
B <sub>3</sub>	0,9499958320	1,0718627800	0,9390565860
C <sub>1</sub>	0,0111826126	0,0143704189	0,0105795466
C <sub>2</sub>	0,0508594669	0,0592801172	0,0493226978
C <sub>3</sub>	112,0418800000	121,4199420000	112,4059550000

**Tabelle 5.1:** Die Sellmeier-Koeffizienten für die Gläser SF5, SF57 und TF1 (Typ SF2). Zu beachten ist, dass die Sellmeier-Formel nur Gültigkeit für den Bereich  $\lambda > 365$  nm hat. Die Einheit der Wellenlänge ist für die Angabe der Konstanten dieser Dispersionsformel in  $\mu\text{m}$  gegeben. Entnommen aus den jeweiligen Datenblätter.

Sellmeier entwickelte diese Gleichung 1871 in Anlehnung an die Kramers-Kronig-Relationen, welche den Real- und den Imaginärteil bestimmter meromorpher Funktionen in Form einer Integralgleichung verknüpfen (somit stellen sie einen Spezialfall der Hilbert-Transformation dar).

Darüber hinaus ist eine wichtige und oft verwendete Näherungslösung für Transparenzbereiche die sogenannte *Schott-Formel*

$$n^2(\lambda) = A_0 + A_1\lambda^2 + A_2\lambda^{-2} + A_3\lambda^{-4} + A_4\lambda^{-6} + A_5\lambda^{-8} . \quad (5.9)$$

Die dazugehörigen  $A_i$ -Koeffizienten findet man in entsprechenden Nachschlagewerken und Tabellen.

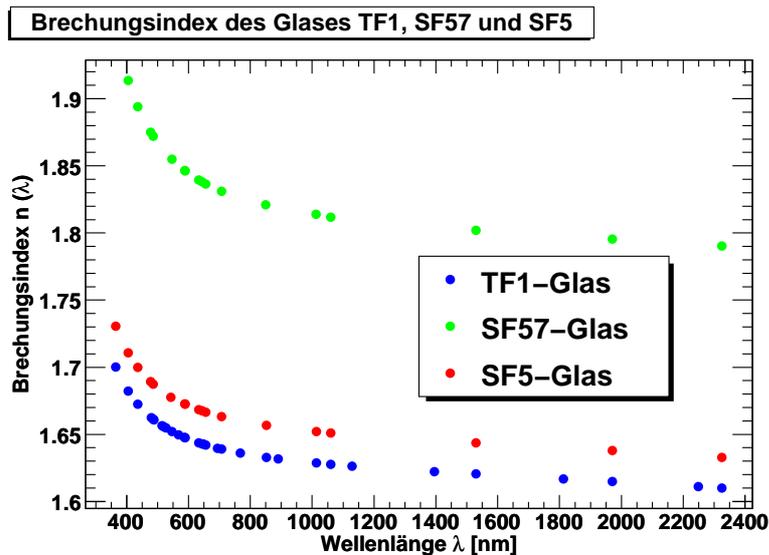
Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, dass der Brechungsindex nicht nur von der Frequenz bzw. der Wellenlänge abhängt, sondern auch eine Funktion der Temperatur darstellt. Dieser Zusammenhang nennt sich Temperatur-Koeffizient des Brechungsindex. Diese Größe kann einen positiven oder negativen Wert annehmen. Die Temperatur-Koeffizienten für den relativen Brechungsindex  $\Delta n_{rel}/\Delta T$  gelten für einen Luftdruck von  $0,10133 \cdot 10^6$  Pa. Die Temperatur-Koeffizienten für den absoluten Brechungsindex  $\Delta n_{abs}/\Delta T$  sind für das Vakuum definiert. Die Temperatur-Koeffizienten für den absoluten Brechungsindex können mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden [37]

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2n(\lambda, T_0)} \cdot \left( D_0 + 2D_1 \cdot \Delta T + 3D_2 \cdot \Delta T^2 + \frac{E_0 + 2E_1 \cdot \Delta T}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right) . \quad (5.10)$$

Die Formel beinhaltet die Größen:

$T_o$	Reverenztemperatur (20°C)
$T$	Temperatur [ °C ]
$\Delta T$	Temperaturdifferenz zu $T_o$
$\lambda$	Wellenlänge im Vakuum [ $\mu\text{m}$ ]
$D_i, E_j, \lambda_{TK}$	Glasspezifische Größen .

Die Konstanten lassen sich für verschiedene Glasstypen in Tabellen ablesen. In Abb. 5.1 wird die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex für die Bleigläser SF5, SF57 und TF1 dargelegt. Bleiglas hat, vergleichsweise mit anderen Čherencov-Medien, einen sehr hohen Brechungsindex und begünstigt so einerseits die Produktion von Čherencov-Licht, andererseits erschwert er die Auskopplung des Čherencov-Lichts aus dem Kristall. Diese Eigenschaften rechtfertigen den Einsatz in einem Kalorimeter.



**Abbildung 5.1:** Der Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Werte wurden den Datenblättern, die sich im Anhang finden lassen, entnommen.

## 5.3 Charakterisierung optischer Gläser

### 5.3.1 Der Zahlencode

Als gebräuchlichste Kenngrößen zur Charakterisierung eines optischen Glases benutzt man den Brechungsindex  $n_d$  im mittleren Bereich des sichtbaren Spektrums sowie die *Abbsche-Zahl*  $v_d$ . Die Abbe-Zahl gibt an, wie groß die Gesamtablenkung eines Lichtstrahls an einem Prisma, im Verhältnis zur Breite des erzeugtem Spektrums ist. Gläser mit einer sehr starken Farbzerstreuung haben daher eine kleine Abbe-Zahl (z.B. Flintgläser), Gläser mit einer geringen Dispersion dagegen eine große (z.B. Krongläser). Ihr reziproker Wert wird oft auch als *relative Dispersion* bezeichnet

$$v_d = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C} . \quad (5.11)$$

Dabei sind  $n_d$ ,  $n_F$  und  $n_C$  die Brechungszahlen des Materials bei den Wellenlängen der d-, F-, C- Fraunhoferlinie (587,6 nm, 486,1 nm, 656,3 nm). Die Differenz ( $n_F - n_C$ ) bezeichnet man als *Hauptdispersion*. Bei einer Spezifikation von optischen Bauelementen werden auch häufig die auf die e-Linie bezogenen Größen  $n_e$  und  $v_e = (n_e - 1)/(n_{F'} - n_{C'})$  verwendet. Entsprechend sind hier die Fraunhoferlinien bei den Wellenlängen  $\lambda_e = 546,07$  nm (grüne Quecksilberlinie),  $\lambda_{F'} = 479,99$  nm (blaue Cadmiumlinie) und  $\lambda_{C'} = 643,85$  nm (rote Cadmiumlinie). In den Datenblättern für Gläser, werden diese Größen mit Hilfe eines Zahlencodes angegeben. Beispielsweise verwendet die Firma SCHOTT AG einen neunstelligen Zahlencode (vgl. Tab. 5.2). Die ersten sechs Stellen weisen auf die optische Lage der jeweiligen Glasart hin und entsprechen dem international üblichen Code. Die ersten drei Ziffern stellen die Brechzahl  $n_d$  dar, die nächsten drei Ziffern beziehen sich auf die Abbe-Zahl  $n_d$ . Die zusätzlichen drei letzten Ziffern weisen auf die Dichte des Glases hin [38].

### 5.3.2 Der Farbcode

Der Farbcode gibt die Wellenlängen  $\lambda_{80}$  und  $\lambda_5$  an, bei denen die Transmission einschließlich der Reflexionsverluste für 10 mm Glasdicke 0,80 bzw. 0,05 beträgt. Diese Werte werden auf 10 nm gerundet und unter Weglassen der Einerstellen angegeben. Der Farbcode 37/33 für das SF5-Glas steht somit für  $\lambda_{80} = 370$  nm und  $\lambda_5 = 330$  nm. Für hochbrechende Glassorten mit  $n_d > 1,83$  beziehen sich die Angaben des Farbcodes, wegen des hohen Anteils der Reflexionsverluste, auf die Transmissionswerte von 70% und 5% [39].

Glasart	$n_d$	$v_d$	Dichte	Glascode
SF57	1,84666	23,83	5,51	847238.551 Bleiglas
SF5	1,67270	32,21	4,07	673322.407 Bleiglas
TF1 (SF2-Typ)	1,647665	33,87	3,86	648339.386 Bleiglas

**Tabelle 5.2:** Die signifikanten Größen einer Glasart. Dargestellt sind die Gläser des ECAL1-Detektors.

## 5.4 Wellen an der Grenzfläche zwischen zwei Medien

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , regt diese in beiden Medien die Atomelektronen zu erzwungenen Schwingungen an. Die ausgestrahlten Sekundärwellen der schwingenden Dipole überlagern sich der Primärwelle und das gesamte Wellenfeld auf beiden Seiten der Grenzfläche kann über die Zerlegung der einlaufenden Welle  $\vec{E}_e$  in eine gebrochene  $\vec{E}_g$ - und reflektierte Welle  $\vec{E}_r$  beschrieben werden. Geht man von einer einlaufenden ebenen Welle aus

$$\vec{E}_e = \vec{A}_e \cdot e^{i(\omega_e \cdot t - \vec{k}_e \cdot \vec{r})} \quad (5.12)$$

erfolgt die Aufspaltung in die beiden Terme

$$\vec{E}_g = \vec{A}_g \cdot e^{i(\omega_g \cdot t - \vec{k}_g \cdot \vec{r})} \quad (5.13)$$

$$\vec{E}_r = \vec{A}_r \cdot e^{i(\omega_r \cdot t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} . \quad (5.14)$$

## Reflexions- und Brechungsgesetz

Bei einem Übergang von einem Medium 1 ( $n_1$ ) in ein Medium 2 ( $n_2$ ) ändert sich die Frequenz  $\omega$  der drei Wellen nicht, da sich die Wellenvektoren in derselben Ebene fortpflanzen. Die Phasengeschwindigkeit und somit auch die Wellenlänge erfährt jedoch eine Änderung. Über die Beträge der Wellenvektoren  $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} = n \cdot \frac{\omega}{c}$  lässt sich das *Snellius'sche Brechungsgesetz* formulieren. Es besagt, dass der Einfallswinkel  $\alpha$  und der Reflexionswinkel  $\alpha'$  gleich groß sind. Zwischen dem Einfallswinkel  $\alpha$  und dem Winkel  $\beta$  der gebrochenen Welle besteht die Beziehung [39]

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1'}{c_2'} = \frac{n_2}{n_1} . \quad (5.15)$$

Aus dem Amplitudenverhältnissen für reflektierte und gebrochene Welle ergibt sich der Reflexionskoeffizient  $\rho$  und der Transmissionskoeffizient  $\tau$ . Für diese Größen werden die jeweiligen Komponenten, senkrecht und parallel zu der Einfallsebene, angegeben

$$\rho_s = \frac{A_{rs}}{A_{es}} = \frac{n_1 \cdot \cos \alpha - n_2 \cdot \cos \beta}{n_1 \cdot \cos \alpha + n_2 \cdot \cos \beta} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (5.16)$$

$$\rho_p = \frac{A_{rp}}{A_{ep}} = \frac{n_2 \cdot \cos \alpha - n_1 \cdot \cos \beta}{n_2 \cdot \cos \alpha + n_1 \cdot \cos \beta} = -\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}. \quad (5.17)$$

Diese Resultate liefern die sogenannten *Fresnel-Formeln*, sie bilden die Grundlage aller Berechnungen für die Reflexion oder Transmission elektromagnetischer Wellen an Grenzflächen zwischen zwei Medien.

### Reflexions- und Transmissionsvermögen

Betrachtet man den zeitlichen Mittelwert  $\bar{I}_e$  der Intensität  $I_e$  der einfallenden Welle in einem Medium

$$\bar{I}_e = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot c'_1 \cdot \bar{E}_e^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot c'_1 \cdot A_e^2 = \frac{1}{2} \frac{n_1}{\mu_0 \cdot c} \cdot A_e^2 \quad (5.18)$$

$$\text{mit: } A_e = (A_s^2 + A_p^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

und den entsprechenden mittleren Wert, für die an der Grenzfläche reflektierte Intensität

$$\bar{I}_r = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_1 \cdot c'_1 \cdot A_r^2 \quad (5.20)$$

lässt sich das Reflexionsvermögen  $R$  der Grenzfläche über

$$R = \frac{\bar{I}_r \cdot \cos \alpha'}{\bar{I}_e \cdot \cos \alpha} = \frac{A_r^2}{A_e^2} \quad (5.21)$$

berechnen.

Das Transmissionsvermögen bei der Transmission einer Welle ergibt sich mit

$$\bar{I}_t = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_2 \cdot c'_2 \cdot A_g^2 = \frac{1}{2} \frac{n_2}{\mu_0 \cdot c} \cdot A_g^2 \quad (5.22)$$

analog zu:

$$T = \frac{\bar{I}_t \cdot \cos \beta}{\bar{I}_e \cdot \cos \alpha} = \frac{n_2 \cdot \cos \beta}{n_1 \cdot \cos \alpha} \cdot \frac{A_g^2}{A_e^2}. \quad (5.23)$$

Der Zusammenhang zwischen Reflexionskoeffizienten und Reflexionsvermögen ist über  $\rho^2(\alpha) = R(\alpha)$  gegeben. Ohne Absorption gilt darüber hinaus:

$$T_p + R_p = 1 \quad (5.24)$$

$$T_s + R_s = 1. \quad (5.25)$$

Aus diesen Relationen erhält man den Zugang zu den Komponenten des Transmissionsvermögens bzw. zu den Komponenten des Transmissionskoeffizienten.

## 6 Theorie der Strahlenschäden

Wie hinlänglich bekannt, ist Glas ein eigener Aggregatzustand. Dieser unterscheidet sich von einem Festkörper dahingehend, dass dieser keine regelmäßige Kristallstruktur aufweist. Glas ist eine *gefrorene Flüssigkeit* bzw. ein Festkörper im *amorphen Zustand*. Aus diesem Grund erweist sich die Analyse von Strahlenschäden im Glas als durchaus komplex [40]. Ein theoretischer Bezugsrahmen greift hier nur unzureichend, da eine eindeutige Strukturanalyse des Glases bisher fehlt<sup>46</sup>. Durch das Hinzufügen von Blei bei der Herstellung von Bleiglas, können jedoch lokale Kristallstrukturen im Glas erzeugt werden. Diese ermöglichen es, die Abhandlung der Strahlenschäden auf der Theorie der Festkörper zu beschreiben. Die Begriffserklärung *Bleiglas* ergibt sich aus der Zschimmer'schen Regel

$$\text{Alkalienanteil: } \%K_2O = (76\% - \%PbO) \cdot 0,72 \quad (6.1)$$

wobei hier der überwiegende Alkalienanteil durch  $K_2O$  eingebracht wird. Das Maß der Schädigung durch Strahlung ist naturgemäß von der Art der Strahlung und dessen Energie abhängig. Schwerere Teilchen können wegen ihrer höheren Ruheenergie eine größere und gravierendere Defektdichte hervorrufen, als leichtere Teilchen. Eine Abhängigkeit der Schädigung ist auch mit der Art und Struktur des bestrahlten Körpers gegeben. Die auf einen Festkörper durch Absorption von Strahlung übertragene Energie wird zu 95% in Wärme umgewandelt<sup>47</sup>. Ein Großteil der interagierenden Strahlungsenergie wird darüber hinaus zur Anregung und Ionisation der Materialatome verbraucht, jedoch liegen auch weitreichendere Effekte vor, da bei einem Festkörper innere und Oberflächenstrukturen vorliegen.

Oberflächeneffekte sind z.B. Abtragung; hier entstehen topographische Veränderungen und Oberflächenunreinheiten, Rückstreuung und Zerstäubung. Die mikroskopischen Strukturveränderungen<sup>48</sup> werden oft unter dem Sammelbegriff *Strahlenschäden* zusammengefasst [43]. Diese deuten zunächst auf Veränderungen in Richtung von Verschlechterungen der Materialeigenschaften hin, wie z.B. Änderungen mechanischer, elektrischer, optischer und thermischer Eigenschaften. Zu den Strahlungsschäden gehören die Punkteffekte,

---

<sup>46</sup>Ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung von Strahlenschäden im Glas wurde 1973 von DeShazer et al. [41] vorgestellt. Auch Bloembergen [42] analysierte den Einfluss von Strahlung auf charakteristische Größen des Mediums Glas.

<sup>47</sup>Da die Erwärmung subatomar unregelmäßig erfolgt, kann es zu erheblichen mechanischen Spannungen kommen, die zu Mikro- und Makrorissen führen. Bei Gläsern kommt es deshalb bei sehr hohen Energiedosisleistungen zu thermischen Spannungen, die im Extremfall ein Glas zerbrechen lassen können.

<sup>48</sup>Bei einem Einsatz geeigneter Strahlung kann auch die makroskopische Struktur verändert werden.

wie Leerstellen oder Vakanzen und Zwischengitterplatzbesetzungen sowie die Versetzung von Gitteratomen in der Form von ein-, zwei- oder dreidimensionalen Fehlordnungen. Bei den Punkteffekten wird zwischen Frenkel- und Schottky-Defekten unterschieden. Beim erstgenannten nimmt ein von einem Gitterplatz gestoßenes Atom einen Zwischengitterplatz ein und bildet mit einer Leerstelle ein sogenanntes Frenkel-Paar. Beim Schottky-Defekt bleiben nur Leerstellen zurück, während die von ihren Plätzen gestoßenen Atome zur Oberfläche hin oder zu anderen Grenzflächen abwandern. Durch Blasenbildung kann es darüber hinaus zu einer Materialausdehnung, also zu einer Dichteverringerung, kommen.

In der Physik unterscheidet man zwei Mechanismen, die zu den Strahlenschäden in einem Festkörper führen.

Unter der Wirkung der ionisierenden Strahlung werden Atome von ihren Gitterplätzen gestoßen. Hadronen und Leptonen implizieren dies in direkten oder Coulomb-Stoßprozessen, Quantenstrahlung über Compton-, Photo- und Paarerzeugung. Ist dabei die Energie der Stoßteilchen wesentlich größer als die für die Verschiebung der Atome notwendige Wigner-Energie, dann können sogar ganze Stoßreihen ausgelöst werden. Nehmen die Atome ihre ursprüngliche Stelle wieder ein, kommt es lediglich zu einem Energietransport, verlässt es hingegen seinen Platz, kommt es zu einem Materietransport. Entstehen durch diese Atome seitliche Stöße mit anderen Teilchen, resultieren zwei- oder dreidimensionale Fehlordnungen. Bei diesen Strukturveränderungen an der Oberfläche können durchaus Atomgruppen abgesprengt werden; diesen Vorgang nennt man „Zerstäubung“ [44].

Ein weiterer Mechanismus ist die Implantation. Die Bestrahlung mit Kernstrahlung kann zum Auftreten neuer Atomsorten im Gitter führen. Hervorgerufen wird dies entweder durch Beschuss mit geeigneten Ionen oder aber durch Auslösung von Kernreaktionen an Gitteratomen. Auch das Heraus-schlagen von Nukleonen oder Protonen kann zu einer Elementumwandlung führen.

Zu den optischen Auswirkungen der Bestrahlung von Festkörpern, besonders bei der Untersuchung von bestrahlten Gläsern, gehört die Veränderung des Brechungsindex und die Verfärbung. Glas, aber auch andere optische Materialien, ändern unter Einfluss von Strahlung ihren Brechungs- und somit ihren Reflexionskoeffizienten. Die Änderung der Brechzahl bei Gläsern kann bis zu 20% betragen, höhere Werte werden jedoch nicht erreicht, da sich bei sehr großen Fluenzen<sup>49</sup> ein Sättigungswert einstellt. Verfärbt sich Glas, ergibt sich eine Einschränkung des transmittierten Lichtspektrums. Ursache dafür sind Punkteffekte oder ihre Kombinationen, die als Farbzentren wir-

---

<sup>49</sup>Fluenz = Energie pro Fläche

ken, denn die bei der Ionisation entstandenen Elektronen und Löcher werden von strukturellen Anomalien des Festkörpers eingefangen und räumlich lokalisiert (trapping)<sup>50</sup>. Durch diese Prozesse werden zusätzliche Elektronenzustände erzeugt, die innerhalb der Energiebandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband liegen. Die gebildeten Defektstellen erlauben zusätzliche energetische Übergänge für Elektronen und erhöhen so die Lichtabsorption des Dielektrikums auf charakteristischen Wellenlängen, wodurch auch das Wort Farbzentren verständlich wird [45]. Es entstehen im Festkörper also zusätzliche Absorptionsbanden. Die Konzentration der Farbzentren sollte zwischen  $(10^{15} - 10^{20}) \text{ cm}^{-3}$  betragen, damit eine deutliche Färbung erkennbar ist. Die Bildung von Farbzentren führt zu regional begrenzten Volumenveränderungen. Die damit einhergehenden Spannungen im Festkörper können ihrerseits eine Zerstörung des Materials herbeiführen und so die Ablationsschwelle senken. In [46] lässt sich die erzeugte Dichte an F-Zentren  $\Delta n_F$  durch eine gegebene Formel berechnen. Hier wird postuliert, dass es bei einer bestimmten kritischen Dichte der F-Zentren  $\Delta n_{F_{cr}}$  zu einer Zerstörung des Materials kommt [47]. Bedauerlicherweise existieren keine Daten für die untersuchten Glasarten TF1 und SF57. Es sei erwähnt, dass es neben diesen genannten noch andere Farbzentren gibt ( $F_{A-}$ , M-, R- und  $V_K$ -Zentren). Es besteht auch die Möglichkeit, dass einzelne Farbzentren zueinander diffundieren und so größere Bereiche bilden.

Einen guten Überblick über Strahlenschäden in Gläsern und Einkristallen, die als Detektormaterial in der Kern- und Hochenergiephysik zum Einsatz kommen, kann man sich in [48] aneignen. Da es sich bei den Bleigläsern im ECAL1-Detektor um reine Cherenkov-Materialien handelt, ist von den angeführten Prozessen im wesentlichen nur der Rückgang und die Einschränkung der Transmission relevant. Diese Tatsache vereinfacht die Beobachtung und Kontrolle von Strahlungsschäden im COMPASS-Experiment.

---

<sup>50</sup>Solche Defekte können sich aber auch spontan bilden (self-trapping).

## 6.1 Strahlenschäden im Kalorimeter

Im Bleiglas lassen sich die Schäden, welche durch Strahlung hervorgerufen werden, an entstandenen Absorptionsbanden und verminderter Transmission erkennen. Nachfolgend können diese Beeinträchtigungen durch spektroskopische Verfahren aufgedeckt werden. Allerdings ist diese Verfahrensweise nicht mehr umzusetzen, wenn die Bleiglasmodule bereits im Detektor installiert und fixiert wurden. Stattdessen wird die Position der elastischen Linie in den aufgenommenen Energiespektren herangezogen. Wird der Transmissionsgrad durch Strahlenschäden reduziert, so verringert sich die effektive Lichtausbeute (durch die entstandenen Absorptionsbanden) und die Position der elastischen Linie wird sich zu niedrigeren Energien verschieben [49]. So dient zum indirekten Nachweis von Strahlenschäden die Beobachtung der Hochspannungsverläufe. Steigen diese während einer Strahlungsperiode an, kann dies als ein Indiz für Strahlenschäden angesehen werden, denn um die Peakposition im Energie-Histogramm zu halten, muss Hochspannung nachgeführt werden. Eine Problematik bei der Erhöhung der Hochspannung aufgrund von Strahlenschäden ist ein vermindertes Energieauflösungsvermögen, da die Photovervielfacher nur bis zu einer maximalen Hochspannung betrieben werden können. Hierbei kommt hinzu, dass sich durch das Anlegen von höheren Spannungen an den PMs die Durchgangszeit durch die Photovervielfacher proportional zum Quadrat der Hochspannung verschiebt und somit den Zeitabgleich in der Ausleseelektronik stört [50]. Zur Reduzierung von Strahlenschäden bietet sich die Möglichkeit der optischen Bleichung. Mit dieser Methode wird im A4-Experiment am MAMI-Beschleuniger an dem Institut der Kernphysik der Universität Mainz verfahren [51]. Im Rahmen dieser Vorgehensweise werden Leuchtstofflampen eingesetzt, welche die beschädigten Kristalle ( $\text{PbF}_2$ ) ausreichend bleichen und so einen Rückgang der zur Kalibrierung notwendigen Hochspannung bewirken. Abhängig von der Beschaffenheit der Strahlenschäden (Absorptionsbanden) in den Modulen wird eine Lichtquelle von unterschiedlichem Spektrum und ausgeprägten Emissionslinien gewählt.

## 7 Voruntersuchungen

### 7.1 Die Messapparatur

Wie in Kapitel 6 erklärt, wird die Güte eines Čherencov-Kristalls allein durch seine optischen Eigenschaften beschrieben. Deshalb wurde die Transmission der Glas-Module als wesentliches Merkmal zur Qualitätskontrolle vermessen. Zur Messung der optischen Transparenz wurde ein Zweistrahl-Spektrophotometer<sup>51</sup> - welches Transmissionsgrad, Absorptionsgrad, diffuse und spektrale Reflexion einer Probe durch den Vergleich mit dem Strahlfluss eines Referenzstrahls ermittelt - mit einer erweiterten Probenkammer<sup>52</sup> verwendet. Durch die geometrischen Ausmaße der Testbox war die Größe der Bleiglasmodule dahingehend determiniert, dass diese auf eine Länge von 9 cm gekürzt werden mussten. Bei der Firma SCHOTT AG wurden die für das Experiment benötigten Module mit einer speziellen Glasfräse auf die passende Dimension zugeschnitten. Das Spektrometer besitzt als Lichtquelle sowohl



**Abbildung 7.1:** Zuschnitt der beiden Gläser TF1 und SF57 bei der Firma SCHOTT AG.

eine Halogen- als auch eine Deuteriumlampe und deckt so einen Wellenlängenbereich von 800 nm bis 200 nm (sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich) ab. Das von der jeweiligen Lampe emittierte Licht wird nach dem Durchlauf einer Spiegel- und Linsengeometrie in einem Monochromator projiziert. Das Zusammenspiel von verschiedenen Spiegeln und dem Gitter im Monochromator ist nach der Theorie von Czerny Turner gegeben<sup>53</sup>.

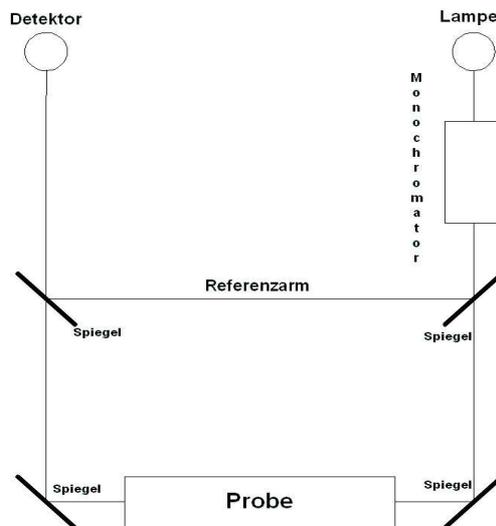
---

<sup>51</sup>Shimadzu UV-2101

<sup>52</sup>Shimadzu MPC-3100

<sup>53</sup>So sind die Spiegel symmetrisch angeordnet, um das durch Linsenfehler hervorgerufene Koma (sphärische Aberration) zu verringern und das holographische Blaze-Gitter mit 1600 Striche/mm sorgt für eine hohe optische Energie und minimalen Streulichtanteil.

Verlässt das monochromatische Licht den Monochromator, wird es durch einen Halbspiegel in einen Probe- und Referenzstrahl zerlegt. Der eine Strahl geht als Referenzsignal direkt in den Detektor, der andere hingegen durchläuft senkrecht die Probe, gelangt dann in eine mit Bariumsulfat beschichteten Ulbrichtkugel<sup>54</sup> und läuft schließlich in den Photomultiplier vom Typ PM-R-928 ein. Beide Signale werden über einen 50 Hz Chopper moduliert [52].



**Abbildung 7.2:** Schematische Darstellung des Strahlengangs im Zweistrahl-Spektrophotometer. Das Licht einer Lampe durchläuft einen Monochromator; der Strahl wird in einen Referenzstrahl und in einen Strahl, welcher durch die Probe läuft, gesplittet. Am Ende werden beide Teilstrahlen mit einem Detektor gemessen und ihr Fluss verglichen.

Der gemessene oder äußere Transmissionsgrad  $\tau$ , das Verhältnis des durchgelassenen Strahlenflusses  $\Phi_T$  zum einfallenden Strahlenfluss  $\Phi_0$ , berechnet sich aus den Strahlungsflüssen des Probenstrahls und des Referenzstrahls, welches das Datenanalyse-Programm<sup>55</sup> des Spektrometers übernimmt. Die Berechnung des Strahlungsfluss  $\Phi = \iint \mathbf{E} d\mathbf{A}$  ermittelt sich als Flächenintegral der gerichteten Bestrahlungsstärke  $\mathbf{E}$  über die Fensterfläche  $\mathbf{A} = 12 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  des Detektors. Weiterhin wird in der CPU<sup>56</sup> des Spektrome-

<sup>54</sup>Unter einer Ulbrichtkugel versteht man eine Hohlkugel, die über einen breiten Spektralbereich hoch und ungerichtet reflektiert und integriert die Strahlung stark divergenter Quellen. Die gestreute Strahlung ist nahezu ideal diffus, und so erfüllt diese Kugel das Lambert'sche Gesetz.

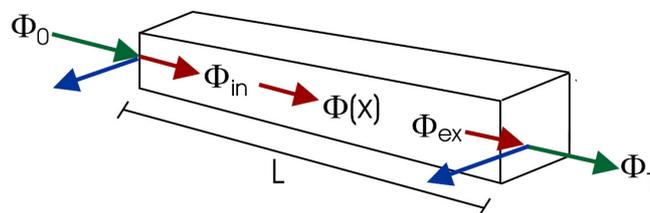
<sup>55</sup>UVPC Standart V3.51

<sup>56</sup>Central Processor Unit

ters ein Dunkelstromabgleich und eine Basislinien-Korrektur vorgenommen. Dafür müssen vor der Bestimmung der Transmission der Bleigläser jeweils Messungen ohne Proben durchgeführt werden. Die so gewonnenen Spektren dienen als Normierung der nachfolgenden Untersuchungen, so dass sämtliche spektralen Charakteristika des Meßsystems entfallen [52]. Die systematische Ungenauigkeit der Apparatur beträgt nach Angaben des Herstellers  $\Delta\lambda = \pm 0,3 \text{ nm}$  mit einer Wellenlängen-Reproduzierbarkeit von  $0,1 \text{ nm}$  und ist somit kleiner als 1%, wobei im kleineren Wellenlängenbereich ( $\lambda < 300 \text{ nm}$ ) größere Ungenauigkeiten auftreten können.

Möchte man das Transmissionsverhalten der Gläser in Abhängigkeit der Wellenlänge studieren, muss beachtet werden, dass es bei jeder Messung zu Reflexionsverlusten an den Stirnflächen der Module kommt. Deshalb wurde die Transmission für Absolutmessungen auf Reflexionsverluste korrigiert, um den inneren oder Reintransmissionsgrad  $\tau^*$  zu erhalten. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis des Strahlungsflusses  $\Phi_{ex}$  direkt vor der Austrittsfläche zum Strahlungsfluss  $\Phi_{in}$  unmittelbar nach der Eintrittsfläche.

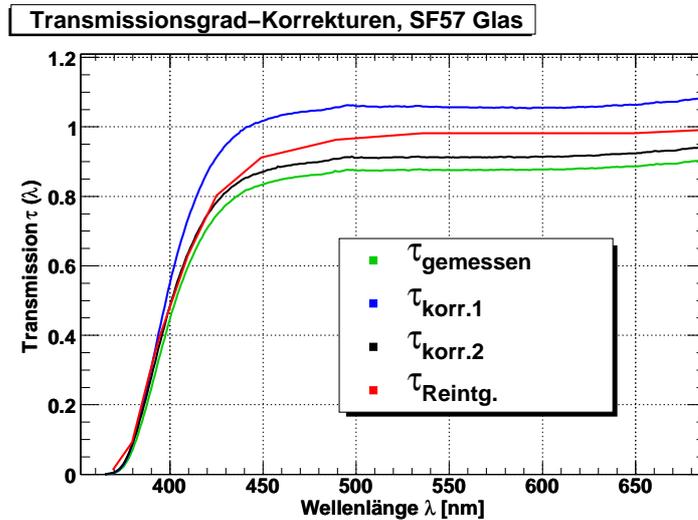
Das Zusammenspiel dieser zwei Größen wird durch den spektralen Reflexionsgrad<sup>57</sup>  $\varphi(\lambda) = \tau(\lambda)/\tau^*(\lambda)$  dargestellt, welchen man aus den Fresnel'schen Formeln (vgl. Kapitel 5.4) erhält. Zur Illustration dieser Größen ist in Abb. 7.3 eine entsprechende Skizze mit den maßgeblichen Strahlungsflüssen gezeigt.



**Abbildung 7.3:** Skizze zur Definition der gemessenen spektralen Größen.

Da der Lichtstrahl nach Angaben des Herstellers einer geringen Auffächerung unterliegt; das Strahlprofil ist  $4 \text{ mm}$  breit und  $11 \text{ mm}$  hoch wurde für die Berechnung des Reflexionsvermögens  $R(\alpha)$  ein Winkel von  $\alpha = 4^\circ$  verwendet. Die Abb. 7.4 stellt für das Glas SF57 die äußere Transmission der berechneten, inneren Transmission gegenüber.

<sup>57</sup>Dieser nahezu konstante Faktor beschreibt die Verluste an den beiden optischen Übergängen und hängt wesentlich von der Oberbeschaffenheit der Gläser ab.



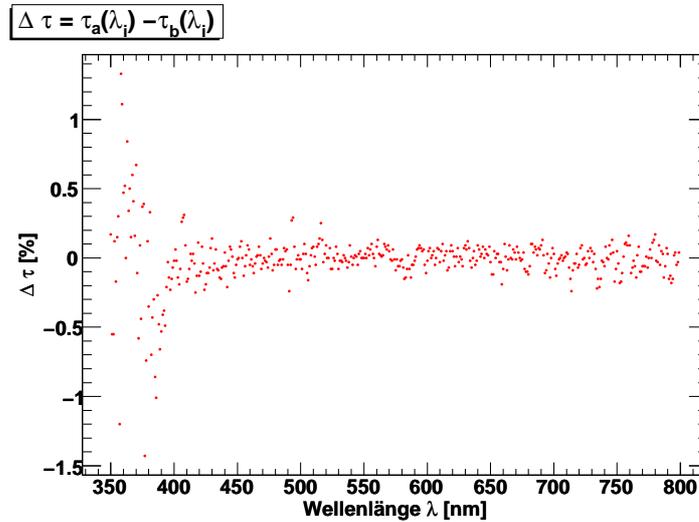
**Abbildung 7.4:** Die Gegenüberstellung des inneren und äußeren Transmissionsgrades.

$\tau(\text{Reintg.})$  stellt die Reintransmission des Glases dar. Entnommen wurden die Werte aus dem SF57-Datenblatt. Die gemessene, äußere Transmission zeigt der Graph  $\tau(\text{gemessen})$ . Um die innere Transmission des Glases zu erhalten, wurden Korrekturrechnungen vorgenommen. Den Graphen  $\tau(\text{korr.1})$  erhält man für  $R(\alpha = 0^\circ)$ , hingegen ergibt sich für  $R(\alpha = 4^\circ)$  der Graph  $\tau(\text{korr.2})$ . Das Nichterreichen des roten Referenzgraphen begründet sich in der leicht gelblichen Verfärbung des Glases.

### 7.1.1 Gütekriterien der Messung

Das Ziel eines jeden Messvorgangs sollte sein, möglichst exakte und fehlerfreie Erhebungsdaten zu erhalten. Aus diesem Grund wurde ein besonderes Augenmerk auf die Gütekriterien der Apparatur und des Messvorgangs gelegt. Zunächst sollte im Rahmen dieser Untersuchung die Reliabilität<sup>58</sup> überprüft werden. Dazu wurde eine exakte Glasposition mehrmals hintereinander spektroskopisch vermessen und die erhaltenen Spektren einerseits übereinander gelegt, um einen ersten optischen Abgleich vorzunehmen. Andererseits wurde, wie in Abb. 7.5 zu sehen, die Differenz  $\Delta\tau = \tau_a(\lambda_i) - \tau_b(\lambda_i)$  der Transmissionswerte für die jeweilige Wellenlänge aus unterschiedlichen Messungen gebildet und prozentual angegeben. Es ergaben sich minimale Unstimmigkeiten, welche im implizierten Toleranzbereich des Herstellers liegen. Somit konnte eine sehr gute Reproduzierbarkeit angenommen werden.

<sup>58</sup>Mit Reliabilität wird das Ausmaß bezeichnet, in welchem wiederholte Messungen eines Objekts mit dem selben Messinstrument die gleichen Werte liefern.



**Abbildung 7.5:** Differenz zweier Transmissionsspektren für eine feste Glasposition. Die größere Abweichung in dem kleineren Wellenlängenbereich ist auf die Ungenauigkeit der Messapparatur in diesem Bereich zurückzuführen. Der Mittelwert der Abweichung beträgt 0,11%. Aufgrund dieser Fehleranalyse ergibt sich die Tatsache, dass für spätere Darstellungen keine Fehlerbalken ersichtlich werden. Die Größe der Fehler skalieren nicht im gewählten Darstellungsbereich.

Ein weiteres Gütekriterium stellt die Winkelmessung dar. Bei allen durchgeführten Messungen wurden die Bleigläser mit ihrer longitudinalen Länge nach, parallel an das Gehäuse der Ulbricht-Kugel gelegt. Um auszuschließen, dass es bei einer leichten Verschiebung der Bleigläser zu unterschiedlichen Messdaten kommt, wurde überprüft, wie sich die Transmissionsspektren ändern, wenn ein kleiner Winkel zwischen Bleiglas und Ulbricht-Kugel vorhanden ist. Sind im Rahmen der Messung die Winkel minimal voneinander abgewichen, konnten keine unterschiedlichen Messergebnisse festgestellt werden. Erst bei einem Winkel von  $6^\circ$  war eine relevante Differenz zu erkennen.

Bevor damit begonnen wurde, das Verhalten von Bleigläsern unter Einfluss von Strahlung zu studieren, wurde die Aufmerksamkeit zunächst einigen Voruntersuchungen gewidmet. Auch wurde das Augenmerk auf deutlich sichtbare äußere Schädigungen, wie beispielsweise Kratzer an der Oberfläche der Gläser oder innere Einschlüsse, wie Blasen oder Aggregate, gelegt. Visuelle Defekte zu diagnostizieren ist wichtig, da diese Parameter die Qualität der Transmissionmessungen stark beeinträchtigen können. So können beispielsweise Kratzer, kleine Sprünge oder Brüche im Glas, die in der Regel während des

Abkühlungsprozesses nach der Schmelze oder aber durch thermische Spannungen als Folge von Energien in einem Hochenergieexperiment auftreten können, das Phänomen der Doppelbrechung von Lichtstrahlen verursachen. Eine Doppelbrechung tritt immer ein, wenn sich der Brechungsindex für verschiedene Polarisations Ebenen in einem Material unterscheidet. Es beruht auf der daraus resultierenden Richtungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts. Daher taucht stets die Doppelbrechung auf, wenn die normale isotrope Glasstruktur eines Körpers durch äußere oder innere Einflüsse deformiert wird.

Auffallend bei beiden Gläsern, deutlicher bei dem MAINZ-Glas, war eine homogene, leicht gelbliche Färbung über das gesamte Glasvolumen. Dieser Umstand lies bereits vorab die Vermutung zu, dass mit einem eingeschränkteren Transmissionsverhalten zu rechnen ist. Zudem wurden wenige, nicht tiefe Kratzer und kleine Schlieren an der Oberfläche beobachtet, was aber unter Berücksichtigung des Alters und der Vielzahl der experimentellen Einsätze der Gläser nicht widererwartend war. Des Weiteren befanden sich minimale, mit bloßem Auge kaum sichtbare, weiße Blaseneinschlüsse, die vermutlich bei der Schmelze, aufgrund unterschiedlicher Temperaturgradienten im Herstellungsprozess, entstanden sind. Diese lagen jedoch in Bereichen, die später nicht spektroskopisch untersucht wurden.

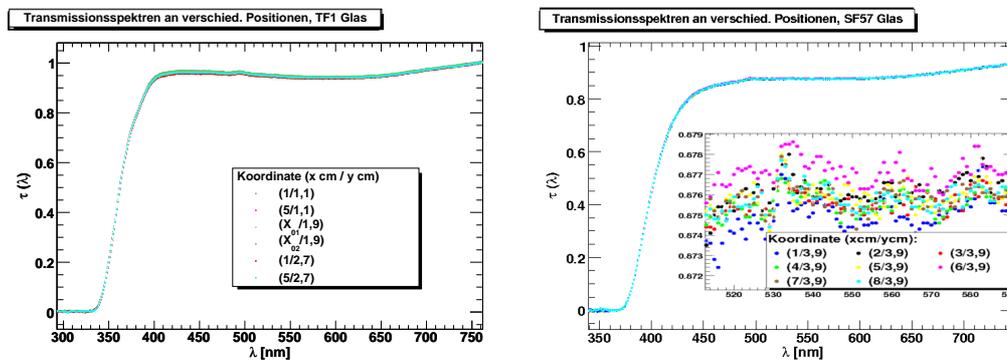
## 7.2 Optische Homogenität

Um ein Glas vollständig in seinem optischen Verhalten beschreiben zu können, wurde damit begonnen, die Gläser an verschiedenen Positionen spektroskopisch zu vermessen um gegebenenfalls innere, nicht sichtbare Störstellen, aufzuspüren. Außerdem dienten diese Ergebnisse als Referenzspektren für nachfolgende Messungen.

Besondere Aufmerksamkeit wurde den Tiefen der longitudinalen Strahlungslängen gewidmet, wobei auch, senkrecht zu dieser Achse, Positionen vermessen wurden. Abb. 7.6 zeigt eine kleine Auswahl von spektroskopisch untersuchten Glaspositionen. Diese Untersuchungen sind wichtig für eine Anwendung des Materials in einem Kalorimeter, da eine gleichmäßige Antwortfunktion und ein gutes Energieauflösungsvermögen des Kalorimeters nur durch eine räumlich homogene Lichtsammeleffizienz erreicht werden kann. Defekte könnten hier zu einer Behinderung führen und den linearen Zusammenhang zwischen der Anzahl der Čerenkov-Photonen und der Primärenergie des nachzuweisenden Teilchens aufbrechen. Dies liegt darin begründet, dass die Schauerentwicklung ein statistischer Prozess ist (vgl. Kapitel A.7) und bei jedem individuellen Schauer die Energie mit einer unterschiedlichen Verteilung im Modulvolumen deponiert wird. Eine nicht homogene Lichtsammeleffizi-

enz bzw. ein inhomogener Transmissionsgrad für verschiedene Glaspositionen führt deshalb zu einer Abhängigkeit der Signalhöhe von der Schauerverteilung. Optische Störstellen können die Čherencov-Photonen bereits im Glas absorbieren oder auf ihre Ausbreitungsrichtung Einfluss nehmen. Eine Simulationsrechnung von [53] ergab für die Čherencov-Medien BaF<sub>2</sub> und PbWO<sub>4</sub> einen maximal erlaubten Transmissionsgradienten von 5%. Diese Ergebnisse können nicht direkt auf die untersuchten Bleigläser übertragen werden, geben jedoch einen guten Anhaltspunkt.

Der Aspekt des Alters der Gläser spielte hier natürlich eine besondere Rolle, da mit Alterungseffekten, wie z.B. Verunreinigungen, Ablagerungen und irreversiblen strahlungsbedingten Schädigungen gerechnet werden musste.



**Abbildung 7.6:** Messungen bei verschiedenen Glaspositionen zur Ermittlung der optischen Homogenität im jeweiligen Glasvolumen. Die Graphen zeigen die Transmissionspektren für unterschiedliche Positionen, die übereinandergelegt wurden, um einen optischen Abgleich zu erlangen. Der linke Graph stellt einige vertikale Positionen in den Vordergrund, wobei die Bezeichnung X<sub>0i</sub> die i-te Strahlungslänge darstellt. Der rechte Graph zeigt einige longitudinal vermessene Positionen.

Die Analyse ergibt für das TF1-Glas einen maximalen Transmissionsgradienten von  $\Delta\tau = 3,7\%$ , für das SF57-Glas errechnet sich eine maximale Differenz von 4,2%.

Im Rahmen der Qualitätskontrolle wurde zudem ein sogenannter „Rands-can“ durchgeführt, um Diffusion von Fremdatomen auszuschließen oder gegebenenfalls aufzuspüren<sup>59</sup>. Dafür wurden die ersten Millimeterbereiche der jeweiligen Oberflächen auf mögliche vorhandene Schäden untersucht, da in

<sup>59</sup>Erheblich genauere Ergebnisse würde eine Neutronenaktivierungsanalyse oder eine Sekundärionenmassenspektrometrie liefern. Solche Untersuchungen könnten für die Zukunft angestrebt werden.

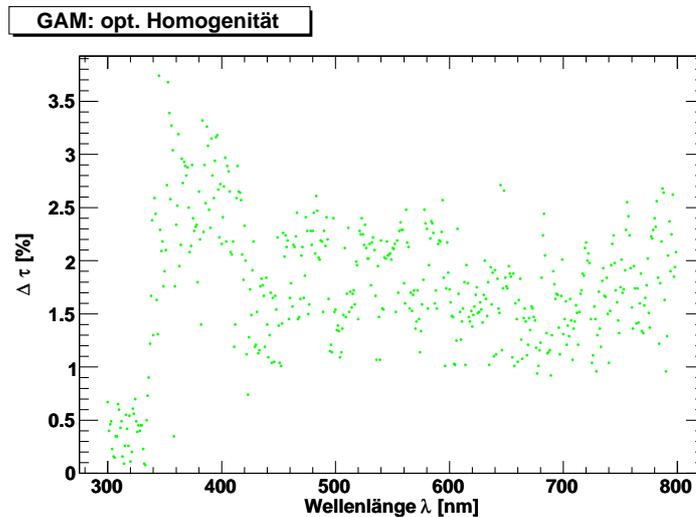
diesen Ebenen ein Verdacht auf eine stärkere Verunreinigung durch Diffusion von Fremdatomen nahelag. Diese Analyse erfolgte in einem dreistufigen Messvorgang.

Im ersten Durchgang wurden die Transmissionsspektren der vorderen Stirnfläche des Testwürfels spektroskopisch untersucht und mit den Transmissionsspektren des Mittelpunktes des zu untersuchenden Würfels verglichen. Darüber hinaus ist die Analyse an der vorderen Stirnfläche deshalb von großem Interesse, da bei der Bestrahlung mit einer niederenergetischen Quelle die Strahlenschäden nur, der Theorie nach (vgl. Kapitel A.2), in den ersten Millimeterbereichen zu erwarten ist [54].

In einem zweiten Schritt wurde die Stirnfläche des Testwürfels mit dem Randbereich der abgeschnittenen Seite verglichen. Diese Äquivalenz wurde vorgenommen, da es sich bei der Stirnfläche des Testwürfels um eine Region handelt, bei der aus fünf Flächen Fremdatome diffundieren können. Dagegen stehen bei der abgeschnittenen Fläche vier Areale als mögliche Ablagerungsflächen zur Verfügung.

Der dritte Teil der Analyse war eine Gegenüberstellung der vorderen und hinteren Stirnfläche des Moduls. Nach der Theorie des elektromagnetischen Schauers deportiert ein Teilchenstrahl den Großteil seiner Energie im vorderen Teil des Moduls. Somit sollten im vorderen Bereich des Moduls größere Schäden vorhanden sein, als im Hinteren.

Durch die Auswertung der Transmissionsspektren konnte sichergestellt werden, dass man von einer räumlichen Homogenität der Gläser ausgehen kann. Innerhalb der Gläser zeigten sich keine signifikanten Unterschiede im Transmissionsverhalten. Ein räumlicher Gradient der Transmission war erstaunlicherweise kaum aufzufassen. Die Maximalwerte in der Transmissionsabweichung für verschiedene Positionen lagen unter 4,2%. In Anbetracht dieser Datenlage kann darauf geschlossen werden, dass die verminderte Transmission auf einem Volumeneffekt basiert, da keine Oberflächeneffekte sichtbar wurden. Abb. 7.7 zeigt exemplarisch die prozentuale Differenz zwischen zwei Transmissionsspektren, die für verschiedene Glaspositionen vermessen wurden. Es zeigt sich, dass über das nahezu gesamte Wellenlängenspektrum Abweichungen auftreten und keine signifikanten Unterschiede in bestimmten Wellenlängen sichtbar werden.



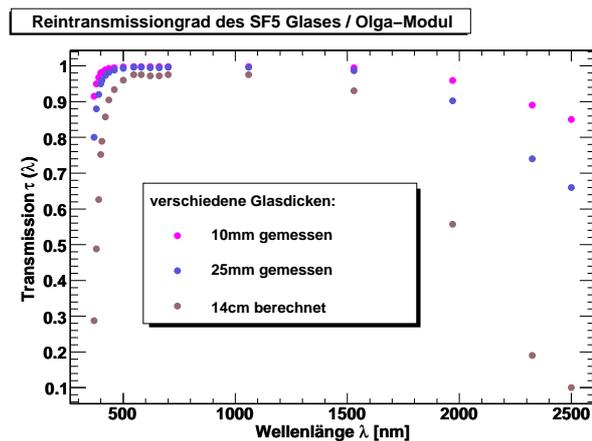
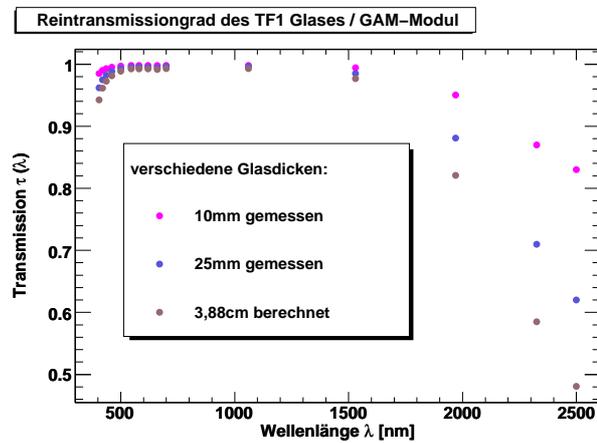
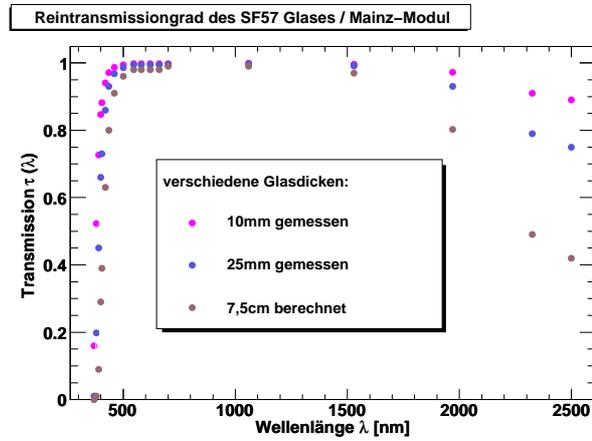
**Abbildung 7.7:** Die prozentuale Differenz der Transmission zwischen zwei Glaspositionen des TF1–Glases. Dargestellt für die vordere Position ( $x = 2 \text{ cm} / y = 2 \text{ cm}$ ) des Moduls und einer hinteren Position ( $x = 42 \text{ cm} / y = 1 \text{ cm}$ ) am Modulende.

Der typische Verlauf der Transmissionsspektren des GAM–Glases sind zwischen 800 nm und 400 nm nahezu konstant und liegen dort bei ca. 95% Transmission (vgl. Abb. 7.6 links). Ein steiler Abfall ist zwischen 400 nm und 320 nm zu beobachten. Unterhalb 320 nm ist die Transmission nahe 0%, wobei kleinere Fluktuationen beobachtet wurden. In den Spektren traten keine Absorptionsbanden auf, die auf eine mögliche Verunreinigung hätten schließen lassen können. Der Verlauf der Transmission für das MAINZ–Glas ähnelt dem des GAM–Glases, jedoch liegt das sich im oberen Wellenlängenbereich befindende Plateau tiefer (vgl. Abb. 7.6 rechts). Gedeutet werden kann dies aufgrund der leicht gelblichen Verfärbung dieses Glases. Hier wird eine Transmission von 90% erreicht. Darüber hinaus liegt der steile Abfall bei größeren Wellenlängen (490 nm - 390 nm), sodass dieses Glas für einen kleineren Wellenlängenbereich transparent ist. Aufgrund der für das GAM–Glas, weiter links liegenden Absorptionskante kann gesagt werden, dass die Lichtausbeute dieser TF1–Gläser besser ist, denn die Anzahl der erzeugten Čherencov–Photonen steigt quadratisch mit abnehmender Wellenlänge an. Der Wellenlängenbereich des Čherencov–Lichts befindet sich bei dem TF1–Glas im Plateaubereich, hingegen ist er bei dem SF57–Glas im Absorptionskantenbereich anzusiedeln.

Wegen der Handhabung und des Umgangs mit den Kalorimeter-Modulen im Laufe der Jahre, nicht zuletzt natürlich wegen des jahrelangen Einsatz-

zes in unterschiedlichen Experimenten und Strahlzeiten, ist die Transmission im ganzen Glasvolumina beträchtlich zurückgegangen. Dies begründet sich, wenn man die Spektren mit den Reintransmissionsspektren aus den Datenblättern (siehe Abb. 7.8) vergleicht und übereinander legt. Zwar ist der, für jedes Glas typische und charakteristische Verlauf zu erkennen, jedoch liegt der obere Plateaubereich für größere Wellenlängen, für beide Gläser, deutlich unterhalb des angegebenen Transmissionsverhalten, welches nach der Produktion der jeweiligen Glasart vermessen wurde. Natürlich dient der Vergleich mit dem angegebenen Transmissionsverhalten nur als grobe Näherung, da die Messungen mit unterschiedlichen Apparaturen und zu unterschiedlichen Zeitpunkten durchgeführt wurden.

Zwei weitere Qualitätsmerkmale für die Gläser wurden zusätzlich herangezogen. Bei den ersten handelt es sich um die Bestimmung der Kantensteilheit, ein Analogon zum Farbcode. Dazu wurden diejenigen Wellenlängen  $\lambda_{10}$  und  $\lambda_{90}$  bestimmt, bei denen der Transmissionsgrad 10% bzw. 90% des Maximalwertes erreicht hat. Die Kantensteilheit ergibt sich durch die Formel  $S = (\lambda_{90} - \lambda_{10})/\lambda_{10}$ . Nach de Notaristefani [48] sollten diese Werte zwischen 25% und 35% für gute Gläser liegen. Für das MAINZ-Glas ergaben sich die Wellenlängen  $\lambda_{10} = 382 \text{ nm}$  und  $\lambda_{90} = 682 \text{ nm}$  und somit eine Steilheit von  $S = 78\%$ . Für das GAM-Glas berechnete sich die Kantensteilheit zu  $S = 14,2\%$  mit  $\lambda_{10} = 345 \text{ nm}$  und  $\lambda_{90} = 394 \text{ nm}$ . Auffallend ist die Tatsache, dass die Kantensteilheit beider Gläser nicht in dem von de Notaristefani deklarierten Bereich liegen. Alternativ lässt sich als optische Qualitätsgüte Überlegungen von Ma und Zhu [53] heranziehen. Hier wird postuliert, dass für eine gute Gleichförmigkeit der Lichtausbeute und damit auch für ein gutes kalorimetrisches Energieauflösungsvermögen die Absorptionslänge  $\Lambda_{Abs.}$  der einzelnen Kristalle nicht das vierfache der Glaslänge unterschreiten sollte. Diese mittlere Reichweite steht mit dem Absorptionskoeffizienten  $k [\text{m}^{-1}]$  über  $\Lambda_{Abs.} = k^{-1}$  im Zusammenhang. Berechnungen zeigen, dass beide Gläser dieses Gütekriterium erfüllen.



**Abbildung 7.8:** Reintransmissionsgrad  $\tau$  für die drei Gläser SF57, SF5 und TF1. Gemessen wurden die Transmissionsspektren für die Glasstärken 10 mm und 25 mm. Aus diesen Daten wurde das Transmissionsverhalten für die jeweiligen Moduldicken berechnet.

## 8 Strahlenresistenz

### 8.1 Dosimetrische Grundlagen, Kernstrahlungsgrößen

Als ein Maß für die von ionisierender Strahlung an einem Medium pro Masseneinheit abgegebene Energie dient die Strahlungsdosis  $D$ . Diese Größe wird von der Strahlung auf das Medium in Anregungs-, Ionisations- oder Kernumwandlungsprozessen übertragen. Sie berechnet sich aus der Differenz der Summe der Energien aller im  $dm$  eintretenden sowie austretenden Teilchen

$$D = \frac{dE_D}{dm} = \frac{dE_D}{\varphi \cdot dV}; \quad [D] = \frac{J}{kg} = 1 \text{ Gy.} \quad (8.1)$$

Eine weitere, übliche Einheit für die Strahlungs- bzw. Energiedosis ist das *rad*. Es gilt:  $1 \text{ rad} \equiv 1 \text{ rd} = 10^{-2} \text{ Gy}$ . In kernphysikalischen Einheiten ergibt sich:  $1 \text{ Gy} = 6,24 \cdot 10^{12} \text{ MeV}$ .

Als Energiedosisleistung  $\dot{D}$  ist die Energiedosis pro Zeiteinheit definiert

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}. \quad (8.2)$$

Mit einer eigens eingeführten Energiedosis *Kerma*<sup>60</sup>  $K$  kann auch die Beschreibung der indirekten Ionisation (z.B. durch Neutronen oder Quanten) erfolgen

$$K = \frac{dE_K}{dm}; \quad [K] = \frac{J}{kg} = 1 \text{ Kerma}. \quad (8.3)$$

Eine weitere wichtige und nützliche physikalische Größe, welche die Wirkung der Strahlung charakterisiert, ist die Expositionsdosis  $\chi$ . Einsatz findet sie vor allem für Quantenstrahlung in Luft. Ist  $dQ_\chi$  die Summe der elektrischen Ladungen aller Ionen eines Vorzeichens, die durch Quanten in einem Massenelement Luft freigesetzt wird, so gilt

$$\chi = \frac{dQ_\chi}{dm}; \quad [\chi] = \frac{C}{kg}. \quad (8.4)$$

Die SI-Einheit dieser Größe steht über:  $1 R = 2,58 \cdot 10^{-4} C/kg$  mit der früher benutzten Einheit Röntgen  $R$  im Zusammenhang. Somit lässt sich die Energiedosis in Luft mit  $D_L = \chi \cdot W_L$  angeben, wobei  $W_L = 5,28 \cdot 10^{-18} J$  die mittlere zur Bildung eines Ladungsträgerpaares erforderliche Energie ist.

---

<sup>60</sup>Der Name dafür leitet sich aus den Anfangsbuchstaben „*kinematic energie released in matter*“ ab. Hier ist  $dE_K$  die Summe aller kinetischen Anfangsenergien, die durch das nur indirekt ionisierende Teilchen freigesetzten ionisierenden Teilchen im Massenelement  $dm$  [1].

Für andere Stoffe lässt sich die Strahlungsdosis durch Multiplikation mit dem Quotienten aus dem Massenschwächungskoeffizienten des Stoffes  $\mu$  und der Luft  $\mu_L$  berechnen

$$D = D_L \cdot \frac{\mu}{\mu_L} \quad . \quad (8.5)$$

Die Exposition  $\chi$  ist proportional zu der Aktivität  $A$  einer punktförmigen Strahlungsquelle und zur der Expositionszeit  $t$ . Wegen des Abstandsgesetzes ist sie darüber hinaus proportional zu  $r^{-2}$ . Daraus ergibt sich der Zusammenhang

$$\chi = \Gamma_\gamma \cdot A \cdot \frac{t}{r^2} \quad . \quad (8.6)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\Gamma_\gamma$  wird  $\gamma$ -Strahlungskonstante genannt. Seine Einheit ist  $(C \cdot m^2)/(kg \cdot Bq \cdot s)$ , in mancher Literatur wird auch zur einfacheren Rechnung die Einheit in  $(Gy \cdot m^2)/(Bq \cdot h)$  angegeben.

Durchläuft eine Strahlung einen Stoff, wird die Energie Portionsweise in Ergebnissen von vielen Stößen abgegeben und übertragen (vgl. Kapitel A). Die Wahrscheinlichkeit für die Stöße hängt von der Ladung, der Masse und der Geschwindigkeit der ionisierenden Teilchen ab. Dies ist der Grund für die unterschiedliche Ionisierungsdichte der verschiedenen Teilchenarten. Je geringer die Geschwindigkeit und je größer die Masse ist; desto größer ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit den Hüllenelektronen, also auch der spezifische Energieverlust pro Wegeinheit; das Bremsvermögen  $dE/dx$ . Da sich die Ionisationsdichte auf dem Weg durch das Medium ändert, bei Ionen gemäß der Bragg'schen Kurve, bei den  $\gamma$ -Quanten nach einem Exponentialgesetz, gibt man für Rechnungen einen Mittelwert an; die linearen Energieübertrag LET (Energietransmission)

$$L = \frac{dE_L}{dx} \quad . \quad (8.7)$$

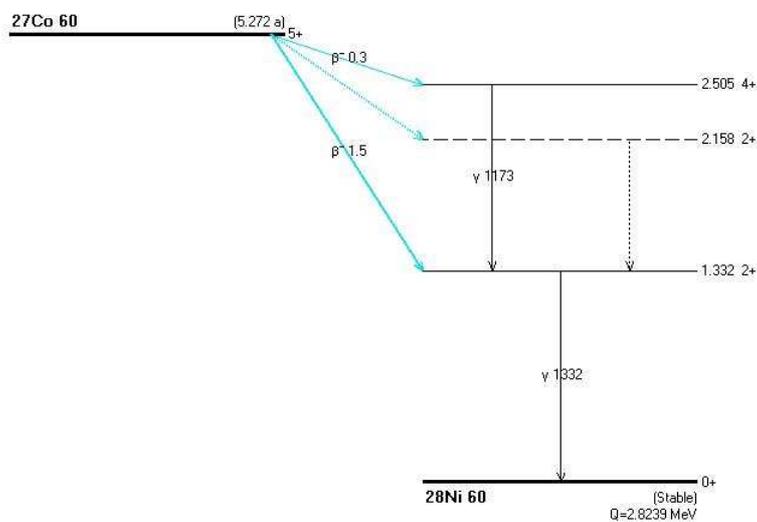
Hier ist  $dE_L$  die von einem geladenen Teilchen bestimmter Energie dem Medium auf der Weckstrecke  $dx$  im Mittel örtlich übertragene Energie. Die LET und der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  unterscheiden sich, da beim Bremsvermögen der gesamte Energieverlust des betrachteten ionisierenden Teilchens berücksichtigt wird, bei der LET jedoch nur der örtlich auf  $dx$  zugeführte.

Die Tab. 8.1 zeigt die wichtigsten, diskutierten Größen für das  $^{60}\text{Co}$ -Nuklid auf.

In Abb. 8.1 erkennt man das Zerfallsschema aus denen die Zerfallsenergien abzulesen sind.

Material	Co-60
Zerfallsart	$\beta^-$
$T_{1/2}$	5,26 a
Nutzstrahlung E	$\gamma$ : 1,333; 1,117 MeV
LET	0,27 keV/ $\mu\text{m}$
zusätzl. Strahlung	$\beta^-$
$\Gamma_\gamma$	$2,50 \cdot 10^{-18} \text{ (C m}^2\text{)/(kg Bq s)}$

**Tabelle 8.1:** Die elementaren Größen des  $^{60}\text{Co}$ -Nuklid [1].



**Abbildung 8.1:** Das Zerfallsschema des Cobalt-Nuklids.

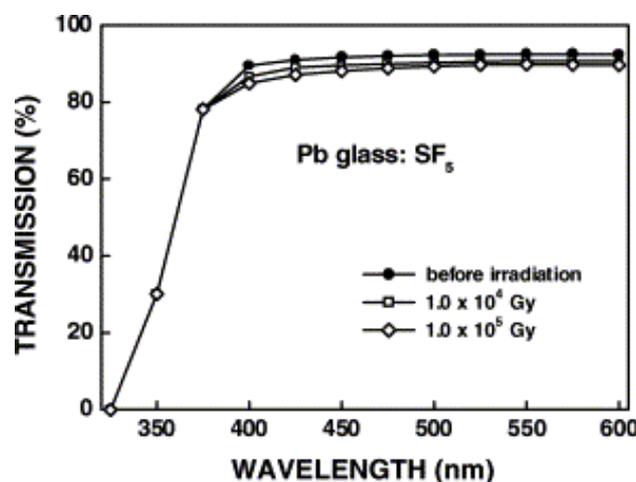
Die Energiedosis, die ein Teilchenstrahl hervorruft, ergibt sich aus der Formel

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{P \cdot T}{\rho \cdot V} = \frac{U \cdot I \cdot T}{\rho \cdot V} = \frac{E}{q} \cdot \frac{n \cdot e}{t} \cdot \frac{T}{\rho \cdot V}. \quad (8.8)$$

## 8.2 Das Verhalten der Bleigläser auf unterschiedlichen Energiedosen

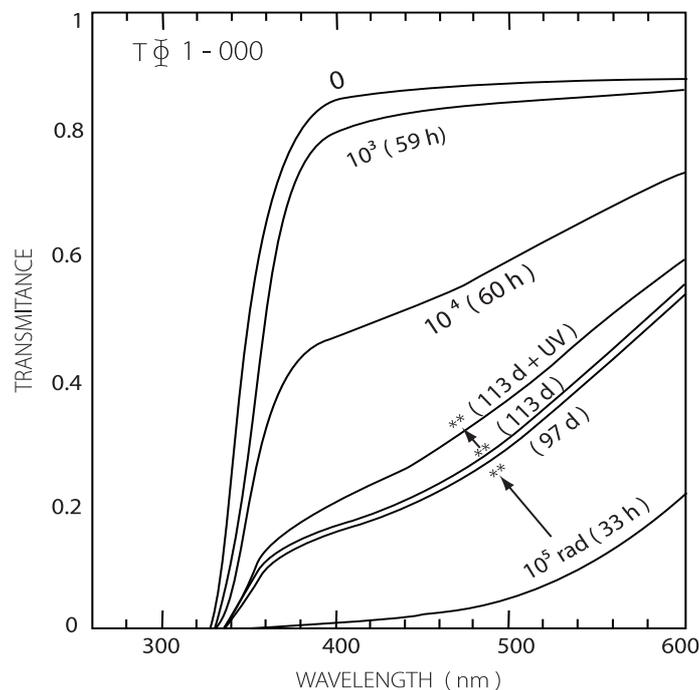
Das Verhalten der drei Bleigläser TF1, SF5 und SF57 auf unterschiedliche Energiedosen, wurde bereits in der Vergangenheit untersucht. Am **J**apan **A**tomic **E**nergy **R**esearch **I**nstitut (JAERI) wurde im Jahr 1993 eine Studie über das Bleiglas TF1 und darüber hinaus über das strahlenresistentere TF101-Glas<sup>61</sup> erhoben. Die Gläser wurden Energiedosen von  $10^3$ ,  $10^4$  und  $10^5$  rad ausgesetzt. Dies geschah mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle sowie an einem 70 GeV  $p^+$ - und 30 GeV  $\pi^-$ - Strahl [55]. Das Reagieren der Transmission auf diese Energiedosen wurde spektroskopisch bei einer longitudinalen Tiefe von 1 cm untersucht. Abb. 8.3 stellt die erlangten Ergebnisse dar.

Das Alterungsverhalten des SF5- und SF57-Glases unter heterogener Strahlung wurde von der Firma SCHOTT AG analysiert. Die Ergebnisse lassen sich in [32] nachlesen. Die Gläser wurden Strahlenbelastungen von 1000, 5000 und  $10^5$  rad ausgesetzt und in einer Glastiefe von 5,05 mm vermessen. Auch hier erkennt man, dass sich die Transmission der Gläser kontinuierlich mit der Strahlenbelastung ändert. Bei allen Messungen wurde die äußere Transmission (diese beinhaltet die Verluste durch Reflexion) angegeben. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit analog verfahren, um einen besseren Abgleich zu gewährleisten.



**Abbildung 8.2:** Das Transmissionsverhalten des SF5-Glases (OLGA) bei verschiedenen Strahldosen [32].

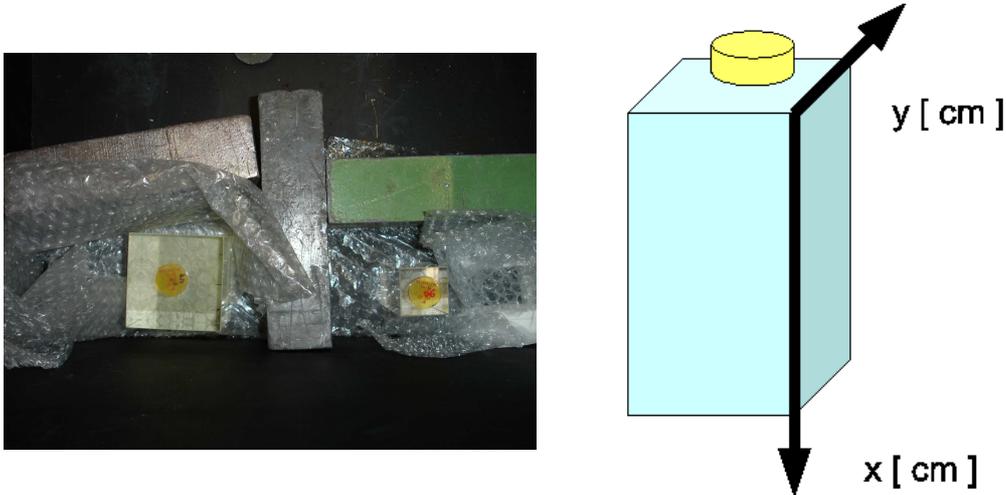
<sup>61</sup>Der Unterschied zu dem TF1-Bleiglas besteht darin, dass diesem Glas 0,2% mehr Cerium während der Schmelze zugeführt wird [3].



**Abbildung 8.3:** Das Transmissionsverhalten des TF1-Glases (GAM) bei verschiedenen Strahldosen und das zeitliche Ausheilen. Entnommen aus [55].

### 8.3 Strahlenschäden durch niederenergetische Elektronen

Im Rahmen der Analyse über das Verhalten von Bleigläsern auf niederenergetische Teilchen, wurden die beiden Testkristalle der Gamma- und Elektronenstrahlung einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle ausgesetzt. Für diese Untersuchung wurde eine *Cockie-Quelle* mit einem Radius von 0,8 cm und einer Aktivität von  $A = 6,59 \cdot 10^5 \text{ Bq}$  eingesetzt und unmittelbar auf den Mittelpunkt der Frontseite des zu untersuchenden Glases gelegt. Die Gläser wurden so mit ihrer longitudinalen Achse parallel zur Symmetrieachse der Quelle und zur Richtung des Photonennflusses bestrahlt. Abb. 8.4 zeigt eine Momentanaufnahme dieser Bestrahlung und erschließt die Geometrie. Die Energiedosisleistung ergab sich mit der Formel (8.2) und (8.6) zu  $\dot{D} = 0,23 \text{ Gy/h}$ . Um eine Strahlendosis im Gy-Bereich zu erhalten, wurde eine Extinktionszeit von 216,7 h gewählt und die Gläser somit einer Energiedosis von 50 Gy ausgesetzt.



**Abbildung 8.4:** Bestrahlung der Gläser mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle.

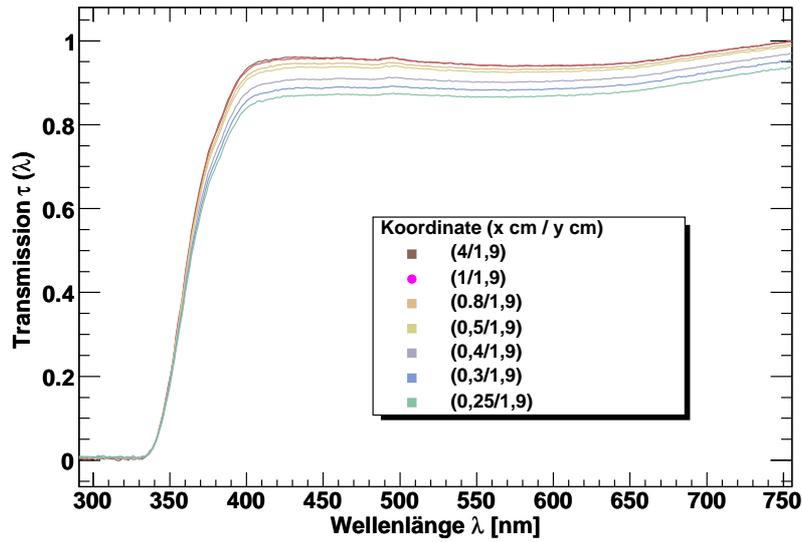
Zu beachten ist, dass für diese Berechnung die Interaktionsquelle als punktförmig angenommen wurde<sup>62</sup>, was der Tatsache jedoch widerspricht und somit hier eine leichte Fehlerquelle hingenommen werden musste.

Wegen der endlichen Größe der Probe war eine unmittelbare Abhängigkeit der beobachteten Strahlenschäden von der Richtung und Position der Transmissionsmessung zu erwarten. Abb. 8.1 zeigt das Zerfallsschema eines  $^{60}\text{Co}$ -Nuklids, daraus sind die durch den  $\beta^-$ -Zerfall gegebenen emittierten Elektronenenergien und den daraus folgenden Gammaabregungsenergien abzulesen. Erwartungsgemäß sollte der Strahlungsfluss der Photonen mit einer gemittelten Energie von 1,2 MeV nicht tief in das Glas eindringen, da bei dieser Energie eine Dominanz des Compton- und Photo-Effekts zu erwarten ist. Durch die große Dichte der Bleigläser wechselwirken die Quanten ausschließlich in den vorderen Bereich der Gläser. Dies bestätigte sich auch bei den gemessenen räumlichen Gradienten der Transmission nach der Bestrahlung. Strahlenschäden wurden nur in den ersten Millimetern der longitudinalen Vermessung beobachtet (siehe Abb. 8.5). Anhand der gewonnenen Transmissionspektren ist zu erkennen, dass nach dem ersten Zentimeter in Glasvolumen keine Irritationen mehr aufzufinden sind.

---

<sup>62</sup>Nach Absprache mit einem Experten aus dem Bereich radioaktiver Strahlung des Institutes der Kernphysik, Universität Mainz sollte die Ungenauigkeit der Energiedosis durch die endliche Größe dieser Cockie-Quellen kleiner als 5% sein.

Transmissionsspektren direkt nach Bestrahlung mit 50Gy, TF1 Glas



Transmissionsspektren direkt nach Bestrahlung mit 50Gy, SF57 Glas

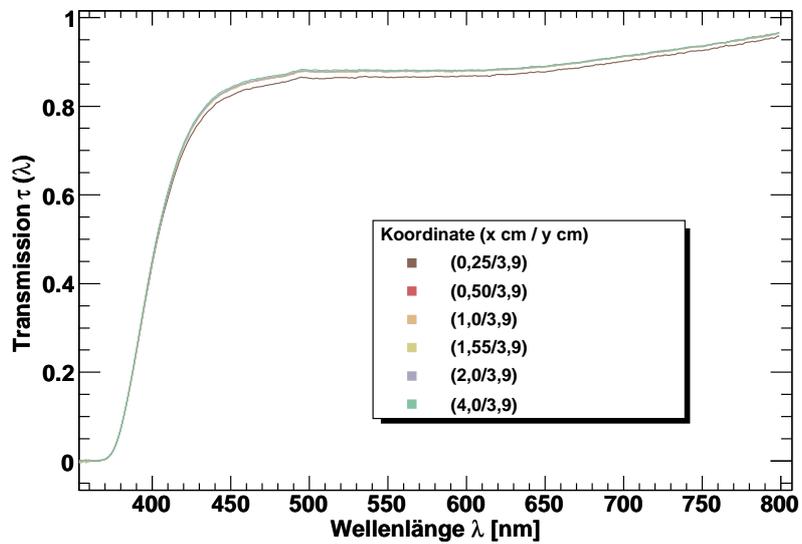
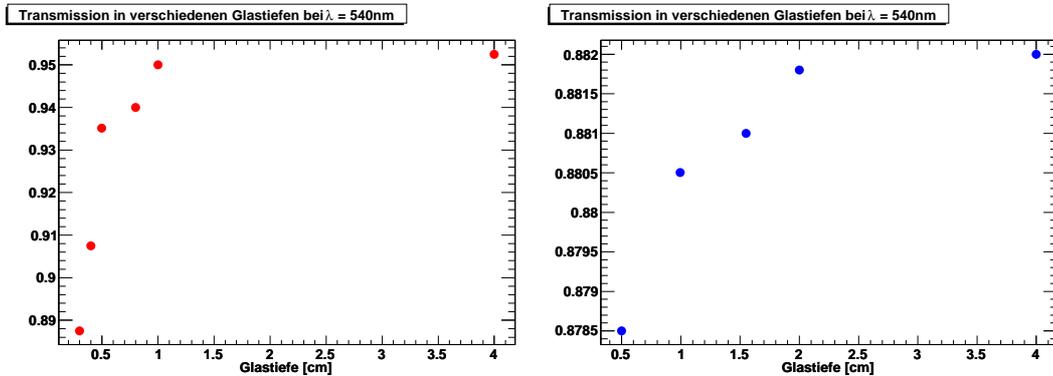
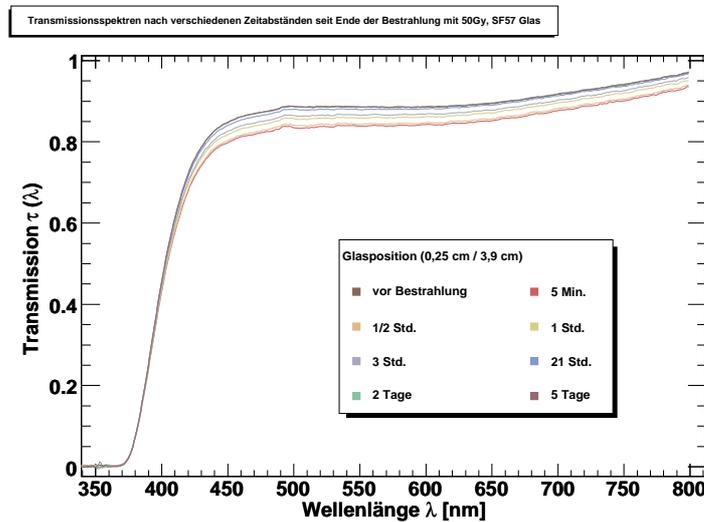


Abbildung 8.5: Transmissionsspektren bei verschiedenen longitudinalen Tiefen. Es ist zu erkennen, dass Schädigungen nur in den ersten Millimeterbereichen auftreten.



**Abbildung 8.6:** Darstellung der Transmission in verschiedenen Glastiefen, exemplarisch für eine feste Wellenlänge. Links: TF1-Glas, rechts: SF57-Glas.

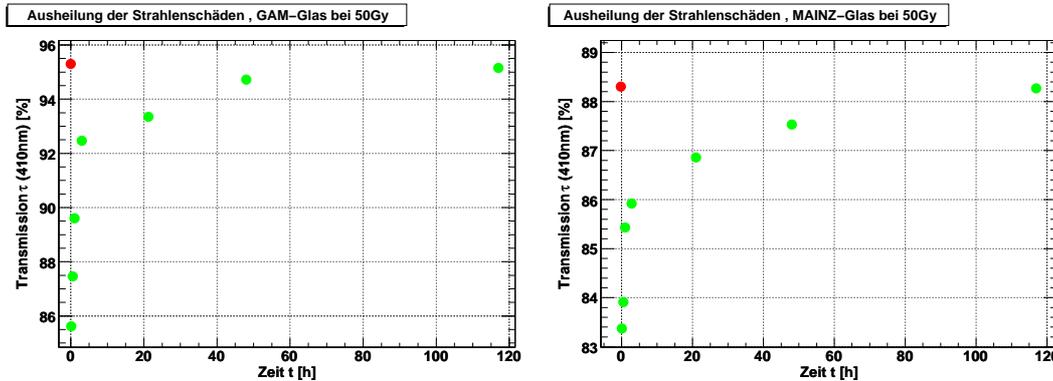
Um die Ausheilung der Strahlenschäden in den Bleigläsern nachzuvollziehen, wurde damit begonnen die bestrahlten Gläser in definierten Zeitabständen spektroskopisch zu vermessen. Zwischen den Messeinheiten wurden die Bleigläser in einem Raum des Instituts für Kernphysik verwahrt und waren so äußeren Einflüssen, wie künstlichem Licht, Tageslicht und Dunkelheit ausgesetzt. Abb.8.7 zeigt den zeitabhängigen Rückgang der Schädigung.



**Abbildung 8.7:** Transmissionsspektren für eine feste Glasposition. Gemessen wurde in unterschiedlichen Zeitabständen seit der  $^{60}\text{Co}$ -Bestrahlung.

Auffallend ist die homogene Rückführung der Transmissionsspektren für die einzelnen Wellenlängen. Dieses Ergebnis ist für eine solche Bestrahlung, in der die Prozesse Compton-Streuung und Photo-Effekt dominieren, nicht

überraschend. In den Arbeiten von C.L. Woody [56] lassen sich Referenzen hierzu finden. Durch dieses Verhalten kann die zeitliche Ausheilung der Gläser in dem jeweilig zu vermessenen Wellenlängenspektrum durch die Wahl bestimmter Wellenlängen exemplarisch angegeben werden [57]. Gewählt wurde die Wellenlänge  $\lambda = 410 \text{ nm}$ . Dies begründet sich zunächst in der Überlegung, dass sich diese Wellenlänge im Čherencov-Wellenlängenbereich befindet. Ein weiteres Argument stellt die Position der Wellenlänge in den Vordergrund, da diese im beginnenden Plateaubereich angesiedelt ist. Ein letzter Punkt, der in die Reflexion mit einbezogen wurde, ist der Umstand, dass die Messapparatur in diesem Bereich keine starken Fluktuationen aufweist.



**Abbildung 8.8:** Zeitliche Regeneration der Gläser nach der  $^{60}\text{Co}$ -Bestrahlung. Exemplarisch sei hier die Zurückgewinnung der Transmission für die Wellenlänge  $\lambda = 410\text{ nm}$  dargestellt. Der jeweilige Koordinatenpunkt bei  $t = 0\text{ h}$  gibt die äußere Transmission vor der Bestrahlung an und gilt als Referenzpunkt für die Ausheilung. Die Fehlerbalken sind aufgrund des geringen Fehlers nicht ersichtlich.

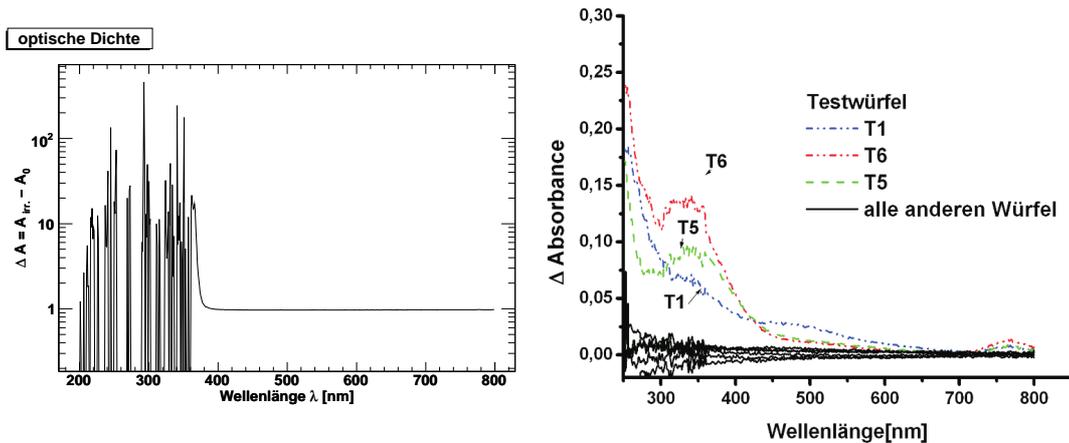
Ersichtlich sind die unterschiedlichen Einbrüche in der Transmission. Für das TF1-Glas beträgt der Rückgang des Transmissionsgrades, direkt nach der Bestrahlung, ca. 10%. Dem gegenüber stehen knapp 6% beim SF57-Glas.

Nach fünf Tagen erreicht das GAM-Glas 99,84% des ursprünglichen Transmissionswertes, bei dem MAINZ-Glas sind es hingegen 99,98%. Diese Werte liegen durch die minimalen Fluktuationen des Spektrometers im Toleranzbereich, daher kann von einer Ausheilung ausgegangen werden. Hierbei ist noch anzubringen, dass der beschriebene Ausheilungsprozess jedoch nicht exakt temporär bestimmt werden kann. Für beide Gläser ist eine Ausheilung, die sich bereits einige Stunden zuvor ereignet hat, anzunehmen. Betrachtet man sich die prozentualen Rückgänge zwischen den unterschiedlichen Zeitpunkten der Messung, ist zu erkennen, dass das TF1-Glas eine schnellere Regeneration durchläuft. Eine physikalische Erklärung hierfür könnte mit dem geringeren Bleigehalt im Glas im Zusammenhang stehen.

Eine weitere Darstellung, in der die Strahlenschäden sichtbar werden, ist die Bestimmung der Extinktion oder optischen Dichte (die Dichte bezieht sich hier auf die Dichte der Verfärbung) auch Absorptivität oder Absorbanz  $A$  genannt. Sie ist ein Maß für die Abschwächung (Schwärzung) einer Strahlung in einem Medium. Sie errechnet sich als Logarithmus aus dem Inversen der Transmission

$$A(\lambda) = -\log \frac{I}{I_0} = \log \frac{I_0}{I} = \log \left( \frac{1}{\tau(\lambda)} \right) = \log O(\lambda). \quad (8.9)$$

Hier ist  $I_0$  der Anteil der einfallenden Strahlung und  $I$  der Anteil der austretenden Strahlung. Die Größe  $O(\lambda)$  symbolisiert die Opazität, und ist eine Größe für die Lichtundurchlässigkeit bzw. für die Trübung eines Stoffes. Sie ist der Kehrwert des Transmissionsgrades  $\tau(\lambda)$ , welcher den Anteil der durchgelassenen Strahlung angibt. In Abb. 8.9 ist die Differenz aus der optischen Dichte der ausgeheilten und der bestrahlten Gläser als  $\Delta A = A_{irr.} - A_0$  dargestellt, exemplarisch für die longitudinale Tiefe  $x = 0,25$  cm. Analysen ergaben, dass die beiden Gläser TF1 und SF57 einen ähnlichen Verlauf aufweisen. Die Absorbanz verläuft im untersuchten Wellenlängenbereich konstant und nahe der Null-Linie, was auf eine relativ geringe Strahlschädigung bei der gewählten Strahlendosis zurück zu führen ist. Bei kleinen Wellenlängen treten Abweichungen auf. Eine Erklärung hierfür ergibt sich aus dem Umstand, dass in dieser Zone der Detektor des Spektrometers<sup>63</sup> nicht reproduzierbar arbeitet. Meist erkennt man dies schon an den Transmissionspektren, die in diesem Bereich einen unruhigen Verlauf aufweisen. Deshalb wurde damit begonnen, für die nachfolgenden Darstellungen einen Schnitt bei  $\lambda = 300$  nm anzusetzen.



**Abbildung 8.9:** Links: Darstellung der optischen Dichte für das TF1-Glas. Aus diesem Graphen lässt sich erschließen, dass keine Absorptionsbanden im Glas existieren. Rechts: Die optische Dichte für einige  $\text{PbF}_2$ -Kristalle, die als Čerenkov-Strahler im Kalorimeter der A4-Gruppe im Institut der Kernphysik an der Universität Mainz ihren Einsatz finden. Diese Kristalle weisen für  $\lambda = 370$  nm eine deutliche Absorptionsbande auf, deshalb lässt sich ein charakteristisches Peak erkennen. Entnommen aus [51].

Entstehen in den Transmissionspektren Absorptionsbanden, werden die-

<sup>63</sup>Wie auch vom Hersteller angegeben

se Defekte bei der Bestimmung der optischen Dichte stärker herausgehoben; es entstehen charakteristische Peaks (vgl. Abb. 8.9 rechts), die gaußförmig spektral verteilt sind (mit der Zentralwellenlänge  $\lambda_i$  und der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_i$ ) [58]. Bei der Bildung mehrerer Absorptionszentren, wird eine Absorbanz von

$$A(\lambda) = \sum_{i=1}^n A_i \cdot e^{-4\ln(2) \cdot \frac{(\lambda-\lambda_i)^2}{\Delta\lambda_i^2}} \quad (8.10)$$

gebildet, wobei die einzelnen Maxima  $A_i$  proportional zur Konzentration  $C_i$  der jeweiligen Farbzentren sind. Über diese Relation kann man auch das Langzeitverhalten der Farbzentren studieren. Die Rekombination der Farbzentren erfolgt nicht über einen exponentiellen Abklingprozess. Stattdessen wird in [59] beschrieben, dass sich ein kinetisches Modell der diffusionslimitierten Reaktionen zweier Komponenten mit gleicher Konzentration anwenden lässt, wobei ein Reaktionspartner als stationär angesehen wird. Der andere bewegt sich auf eine zufälligen Bahn entsprechend seiner Freiheitsgrade  $\delta^{64}$ . Sobald sich diese Reaktionspartner auf denselben Gitterpositionen befinden, beginnen unverzüglich die Rekombinationsvorgänge. Unter diesen Voraussetzungen ist die Änderung der Konzentration einer Reaktionskomponente beschrieben durch [60]

$$C(t) = \frac{C_0}{1 + v_i \cdot C_0 \cdot t^{\delta/2}} \quad (8.11)$$

Hier stellt  $C_0$  die Anfangskonzentration dar und  $v_i$  ist ein Maß für die Bewegungsgeschwindigkeit des mobilen Partners im Gitter. Wegen  $A \propto C_i$  gilt:

$$A(t) = \frac{A_0}{1 + v_A \cdot A_0 \cdot t^{\delta/2}} \quad (8.12)$$

mit der Ausbleichgeschwindigkeit  $v_A$ .

Nach der Bestrahlung mit der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle wurden in den Transmissionsspektren keine Absorptionsbanden festgestellt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass es sich bei dem zu untersuchenden Material um Bleiglas handelt. Wie in Kapitel 6 beschrieben, existieren hier keine ganzvolumigen Kristallstrukturen, die eine charakteristische Wellenlängenabsorption begünstigen. Beobachtete Banden lassen auch Rückschlüsse auf die Qualität des Rohmaterials und die Verhältnisse während des Produktionsprozesses zu. Bestimmte Seltene Erden, die bei einer Glaserzeugung in die Schmelze geraten können, sind dafür bekannt, Farbzentren in sonst durchsichtigen Kristallgittern zu

---

<sup>64</sup>In einem regulären Kristallgitter ist die Anzahl der Freiheitsgrade stets eine natürliche Zahl.

erzeugen.

Um die Ausheilungsprozesse dennoch studieren zu können, wurde die *optische Effizienz* herangezogen, die für das COMPASS-Experiment einen zusätzlichen physikalischen Rahmen liefert. Die optische Effizienz (optische Bandbreite des Bleiglasdetektors) als Funktion der Wellenlänge ergibt sich durch die Diskretisierung des Faltungsintegrals aus der Transmission des Glases mit der Erzeugungsrate der Čherencov-Photonen und der Quanteneffizienz  $QE(\lambda)$  des Photomultipliers [61]. Die Quanteneffizienzkurven für die verwendeten PMs, lassen sich in Abb. 8.10 finden.

Somit erhält man eine stichhaltige Abschätzung der Anzahl der zu erwartenden Photoelektronen an der Photokathode.

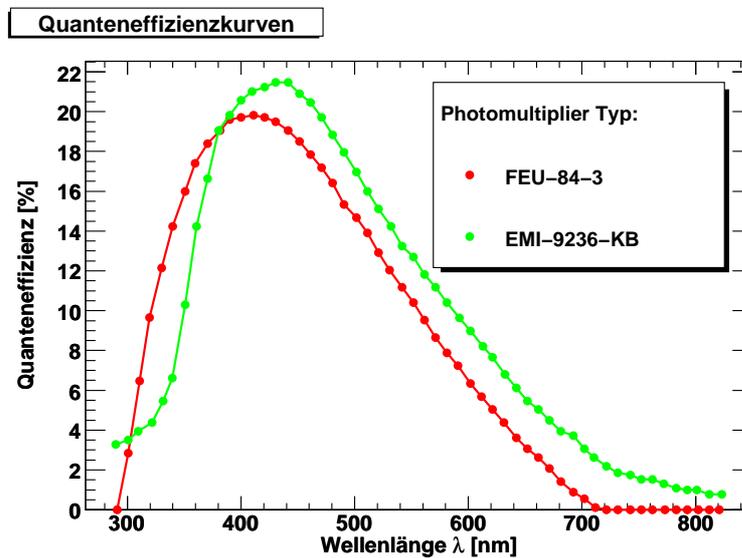


Abbildung 8.10: Quanteneffizienzkurven beider Photomultiplier.

Zu beachten ist die Tatsache, dass hier eine andere Geometrie vorliegt, da das Transmissionsverhalten senkrecht zur longitudinalen Glasachse vermessen wurde. Der Photomultiplier hat somit seine Position nicht am hinteren Ende des Bleiglasquaders, sondern müsste an der Seitenfront gedanklich fixiert werden. Ein Vorteil liegt aber darin begründet, dass hier auf unterschiedliche Tiefen im Glas eingegangen und so die Schauerentwicklung besser berücksichtigt werden kann. Die über die Wellenlänge integrierte Funktion

liefert die Anzahl der erzeugten Photoelektronen<sup>65</sup>

$$N_{Phot.e^-} \propto \int_{\lambda_1=290\text{ nm}}^{\lambda_2=650\text{ nm}} \left[ \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\lambda)^2} \right) \times \tau(\lambda) \times \frac{1}{\lambda^2} \times QE(\lambda) \right] d\lambda. \quad (8.13)$$

Die optische Effizienz vor der Bestrahlung dient als Normierung und das erhaltene Integral stellt 100% der erzeugten Photonen dar. Die integrierten Graphen nach der Bestrahlung liefern Werte < 100%, sie geben den Anteil der durchgelassenen Čherencov-Photonen wieder bzw. die Differenz zu den 100% liefert den prozentuellen Anteil des absorbierten Anteils.

Trägt man diese Werte für unterschiedliche Zeitpunkte nach der Bestrahlung über die Zeit auf, erhält man ein gutes Profil, indem man das zeitliche Ausheilen erkennen kann. Abb. 8.12 zeigt einen solchen Verlauf für eine feste Glasposition.

---

<sup>65</sup>In der folgenden Analyse wird jedoch von der Anzahl der Čherencov-Photonen gesprochen, da somit die Effekte im Medium Glas besser zum Vorschein treten.

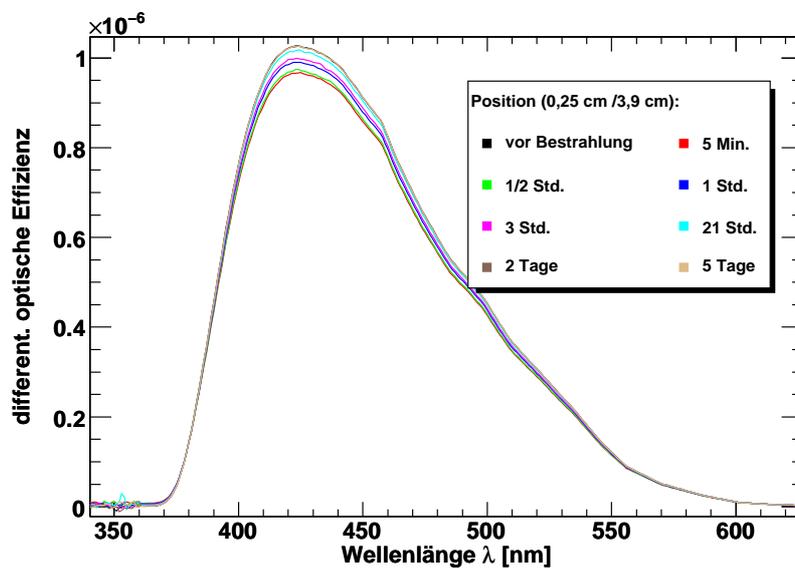
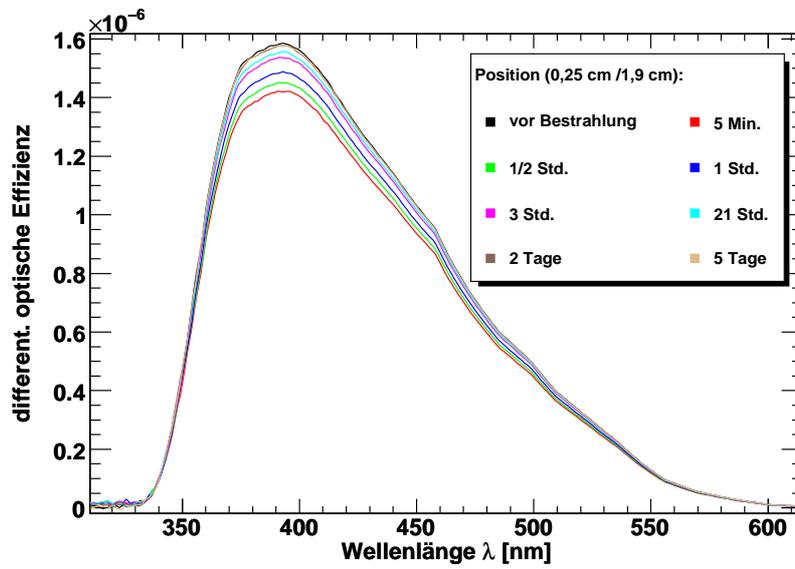
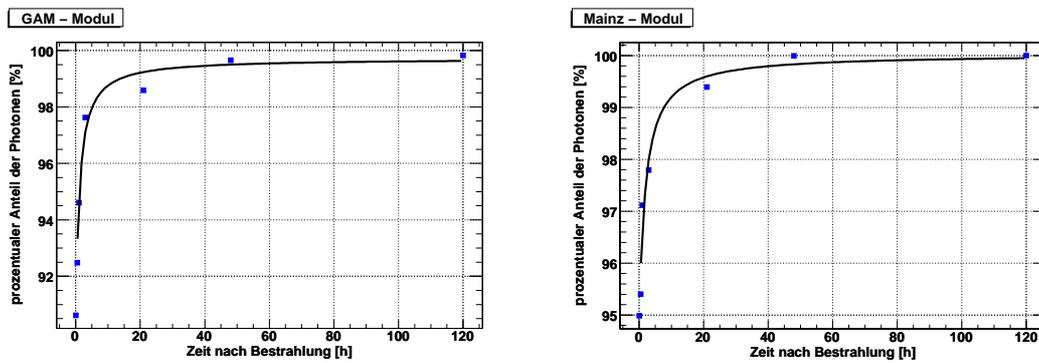


Abbildung 8.11: Darstellung der differentiellen optischen Effizienzen. Auf der linken Seite skaliert das Glas TF1; daneben das Glas SF57.



**Abbildung 8.12:** Das zeitliche Ausheilen der beiden untersuchten Gläser. Sichtbar wird der fiktive Anteil der nachgewiesenen Čherencov-Photonen. Eine Parametrisierung findet mit einer Sättigungsfunktion statt. Die ersten beiden Datenpunkte wurden im Fit berücksichtigt.

Ersichtlich wird, dass sich die Regeneration nach 5 Tagen bei beiden Gläsern wieder einstellt. Der Verlauf ähnelt einer Sättigungskurve, die mit einer Hyperbel vom Typ

$$N_{C-Phot.}(t) = \frac{a \cdot t - c}{b \cdot t - c} \quad (8.14)$$

gefittet wurde, wobei a, b und c die Fitparameter darstellen. Diese Parametrisierung lässt sich z.B. auch in den Arbeiten von C.L. Woody finden. Die Tabelle 8.2 zeigt die Fitparameter und ihre Fehler auf.

	SF57	TF1
a	1,0030e+02	9,9719e+01
$\Delta a$	6,8357e-01	6,1959e-01
b	9,8577e-02	1,0655e-01
$\Delta b$	8,3452e-02	4,1688e-02
c	-1,7490e+00	-9,5746e-01
$\Delta c$	1,6060e+00	4,2656e-01

**Tabelle 8.2:** Die Fitparameter der Hyperbel und ihre Fehler.

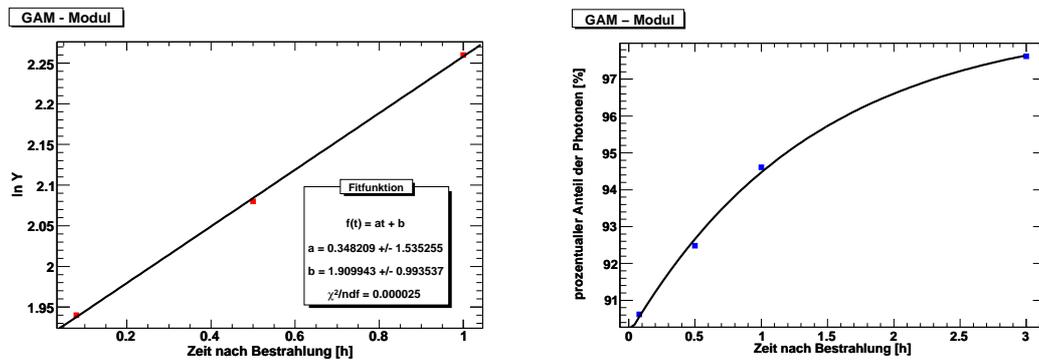
Es ist erkennbar, dass der Verlauf der Graphen mit einigen Datenpunkten Unstimmigkeiten aufweist und somit der Fit nicht den exakten Ausheilungsprozess beschreibt, sondern lediglich eine Tendenz darstellt. Deshalb wurde damit begonnen, andere Funktionen zu finden, die einen gewissen Intervallbereich besser beschreiben können. Gerade die ersten Datenpunkte scheinen einen exponentiellen Verlauf darzustellen, da in diesem Zeitintervall die Regeneration sehr schnell von statten geht. Für diesen Bereich wurde eine exponentielle Sättigungskurve vom Typ

$$N_{C-Phot.}(t) = a \cdot (1 - e^{-bt}) + c \quad (8.15)$$

zur Parametrisierung der Daten herangezogen. Auch hier stellen die Größen a, b und c die Fitparameter dar. Eine logarithmische Darstellung ließ bereits erkennen, dass diese Überlegung durchaus rechtfertigt werden kann, da die so dargestellten Datenpunkte gut mit einer linearen Funktion gefittet werden konnten. Das Ergebnis zeigt Abb. 8.13, die Tab. 8.3 liefert die dazugehörigen Fitparameter. Die lineare Regression liefert einen sehr kleinen  $\chi^2_{ndf}$ -Wert<sup>66</sup>. Da  $\chi^2_{ndf} \ll 1$  ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Fehler überschätzt sind. Eine sinnvolle Parametrisierung mit diesem Funktionstyp über alle Datenpunkte konnte jedoch nicht erreicht werden.

<sup>66</sup> $\chi^2_{ndf} = \chi^2 / \text{Freiheitsgrade} = \chi^2 / (\text{Anzahl der Datenpunkte} - 2)$  [62].

Dies zeigt, dass das kinematische Modell eines Ausheilungsprozess komplex und schwierig zu analysieren ist. Modelle - gerade für das Medium Bleiglas - fehlen bislang.



**Abbildung 8.13:** Die gefittete exponentielle Funktion für das TF1-Glas. Links: logarithmische Darstellung der exponentiellen Sättigungskurve für die ersten drei Datenpunkte mit dem dazugehörigen linearen Fit. Ein analoges Vorgehen für das SF57-Glas war nicht möglich.

	TF1
a	8,55070e+00
$\Delta a$	1,08822e+00
b	7,23195e-01
$\Delta b$	1,95892e-01
c	9,00699e+01
$\Delta c$	1,16204e+00

**Tabelle 8.3:** Die Fitparameter der exponentiellen Sättigungskurve und ihre Fehler.

Weitere Anstrengungen, nützliche Funktionen finden zu können, lieferten leider aufgrund der wenigen Datenpunkte keinen Erfolg.

## 8.4 Strahlenschäden durch hochenergetische Elektronen

Zur vollständigen Beschreibung der Strahlenresistenz der Bleigläser gehört auch die Untersuchung von Schäden, die durch die Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen induziert werden. Hier spielen nämlich andere physikalische Effekte, wie die Bremsstrahlung und die daraus resultierende Schauerentwicklung eine primäre Rolle. Auch bei einer solchen Gegebenheit muss das optische Verhalten der Gläser studiert werden.

Zur Erlangung hoher Strahlenschäden wurden die Gläser einer großen Elektronen – Energiedosis ausgesetzt. Dies geschah in Zusammenarbeit mit der A2-Kollaboration des Institutes der Kernphysik der Universität Mainz, die zur Strukturuntersuchung an Nukleonen reelle Photonen verwendet. Die elektromagnetische Strahlung wird erzeugt, indem der vom MAMI bereitgestellte Elektronenstrahl mit der Energie  $E_0$  auf einen  $10\ \mu\text{m}$  dünnen Kupferradiator trifft. Die Erzeugung des Strahls, der wahlweise polarisiert oder unpolarisiert sein kann, findet in einer Elektronenkanone statt.

Die Elektronen werden durch eine Hochspannung aus der Glühkathode gelöst und auf einem Impuls von  $100\ \text{keV}/c$  vorbeschleunigt. Der erwünschte Elektronenstrom kann über die Spannung an einem Wehnelzylinder reguliert werden. Die Elektronen treten darauf in einen Linearbeschleuniger ein, wo sie eine Energie von  $3,97\ \text{MeV}$  erlangen. Erst danach werden sie in das erste (von insgesamt drei) Mikrotron (RTM<sup>671</sup>) gespeist, da nun die Energie hoch genug ist, um die Mikrotronbedingung zu erfüllen. Nach 18 Umläufen wird der Strahl, der jetzt  $14,86\ \text{MeV}$  an Energie besitzt, in die weiteren Beschleunigungsstufen injiziert und schließlich durch Dipole in die entsprechenden Experimentierhallen geschleust. Informationen zur Beschreibung zum MAMI-Beschleuniger und dessen Funktionsweise finden sich in [63].

Durch den Prozess der Bremsstrahlung können die Elektronen in der A2-Halle Photonen in Vorwärtsrichtung abstrahlen. Weist man das Elektron-Photon-Paar zeitkorreliert nach und bestimmt die Energie  $E_{e^-}$  des gestreuten Elektrons, so ist das emittierte Photon in seiner Energie  $E_\gamma$  über die Energiebilanz  $E_\gamma = E_0 - E_{e^-}$  markiert. Damit diese Beziehung Gültigkeit erlangt, muss die Rückstoßenergie der Radiatorkerne vernachlässigbar sein, was auch aufgrund der großen Kernmasse der Fall ist. Die Aufgabe der Energiebestimmung der gestreuten Elektronen wird von einem breitbandigen, magnetischen Spektrometer, dem sogenannten Mainz-Glasgow-Tagger übernommen.

Die gestreuten Leptonen durchlaufen ein Dipolmagnet ( $\mathbf{B} \approx 1\ \text{T}$ ), dort werden sie impulsselektiert, so dass ihre Energie mit dem Austrittsort aus dem Dipol korreliert. Die Energie  $E_{e^-}$  wird durch ein ortsauflösendes Detektorsys-

---

<sup>67</sup>Race Track Microtron = Rennbahnmikrotron

tem, bestehend aus 352 Plastikszintillatoren, in der Fokalebene nachgewiesen. Die Energieauflösung beträgt etwa 2 MeV über den gesamten Bereich und ist durch die Breite der Taggerkanäle mit jeweils 13 mm gegeben. Elektronen die keine oder kaum Energie durch Bremsstrahlung verlieren, werden zum Strahlenfänger (beam-dump) gelenkt. Der Effekt der *Synchrotronstrahlung* ist bei diesen Energien vernachlässigbar klein.

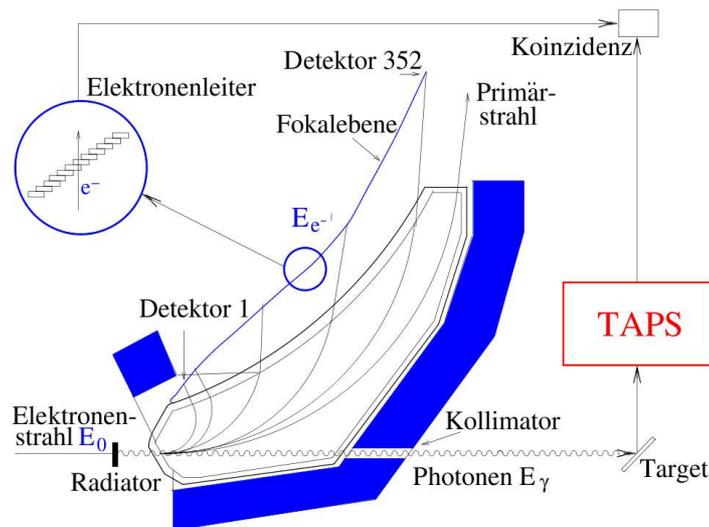


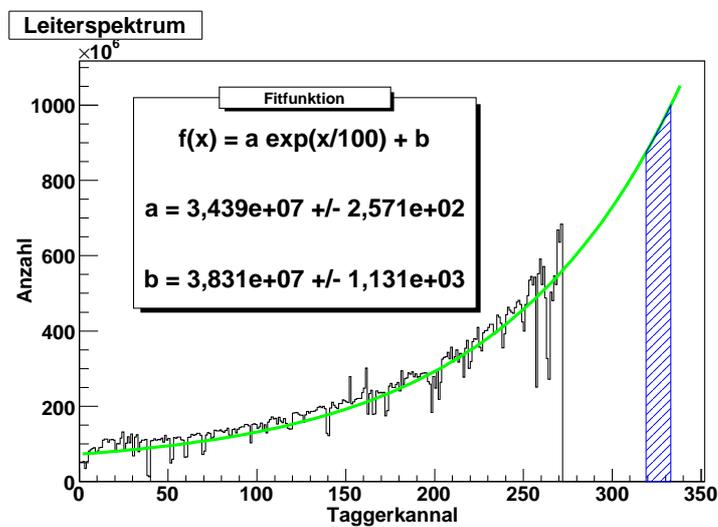
Abbildung 8.14: Der Glasgow–Mainz–Tagger.



Abbildung 8.15: Beide Gläser hinter dem Tagger.

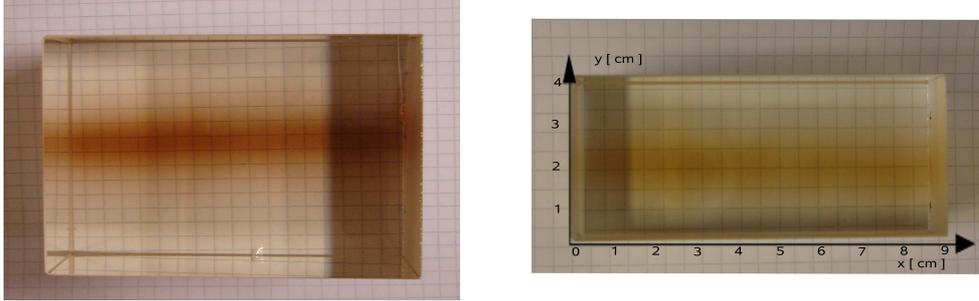
Beide Gläser wurden in dieser Ebene, 5 cm hinter dem Dipol für eine 45-stündige Strahlzeit gestellt und so platziert, dass sich die Schädigung mittig in transversaler Höhe ausbilden kann. Sie deckten die Taggerkanäle 319 bis

333 ab, welche im hinteren Bereich des Taggers liegen, um so eine hohe Teilchenenergie und einen hohen Teilchenfluss auf die Gläser zu garantieren. Aus einem gewonnenen Leiterspektrum (siehe Abb. 8.16) kann die Anzahl der Teilchen durch Integration bestimmt werden. Die Integrationsgrenzen sind durch das Taggerintervall, indem sich die Bleigläser befanden, gegeben. In diesem Bereich durchdringen Elektronen mit einer gemittelten Energie von 1330 MeV die beiden Gläser. Mit einer effektiven Bestrahlzeit von  $T = 45$  h wurden die Gläser, nach Formel (8.8), so einer Energiedosis von 165 kGy bzw. 200 kGy ausgesetzt.

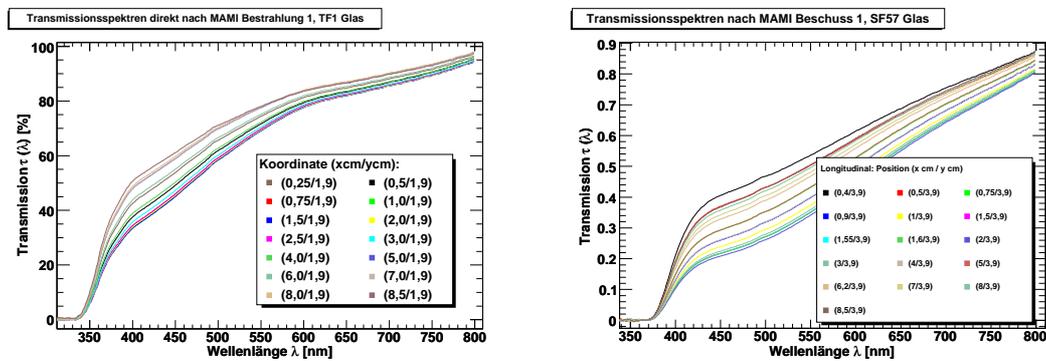


**Abbildung 8.16:** Das Leiterspektrum. Die Integration über die benutzten Taggerkanäle liefert den Wert  $1,31 \cdot 10^{10}$ .

Nach der Bestrahlung war in beiden Gläsern eine deutliche Verfärbung ersichtlich. Diese vollzog sich in den Čerenkov-Medien entlang der Strahlachse. Obwohl das TF1-Glas wegen seiner kleineren Dichte einer höheren Strahlendosis ausgesetzt war, zeigte das SF57-Glas eine stärkere und dichtere Bildung der Farbzentren, da eine Verfärbung hin ins dunkelbraun zu erkennen war (siehe Abb. 8.17). Obwohl die Gläser einer sehr hohen Energiedosis ausgesetzt waren, konnten keine äußeren Schädigungen wie z.B. Sprünge und Spannungsfelder beobachtet werden. Es wurde eine analoge Untersuchung (wie in Kapitel 8.3 beschrieben) der Gläser vorgenommen. Verstärkt wurde hier neben den zeitabhängigen Transmissionsspektren für verschiedene longitudinale Tiefen auch unterschiedliche transversale Höhen vermessen. Abb. 8.18 zeigt die jeweiligen Transmissionsspektren direkt nach der 45-stündigen Strahlzeit.



**Abbildung 8.17:** Die Gläser unmittelbar nach der Bestrahlung. Deutlich ist die Schädigung und die induzierten Farbzentren zu erkennen. Das ausgeprägte Schauermaximum in den Gläsern ist schon optisch erkennbar.



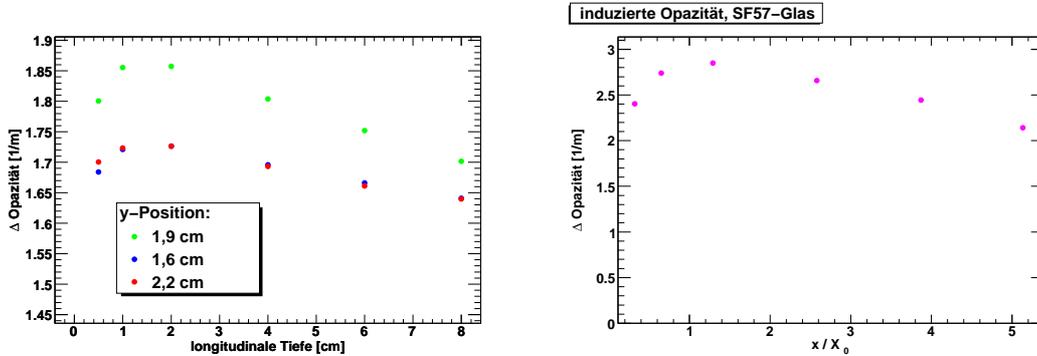
**Abbildung 8.18:** Transmissionsspektren der beiden Gläser. Die Messungen fanden direkt nach der MAMI-Bestrahlung statt und zeigen das optische Verhalten der Gläser in verschiedenen longitudinalen Tiefen. Schon hier ist zu erkennen, dass das Schauermaximum und somit der gravierendste Einbruch der Transmission im Bereich um  $x = 2\text{ cm}$  liegt.

Um einen besseren Überblick auf die Strahlenschädigung in gewissen longitudinalen Tiefen zu erhalten wurde die induzierte Opazität

$$\Delta O(\lambda) = \Delta k = \bar{k}_{irr.} - \bar{k}_{vor} \quad (8.16)$$

gegen die Tiefe aufgetragen. Die Opazität  $O(\lambda)$  ist der mittlere Absorptionskoeffizient  $\bar{k}$  im relevanten Spektralbereich (200 nm - 800 nm). Diese Größe ermöglicht es, aus einer Transmissionskurve die Stärke der Strahlenschäden durch die Bildung der Differenz  $\Delta k = \bar{k}_{irr} - \bar{k}_0$  hervorzuheben. Für jede Kurve wurde die induzierte Opazität errechnet, deren Verlauf mit der Tiefe im Glas in Abb. 8.19 aufgetragen ist. Um sicherzustellen, dass die Bestrahlung in einer Ebene parallel zur Außenkante der Glasblöcke stattgefunden hat und mittig im Glas liegt, wurden zusätzliche Analysen in definierten Höhen

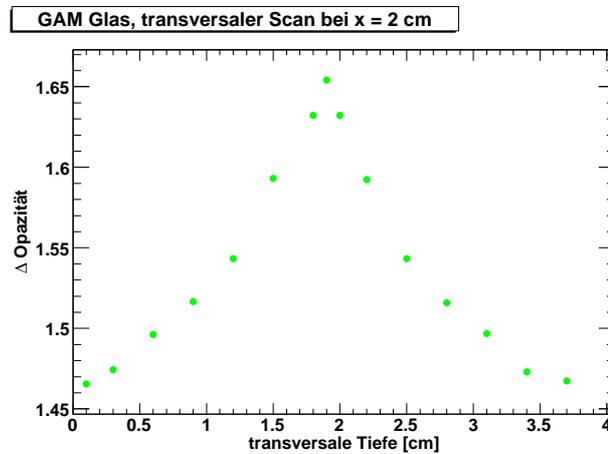
durchgeführt.



**Abbildung 8.19:** Links: Die induzierte Opazität des GAM-Glases für verschiedene longitudinale Tiefen. Dargestellt für drei unterschiedliche Glashöhen:  $y = 1,9 \text{ cm} \pm 0,3 \text{ cm}$ . Rechts: Induzierte Opazität aufgetragen gegen den Quotienten aus der longitudinalen Tiefe  $x$  und der Strahlungslänge  $X_0$ . Dargestellt für das SF57-Glas kurz nach der Bestrahlung. Die Fehlerabschätzung nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ist zu klein, um sie graphisch darzustellen.

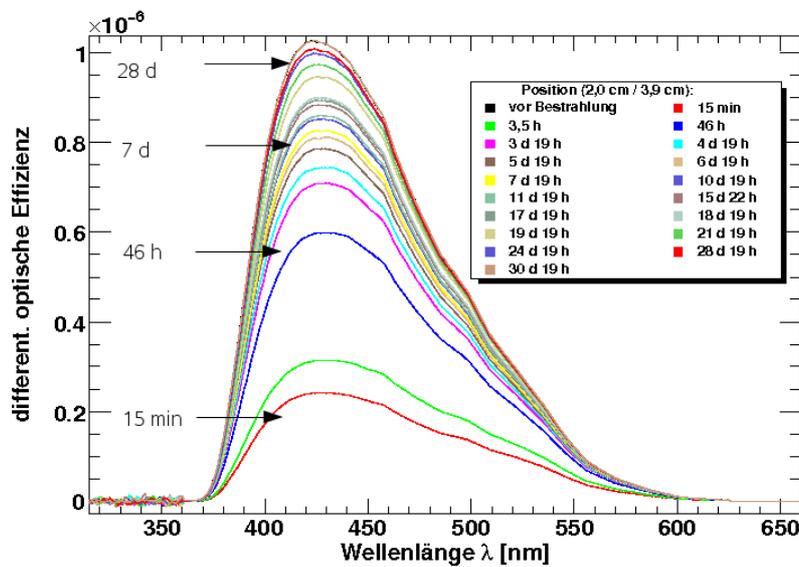
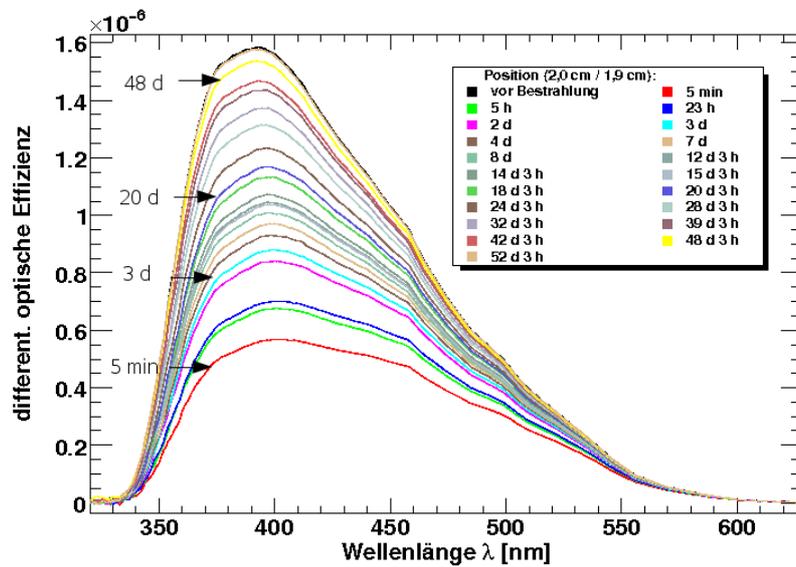
Aus dem Graphen ist einerseits, durch die Lage des Maximums der induzierten Opazität, das Schauermaximum bei  $x \approx 2 \text{ cm}$  abzulesen. Andererseits erkennt man bei der Gegenüberstellung der Opazitäten für unterschiedliche Höhen, dass durch die parallele Verschiebung der Graphen die Bestrahlung mittig in longitudinaler Achse stattgefunden hat<sup>68</sup>. Ein weiteres Indiz für diese Annahme liefert Abb. 8.20 und rechtfertigt für später durchgeführte Untersuchungen die primäre Vermessung der Transmission in der Höhe  $y = 1,9 \text{ cm}$ . Analoge Ergebnisse ergaben sich für das MAINZ-Glas.

<sup>68</sup>Die leichte Differenz zwischen den aufgetragenen Opazitäten in den Höhen  $y = 1,6 \text{ cm}$  und  $y = 2,2 \text{ cm}$  ist ein Indiz dafür, dass es sich bei einem elektromagnetischen Schauer um einen statistischen Prozess handelt. Eine exakte Symmetrie kann nicht erreicht werden. Weiterhin könnten die Gläser, während der Bestrahlung, hinter dem Tagger nicht exakt planparallel gestanden haben.

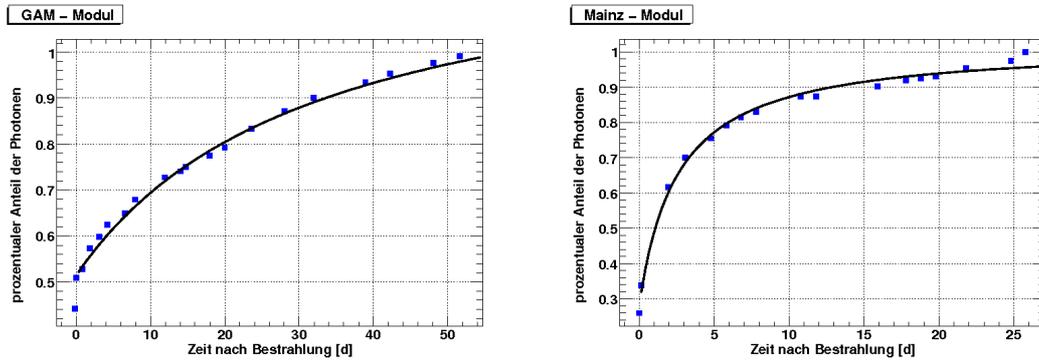


**Abbildung 8.20:** Die induzierte Schädigung im GAM-Glas durch die MAMI-Bestrahlung für unterschiedliche Glashöhen und fester longitudinaler Position.

Wiederum wurden die Transmissionsspektren nach bestimmten Zeiteinheiten spektroskopisch vermessen. Um die Ausheilungsprozesse studieren zu können, wurde erneut die optische Effizienz nach den einzelnen Messungen bestimmt. Abb. 8.21 zeigt die differenziellen optischen Effizienten der Gläser auf.



**Abbildung 8.21:** Darstellung der differentiellen optischen Effizienzen nach der MAMI-Bestrahlung. Der linke Graph zeigt die zeitliche Wiedergewinnung dieser optischen Effizienz für das Glas TF1. Daneben: dasselbige für das Glas SF57.



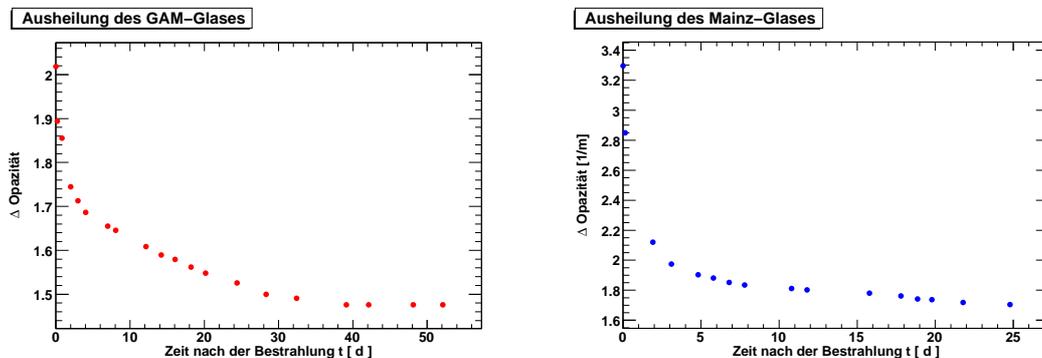
**Abbildung 8.22:** Das zeitliche Ausheilen der beiden Bleigläser. Dargestellt wird der fiktive Anteil der nachgewiesenen Čerenkov-Photonen. Eine Parametrisierung findet wiederum mit einer Sättigungsfunktion statt. Der erste Datenpunkt wurde für einen sinnvolleren Fit nicht berücksichtigt. Für das MAINZ-Modul wurden zusätzlich auch die beiden letzten Datenpunkte für die Parametrisierung unterdrückt.

	SF57	TF1
a	1,02312e+00	1,2659e+00
$\Delta a$	6,7648e-01	3,4153e-01
b	1,8548e+00	1,8895e+01
$\Delta b$	8,8370e-02	2,1333e-01
c	-7,0027e-01	-1,2919e+01
$\Delta c$	4,4815e-02	1,0532e+00

**Tabelle 8.4:** Die Fitparameter der Hyperbel und ihre Fehler. Diese Funktion stellt die zeitliche Regeneration der Bleigläser nach der Schädigung durch den MAMI-Strahl in Form der prozentualen Čerenkov-Photonen dar.

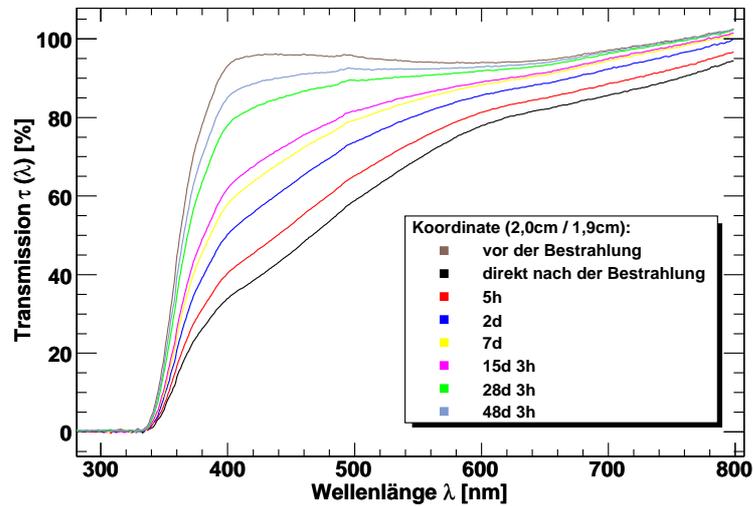
Die Rückgewinnung der optischen Eigenschaften vollzog sich für beide Gläser im nahezu selbigen Zeitfenster. Das ursprüngliche Transmissionsverhalten stellte sich nach einigen Wochen wieder ein, wobei eine deutliche Stagnation zum Ende hin sichtbar wurde.

Aus Abb. 8.22 ist zu erkennen, dass das MAINZ-Glas durch die Bestrahlung einen stärkeren Einbruch in seiner optischen Nachweiseigenschaft erleidet, als das GAM-Glas, obwohl es einer kleineren Energiedosis ausgesetzt war. Bezogen auf die Anzahl der Čerencov-Photonen vor der Bestrahlung durch den MAMI-Beschuss, werden direkt nach der Bestrahlung im MAINZ-Glas nur noch ca. 26% der Quanten nachgewiesen. Mit knapp 44% werden in dem GAM-Glas mehr als die Hälfte aller Čerencov-Photonen in dem Medium durch die entstandenen Farbzentren absorbiert. Für eine stimmigere Parametrisierung wurden der erste Datenpunkte nicht berücksichtigt. Erschloss die gewählte Sättigungsfunktion den Ausheilungsverlauf nach der Bestrahlung durch die  $^{60}\text{Co}$ -Quelle für beide Bleigläser nur unzureichend, wird durch die Analyse nach dem MAMI-Beschuss deutlich, dass diese Parametrisierung durchaus gerechtfertigt werden kann. Anhand der größeren Datenmenge konnte die Funktion sinnvoller an die Datenpunkte gefittet werden. Eine Theorie des Ausheilungsprozesses im Medium Bleiglas, kann durch einen solchen zeitlichen Funktionsverlauf angesetzt werden. Das rasche Ausheilen der Gläser, gerade in den ersten Tagen nach der Bestrahlung, wird auch durch den schnellen Rückgang der induzierten Opazität deutlich, wenn man diese Größe über die Zeit nach der Bestrahlung aufträgt. Abb. 8.23 ist darüber hinaus eine Signatur dafür, dass der Ausheilungsprozess zum Ende hin deutlich stagniert. Das zeitliche „Transmissionsfading“ zeigt Abb. 8.24.

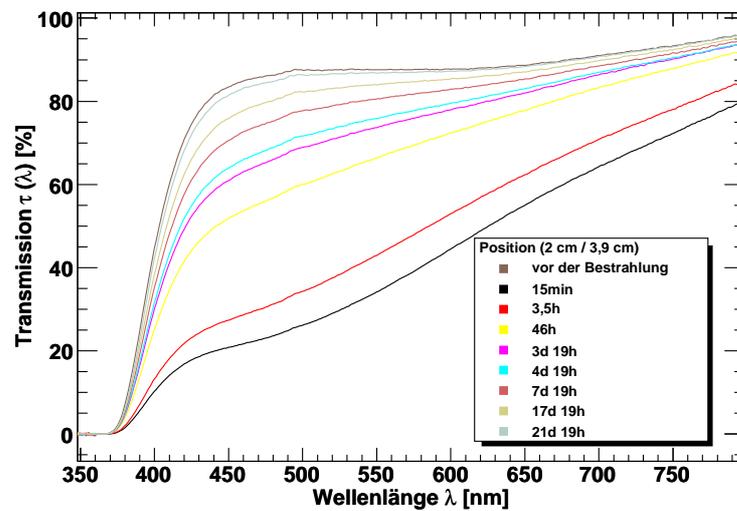


**Abbildung 8.23:** Das zeitliche Verhalten der induzierte Opazität nach der Bestrahlung mit dem MAMI-Strahl.

**Ausheilungsprozess, TF1 Glas**



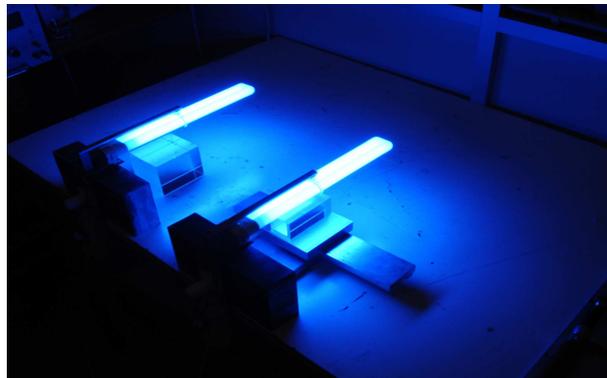
**Ausheilungsprozess, SF57 Glas**



**Abbildung 8.24:** Die Wiedergewinnung der optischen Transparenz. Dargestellt ist die Zurückgewinnung des ursprünglichen Transmissionspektrums für ausgewählte Zeiten nach der Bestrahlung. Diese Darstellungsmethode ist unter dem Begriff „Transmissionsfading“ bekannt.

## 8.5 Das optische Bleichen

Nach der Bestrahlung mit einer Cobalt-Quelle und dem MAMI-Strahl wurde eine spontane Regeneration der Transmission in den geschädigten Gläsern bei Raumtemperatur festgestellt. Der Rückgang der induzierten Schädigung konnte durch eine Sättigungsfunktion gut parametrisiert werden, da sich die Ausheilung in den ersten Tagen schneller vollzog und zum Ende hin stagnierte. Auf einer Zeitskala von einigen Wochen konnte eine Rückbildung der Verfärbung im gesamten Transmissionsspektrum beobachtet werden. Eine Auflösung der durch Strahlung verursachten Farbzentren wird erheblich beschleunigt, wenn die geschädigten Kristalle mit blauem oder ultraviolettem Licht beleuchtet werden [56]. Diese Prozedur ist unter dem Namen „optical bleaching“ bekannt geworden. Erste Untersuchungen wurden von C.L. Woody und Koautoren im Jahre 1992 [64] an verschiedenen Čerenkov-Medien durchgeführt. Eine äquivalente Alternative lässt sich durch eine thermische Ausheilung der Farbzentren finden, jedoch wird ein Ausheilungseffekt erst bei Temperaturen um  $T \approx 400^\circ\text{C}$  beobachtet. Dies impliziert jedoch mögliche Schädigungen bzw. eventuelle Sprünge im Glas, da die Medien thermisch sehr beansprucht werden. Analysen hierzu lassen sich in [65] und [66] finden.



**Abbildung 8.25:** Das optische Bleichen der beiden Gläser.

Im Zuge dieser Studie wurden die Bleigläser erneut den identischen Rahmenbedingungen - Bestrahlung durch den MAMI-Strahl - ausgesetzt, um einen Vergleich zwischen dem Ausheilungsprozess bei Raumtemperatur und unter der Bedingung des „optical bleachings“ ziehen zu können. Dabei wurde angestrebt, bestmöglich die Versuchsbedingungen zu reproduzieren. Beide Gläser wurden der nahezu gleichen Energiedosis, wie bei der vorherigen Versuchsdurchführung, ausgesetzt. Nach der Bestrahlung<sup>69</sup> wurde damit begon-

<sup>69</sup>Die Strahlzeit dauerte 45 h 20 min.

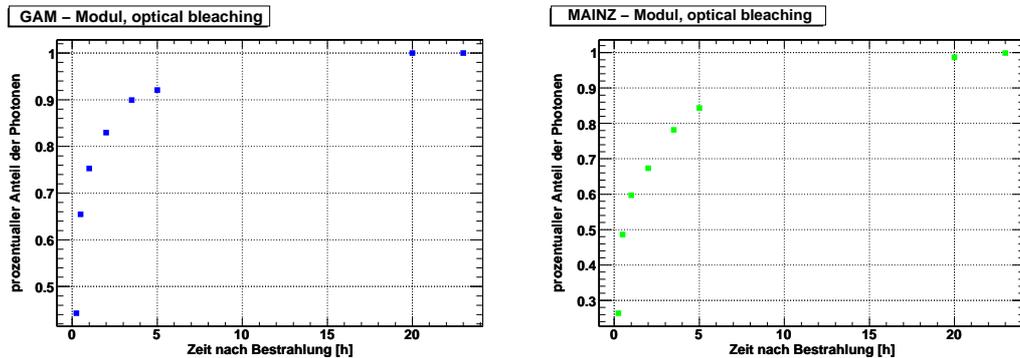
nen, die Bleigläser spektroskopisch zu vermessen, um diese mit den Transmissionsspektren aus der vorher durchgeführten MAMI-Bestrahlung gegenüber zu stellen. Ein nahezu identischer Transmissionsspektrenverlauf, gemessen direkt nach den jeweiligen Bestrahlungen ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Gläser bei beiden Versuchsdurchführungen einer annähernd gleichen Energiedosis ausgesetzt waren. Einige als Čerecov-Strahler wirkende Medien zeigen ein empfindlicheres Verhalten auf erneute Bestrahlung; sie sind labiler und weisen einen sogenannten „Gedächtniseffekt“ auf [44]. Ihre Transmissionsspektren zeigen nach mehrmaligen Bestrahlungen durch dieselben Energiedosen stärkere Einbrüche. Einige „ausgeruhte“ Gläser wirken sensitiver auf Bestrahlung. Dieser sogenannte „Gedächtniseffekt“ wurde bei den untersuchten Gläsern nicht beobachtet. Eine quantitative Aussage kann an dieser Stelle jedoch nicht beansprucht werden. Jedoch kann das Nichtvorhandensein des „Gedächtniseffekts“ als ein charakteristisches Merkmal für dichtes Bleiglas angesehen werden.

Zum Ausheilen wurden Kompakt-Leuchtstoffröhren<sup>70</sup> mit einem blauen Farbton verwendet. Die geschädigten Gläser wurden in einem Abstand von 2 cm unterhalb dieser Röhren positioniert und in unterschiedlichen Zeitintervallen spektroskopisch vermessen. Wie aus den Transmissionsspektren erkenntlich ist, verläuft die induzierte Regeneration der Transmission und der zeitliche Rückgang der Strahlenschäden teilweise wellenlängenabhängig, weshalb eine Beschreibung des optischen Bleichens sehr komplex ist. Diese ist durch den Schwelleneffekt in der Wellenlänge des verwendeten Lichts zurückzuführen. Licht einer bestimmten Wellenlänge kann immer nur Farbzentren auflösen, deren Anregungsenergie unterhalb der Photonenenergie liegt [53]. Ein kinetisches Modell, welches das optischen Bleichen versucht zu beschreiben, ist in der Dissertation von C.P. Achenbach nachzulesen [51].

Ein vollständiger, substantieller Rückgang der induzierten Absorption konnte nach einer Beleuchtungszeit von 23 h beobachtet werden. Nach dieser Zeit waren keine optischen Farbzentren in beiden Gläsern erkennbar. Zudem zeigten die Transmissionsspektren einen nahezu identischen Verlauf zu den Referenzgraphen, die vor der Bestrahlung erstellt wurden, auf.

---

<sup>70</sup>Osram Dulux L 24W/67, Lichtstrom  $\Phi = 550$  lm, Lichtstärke  $I \approx 40$  cd. Das Spektrum dieser Lampen besitzt eine Emissionslinie bei 365 nm und ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 440 nm.



**Abbildung 8.26:** Die Wiedergewinnung der Čherencov-Photonen während dem Prozess des „optical bleaching“. Die Werte für dieses Ausheilungsverfahren wurden nicht mit einer Sättigungsfunktion gefittet, da in der Literatur unterschiedliche Modelle vorgeschlagen werden, die hier nur unzureichend greifen.

Die Gegenüberstellung der prozentualen Anteile der Čherencov-Photonen direkt nach beiden MAMI-Bestrahlungen bestätigt, dass die Gläser nahezu gleichen Energiedosen ausgesetzt waren. So liegt bei dem GAM-Glas ein prozentualer Unterschied von etwa 2,5% vor, die Abweichung für das MAINZ-Glas beträgt 1,6%.

Vergleicht man die Werte, die sich durch Integration zur optische Effizienz ergeben, unter temporär gleichen Gegebenheiten, jedoch unterschiedlichen Ausheilungsverfahren, so wird ersichtlich, dass der Prozess des „optical bleaching“ Vorteile in der Wiedergewinnung der Transmissionseigenschaften der Gläser mit sich bringt.

Ein Vergleich dieser Werte, 5 h nach Ende der Strahlzeit zeigt für das TF1-Glas einen Unterschied von ca. 77%. Für das SF57-Glas kann ein analoger Vergleich für den Zeitpunkt von 3,5 h nach der Bestrahlung getätigt werden. Beträgt der Anteil der Čherencov-Photonen unter natürlichen Ausheilungsrahmenbedingungen knapp 34%, so stehen diesem 72% bei der Methode des „optical bleaching“ gegenüber. Welches einer Differenz von etwa 114% entspricht. In dieser Zeitspanne erholt sich das MAINZ-Glas während dem ersten Ausheilungsprozess um 30%, da der Čherencov-Photonen-Anteil von ursprünglich fast 26% auf etwa 34% ansteigt. Während dem zweiten Ausheilungsprozess unter den Kompakt-Leuchtstoffröhren regeneriert sich hingegen der prozentuale Anteil von 26% auf 72%. Dieser Abgleich symbolisiert mit aller Deutlichkeit, in welchem Ausmaß die Regeneration der Gläser durch die Methode des „optical bleaching“ beschleunigt werden kann.

### 8.5.1 Mögliche Szenarien des optischen Bleichen an den ECALs

Die Regeneration von geschädigten Bleigläsern lässt sich durch optisches Bleichen verstärken und schneller realisieren. Zwei verschiedene Möglichkeiten bieten sich bei einem Kalorimeter an. Im ersten Szenario können die einzelnen Bleiglasmodule kontinuierlich bei Verwendung von Lichtwellenleitern beleuchtet werden. So ist eine Verringerung der Transmission in Folge von Strahlung auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Der Rückgang der Transmission kann so umgekehrt werden. Dieses Vorgehen wurde für  $\text{BaF}_2$ -Kristalle bereits in [53] gezeigt, indem Lichtwellenleiter an den Stirnflächen der Kristalle angekoppelt wurden. Der zweite Modus *Procedenti* wird von der A4-Kollaboration erfolgreich durchgeführt. Hier wird das optische Bleichen mit lichtstarken Strahlern, welche direkt vor den Kristallen positioniert werden, nach einer jeden Strahlzeit oder während längeren Strahlpausen ausgeführt. Für die elektromagnetischen Kalorimeter im COMPASS-Experiment sind solche Überlegungen bislang nicht vorgesehen. Eine mögliche Realisierung erweist sich alleine durch die Größe der Detektoren, der Vielzahl der Bleiglasmodule und ihrer Geometrie als äußerst schwierig.

## 9 Deponierte Energiedosis in den ECALs

Die sich in den beiden elektromagnetischen Detektoren befindenden Bleigläser verlieren, wie hinlänglich bekannt, unter Einfluss von Strahlung ihre optimalen Nachweiseigenschaften. Durch Strahlenschäden in den Gläsern, können die nachzuweisenden Čerenkov-Photonen bereits in den Modulen absorbiert werden. Aufgrund dessen, können keine effektiven Aussagen über die Primärenergie der einfallenden Teilchen getroffen werden. Um eine akzeptable Auflösung sicherzustellen, muss für die Bleigläser die Strahldosis kleiner als (3–5) Gy für eine Betriebszeit von 100 Tagen sein, was einer Dosisintensität von  $(0,13-0,21) \cdot 10^{-2}$  Gy/h entspricht [67]. Diese Angaben basieren auf den Ergebnissen des JAER-Instituts. Forscher dieses Instituts untersuchten im Jahr 1993 die Strahlenbelastung des Bleiglasses TF1 [55]. Ausschließlich unter diesen Rahmenbedingungen ist ein effektiver Einsatz gewährleistet. Das COMPASS-Experiment verwendet einen hoch intensiven Hadronen-Strahl, mit ca.  $10^8$  Teilchen/Spill. Nach einer Kalkulation von L. Gagnon beträgt die maximale Intensität eines 190 GeV positiven Hadronen-Strahl  $10^8$  Teilchen/Spill und  $(6-10) \cdot 10^7$  Teilchen/Spill für einen negativen hadronischen Strahl. Diese Tatsache kann dazu führen, dass die deponierte Strahldosis in den Kalorimetern das akzeptable Limit der Bleigläser überschreitet.

### 9.1 Simulation

Um der Frage nachzugehen, ob ein solcher Strahl die Akzeptanz der Bleigläser übersteigt, wurde eine Monte-Carlo-Simulation basierend auf COMGEANT von russischen Wissenschaftlern aus Protvino (IHEP<sup>71</sup>) geschrieben. Als primäres Ziel dient diese Simulation zur Abschätzung der Strahldosis auf die beiden Detektoren. Die Simulation wurde für einen 190 GeV, 350 Tage laufenden negativen Pionen-Strahl ausgelegt mit  $5 \cdot 10^8$  Teilchen/Spill.

Die Energiedosis  $D_i$  (rad/h) im i-ten Modul der Detektoren ECAL1 / ECAL2 wurde mit der Formel

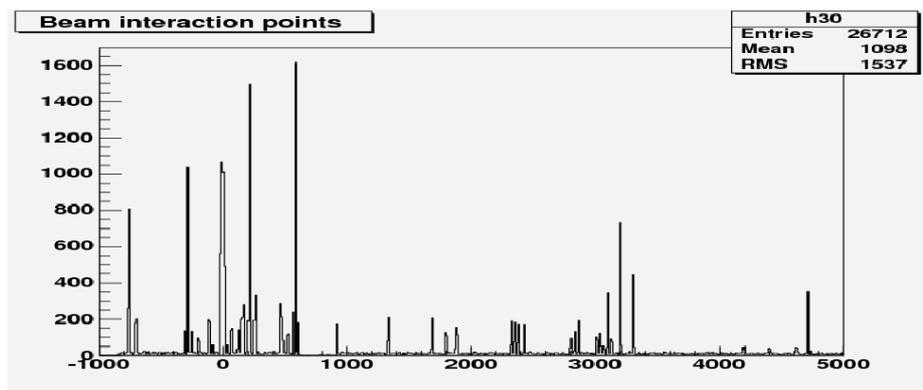
$$D_i = \frac{E_i}{w \cdot c} \cdot \frac{N}{N_0} \quad (9.1)$$

kalkuliert. Hier ist  $E_i$  die deponierte Energie in dem i-ten Bleiglas und  $N_0$  die Anzahl der simulierten Ereignisse,  $c = 6,24 \cdot 10^7$  GeV/kg stellt die Energiedosis 1 Gy/kg dar und  $w$  ist die Breite der Kalorimetermodule. Die Größe  $N$  beschreibt die gesamte Anzahl der Strahlteilchen, die in das Spektrometer während einer Stunde einlaufen. Es gilt  $N = I \cdot 3600/T$ . In dieser Formel symbolisiert  $I$  die Strahlintensität für einen Spill und  $T$  die Länge eines SPS-Spills in der Einheit Sekunde. Für die Simulation wurden diesen Parametern

---

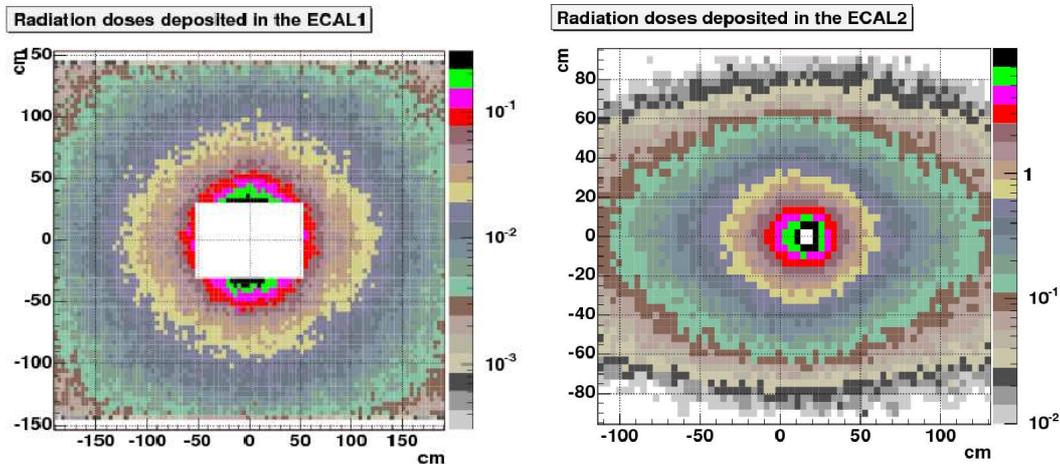
<sup>71</sup>Institute for High Energy Physics

die Größen  $I = 10^8$  Teilchen pro Umlauf und  $T = 16,8$  Sekunden zugeschrieben. Daraus ergibt sich schließlich  $N = 2,14 \cdot 10^{10}$  Teilchen/Stunde. Obwohl die Entfernung der beiden ECALs zu dem Target mit 14,12 m bzw. 33,75 m recht groß ist, nimmt die Strahlendosis auf diesen Wegen nur um 30% bzw. um 25% ab. Der Großteil der Strahlung geht durch Interaktion der Strahlteilchen mit Luft und dem Material, welches in und um den Strahl steht, hervor. Die Verteilung der wichtigsten Interaktionspunkte für die Strahlteilchen entlang der z-Achse präsentiert Abb. 9.1 und wurde in dieser Simulation berücksichtigt.



**Abbildung 9.1:** Aufteilung der Interaktionspunkte des Strahls in der Spektrometerhalle entlang der z-Achse. Das Target steht bei 0 m. Entnommen aus [67].

Das Ergebnis der Simulation (siehe Abb. 9.2) zeigt, dass selbst im zentralen Bereich des ECAL1 Detektors, in der Auslassung, die Energiedosisleistung einen Wert von  $(0,4-0,43) \cdot 10^{-2}$  Gy/h nicht überschreitet. Allerdings liegt die absorbierte Strahlendosis im Hauptareal des Detektors in dem akzeptablen Limit für normales Bleiglas. In einem kleinen Randbereich nahe dem zentralen Loch ist die Strahlendosis ein wenig höher. Dies führt zu der Überlegung, diesen Bereich mit strahlenresistenteren Bleigläsern auszufüllen. Aufgrund der Positionierung des ECAL2-Detektors treffen Teilchen höherer Energie auf seine Oberfläche. Hier werden die Gläser einer höheren Energiedosis ausgesetzt, was sich auch in der Abb. 9.2 erkennen lässt. Deshalb wurde vor der Strahlzeit 2008 dieser Detektor überholt. Der zuvor nur aus GAM-Modulen bestehende Detektor, wurde dahingehend modifiziert, dass in seinem Hauptareal strahlenhärtere GAM-Module und Shashlik-Module eingesetzt wurden. Diese ersetzten Module erlauben es den ECAL2-Detektor mit einem intensiveren Strahl zu bedienen.



**Abbildung 9.2:** Simulierte Energiedosis in den Kalorimetern ECAL1 und ECAL2. Simuliert wurde ein 350 tägiger Run mit einem 190 GeV Hadronenstrahl und  $5 \cdot 10^8$  Teilchen/Spill. Die Energiedosisleistung trägt die Einheit rad/h. Es ist zu erkennen, dass im inneren Bereich des ECAL1-Detektors, welchen die GAM-Module abdecken, eine Energiedosis von 300 rad vorliegt. Der Spitzenwert liegt bei 0,8 rad/h. Im ECAL2 werden ca. 600 Module, die in dem Radius von 50 cm um das Loch herum liegen einer Energiedosis von 2 krad ausgesetzt. Die weiter außen liegenden Gläser werden von einer Energiedosis von 300 rad umgeben. Bilder entnommen aus [67].

## 9.2 Minidosimeter

Um eine experimentelle Bestätigung der Simulation zu erhalten, wurden am Ende der Strahlzeit 2008 zwei unterschiedliche Typen von sogenannten Knopfdosimeter (Typ Dose-7 und Typ Dose-N) an bestimmten „Hotspots“ auf den Oberflächen der beiden ECALs positioniert.

Diese Thermolumineszenzdosimeter besitzen eine hohe Strahlenempfindlichkeit und einen relativ großen dynamischen Messbereich ( $10 \mu\text{Gy}$  -  $100 \text{Gy}$ ). Darüber hinaus zeichnen sie sich durch eine hohe Energieunabhängigkeit aus und bestechen durch die asynchrone Auswertung bzw. das geringe „Fading“<sup>72</sup> und somit in ihrer langen Speicherkapazität. Unter Thermolumineszenz versteht man die Abregung unter Lichtemission nach vorangegangener Anregung durch Erwärmung des Luminophors. Bei den anorganischen Kristallen erfolgt die Abregung durch Übergänge zwischen Zuständen des Bändermo-

<sup>72</sup>Die absorbierte Strahlungsmenge bleibt über einen langen Zeitraum nahezu verlustfrei (unter 5%) im Dosimeterkristall gespeichert.

dells. Durch die Erwärmung werden Elektronen auf Aktivatorterme zwischen Leitungs- und Valenzband gehoben. Von hier aus rekombinieren sie mit den Aktivatoratomen und emittieren Thermoluminiszenzlicht. Die ausgestrahlte Lichtmenge ist direkt proportional zur absorbierten Energie [1]. Das tragende Hauptmaterial in diesen Dosimetern ist Lithiumfluorid; dies ergibt sich aus der langjährigen Erfahrung der Dosisbestimmung mit diesen Dosimetertypen und dem hohen Entwicklungsstand.

Die Dosistypen-N, die natürliches Lithium enthalten, bilden das Verhältnis der beiden Nuklide  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$  in der Isotopenmischung der Erde ab (7,4%  ${}^6\text{Li}$  und 92,6%  ${}^7\text{Li}$ ), während der Dosistyp-7 lediglich das  ${}^7\text{Li}$ -Nuklid als Interaktionsgröße enthält. Das  ${}^6\text{Li}$ -Nuklid hat einen recht großen Wirkungsquerschnitt (etwa 940 barn) für die Reaktion  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{He}$  mit thermischen Neutronen. Der für das Nuklid  ${}^7\text{Li}$  ist etwa 2000 mal kleiner, weswegen man mit den Lithiumfluorid-Dosimetern, die  ${}^6\text{Li}$  enthalten, thermische Neutronen messen kann, jedoch mit solchen, bestehend aus  ${}^7\text{Li}$  praktisch nicht.



**Abbildung 9.3:** Eine Momentanaufnahme beim Fixieren der Dosimeter.

Durch den verfrühten Abbruch des Experiments<sup>73</sup> konnte eine Messung nur für fünf Tage gewährleistet werden. Nur wenig befriedigend erweist sich eine solch kurze Messzeit, da diese nur geringfügig statistische Daten zur Verfügung stellt. Somit können die Ergebnisse und Auswertungen, welche am Institut für Kernphysik der polnischen Akademie der Wissenschaften (IFJ) in Krakau erhoben wurden, lediglich Tendenzen aufweisen<sup>74</sup>. In der kommenden Strahlzeit 2009 ist deshalb ein längerer Einsatz dieser Dosimeter geplant. In dieser Arbeit wird versucht, physikalisch interessante Positionen zu finden.

---

<sup>73</sup>Aufgrund technischer Störungen am LHC-Beschleuniger, wurde am 06. Oktober 2008 die komplette Beschleunigungsanlage am CERN runtergeschaltet.

<sup>74</sup>Leider fand bis zum Abgabetermin dieser Arbeit noch keine Fehleranalyse statt. Deshalb können keine Angaben zur Messungengenauigkeit der Dosimeter gegeben werden.

Die gemessenen Energiedosen zeigen, dass die vorhandene Energiedosis, wie zu erwarten war, zu den äußeren Bereichen des jeweiligen Detektors abnimmt. Die nachstehende Tab.9.2 zeigt die Positionierung der Dosimeter und ihre ausgewerteten Energiedosen.

#### ECAL1 Frontseite

TLN Nr.	Dosimeter	x [cm]	y [cm]	Dose-7 [mGy]	Dose-N [mGy]
31722	#3	0	-5	10,8	9,6
31723	#4	0	3	12,4	11,6
37124	#5	-3	0	7,5	7,2
37125	#6	-43	0	3,7	4,0

#### ECAL2 Frontseite

TLN Nr.	Dosimeter	x [cm]	y [cm]	Dose-7 [mGy]	Dose-N [mGy]
31721	#2	7	0	57,9	95,5
31726	#7	-19	0	45,5	64,6
37127	#8	-30	0	13,3	28,3
37128	#9	-62	0	5,6	10,2

#### ECAL2 Rückseite

TLN Nr.	Dosimeter	x [cm]	y [cm]	Dose-7 [mGy]	Dose-N [mGy]
31729	#10	0	0	497,8	466,8
31720	# 1	0	-45	42,2	41,4

**Tabelle 9.1:** Die Positionierung und die Auswertung der Dosimeter nach einer 5-tägigen Strahlzeit.

Bei einer Gegenüberstellung der Messwerte der beiden Dosimetertypen wird deutlich, dass diese tendenziell die gleichen Werte liefern. Eine Tendenz ist dahingehend festzustellen, dass die Ergebnisse des Dosimeters Typ-7 nahegehend durchweg einen höheren Wert erreichen, als dies bei dem Dosimeter vom Typ-N der Fall ist. Auffallend ist die Erkenntnis, dass die Messungen der beiden Dosimeter-Typen an der Oberfläche des ECAL2 deutlich voneinander abweichen. Hier misst der Typ Dose-N durchschnittlich ca. 42% höhere Energiedosen als der Typ Dose-7 mit einem Spitzenwert von sogar 53%. Das beobachtete Phänomen könnte mit den thermischen Neutronen im Zusammenhang stehen, die in diesem Spektrometer-Bereich verstärkt auftreten könnten. Gedeutet werden kann dies, durch die Positionierung des

HCAL1-Detektors, welcher zwischen den beiden ECALs steht. In diesem können thermische Neutronen durch Wechselwirkungsprozesse erzeugt werden, welche schließlich im Dosimeter Typ-N nachgewiesen werden. Nach einer prägnanten Analyse der erhobenen Messdaten kommen zwei zu eruiierende Aspekte zum Vorschein: Die erhobenen Daten werden zunächst auf eine Strahlzeit von 150 Tagen hochgerechnet. Auf diesem Weg möchte man herausfinden, welchen Energiedosen die Bleigläser während einer typischen COMPASS-Strahlzeit (wie 2009 vorgesehen) ausgesetzt sind. Andererseits erlangt man hier Erkenntnisse, ob die Dosimeter diesen Energiedosen stand halten bzw. sensitiv für diese Bereiche sind. Ein weiterer Aspekt ist der Umstand, dass die Energiedosen auf eine Strahlzeit von 100 Tagen kalkuliert werden müssen, um diese mit dem akzeptablen Limit der Gläser vergleichen zu können. Beide Hochrechnungen werden schließlich der Simulation gegenübergestellt, wobei zu beachten ist, dass der simulierte Teilchenfluss als zu hoch angesehen werden muss.

	D-7	D-7	D-N	D-N	Simulation	Simulation
	100 d	150 d	100 d	150 d	100 d	150 d
D	[Gy]	[Gy]	[Gy]	[Gy]	[Gy]	[Gy]
#3	0,216	0,324	0,192	0,288	7,2	10,8
#4	0,248	0,372	0,232	0,348	7,2	10,8
#5	0,150	0,225	0,144	0,216	2,4	3,6
#6	0,074	0,111	0,080	0,120	0,9	1,3
#2	1,158	1,737	1,910	2,865	156,0	234,0
#7	0,910	1,365	1,292	1,928	84,0	126,0
#8	0,266	0,399	0,566	0,849	60,0	90,0
#9	0,112	0,168	0,204	0,306	9,6	14,4

**Tabelle 9.2:** Die Energiedosen in der Einheit [Gy] für beide Dosimetertypen. Die experimentell erhobenen Daten wurden auf 100- sowie 150 Tage hochgerechnet und den Energiedosen der Simulation gegenübergestellt.

Die Kalkulation auf eine 100-tägige Strahlzeit zeigt, dass die erreichten Energiedosen deutlich unterhalb des zugelassenen Limites der Bleigläser liegen. Zieht man den Spitzenwert der Energiedosis für das ECAL1 heran (Dosimeter #4, Typ-D-7), ergibt sich eine Energiedosis von 0,25 Gy. Dieser Wert ist um eine Größenordnung kleiner als die zulässigen (3–5) Gy. Die Hochrechnung für den zweiten elektromagnetischen Kalorimeter liefert einen Energiedosis-Spitzenwert von 1,9 Gy (Dosimeter #2, Typ-D-N); auch dieser Wert überschreitet nicht die zulässige Energiedosis. Eine Gegenüberstellung zu den simulierten Energiedosen zeigt für beide ECALs erhebliche Divergenzen auf;

eine erstaunliche Missstimmigkeit tritt hier zu Tage. Zu beachten sei hier, dass die simulierte und die tatsächliche Teilchenzahl jedoch nicht miteinander korrelieren. Dieser Umstand legt die Vermutung nahe, dass in der Simulation die Energiedeposition auf die Oberfläche der elektromagnetischen Kalorimeter als zu hoch eingeschätzt wurde.

Es sei erwähnt, dass in der 4-monatigen Hadronenstrahlzeit 2008 mit einer Teilchenintensität von  $2,5 \cdot 10^7$  Hadronen/Spill sich insgesamt ca.  $(2 - 3) \cdot 10^{12}$  Teilchen errechneten, die in das Spektrometer eintraten [68]. In der geschriebenen Simulation ist der Teilchenfluss somit um einen Faktor 20 größer. Multipliziert man die kalkulierten Werte der Dosimeter mit diesem Faktor, erkennt man, dass die erreichten Energiedosen in der gleichen Größenordnung liegen, wie sie in der Simulation berechnet wurden. Die Abb. 9.4 stellt die Energiedosen gegenüber. Ersichtlich ist jedoch auch hier die Tatsache, dass wiederum die Simulation, für fast alle Positionen, die höheren Werte liefert. Als Beispiel dient die Dosimeter #4. Es errechnet sich für den Dosimeter-Typ D-7 eine Energiedosis von 7,5 Gy (150 Tage Strahlzeit). Setzt man den gleichen Teilchenfluss voraus, erkennt man dennoch deutliche Unterschiede für den ECAL2-Detektor<sup>75</sup>.

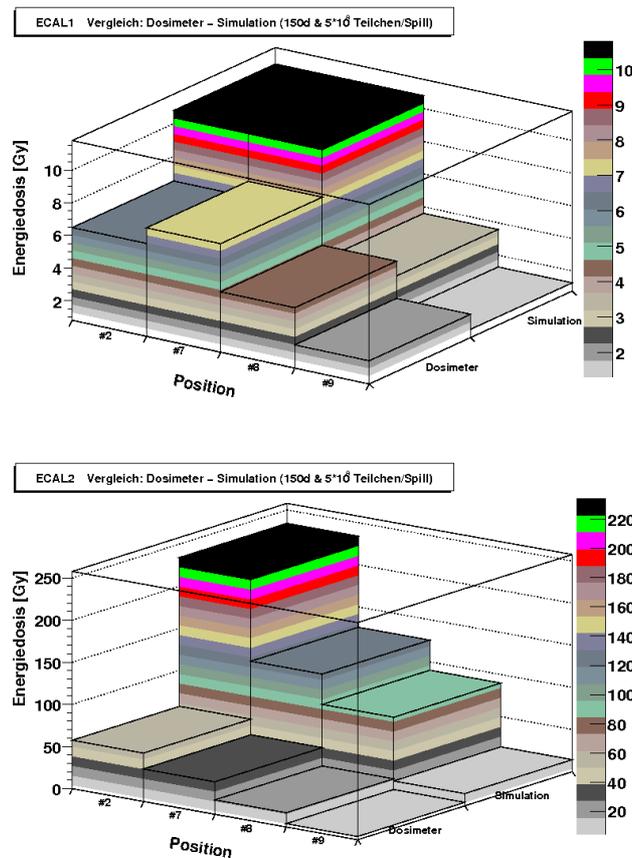
Die Hochrechnung der Daten auf 150 Tage wurde mit der Intention gewählt, dass sich diese in einer Äquivalenz zu der typischen Zeiteinheit eines COMPASS-Experimentes befinden. Auch hier zeigt sich, dass die erhaltenen Energiedosen für beide ECALs unterhalb der legitimierten Grenze liegen. Allerdings zeigt sich, dass nahe der Auslassung am ECAL2 (im innersten Kalorimeterring) Werte erreicht werden, die als grenzwertig anzusehen sind. Aufgrund dieser Ergebnisse ist das bereits ausgeführte Austauschen der Bleiglasmodule zu befürworten.

Ein Vorschlag für die Positionierung der Dosimeter in der Strahlzeit 2009 kann nur dahingehend sinnvoll sein, diese an den selben Positionen anzubringen. Aufgrund der Gegebenheit, dass die Dosimeter in der Strahlzeit 2008 nur kurz zum Einsatz kamen, unterstreicht die Überlegung für die kommende Strahlzeit 2009, diese Dosimeter an den selben Positionen zu fixieren, um einen Vergleich zwischen den bereits vorhandenen Daten und den neu gewonnenen Messwerten zu erhalten. Hierbei kann festgestellt werden, inwiefern die Kalkulationen aus der 5-tägigen Messzeit realistische Werte geliefert haben. Darüber hinaus ist die Option des Einsatzes von mehreren Dosimetern wahrzunehmen. Dabei ergibt sich die Möglichkeit die Dosimeter radialsymmetrisch nach außen hin auf den Detektoroberflächen anzubringen. Somit

---

<sup>75</sup>Das die Energiedosis in der geschriebenen Simulation prinzipiell höher liegen sollte, ist darauf zurück zu führen, dass in der Simulation von einer absoluten Strahlzeit ausgegangen wurde. In der Realität hingegen ist eine kontinuierliche Bestrahlung nicht gewährleistet, da es immer wieder zu unterschiedlich langen Unterbrechungsphasen im Experiment kommt.

können Rückschlüsse über die Energiedepositionen in den Detektoren sinnvoller studiert werden und ein besserer Abgleich zu der erstellten Simulation ist möglich. Gerade die äußeren Bereiche konnten in der Strahlzeit 2008 nicht berücksichtigt werden. Durch das Erfassen dieser Areale ist auch ein wirkungsvollerer Vergleich zwischen den experimentellen Daten und der Simulation gegeben. Vielleicht liegen hier die beiden zu vergleichenden Daten stimmiger beieinander.



**Abbildung 9.4:** Oben: Gegenüberstellung der Energiedosen für das ECAL1-Areal. Aus dieser Darstellung ist zu erkennen, dass der Abfall der Energiedosis zu den äußeren Bereichen hin, in der Simulation als zu stark angenommen wurde. Unten: Skalierung für das ECAL2. Hier ist eine deutliche Unstimmigkeit zu erkennen. Die geschriebene Simulation liefert erheblich höhere Energiedosen.

## 10 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde je ein Exemplar des Bleiglasses vom Typ TF1 und SF57, welche als Čherencov-Strahler im ersten elektromagnetischen Kalorimeter im COMPASS-Experiment ihren Einsatz finden, auf Strahlenresistenz untersucht. Die Motivation für eine solche Untersuchung begründet sich in der Tatsache, dass diese Bleiglasmodule während eine COMPASS-Strahlzeit Energiedosen ausgesetzt sind, die in den Gläsern Schädigungen hervorrufen können. Somit unterliegt die optimale Nachweiseigenschaft der Gläser möglichen Einbußungen.

Die Studien waren bestimmt durch Qualitätskontrollen der Gläser bezüglich ihres Transmissionsgrades, ihrer räumlichen Homogenität und den Ausheilungsprozessen nach unterschiedlichen Bestrahlungsmethoden. Hier wurde die zeitliche Regeneration der geschädigten Gläser bei Raumtemperatur in den Vordergrund gestellt und ihr Verhalten zusätzlich mit einer optischen Bleichmethode verglichen.

Es zeigte sich, dass beide Gläser trotz ihrer langen Existenzgeschichte eine homogene Transparenz im gesamten Glasvolumen besitzen, gerechtfertigt wird diese Aussage, da der Transmissionsgradient unter 5% blieb. Wurden die Gläser der Strahlung einer Cobalt-Quelle ausgesetzt, wurde nur in den ersten Millimeterbereichen minimale Einbrüche in den Transmissionspektren aufgespürt. Exemplarisch wurde die Regeneration für eine feste Wellenlänge studiert. Die Wiedergewinnung des optischen Verhaltens konnte für beide Glastypen nach fünf Tagen registriert werden. Nach der Bestrahlung mit dem vom MAMI zu Verfügung gestellten Elektronenstrahl wurden starke Schädigungen in den Čherencov-Modulen festgestellt. Die völlige Ausheilung vollzog sich in einer Zeitspanne von mehreren Wochen, wobei die Regeneration zum Ende hin deutlich stagnierte. Eine erstaunlich schnellere Auflösung der Farbzentren konnte durch die Methode des „optical bleaching“ erreicht werden. Hier reichte eine Bestrahlzeit von 23 Stunden aus, um die ursprünglichen Transmissionspektren der Gläser reproduzieren zu können. Beide Glastypen weisen keine Absorptionskanten im Transmissionspektrum auf. Eine weitere Gemeinsamkeit ist in dem Reagieren auf Strahlung zu finden, so stellen die Einbrüche in den Transmissionspektren erstaunliche Parallelen dar. Zudem ist die Regeneration beider Gläser im nahezu identischen Zeitfenster anzusiedeln. Der unterschiedliche Bleigehalt in beiden Gläsern und ihre unterschiedliche Geometrie erschweren jedoch einen Vergleich zwischen beiden Glastypen.

Um Rückschlüsse auf die typischen Energiedosen während eine COMPASS-Strahlzeit zu erhalten, wurden zwei verschiedene Dosimetertypen am Ende

der Strahlzeit im Jahr 2008 für fünf Tage an verschiedenen „Hotspots“ auf den Oberflächen der beiden ECALs fixiert. Ihre Auswertungen wurden mit einer Simulationsrechnung verglichen. Die Gegenüberstellung der Daten lieferte jedoch widersprüchige Ergebnisse, es erschloss sich eine Divergenz von einigen Größenordnungen. Zu beachten sei jedoch die Tatsache, dass ein direkter Vergleich nicht möglich war, da in der Simulation die Anzahl der Teilchen pro Spill um den Faktor 20 größer ist, als der tatsächliche Teilchenfluss während der Strahlzeit 2008. Aufgrund der kurzen Einsatzzeit der Dosimeter im COMPASS-Spektrometer und der daraus resultierenden wenig befriedigende Statistik wurde deshalb in dieser Arbeit eine Wiederholung des Experimentes für eine längere Zeitspanne gefordert und mögliche Positionen dargestellt. Anhand der ausgelesenen Daten der Dosimeter lässt sich sagen, dass die Energiedosen, während einer COMPASS-Strahlzeit bei weitem unterhalb des zulässigen Limits der Gläser liegen. Eine Hochrechnung auf eine 150-tägige Strahlzeit zeigt, dass die inneren Bleiglasmodule des ECAL1-Detektor Energiedosen unterhalb 0,5 Gy ausgesetzt sind. Eine Schädigung der Gläser und somit bedingten Einbusungen in ihren optischen Nachweiseigenschaften, können aufgrund dieser Datenlage vernachlässigt werden; eine Nachkalibrierung während einer Strahlzeit wäre tendenziell nicht notwendig.

## Literatur

- [1] G. MUSIOL, J. RANFT, R. REIF, D. SEELIGER: *Kern- und Elementarteilchenphysik*. 2. Auflage. Harri Deutsch, 1995
- [2] THE COMPASS COLLABORATION: Spectroscopy with Hadron Beams at COMPASS. In: *CERN-SPSC-2007-037* (2007), November
- [3] G. MALLOT ET AL.: *The COMPASS Experiment at CERN*. 2007
- [4] M. ERDMANN, TH. MULLER: *Hadron Collider Physics 2002: Proceedings of the 14th Topical Conference on Hadron Collider Physics; Karlsruhe, Germany*. Springer Verlag, 2002
- [5] GODFREY, S.: *The Phenomenology Of Glueball And Hybrid Mesons*. [http://www.lxfsrb6103.cern.ch/compass/publications/2004\\_yellow/](http://www.lxfsrb6103.cern.ch/compass/publications/2004_yellow/), . – letzter Aufruf: 19.12.2008
- [6] THE OBELIX COLLABORATION:  $p\bar{p}$  annihilation into four charged pions at rest and in flight. In: *Eur. Phys. J. C* 35 (2004), S. 21–33
- [7] FRIEDRICH, J.: Measurement of the pion polarisability. In: *Frascati Physics Series XLVI* (2007)
- [8] LINNYK, O.: *Quark off-shellness effect on parton distributions*. Verlag für Wissenschaft und Kultur, 2007
- [9] THE COMPASS COLLABORATION: Drell-Yan at COMPASS. In: *COMPASS Note* (2008), November
- [10] YNDURAIN, F.J.: *The Theory of Quark and Gluon Interactions*. Springer Verlag, 1999
- [11] JASINSKI, P.K.: *Aufbau und Betrieb eines Teststandes für Strahltschrenkowitzdetektoren am COMPASS-Experiment*. Januar 2007
- [12] F. BRADAMANTE, G. MALLOT, S. PAUL: *Workshop on Future Physics at COMPASS*. 2002
- [13] THE COMPASS COLLABORATION: The COMPASS Hadron Programme. In: *CERN-SPSC-2007-015* (2007), April
- [14] THE COMPASS COLLABORATION (P. ABBON ET AL.): The COMPASS-Experiment at CERN. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 577 (2007), S. 455–518

- [15] THE COMPASS COLLABORATION: COMPASS Programme, 2007 to 2010. In: *CERN-SPSC-2007-002* (2007), Januar
- [16] TORRE, S. D.: The COMPASS RICH project. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 433 (1999), S. 207
- [17] WUTTKE, C.: *Konzeption eines Multiplizitätszählers für das COMPASS Experiments*. November 2007
- [18] L. SCHMIDT ET AL.: *Statusbericht zum Datenaufnahmesystem des COMPASS-Experiments am CERN*. 1999
- [19] RICHTER, A.: *Zeitkalibration der Faserhodoskope und Qualitätsüberprüfung der Daten für das COMPASS-Experiment*. Februar 2006
- [20] WEBB, R.: *Erste Messungen transversaler Spinasymmetrien durch Einzelpionenproduktion am COMPASS-Experiment*. 2004
- [21] BRUN, R.: ROOT - an objected-oriented Data Analysis Framework. In: *CERN 3.1c* (2001), September
- [22] V. KOLOSOV, O. KOUZNETSOV, A. MAGNON, F. NERLING: Present performances of COMPASS electromagnetic calorimetry from data analysis. In: *COMPASS Note* (2008), Mai
- [23] KLEINKNECHT, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage. Teubner, 2005. – S. 172 ff.
- [24] SERPUKHOV: *Nucl. Instr. and Meth.* IHEP, 1980
- [25] MARCHAND, C.: Laser Calibration System. In: *COMPASS Note* (2008), November
- [26] KURIG, C.: *Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments*. August 2007
- [27] NA14 COLLABORATION (P. ASTBURY ET AL.): Measurement of Deep Inelastic Compton Scattering of High Energy Photons. In: *Phys.Lett. B* 152 (1985), S. 419 – 427
- [28] BEATRICE COLLABORATION (M. ADAMOVICH ET AL.) WA92: a fix target experiment to trigger on and identify beauty particle decays. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 379 (1996), S. 252 – 270

- [29] F. BINON ET AL.: Hodoscope Multiphoton Spectrometer GAMS-2000. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 248 (1986), S. 86–102
- [30] P. ASTBURY ET AL.: OLGA lead glass calorimeter. In: *Phys. Lett. B* 152 (1985), S. 419–425
- [31] W. BRÜCKNER ET AL.: The electromagnetic calorimeter in the hyperon beam experiment at CERN. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 313 (1992), S. 345–356
- [32] EDELHOFF, R.: *Simulation, Aufbau und Test einer Bleiglasmatrix zum Nachweis hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung*. April 1990
- [33] IHEP-IISN-LAPP COLLABORATION: Photomultiplier Gain Tuning System. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 214 (1983), S. 269 – 272
- [34] COTIC, D.M.: *Bestimmung der Linearität und Energieauflösung von Bleiglasmodulen im elektromagnetischen Kalorimeter am COMPASS-Experiment*. März 2009
- [35] KEES, S.: *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwort eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*. 1997
- [36] BÜSCHING, H.: *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglas Kalorimeter LEDA; eine Computersimulation*. 1997
- [37] TECHNICAL INFORMATION, ADVANCED OPTICS: *TIE-29: Refractive Index and Dispersion*. SCHOTT AG, Mainz, Januar 2007
- [38] TECHNICAL INFORMATION, ADVANCED OPTICS: *TIE-26: Homogeneity of optical glass*. SCHOTT AG, Mainz, Juli 2004
- [39] TECHNICAL INFORMATION, ADVANCED OPTICS: *Glas; Optische Eigenschaften*. SCHOTT AG, Mainz, Januar 2005
- [40] H. BACH, F.K.G. BAUCKE, D. KRAUSE: *Electrochemistry of Glasses and Glass Melts, Including Glass Electrodes*. Springer Verlag, 2007
- [41] L.G. DESHAZER, B.E. NEWNAM, K.M. LEUNG: Role of coating defects in laser-induced damage to dielectric thin films. In: *Appl. Phys. Lett.* 23(11) (1973), S. 607–609

- [42] BLOEMBERGEN, N.: Role of cracks, pores and absorbing inclusions on laser induced damage threshold at surfaces of transparent dielectrics. In: *Appl. Opt.* 12(4) (1974), S. 661–664
- [43] ZIMAN, J.M.: *Prinzipien der Festkörpertheorie*. Harri Deutsch, 1998
- [44] N.W. ASHCROFT, N.D. MERMIN: *Festkörperphysik*. Oldenbourg wissenschaftl. Verlag, 2005
- [45] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*. 3. Auflage. Harri Deutsch, 1998
- [46] S.C. JONES, P. BRÄUNLICH, R.T. CASPER, X.A. SHEN: Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical materials. In: *Opt. Eng.* 28(10) (1989), S. 1039–1069
- [47] STROBL, G.: *Physik kondensierter Materie*. Springer Verlag, 2002
- [48] F. DE NOTARISTEFANI, P. LECOQ, SCHNEEGANS: Heavy scintillators for scientific and industrial applications. In: *Opt. Eng.* (1994)
- [49] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A<sub>4</sub>-Kalorimeters*. März 1999
- [50] PHOTONICS, Philips: *Photomultiplier tubes: principles and applications*. 1994. – Firmenschrift
- [51] ACHENBACH, C.P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mai 2001
- [52] SHIMADZU (Hrsg.): *Instruction Manual, MPC-3100, multi-purpose large sample compartment for UV-3100*. 1.0. Shimadzu, 1997
- [53] REN-YUAN. ZHU, DA-AN. MA: On quality requirement to barium fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 340 (1994), S. 442–457
- [54] P. KOZMA, R. BAJGAR, P. KOZMA JR.: Radiation resistivity of large tungstate crystals. In: *Radiation Physics and Chemistry* 59 (2000), S. 377–380
- [55] M. KOBAYASHI, Y. PROKOSHKIN, A. SIGOVSKY, K. TAKAMATSU: *Radiation Hardness of Lead Glasses TF1 and TF101*. National Laboratory for High Energie Physics, 1993

- [56] C.L. WOODY ET AL.: A summary of radiation damage studies in barium fluoride from the GEM collaboration. In: *IEEE Nucl. Sci. Symp.* (1992)
- [57] P. KOZMA, S. AFANASIEV, A. MALAKOV, A. POVOREIKO: Radiation resistivity of large  $CeF_2$  crystals. In: *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A* 328 (1993), S. 599–600
- [58] BUSJAN, W.: *Strahlungsresistenz szintillierender Kunststoffasern in der Hochenergiephysik: Entstehung und Zerfall kurzlebiger Absorptionszentren.* 1997
- [59] J.T. DICKINSON, S. ORLANDO, S.M. AVANESYAN: Color center formation in soda lime glass and NaCl single crystals with femtosecond laser pulses. In: *App. Phys. A* 79 (2004), S. 859–864
- [60] G. ZUMOFEN, A. BLUM, J. KLAFTER: Concentration fluctuations in reaction kinetics. In: *J. Chem. Phys.* 82(7) (1985), S. 3198–3206
- [61] PARTICLE DATA GROUP: *Review of particle Physics.* Bd. 667. Elsevier, 2008
- [62] BRANDT, S.: *Datenanalyse.* 4. Auflage. Spektrum, 1999
- [63] HOMEPAGE DER BESCHLEUNIGERKOLLABORATION (B1) DES MAMI (Hrsg.): <http://www.kph.uni-mainz.de/B1/accelerator.php>, . – letzter Aufruf: 07.11.2008
- [64] C.L. WOODY, J.A. KIERSTEAD A.B. WEINGARTEN: A Study on the Use of Lead Fluoride for Electromagnetic Calorimetry. In: *IEEE Nucl. Sci. Symp.* (1993)
- [65] S.I.KUPTSOV, A.S. SOLOV'EV, V.G. VASIL'CHENKO, A.A. BISTROVA, I.I. BUCHINSKAYA, A. KRIVANDINA: Radiation damage studies on new inorganic optical crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research B* 103 (1995), S. 323–329
- [66] D.F. ANDERSON, M. KOBAYASHI, C.L. WOODY, Y. YOSHIMURA: Lead fluoride: an ultra-compact cherenkov radiator for EM calorimetry. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 290 (1990), Mai, S. 385–389
- [67] G.V. KHAUSTOV, V.A. POLYAKOV: Estimation of the radiation doses deposited in the ECAL1/ECAL2 calorimeters. In: *COMPASS Note* (2006), November

- [68] GEYER, R.: Report of the Technical Coordinator. In: *COMPASS Note* (2008), November
- [69] GRUPEN, C.: *Teilchendetektoren*. B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- [70] ROSSI, B.: High-Energie Particles. In: *Prentice-Hall* (1952)
- [71] W.M. YAO ET AL.: *Review of Partical Physics*. 33. Journal of Physics G: Part. Phy., 2006
- [72] P. MARMIER, E. SHELDON: Physics of Nuclei and Particles. In: *Academic Press* 1 (1969)
- [73] O. KLEIN, Y. NISHINA: Report. In: *Z. Phys.* 52 (1929), S. 853–854
- [74] ČERENCOV, P.A.: k.A. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 2 (1934), S. 451
- [75] I. TAMM, I. FRANK: k.A. In: *Compt. Rend. Acad. Sci. USSR* 14 (1937), S. 109
- [76] JELLY, J.V.: *Cerenkov radiation and its applications*. Pergamon Press, 1958
- [77] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994
- [78] AMALDI, U.: Phys. Letter. In: *Physica Skripta* 23 (1981), S. 409
- [79] IWATA, S.: Report. In: *University Preprint DPNU* (1993), S. 13–80
- [80] NELSON, W.R.: In: *SLAC-265* (1985)
- [81] E. LONGO, I. SESTILI: Report. In: *NIM* 128 (1985), S. 283
- [82] FABJAN, C.W.: Calorimetry in High Energy Physics. In: *CERN-EP/85-54* (1985)
- [83] MOLIÉRE, G.: Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach- und Vielfachstreuung. In: *Z. Naturforschung 3a* (1948), S. 78–97
- [84] HEUSCH, C.A.: The Use of Čherencov Techniques Absorption Measurements. In: *CERN-EP/84-98* (1984)
- [85] BERNARDI, E.: *Int-Rep. F1/87-01*. Universität Hamburg, DESY, 1987
- [86] M. HOLDER ET AL.: Phys. Status. In: *NIM* 148 (1978), S. 235

## A Wechselwirkung von Teilchen und Strahlung mit Materie

Der Nachweis von Teilchen und Strahlung geschieht nicht direkt, sondern erst über ihre Wechselwirkung mit Materie. Deutlich unterscheiden sich hier die charakteristischen und speziellen Wechselwirkungen von geladenen- und neutralen Teilchen. Die wesentlichsten Wechselwirkungen geladener Teilchen mit einem Medium sind Ionisation und Anregung, wobei bei relativistischen Energien zusätzlich die Bremsstrahlung hinzukommt.

Nicht geladene, also neutrale Teilchen, müssen erst in einer Wechselwirkung mit der Materie geladene Teilchen erzeugen, um über diese indirekt nachgewiesen zu werden. Zu beachten ist auch, dass für ein und dasselbe Teilchen, abhängig von seiner Energie, unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse relevant sein können. Prinzipiell unterscheidet man zwischen sechs wesentlichen Interaktionsprozessen:

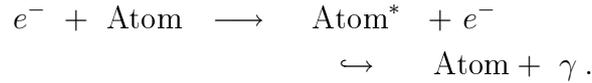
1. Elastische Stöße mit Hüllenelektronen.
2. Elastische Stöße mit Atomkernen oder ganzen Atomen.
3. Unelastische Stöße mit den gebundenen Elektronen des Mediums, bei denen die abgegebene Energie des Teilchens zur Anregung bzw. Ionisation der Atome aufgewandt wird.
4. Unelastische Stöße mit Elektronen oder Atomkernen, bei der infolge der Ablenkung der Teilchen im Coulombfeld des Kernes oder der Elektronen Energie in Form von Bremsstrahlung abgegeben wird.
5. Stöße mit Atomkernen, die zur Anregung von Kernzuständen führen oder andere Kernreaktionen auslösen.
6. Emission von Lichtquanten beim Durchgang von Teilchen durch einen Stoff, deren Geschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium übertrifft (Čherencov-Effekt) [1].

Erst bei sehr hohen Energien ( $E > 10^8 \text{ eV}$ ) steigt der Anteil für Kernprozesse und wird schließlich zum hauptsächlichen Absorptionsfaktor.

Um die Wechselwirkungsprozesse in einem physikalischen Experiment besser verstehen zu können, soll hier kurz auf die Wichtigsten eingegangen werden.

## A.1 Geladene Teilchen und ihre Wechselwirkungen

Laufen geladene Teilchen durch Materie, so verlieren sie ihre kinetische Energie durch Anregung von gebundenen Elektronen der Medium-Atome und durch Ionisation. Folgende Anregungsprozesse kreieren niederenergetische Photonen, die durch ihr Anregungsleuchten registriert werden können:



Reine Stoßprozesse, bei denen die stoßenden Teilchen auf atomare Elektronen so viel Energie übertragen, dass diese den Atomverband verlassen können, haben jedoch eine größere Gewichtung. Bei solchen Prozessen spielt die Masse  $m$  und der Impuls  $\mathbf{p}$  des stoßenden Teilchen für die maximal übertragende kinetische Energie eine Rolle. Die maximal auf ein Elektron übertragene kinetische Energie ergibt sich zu

$$E_{kin}^{max} = \frac{2 \cdot m_2 c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2 \cdot \gamma m_e}{m_0} + \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2} = \frac{2 \cdot m_e \vec{p}^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2 \cdot \frac{E}{c^2}}. \quad (\text{A.1})$$

Hierbei ist

$$\vec{p} = m\vec{v} = \gamma m_0 \beta c \quad (\text{A.2})$$

wobei  $\gamma = (E/m_0 c^2)$  der Lorentzfaktor,  $\beta c = \vec{v}$  die Geschwindigkeit und  $m_0$  die Ruheenergie des Teilchens ist.

Die kinetische Energie  $E_{kin}$  steht über der Definition des Vierervektors der Gesamtenergie  $E$  gemäß (A.3) im folgendem Zusammenhang

$$E_{kin} = E - m_0 c^2 = c \cdot \sqrt{\vec{p}^2 + m_0^2 c^2} - m_0 c^2. \quad (\text{A.3})$$

Wenn das einfallende Teilchen ein Elektron bzw. ein Positron ist, ergibt sich für Gleichung (A.1)

$$E_{kin}^{max} = \frac{\vec{p}^2}{m_e + \frac{E}{c^2}} = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{E + m_e c^2} = E - m_e c^2. \quad (\text{A.4})$$

Handelt es sich hingegen um ein schwereres Teilchen wie z.B. ein Lepton höherer Generation oder ein Hadron mit kleiner Energie ( $2 \cdot \gamma m_2 / m_0 \ll 1$ ), kann man statt (A.1) auch

$$E_{kin}^{max} = 2 \cdot m_e c^2 \beta_2 \gamma_2 \quad (\text{A.5})$$

schreiben oder mit der Vernachlässigung des quadratischen Terms wegen ( $m_e/m_0 \ll 1$ )

$$E_{kin}^{max} = \frac{E^2}{E + \frac{m_0^2 c^2}{2m_e}}. \quad (\text{A.6})$$

Im relativistischen Grenzfall ( $E \gg m_0^2 c^2 / 2m_e$ ) wird die ganze Energie des Teilchens auf das Elektron übertragen [69].

### A.1.1 Der Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Elektronen spielen im Gegensatz zu schweren Teilchen wegen  $m_0 \gg m_e$  eine Sonderrolle. Für schwere Teilchen wird der mittlere Energieverlust  $dE$  pro zurückgelegter Weckstrecke  $dx$  durch die *Bethe-Bloch-Formel* angegeben

$$-\frac{dE}{dx} = 2 \cdot \kappa \cdot \left[ \ln \frac{2 \cdot m_e \cdot \gamma^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (\text{A.7})$$

$$\text{mit: } \kappa = 2 \cdot \pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2}. \quad (\text{A.8})$$

Dabei sind

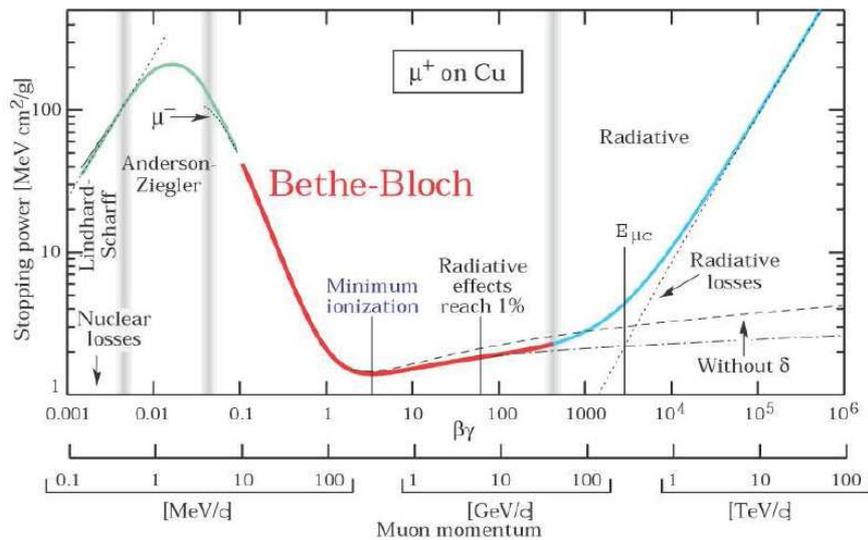
- z = Ladung des einfallenden Teilchens in Einheit der Elementarladung
- Z, A = Kernladungszahl und Massenzahl des Absorbers
- $m_e$  = Elektronenmasse
- $r_e$  = klassische Elektronenradius
- $N_A$  = Avogadro (=Loschmitt) Zahl
- I = eine für das bremsende Material charakteristische Ionisationskonstante, die durch  $I = 16 \cdot Z^{0,9}$  eV approximiert werden kann

In dieser Formel liegen drei Korrekturterme vor:

- $\beta^2$  korrigiert für atomare Übergänge.
- $\delta(\beta)$  entspricht einer energieabhängigen Dichtekorrektur. Wie der Name verrät, ist dieser Dichte-Effekt wesentlich in dichten Absorbermaterialien. Dieser Parameter berücksichtigt, dass durch Polarisation des Materials Ladung für große Abstände abgeschirmt wird. Diese Korrektur ist wichtig für große  $\beta$  und erniedrigt den Energieverlust. Für energiereiche Teilchen kann  $\delta$  durch  $\delta = 2 \cdot \ln \gamma + \xi$  approximiert werden, wobei  $\xi$  eine materialabhängige Konstante ist.
- $C/Z$  Schalenkorrektur, sie ist nur wichtig bei kleinen Geschwindigkeiten des Projektils, vergleichbar mit der Geschwindigkeit der Hüllenelektronen.

Der Energieverlust  $-dE/dx$  wird gewöhnlich in Einheiten von  $\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  angegeben. Die Einheit der Längeneinheit  $dx = \rho \cdot ds$  gibt also die Massenbelegung an, da somit der Energieverlust pro Wegstrecke weitgehend unabhängig von Materialeigenschaften ist.

Zu beachten ist, dass der Energieverlust durch Ionisation ein statistischer Prozess ist und so die Bethe-Bloch-Formel nur den Mittelwert des Ionisationsverlustes angibt. In diesem Zusammenhang sei auf die Fluktuationen („straggling“) dieser Verteilungsfunktion hingewiesen. Formel (A.7) ist nur gültig im Bereich  $0,02 < \beta < 1000$ . Beispielsweise wird der Energieverlust von Pionen im Energiebereich von 6 MeV bis 6 GeV auf 1% genau beschrieben. Für Geschwindigkeiten kleiner als die Geschwindigkeit der atomaren Elektronen ist die Formel nicht mehr gültig, bei sehr hohen Energien  $\beta\gamma > 1000$  werden Strahlungskorrekturen wichtig und der Energieverlust durch diese Gleichung unterschätzt.



**Abbildung A.1:** Darstellung der Bethe-Bloch-Formel. Entnommen aus [61].

Aus dem Verlauf der Bethe-Bloch-Formel lassen sich drei prägende Bereiche erkennen:

- $\beta\gamma < 3$  (nicht relativistisch)  
für kleinere Geschwindigkeiten dominiert der  $1/\beta^2$ -Term, hier fällt die Funktion stark ab.
- $\beta\gamma \cong 3,5$  (relativistisch)  
In diesem Bereich liegt ein breites Minimum der Ionisation vor. Teil-

chen mit Energieverlust in diesem Bereich heißen minimal ionisierende Teilchen (MIP = minimum ionizing particles). Die Position dieses Extremas und der minimale Energieverlust selber, hängen nur wenig vom Targetmaterial ab, da das Verhältnis  $Z/A \approx 0,5$  nicht stark variiert.

- $\beta\gamma > 3,5$

In diesen Bereich nimmt der Energieverlust, aufgrund des logarithmischen Terms, langsam wieder zu. Dieser Anstieg heißt deshalb auch logarithmischer- oder relativistischer Anstieg. Er wird durch die Dichtekorrektur bei hohen Energien abgeschwächt und es stellt sich für große Energien eine Sättigung, das sogenannte „Fermiplateau“ ein.

### Mittlere Reichweite

Durch die Integration der Bethe–Bloch–Formel von der Anfangsenergie  $E$  bis 0 ergibt sich die mittlere Reichweite von Teilchen in einem Material

$$R = \int_E^0 \frac{dX}{dE} dE . \quad (\text{A.9})$$

Diese Reichweite wird meist in Einheiten von  $\text{g}/\text{cm}^2$  angegeben. Um die Reichweite in  $\text{cm}$  zu erhalten, muss durch die Dichte des Materials geteilt werden. So kommt beispielsweise ein Myon mit einem Impuls von 1 GeV in Blei im Mittel 64  $\text{cm}$  weit, ein Proton mit demselben Impuls nur etwa 18  $\text{cm}$ .

#### A.1.2 Die Bremsstrahlung

Elektronen werden in einem Medium durch das Coulombfeld der Kerne abgebremst, einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren sie durch Abstrahlung von Photonen. Diesen Prozess nennt man Bremsstrahlung. Der Energieverlust durch diesen Effekt wird bei hohen Energien beschrieben durch [70]

$$-\frac{dE}{dx_{Brems}} = 4 \alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \cdot \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right) E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} . \quad (\text{A.10})$$

Dabei sind

$$\begin{aligned} Z, A &= \text{Ladungs- und Massenzahl des bremsenden Materials} \\ z, m, E &= \text{Ladung, Masse und Energie des einfallenden Teilchens.} \end{aligned}$$

Man erkennt, dass die Bremsstrahlungsverluste im linearen Zusammenhang zur Energie stehen. Die Proportionalität zu  $Z^2$  spiegelt die Wechselwirkung mit dem Coulomb–Feld wieder und der Zusammenhang mit  $m^{-2}$  zeigt, dass

dieser Prozess besonders wichtig für Teilchen mit kleiner Masse ist. So ist im Vergleich zu einem Elektron der Energieverlust durch Bremsstrahlung für ein Myon 40000-mal schwächer. Für Elektronen ergibt sich mit den klassischen Elektronenradius  $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2)$

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx_{Brems}} &= 4\alpha N_A \cdot \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \\ &= \frac{E}{X_0} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

$X_0$  ist hierbei die Strahlungslänge. Für eine korrekte Beschreibung des Energieverlustes muss auch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich ganz analog, die Ladung  $Z$  ist immer gleich 1, und der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu der Anzahl der Hüllenelektronen  $Z$ . Man kann deshalb den Term  $Z^2$  in der obigen Gleichung (A.11) ersetzen durch  $Z(Z+1)$  und erhält damit eine bessere - auf 1% genauere - Beschreibung der Strahlungslänge

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A \cdot r_e^2 \cdot Z(Z+1) \cdot \ln(183 \cdot Z^{1/3})} \quad [g/cm^2]. \quad (\text{A.12})$$

Unter Einbeziehung von Abschirmeffekten - die atomaren Elektronen schirmen das Kernfeld zum Teil ab - kann die Strahlungslänge nach neueren Berechnungen [61] durch Gleichung (A.13) dargestellt werden

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287 \cdot \sqrt{Z})} \quad [g/cm^2]. \quad (\text{A.13})$$

Die Integration der Gleichung (A.10) bzw. (A.11) ergibt eine Funktion der exponentiellen Schwächung der Energie eines geladenen Teilchens in einem Medium bei einer Absorberdicke  $x$

$$E = E_0 \cdot e^{-x/X_0}. \quad (\text{A.14})$$

Die Strahlungslänge  $X_0$  gibt also die Wegstrecke an, nach der die Energie eines Elektronenstrahls durch Bremsstrahlung auf den  $e$ -ten Teil abgefallen ist. Nach einer Flugstrecke  $7 \cdot X_0$  ist die Energie noch 0,1%. Es sei darauf hingewiesen, dass in der Literatur die Strahlungslängen immer für Elektronen angegeben werden (vgl. Tab. 4.2) durch  $X_0 \propto r_e^{-2} m^2$  erhält man jedoch eine einfache Umrechnung für Teilchen höherer Masse; die Strahlungslänge ist somit eine Materialkonstante und einzig abhängig vom Medium oder Target.

## Die kritische Energie

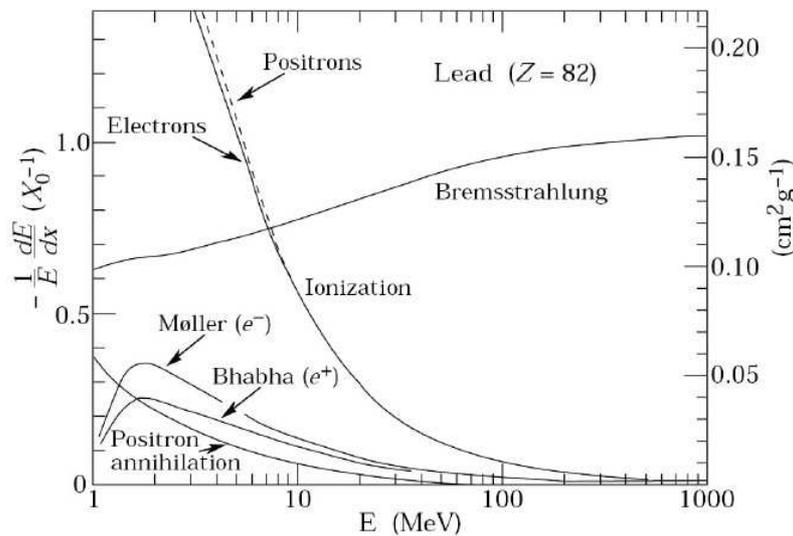
Die Bremsstrahlungsverluste sind proportional zur Energie, Ionisationsverluste hingegen sind proportional zum Logarithmus der Energie. Die Energie, bei der diese beiden Energieverlustmechanismen für Elektronen gleich groß sind, nennt man kritische Energie  $E_{krit.}$

$$-\frac{dE}{dx}(E_{krit.})|_{\text{Ionisation}} = -\frac{dE}{dx}(E_{krit.})|_{\text{Bremsstrahlung}} \quad (\text{A.15})$$

Für Energien größer als  $E_{krit.}$  dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Im Prinzip kann  $E_{krit.}$  aus den jeweiligen Gleichungen (A.7) und (A.10) bestimmt werden. Für Elektronen im Festkörper wird diese Größe gut durch die Parametrisierung

$$E_{krit.} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (\text{A.16})$$

beschrieben. Ebenso wie die Strahlungslänge skaliert die kritische Energie mit dem Quadrat der Masse. Zum Beispiel liegt für Elektronen die kritische Energie in Blei bei 7 MeV, für Myonen hingegen bei 308 GeV. Abb. A.2 zeigt den Energieverlust durch die einzelnen Prozesse im Medium Blei.



**Abbildung A.2:** Der Energieverlust von Elektronen in Materie in Abhängigkeit der Elektronenenergie [71].

## A.2 Wechselwirkung von Photonen

Damit Photonen in einem Experiment nachgewiesen werden können, müssen sie, wie bereits erwähnt, erst in einem Wechselwirkungsprozess geladene Teilchen erzeugen. Bei einem Wechselwirkungsprozess wird das  $\gamma$ -Quant entweder vollständig absorbiert (*Photoeffekt, Paarerzeugung*) oder unter relativ großen Winkeln gestreut (*Compton-Streuung*). Die Absorption, bzw. die Streuung, unterliegen statistischen Prozessen; somit ist eine Reichweite für  $\gamma$ -Strahlung nicht exakt angebar [69]. Allgemein wird ein Photonenstrahl in Materie (exponentiell) geschwächt. Innerhalb einer Schichtdicke  $dx$  wird die Strahlungsintensität  $I$  um einen Bruchteil reduziert

$$dI = -\mu dx I . \quad (\text{A.17})$$

Aus der Integration dieser Relation ergibt sich das *Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz*:

$$I(x) = I(x=0) \cdot e^{-\mu \cdot x} \equiv I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} . \quad (\text{A.18})$$

Durch den Vergleich mit der Gleichung (A.14) zeigt sich ein markanter Unterschied zur exponentiellen Schwächung der Energie eines Elektronenstrahls beim Durchgang durch Materie. Hier beschreibt  $\mu$  den von der Photonenenergie abhängigen Massenabsorptionskoeffizienten, wobei zu beachten ist, dass man bei dem Compton-Effekt (da es hier nur zu einem teilweisen Energieübertrag kommt) vom Massenabschwächungskoeffizienten spricht. Diese Größe beinhaltet die verschiedenen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungsprozesse der Photonen

$$\mu = \frac{N_A}{A} = \sum_i \sigma_i \quad (\text{A.19})$$

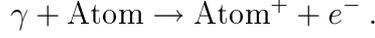
mit:

- $N_A$  = Avogadro (=Loschmidt)-Zahl
- $A$  = Massenzahl
- $\sigma_i$  = atomarer Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $i$  .

Die Dimension von  $\mu$  ist  $[\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ , die der Länge  $x$   $[\text{g cm}^{-2}]$ , welches einer Massenbelegung entspricht. Häufig wird in der Literatur diese Länge  $x$  auch in cm angegeben. In diesem Fall muss dann der Massenabsorptionskoeffizient mit der Dichte  $\rho$  des Materials multipliziert werden. Die Abschwächung von  $\gamma$ -Quanten läuft primär über diese drei Prozesse ab, wobei die Energie  $E_\gamma$  ausschlaggebend für den jeweiligen Wechselwirkungsprozess ist.

### A.2.1 Der Photoeffekt

Für kleine Energien ( $100 \text{ keV} \geq E_\gamma \geq E_{\text{Ionisation}}$ ) dominiert der Photoeffekt:



Nach der nichtrelativistischen Born-Approximation [72] beträgt der totale photoelektrische Wirkungsquerschnitt in nicht unmittelbarer Nachbarschaft der Absorptionskanten

$$\sigma_{\text{Photo}}^K = \left( \frac{32}{\epsilon^7} \right)^{1/2} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma_{TH}^e \quad [\text{cm}^2/\text{Atom}] , \quad (\text{A.20})$$

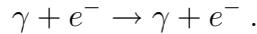
wobei die reduzierte Photonenenergie  $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$  und  $\sigma_{TH}^e = 8\pi r_e^2/3 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$  der Thomson-Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Photonen an Elektronen ist. Durch eine Funktion  $f(E_\gamma, E_\gamma^{Kante})$  wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes in der Nähe der Absorptionskanten modifiziert. Der Photowirkungsquerschnitt ist für höhere Energien ( $\epsilon \gg 1$ ) geringer

$$\sigma_{\text{Photo}}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \cdot \frac{1}{\epsilon} . \quad (\text{A.21})$$

Es sei noch erwähnt, dass als Folge des Photoeffekts in einer inneren Schale Sekundäreffekte, wie z.B. die *charakteristische Röntgenstrahlung* durch Auffüllen der freien Stelle in dem jeweiligen Orbital, oder der *Auger-Effekt* auftreten können.

### A.2.2 Der Compton-Effekt

Der Compton-Effekt legt die elastische Streuung eines Photons an einem quasifreien Elektron dar und kommt im mittleren Energiebereich ( $E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$ ) zum tragen:



Über den Compton-Winkel  $\Theta_C$  existiert im Laborsystems des  $\gamma$ -Quanten ein Zusammenhang zwischen der Photonenenergie  $E_\gamma$  vor und der Energie  $E'_\gamma$  nach dem Stoß:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \epsilon (1 - \cos \Theta_C)} . \quad (\text{A.22})$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für diesen Effekt pro Elektron ist nach Klein-Nishina [73]

$$\sigma_e^e = 2\pi r_e^2 \left[ \left( \frac{a}{\epsilon^2} \right) \left\{ \frac{2a}{b} - \frac{1}{\epsilon} \ln b \right\} + \frac{1}{2\epsilon} \ln b - \frac{c}{b^2} \right] \quad [\text{cm}^2/\text{Elektron}] \quad (\text{A.23})$$

mit:

$$\begin{aligned} a &= 1 + \epsilon \\ b &= 1 + 2\epsilon \\ c &= 1 + 3\epsilon . \end{aligned}$$

Bei hohen Energien vereinfacht sich die Formel zu

$$\sigma_c^e \cong \frac{\ln(\epsilon)}{\epsilon} . \quad (\text{A.24})$$

In einem Atom erhöht sich der Wirkungsquerschnitt um den Faktor  $Z$ , da  $Z$  Elektronen als mögliche Streupartner zur Verfügung stehen, somit gilt:  $\sigma_c^{atomar} = Z \cdot \sigma_c^e$ . Da nur ein Teil der Energie des Quants auf das Elektron übertragen wird, wird oft der Energiequerschnitt  $\sigma_{cs}$  und der Energie-Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{ca}$  über

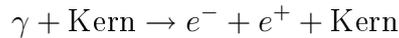
$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_c^e \quad (\text{A.25})$$

$$\sigma_{ca} = \sigma_c^e - \sigma_{cs} \quad (\text{A.26})$$

angegeben. Die Compton-Streuung kann natürlich auch an jedem anderen geladenen Teilchen stattfinden.

### A.2.3 Die Paarerzeugung

Vorherrschend wird dieser Effekt bei hohen Energien ( $E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$ ) bei denen dann der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung dominiert. Bildlich kann er über:



beschrieben werden. Die Schwellenenergie für diesen Prozess ergibt sich aus der Überlegung, dass das  $\gamma$ -Quant im Coulombfeld eines Kerns zunächst die Ruhemasse der beiden Leptonen ( $m_{e^+} \approx m_{e^-}$ ) und schließlich noch die Rückstoßenergie des Kerns aufbringen muss. Die Energieaufteilung auf die erzeugten Teilchen ist dabei bis zu mittleren Energien symmetrisch und wird bei großen Energien stark asymmetrisch. Es gilt

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{Kern}} c^2 . \quad (\text{A.27})$$

Wegen  $m_{Kern} \gg m_e$  gilt praktisch

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 . \quad (\text{A.28})$$

Für eine, jedoch stark unterdrückte, Paarerzeugung im Coulombfeld eines Elektrons ergibt sich

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2. \quad (\text{A.29})$$

Nach [70] muss für den Paarerzeugungsquerschnitt  $\sigma_{Paar}$  beachtet werden, welche Energie das Photon besitzt. Für kleine Energien  $1 \ll \epsilon < \alpha^{-1}Z^{-1/3}$  muss das Photon dem Kern recht nahe kommen, um eine Paarerzeugung hervorzurufen. In diesem Fall wird die Kernladung nicht durch die Atom-elektronen abgeschirmt. Hier errechnet sich  $\sigma_{Paar}$  zu

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \cdot \ln 2\epsilon - \frac{109}{54} \right) \quad [\text{cm}^2/\text{Elektron}], \quad (\text{A.30})$$

für die vollständige Abschirmung der Kernladung ( $\epsilon \gg \alpha^{-1}Z^{-1/3}$ ) dagegen

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad [\text{cm}^2/\text{Atom}]. \quad (\text{A.31})$$

Vernachlässigt man in (A.31) den kleinen Term  $\frac{1}{54}$  so lässt sich der Paarerzeugungsquerschnitt auch mit der Strahlungslänge  $X_0$  ausdrücken

$$\sigma_{Paar} \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0}. \quad (\text{A.32})$$

Weitere Wechselwirkungsprozesse von Photonen wie z.B. *photonukleare Prozesse* oder die *Rayleigh-Streuung* haben zu kleine Wirkungsquerschnitte, als dass sie für den Nachweis von Photonen von großer Bedeutung sind. Abb. A.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt der einzelnen Prozesse in Blei.

### A.3 Starke Wechselwirkung von Hadronen

Neben der Beschreibung von den elektromagnetischen Wechselwirkungen geladener Teilchen sollen hier noch kurz die starken Wechselwirkungen der Hadronen skizziert werden.

Primär handelt es sich bei diesen Wechselwirkungen um inelastische Prozesse, bei denen in der Kollision weitere stark wechselwirkende Teilchen erzeugt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich aus

$$\sigma_{total} = \sigma_{elast.} + \sigma_{inelast.} \quad (\text{A.33})$$

zusammen, wobei der elastische Teil des Wirkungsquerschnitts eine starke Energieabhängigkeit zeigt. Für die inelastischen Prozesse ist maßgeblich die mittlere Absorptionslänge  $\lambda_H$ , die die Absorption von Hadronen in Materie

beschreibt verantwortlich (Vgl. Kapitel B.2). Die Kernwechselwirkungslänge  $\lambda_w$  bezieht sich hingegen auf den totalen Wirkungsquerschnitt

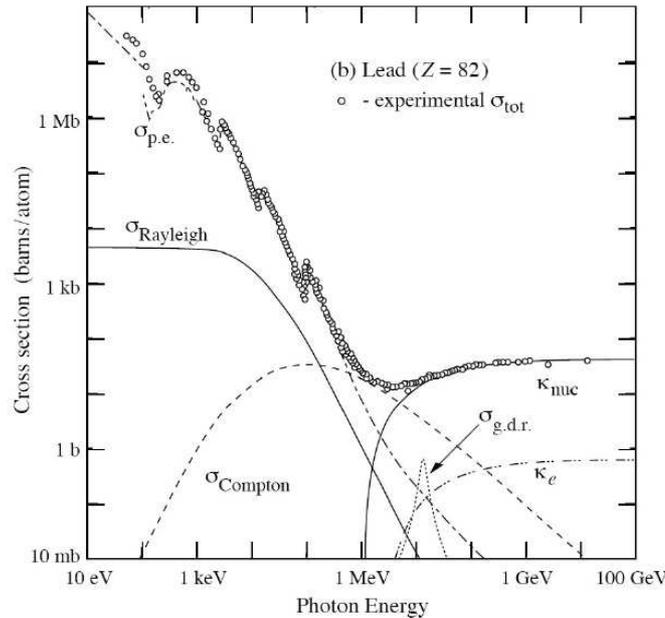
$$\lambda_w = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{total}} . \quad (\text{A.34})$$

Aus den Wirkungsquerschnitten lassen sich die Wahrscheinlichkeiten für eine Wechselwirkung errechnen. Ist  $\sigma_N$  der nukleare Wirkungsquerschnitt (d.h. pro Nukleon), so berechnet sich die Wahrscheinlichkeit  $P$  für eine Wechselwirkung pro  $\text{g}/\text{cm}^2$  zu

$$P [\text{cm}^2/\text{g}] = \sigma_N \cdot N_A . \quad (\text{A.35})$$

Ist hingegen der atomare Wirkungsquerschnitt  $\sigma_A$  gegeben, folgt

$$P [\text{cm}^2/\text{g}] = \sigma_A \cdot \frac{N_A}{A} . \quad (\text{A.36})$$



**Abbildung A.3:** Der Wirkungsquerschnitt von Photonen im Blei [71].  $\sigma_{p.e.}$  bezeichnet den Photoeffekt,  $\sigma_{Compton}$  den Comptoneffekt,  $\kappa_e$  und  $\kappa_{nuc}$  die Paarerzeugung im Feld eines Hüllenelektrons bzw. des Kerns. Die Rayleigh-Streuung ( $\sigma_{Rayleigh}$ ) und photonukleare Prozesse ( $\sigma_{g.d.r.}$ ) spielen eine Unter-geordnete Rolle.

## A.4 Der Čerenkov-Effekt

Die Čerenkov-Strahlung wird als diejenige Strahlung beschrieben, die von einem geladenen Teilchen emittiert wird, wenn es ein Medium mit dem Brechungsindex  $n$  mit der Geschwindigkeit  $v$  durchläuft, die größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts  $c' = c/n$  ist.

Die meist im blauen Spektralbereich beobachtbare Strahlung leitet sich von dessen Entdecker P.A. Čerenkov ab. Im Jahre 1934 forschte er als junger Doktorand am Lebedev-Institut in Moskau und konnte dabei ein Leuchten in Flüssigkeiten aufspüren [74]. Drei Jahre später konnten I.M. Frank und I.Y. Tamm mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik eine theoretische Erklärung für den von Čerenkov entdeckten Effekt geben. Dabei interpretierten sie die Strahlung als Schockwelle überlichtschneller Teilchen in einem isotropen Dielektrikum - eine optisches Analogon zum Mach'schen Überschallknall [75]. Darüber hinaus bilden Čerenkovs Erkenntnisse die Basis für die Entwicklung von Nachweisgeräten zur Bestimmung der Geschwindigkeit von Teilchen.

Die Entstehung dieser Strahlung kann ohne die Quantenmechanik erklärt werden. Der Čerenkov-Effekt vollzieht sich folgendermaßen:

Ein geladenes Teilchen polarisiert die Atome des Mediums, indem es gleiche Ladung abstößt und Entgegengesetzte anzieht. So werden die Atome zu kleinen Dipolen. Dieses geht jedoch nur dann, wenn das Material nicht elektrisch leitet; Čerenkov-Strahlung tritt daher nur im Dielektrikum auf. Bewegt sich das Teilchen schnell durch die Materie, so sind die Atome hinter dem Teilchen weiter polarisiert, während vor dem Teilchen die Polarisation noch nicht auftritt, da sich die elektromagnetische Wechselwirkung nur mit Lichtgeschwindigkeit durch die Materie fortpflanzt. Es entsteht dadurch ein resultierendes Dipolmoment am Ort des Teilchens. Ursächlich für die entstehende emittierende elektromagnetische Strahlung ist dieses schnell entstehende Dipolmoment. Ist  $v < c/n$  definiert, sind die Dipole, die durch das  $\mathbf{E}$ -Feld des Teilchens hervorgerufen werden, symmetrisch um die Teilchenbahn geordnet, so dass das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert Null annimmt und somit keine resultierende Strahlung abfällt. Durch Interferenz heben sich im Allgemeinen die elektromagnetischen Wellen von verschiedenen Punkten der Teilchenspur auf. Gilt jedoch  $v > c/n$  wird die Symmetrie aufgehoben und ein Rest der resultierenden Strahlung bleibt bestehen, was eine Abstrahlung veranlasst. So verstärken sich die Wellen in einer Wellenfront, die mit einem charakteristischen Winkel, dem so genannten Čerenkov-Winkel  $\theta_c$  zur Teilchenbahn abgestrahlt wird. Aufgrund der Rotationssymmetrie um die Trajektorie erfolgt die Emission der Photonen von jedem Punkt der Teilchenspur in einem Kegelmantel, dabei erfolgt die

Emission in einer typischen Größenordnung um  $10^{-10}$  s quasi instantan. Bei genauerer Rechnung fällt allerdings auf, dass der erzeugte Čherencov-Kegel nicht exakt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Photonen verläuft, da die Quanten (lokalisiertes Wellenpaket) mit einer Gruppengeschwindigkeit propagiert werden, die über

$$n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \quad (\text{A.37})$$

kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit.

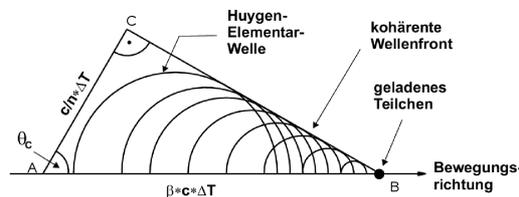
Der relative Beitrag der Čherencov-Strahlung zum Energieverlust durch Ionisation und Anregung ist klein, selbst im Äquivalent zu minimalionisierenden Teilchen. Man erhält für ein Elektron einen Energieverlust  $dE/dx$  pro Weglänge [76]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \underbrace{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right)}_{\sin^2 \theta_c} \omega d\omega . \quad (\text{A.38})$$

Für Gas beispielsweise mit  $Z \geq 7$  ist der Energieverlust durch Čherencov-Strahlung relativ zum Ionisationsverlust minimalionisierenden Teilchen weniger als 1%.

Den Winkel zwischen den emittierenden Čherencov-Photonen und der Bahn des geladenen Teilchens erhält man aus einer einfachen Betrachtung und dem Wissen über die Superposition der Huygen'schen Elementarwellen. Ersichtlich wird dies in einer Gegenüberstellung von einem geladenen Teilchen und dem Čherencov-Photon: Während das geladene Teilchen den Weg  $\overline{AB} = t \cdot \beta c$  zurücklegt, hat das Photon eine Strecke von  $\overline{AC} = t \cdot c/n$  bewältigt, damit ergibt sich

$$\cos \theta_c = \frac{\overline{AC}}{\overline{AB}} = \frac{c}{n\beta c} = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit:} \quad \beta = \frac{v}{c} . \quad (\text{A.39})$$

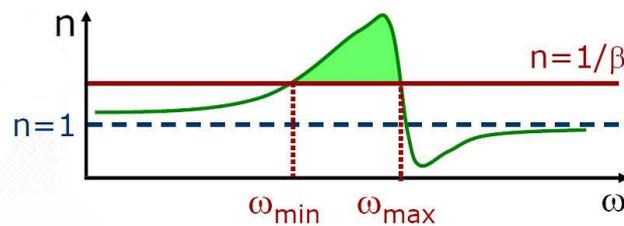


**Abbildung A.4:** Die Entstehung und Ausbreitung des Čherencov-Kegels. Ausgangspunkt ist die Erzeugung und die Überlagerung der Elementarwellen [35].

Berücksichtigt man, dass die Emission des Photons zu einem Rückstoß führt, der von einem geladenen Teilchen aufgenommen wird und eine geringe Richtungsänderung bei diesem auslöst, so ergibt sich bei exakter Berechnung

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} + \frac{\hbar \vec{k}}{2\vec{p}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \quad (\text{A.40})$$

Hierbei stellt  $\hbar \mathbf{k}$  den Impuls des Photons und  $\mathbf{p}$  den Impuls des geladenen Teilchens dar.  $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda$  ist der Wellenvektor des Photons und  $\theta_c$  ist der Winkel zwischen dem Impulsvektor des einlaufenden Teilchens und der Richtung des emittierten Photons. Gleichung (A.39) bleibt jedoch in der Praxis eine gute Näherung, da  $\hbar \mathbf{k} \ll \mathbf{p}$  ist. Für das GAM-Bleiglas ergibt sich beispielsweise ein Čherencov-Winkel von ca.  $\theta_c \approx 53^\circ$ , der Weg der Photonen zum Ende des Module vergrößert sich durch Reflexion damit um den Faktor 1,7.



**Abbildung A.5:** Der Frequenzbereich für den Čherencov-Effekt.

Die Bedingung für den Čherencov-Effekt  $\beta n > 1$  ist oft nur für einen engen Frequenzbereich erfüllt (siehe Abb. A.5). Meist ist er kurz vor einem Bereich anormaler Dispersion ( $\leq 400$  nm) dem charakteristischem blauen Frequenzband angesiedelt, somit wird die Strahlung nicht gleichmäßig über alle Frequenzen emittiert. Zunächst schränken Absorptionsbanden im angrenzenden tief UV-Bereich die Strahlung ein, da dort die Brechzahl  $n$  divergiert ( $n \rightarrow \infty$ ). Im Röntgenbereich oberhalb von 5 keV ist keine Čherencov-Strahlung mehr möglich, weil der Brechungsindex oberhalb der letzten Resonanz kleiner 1 wird. Für die Emission von Čherencov-Strahlung gibt es also einen Schwelleneffekt. An der Schwelle  $\beta_{thr.} = 1/n$  (was einer Schwellengeschwindigkeit  $v_{thr.} = c/n$  zur Folge hat) werden die Čherencov-Photonen in Vorwärtsrichtung emittiert. Somit lässt sich eine minimale kinetische Energie angeben, die ein Teilchen mindestens haben muss, um Čherencov-Strahlung in einem Medium zu erzeugen

$$E_{thr.} = m_0 c^2 \left( \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right). \quad (\text{A.41})$$

Der Čherencov–Winkel steigt, bis er den Maximalwert für  $\beta = 1$ , also

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n} \quad (\text{A.42})$$

erreicht hat. Deshalb beobachtet man diesen Effekt nur in Medien und bei den Frequenzen  $\nu$ , für die  $n(\nu) > 1$  gilt. Gemäß der Definition des Lorentzfaktors  $\gamma_s$ , entspricht der Schwellengeschwindigkeit einer Schwellenenergie [77]

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad \text{mit:} \quad \gamma_s = \frac{E_s}{m_0 \cdot c^2} \quad . \quad (\text{A.43})$$

Der Lorentzfaktor, von dem ab die Čherencov–Strahlung emittiert wird, hängt demnach bei fester Energie also von der Masse der Teilchen ab. Deshalb eignet sich die Messung der Čherencov–Strahlung zur Teilchenidentifikation. Mit der Formel (A.44) lässt sich die Anzahl der pro Wellenlänge emittierten Čherencov–Photonen in einem Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  ermitteln<sup>76</sup>

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad . \quad (\text{A.44})$$

Hier ist  $z$  die Ladung des Teilchens und  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) \approx 1/137$  die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante. Vernachlässigt man die Dispersion, erhält man

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \quad (\text{A.45})$$

Für den optischen Bereich ( $\lambda_1 = 400$  nm und  $\lambda_2 = 700$  nm) ergibt sich für ein einfach ( $z = 1$ ) geladenes Teilchen

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \quad . \quad (\text{A.46})$$

Da die Intensität von Licht der Frequenz  $\omega = 2\pi\nu$  durch die Strahlungsenergie  $E = Nh\omega$  dargestellt werden kann, ergeben sich aus der Gleichung (A.38) für die Anzahl  $N$  der von einem Elektron in einem Energieintervall  $dE$  beziehungsweise einem Wellenlängenbereich  $d\lambda$  emittierten Photonen pro Weckstrecke  $dx$  die Ausdrücke [61]

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE dx} = \frac{\alpha^2}{r_e m_e c^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \quad (\text{A.47})$$

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 N_\nu}{d\lambda dx} \propto \text{const.} \quad . \quad (\text{A.48})$$

<sup>76</sup>Diese Formel ist für viele Simulationsrechnungen von großer Bedeutung.

Durch Vernachlässigung der Dispersion  $n(\lambda)$  ergibt die Integration die absolute Zahl  $N_{Abs.}$  an Photonen:

$$N_{Abs.} = 2\pi\alpha x \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \cdot \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right). \quad (\text{A.49})$$

Prinzipiell kann aufgrund des proportionalen Zusammenhangs zwischen der Anfangsenergie und der Spurlänge, die ein geladenes Teilchen zurücklegt folgender Zusammenhang angegeben werden

$$N_{Cherenc.} = const. \cdot E_0. \quad (\text{A.50})$$

Die Anzahl der Čherencov-Photonen wird allerdings durch Absorption im Medium (bedingt durch z.B. entstandenen Farbzentren) stark verringert. Auch Reflexionsverluste an den Grenzflächen der Module führen zu einer Reduzierung der Čherencov-Photonen.

Alle transparenten Stoffe kommen als Radiatoren für Čherencov-Strahlung in Frage. Erwähnt werden soll hier auch, dass für eine Teilchenseparation, wie z.B. die Trennung von Pionen und Kaonen aus einem Hadronenstrahl dieser Radiator eine erforderliche Radiatorlänge  $L$  benötigt, die von dem Strahlimpuls und den Massen der zu separierenden Teilchen abhängt [23]. Im COMPASS-Experiment werden dafür die CEDAR-Detektoren eingesetzt. Einen großen Bereich von verschiedenen Brechungsindizes kann durch feste, flüssige und gasförmige Radiatoren überdeckt werden, was durch die folgende Tab. A.1 ersichtlich wird.

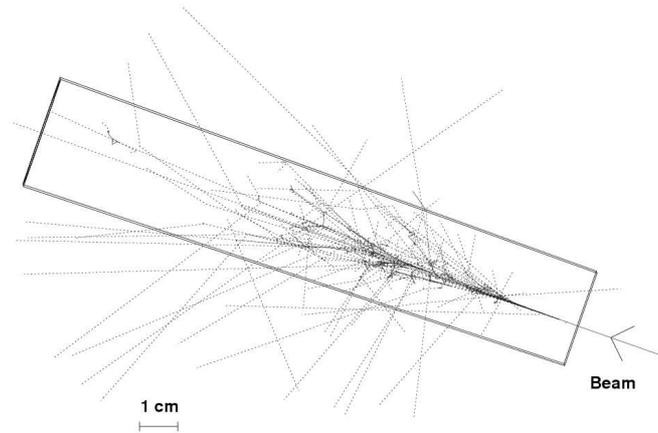
Material	$n - 1$	$\beta$ -Schwelle	$\gamma$ -Schwelle
Flintglas	0,92	0,52	1,170
Bleifluorid	0,80	0,55	1,200
Bleiglas	0,67	0,60	1,250
Szintillator	0,58	0,63	1,290
Plexiglas	0,48	0,66	1,330

**Tabelle A.1:** Čherencov-Radiatoren und ihre spezifischen Schwellen [69].

## B Die Schauerentwicklung in einem Medium

### B.1 Der elektromagnetische Schauer

Die longitudinale und laterale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers ist ein statistischer Prozess und lässt sich mit analytischen oder Monte-Carlo-Methoden beschreiben.



**Abbildung B.1:** Simulation eines elektromagnetischen Schauers in einem Bleiglasmodul [35].

Die wichtigsten Prozesse für die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter sind Bremsstrahlung für Elektronen und Positronen sowie Paarbildung für Photonen, die jeweils im Feld eines Kerns mit der Ladungszahl  $Z$  geschehen. Da die Wirkungsquerschnitte, wie in Kapitel A beschrieben in beiden Prozessen proportional zum Quadrat der Kernladung ansteigen

$$\sigma_{\text{paar,brems.}} \sim Z^2, \quad (\text{B.1})$$

sollten Detektormaterialien eine hohe Ordnungszahl haben. In beiden Prozessen werden die erzeugten Sekundärteilchen mit wachsender Energie immer in Vorwärtsrichtung produziert:

$$\theta \sim \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e}{E}. \quad (\text{B.2})$$

Die charakteristische Länge für beide Prozesse ist die Strahlungslänge  $X_0$ , welche die Schwächung der Energie des jeweiligen Teilchens beschreibt

$$E_{e^-,e^+} = E_0 \cdot e^{\frac{-x}{X_0}} \quad (\text{B.3})$$

$$E_\gamma = E_0 \cdot e^{\frac{-x}{\lambda_\gamma}}. \quad (\text{B.4})$$

Wobei  $\lambda_\gamma = \frac{7}{9} \cdot X_0$  die mittlere freie Weglänge eines hochenergetischen Photons in einem Material ist, bevor eine  $e^-e^+$ -Paarerzeugung stattfindet. Die so erzeugte Kaskade wird mit der Eindringtiefe schwächer und stirbt schließlich aus, wenn die Energie der Teilchen im Schauer im Bereich der kritischen Energie liegt. Dann gewinnen Ionisationsprozesse, bei denen keine neuen Teilchen entstehen, an Bedeutung. Die kritische Energie  $E_{krit.}$  ist deshalb als diejenige Energie definiert, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation ist:

$$\frac{dE}{dx|_{ion}} \approx \frac{E_{krit.}}{X_0}. \quad (\text{B.5})$$

Die wichtigsten Eigenschaften solcher Kaskaden lassen sich schon in einem stark vereinfachten Modell verstehen, welches auf B. Rossi zurückgeht [70]. Ein Gamma-Quant falle in einen totalabsorbierenden Schauerzähler ein und erzeugt nach einer Strahlungslänge ein  $e^-e^+$ -Paar. Diese Teilchen emittieren ihrerseits nach einer Strahlungslänge je ein Bremsstrahlquant, die wiederum die gleiche Prozedur erleben. In jedem dieser Multiplikationsschritten spaltet sich die Energie symmetrisch auf die Folgeteilchen auf, d.h., dass die Energie der ausgehenden Teilchen nur noch die Hälfte des eingehenden Teilchens ist. Die Anzahl der drei unterschiedlichen Schauerteilchen in der Tiefe  $t$  ergibt sich zu

$$N(t) = 2^t, \quad (\text{B.6})$$

wobei die Energie der Teilchen in der Generation  $t$

$$E(t) = E_0 \cdot 2^{-t} \quad (\text{B.7})$$

beträgt. Diese Vervielfachung der Schauerteilchen hält für  $E_0/N > E_{krit.}$  an. Erreichen die Teilchen jedoch die Energie  $E_{krit.}$ , deponieren sie ihre gesamte verbleibende Energie und der Schauer stirbt aus. Das Schauermaximum ist in dieser letzten Stufe der Vervielfachung erreicht. Aus

$$E_{krit.} = E_0 \cdot 2^{-t_{max}} \quad (\text{B.8})$$

ergibt sich die maximale Reichweite des Schauers, welche als Summe der Einzelspuren betrachtet werden kann

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_{krit.})}{\ln 2}. \quad (\text{B.9})$$

Die Gesamtzahl der Teilchen wird zu

$$\begin{aligned} N_{max} &= \sum_{t=0}^{t_{max}} N(t) = 2^{t_{max}+1} - 1 \approx 2^{t_{max}+1} \\ &= 2 \cdot \frac{E_0}{E_{krit.}}. \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Die wichtigsten Erkenntnisse aus diesem Modell sind, dass  $N_{max}$  linear von der Energie abhängt und somit als Messgröße für die Energie genutzt werden kann und dass  $t_{max}$  nur logarithmisch mit der Energie wächst, was für den Bau von Detektoren etwas Beruhigendes hat.

Nach [78] erhält man eine messbare Spurlänge, wenn  $\eta$  die Minimalenergie individueller Schauerteilchen ist, die in einem Kalorimeter nachgewiesen werden können

$$t_{max} = F(\zeta(\eta)) \cdot \frac{E_0}{E_{krit.}} \cdot X_0 \text{ [g/cm}^2\text{]}. \quad (\text{B.11})$$

Es erklärt sich, dass je nach Wahl des Abschneideparameters  $\eta$  die Gesamtzahl der Teilchen im Schauer unterschiedlich ist. Die Funktion  $F(\zeta(\eta))$  lässt sich zu

$$F(\zeta(\eta)) = (1 + \zeta \cdot \ln(\frac{\zeta}{1,53})) \cdot e^\zeta \quad (\text{B.12})$$

parametrisieren unter der Bedingung

$$\zeta(\eta) = 2,29 \cdot \frac{\eta}{E_{krit.}} \text{ mit } E_0 > \eta. \quad (\text{B.13})$$

Eine recht gute Darstellung der Verteilung des longitudinalen Energieverlustes ist in [79] erörtert und lässt sich über

$$\frac{dE}{dt} = const. \cdot t^a \cdot e^{-b \cdot t} \quad (\text{B.14})$$

darstellen, wobei  $t = x/X_0$  die Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  und  $a, b$  Fitparameter sind. Für kleine Schauertiefen  $t$  steigt die Zahl der Sekundärteilchen wie  $t^a$  an, bis die Zahl der Teilchen schließlich ein Maximum erreicht. Jenseits dieses Maximums dominieren absorptive Prozesse, die durch die Exponentialfunktion in (B.14) beschrieben werden.

### B.1.1 Genauere Beschreibung der Schauerentwicklung

Für eine genauere Beschreibung des longitudinalen Profils eines elektromagnetischen Schauers sollten alle relevanten Prozesse (insbesondere einschließlich dem Photoeffekt und der Comptenstreuung) einbezogen werden. Eine Möglichkeit dafür ergibt sich mit einer EGS<sup>77</sup>-Simulation [80], [81]. Die Parametrisierung ergibt die von Longo angegebene, so genannte *Longo-Formel*

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot f \cdot \frac{(f \cdot g)^{g-1} e^{-f \cdot t}}{\Gamma(g)}, \quad (\text{B.15})$$

---

<sup>77</sup>Electron-Gamma-Shower

wobei  $\Gamma(g)$  die Gammafunktion ist, die nach Euler durch

$$\Gamma(g) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{g-1} dx \quad \text{mit} \quad \Gamma(g+1) = g \cdot \Gamma(g) \quad (\text{B.16})$$

definiert ist. In Gleichung (B.15) symbolisiert  $E_0$  die Primärenergie und  $f$  sowie  $g$  stellen Fitparameter dar. Das Maximum dieser Funktion (B.15) entspricht der Position des Schauermaximums und liegt bei

$$t_{max} = \frac{g-1}{f}. \quad (\text{B.17})$$

Da die Verteilung sehr lange Ausläufer hat, muss man Leckverluste in Kauf nehmen, um auf eine vernünftige Länge des Detektors zu kommen. Bei Einschussenergien zwischen 10- und 100 GeV sind 98% der Einfallsenergie in einer Länge von

$$L(98\%) = 2,5 \cdot t_{max} [X_0] \quad (\text{B.18})$$

enthalten. Nach [82] ergibt sich für Bleiglas die Näherung

$$L(98\%) = t_{max} + 13,6 \pm 2,0. \quad (\text{B.19})$$

Eine Faustformel für  $t_{max}$  ist

$$t_{max} = \ln \left( \frac{E_0}{E_{krit.}} \right) + C_i \quad (\text{B.20})$$

mit  $C_\gamma = +0,5$  und  $C_e = -0,5$  für gamma- bzw. elektroneninduzierte Kaskaden. Man erkennt, dass der longitudinale Schauerverlauf materialabhängig ist, da hier die Einfallsenergien in Einheiten der kritischen Energie  $E_{krit.}$  des jeweiligen Mediums und die Schauertiefe in Einheiten von Strahlungslängen gemessen wird.

Für die transversale Dimensionierung eines Kalorimeter-Moduls ist die laterale Ausdehnung eines Schauers ausschlaggebend. Das laterale Schauerprofil wird über die Vielfachstreuung der niederenergetischen geladenen Teilchen und Compton-Streuung der Photonen bestimmt, da die beiden dominierenden Schauerprozesse (Bremsstrahlung und Paarerzeugung) die Teilchen nur unter einem sehr kleinen Winkel streuen. Als Maß dieser transversalen Ausdehnung dient der *Molière-Radius* [83]

$$R_M = \frac{E_{str.}}{E_{krit.}} \cdot X_0 \quad [\text{g/cm}^2]. \quad (\text{B.21})$$

Wegen des Zusammenhangs mit der Vielfachstreuung ist die Streuenergie  $E_{str.}$  in dieser Gleichung

$$E_{str.} = m_e \cdot c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} = 21,2 \text{ MeV}. \quad (\text{B.22})$$

Der Molière-Radius ist der Radius jenes Zylinders, in dem durchschnittlich 90% der Schauerenergie enthalten ist. Mit zunehmender longitudinaler Schauertiefe wächst die laterale Breite einer elektromagnetischen Kaskade, welche darüber hinaus im wesentlichen unabhängig von der Energie des einfliegenden primären Teilchens ist. Eine für alle Materialien gültige Gleichung besagt, dass 95% der Schauerenergie in einem Zylinder um die Schauerachse deponiert ist, dessen Radius mit

$$R(95\%) = 2 \cdot R_M \quad (\text{B.23})$$

abgeschätzt werden kann.

Um den Ort des Schauers bestimmen zu können, braucht man deshalb eine Granularität des Detektors auf der Skala eines Molière-Radius oder feiner. Skaliert die longitudinale Dilatation mit der Strahlungslänge  $X_0$ , wird die Form eines Schauers wegen  $E_{krit.} \sim 1/Z$  durch das Verhältnis

$$\frac{R_M}{X_0} \sim Z \quad (\text{B.24})$$

bestimmt. Dieses Verhältnis bedeutet z.B., dass ein Schauer in Aluminium schlanker verläuft als in Blei. Allerdings ist ein Schauer in dem Medium Aluminium absolut etwa dreimal breiter als im Material Blei.

## B.2 Der hadronische Schauer

Treten Hadronen in Materie ein, so entwickelt sich ebenfalls ein Schauer, welcher jedoch im Gegensatz zu den kompakten elektromagnetischen Schauern äußerst inhomogen verläuft. Analog zu der Strahlungslänge  $X_0$  bei elektromagnetischen Kaskaden wird zu der Charakterisierung hadronischer Schauer die mittlere Absorptionslänge  $\lambda_H$  verwendet, die auch nukleare Interaktionslänge genannt wird. Die Absorption von hadronischen Teilchen in einem Medium wird über  $N(x) = N_0 \cdot e^{-x/\lambda_H}$  beschrieben. Diese Absorptionslänge ist in der Regel deutlich länger als die Strahlungslänge  $X_0$ . Diese Längenskala ist gegeben durch

$$\lambda_H = \frac{A}{N_A \cdot \varrho \cdot \sigma_{inel.}} \approx 35 \cdot \frac{A^{1/3}}{\varrho} \text{ [g/cm}^2\text{]}. \quad (\text{B.25})$$

(Die  $A^{1/3}$ -Abhängigkeit wird nicht unbedingt durch ein Anwachsen der Dichte  $\varrho$  kompensiert, so dass z.B. Eisen eine leicht kürzere Absorptionslänge hat als Blei. Deshalb ist Eisen eine bevorzugte Absorberkomponente in einem Hadronen-Kalorimeter). Für Bleiglas ergibt sich beispielsweise das Verhältnis  $\frac{\lambda_H}{X_0} \approx 10$  [84].

Aus diesen Gründen müssen die Radiatoren von Hadronen-Kalorimetern länger konzipiert sein als in einem elektromagnetischen Schauerzähler. Nicht nur die longitudinale Schauerentwicklung, sondern auch die laterale Verteilung der Schauerenergie, bedingt durch die bei den Kernwechselwirkungen übertragenen Transversalimpulse, ist bei solchen Wechselwirkungsprozessen wesentlich breiter. Die Erzeugung der Sekundärteilchen in einem Hadronenschauer erfolgt über inelastische hadronische Prozesse. Überwiegend werden geladene und neutrale Pionen und mit einer geringeren Multiplizität Kaonen, Nukleonen und andere Mesonen oder Baryonen erzeugt. Neutrale Pionen zerfallen schnell ( $10^{-16}$  s) in zwei energiereiche Gammaquanten, die wiederum im Hadronenschauer elektromagnetische Unterkaskaden auslösen.

Im Gegensatz zu den Elektronen und Photonen, deren elektromagnetische Energien bei großer Radiatorlänge (ca.  $15 \cdot X_0$ ) vollständig vom Detektor erfasst werden können, bleibt bei Hadronen ein beachtlicher Teil der Energie „unsichtbar“. Der Grund dafür ist, dass ein Teil der Hadronenenergie dazu aufgebracht werden muss, um Kernbindungen aufzubrechen d.h. ein Teil der Energie muss für die Erzeugung von Sekundärteilchen *thermalisiert* werden. Dieser Anteil liegt in der Größenordnung um 20% der Gesamtenergie. Weiterhin werden bei dem Prozess des Aufbrechens von Kernbindungen extrem kurzreichweitige Kernfragmente erzeugt, die wiederum nicht zur „sichtbaren“ d.h. detektierbaren Energie beitragen, da sie nicht bis zur Nachweisebene gelangen. Darüber hinaus können stabile oder langlebige neutrale Teilchen, wie z.B.  $n$ ,  $K_L^0$  und Neutrinos sowie erzeugte geladene  $\mu$  aus dem Kalorimeter entweichen und somit die nachweisbare Energie reduzieren.

Diese aufgeführten Effekte (hadronische, elektromagnetische und schwache Reaktionen) führen so in der Schauerentwicklung zu stärkeren Fluktuationen und das Energieauflösevermögen für Hadronen-Kalorimeter fällt im Vergleich zu Elektronen deutlich schlechter aus. Deshalb ist ein Hadronensignal bei gleicher Teilchenenergie in der Regel kleiner als ein Elektronensignal. Aus diesem Grund ist es üblich, eine *hadronische Skala* für ein Kalorimeter anzugeben, die das Verhältnis zwischen dem nachgewiesenen Signal von Hadronen und dem elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen angibt. Es sei zu erwähnen, dass es über eine Hadronen-Kalorimeter-Kompensationsrechnung möglich ist, den Teil der nichtdetektierten Energie in einem Hadronenschauer zurückzuführen [85].

Ähnlich wie bei einem elektromagnetischen Schauer kann man die allgemeine Eigenschaft eines hadronischen Schauerprofils angeben. Die Lage des Schauermaximums skaliert hier mit dem Logarithmus der Energie, wobei die Länge  $t$  des Schauers in Einheiten von  $\lambda_H$  angegeben wird

$$t_{max} = 0,2 \cdot \ln(E/[GeV]) + 0,7. \quad (\text{B.26})$$

Man unterscheidet zwischen zwei unterschiedlichen Definitionen der Schau-erlänge [86]. Einerseits kann die Länge durch die Forderung definiert werden, dass der Schauer erst dann als „ausgestorben“ gilt, wenn im Mittel weniger als ein Schauerteilchen in der Tiefe  $t$  registriert wird („Schauerlänge“). Nach dieser Definition ist ein 50 GeV Pionen-Schauer in einem Eisen-Szintillator etwa 120 cm lang [69]. Andererseits besteht eine weitere Definitionsmöglichkeit darin, diese Länge so festzulegen, dass ein bestimmter Bruchteil der Primärenergie (etwa 95%) bis zu dieser Tiefe deponiert sein muss. Diese Forderung einer 95%-Energiedeposition („Containment“) würde bei einem gleichen, 50 GeV Pionen-Schauer eine Länge von etwa 70 cm im selben Medium ergeben. Im Mittel wird dann die Energie longitudinal innerhalb

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 2,5 \cdot E/[GeV] \quad (\text{B.27})$$

und lateral innerhalb eines Zylinders mit dem Radius

$$R_{95\%} \approx \lambda_H \quad (\text{B.28})$$

deponiert.

## C Datenblätter

# Datenblatt



SF57  
847238.551

$n_d = 1,84666$	$v_d = 23,83$	$n_F - n_C = 0,035536$
$n_e = 1,85504$	$v_e = 23,64$	$n_F' - n_C' = 0,036166$

Brechzahlen		
	$\lambda$ [nm]	
$n_{2325,A}$	2325,4	1,790260
$n_{1970,1}$	1970,1	1,795390
$n_{1529,B}$	1529,6	1,801870
$n_{1060,0}$	1060,0	1,811850
$n_i$	1014,0	1,813350
$n_s$	852,1	1,820380
$n_r$	706,5	1,831020
$n_C$	656,3	1,836500
$n_{C'}$	643,8	1,838080
$n_{632,B}$	632,8	1,839570
$n_D$	589,3	1,846360
$n_d$	587,6	1,846660
$n_e$	546,1	1,855040
$n_F$	486,1	1,872040
$n_{F'}$	480,0	1,874250
$n_g$	435,8	1,893930
$n_h$	404,7	1,913660
$n_i$	365,0	
$n_{334,1}$	334,1	
$n_{312,B}$	312,6	
$n_{296,7}$	296,7	
$n_{280,4}$	280,4	
$n_{248,3}$	248,3	

Reintransmissionsgrad $\tau_i$		
$\lambda$ [nm]	$\tau_i$ (10mm)	$\tau_i$ (25mm)
2500	0,89	0,75
2325	0,91	0,79
1970	0,971	0,930
1530	0,996	0,991
1060	0,999	0,997
700	0,998	0,996
660	0,998	0,994
620	0,998	0,994
580	0,998	0,994
546	0,998	0,994
500	0,994	0,986
460	0,987	0,968
436	0,971	0,930
420	0,941	0,860
405	0,882	0,730
400	0,847	0,660
390	0,727	0,450
380	0,523	0,198
370	0,160	0,010
365	0,040	
350		
334		
320		
310		
300		
290		
280		
270		
260		
250		

Relative Teildispersionen	
$P_{s,1}$	0,1976
$P_{C,s}$	0,4539
$P_{d,C}$	0,2859
$P_{e,d}$	0,2356
$P_{g,F}$	0,616
$P_{i,h}$	
$P'_{s,1}$	0,1942
$P'_{C,s}$	0,4895
$P'_{d,C'}$	0,2373
$P'_{e,d}$	0,2315
$P'_{g,F}$	0,5443
$P'_{i,h}$	

Abweichungen rel. Teildispersionen $\Delta P$ von der "Normalgeraden"	
$\Delta P_{C,1}$	-0,0065
$\Delta P_{C,s}$	-0,0046
$\Delta P_{F,e}$	0,0026
$\Delta P_{g,F}$	0,0123
$\Delta P_{i,g}$	

Konstanten der Dispersionsformel	
$B_1$	1,81651371
$B_2$	0,428893641
$B_3$	1,07186278
$C_1$	0,0143704198
$C_2$	0,0592801172
$C_3$	121,419942

Sonstige Eigenschaften	
$\alpha_{-30/+70^\circ C} [10^{-6}/K]$	8,3
$\alpha_{+20/+300^\circ C} [10^{-6}/K]$	9,2
$T_g [^\circ C]$	414
$T_{10}^{13,0} [^\circ C]$	391
$T_{10}^{7,8} [^\circ C]$	519
$c_2 [J/(g \cdot K)]$	0,360
$\lambda [W/(m \cdot K)]$	0,620
$\rho [g/cm^3]$	5,51
$E [10^3 N/mm^2]$	54
$\mu$	0,248
$K [10^{-6} mm^2/N]$	0,02
$HK_{0,120}$	350
HG	1
B	0,00
CR	2
FR	5
SR	52,3
AR	2,3
PR	4,3

Konstanten der Formel für $dn/dT$	
$D_0$	$7,26 \cdot 10^{-6}$
$D_1$	$1,88 \cdot 10^{-9}$
$D_2$	$-5,14 \cdot 10^{-11}$
$E_0$	$1,96 \cdot 10^{-6}$
$E_1$	$1,79 \cdot 10^{-9}$
$\lambda_{TK} [\mu m]$	0,276

Farbcode	
$\lambda_{90}/\lambda_5$	40/37*
(*= $\lambda_{70}/\lambda_5$ )	

Bemerkungen	
bleihaltiges Glas	

Temperaturkoeffizienten der Lichtbrechung						
[°C]	$\Delta n_{e,d} / \Delta T [10^{-6}/K]$			$\Delta n_{s0,s} / \Delta T [10^{-6}/K]$		
	1060,0	e	g	1060,0	e	g
-40/ -20	6,6	11,1	16,7	4,2	8,6	14,1
+20/ +40	7,6	12,5	18,9	6,0	10,9	17,2
+60/ +80	8,0	13,4	20,1	6,8	12,1	18,8

# Datenblatt



SF5  
673322.407

$n_d = 1,67270$	$v_d = 32,21$	$n_F - n_C = 0,020885$
$n_e = 1,67764$	$v_e = 31,97$	$n_F' - n_C' = 0,021195$

Brechzahlen		
	$\lambda$ [nm]	
$n_{2325,A}$	2325,4	1,632890
$n_{1970,1}$	1970,1	1,637850
$n_{1529,B}$	1529,6	1,643590
$n_{1060,0}$	1060,0	1,651040
$n_i$	1014,0	1,652060
$n_s$	852,1	1,656640
$n_r$	706,5	1,663270
$n_C$	656,3	1,666610
$n_{C'}$	643,8	1,667560
$n_{632,8}$	632,8	1,668460
$n_D$	589,3	1,672520
$n_d$	587,6	1,672700
$n_e$	546,1	1,677640
$n_F$	486,1	1,687500
$n_{F'}$	480,0	1,688760
$n_g$	435,8	1,699860
$n_h$	404,7	1,710690
$n_i$	365,0	1,730560
$n_{334,1}$	334,1	
$n_{312,6}$	312,6	
$n_{296,7}$	296,7	
$n_{280,4}$	280,4	
$n_{248,3}$	248,3	

Reintransmissionsgrad $\tau_i$		
$\lambda$ [nm]	$\tau_i$ (10mm)	$\tau_i$ (25mm)
2500	0,85	0,66
2325	0,89	0,74
1970	0,959	0,900
1530	0,995	0,987
1060	0,998	0,996
700	0,998	0,996
660	0,998	0,995
620	0,998	0,995
580	0,998	0,996
546	0,998	0,996
500	0,997	0,993
460	0,995	0,988
436	0,993	0,982
420	0,989	0,973
405	0,983	0,959
400	0,980	0,950
390	0,967	0,920
380	0,950	0,880
370	0,915	0,800
365	0,882	0,730
350	0,626	0,310
334	0,200	
320		
310		
300		
290		
280		
270		
260		
250		

Relative Teildispersionen	
$P_{s,1}$	0,2194
$P_{C,s}$	0,4775
$P_{d,C}$	0,2915
$P_{e,d}$	0,2366
$P_{g,F}$	0,5919
$P_{i,h}$	0,9513
$P'_{s,1}$	0,2162
$P'_{C,s}$	0,5153
$P'_{d,C'}$	0,2423
$P'_{e,d}$	0,2331
$P'_{g,F}$	0,5237
$P'_{i,h}$	0,9374

Abweichungen rel. Teildispersionen $\Delta P$ von der "Normalgeraden"	
$\Delta P_{C,1}$	-0,001
$\Delta P_{C,s}$	-0,0005
$\Delta P_{F,e}$	0,0005
$\Delta P_{g,F}$	0,0023
$\Delta P_{i,g}$	0,016

Konstanten der Dispersionsformel	
$B_1$	1,46141885
$B_2$	0,247713019
$B_3$	0,949995832
$C_1$	0,0111826126
$C_2$	0,0508594669
$C_3$	112,041888

Sonstige Eigenschaften	
$\alpha_{-30/+70^\circ C} [10^{-6}/K]$	8,2
$\alpha_{+20/+300^\circ C} [10^{-6}/K]$	9,0
$T_g [^\circ C]$	425
$T_{10}^{13,0} [^\circ C]$	421
$T_{10}^{7,8} [^\circ C]$	580
$c_p [J/(g \cdot K)]$	
$\lambda [W/(m \cdot K)]$	
$\rho [g/cm^3]$	4,07
$E [10^3 N/mm^2]$	56
$\mu$	0,233
$K [10^{-6} mm^2/N]$	2,28
$HK_{0,120}$	410
HG	2
B	1,00
CR	1
FR	1
SR	2
AR	2,3
PR	3

Konstanten der Formel für $dn/dT$	
$D_0$	$2,59 \cdot 10^{-6}$
$D_1$	$1,76 \cdot 10^{-9}$
$D_2$	$-2,03 \cdot 10^{-11}$
$E_0$	$1,17 \cdot 10^{-6}$
$E_1$	$1,09 \cdot 10^{-9}$
$\lambda_{TK} [\mu m]$	0,255

Farbcode	
$\lambda_{90}/\lambda_{5}$	37/33
(* = $\lambda_{70}/\lambda_{5}$ )	

**Bemerkungen**  
bleihaltiges Glas

Temperaturkoeffizienten der Lichtbrechung						
[ $^\circ C$ ]	$\Delta n_{e,d} / \Delta T [10^{-6}/K]$			$\Delta n_{s0,s} / \Delta T [10^{-6}/K]$		
	1060,0	e	g	1060,0	e	g
-40/ -20	3,1	5,1	7,4	0,9	2,8	5,1
+20/ +40	3,5	5,8	8,4	2,1	4,4	6,9
+60/ +80	3,9	6,4	9,2	2,8	5,2	8,0

$n_e$ 1.652188	$v_e$ 33.62	$n_F - n_C$ 0.019397
$n_d$ 1.647665	$v_d$ 33.87	$n_F - n_C$ 0.019120

Class of bubbles	Viscosity temperature				
	$\eta$ [Poise]	$10^{14.5}$	$10^{13}$	$10^{10}$	$10^8$
1	$t$ [°C]	375	455	530	605

Relative partial dispersion deviations from the 'Normal Line'				
	$i - F'$	$g - F'$	$F' - e$	$F' - r$
$\Delta P$	+0.008	+0.0004	+/-0	-0.0004
$\Delta v_e$	+0.9	+0.3	+/-0	+0.5
	$i - F$	$g - F$	$F - e$	$F - r$
$\Delta P$	+0.009	+0.0006	+/-0	-0.0003
$\Delta v_d$	+0.9	+0.3	+/-0	+0.5

Stress optical coefficient B [nm·cm <sup>-1</sup> / kp·cm <sup>-2</sup> ], $\lambda=550\text{nm}$	Thermal conductivity			
	-50°C	0°C	+20°C	+50°C
2.60	0.55	0.60	0.63	0.65

Young's modulus E [kp·mm <sup>-2</sup> ]	Shear modulus G [kp·mm <sup>-2</sup> ]	Coefficient of linear thermal expansion $\alpha_{20t} \cdot 10^7$ [°C]	Chemical resistance	
			Stain resistance	Group
5470	2229			II
Poisson's ratio $\mu$	Density $\rho$ [g·cm <sup>-3</sup> ]	+20 ± 60°C	+20 ± 120°C	Weather resistance
0.227	3.86	82	86	Group A

Optical density increment on irradiation		
Initial density $D_0$ [cm <sup>-1</sup> ]	Radiation dose [R]	Optical density increment $\Delta D$ [cm <sup>-1</sup> ]
0.055	$1 \cdot 10^4$	0.090
	$1 \cdot 10^5$	0.60

Refractive indices		
$\lambda$ [nm]		n
312.6	-	-
334.1	-	-
365.0	i	1.70022
404.66	h	1.68229
435.83	g	1.672451
479.99	F'	1.662347
486.13	F	1.661196
546.07	e	1.652188
587.56	d	1.647665
589.29	D	1.647500
643.85	C'	1.642950
656.27	C	1.642076
706.52	r	1.63901
768.2	-	1.63602
852.1	-	1.63289
1013.9	-	1.62862
1128.6	-	1.62638
1395.1	-	1.62232
1529.6	-	1.62054
1813.1	-	1.61691
1970.1	-	1.61487
2249.3	-	1.61102
2325.4	-	1.60991

Dispersion coefficients	
$v_h = \frac{n_h - 1}{n_i - n_g}$	24.6
$v_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$	33.62
$v_d = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C}$	33.87
$v_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	33.86
$V_{1529.6} = \frac{n_{1529.6} - 1}{n_{1013.9} - n_{2249.3}}$	35.3

Relative partial dispersions		
$\Delta n$	$\frac{\Delta n}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{\Delta n}{n_F - n_C}$
312.6 - 334.1	-	-
334.1 - i	-	-
i - h	0.924	0.938
h - g	0.5073	0.5146
g - F'	0.5803	0.5886
g - F	0.5209	0.5285
F - e	0.4644	0.4711
F - D	0.7061	0.7163
F' - e	0.5237	0.5313
d - D	0.0085	0.0086
D - C	0.2796	0.2837
e - C'	0.4763	0.4832
e - C	0.5213	0.5289
C' - r	0.203	0.206
C - r	0.158	0.160
r - 852.1	0.316	0.320
852.1 - 1013.9	0.220	0.223
1013.9 - 1128.6	0.115	0.117
1128.6 - 1395.1	0.210	0.213
1395.1 - 1529.6	0.092	0.093
1529.6 - 1813.1	0.187	0.189
1813.1 - 1970.1	0.105	0.107
1970.1 - 2249.3	0.198	0.201
2249.3 - 2325.4	0.057	0.058

Internal transmittance		
$\lambda$ [nm]	$\tau_i$ (s=10mm)	$\tau_i$ (s=25mm)
280	-	-
300	-	-
320	-	-
340	-	-
360	-	-
380	0.840	0.647
400	0.960	0.903
420	0.977	0.944
440	0.983	0.958
460	0.988	0.971
480	0.991	0.978
500	0.993	0.983
520	0.995	0.987
540	0.996	0.990
560	0.996	0.990
580	0.996	0.990
600	0.995	0.987
620	0.994	0.985
640	0.994	0.985
660	0.994	0.985
680	0.995	0.987
700	0.995	0.987
750	0.997	0.993
800	0.998	0.995
900	0.997	0.993
1000	0.997	0.993
1050	0.997	0.993
1100	0.997	0.993
1200	0.996	0.990
1300	0.997	0.993
1400	0.993	0.983
1500	0.993	0.983

Refractive indices at laser wavelengths	
$\lambda$ [nm]	n
350.7	-
356.4	-
488.0	1.66085
514.0	1.65656
520.8	1.65555
530.0	1.65427
568.2	1.64964
632.8	1.64378
647.1	1.64272
694.3	1.63970
890.0	1.63172
1060.0	1.62767

Radiation resistant analogue glass type-  
**TF101**

## Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während des letzten Jahres und somit im Zuge der Genese meiner Diplomarbeit sehr unterstützt haben.

Anteilig an der Entstehung meiner Arbeit sind besonders meine Betreuer Herr Prof. Dr. J. Pochodzalla, der mir diese Arbeit und darüber hinaus eine Mitarbeit an dem COMPASS-Experiment ermöglichte und mir stets mit seiner fachlichen Kompetenz zur Seite stand und P.K. Jasinski.

Ein ganz herzlicher Dank gilt vor allem ihm für sein großes Engagement. Sehr zu schätzen weiss ich, dass er durch die intensive zeitliche Betreuung sein eigenes Projekt oftmals zurückgestellt hat. Ein großer Dank gebührt ihm darüber hinaus für seine vielen Diskussionen und Verbesserungsvorschläge. Er prägte nicht nur eine angenehme Atmosphäre in unserer Arbeitsgruppe, sondern erleichterte mir die Diplomarbeitszeit zudem, da er mir ein hohes Maß an Vertrauen entgegen brachte, was mir ein selbstständiges Arbeiten sehr erleichterte. Eine Bereicherung waren seine Bemühungen, mich in die Programmiersprache einzuweisen - danke dafür. Auch die vielen gemeinsamen Reisen nach Genf werde ich in sehr guter Erinnerung behalten. Neben einer intensiven Einführung und Einbindung in das COMPASS-Projekt, sorgte er vor Ort zudem für den nötigen persönlichen Ausgleich.

Eine große Unterstützung brachte mir die Mainzer COMPASS-Gruppe um Frau Prof. Dr. E.M. Kabuß und Herr Prof. Dr. D. v. Harrach entgegen. Durch die regelmäßigen Meetings wurden viele interessante Ideen und Impulse gesetzt, die mir bei der Umsetzung und Gestaltung meiner Diplomarbeit von großer Hilfe waren - vielen Dank dafür. Zudem danke ich J.B. Bernhard und Herrn Dr. F. Nerling, die mir mit Ihrer Unterstützung und Interesse am Fortgang meiner Arbeit beistanden.

D.M. Čotić möchte ich für den gemeinsamen Weg durch das Studium danken. In meiner Studienzeit war er eine stetige und hilfreiche Unterstützung, besonders in unseren Lernphasen. Zudem erlebten wir spannende Wochen während unseren Aufenthalten am COMPASS-Projekt. Danken möchte ich ihm für die ebenso notwendige und wichtige Entspannung nach der Arbeit. In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei S. Bleser und S. Schlimme bedanken.

V.A. Polyakov und seinem Team möchte ich für die spannende Zeit am CERN Danke sagen. Mit allen Fragen und Problemstellungen rund um das ECAL1 konnte ich mich im gesamten letzten Jahr an ihn wenden. Darüber hinaus hat er mir mit hoher Motivation und Ausdauer bei der interessanten H<sub>2</sub>-Strahlzeit informativ und experimentell zur Seite gestanden: спасибо.

Bei der experimentellen Durchführung meiner Versuche an der Universität

Mainz haben mich die Arbeitsgruppen A2 und A4 sehr unterstützt. In diesem Zusammenhang seien hier namentlich Herr Dr. A. Thomas und Herr Prof. Dr. M. Ostrick anzubringen, die mir die Realisierung der Bestrahlung meiner Gläser ermöglichten und unterstützten. Sehr bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. M. Ostrick für die Übernahme des Zweitgutachtens meiner Diplomarbeit.

Der Arbeitsgruppe A4 um Herrn Dr. S. Baunack, J. Diefenbach, Y. Imai, Dr. J.H. Lee und B. Gläser bin ich für die Hilfestellung meiner spektroskopischen Untersuchung und fachlichen Ratschlägen sehr dankbar.

Bei Herrn Dr. C.P. Achenbach und L. Nungesser möchte ich mich für die vielfältige Unterstützung, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat, bedanken.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Dr. A. Engel von der Firma SCHOTT AG, der mir stets - als Experte - bei glasspezifischen Fachfragen beratend zur Seite stand und darüber hinaus das Zuschneiden meiner Bleigläser ermöglichte. Gleichmaßen sei hier auch Dr. U. Müller zu nennen, dem ich für den anregenden und informativen Austausch zu den SF57 Gläsern danken möchte.

Den theoretischen Bezugsrahmen zu den Bleigläsern offenbarte mir Herr Prof. Dr. T. Palberg in einem stets aufschlussreichen Dialog.

Bei Dr. C. Ilgner möchte ich mich für die Zusammenarbeit bezüglich des Dosimeter-Projektes herzlich bedanken. Ein regelmäßiger Kontakt zu ihm stellte einen für meine Arbeit wichtigen Informationsfluss bereit.

Dir Nina möchte ich die letzten Zeilen meiner Arbeit widmen. Während all den ganzen Jahren hast du mich uneigennützig und mit großer Hingabe unterstützt und mir oft den Rücken gestärkt. Danke, dass du immer für mich da warst. Du bist für mich eine unendliche Bereicherung:

Mich an deine Seite zu schmiegen,  
Das war (und ist) ein süßes, ein holdes Glück!  
*J.W. v. Goethe: Faust I, Vers 4530 f.*