

Studien zum Bau eines Prototyps für die Rückwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments

Diplomarbeit von Iris Zimmermann

März 2011

Institut für Kernphysik
Johannes-Gutenberg Universität Mainz



Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Grundlagen	11
2.1	Bausteine der Materie	11
2.2	Die starke Wechselwirkung	13
2.3	Die Struktur des Nukleons	16
3	Die physikalischen Ziele des PANDA Experiments	25
4	Experimentelle Realisierung des PANDA-Experiments	33
4.1	Der Hochenergiespeicherring HESR am Beschleunigerkomplex FAIR	33
4.2	Der PANDA-Detektor	35
4.2.1	Das Targetspektrometer	37
4.2.1.1	Targetformen	37
4.2.1.2	Mikrovertexdetektor (MVD)	38
4.2.1.3	Central Tracker	38
4.2.1.4	DIRC	39
4.2.1.5	Flugzeitspektrometer (TOF)	39
4.2.1.6	Myon-Detektoren	40
4.2.1.7	Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)	40
4.2.2	Das Vorwärtsspektrometer	40
4.2.3	Das Datenauslesesystem	41
5	Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) von PANDA	43
5.1	Grundlagen	43
5.1.1	Wechselwirkung geladener Teilchen und Photonen mit Materie	43
5.1.2	Elektromagnetische Schauerbildung	44
5.1.3	Kalorimeter	45
5.1.4	Szintillatoren	47
5.2	Allgemeine Eigenschaften des EMC von PANDA	49

6	Die Rückwärtsendkappe des EMC von PANDA	55
6.1	Aufbau der Rückwärtsendkappe	55
6.2	Thermische Berechnungen	65
6.2.1	Wärmetransportmechanismen	66
6.2.2	Thermische Anforderungen an das EMC von PANDA	67
6.2.3	Das Isolationssystem der Rückwärtsendkappe	70
6.2.4	Thermische Berechnungen für das Isolationssystem	70
6.2.4.1	Wärmebelastung im Fall einer PMI-Verkleidung	70
6.2.4.2	Wärmebelastung im Fall einer Vakuumisolationsverkleidung	72
6.2.4.3	Wärmebelastung durch Vorverstärker und mechanische Wärmebrücken	77
7	Thermische Studien für die Kristalleinheiten der Rückwärtsendkappe	79
7.1	SolidWorks Simulation	80
7.2	Vereinfachte Simulation von 4-Kristall-Einheiten	83
7.3	Weiterentwicklung der Kristalleinheiten	88
7.3.1	Ummantelung der Kristalle mit Kupferfolie	88
7.3.2	Trennkreuz zwischen den Kristallen aus Metall	89
7.3.3	Thermische Simulationen mit Alveolenmaterial höherer Wärmeleitfähigkeit	90
7.3.3.1	Trennkreuz aus CFK-II	90
7.3.3.2	Trennkreuz aus Aluminium	92
7.3.4	Übersicht und Diskussion	92
7.4	Entwicklung spezieller Kristalleinheiten für den Randbereich der Rückwärtsendkappe	95
7.4.1	Aluminiumfolien an den wärmeexponierten Seitenflächen der Kristalleinheit	95
7.4.2	Frontkühlung	97
7.4.3	Seitenkühlung	98
7.4.4	Vergleich und Diskussion der Resultate	100
7.5	Simulationen für die aktuelle Konfiguration der Rückwärtsendkappe	102
7.5.1	Massenarme Kristalleinheiten im Randbereich	102
7.5.1.1	1-Kristall-Einheiten	102
7.5.1.2	2-Kristall-Einheiten	106
7.5.2	Vergleich und Diskussion der Resultate	110
7.6	Simulationen für einen Vergleich zwischen PMI- und Vakuumisolation	111
7.7	Fehlerquellen	114
8	Test eines Vakuumisolationschildes	115
8.1	Aufbau des Vakuumisolationschildes	115
8.2	Planung und Test des Kühlsystems	118
8.2.1	Aufbau	118
8.2.2	Thermisch-fluidale Simulation	122
8.3	Testmessungen des Vakuums	123

A	Abschwächung von Wärmestrahlung durch Superisolationsfolien	129
B	Abschätzung von h_r und h_r^*	133
C	Liste der verwendeten Materialien und ihrer Eigenschaften	135
D	Abbildungen zu den thermischen Simulationen	137
E	Strömungstechnik	141
F	Bilder vom Bau des Vakuumtestaufbaus	143

Kapitel 1

Einleitung

PANDA (antiProton ANnihilations at DARMstadt) soll als eines der zentralen Experimente am zukünftigen Beschleunigerkomplex FAIR¹ auf dem Gelände der GSI² in Darmstadt in Betrieb genommen werden. Es soll der Untersuchung bislang wenig erforschter Sachverhalte auf dem Gebiet der Hadronenphysik dienen. Mit Hilfe der durch PANDA gewonnenen Daten soll ein reichhaltiges Physikprogramm betrieben werden. So sind beispielsweise Untersuchungen hoher Präzision auf dem Gebiet der Charmonium-Spektroskopie geplant, die Erzeugung gluonischer Anregungszustände (Gluebälle und Hybride) und Multi-Quark-Zustände soll ermöglicht werden. Auch sollen bislang nur schwierig zu erforschende Aspekte der Nukleonstruktur untersucht werden.

Das PANDA-Experiment stellt ein Fixed-Target-Experiment dar, welches sich im Hochenergiespeicherring (HESR) befinden wird. Der HESR wird einen Antiprotonenstrahl mit Impulsen im Bereich zwischen 1,5 und 15 GeV/c zur Verfügung stellen. Die im HESR beschleunigten und gespeicherten Antiprotonen werden mit dem Target des PANDA-Detektors zur Kollision gebracht. Es sollen je nach Zweck der Messung verschiedene Targetstationen (beispielsweise Cluster-Jet-Target oder Pellet-Target) zum Einsatz kommen. Der PANDA-Detektor wird aus einem Targetspektrometer und einem Vorwärtsspektrometer bestehen und durch seine das Target umschließende Detektorkonstruktion eine nahezu vollständige geometrische Akzeptanz für die während der Kollision produzierten Teilchen besitzen. Die einzelnen Detektorlagen des Targetspektrometers sind zwiebelschalenförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Ein wichtiger Bestandteil des Targetspektrometers von PANDA ist das elektromagnetische Kalorimeter (EMC), welches sich in drei Hauptbestandteile zerlegen lässt. Für kleine Winkel relativ zur Strahlachse ist die Vorwärtsendkappe zuständig. Den rückwärtigen Winkelbereich deckt die Rückwärtsendkappe ab. Der mittlere Winkelbereich wird durch das fassförmige Barrelkalorimeter abgedeckt. Mit dieser Konfiguration soll eine Winkelakzeptanz von mehr als 99% erreicht werden. Das EMC von PANDA soll Elektronen und Photonen im Bereich von 10 MeV bis zu 14,6 GeV detektieren. Dabei soll eine gute Energie-, Orts- und Zeitauflösung erzielt werden, was in Verbindung mit der relativ kompakten Konstruktion des Detektors hohe Anforderungen

¹Facility for Antiproton and Ion Research

²Helmholtz Institut für Schwerionenforschung GmbH

an das verwendete Szintillatormaterial stellt. Ein geeignetes Material, welches diese Anforderungen erfüllen kann, ist Bleiwolframat (PbWO_4). Dieses Material wurde unter anderem bereits am CMS-Experiment am CERN eingesetzt. Als Szintillator besitzt es für die Anwendung bei PANDA einen Nachteil: Die Lichtausbeute ist bei Zimmertemperatur gering, weswegen das gesamte EMC von PANDA bei -25°C betrieben werden soll. Dies verspricht eine Verbesserung der Lichtausbeute um das Vierfache. Um den Betrieb des Kalorimeters bei dieser Temperatur räumlich und zeitlich stabil aufrechterhalten zu können, müssen sorgfältige Untersuchungen der thermischen Aspekte der Rückwärtsendkappe vorgenommen und Konzepte für Isolierung und Kühlung entwickelt werden. Die EMP-Sektion des Helmholtz-Instituts Mainz (HIM) beschäftigt sich mit der Planung der Rückwärtsendkappe des EMC. Insbesondere befindet sich ein Prototyp für die Rückwärtsendkappe in Planung, an welchem die thermischen und mechanischen Aspekte in der Praxis studiert und erste Testsignale mit Bleiwolframatkristallen aufgenommen werden sollen. Auch sind Testaufbauten für die Isolation des Detektors wertvoll, um Erfahrung mit den entwickelten Isolationssystemen in der Praxis zu gewinnen. Der Bau einer solchen Isolation ist Bestandteil dieser Diplomarbeit.

Die Qualität der Isolationskonzepte schlägt sich in der Temperaturhomogenität innerhalb des sensitiven Detektorvolumens nieder. Daher ist eine Berechnung der internen und externen Wärmeeinflüsse auf den Detektor sinnvoll. Unter Verwendung dieser Resultate ist eine Simulation der sich ergebenden Temperaturverteilungen innerhalb des Detektors nützlich, um die Eignung der Isolation zu prüfen sowie die Konfiguration der Kristalleinheiten zu entwickeln. Zentraler Bestandteil dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung verschiedener Isolationskonzepte und ihre Auswirkung auf die Temperaturverteilung innerhalb des sensitiven Detektorvolumens. Anhand der gewonnenen Erkenntnisse sollen verschiedene Konfigurationen der Kristalleinheiten auf Eignung untersucht werden. In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Teilchenphysik erläutert, welche für das PANDA-Physikprogramm von Interesse sind. Auf die physikalische Motivation des PANDA-Experimentes wird in Kapitel 3 eingegangen, die experimentelle Realisierung des PANDA-Experimentes wird in Kapitel 4 vorgestellt. Das EMC von PANDA wird in Kapitel 5 im Detail vorgestellt. Die analytischen Berechnungen der Wärmebelastungen des Detektors werden in Kapitel 6 vorgenommen, anhand dieser Resultate können thermische Simulationen der Kristalleinheiten erstellt werden, welche in Kapitel 7 aufgeführt sind. Der Bau eines Teststückes der vorgestellten Vakuumisolation soll der Überprüfung der Isolationswirkung und dem Sammeln wertvoller Erfahrung dienen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solches Teststück gebaut und Temperaturmessungen an verschiedenen Oberflächen vorgenommen. Mit Hilfe eines Kühlkreislaufes sollte eine möglichst realitätsnahe Situation nachgestellt werden, in dem das Vakuumschild einseitig auf -25°C gekühlt wird, wie es im finalen Arrangement im Detektorinneren der Fall sein wird. Die Entwicklung des Kühlsystems liefert außerdem erste Erfahrungswerte im Bereich der Kühlungstechnik, was im größeren Maßstab bei der Entwicklung des Kühlsystems der Rückwärtsendkappe von Nutzen sein kann.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Bausteine der Materie

Der Aufbau der Materie ist nach heutiger Kenntnis im wesentlichen durch die Kernbausteine Proton und Neutron und das Elektron gegeben. Das Elektron konnte als punktförmiges Teilchen mit Spin $1/2$ identifiziert werden. Die Nukleonen jedoch zeigten in zahlreichen Experimenten Anregungszustände, welche Hinweise auf eine innere Struktur der Nukleonen darstellen. Das Studium dieser Anregungszustände erfolgt in Spektroskopie-Experimenten, wie beispielsweise die Charmonium-Spektroskopie, in der Anregungszustände des gebundenen Charm-Systems erzeugt und untersucht werden. Eine andere Möglichkeit, die Struktur der Kernbausteine zu ergründen, ist die Untersuchung der Grundzustände der Nukleonen durch Streuexperimente mit elastischer Streuung. Zur Beschreibung von stark wechselwirkenden Teilchen mit innerer Struktur wurde in den 1960er Jahren das Quarkmodell entwickelt, bei dem alle Hadronen aus zwei beziehungsweise drei Quarks zusammengesetzt beschrieben werden. Heutzutage verwendet man das sogenannte Standardmodell der Kern- und Teilchenphysik als gültige Theorie, welche alle bekannten Teilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander beschreibt. Innerhalb der großen vereinheitlichten Theorie werden die drei Wechselwirkungen zu einer einzigen vereinigt. Die fundamentalen Wechselwirkungen der Quantentheorie werden im Standardmodell der Teilchenphysik durch den Austausch von virtuellen Bosonen beschrieben. Dazu gehören die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung werden diese als Photonen, im Falle der schwachen Wechselwirkung als Z^0 - und W^\pm -Bosonen und im Falle der starken Wechselwirkung als Gluonen bezeichnet. Diese virtuellen Bosonen stellen kräftevermittelnde Teilchen dar. Daneben existieren Teilchen, aus welchen die Materie aufgebaut ist, die sogenannten Quarks. Die Quarks gelten heute zusammen mit den Leptonen als die fundamentalen Bausteine, aus welchen alle Materie aufgebaut ist. Da man von diesen Teilchen bisher keinerlei angeregten Zustände beobachten konnte, werden sie als punktförmige Elementarteilchen ohne innere Struktur angesehen. Die Leptonen und Quarks lassen sich nach dem Standardmodell in 3 Familien (oder auch Generationen genannt) einteilen (Abbildung 2.1).

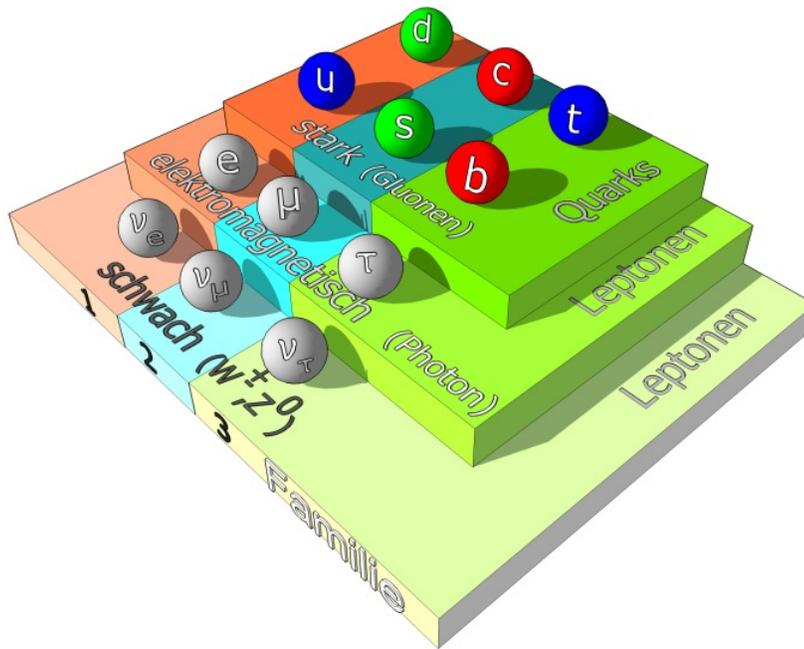


Abbildung 2.1: Standardmodell der Kern- und Teilchenphysik [56]

Es existieren insgesamt 6 Leptonen: Elektron, Myon, Tauon sowie die zugehörigen elektrisch ungeladenen Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ . Darüberhinaus kommt zu jedem Lepton das jeweilige Antiteilchen hinzu: e^+, μ^+, τ^+ sowie $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ mit (falls vorhanden) entgegengesetzter elektrischer Ladung ebenso wie entgegengesetzter Helizität und Farbladung, gleicher Masse und gleichem Spin. Die Neutrinos wechselwirken ausschließlich schwach, während die geladenen Leptonen zusätzlich elektromagnetisch wechselwirken können. Zerfälle, bei welchen Leptonen (genauso verhält es sich bei Baryonen) beteiligt sind, erhalten eine Quantenzahl, welche nach der Teilchensorte benannt wurde: die Leptonenzahl (Baryonenzahl) ist bei Reaktionen, in welchen die jeweilige Teilchensorte beteiligt ist, erhalten. So tragen Leptonen je die Leptonenzahl 1, ihre Antiteilchen je -1.

Quarks können sowohl schwach als auch stark und elektromagnetisch wechselwirken, da sie alle erforderlichen Ladungen besitzen: elektrische Ladung, schwache und Farbladung. Die Farbladung wurde als zusätzliche Quantenzahl eingeführt. Da scheinbar bei manchen Baryonen das Pauliprinzip nicht erfüllt zu sein schien, wurde eine Einführung der Farbquantenzahl notwendig. Die Δ -Resonanz $\Delta^{++}(uuu)$ beispielsweise besitzt eine vollständig symmetrische Orts- und Spinwellenfunktion mit $l=0$ und $J=3/2$. Da zusätzlich nur u-Quarks vorhanden sind, scheint die Gesamtwellenfunktion symmetrisch zu sein, was gegen das Pauliprinzip verstößt. Man kann eine unter Teilchenvertauschung antisymmetrische Farbwellenfunktion konstruieren, welche die Gesamtwellenfunktion wieder antisymmetrisch macht. Die Quarks können in drei Farbzuständen vorkommen, welche mit rot, grün, blau sowie antirot, antigrün, antiblau (für die Antiteilchen) festgelegt wurden. Sie tragen einen Spin von $\frac{1}{2}$ und sind damit Fermionen, ebenso wie die Lepto-

Fermionen	Symbol	Familie	Masse [MeV]	elektrische Ladung
<i>up-Quark</i>	<i>u</i>	1	1,7-3,3	2/3
<i>down-Quark</i>	<i>d</i>	1	4,1-5,8	-1/3
<i>strange-Quark</i>	<i>s</i>	2	$101 \begin{pmatrix} +29 \\ -21 \end{pmatrix} \text{MeV}$	-1/3
<i>charm-Quark</i>	<i>c</i>	2	$1270 \begin{pmatrix} +70 \\ -90 \end{pmatrix} \text{MeV}$	2/3
<i>bottom-Quark</i>	<i>b</i>	3	$4190 \begin{pmatrix} +180 \\ -60 \end{pmatrix} \text{MeV}$	-1/3
<i>top-Quark</i>	<i>t</i>	3	$1720000 \pm 900 \pm 1300^1$	2/3

Tabelle 2.1: Quarks und ihre grundlegenden Eigenschaften [18]

nen. Ein wesentlicher Unterscheid zwischen den Leptonen und den Quarks ist die Art des Vorkommens: Die Leptonen können isoliert existieren, während niemals einzelne farbige Teilchen, also zum Beispiel einzelne Quarks, beobachtet wurden. Dieser Umstand wird als Confinement bezeichnet (Farbeinschluss). Die Quarks werden ebenso in 3 Familien eingeteilt. Insgesamt existieren 6 Quark-Flavours: Up (*u*), Down (*d*), Strange (*s*), Charm (*c*), Bottom (*b*) und Top (*t*). Sie bilden die Grundbausteine der Hadronen. Diese lassen sich wiederum in Mesonen und Baryonen unterteilen. Es können zwei Quarks zu einem Meson (Quark-Antiquark-Paar) ($\bar{q}q$), sowie drei Quarks (qqq) zu einem Baryon kombinieren. Dabei muss stets Farbneutralität bewahrt werden, weswegen es zum Beispiel keine $\bar{q}qq$ Paare gibt, welche eine Farbladung zuviel tragen würden [18]. Die wichtigsten Eigenschaften der Quarks sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

2.2 Die starke Wechselwirkung

Die starke Kraft bestimmt die mikroskopische Struktur der Materie. Sie hält die Quarks in Form von Hadronen zusammen und bestimmt ihre Wechselwirkung untereinander. Das quantitative Verständnis der Materiestruktur auf subatomaren Level ist einer der großen Herausforderungen der modernen Forschung im Gebiet der Hadronenphysik. Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die quantenfeldtheoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung, eine nicht-abelsche Eichtheorie mit lokaler SU(3)-Symmetrie. In Analogie zur Quantenelektrodynamik, welche die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen beschreibt, stellen die Quarks die elementaren Bausteine der QCD dar. Die Träger der Wechselwirkung sind Gluonen, die Eichbosonen der QCD. Diese tragen selbst Farbe und Antifarbe und koppeln an die Farbladung der Quarks sowie durch die vorhandene Kombination aus Farbe und Antifarbe auch aneinander (Selbstwechselwirkung der Gluonfelder in der QCD). Die Folge der Selbstwechselwirkung ist eine nichtlineare Dynamik der QCD. Die Stärke der Wechselwirkung durch die Gluonen bewirkt eine Einbindung der Quarks in Nukleonen und anderen Hadronen. Dabei werden ständig die Farben der Quarks ausgetauscht. Es existieren die Farben Rot, Grün, Blau sowie die entsprechenden Antifarben

Antirod, Antigrün und Antiblau, welche von den Antiteilchen getragen werden. Nach gruppentheoretischen Regeln bilden 3×3 Farbkombinationen ein Singulett und ein Oktett der Farben. Das symmetrische Farbsingulett ist invariant gegenüber Rotation im Farbraum und koppelt nicht an die Farbladung. Es existieren daher insgesamt 8 Gluonen. Das Konzept der QCD ist demjenigen der QED sehr ähnlich, welche die quantenfeldtheoretische Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung darstellt. Hier wird die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen durch den Austausch ungeladener Photonen in einer relativistischen Quantenfeldtheorie mit lokaler Eichinvarianz beschrieben. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die der $U(1)$, es existiert eine Erhaltungsgröße: die elektrische Ladung. Die $SU(3)$ -Symmetrie in der QCD hat nun die Erhaltungsgröße der Farbladung. Freie Objekte wurden stets als farbneutral beobachtet, Quarks kommen nicht isoliert vor, sondern sind in Hadronen gebunden (*Confinement*). Das Potential zweier Quarks steigt bei zunehmendem Abstand beider Quarks an, verursacht durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen. Bei großen Abständen zweier Quarks steigt die Stärke der Kopplung zwischen den Teilchen derart an, dass ein Entfernen eines einzelnen Quarks aus dem Hadron unmöglich ist. Diese Tatsache ist bereits aus dem Verlauf der starken Kopplungskonstante ersichtlich, welche keine Konstante im eigentlichen Sinne ist. Diese hängt - im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik - stark vom Impulsübertragsquadrat Q^2 ab, was durch Quantenfluktuationen bedingt wird (*Laufende Kopplungskonstante*). In der Quantenfeldtheorie wird die Wechselwirkung zweier Teilchen durch die Eichbosonen der Wechselwirkung vermittelt. Die Kopplungskonstante gibt dabei die Stärke der Kopplung dieser Austauschbosonen an die dazugehörigen Ladungen an. In Abbildung 2.2 ist der Verlauf der starken Kopplungskonstante für $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ gezeigt [21]. Es existieren zwei gegenläufige Prozesse der QCD, welche den Verlauf der Kopplungskonstante beeinflussen. Die Erzeugung und Vernichtung von Quark-Antiquark-Paaren in gluonischen Fluktuationen führt zur Abschirmung der starken Ladungen. Mit steigendem Impulsübertragsquadrat (entsprechend einem abnehmendem Abstand zwischen den wechselwirkenden Teilchen) wird die Kopplung stärker. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen bewirkt dagegen eine Anti-Abschirmung, welche das Verhalten der Kopplungskonstanten mit zunehmendem Q^2 dominiert und abschwächenden Charakter hat. Daher nimmt die Kopplungskonstante mit größer werdendem Q^2 ab. Im Bereich hoher Energien, entsprechend großer Impulsübertragsquadrate ist die Kopplungsstärke schwach und ein störungstheoretischer Zugang ist möglich. Dort werden zahlreiche aus der Störungstheorie stammenden Vorhersagen im Experiment bestätigt. Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow \infty$ geht die Kopplungskonstante asymptotisch gegen Null. Es existieren quasifreie Quarks, was als *asymptotische Freiheit* bezeichnet wird [18].

In erster Ordnung Störungstheorie ist die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von Q^2 gegeben durch:

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet n_f die Zahl der beteiligten Quarktypen und Λ ist der einzige freie Parameter der Quantenchromodynamik, welcher aus Vergleich von Experiment und QCD-theoretische Vorhersagen zu $\sim 250 \text{ MeV}$ bestimmt wurde. Im Bereich niedriger Energien nimmt die starke Kopplungskonstante sehr große Werte an. Dies ist der Bereich der *nicht-pertubativen QCD*. Die

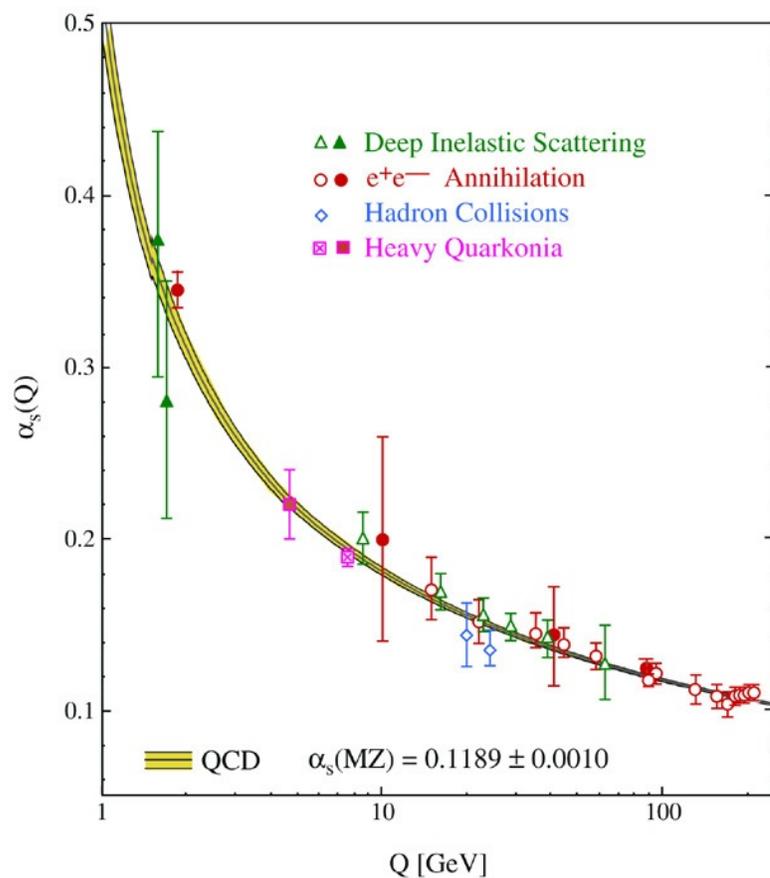


Abbildung 2.2: Verlauf der starken Kopplungskonstante in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q der ausgetauschten Gluonen [21]. Eingetragen sind die Messdaten verschiedener Experimente mit unterschiedlichen experimentellen Techniken. Im zugänglichen Bereich der Impulsüberträge wurden Werte zwischen 0,1 und 0,4 für die starke Kopplungskonstante ermittelt. Die durchgehenden Kurven stellen Vorhersagen der QCD dar.

Struktur und Dynamik der Nukleonen kann nur mit Hilfe der nicht-pertubativen QCD beschrieben werden, da im Bereich der niedrigen Impulsüberträge die Kopplung zwischen den Quarks sehr stark ist. In diesem Bereich der QCD werden Berechnungsmethoden wie die Gitter-QCD eingesetzt, welche eine Formulierung der QCD auf diskreten Raum-Zeit-Gittern darstellt. Auch werden numerische Rechenmethoden in Verbindung mit feldtheoretischen Methoden eingesetzt. Im Bereich niedriger Energien kann die sogenannte chirale Störungstheorie verwendet werden, welche zur Beschreibung von leichten Hadronen dient. Die gezielte experimentelle Überprüfung dieser Theorien soll eine Vergleichsmöglichkeit schaffen. Die aus den vorhergesagten Wechselwirkungen dienen der Berechnung hadronischer Anregungszustände, welche zahlreiche Baryonen und Mesonen bisher unbekannter Natur vorhersagen [28].

Die Untersuchung der Struktur des Nukleons ist ein wichtiger Aspekt zukünftiger Studien des PANDA-Experimentes, welches zentraler Bestandteil dieser Diplomarbeit ist. Im folgenden Abschnitt soll daher genauer auf die Struktur des Nukleons eingegangen werden.

2.3 Die Struktur des Nukleons

Die Erforschung der Struktur der Nukleonen erfolgt mit Hilfe von Streuexperimenten. Dabei wird auf das zu untersuchende Objekt einen Strahl von Teilchen mit bekannten Eigenschaften gerichtet. Aus der Verteilung der gestreuten Teilchen können sodann Rückschlüsse auf die Struktur des Objektes gezogen werden. Dabei kann elastisch oder inelastisch an dem zu untersuchenden Objekt gestreut werden. Während in der elastischen Streuung die kinetische Energie erhalten bleibt, kann in der inelastischen Streuung das Streuzentrum zusätzlich angeregt werden und es können neue Teilchenzustände erzeugt werden. Auf die wesentlichen experimentellen Techniken und Grundbegriffe aus der Physik der Nukleonen soll im Folgenden eingegangen werden.

Struktur des Grundzustandes der Nukleonen

Durch die elastische Streuung von Elektronen an den leichtesten Kernen Wasserstoff und Deuterium kann man Erkenntnisse über die Kernbausteine Proton und Neutron gewinnen. Um die Nukleonen auf Struktur untersuchen zu können, müssen bereits Energien im Bereich von mehreren hundert MeV bis einige GeV aufgewendet werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons an einem Nukleon wird durch die *Rosenbluth-Formel* [51] beschrieben

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.2)$$

wobei $Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2$ der negative Impulsübertrag vom Elektron auf das Nukleon ist und als ein Maß für die Virtualität des Prozesses angesehen werden kann. θ bezeichnet dabei der Laborstreuwinkel des Elektrons. Dabei ist die Größe $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$ vom Quadrat des Viererimpulsübertrages abhängig. $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ stellen die elektrischen und magnetischen Formfaktoren der Nukleonen dar und hängen ebenso von Q^2 ab. In der Formel des Wirkungsquerschnitts ist sowohl der Spin von Elektron und Nukleon berücksichtigt als auch das anomale magnetische Moment des Nukleons. Darüberhinaus muss auch die Rückstoßenergie des Nukleons

beim Streuprozess berücksichtigt werden, da Projektilenergie und Ruhemasse des Nukleon in der gleichen Größenordnung von etwa 1 GeV liegen. Der Mott-Wirkungsquerschnitt beschreibt dabei die Streuung des Elektrons mit Spin 1/2 am Nukleon, welches einen Rückstoß erfährt.

Die Formfaktoren lassen sich nun aus dem Wirkungsquerschnitt extrahieren (*Rosenbluth-Separation*). Aus der Q^2 -Abhängigkeit der gemessenen Formfaktoren kann man auf die räumliche Verteilung der Ladung und des magnetischen Momentes des Nukleons schließen².

Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ ist der elektrische Formfaktor gleich der auf die Elementarladung normierten elektrischen Ladung. Da das Neutron nach außen keine elektrische Ladung trägt, ist der Wert des elektrischen Formfaktors im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ gleich Null. G_M ist dann gleich dem auf das Kernmagneton normierte magnetische Moment:

$$G_E^p(Q^2 = 0) = 1$$

$$G_E^n(Q^2 = 0) = 0$$

$$G_M^p(Q^2 = 0) = 2,79$$

$$G_M^n(Q^2 = 0) = -1,91$$

Bei sehr hohen Energien im Bereich mehrerer hundert MeV bis einigen GeV können im gemessenen Wirkungsquerschnitt zusätzliche Maxima beobachtet werden, die von der Anregung der Nukleonen (Nukleonresonanzen) stammen. Dies ist ein weiterer Hinweis auf deren innere Struktur. Die Bestandteile des Nukleons sind seit den 1960er Jahren Bestandteil zahlreicher Messprogramme verschiedener Experimente. So wurde beispielsweise bis zum Jahr 2007 am HERA-Kollider des DESY Kollisionen von hochenergetischen Elektronen und Protonen durchgeführt [48]. Die jüngsten Generationen dieser Experimente bildeten die experimentelle Basis der QCD. Auch bei der inelastischen Streuung werden Formfaktoren zur Beschreibung der inneren Struktur des untersuchenden Objektes verwendet. Sie werden als Strukturfunktionen $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$ bezeichnet und hängen neben dem Impuls- auch vom Energieübertrag ν ab. Mittels hochenergetischer Lepton-Nukleon Streuung kann die innere Struktur des Nukleons untersucht werden. Es werden Prozesse der Form

$$l + N \rightarrow l' + X$$

studiert, wobei X die erzeugte hadronische Anregung darstellt. Das einlaufendes Lepton l mit einem Viererimpuls $k = (E/c, \vec{k})$ streut an einem Nukleon N mit einem Impuls \vec{P} . An einem Fixed-Target-Experiment ist dieser Impuls im Laborsystem gleich Null. Es findet eine Wechselwirkung mit einem der Nukleonkonstituenten statt, welcher den Bruchteil x des Impulses vom Nukleon trägt. Dabei wird $x = \frac{Q^2}{2qP} = \frac{Q^2}{2M\nu}$ als die Bjorkensche SkalenvARIABLE bezeichnet, sie hängt vom Quadrat des Viererimpulsübertrags sowie von dem Energieübertrag

²Im Fall der Streuung am Atomkern hat der Formfaktor des Kerns eine recht einfache Interpretation. Unter Annahme der Bornschen Approximation und Vernachlässigung des Kernrückstoßes ist der Kernformfaktor die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung.

des Photons ν ab und ist eine lorentzinvariante Größe. Im Laborsystem kann es als ein Maß für die Inelastizität des Streuvorgangs betrachtet werden. In elastischer Streuung ist $x = 1$, für inelastische Streuprozesse liegt x im Intervall $0 < x < 1$. Im sehr schnell bewegten Breit-System, in dem das virtuelle Photon keine Energie überträgt, kann x als der Anteil am Nukleonimpuls interpretieren, den die Nukleonkonstituente trägt. Der vom virtuellen Photon übertragene Viererimpuls lautet $q = k - k' = (\nu/c, \vec{q})$. Nach dem Streuvorgang bilden sich instantan Hadronen. Die invariante Masse des hadronischen Endzustands X lautet $W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$, wobei für tiefinelastische Streuung $Q^2 \gg M^2$ sowie $W^2 \gg M^2$ ist. Das auslaufende Lepton l' trägt den Viererimpuls $k' = (E'/c, \vec{k}')$.

Das Analogon zur Rosenbluth-Formel in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung ist der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (2.3)$$

mit dem Streuwinkel θ des auslaufenden Elektrons im Laborsystem. An die Stelle der elektromagnetischen Formfaktoren $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ treten nun die Strukturfunktionen. In der quantenfeldtheoretischen Beschreibung der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung hat der Wirkungsquerschnitt der Streuung folgende Gestalt [30]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{2MQ^4} \cdot \frac{E'}{E} \cdot L^{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

$L^{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}$ stellen dabei den leptonischen bzw. hadronischen Tensor dar. Im leptonischen Tensor wird über die möglichen Spinzustände des Leptons im Eingangskanal gemittelt. $L^{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu}$ beschreibt die Kopplung des virtuellen Photons an Lepton und Nukleon. Der hadronische Tensor enthält die Strukturfunktionen $W_{1,2}$ welche die innere Struktur des Nukleons berücksichtigen. Man verwendet häufig die dimensionslosen Strukturfunktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ welche mit den $W_1(\nu, Q^2)$ und $W_2(\nu, Q^2)$ folgendermaßen zusammenhängen:

$$F_1(x) = M \cdot W_1(\nu, Q^2) \quad (2.5)$$

$$F_2(x) = \nu \cdot W_2(\nu, Q^2) \quad (2.6)$$

Eine Messung des Wirkungsquerschnitts ermöglicht die Bestimmung der Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$, welche den Zugang zu der inneren Struktur des Protons darstellen. Unter der Annahme nicht zu großer Q^2 kann man $F_1(x)$ und $F_2(x)$ als einen elektrischen bzw. magnetischen Formfaktor interpretieren.

Elektromagnetische Formfaktoren

Die elektromagnetischen Formfaktoren für Hadronen beschreiben deren innere Struktur. Sie werden häufig in Reaktionen mit elastischer oder inelastischer Streuung von Elektronen an Proto-

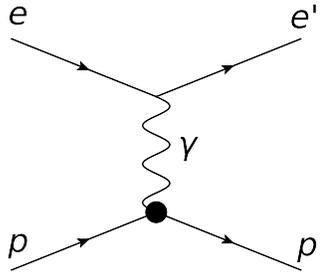


Abbildung 2.3: Feynman-Graph der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen.

nen untersucht. Dabei wird ein Ein-Photonen-Austausch (OPE) angenommen. Unter Annahme einer Invarianz unter Raum- und Zeitspiegelungen wird ein Hadron mit Spin S durch $2S+1$ unabhängige Formfaktoren beschrieben. Somit werden die Nukleonen als Teilchen mit Spin $1/2$ durch zwei Formfaktoren beschrieben: Einem elektrischen Formfaktor G_E und einem magnetischen Formfaktor G_M . Beide Größen sind analytische Funktionen des Viererimpulsübertrags q^2 . Im Fall $q^2 < 0$ werden die Formfaktoren als zeitartig bezeichnet, ist dagegen $q^2 > 0$, so spricht man von raumartigen Formfaktoren. Die Messung der Formfaktoren ist für negative Viererimpulsüberträge q^2 im gesamten Bereich möglich, da der Impulsübertrag zwischen Elektron und Proton kontinuierliche Werte annehmen kann. Im zeitartigen Bereich von q^2 limitiert dagegen eine Schwelle von $4M_p^2$ die Messung bei kleiner werdenden Viererimpulsüberträgen. Da das Photon bei Annihilationsreaktionen virtuell ist, d.h. eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzt, kann man bei solchen Messungen nicht die doppelte Protonenmasse unterschreiten, welche vom Photon getragen werden muss. Während im raumartigen Bereich die Messung der Formfaktoren Gegenstand der Forschung seit über 50 Jahren ist, sind die zeitartigen Formfaktoren noch relativ unbekannt [8].

Raumartige Formfaktoren

Um raumartige Formfaktoren ($q^2 > 0$) zu untersuchen, ist die Streuung von Elektronen an Protonen ein geeignete Reaktion. Der Feynman-Graph einer solchen Streuung ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Im Eingangskanal befinden sich ein Elektron e^- und ein Proton p . Durch Austausch eines Photons werden in der elastischen Streuung lediglich die Impulse und Energien der beteiligten Teilchen modifiziert. Das Photon trägt dabei den Viererimpuls $q^2 = (\nu/c, \vec{q})$. Dabei ist $\nu = E - E'$ der Energieverlust des Elektrons, welcher an das Proton übertragen wird. Die elektromagnetischen Formfaktoren des Protons sind in der raumartigen Domäne reelle Funktionen von $Q^2 = -q^2 > 0$. Diese können aus dem Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen mit der Reaktion $e^-(p, p)e^-$ in OPE-Näherung [8] gewonnen werden.

$$\sigma_{red}(\theta_e, Q^2) = \left[1 + 2 \frac{E}{M} \sin^2(\theta_e/2) \right] \frac{4E^2 \sin^4(\theta_e/2)}{\alpha_e^2 \cos^2(\theta_e)} \epsilon(1 + \tau) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.7)$$

$$= \tau G_M^2(Q^2) + \epsilon G_E^2(Q^2)$$

$$\epsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)]^{-1}$$

Dabei ist $\alpha_e \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, M die Masse des Protons, E die Energie des einfallenden Elektrons und θ_e der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons. Misst man den Wirkungsquerschnitt für festes Q^2 unter verschiedenen Winkeln, so kann man G_E und G_M durch eine Rosenbluth-Separation gewinnen. Die bisher gemessenen Resultate für G_M können bis zu einem maximal gemessenen Q^2 von ungefähr 31 (GeV/c)^2 [14] durch eine Dipolform beschrieben werden [8]:

$$G_M = \frac{2.79}{(1 + \frac{Q^2}{0.71})^2} \quad (2.8)$$

Eine Messung der beiden Formfaktoren unabhängig voneinander aus dem unpolarisierten e^-p Reaktionsquerschnitt bis zu einem $Q^2 = 8.8 \text{ (GeV/c)}^2$ [15] ergab die Relation

$$G_E \sim G_M/\mu \quad (2.9)$$

Durch Messungen an Beschleunigerexperimenten mit polarisierten Elektronen wurden abweichende Messresultate erzielt. So zeigten Messungen am Jefferson Laboratory (JLab) bis zu einem $Q^2 = 8.5 \text{ (GeV/c)}^2$ [9], dass die Relation 2.9 besonders bei zunehmenden Impulsüberträgen nicht zutrifft. Dabei wurden nicht mehr die Rosenbluth-Separation verwendet, sondern eine Messung mit polarisierten Teilchen mit der *Polarisationstransfer-Methode* ausgewertet. Die elektrischen und magnetischen Verteilungen im Proton erscheinen nunmehr verschieden. Es ergab sich ein Zusammenhang zwischen G_E und G_M , der vom Viererimpulsübertrag abhängig ist:

$$R = \mu G_E/G_M = 1.059 - 0.143 Q^2 \text{ [(GeV/c)}^2] \quad (2.10)$$

In Abbildung 2.4 ist $(\mu G_E/G_M)^2$ gegen das Quadrat des Viererimpulsübertrags aufgetragen. Durch die Polarization Transfer Method wurde die eindeutige Abweichung des Verlaufes vom bisher angenommenen konstanten Verhältnis aus G_E und G_M beobachtet. Dieser Befund ließ ein neues Interesse an der Messung der Formfaktoren aufkommen.

Die Ursache der Diskrepanz zwischen den Messungen mit unpolarisierten und polarisierten Wechselwirkungspartnern wird in Strahlungskorrekturen vermutet, wie etwa dem 2-Photonen-Austausch (TPE) oder Korrekturen höherer Ordnung [8]. Der TPE soll im Folgenden kurz erläutert werden.

Zwei-Photon-Austausch (TPE)

Der Ausdruck des Wirkungsquerschnittes steckt die Annahme des OPE. Dies ist für große q^2 jedoch nicht mehr zwangsläufig richtig, da dort der Einfluss des TPE eine Rolle spielen kann. Im Besonderen wird der ausgetauschte Viererimpuls dort gleichmäßig unter den beiden Pho-

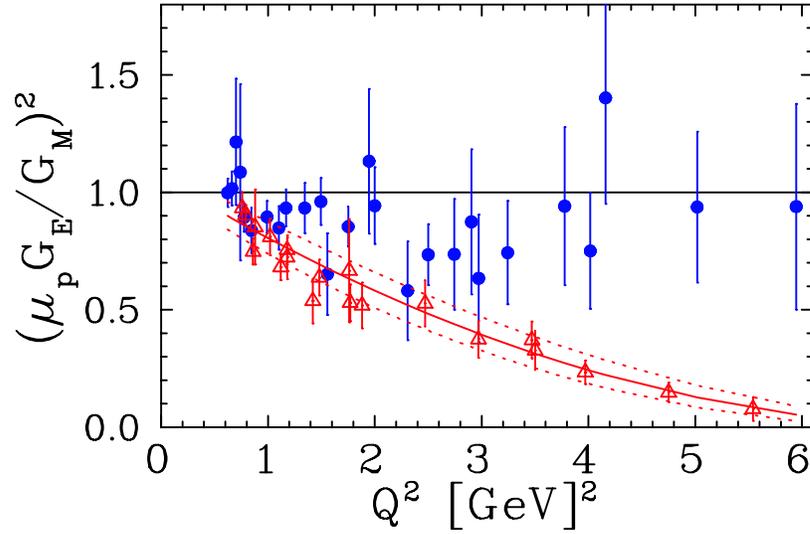


Abbildung 2.4: Verlauf von $(\mu_p G_E / G_M)^2$ in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2 gemessen bei $q^2 < 0$ [19]. Die Resultate wurden durch Polarisationsübertrags-Experimente (blaue Punkte) und Rosenbluth-Separation (rote Dreiecke) bestimmt. Die Ergebnisse aus der Rosenbluth-Separation zeigen eine Tendenz von $R^2 = 1$. Die Daten aus den Polarisationsübertrags-Messungen wurden angefitet und zeigen eine zunehmende Diskrepanz zu den ursprünglich ermittelten Datenpunkten mit zunehmendem Q^2 .

tonen aufgeteilt. Somit tragen auch Prozesse höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion bei und können durch störungstheoretische Berechnungen formuliert werden, solange der Entwicklungsparameter klein ist. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung ist dies gegeben, da die Feinstrukturkonstante mit $\alpha_e \approx \frac{1}{137}$ klein ist und sich für hohe Impulsüberträge kaum verändert.

Da Protonen aus Valenz- und Seequarks sowie Gluonen zusammengesetzt sind, treten bei ihnen beim Austausch mehrerer virtueller Photonen angeregte Zwischenzustände auf. Ihre Berechnung erfordert geeignete Modelle, welche als Annahmen in die Berechnungen integriert werden müssen. Um die Unterschiede im Verhältnis der Formfaktoren erklären zu können, wurde der Prozess des TPE genauer untersucht. Eine geeignete Methode stellt dabei die Messung der Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt transversal polarisierter Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff dar. Sie ermöglicht die Bestimmung der Amplitude dieses Prozesses. Eine tiefere Behandlung des TPE findet sich unter anderem in [4, 5, 6, 7].

Zeitartige Formfaktoren

Die zeitartige Region mit $q^2 > 0$ kann in Reaktionen mit

$$\bar{p} + p \rightarrow e^+ + e^-$$

erforscht werden. Der zugehörige Feynman-Graph ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Der Zusammenhang zu dem bereits gut erforschten raumartigen Bereich mit $q^2 > 0$ kann hier durch *cross-*

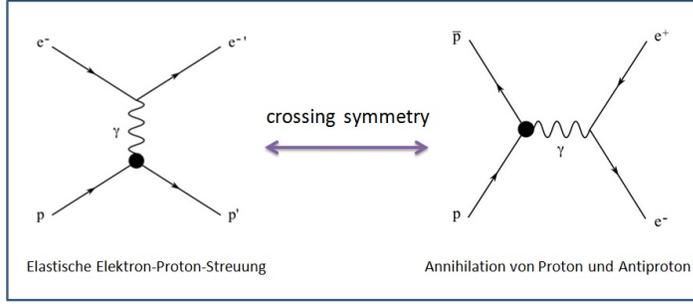


Abbildung 2.5: Übergang zwischen Elektron-Proton-Streuung und Annihilation von $\bar{p}p$ in ein Elektron-Positron-Paar [38] durch *Crossing Symmetry*

sing symmetry hergestellt werden [8], [1]. Die elektromagnetischen Formfaktoren G_E und G_M des Protons parametrisieren den hadronischen Strom im Matrixelement für elastische Elektron-Proton-Streuung. Dies kann ausgenutzt werden, um eine Beschreibung der Annihilationsreaktion von $\bar{p}p$ zu erhalten. Zugang stellt dabei die crossing symmetry dar, welche den Übergang zwischen den beiden Reaktionen ermöglicht. Dabei wird $q^2 = s$, was die Schwerpunktsenergie des Systems darstellt. In der Quantenfeldtheorie ist "crossing" eine Eigenschaft von Streuamplituden, welche die Interpretation von Antiteilchen als Teilchen, die sich rückwärts in der Zeit bewegen, möglich macht. Dabei wird das Feld des entsprechenden Antiteilchens im Matrixelement der e^-p^+ -Reaktion in den Ausgangskanal geschrieben und die Vorzeichen von Energie und Impuls umgekehrt. Bei Fermionen müssen zusätzlich die Spinoren berücksichtigt werden. Als Beispiel sei hier die Annihilation des Proton-Antiproton Paares betrachtet. Diese Relation erlaubt es, das Matrixelement der Annihilationsreaktion aus der Amplitude der elastischen Elektron-Proton-Streuung zu berechnen. Dabei müssen die Vorzeichen von Energie und Impuls der gekreuzten Ströme umgekehrt werden. Dies ist leicht vorstellbar, wenn man sich die Feynman-Graphen der Reaktionen betrachtet. Der Strom des auslaufenden Protons p' in der elastischen Streuung wird durch das Umklappen zu dem Strom eines Antiprotons \bar{p} , welches rückwärts in der Zeit läuft. Ebenso wird mit dem Strom des auslaufenden Elektrons verfahren. Es ergibt sich die Annihilation zweier Protonen in ein Elektron-Positron-Paar.

In der zeitartigen Region sind die Formfaktoren komplexe Funktionen von q^2 . Die Bestimmung von G_E und G_M erfordert dabei mehr Observablen als im Raumartigen. Zeitartige ($G_{E,M}^{TL}$) und raumartige Formfaktoren ($G_{E,M}^{SL} \equiv G_{E,M}$) sind durch Dispersionsrelationen miteinander verbunden [1]. Bei $|q^2| \rightarrow \infty$ sollte $G_{E,M}^{TL} = G_{E,M}^{SL}$ sein (Phragmen-Lindelöf Prinzip, [55]). Auch kann gezeigt werden, dass an der Schwelle $q^2 = 4M_p^2$ die Beträge der zeitartigen Formfaktoren gleich sind $|G_E^{TL}| = |G_M^{TL}|$.

Die Messung der zeitartigen Formfaktoren ist im Prinzip einfacher als die der raumartigen. Dort sind für die Methode der Rosenbluth-Separation wenigstens zwei Messungen bei festem q^2 unter verschiedenen Winkeln notwendig, um die Formfaktoren aus dem Wirkungsquerschnitt extrahieren zu können. Im Zeitartigen dagegen misst man die Winkelverteilung der auslaufenden Leptonen bei fester Schwerpunktsenergie $s = q^2$. Unter diesen Bedingungen können die beiden Formfaktoren individuell bestimmt werden.

Von den im Streuexperiment gemessenen Zählraten kann über die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts auf das Matrixelement der Reaktion geschlossen werden, welches den Zugang zu den Formfaktoren darstellt. Das Matrixelement für die Annihilationsreaktion

$$\bar{p} + p \rightarrow e^+ + e^-$$

kann als "crossed reaction" aus dem Matrixelement für elastische Elektron-Proton-Streuung unter Annahme eines Ein-Photon-Austauschs

$$M = \frac{e^2}{q^2} \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) \bar{u}(p_2) \left[F_1(q^2) \gamma_\mu + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_p} F_2(q^2) \right] u(p_1) \quad (2.11)$$

gewonnen werden [1]. Dabei ist $F_1(q^2)$ der Dirac-Formfaktor und $F_2(q^2)$ der Pauli-Formfaktor, welche vom Viererimpulsübertrag der Reaktion abhängen. Es sind dabei

- k_1 und k_2 : Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons, welches durch die Spinoren $u(k)$, $\bar{u}(k)$ dargestellt werden
- $q = k_1 - k_2$: Viererimpulsübertrag, im Raumartigen ist $q^2 < 0$
- p_1 und p_2 : Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Protons, welches durch die Spinoren $u(p)$, $\bar{u}(p)$ dargestellt werden
- e : Elementarladung,
- M_p : Ruhemasse des Protons
- m_e : Ruhemasse des Elektrons,
- γ_μ : Dirac'sche Gammamatrizen
- $\sigma_{\mu\nu}$: hängt von den γ_μ ab.

Ein Übergang zu den Sachs-Formfaktoren lässt sich durch

$$G_E = F_1 + \tau F_2 \quad (2.12)$$

$$G_M = F_1 + F_2 \quad (2.13)$$

formulieren.

Der Wirkungsquerschnitt der Annihilation von Proton und Antiproton (in OPE Näherung) zu einem Leptonenpaar lässt sich folgendermaßen formulieren [8]:

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi\alpha_e^2}{8M^2\tau\sqrt{\tau(\tau-1)}} \left[\tau |G_M^{TL}|^2 (1 + \cos^2\theta) + |G_E^{TL}|^2 \sin^2\theta \right] \quad (2.14)$$

Dabei ist θ der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons im Schwerpunktsystem dar. τ hängt direkt proportional mit dem Viererimpulsübertrag q^2 zusammen. Durch die Messung der Winkelverteilung in einem Bereich von $5 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2 \lesssim q^2 \lesssim 14 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ kann mit der Kenntnis der

Strahluminosität der differentielle Wirkungsquerschnitt aus der gemessenen Zählrate bestimmt werden.

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{1}{L} \frac{d^2N}{d\cos\theta dt} \quad (2.15)$$

Aus der gewonnenen Winkelverteilung können die Beträge der Formfaktoren ermittelt werden. Eine Messung des totalen Wirkungsquerschnitts ermöglicht die Bestimmung des magnetischen Formfaktors bis zu $q^2 \approx 22 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)$. Die Ermittlung der zeitartigen Formfaktoren stellt ein wichtiges Untersuchungsgebiet des PANDA-Experimentes dar, worauf in Kapitel 3 genauer eingegangen werden soll.

Kapitel 3

Die physikalischen Ziele des PANDA Experiments

Die physikalische Motivation des PANDA-Experimentes liegt in dem Erlangen neuer Erkenntnisse im nicht-pertubativen Bereich der starken Wechselwirkung. Dazu sollen Antiprotonen auf ein ruhendes Protonentarget geschossen werden. Durch die hohen Strahlimpulse im Bereich von 1,5 bis zu $15 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ können dabei Resonanzen von bis zu $6 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ erzeugt und untersucht werden. In Abbildung 3.1 ist der mit den vom Hochenergiespeicherring (HESR) zu Verfügung gestellten Antiprotonen zugängliche Massenbereich dargestellt. Die benötigten Impulse zur Erzeugung von Hybriden mit Charminhalt, Gluebällen, der Produktion von D-Mesonen-Paaren und Σ -Baryon-Paaren für Hyperkernexperimente und dem Zugang zur Charmoniumspektroskopie sind farbig hervorgehoben.

Einige zentrale Aspekte des Physikprogrammes von PANDA sollen im Folgenden vorgestellt werden. Dabei wird im Besonderen auf das Gebiet der Messung zeitartiger Formfaktoren eingegangen, für welches der Einsatz der Rückwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters vom PANDA-Detektor eine besondere Rolle spielt.

Charmonium-Spektroskopie

Ein Ziel des PANDA-Physikprogrammes ist die Untersuchung der Eigenschaften bekannter Charmoniumzustände, also gebundene Zustände aus einem c - und einem \bar{c} -Quark, sowie die Suche nach bisher unbekanntem Anregungszuständen solcher Quarkkombinationen. Das Charmoniumspektrum kann in Analogie zum Positroniumspektrum in der QED aus einem Potential, in diesem Fall das der starken Wechselwirkung, berechnet werden. Die Zustände unterhalb der D-Mesonenschwelle besitzen geringe Breiten, da sie "OZI-unterdrückt" sind. Für einige der beobachteten Charmoniumzustände (η_c, η_c', h_c) sind die Massen und Zerfallsbreiten noch nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt, so dass dies eine weitere Aufgabe zukünftiger Messungen sein wird. Anders verhält es sich im Massenbereich oberhalb der Schwelle. Dort sind die Anregungszustände nur wenig bekannt. Eine der Aufgaben zukünftiger Messprogramme wird die Erforschung

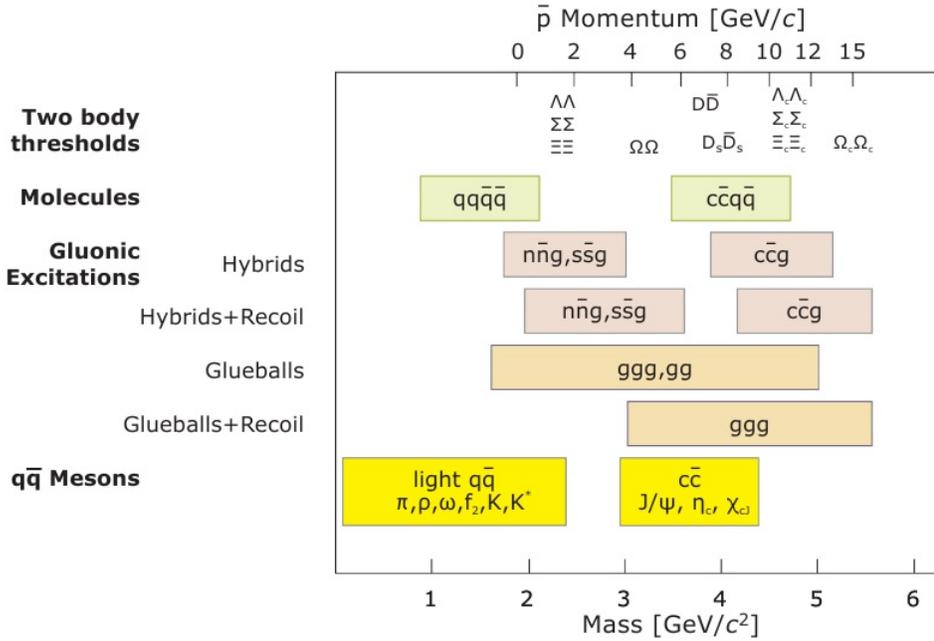


Abbildung 3.1: Zugänglicher Massenbereich mit dem vom HESR gelieferten Antiprotonstrahl von bis zu 15 GeV/c [26]

der kürzlich entdeckten X-, Y-, Z-Zustände [10, 20] sein. Die Anzahl und J^{PC} -Quantenzahlen dieser neuentdeckten Zustände sind bisher noch unbekannt. PANDA soll dabei in der Lage sein, Massen mit einer Genauigkeit von 100 keV und Zustandsbreiten auf genauer als 10% messen zu können. Ein Vorteil der $p\bar{p}$ -Kollision gegenüber der leptonenischen Streuprozessen ist die große Vielfalt zugänglicher Zustände. Die in $p\bar{p}$ -Kollision erzeugten mesonischen Zustände können alle direkt erzeugt werden, da es keine Einschränkung an die Quantenzahlen durch diejenigen des Austauschteilchens gibt. Beispielsweise werden in e^+e^- -Prozessen dagegen nur Zustände mit $J^P = 1^-$ direkt erzeugt, da das Photon als Austauschboson Drehimpuls und Parität des erzeugten Zustands vorgibt. Die Genauigkeit, mit welcher die Zustandsmasse bestimmt werden kann, hängt von den Detektoreigenschaften ab. Ebenso kann mit Hilfe der gebunden Quarksysteme mit Charminhalt der Übergangsbereich zwischen perturbativen und nicht-perturbativen Bereichen der QCD genauer studiert werden, welcher einen bisher wenig untersuchten Aspekt der QCD darstellt. So ist der Einfluss der perturbativen bzw. nicht-perturbativen QCD abhängig vom jeweiligen hadronischen Zustand. Da die Kopplung des leichten Quarks an das schwere c-Quark innerhalb verschiedener Theorien, unter anderem effektive Feldtheorien, verschiedene Vorhersagen möglicher Zustände mit sich bringt, können durch gezielte experimentelle Überprüfung neue Erkenntnisse über die Wechselwirkung zweier Quarks gewonnen werden [28].

Gluonische Anregungen (Hybride und Gluebälle)

Die Quantenchromodynamik erlaubt die Existenz von exotischen Hadronen, welche nicht nur aus Quarks bestehen, sondern auch aus Gluonen oder aus Kombinationen von Quarks und Gluonen. Dies wird durch die nicht-lineare Selbstwechselwirkung der Gluonen verursacht. Sogenannte „Glueballs“ und Hybridzustände, welche aus Quarks und gluonischen Anregungsmoden bestehen, sollen mit dem PANDA-Detektor nachgewiesen werden. Diese Zustände besitzen exotische Quantenzahlen, im Gegensatz zu den bisher bekannten hadronischen Zuständen. Es werden grundsätzlich zwei verschiedene Arten solcher exotischen Zustände vorhergesagt: Einerseits sogenannte „Glueballs“ (gg, ggg), Zustände welche ausschließlich aus Gluonen bestehen. Andererseits sogenannte „Hybrid“-Zustände ($\bar{q}qg$), welche den Quarkinhalt eines Mesons tragen und zusätzlich ein oder mehrere angeregte Gluonen an die Stelle eines weiteren Valenzquarks treten. Durch die zusätzlichen Gluonen sind weitere Freiheitsgrade vorhanden, was sich in exotischen Quantenzahlen niederschlägt. Durch diesen Umstand sind Mischungen mit naheliegenden mesonischen Zuständen ausgeschlossen, was die Identifikation solcher Zustände erleichtert. Durch ihr Studium kann ein besseres Verständnis der QCD im Bereich kleiner Energien gewonnen werden. Mögliche Kandidaten für solche Zustände sind die neu entdeckten X-, Y-, Z-Zustände. Es wurden bereits mehrere exotische Teilchen nachgewiesen. Beispielsweise konnten Zustände mit den exotischen Quantenzahlen $J^{PC}=1^{-+}$ bezeichnet als ($\pi_1(1400)$, $\pi_1(1600)$, $\pi_1(2000)$) sowie $J^{PC}=2^{+-}$ für das $h_2(1950)$ beobachtet werden. Die Produktion von Glueballs und Hybriden kann durch die Annihilationsreaktion am PANDA-Experiment möglich gemacht werden. Die LQCD (Gittereichtheorie der QCD) sagt zahlreiche Glueballs in den bei PANDA zugänglichen Massenbereichen voraus (siehe Abbildung 3.1). Das Studium solcher Zustände dient dem verbesserten Verständnis der starken Wechselwirkung [28].

Offene Charm-Produktion und Multi-Quark Zustände

Die bisher bekannten Hadronen bestehen aus zwei beziehungsweise drei Quarks (Mesonen sowie Baryonen). Es sind aber auch Teilchen denkbar, welche eine höhere Anzahl von Quarks besitzen (Pentaquarks etc.). Die Existenz dieser Multi-Quark-Zustände im Hinblick auf neu entdeckte bisher wenig untersuchte Resonanzen oberhalb der Open-Charm-Schwelle soll geprüft werden. Mit Antiproton-Impulsen ab $6,4 \text{ GeV}/c$ können D-Mesonen-Paare erzeugt und bisher unbekannte Zustände im Spektrum der D- sowie D_s -Resonanzen untersucht werden. Dazu gehören beispielsweise schmale Resonanzen wie das $D_{s,J}^*$ (2317) und das $D_{s,J}$ (2458), welche an B-Factory-Experimenten in unerwarteten Massenbereichen entdeckt und bisher wenig untersucht werden konnten. Mit Hilfe von PANDA sollen neue Erkenntnisse über ihre Natur gewonnen und ihre Massen und Zerfallsbreiten bestimmt werden. Ihre Interpretation als Multiquark-Zustände wie beispielsweise $\bar{q}q\bar{q}q$ Systeme, oder als molekülähnliche Zustände soll überprüft werden. Weitere Kandidaten für solche molekülartigen Zustände sind die sehr schmalen, neu entdeckten X(3940), Y(3940), Y(4260) sowie das X(3870), welches von CDF [10], DO [12] und BaBar [13] detektiert wurde. Die Ergebnisse der verschiedenen Experimente stimmen gut überein, jedoch bestehen Diskrepanzen zu den Modellvorhersagen. Dies könnte durch alternative Interpretationen wie beispielsweise neuartige $\bar{D}^0 D^0$ -Moleküle behoben werden.

Eigenschaften von Hadronen in Kernmaterie

Die Eigenschaften der Mesonen ändern sich, wenn diese innerhalb von nuklearem Medium entstehen. So kann beispielsweise die Lebensdauer stark beeinflusst werden, die Massen der in Kernmaterie gebundenen Kaonen und Pionen unterscheiden sich von denjenigen im Vakuum. Dort ist die chirale Symmetrie der QCD gebrochen, durch die Anwesenheit der Kernmaterie wird sie jedoch partiell wiederhergestellt. Aus den neuen Potentialen der unterschiedlich geladenen Mesonen (z.B. π - oder K-Mesonen) resultiert eine Verschiebung der Massen im Anregungsspektrum der Zustände. Die Untersuchung solcher Einflüsse auf die Eigenschaften von Hadronen ermöglicht ein besseres Verständnis von der Theorie der starken Wechselwirkung. Diese Methode soll beim PANDA-Experiment nun auf das Charmonium angewendet werden. Die leichtesten Zustände η_c und J/Ψ im Grundzustand sollen nur kleine Verschiebungen erfahren, dagegen wird für das schwere $\Psi(3770)$ beispielsweise eine Verschiebung von bis zu 140 MeV erwartet. Die Massenverschiebungen der Anregungszustände werden dabei durch die Gluonen bestimmt und ermöglichen daher eine genauere Untersuchung ihrer Dynamik [28].

Hyperkerne

Ein weiterer Aspekt der Forschung mit PANDA stellt die präzise Gammaspektroskopie an Hyperkernen dar, um damit Erkenntnisse über ihre Struktur und der Wechselwirkung zwischen Hyperonen beziehungsweise Hyperon-Nukleon-Wechselwirkungen (ΛN) zu gewinnen. Wird im Experiment ein u- oder d-Quark durch ein s-Quark ersetzt, entsteht ein Hyperon. Der Kern enthält sodann das Hyperon anstelle des ursprünglichen Nukleons und wird als Hyperkern bezeichnet. Durch die Strangeness des Hyperons kommt ein zusätzlicher Freiheitsgrad hinzu. Diese dritte Dimension der Strangeness konnte bisher aus experimentellen Beschränkungen wenig untersucht werden. Die Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Hyperon und einem Nukleon kann im Studium einzelner Hyperkernen erfolgen, möchte man jedoch die Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung untersuchen, wird die durch die kurze Lebensdauer der Hyperonen erschwert. Es bietet sich daher an, Doppelhyperkerne zu untersuchen, welche zwei Λ -Baryonen im Kern und daher Strangeness $S = -2$ besitzen. Diese können durch den Einfang eines Ξ^- -Hyperons der Hyperonen in Schwerionenreaktionen erzeugt werden. Sodann wird durch den Zerfall des Hyperons in zwei Lambda-Hyperonen der Doppelhyperkern erzeugt. Am PANDA-Detektor soll durch eine hohe Erzeugungsrate der Doppelhyperkerne eine Untersuchung mit hochauflösender γ -Spektroskopie ermöglicht werden [28].

Messung zeitartiger Formfaktoren der Nukleonen

Die Verfügbarkeit eines Antiprotonenstrahls hoher Intensität und Teilchenenergien an der Beschleunigeranlage FAIR ermöglicht die Bestimmung der zeitartigen elektromagnetischen Formfaktoren des Protons. Die Messresultate des JLab, durch welche die unterschiedliche Q^2 -Abhängigkeit von G_E und G_M aufgezeigt wurde, motivierten eine individuelle Bestimmung der Formfaktoren. Dies soll mit dem PANDA-Experiment erreicht werden.

Zugang verschafft dabei die Annihilationsreaktion

$$\bar{p} + p \rightarrow l^+ + l^-$$

wobei l ein Lepton aus der ersten oder zweiten Generation darstellt (e, μ). Die Messungen mit PANDA sollen durch höhere Statistik und besserer Kenntnis der Untergrundreaktionen signifikantere Aussagen treffen können als frühere Experimente, welche nur wenige Messdaten aufweisen können. Ein Ziel von PANDA ist es die zeitartigen Formfaktoren (beziehungsweise ihr Verhältnis R) mit besonderer Genauigkeit zu bestimmen und eine separate Extraktion der Formfaktoren aus der gemessenen Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts vornehmen zu können.

Anders als bei der Elektron-Positron-Erzeugung stellt der Nachweis eines Myonen-Paares eine große Herausforderung dar, da Myonen von den ebenso reichlich erzeugten Pionen durch ihre ähnliche Masse weniger leicht zu separieren sind. Ein Problem ist der große Untergrund, der bei der Annihilation von Proton und Antiproton entsteht. Die größte Reaktionsrate besitzt die Pionproduktion. Diese erreicht um den Faktor 10^6 höhere Raten als die Erzeugung eines Lepton-Paares. Dabei werden beispielsweise Reaktion wie

- $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
- $\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0$
- $\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + \gamma$
- $\bar{p} + p \rightarrow \gamma\gamma$

auftreten, die effektiv unterdrückt werden müssen. Die erste Reaktion stellt dabei den größten Anteil des Untergrunds dar. Erste Simulationen zur Ermittlung der erwarteten Präzision von R bei PANDA wurden bereits vorgenommen [8]. Dabei wurden sowohl die zu untersuchenden Reaktionen als auch der hohe Untergrund mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation generiert. Durch eine GEANT4 Simulation werden die Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen mit der Materie des Kalorimeters simuliert. Die simulierten Rohdaten werden durch die PANDA Software ausgewertet und digitalisiert. Die Daten werden einzelnen Teilchenspuren zugeordnet, Energie, Impuls und Spur eines einzelnen Teilchens in ein Ereignis zusammengefasst und eine Teilchenidentifikation vorgenommen. Die rekonstruierten Ereignisse können sodann mit dem Wirkungsquerschnitt angefitet werden.

Ausgedrückt durch das Verhältnis R erhält man eine Fitfunktion

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = K [\tau(1 + \cos^2\theta) + R^2 \sin^2\theta] \quad (3.1)$$

Dabei hängt der Fitparameter K von der Luminosität und $|G_M^{TL}|^2$ ab. Von Interesse ist dabei lediglich der Parameter R , aus dem unter unterschiedlichen Annahmen für $R = 0, 1, 3$ die Formfaktoren extrahiert werden können. Die prognostizierte Genauigkeit des mit PANDA bestimmbaren R über einen großen Bereich von q^2 ist in Abbildung 3.2 aufgetragen. Dabei wurde

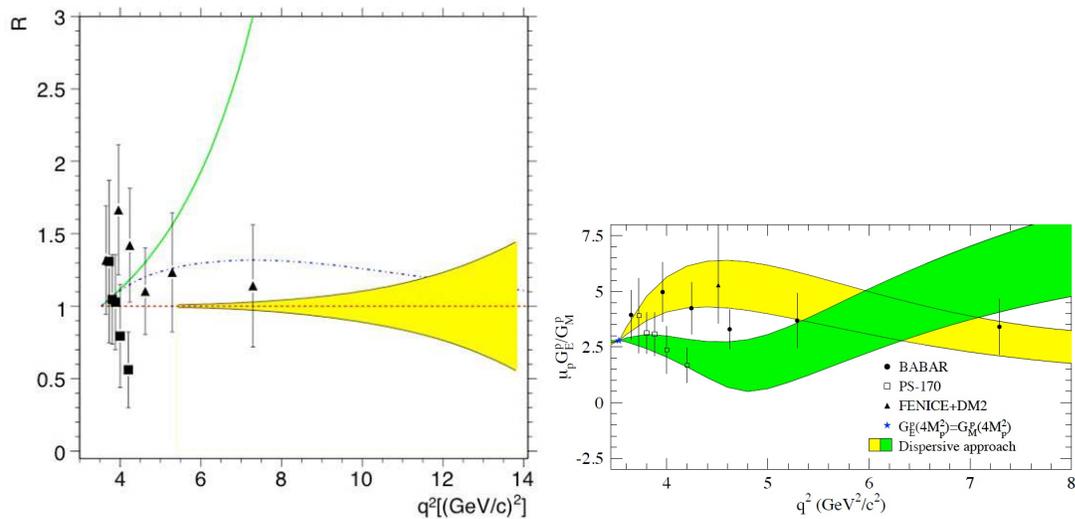


Abbildung 3.2: Links: Erwartete statistische Genauigkeit des Verhältnisses $R=1$ als Funktion des Viererimpulsübertrages [8]. Eingetragen sind zum Vergleich Messdaten mit Fehlerbalken aus dem BaBar-Experiment (Dreiecksymbole) [16] sowie dem PS170 (Rechtecksymbole) [17]. Zwei theoretische Vorhersagen vom Verlauf von R sind ebenso eingezeichnet. Rechts: Verhältnis der Formfaktoren bestimmt mit Hilfe der Dispersionsrelations-Analyse in Abhängigkeit von q^2 auf der Grundlage von Daten gemessen an PS170 (grün) beziehungsweise BaBar (gelb) [1].

$R=1$ angenommen. Die gelbe Fläche stellt den Fehlerbereich dar, mit dem PANDA das Verhältnis der Formfaktoren bestimmen kann. Auch sind die Ergebnisse experimentell bestimmter Daten vom BaBar Experiment (SLAC) und dem PS170 (CERN) eingetragen. Die relative Phase zwischen den Formfaktoren kann in zukünftigen Messungen an einem polarisierten Target an PANDA ermittelt werden.

Die erwarteten Resultate sind in Abbildung 3.3 im Vergleich mit bereits existierenden Daten aus anderen Experimenten mit $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \bar{p}p$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\bar{p}p$ zu sehen. In allen Messungen wurde die Hypothese von $R=1$ angenommen und der integrierte differentielle Wirkungsquerschnitt verwendet. Die meisten Messungen weisen eine geringe Statistik auf, Ausnahmen bilden dabei die bereits genannten Experimente BaBar und P170, welche eine Gesamtzahl von 3284 beziehungsweise 3667 Ereignissen messen konnten. Dadurch ist eine Analyse der Winkelverteilung möglich und eine anschließende Extrahierung der Formfaktoren. Es wurde eine Dispersionsrelations-Analyse der elektromagnetischen Formfaktoren auf Grundlage der gemessenen Daten beider Experimente durchgeführt. Das Verhältnis beider Formfaktoren wurde in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag ermittelt. Die Ergebnisse schwanken dabei um einen großen Betrag, so dass ein $R = 0,1,3$ angenommen werden kann. Die aktuelle Genauigkeit der Bestimmung von R liegt bei 50%, es wird eine Verbesserung bis auf wenige % durch zukünftige Messungen mit PANDA erwartet. Die PANDA-Simulationen decken einen großen Bereich von q^2 ab. Besonders im Bereich hoher Impulsüberträge $\lesssim 28 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ können Datenpunkte genommen werden, was bisher an keinem Experiment möglich war. Dabei werden deutlich verbesserte statistische Genauigkeiten im Vergleich zu den anderen Experimenten erreicht: Bis zu einem

$q^2 = 10 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ kann ein relativer Fehler von unter 2% erwartet werden.

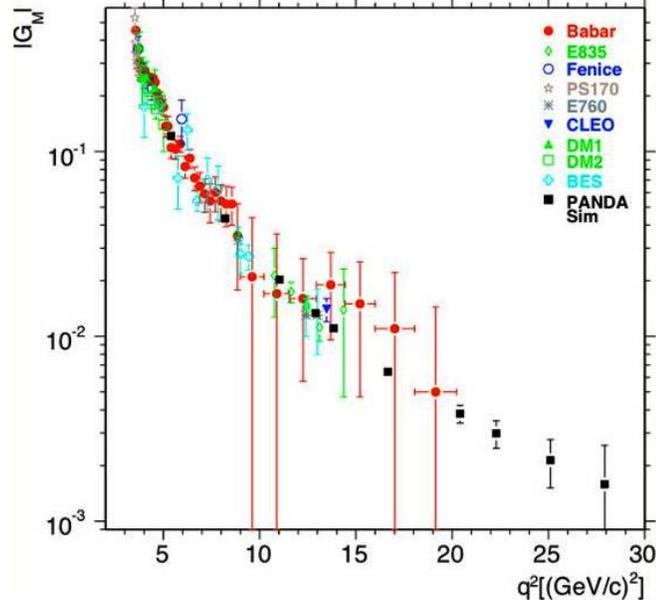


Abbildung 3.3: Gezeigt ist die q^2 -Abhängigkeit des zeitartigen Formfaktors $|G_M^{TT}|$ vom Proton, gemessen an verschiedenen Experimenten [1]. Diese wurden unter der Annahme von $R=1$ aus dem Wirkungsquerschnitt der Annihilationsreaktion ermittelt. Eingetragen sind die gewonnenen Daten an BABAR [16] (rote ausgefüllte Kreise), Fenice (blaue Kreise), E835 (grüne Rauten), PS170 (graue Sterne), E760 (blaue Sternchen), DM1 (grüne ausgefüllte Dreiecke), DM2 (grüne Quadrate), BES (violette Kreuze), CLEO (blaue Dreiecke nach unten). Die von PANDA erwarteten Resultate sind ebenfalls eingetragen (schwarze ausgefüllte Quadrate). Es wurde eine integrierte Luminosität von 2 fb^{-1} angenommen.

Im Wirkungsquerschnitt für die Annihilation von Proton und Antiproton wurde ausschließlich von Prozessen mit einem OPE ausgegangen. TPE ist um den Faktor α_e unterdrückt. Für hohe Viererimpulsüberträge kann der Einfluss der TPE jedoch nicht mehr vernachlässigt werden. Der Einfluss des TPE für Reaktionen im zeitartigen Bereich manifestiert sich experimentell in einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Winkelverteilung des gemessenen Wirkungsquerschnitts [8].

Die Messung der zeitartigen Formfaktoren macht die kalorimetrische Detektion der entstehenden Elektronen, Positronen und Photonen notwendig. Die Annihilation von $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ in ein Elektron-Positron-Paar beziehungsweise der Prozess $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-\pi^0$ stellen dafür wichtige Reaktionen dar. Das neutrale Pion zerfällt direkt in zwei Photonen. Um die Reaktion vollständig zu erfassen, müssen sowohl die Leptonen, als auch die aus dem Pionzerfall stammenden Photonen nachgewiesen werden, welche überwiegend unter Rückwärtswinkeln emittiert werden. Daher ist die Rückwärtsendkappe des EMC von großer Bedeutung für dieses Forschungsgebiet.

Kapitel 4

Experimentelle Realisierung des PANDA-Experiments

Hier soll zunächst ein Überblick über den PANDA-Detektor und die Beschleunigeranlage FAIR gegeben werden. Im Anschluss werden die einzelnen Komponenten des Detektors vorgestellt und ihre Funktionen erläutert. Besonders soll dabei auf das elektromagnetische Kalorimeter eingegangen werden, zu welchen die Rückwärtsendkappe gehört, die Gegenstand dieser Diplomarbeit ist.

4.1 Der Hochenergiespeicherring HESR am Beschleunigerkomplex FAIR

Den zentralen Kern der Hadronenphysik am FAIR-Komplex bildet der HESR in Kombination mit dem PANDA-Experiment am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Das größte Element der FAIR-Anlage wird der Doppelringbeschleuniger SIS100/SIS300 mit einem Umfang von 1,1 km sein. Die Bezeichnungen stammen von den maximalen Biegekräften, welche zur Ablenkung der Teilchen eingesetzt werden können (100 mT beziehungsweise 300 mT)[28]. Ein komplexes System aus Speicherringen und Experimentierstationen schließt sich an das Injektorsystem an, welches aus der bereits existierenden Beschleunigeranlage der GSI sowie einem geplanten Linearbeschleuniger für Protonen besteht.

Durch die Auslegung des SIS können den Experimenten große Strahlintensitäten mit hohen Teilchenenergien zu Verfügung gestellt werden, was besonders zur Erforschung von seltenen Reaktionen wichtig ist. Solche Strahleigenschaften sind sehr gut geeignet, um ebenso intensive und qualitativ hochwertige Sekundärteilchenstrahlen zu erzeugen. Ein Beispiel dafür ist die Erzeugung von Antiprotonen, welche für das PANDA-Experiment von Bedeutung sein werden. Die Speicherringe können die Strahleigenschaften zusätzlich weiter verbessern, so dass eine hohe Energieschärfe und Strahlbündelung erreicht werden um Hochpräzisionsexperimente ver-

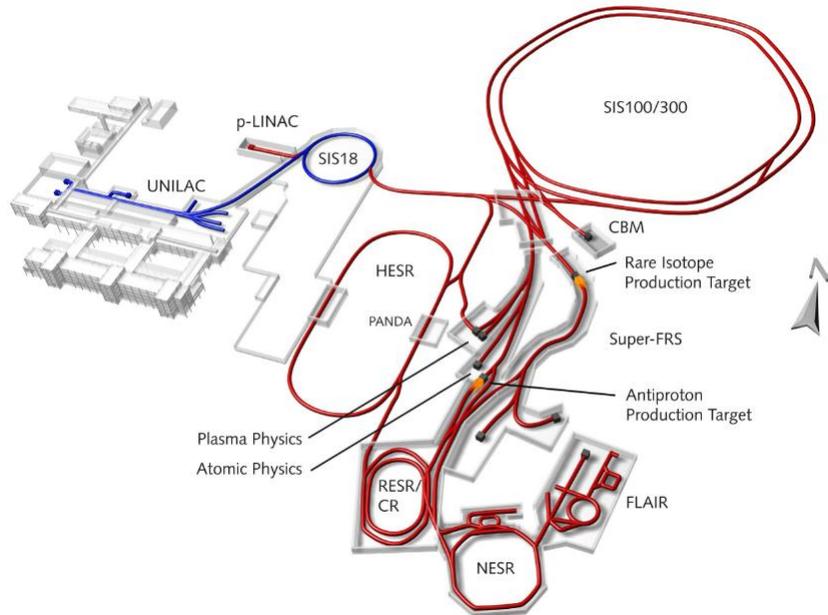


Abbildung 4.1: Beschleunigeranlage FAIR [2]

sorgen zu können. Dazu werden zwei verschiedene Kühlungstechniken beim HESR zum Einsatz kommen: Wahlweise eine stochastische Kühlung bis zu 14 GeV und die Hochenergieelektronenkühlung bis zu einer Energie der Antiprotonen von 9 GeV. Bei der Elektronenkühlung lässt sich die Energie der Antiprotonen empfindlich regulieren, allerdings ohne die Strahlrichtung oder -bündelung zu beeinflussen. Auch sind die Strahleigenschaften sehr gut geeignet um ebenso intensive und qualitativ hochwertige Sekundärteilchenstrahlen zu erzeugen. Antiprotonen, welche das Target des PANDA-Detektors ohne einen Wechselwirkungsprozess passieren, können den HESR mit einer Frequenz von 500 000 Hz durchlaufen. Dabei durchqueren sie ständig die Elektronenkühlungssektion. Während jedes Umlaufs können sie simultan gekühlt werden, so dass eine hohe Strahlqualität erreicht wird. Damit können Speicherzeiten im Bereich von Stunden bis mehrere Tage erreicht werden. Der minimale Impuls der Antiprotonen beträgt $1,5 \text{ GeV}/c$, es können Impulse von bis zu $15 \text{ GeV}/c$ zu Verfügung gestellt werden. Dabei beträgt die maximale Energie im Schwerpunktsystem von Proton-Antiproton-Kollision $5,5 \text{ GeV}$, was die Produktion von Baryonen mit einfachem Charminhalt bis zu dem Ω_c -Baryon ermöglicht. Die relative Impulsauflösung des Antiprotonenstrahls sollte eine Präzision von mindestens $\frac{\delta p}{p} \sim 10^{-5}$ aufweisen.

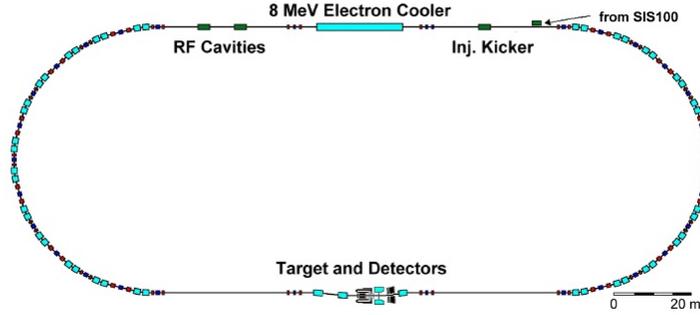


Abbildung 4.2: HESR (High Energy Storage Ring) [2]

Die Massen und Impulse der bei der Antiproton-Proton-Kollision erzeugten Teilchen sollen mit dem PANDA-Detektor mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Auch soll eine hohe Orts- und Energieauflösung eine genaue Spurrekonstruktion und Energieverlustmessung ermöglichen. Präzise Teilchenidentifikation und eine möglichst große Winkelabdeckung zur Erfassung eines größtmöglichen Teils der erzeugten Teilchen sind dabei gewünscht. Das Design des Detektors muß daher auf die Ansprüche der Messgenauigkeiten ausgelegt werden. Um die geplanten Messungen hoher Präzision durchführen zu können, ist eine hohe Strahlluminosität notwendig.

<i>Parameter</i>	<i>High Luminosity Mode</i>	<i>High Resolution Mode</i>
<i>Energiebereich</i> [$\frac{GeV}{c}$]	1,5 - 15	1,5 - 9
<i>Luminosität</i> [$cm^{-2}s^{-1}$]	$2 \cdot 10^{32}$ (für $10^{11}\bar{p}$)	$2 \cdot 10^{31}$ (für $10^{10}\bar{p}$)
<i>Speicherkapazität</i>	10^{11}	10^{10}
<i>Impulsunschärfe</i> $\frac{\sigma_p}{p}$	$\sim 10^{-4}$	$\leq 4 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.1: Parameter des HESR [3]

In Präzisionsmessungen steht durch die Elektronenkühlung zwar eine hohe Strahlenergieauflösung zu Verfügung, es leidet allerdings die Luminosität darunter. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Parameter des HESR in den beiden Betriebszuständen zusammengefasst.

4.2 Der PANDA-Detektor

Nachdem in Abschnitt 4.1 der Beschleuniger und seine wichtigsten Eigenschaften vorgestellt wurden, soll nun auf den Aufbau des PANDA-Detektors eingegangen werden (ausführliche Darstellung in [41, 22, 1, 2]). Ein besonderes Augenmerk soll dabei auf das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers gerichtet werden, da es für diese Diplomarbeit von besonderem Interesse ist. In Abbildung 4.3 ist der Aufbau des PANDA-Detektors dargestellt.

Die erzeugten Teilchen erfahren im PANDA-Detektor einen Lorentz-Boost in Strahlrichtung, da es sich bei PANDA um ein Fixed-Target-Experiment handelt. Daher besteht die De-

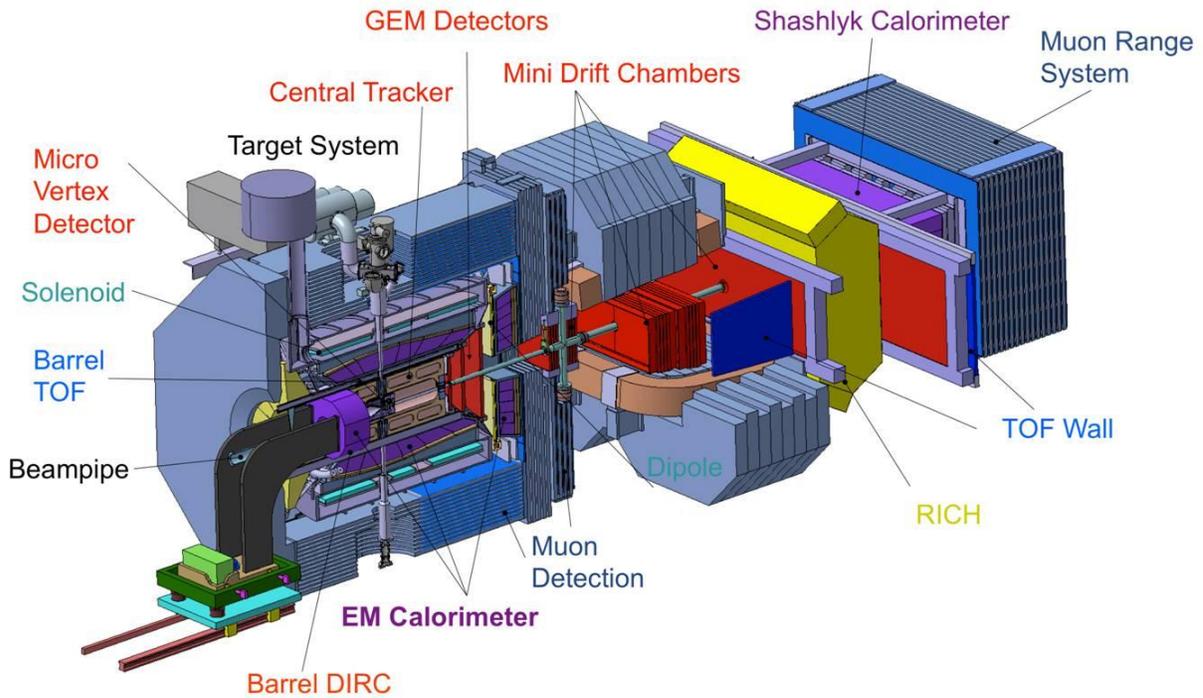


Abbildung 4.3: PANDA-Detektor mit Target- und Vorwärtsspektrometer [35, 41]

tektoranlage im Wesentlichen aus zwei Teilen. Die Region um den Wechselwirkungspunkt wird vom Targetspektrometer umschlossen, während der Vorwärtsbereich vom Vorwärtsspektrometer abgedeckt wird. Das Targetspektrometer besteht aus einem Solenoidmagneten, welcher mit zahlreichen Detektorsystemen ausgestattet ist. Das Vorwärtsspektrometer besteht aus einem Dipolmagneten und zahlreichen Detektoren, die ebenso wie das Targetspektrometer alle relevanten Informationen über die erzeugten Teilchen und ihre Zerfallsprodukte sammeln. Dazu gehören unter anderem exakte Spurrekonstruktion, Teilchenidentifikation der Hadronen und Leptonen und die kalorimetrische Messung der entstehenden Photonen. Mit der speziellen Auslegung der Detektorgeometrie soll dabei eine möglichst große Akzeptanz erzielt werden. Die Spurrekonstruktion im Targetspektrometer erfolgt durch eine Kombination aus einem Mikro-Vertex-Detektor und einer ihn umschließenden Spurkammer. Dabei sollen wahlweise eine Straw-Tube-Chamber (STT) oder eine Time-Projection-Chamber (TPC) zum Einsatz kommen. Die entstehenden Photonen und Elektronen sollen in einem hochauflösenden elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) nachgewiesen werden. Zur Teilchenidentifikation dient ein Cherenkov-Detektor, welcher auf dem DIRC-Prinzip basiert (*Detector for Internal Reflected Cherenkov Light*). Die Vorwärtsrichtung wird durch ein System aus hochauflösenden GEM-Detektoren und dahinter befindlichen Driftkammern bezüglich der Spurerkennung abgedeckt. Hier kommen ebenso ein Cherenkov-Detektor und ein Kalorimeter (Schaschlik-Kalorimeter) zur Teilchenidentifizierung zum Einsatz.

Die Myonenidentifikation erfolgt an den äußeren Schichten des Targetspektrometers sowie am Ende der Strahlführung. Die Konzeption des PANDA-Detektors, der Datenauslese und der Beschaffung der benötigten Materialien profitiert von den Erfahrungen mit Experimenten wie

COMPASS, ALICE, CMS und BaBar. Der Detektor muss in der Lage sein, Wechselwirkungsraten von $2 \cdot 10^7/s$ detektieren zu können. Es wird eine Winkelabdeckung von fast 4π und eine Impulsauflösung für geladene Teilchen von wenigen Prozent angestrebt. Die erwartete durchschnittliche Luminosität von $L = 1.6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ soll mit einem Pellet-Target mit einer Dicke von $4 \cdot 10^{15}$ Wasserstoffatomen pro cm^2 bei den 10^{11} im HESR gespeicherten Teilchen erreicht werden. Aufgrund der hohen Ereignisraten sollte der Detektor eine gute Ratenverträglichkeit aufweisen. Durch die dauerhaft hohe Strahlendosis innerhalb des Detektors müssen die Teilkomponenten eine gute Strahlenfestigkeit aufweisen. Im Folgenden soll nun genauer auf die einzelnen Teildetektoren des Target- und des Vorwärtsspektrometers eingegangen werden.

4.2.1 Das Targetspektrometer

4.2.1.1 Targetformen

In Abhängigkeit von den zu untersuchenden Reaktionen stehen dem PANDA Experiment drei verschiedene Targetsysteme zu Verfügung:

- Pellet-Target
- Cluster-Jet-Target
- Fiber-/ Wire-Target

Hier sollen die ersten beiden Targetformen kurz vorgestellt werden, da die Drahttargets keine besonderen Einschränkungen an den Detektor stellen.

Das Prinzip des *Pellet-Targets* beruht auf einem Strahl von gefrorenen Wasserstoffpellets, welche den Antiprotonenstrahl in der Wechselwirkungszone vertikal durchqueren. Sie werden in einer Distanz von über einem Meter von der Targetregion produziert und besitzen typische Ausdehnungen von $20 \text{ }\mu\text{m}$ bis $40 \text{ }\mu\text{m}$. Ein Wasserstrahl wird durch eine feine Einspritzdüse in kleine Tropfen zerrissen, welche innerhalb einer Vakuumkammer zu kleinen Pellets gefrieren. Der Strahl aus den gefrorenen Wasserstoffpellets besitzt eine niedrige Winkeldivergenz, was zu einer Ortsungenauigkeit beim Auftreffen auf den Antiprotonenstrahl von $\pm 1 \text{ mm}$ führt. Die Pellets fallen dabei mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 60 Metern pro Sekunde durch den Antiprotonenstrahl. Dieser sollte einen Durchmesser besitzen, welcher in der Größenordnung von derjenigen des Pelletstrahls liegt. Trotz einem durchschnittlichen Abstand zweier Pellets von 0,5 bis zu 5 mm kann im zeitlichen Mittel damit die gewünschte Luminosität von $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Dabei wird eine effektive Targetdicke in der Größenordnung $\sim 10^{15} \text{ Atome/cm}^2$ benötigt. Auch können mit diesem Target Pellets aus Stickstoff und Argon oder Deuterium produziert werden.

Cluster-Jet-Targets erzeugen mit Hilfe einer speziell geformten Düse einen ultra-dichten, schmalen Strahl von Wasserstoff-Clustern (konzentrierte homogene Monolayer aus H-Atomen) aus einem vorgekühlten Gas. Beim Durchgang des Gases durch die Düse kommt es zu einer Abkühlung des Gases und zu einer Formierung eines Strahls mit Überschallgeschwindigkeit. Es

kann abhängig von der Art Gases zu einer Kondensation kommen, in welcher sich Cluster ausbilden. Der große Vorteil eines solchen Cluster-Jet-Targets ist die zeitlich und räumlich homogene Dichte des Strahls was eine zeitlich stabile Luminosität zur Folge hat [3].

4.2.1.2 Mikrovertexdetektor (MVD)

Der Mikrovertexdetektor (MVD) ist ein Spurdetektor für den primären Wechselwirkungsvertex. Seine Konstruktion ist im Besonderen für die Detektion von sekundären Vertizes aus D-Meson und Hyperkern-Zerfällen ausgelegt. Die wichtigsten Aufgaben des MVD sind

- Hohe Ortsauflösung $\leq 100 \mu\text{m}$ für die Spurregistrierung der primären und sekundären Wechselwirkungsvertizes für kurzlebige Teilchen sowie zeitlich verzögerte Zerfälle.
- Eine Verbesserung der Impulsauflösung.
- Sammeln zusätzlicher Information für die Teilchenidentifizierung.

Der MVD besteht im Inneren aus strahlenharten Siliziumpixelzählern, welche eine gute Ortsauflösung ermöglichen. Diese werden durch zwei Lagen von Siliziumstreifenzählern umschlossen. In Vorwärtsrichtung stehen zusätzlich mehrere Lagen aus Pixel- und Streifendetektoren, um die Spurdetektion unter kleinen Winkeln zu verfeinern. Durch die hohe Wahrscheinlichkeit ein Ereignis im Wechselwirkungsbereich nachweisen zu können, wird eine zuverlässige Generierung eines Startsignals für andere Teildetektoren ermöglicht [?].

4.2.1.3 Central Tracker

Um die gekrümmten Teilchentrajektorien im Magnetfeld des Solenoiden bestimmen zu können, müssen in den Innenbereich des Targetspektrometers Spurdetektoren eingebracht werden. Diese bestimmen den Impuls eines Teilchens mit Hilfe des Krümmungsradius der Teilchenspur im Magnetfeld. Momentan stehen zwei unterschiedliche Spurdetektoren zur Diskussion: Ein Straw Tube Tracker (STT) oder eine Time Projection Chamber (TPC). Ein STT besteht aus gasgefüllten Plastikrohren, welche je einen gespannten Draht umschließen. Dieser befindet sich gewöhnlich auf einer hohen elektrischen Spannung von typischerweise mehreren tausend Volt. Innerhalb des gasgefüllten Bereichs bildet sich demzufolge ein elektrisches Feld aus. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens treten Ionisationsprozesse der Gasteilchen auf, so dass Elektronen und ionisierte Gasteilchen in diesem Feld abgesaugt und als Spannungspulse detektiert werden können. Sobald die Elektronen in Nähe des Drahtes kommen, wird durch die zunehmende Feldstärke in Drahtnähe eine lawinenartige Erzeugung von Elektronen-Ionenpaaren in Gang gesetzt. Es kommt zu einer hohen Vervielfältigung des primären Teilchens so dass der elektrische Impuls auf dem Draht auslesbar ist. Dabei ist die Ankunftszeit des Signals abhängig von dem Radius des Entstehungsortes innerhalb des Rohrs und die nachgewiesene gesammelte Ladung proportional zum Energieverlust des Teilchen durch Ionisationsprozesse.

Sollte die Entscheidung auf eine STT fallen, soll diese innerhalb des Vorwärtsspektrometers folgende Gestalt haben: Es befinden sich insgesamt 4200 Driftröhren, welche zylinderförmig in

24 Lagen angeordnet sind innerhalb der STT. Der Durchmesser der gespannten Drähte innerhalb der Driftröhren beträgt $20\ \mu\text{m}$. Diese werden aus einer goldplattierten Wolfram-Rhenium-Legierung gefertigt. Die Röhren selbst bestehen aus aluminisiertem Mylar. Die Gasfüllung könnte aus einer Mischung von Argon (90%) und Kohlenstoffdioxid (10%) bestehen, was keine zu hohe Dichte aufweist und damit Vielfachstreuung unterbindet und trotzdem eine gute räumliche Auflösung ermöglicht. Es werden Auflösungen von $\sigma_{r,\varphi} \sim 150\ \mu\text{m}$ in der ρ/φ -Ebene sowie $\sigma_z \sim 1\ \text{mm}$ in z-Richtung (entlang der Strahlachse) erreicht. Auch wird eine Impulsauflösung von $\delta p/p \sim 1\%$ angestrebt. Dies wird auch von einer TPC erzielt, welche eine geringere die Massenbelegung als der STT hat. Des weiteren besitzen TPC's bessere Ortsauflösungen für die gemessenen Trajektorien und verfügen über die Möglichkeit einer spezifischen Energieverlustmessung für die Teilchensorten. Ein Nachteil der TPC ist der notwendige Betrieb im kontinuierlichen Modus. Dadurch kommt es zu einer starken Überlagerung der Teilchentrajektorien und weitere Informationen von anderen Teildetektoren werden notwendig um die Bahnen bestimmten Ereignissen zuordnen zu können. Da der Central Tracker eine sehr große Zahl an Auslesekanälen besitzt, ist dies recht aufwendig [41].

4.2.1.4 DIRC

Der Spurdetektor wird von einem Cherenkov-Detektor umschlossen. Dieser basiert auf dem DIRC-Prinzip. Zwischen dem Spurdetektor und dem Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters befinden sich zylindrisch angeordnete Quarzglasplatten, welche einen polaren Winkelbereich von 22° bis 140° abdecken. Der Nachweis der produzierten Photonen erfolgt an der Frontseite des PANDA-Detektors beispielsweise durch eine zweidimensionale Projektion der Reflektionsmuster mit einer Auslese durch zahlreiche APD oder PMT. Ein weiterer Teil des DIRC-Systems ist in Form einer Scheibe vor der Vorwärtssendkappe des EMC platziert. Das zugehörige Auslesesystem sollte zwischen Rückführjoch und dem Solenoiden platziert werden, um die Vorwärtssendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters möglichst tief in das Targetspektrometer einbringen zu können [26].

4.2.1.5 Flugzeitspektrometer (TOF)

In Kombination mit den Spurdetektoren und dem DIRC ist der Einsatz eines Flugzeitspektrometers (TOF) sinnvoll. Dieses misst die Flugzeit der Teilchen über eine bestimmte Distanz zweier Signalgeber. Der STT liefert die nötigen Informationen zur Impulsbestimmung. In Kombination mit den bestimmten Teilchenimpulsen kann eine Identifikation der Masse vorgenommen werden und damit das Teilchen identifiziert werden. Die Flugzeit der Teilchen könnte mittels eines Startsignals vom MVD und einem Stoppsignal von Streifenszintillatoren außerhalb der STT/TPC-Kammer gemessen werden. Es soll eine Zeitauflösung von $\tau < 200\ \text{ps}$ erreicht werden. Eine Teilchenidentifizierung ist möglich, solange diese im Vergleich zu den erreichten Zeitaufösungen nicht zu schnell sind. Dieses System würde die Lücke zwischen Teilchenidentifizierung mittels Energieverlustmessung und der Detektion mittels Cherenkovzählern füllen [2].

4.2.1.6 Myon-Detektoren

In zahlreichen Reaktionskanälen der $\bar{p}p$ -Annihilation werden Myonen im Endzustand produziert. Die größte Untergrundquelle dabei stellen Pionen und deren Zerfallprodukte dar. Die kleinen Wirkungsquerschnitte der interessanten Kanäle machen daher eine gute Unterdrückung des Untergrunds erforderlich. Um die aus den Reaktionen von Interesse stammenden Myonen von den in Untergrundreaktionen produzierten Myonen trennen zu können, ist der Einsatz eines Systems aus Spurdetektoren sinnvoll. Diese werden in die Zwischenräume des segmentierten Jochs des Solenoid-Magneten integriert und bilden zusammen mit dem Joch des Magneten ein System aus Spurkammern und Absorberschichten. Die Spurrekonstruktion in diesem System macht eine Bestimmung des Energieverlusts der Myonen möglich, was eine Abtrennung der Untergrunds ermöglicht. Die Spurkammerdetektoren werden durch rechteckige Driftkammern aus Aluminium realisiert, wie sie für das Myonen-Detektions-System vom COMPASS-Experiment (CERN) entwickelt wurden [3].

4.2.1.7 Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC)

Das hochauflösende EMC soll Photonen und Elektronen in einem Energiebereich von 10 MeV bis zu 14,6 GeV nachweisen. Die erwarteten hohen Zählraten und das kompakte Design des Targetspektrometers erfordern einen schnellen Szintillator mit kurzer Strahlungslänge, kleinem Moliere-Radius, hoher Strahlenresistenz und einer hohen Lichtausbeute. Bleiwolframat hat sich als Szintillatormaterial bereits beim CMS-Experiment am CERN bewährt. Die gewonnenen Erfahrungen können dazu genutzt werden, die Qualität des gezüchteten Kristallmaterials und seiner Eigenschaften weiter zu verbessern. So wurde eine Weiterentwicklung der Bleiwolframatkristalle (PWO) speziell für den Einsatz bei PANDA vorgenommen.

Eine gute Raumwinkelabdeckung von 99% von 4π wird durch die Kombination dreier unabhängiger Komponenten des EMC erreicht. Kleine Winkel in Vorwärtsrichtung werden durch die scheibenförmige Vorwärtssendkappe abgedeckt, im mittleren Winkelbereich ist das fassförmige Barrel-Kalorimeter für die Detektion der relevanten Teilchen zuständig. Die unter Rückwärtswinkeln gestreuten Teilchen werden durch die ebenfalls scheibenförmige Rückwärtssendkappe detektiert. Insgesamt soll eine Gesamtanzahl von etwa 15500 Bleiwolframatkristallen zum Einsatz kommen [3]. Das EMC des Targetspektrometers soll in Kapitel 5 ausführlich vorgestellt werden, da es ein zentraler Bestandteil dieser Diplomarbeit ist.

4.2.2 Das Vorwärtsspektrometer

Der Kern des Vorwärtsspektrometers besteht aus dem Dipolmagneten, welcher eine Biegekraft von bis zu 2 Tm erreichen kann und die Impulsbestimmung der nachgewiesenen Teilchen ermöglichen soll, indem er die Flugbahnen der Teilchen aufweitet.

Für den Nachweis der Teilchenspuren, die im PANDA-Dipolmagneten abgelenkt wurden, ist ebenso eine Spurkammer innerhalb des Dipolmagneten geplant. Sie soll aus einem STT des gleichen Typs wie für den Central Tracker vorgeschlagen bestehen. Die Straw Tubes des STT bestehen dabei aus 30 μm dicker aluminisierter Mylarfolie, welche über einen Erdanschluss

verfügen. Als Anodenmaterial wird goldplattiertes Wolfram verwendet. Es soll eine Mischung aus 90% Ar und 10% CO_2 verwendet werden, welche resistent gegen Alterungseffekte ist.

Die Spurdetektion in Vorwärtsrichtung soll unter anderem durch drei großflächige planare GEM-Detektoren erfolgen. Sie bilden den GEM-Tracker, welcher als erste Möglichkeit in Vorwärtsrichtung zur Spurdetektion nach dem Central Tracker zu Verfügung stehen soll. Die genaue Zahl der zu verwendenden Lagen und deren Positionen sollen, unter Verwendung von Simulationsstudien noch ermittelt werden. Derzeit ist der Einsatz von 3 bis 4 GEM-Disks geplant.

Der Forward Tracker (FT) besteht aus drei ebenen Tracking-Stationen (realisiert durch Drahtkammern), wobei zwei davon vor, zwei innerhalb und zwei hinter dem Dipolmagneten platziert werden sollen. Im *high luminosity mode* sollen damit hohe Teilchenraten in der Nähe der Strahlführung verarbeitet werden können. Das Spurkammersystem erreicht eine Impulsauflösung von $\leq 1\%$ sowie eine Ortsauflösung von $\sigma=0.1$ mm pro Detektorlage [41].

Eine Teilchenidentifikation kann durch einen weiteren Cherenkov-Zähler ermöglicht werden. Zwei verschiedene Radiatormaterialien (Aerogel, Freon (g)) sind einsetzbar, was eine π/K - sowie π/p -Separation bei Impulsen von 2 bis 15 GeV/c möglich macht. Zusätzlich ist ein TOF-System geplant, welches aus einer Wand und einigen Detektoren in der Öffnung des Dipolmagneten besteht und eine Identifikation geladener Teilchen ermöglicht.

Das Vorwärtsspektrometer besitzt ebenfalls ein elektromagnetisches Kalorimeter (F-EMC), welches der Detektion neutraler Hadronen dient und als schneller Trigger und Myonenseparator verwendet werden kann. Es wird durch seine Struktur aus abwechselnden Lagen von Bleiabsorbieren und Szintillatoren als Schaschlik-Kalorimeter bezeichnet. Hinter dem F-EMC ist der Einsatz des MIRAC-Detektors des WA80-Experimentes am CERN geplant, um ein zusätzliches hadronisches Kalorimeter zu besitzen. Am hinteren Ende des Vorwärtsspektrometers befindet sich eine Myonenwand, welche aus Driftkammern bestehen soll. Diese ermöglicht neben der Myonenidentifizierung auch eine Separation von Pionen und Myonen sowie einer Energiebestimmung von Neutronen [2].

4.2.3 Das Datenauslesesystem

Das für PANDA vorgesehene Konzept für die Datenaufnahme ist auf die Verarbeitung hoher Datenraten (von mindestens $2 \cdot 10^7 \frac{events}{s}$) ausgerichtet. Die Funktion des Triggersystems wird von den einzelnen Detektorkomponenten selbst übernommen, alle Signale werden eigenständig ausgelesen und direkt vorverarbeitet. Ausschließlich die physikalisch relevante Information wird weitergeleitet. Um dies zu gewährleisten, müssen Rauschunterdrückung, Signalerkennung und Cluster-Bildung bereits auf der Ausleseebene stattfinden. Die Daten der Ereignisse werden zwischengespeichert und sodann alle relevanten Ereignisse über ein Netzwerk verbreitet und die Informationen der anderen Detektoren ebenfalls verarbeitet. Das verwendete Netzwerk besteht dabei aus einem aus programmierbaren Recheneinheiten. Daher besteht die Möglichkeit, sich jeder erwünschten Änderung des Messprogramms anzupassen indem eine geeignete Umprogrammierung der Triggeralgorithmen vorgenommen wird und somit eine flexible Triggermöglichkeit bei PANDA gewährleistet wird [28, 1].

Kapitel 5

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) von PANDA

5.1 Grundlagen

Bevor auf das EMC für den PANDA-Detektor eingegangen werden soll, ist es ratsam, zunächst einen kurzen Überblick über die grundlegenden physikalischen Prozesse und Detektionsprinzipien für die verschiedenen Arten von Kalorimetern zu gewinnen.

5.1.1 Wechselwirkung geladener Teilchen und Photonen mit Materie

In Materie verlieren geladene Teilchen wie beispielsweise Elektronen ihre anfängliche Energie im niederen Energiebereich $E < E_C \approx \frac{600}{Z}$ MeV hauptsächlich durch Ionisationsprozesse. Z stellt dabei die Ordnungszahl der Kerne des Materials dar. Dabei schlägt das Elektron ein Hüllenelektron aus seinem Atomverbund heraus, welches im Falle hoher Energien wiederum Atome ionisieren kann. E_C stellt die sogenannte *kritische Energie* dar, bei der Ionisationsprozesse mit dem Energieverlust aus Bremsstrahlungsprozessen im Gleichgewicht stehen. Beim Energieverlust durch Ionisation schlagen die Primärteilchen Elektronen aus dem Atomverbund heraus. Bei höheren Energien $E > E_C$ dominiert dagegen der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Dabei wird das einfallende Elektron oder Positron im Kernfeld eines Atoms abgebremst und emittiert dabei Energie in Form von Photonen. Dieser Prozess ist stark energie- und materialabhängig.

Bei $Z=82$ (Blei) beispielsweise liegt die kritische Energie im Bereich von einigen MeV. Besitzen die primären Teilchen eine höhere Energie, so wird ihr Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse bestimmt. Photonen dagegen verlieren ihre Energie im Wesentlichen durch drei Verlustmechanismen: Photo-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung. Im niederen Energiebereich einiger keV dominiert der Photoeffekt den Energieverlust der Photonen in Materie. Dabei wird die Energie des Photons aufgewendet, um ein Hüllenelektron eines Atoms aus seiner Bindung zu lösen und je nach Energiebetrag des ursprünglichen Photons steht die restliche Energie

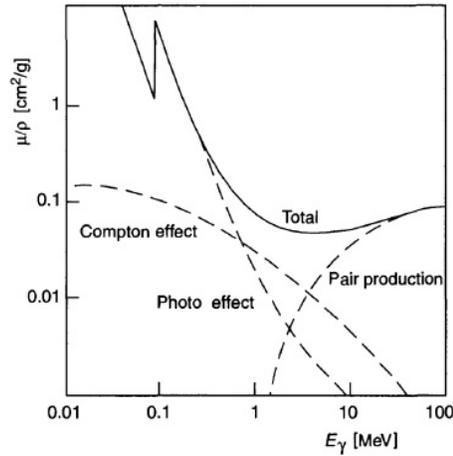


Abbildung 5.1: Auf die Dichte normierter Absorptionskoeffizient von Photonen in Blei ($Z=82$), aufgetragen gegen die Photonenenergie [49]. Die Beiträge der einzelnen Absorptionsprozesse sind durch die gestrichelten Linien dargestellt. Für Photonenenergien oberhalb weniger MeV dominiert der Prozess der Paarbildung den Absorptionskoeffizienten.

als Translationsenergie des Elektrons zur Verfügung. Beim Compton-Effekt im Bereich weniger MeV wird das Photon unter Energieabgabe elastisch an einem Hüllenelektron gestreut. Ab einer Energie von etwa der doppelten Elektronmasse tritt ein weiterer Effekt auf: die Paarbildung von einem Elektron und einem Positron. Hierbei erfolgt die Konversion des ursprünglichen Photons im Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar. In Abbildung 5.1 ist die Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Photonen in Blei ($Z=82$) aufgetragen. Man erkennt den raschen Anstieg des Paarproduktionsanteils zum Gesamtabsorptionskoeffizient ab einer Photonenenergie von 1,22 MeV. Bei niedrigen Energien trägt der Anteil des Photoeffekts maßgeblich zum Gesamtabsorptionskoeffizienten bei. Sowohl Photoeffekt als auch Comptonstreuung verlieren bei hohen Energien für den Energieverlust von Photonen an Bedeutung. Der Paarbildungseffekt dominiert für Energien von mehreren MeV die Energieverlustmechanismen. Beim PANDA-Experiment werden Photonenergien im Bereich von 10 bis 10 000 MeV üblich sein, so dass dort der Paarbildungseffekt dominieren wird [49].

5.1.2 Elektromagnetische Schauerbildung

Beim Auftreffen eines höherenergetischen¹ Elektrons (Positrons) oder eines Photons auf Materie kommt es zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Dies stellt eine Kaskade aus Photonen und Elektron-Positron-Paaren dar. Je nach Art des Primärteilchens heißt dieser photoneninduzierter beziehungsweise elektroneninduzierter Schauer. Das geladene Teilchen emittiert

¹Die Energie des eintreffenden Teilchen muss mindestens der doppelten Ruheenergie $2m_0c^2$ eines Elektrons entsprechen.

beim Abbremsen in einem Kernfeld elektromagnetische Strahlung. Die entstandenen Photonen untergehen sodann im Kernfeld eines weiteren Atoms einer Paarbildung. Die entstandenen Elektron-Positron-Paare erfahren sodann wieder Energieverlust durch Emission von Bremsstrahlung. Dieser Prozess setzt sich schrittweise fort, die Anzahl der beteiligten Teilchen wächst von Generation zu Generation mit 2^t wobei t die Nummer der Generation ist und die nullte Generation das primäre Teilchen darstellt. Nach einer Strahlungslänge X_0 entsteht im Mittel ein Photon aus dem Bremsstrahlungsprozess und ein Elektron-Positron-Paar. Es breitet sich ein elektromagnetischer Schauer im Absorbermaterial aus. Sobald die Teilchen im Mittel nicht mehr genug Energie besitzen, um Paarbildungsprozesse auszulösen kommt die Schauerbildung zum Erliegen. Dieser wird in longitudinaler Ausbreitungsrichtung durch die materialabhängige Strahlungslänge bestimmt.

$$X_0 = \frac{Z * 716,4}{Z(Z+1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \left[\frac{g}{cm^3} \right] \quad (5.1)$$

Dabei stellt Z die Kernladungszahl des Absorbermaterials dar. Die transversale Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers wird durch den *Molière-Radius* beschrieben:

$$R_M = X_0 * \frac{21MeV}{E_C} \quad (5.2)$$

So liegen 95% der Schauerenergie innerhalb eines Zylinders entlang der Schauerachse mit dem Radius $2R_M$ und 99% innerhalb von $3R_M$ [49].

5.1.3 Kalorimeter

Es existieren verschiedene Arten von Kalorimetern, welche zur Energiemessung, Ortsrekonstruktion und Teilchenidentifikation genutzt werden können. Üblicherweise werden Kalorimeter nach der Art der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Kalorimetermaterial unterschieden. Hadronische Teilchen können in speziellen hadronischen Kalorimetern detektiert werden. Im Falle von Elektronen, Positronen und Photonen und geringem Maße auch Myonen werden elektromagnetische Kalorimeter eingesetzt. Auf diese beiden Kalorimetertypen soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Elektromagnetische Kalorimeter

Ein elektromagnetisches Kalorimeter kann zur Energiebestimmung, Teilchenidentifikation und auch zu einer ungefähren Ortsrekonstruktion der einfallenden Teilchen genutzt werden. Dies geschieht typischerweise bei Teilchenenergien ab 100 MeV. Man nutzt hierbei aus, dass einfallende Elektronen, Positronen und Photonen im Kalorimetermaterial abgebremst werden und dabei eine elektromagnetische Kaskade von Sekundärteilchen auslösen. Diese liefern ein messbares Signal. Dabei spielen zwei physikalische Prozesse eine wesentliche Rolle: Der Bremsstrahlungsprozess und die Paarbildung. Die gesamte Energie des Schauers ergibt sich aus der ursprünglichen Energie des Primärteilchens. Die in den Kristallen des Kalorimeters produzierten Photonen

werden von optischen Empfängern (beispielsweise Photomultiplier (PMT) oder Avalanche Photo Diodes (APD)), welche direkt mit der Kristallrückseite in Kontakt stehen oder über einen Lichtleiter mit diesem verbunden sind, registriert. Das Signal wird nun in ein elektronisches Signal umgewandelt, verstärkt und über das Datenauslesesystem verarbeitet.

Es existieren verschiedene Bauarten dieser Kalorimeter [49]. Dabei können Absorber- und Ausleseschichten abwechselnd angeordnet werden. Dies wird wegen seiner besonderen Bauweise als *Sandwich-Kalorimeter* bezeichnet. Die in den Absorberschichten erzeugten Teilchenschauer werden in den Ausleseschichten nachgewiesen. Diese können durch Szintillatoren mit anschließender Photomultiplierauslese realisiert werden, dabei verursachen die Teilchenkaskaden in der Szintillationsschicht Lichtsignale, die an den Enden beispielsweise durch PMT ausgelesen werden können. Die zwischen den Szintillationsschichten befindlichen Absorberschichten können beispielsweise durch Blei realisiert werden, was durch die hohe Materialdichte eine reiche Ausbeute an Sekundärteilchen verspricht.

Daneben existieren auch *homogene Kalorimeter*, die beispielsweise aus NaJ(Tl)-Kristallen oder Bleiglas aufgebaut sein können. Bleiglas nutzt dabei im Gegensatz zu NaJ die Lichterzeugung durch den Cherenkoeffekt aus, bei dem geladene Schauerteilchen entlang ihrer Spur eine Anregung des Materials verursachen was die Emission von elektromagnetischer Strahlung zur Folge hat. Mit einem Kalorimeter aus Bleiglas können Flächen von vielen Quadratmetern abgedeckt werden, dabei sind die Dimensionen der Bleiglasblöcke von der transversalen Ausdehnung der elektromagnetischen Schauer abhängig. Typische Kristalllängen liegen dabei im Bereich von 15 bis 25 Strahlungslängen, je nach Energie der einfallenden Teilchen. Es werden Energieauflösungen von $\frac{\delta E}{E} \approx 1 - 2\% / \sqrt{E[GeV]}$ für NaJ(Tl)-Kristalle bzw. $\frac{\delta E}{E} \approx 3 - 5\% / \sqrt{E[GeV]}$ für Bleiglaszähler erreicht.

Hadronische Kalorimeter

Die Energiemessung von Hadronen erfolgt im hadronischen Kalorimeter. Ein hadronischer Schauer entsteht durch eine Serie von inelastischen Wechselwirkungen der Hadronen mit dem Absorbermaterial. Die dabei erzeugten Sekundärteilchen sind meist ebenso Hadronen, welche im Falle hoher Energien weitere Hadronen erzeugen können. Der sich bildende hadronische Schauer besitzt im Vergleich zum elektromagnetischen Schauer eine größere Ausdehnung, sowohl transversal als auch longitudinal. Dies wird durch die Absorptionslänge der stark wechselwirkenden Teilchen verursacht, welche viel größer als die Strahlungslänge im Falle der elektromagnetischen Schauerbildung ist. Die Absorptionslänge λ hängt im Wesentlichen von der reziproken Dichte des Absorbermaterials und dem reziproken hadronischen Wirkungsquerschnitts für die Wechselwirkung ab. Für Blei liegt sie bei $\lambda \approx 18,5$ cm während die Strahlungslänge nur $X_0 \approx 0,56$ cm beträgt. Auch kommt es in hadronischen Kalorimeter zu größeren Fluktuationen in der Anzahl und der Art der erzeugten Sekundärteilchen.

Es werden Sampling-Kalorimeter verwendet, welche wie im elektromagnetischen Fall aus alternierenden Schichten von Absorber- und Nachweismaterial bestehen. Typische Absorbermaterialien sind beispielsweise Uran oder Eisen. Als Nachweismaterialien können organische Szintillatoren verwendet werden. Durch die starken Fluktuationen der Sekundärteilchenzahl

und der Tatsache, dass die Teilchen nur einen gewissen Teil ihrer ursprünglichen Energie im Nachweismaterial deponieren, haben Hadronkalorimeter eine Energieauflösung von $\frac{\delta E}{E} \approx 30 - 80\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$, was deutlich schlechter ist als im Fall des elektromagnetischen Kalorimeters.

5.1.4 Szintillatoren

Einen wichtigen Bestandteil eines Kalorimeters stellt das Nachweismaterial dar. Seine Materialeigenschaften wie Schnelligkeit, Dichte und Lichtausbeute haben einen großen Einfluss auf die erreichbare Energieauflösung. Häufig werden Szintillatoren als Nachweismaterial eingesetzt, wobei zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren unterschieden wird. Je nach Art des Szintillators wird die Anregung des Materials durch die einfallenden Teilchen durch verschiedene, materialabhängige Prozesse in Licht umgewandelt und das erzeugte Licht sodann zu einem optischen Empfänger geleitet. Dazu kann zusätzlich ein Lichtleiter verwendet werden, welcher eine Anpassung der Austrittsflächengeometrie auf die empfindliche Fläche des optischen Empfängers ermöglicht. Das Szintillatormaterial kann durch organische Stoffe, anorganische Kristalle oder Gase realisiert werden. Organische Szintillatoren bestehen meist aus mehreren Komponenten; der primäre Fluoreszenzstoff, welcher durch den Energieverlust des einfallenden Teilchens angeregt wird [49]. Dieser emittiert nun durch eine Abregung des angeregten Zustandes UV-Licht. Da das Material für sein eigenes Fluoreszenzlicht nicht transparent ist, kann das erzeugte Licht nicht registriert werden. Um dieses Problem zu lösen, wird ein weiteres fluoreszierendes Material beigefügt, welches das ursprüngliche UV-Licht absorbiert und in niederfrequentes sichtbares Licht konvertiert. Da sich dabei die Wellenlänge ändert, wird dieser Stoff als „Wellenlängenschieber“ bezeichnet. Beide Stoffe können in organischen Flüssigkeiten gelöst oder in polymerisierten Substanzen gelagert werden („Flüssigkeitsszintillatoren“ beziehungsweise „Plastikszintillatoren“). Beliebte Komponenten sind Anthracen und Naphtalen als primärer Fluoreszenzstoff. Als Wellenlängenschieber wird unter anderem POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O_2$) eingesetzt. Dabei handelt es sich um eine Benzolverbindung, welche ein Maximum im Emissionsspektrum bei 410 nm besitzt (violett Licht). Es kommt in festen und flüssigen organischen Szintillatoren zum Einsatz. Organische Szintillatoren besitzen Abklingzeiten im Nanosekundenbereich, wohingegen anorganische Szintillatoren deutlich langsamer sind; ihre Abklingzeiten liegen im Mikrosekundenbereich.

Anorganische Szintillatoren werden durch mit Fremdatomen dotierte Einkristalle realisiert. Beliebte Materialien sind beispielsweise NaJ(Tl), Bariumfluorid oder BGO. Einen besonders schnellen Szintillator stellt dabei Bleiwolframat dar, welcher für den Einsatz am PANDA-EMC vorgesehen ist. Der Mechanismus der Szintillation im anorganischen Material kann durch das Bändermodell der Festkörperphysik erklärt werden. Einfallende Teilchen bzw. Strahlung befördern durch elektromagnetische Wechselwirkungen mit dem Szintillatormaterial Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband des Festkörpers. Eine weitere Möglichkeit ist die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren (Exzitonen), wobei das Elektron noch an das Loch im Valenzband gebunden ist und in diesem Zustand durch den Kristall wandert. Bei der Rekombination der Elektron-Loch-Paare wird Licht emittiert.

Trifft ein solches Paar auf einen ionisierten Aktivatorzustand (zusätzlich in der verbotenen Zone entehende Energieniveaus, welche durch das Dotieren entstanden sind), so kann das Elektron

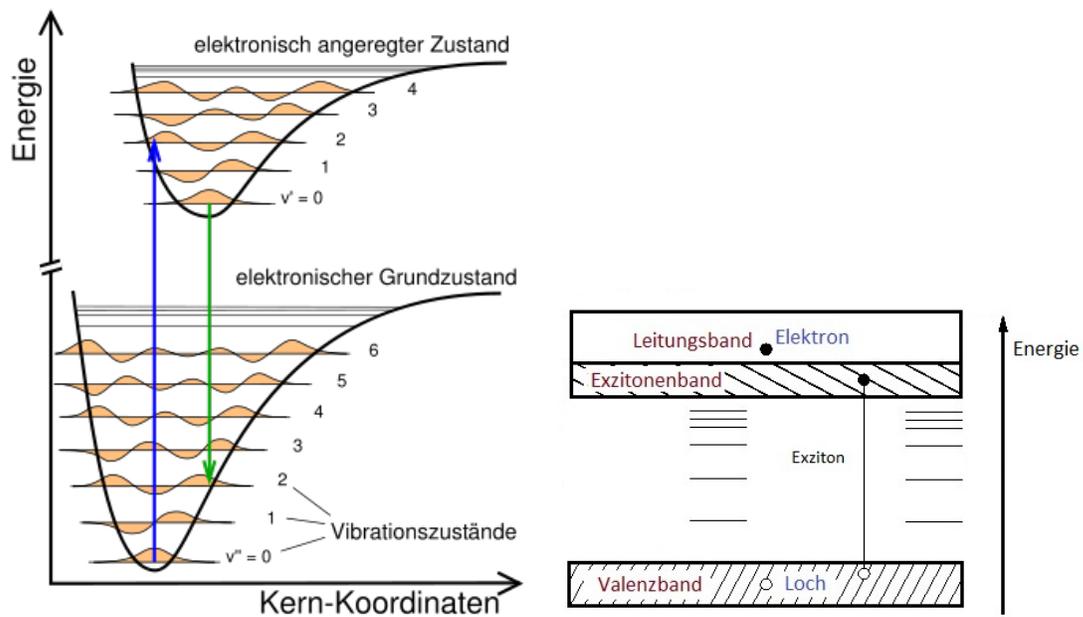


Abbildung 5.2: Links: Übergänge zwischen den elektronischen Anregungszuständen eines zwei-atomigen Moleküls in organischen Szintillatoren sind für die Emission elektromagnetischer Strahlung verantwortlich. Jeder Zustand enthält zudem verschiedene Vibrationszustände [57]. Rechts: Bändermodell der Festkörperphysik zur Beschreibung der Szintillationsprozesse in anorganischen Szintillatoren.

sich auf ein angeregtes Niveau des Aktivatoratoms begeben und nach einer gewissen Zerfallszeit wieder in den Grundzustand übergehen. Die dabei emittierte Strahlung besitzt eine niedrigere Energie als diejenige des Bandabstandes, so dass der Kristall für das hierbei erzeugte Licht transparent ist. Die Abklingzeit des anorganischen Szintillators hängt somit stark von der Lebensdauer des angeregten Aktivatorzustandes ab. Die Lichtausbeute in beispielsweise Natriumjodid (dotiert mit Thallium) ist wesentlich besser als diejenige in organischen Szintillatoren: Diese beträgt etwa 20 bis 30% von NaJ(Tl).

5.2 Allgemeine Eigenschaften des EMC von PANDA

Mit dem PANDA-Experiment soll ein reichhaltiges Physikprogramm betrieben werden. Viele Reaktionskanäle teilen sich dabei ein wichtige Eigenschaft: In ihren Endzuständen werden zahlreiche Photonen, Elektronen und Positronen erzeugt. Um die Endzustände der zahlreichen Zerfallskanäle (beispielsweise aus dem Zerfall von Charmonium-Hybriden, radiative Charm-Zerfälle und Untersuchungen zur Struktur des Nukleons) effektiv messen zu können, müssen hohe Anforderungen an das elektromagnetische Kalorimeter gestellt werden [3]. So müssen bei erwarteten Ereignisraten in der Größenordnung von $10^7/s$ schnelle Szintillatoren eingesetzt werden, hohe Effizienz und niedriger Teilchenuntergrund sind obligatorisch bei der Messung von Energie E sowie die Richtungsrekonstruktion unter Messung der Winkel (θ, ϕ) . Das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Experimentes ist in Abbildung 5.3 skizziert. Es kann in drei Unterdetektoren aufgeteilt werden: Die Vorwärtsendkappe, die Rückwärtsendkappe und das fassförmige Barrel Kalorimeter, welche zusammen eine Raumwinkelabdeckung von 99% von 4π erreichen. Dabei kommt mit insgesamt etwa 15500 Bleiwolframat-Kristallen ein anorganisches Szintillationsmaterial zum Einsatz. Von links passiert der Antiprotonenstrahl zunächst den kleinsten Bestandteil des EMC; die Rückwärtsendkappe, welche die rückwärtigen polaren Winkel im Bereich von etwa $\theta = 146^\circ$ bis 167° im Laborsystem abdeckt. Das EMC wird in das dicht gepackte Targetspektrometer von PANDA integriert. Die Anforderungen an die Geometrie und die verwendeten Materialien ergeben sich dabei aus den möglichen Reaktionen und deren Ereignisraten.

- Durch den Einsatz von den speziell für das PANDA-EMC entwickelten Bleiwolframatkristallen mit der Bezeichnung PWO-II soll eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} \leq 1\% \oplus \frac{\leq 2\%}{\sqrt{E/GeV}}$ erreicht werden. Dies ermöglicht unter anderem eine Diskriminierung von Elektronen und Positronen über exakte E/p -Messungen unter Ausnutzung einer Impulsbestimmung durch das Trackingsystem von PANDA, eine gute Massenauflösung und eine Erkennung leichter Mesonen wie π^0 und η .
- Die Energieschwelle für die Detektion von Photonen liegt bei 10 MeV. Mit einer möglichst niedrigen Energieschwelle können auch niederenergetische Photonen nachgewiesen werden was ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zur Folge hat.
- Die Kristallgröße beträgt je nach Position des Kristalls im EMC ungefähr 2 cm x 2 cm x 20 cm, bei einer Länge von 22 Strahlungslängen.

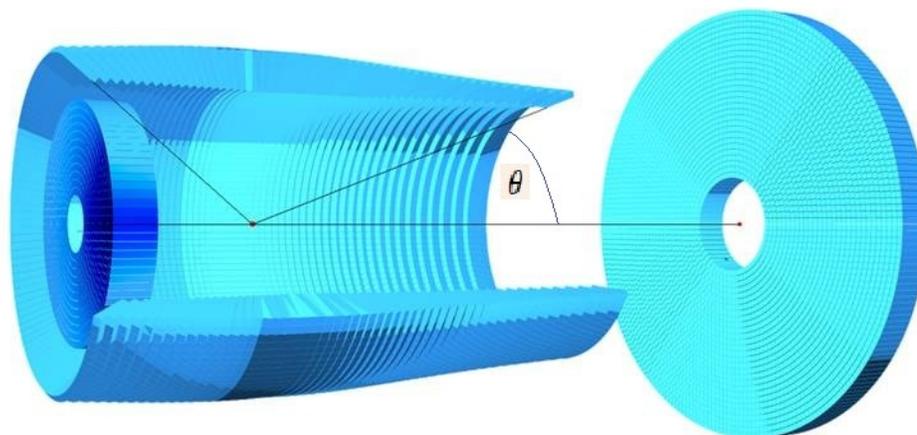


Abbildung 5.3: Das EMC von PANDA [43] bestehend aus Vorwärtsendkappe für die Detektion unter kleinen Winkeln θ , Barrelkalorimeter im mittleren Winkelbereich und der Rückwärtsendkappe für die Detektion von Photonen, Elektronen und Positronen unter Rückwärtswinkeln.

- Die Abklingzeit von PWO-II ermöglicht mit weniger als 20 ns eine Verarbeitung hoher Ereignisraten mit der Fähigkeit, einzelne Ereignisse auflösen zu können.
- PWO ist nicht hygroskopisch.

Der Zerfall der produzierten Teilchen in mesonischen Reaktionen macht die Detektion von zahlreichen Photonen, Elektronen und Positronen notwendig. Beispielsweise werden durch die Reaktion $p + \bar{p} \rightarrow \eta_C \eta$ einige γ -Quanten und ein Elektron-Positron-Paar erzeugt.

- Die Ausrichtung der Kristalle sollte nicht direkt auf den Wechselwirkungsvertex erfolgen, um keine Teilchenverluste durch die Lücken zwischen den Kristallen zu erleiden („Non-Pointing-Geometrie“). Die entstehenden Teilchenschauer breiten sich dann über mehrere Kristalle aus, anstatt verloren zu gehen. Besonders in Strahlrichtung werden Teilchen mit hohen Energien von bis zu 14,6 GeV erwartet. So muss beim Zerfall des neutralen Pions eine Auflösung der zwei entstandenen Photonen in einem Öffnungswinkel von 0.5° erreicht werden, wozu feine Kristalldimensionen gewählt werden müssen.

In Abbildung 5.4 ist die prozentuale Verlustrate von Photonen aus Zerfällen von neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ als Funktion des Pionimpulses aufgetragen. Parameter ist dabei die Schwellenenergie E_{thres} für die Registrierung von Photonen; wünschenswert wäre ein E_{thres} von 10 MeV, was einen noch akzeptablen Teilchenverlust von etwa 1% der erzeugten Pionen mit sich bringen würde. Eine ausführliche Darstellung findet sich im „Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)“ der PANDA Collaboration [3].

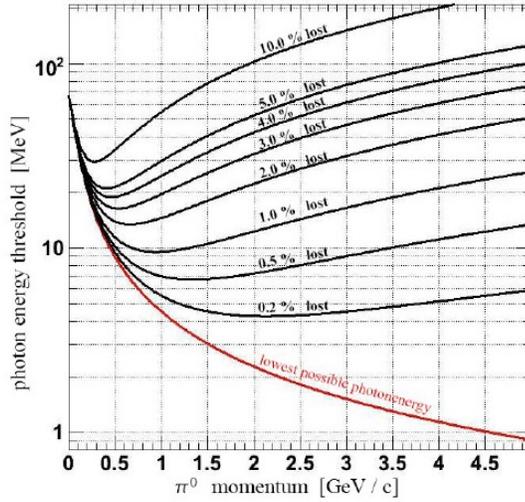


Abbildung 5.4: Schwellenenergie E_{thres} für den Nachweis von Photonen als Funktion des Pionimpulses für unterschiedliche Verlustraten der neutralen Pionen [3]. Eine hohe Schwellenenergie erzielt eine bessere Unterdrückung der Untergrundreaktionen, führt aber zu einem höheren Verlust im Nachweis der aus den Zerfällen von π^0 stammenden Photonen.

PWO-II für PANDA

Es wurden bereits Erfahrungen mit dem schnellen Szintillationsmaterial Bleiwolframat an verschiedenen Experimenten des CERN gemacht, auch hier soll dieses Material zum Einsatz kommen, da es die meisten Anforderungen gut erfüllen kann. Dieses Material ist mit einer kurzen Strahlungslänge von 0,89 cm und einem Molier-Radius von 2 cm für den Einsatz in einem kompakten Kalorimeter geeignet, wie es bei PANDA der Fall sein wird. Die Entwicklung des PWO-II wurde durch die im Laufe der Zeit gesammelten Erfahrungen möglich gemacht, die durch den Einsatz von Bleiwolframat an Hochenergieexperimenten wie das CMS (Compact Muon Solenoid) am ECAL und an ALICE-PHOS Kalorimeter (beide Experimente am LHC des CERN betrieben) gewonnen werden konnten. Geplant ist auch der Einsatz am BTeV-Detektor am FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory). Ein Nachteil dieses Materials ist die schlechte Lichtausbeute bei Raumtemperatur, weswegen die Kristalle bei einer Temperatur von -25°C betrieben werden müssen. Weitere Eigenschaften von Bleiwolframat sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Das kristalline Bleiwolframat ist transparent für den sichtbaren Bereich des optischen Lichtes und völlig farblos. Ein typisches Transmissionsspektrum entlang der Kristallachse eines 200 mm langen PWO-Kristalls ist in Abbildung 5.5 (links) zu sehen, zusätzlich ist das Radiolumineszenzspektrum eingezeichnet, beides bei Raumtemperatur gemessen. Es ist eine Überlappung des Lumineszenzspektrums mit dem Cut am unteren Ende des Transmissionsspektrums zu erkennen. Aus diesem Grunde ist im Falle einer höheren Transmission im Bereich niedriger Wellenlängen mit einer deutlichen Verbesserung der Lichtausbeute zu rechnen. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Intensität des Lumineszenz-Lichtes („temperature quenching“) ist auch die

<i>Eigenschaft</i>	<i>PWO-II</i>
<i>Dichte ρ [g/cm³]</i>	8,28
<i>Strahlungslänge X_o [cm]</i>	0,89
<i>Moliere-Radius [cm]</i>	2
<i>λ_{max} [nm]</i>	430
<i>Abklingzeit τ [ns]</i>	6,5
<i>Brechungsindex n</i>	2,17
<i>relative Lichtausbeute LY bei -25°C</i>	2,5% LY(NaJ)
<i>relativer Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx [MeV/cm]</i>	10,2
<i>dLY/dT in %/°C</i>	-3

Tabelle 5.1: Eigenschaften von Bleiwolframat [3]

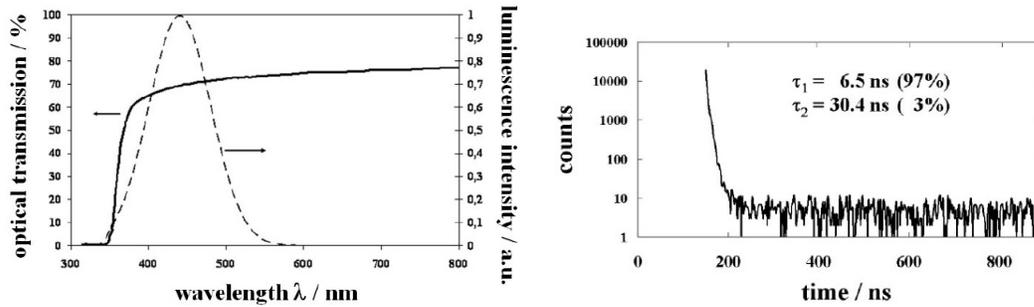


Abbildung 5.5: Links: Optische Transmission von PWO-II und Lumineszenzspektrum bei Raumtemperatur, welche an einem 200 mm langen Bleiwolframat-Kristall gemessen wurden. Rechts: Szintillationsverhalten des Kristalls mit einer dominanten Zerfallskonstanten $\tau_1 = 6,5$ ns bei Raumtemperatur [3].

Lichtausbeute temperaturabhängig. Sie kann im Temperaturbereich von -25°C bis $+20^\circ\text{C}$ als annähernd linear beschrieben werden mit einer relativen Lichtausbeute von $\frac{dLY}{dT} \approx -2\%/^\circ\text{C}$.

Die Kinematik des Szintillationsprozesses ist in Abbildung 5.5 (rechts) zu sehen. Der Szintillator ist sehr schnell und wird bei Raumtemperatur von einer exponentieller Zerfallskonstanten von $\tau = 6,5$ ns dominiert. Strahlenschäden können die Transmissivität von PWO beeinträchtigen, was durch ein Monitoring-System an den Kristallen überwacht werden kann. Für einen Prototypen der Rückwärtsendkappe wurden 20 Testkristalle bereitgestellt. Mit Hilfe eines Transmissionsspektrographen wurde die Transmission jedes einzelnen Kristalles vermessen. Hier sei exemplarisch die Transmissionskurve eines dieser Kristalle mit makelloser Oberfläche gezeigt. Sie zeigt den charakteristischen Verlauf für Bleiwolframat, welcher deutlich unter dem von beispielsweise Bleifluoridkristallen liegt. Ein entscheidender Nachteil von Bleiwolframat ist die recht geringe Lichtausbeute bei Raumtemperatur von nur 0,6 % von Natriumjodid. Um dies zu verbessern, ist die Absenkung der Betriebstemperatur auf -25°C ratsam. Dies liefert im Falle des speziell

für PANDA weiterentwickelten PWO-II eine Verbesserung der Lichtausbeute um das Vierfache. Die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute wird allerdings bei -25°C empfindlicher, so dass Temperaturschwankungen einen starken Einfluss auf die Lichtausbeute haben. Auch kann eine Dotierung mit Molybdän (Mo) oder Lanthan (La) vorgenommen werden, was ebenso eine Verbesserung der Lichtausbeute liefert. Allerdings führen solche Maßnahmen auch zu längeren Abklingzeiten und geringerer Strahlenresistenz. Für den Einsatz speziell am PANDA-EMC wurden Weiterentwicklungsarbeiten an PWO vorgenommen (PWO-II). Sie besitzen im Besonderen eine höhere Qualität ihrer Kristallstruktur, um eine Verbesserung der Lichtausbeute zu erzielen. Dazu müssen unter anderem Defektstellen in der Kristallmatrix entlang der Wachsrichtung des Kristalls vermieden werden, was durch eine simultane Dotierung mit Lanthan- und Yttrium-Ionen erreicht werden kann [3]. Die relative Lichtausbeute liegt bei PWO-II bei $\frac{dLY}{dT} \approx -3\%/^{\circ}\text{C}$ was gegenüber dem Standardmaterial PWO eine Verbesserung um 50% darstellt.

Kapitel 6

Die Rückwärtsendkappe des EMC von PANDA

6.1 Aufbau der Rückwärtsendkappe

Zur Detektion unter großen Winkeln im Bezug auf die Strahlrichtung ($146^\circ < \theta < 167^\circ$) wurde die Rückwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters entworfen. Sie soll insgesamt 540 Kristalle aus Bleiwolframat beinhalten. Diese besitzen eine einfache quaderförmige Geometrie mit den Maßen $24.4 \times 24.4 \times 200 \text{ cm}^3$ und sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Da das EMC innerhalb des Solenoiden mit einer maximaler Magnetfeldstärke von 2 Tesla betrieben wird, können zur optischen Registrierung des Szintillationslichtes keine Photomultiplier verwendet werden. Eine gute Alternative stellen Lawinenphotodioden (APD) dar. Diese sind als Halbleiterelemente hochempfindlich auf die Detektion von Photonen und ermöglichen eine schnelle Ereignisregistrierung. Die relativ schwachen Lichtsignale der Szintillatoren können mit einer guten Zeitaufösung in elektrische Signale umgewandelt werden. Um eine interne Verstärkung der Signale zu erreichen, wird der Lawinendurchbruch (Avalanche-Effekt) genutzt, welcher beim Durchqueren der Sperrschicht durch Stoßionisation der erzeugten Elektronen innerhalb der Sperrschicht ausgelöst wird.

In Abbildung 6.1 ist die ursprünglich geplante Anordnung der Kristalleinheiten auf der rückseitig gekühlten Montageplatte dargestellt. Die rund 540 Kristalle werden in verschiedenen Untereinheiten zusammengefasst und an der Halteplatte aus 3 cm dickem Aluminium festgeschraubt. Dabei waren in der ursprünglichen Version des Designs vier verschiedene Konfigurationen der Kristalleinheiten vorgesehen: Jeweils 16, 4, 2 und ein Kristall sitzen in einer Kohlenfaserverkleidung (eine sogenannte Alveole). Ihre Anordnung auf der Befestigungsplatte soll ein möglichst großes Detektorvolumen erschaffen. Die Lücken im Randbereich können durch die schmalen Kristalleinheiten mit einem oder zwei Kristallen ausgefüllt werden. Allerdings ist bei einem kleinen Körper im Randbereich der Endkappe mit einer zusätzlichen Wärmebelastung durch die seitliche Isolationsverkleidung zu rechnen, was einen stärkeren Temperaturanstieg zur Folge hat, als es bei den Kristallen im mittleren Bereich der Fall ist.

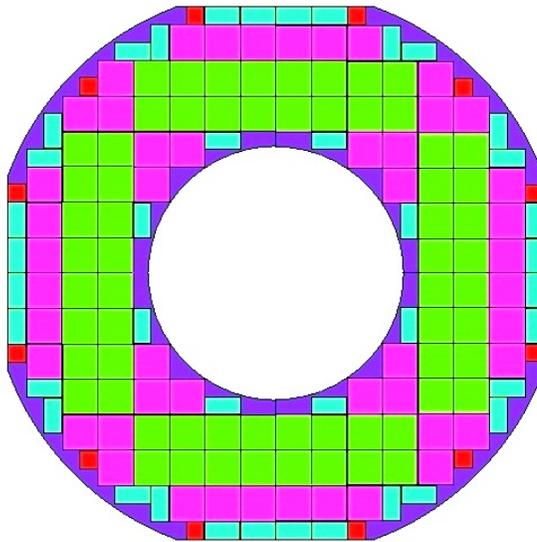


Abbildung 6.1: Konfiguration der Kristallbestückung auf der Montageplatte: Die sensitive Oberfläche des Detektors wird in verschiedene Zonen aufgeteilt. Jede Zone besteht aus einer Kristalleinheit, welche eine bestimmte Anzahl von Kristallen beinhaltet. Die aktuelle Konfiguration der Rückwärtsendkappe sieht die Verwendung verschiedener Kristalleinheiten vor, welche eine maximale Flächennutzung gewährleisten sollen. Der größte Anteil der Fläche wird von 4-Kristall-Einheiten ausgefüllt, wobei diese zu 16-Kristall-Einheiten (Subunits) zusammengeklebt werden (hellgrün). Einzeln montierte 4-Kristall-Einheiten werden mit geringem Abstand zu den Nachbar-elementen (0,75 mm) um diese herum angeordnet (rosa). Um eine optimale Flächenausnutzung zu erhalten, sollen Kristalleinheiten geringer Ausdehnung mit je einem (rot) oder zwei Kristallen (hellblau) in die Randzonen eingefügt werden. Die Abstände zu den benachbarten Einheiten liegen im Bereich von < 1 mm. Eine dieser Subunits soll in Form eines Testaufbaus mit echten Kristallen bestückt werden und erste Testsignale liefern.

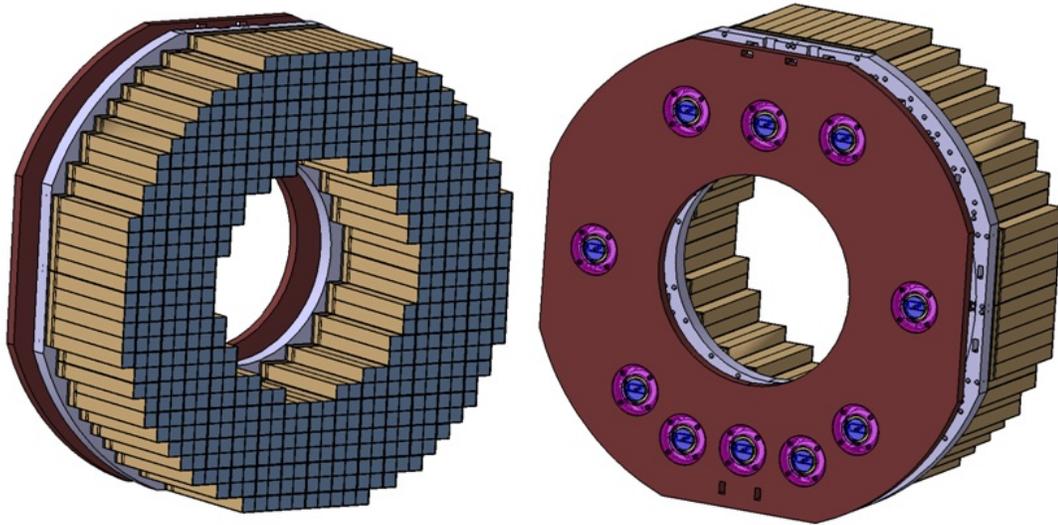


Abbildung 6.2: Die Rückwärtsendkappe (Abbildung ohne Isolationsverkleidung): Vorder- und Rückansicht mit zwei Halteplatten aus Aluminium und flexiblen Stabilisationsbrücken, wie sie an der GSI entworfen wurde [35, 39]. Die Kristalleinheiten (hellbraun/grau) werden zusammen mit der ersten Montageplatte (MP1) (hellgrau) auf -25°C gekühlt. Dieses System wird von einem mehrkomponentigen Isolationssystem vollständig umschlossen (nicht eingezeichnet). Eine zweite Montageplatte (MP2) bei Raumtemperatur (dunkelbraun) wird durch Stabilitätsbrücken (rosa/blau) mit der gekühlten Montageplatte verbunden und dient der externen Stabilisierung dieses Systems.

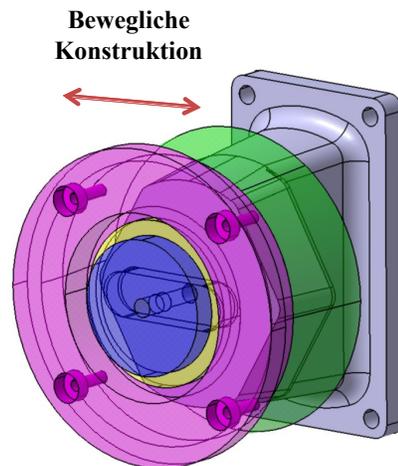
Diese erfahren eine Wärmebelastung hauptsächlich durch die Frontisolierung. Es ist mit Temperaturinhomogenitäten besonders in den innersten und äußersten Kristallringen zu rechnen. Eine Möglichkeit, diesem entgegenzuwirken, wäre eine spezielle Konfiguration des inneren Aufbaus der Kristalleinheiten im Randbereich oder der Einsatz eines zusätzlichen Kühlungs-systems im Front- oder Seitenbereich.

In Abbildung 6.2 ist das aktuelle Design der Rückwärtsendkappe ohne Isolationsverkleidung von Vorder- und Rückseite zu sehen, wie sie an der GSI entworfen wurde. Die detaillierte Konfiguration der Kristalleinheiten wurde noch nicht festgelegt, ein Prototyp für die Rückwärtsendkappe ist in Planung, dessen Kristalleinheit aus 16 Kristallen im nächsten Abschnitt vorgestellt werden soll.

Die Konfiguration aus Kristalleinheiten und Montageplatte des finalen Aufbaus wird im Betrieb auf -25°C gekühlt und gegenüber der warmen Umgebung durch eine Schutzverkleidung isoliert. An Front- und Seitenflächen sollen Vakuumschilde eine gute Isolierung gegenüber Wärmebelastungen von außen realisieren, wie sie an der GSI geplant wurden und innerhalb dieser Diplomarbeit auf Eignung geprüft werden. Dazu müssen die Wärmebelastungen des Detektors unter Berücksichtigung einer solchen Isolation berechnet werden und die Auswirkungen auf die Kristalltemperatur in thermischen Simulationen ermittelt werden, was ebenfalls Gegenstand dieser Diplomarbeit ist. Die Idee einer Vakuumisolation und alternativen Isolationsmöglichkeiten werden ausführlich in Abschnitt 6.2 sowie in Kapitel 7 behandelt. An der Rückseite der Rück-

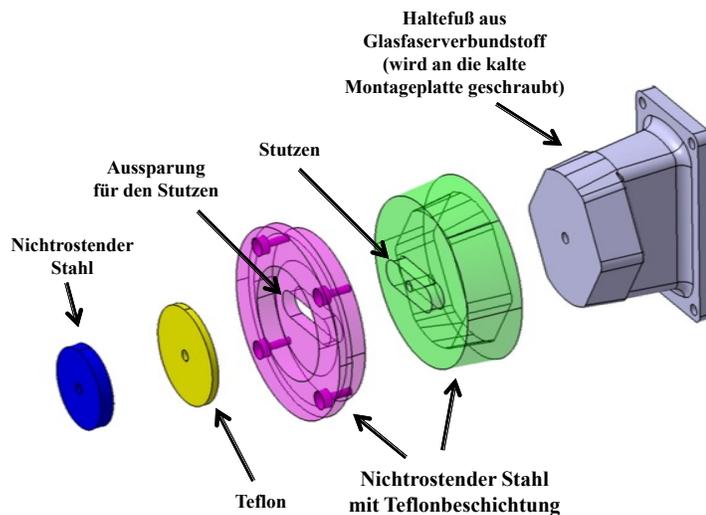
wärtsendkappe ist ein Vakuumschild durch die zahlreichen Kabel der Ausleseelektronik nicht einsetzbar. Eine gute Alternative bildet eine 50 mm dicke Lage aus Vermiculite Granulat, einem expandierten Granulat (bestehend aus Aluminium-Eisen-Magnesium-Silikat) mit einer Vielzahl kleinster Luftschichten. Dies führt zu guten isoliertechnischen Eigenschaften bei einem geringen Gewicht. Das Vermiculite Granulat wird zwischen der gekühlten Montageplatte (MP1) und der zweiten, auf Raumtemperatur befindlichen Montageplatte (MP2) eingefüllt (siehe Abbildung 6.5).

Es werden außerdem mechanisch flexible Stabilitätsbrücken zwischen den beiden Aluminiumplatten zur Stabilisation der Rückwärtsendkappe befestigt, wie sie in den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu sehen sind. Die flexible Konstruktion hat den Vorteil, dass eine thermische Volumenänderung der die Kristalle haltenden Aluminiumplatte während des Kühlprozesses keine mechanischen Spannungen verursachen würde, worauf später genauer eingegangen wird (siehe Abbildung 6.6). Das vorläufige Design der Stabilitätsbrücken sieht die Verwendung unterschiedlicher Materialien vor, welche insgesamt eine gute Stabilität bei geringer Wärmeleitung zwischen den Montageplatten und guter Beweglichkeit der Stabilitätsbrücken gewährleisten sollen. Bei einem Gesamtgewicht der Rückwärtsendkappe von maximal 800 kg ist die Wahl der verwendeten Materialien entscheidend, um Materialermüdungen und mechanische Verformungen der Stabilitätsbrücken zu vermeiden. Der Haltefuß zur Befestigung an der kalten Halteplatte sollte aus einem Material mit schlechter thermischer Leitfähigkeit bestehen, um den Wärmedurchfluss in die kalte Zone zu minimieren. Geeignet wäre beispielsweise ein Glasfaserverbundstoff, solange dieses Material eine geeignete Stabilität gewährleistet.



1

Abbildung 6.3: Stabilitätsbrücken zur Befestigung des Detektors an der Haltevorrichtung [39]. Die Stabilitätsbrücke ist intern beweglich, was für die Volumenänderung der MP1 während des Kühlprozesses notwendig ist, um mechanische Spannungen zu vermeiden. Beschreibung siehe Text.



1

Abbildung 6.4: Explosionsansicht einer Stabilitätsbrücke [39]. Das Bauteil mit der Aussparung (rosa) ist gegenüber dem Bauteil mit dem Stutzen (hellgrün) beweglich, da die Größe der Aussparung eine seitliche Verschiebung des Stutzens erlaubt.

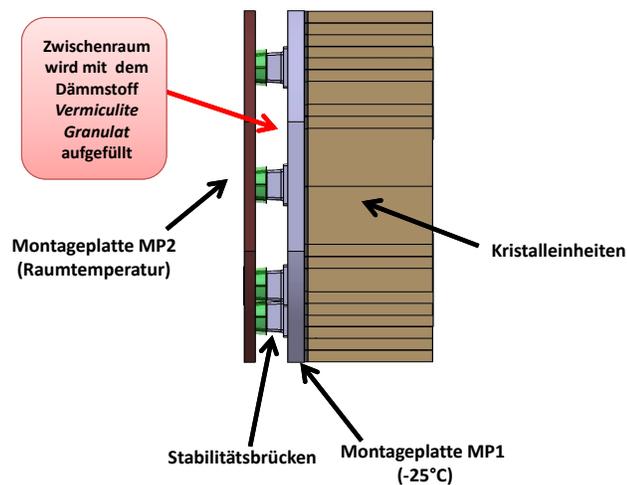


Abbildung 6.5: Seitenansicht der Rückwärtsendkappe mit den beiden Montageplatten ohne Isolationssystem. Es sollen Stabilitätsbrücken zur flexiblen Befestigung der MP1 (-25°C) (hellgrau) an der MP2 (Raumtemperatur) (dunkelbraun) eingesetzt werden (rechts) [35, 39]. Der Zwischenraum soll mit Vermiculite Granulat aufgefüllt werden, um den rückwärtigen Bereich thermisch zu isolieren.

Mittig befinden sich zwei gegeneinander verschiebbare Elemente aus rostfreiem Edelstahl. Die Oberfläche der Aushöhlung kann mit einer Beschichtung versehen werden um noch bessere Gleiteigenschaften zu erzielen. Auch hier sollte zunächst überprüft werden, ob das Beschich-

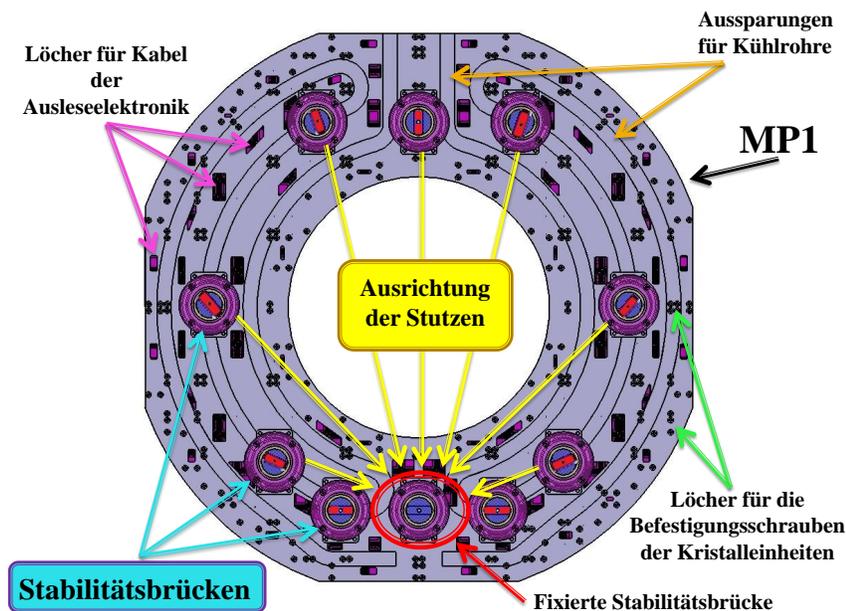


Abbildung 6.6: Die Stützen in den Stabilitätsbrücken (rot auf dunkelblau) werden direkt auf die fixierte Stabilitätsbrücke im unteren Bereich der MP1 ausgerichtet. Dies ermöglicht ein Zusammenziehen des Materials der MP1 während des Kühlvorgangs auf die Betriebstemperatur von -25°C ohne mechanische Spannungen zwischen den kalten und warmen Bauteilen des Aufbaus zu verursachen. Zu sehen sind ebenfalls die Aussparungen für die Kühlrohre, welche in die Montageplatte integriert werden, sowie die Bohrungen für die Befestigungsschrauben der Kristalleinheiten [35, 39].

tungsmaterial für eine dauerhafte Belastung durch die eingeführten Stützen geeignet ist. Die Ausrichtung der Stabilitätsbrücken auf der MP1 (Abbildung 6.6) erfolgt nach einem speziellen Prinzip. Hierbei sind die Stützen der Stabilitätsbrücken auf die mittlere fixierte Brücke im unteren Bereich der MP1 ausgerichtet, so dass während des Kühlungsprozesses ein Zusammenziehen des abkühlenden Aluminiums der Montageplatte MP1 erlaubt wird. Somit können gefährliche Materialspannungen durch die thermisch bedingte Volumenänderung der kalten Komponenten der Rückwärtsendkappe vermieden werden. In Abbildung 6.6 ist auch die Aussparung für das Kühlsystem der Rückwärtsendkappe zu sehen. Geplant ist das einseitige Einbringen von Kupferrohren in die Halteplatte auf der Rückseite der zu kühlenden MP1.

Des weiteren muss die Fixierung der Rückwärtsendkappe innerhalb des PANDA-Detektors Rücksicht auf die engen Platzverhältnisse innerhalb des PANDA-Detektors nehmen. Ein Vorschlag für eine mögliche Halterung ist eine externe Haltevorrichtung, wie sie an der GSI entworfen wurde (Abbildung 6.7).

Die Rückwärtsendkappe wird an einen stabilen Haltearm befestigt, welcher auf einem System relativ zueinander verschiebbarer Plattformen angebracht wird. Die nötige Stabilisierung verschafft ein Gegengewicht. Die Konstruktion der Vorrichtung erlaubt eine exakte Justage der Rückwärtsendkappe innerhalb des PANDA-Detektors, da sie sowohl in alle drei Raumrichtungen

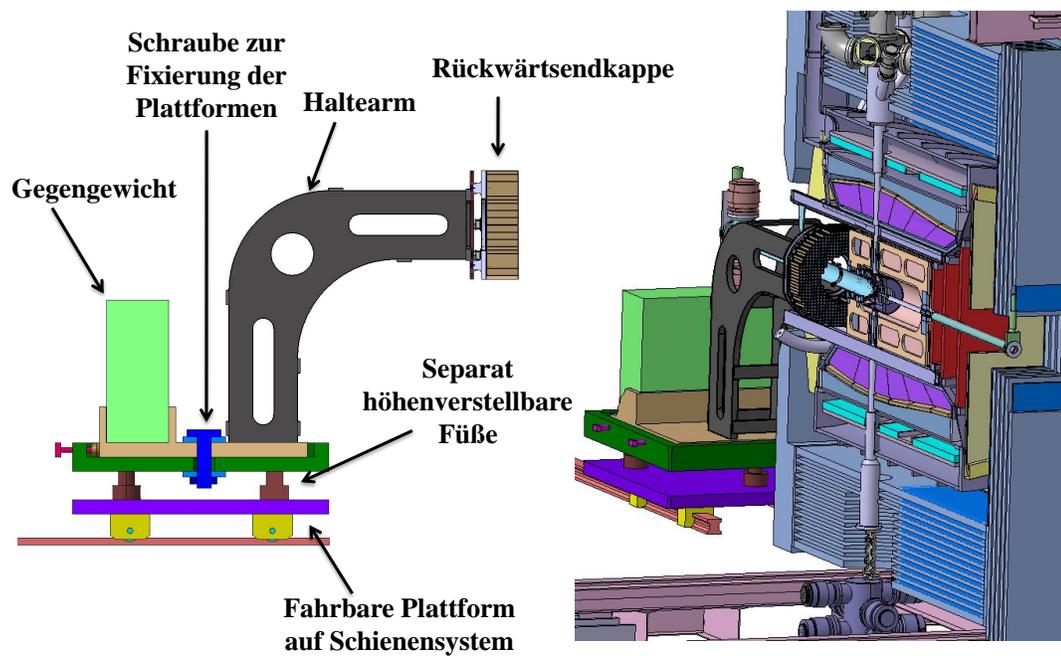


Abbildung 6.7: Halterung der Rückwärtsendkappe durch einen externen Haltearm mit flexibler Justagemöglichkeit und Positionierung innerhalb des Targetspektrometers [35, 43].

als auch um einen bestimmten Winkelbereich schwenkbar sein wird. Die beweglichen Plattformen decken dabei die horizontalen Richtungen ab, in vertikaler Richtung sorgen die drei höhenverstellbaren Füße für Beweglichkeit. Durch ihre separate Einstellung kann das System um einen kleinen Winkelbereich geneigt werden. Alternativ wird über den Einsatz einer besonders stabilen Schienenhalterung diskutiert.

Bevor die Rückwärtsendkappe gebaut werden kann, müssen vorbereitende Arbeiten geleistet werden, um die Eignung der einzelnen Komponenten und ihrer Konfigurationen zu testen. Dazu soll im Folgenden der geplante erste Prototyp für die Rückwärtsendkappe erläutert werden.

Kristalleinheiten für den Prototyp der Rückwärtsendkappe

Um erste Erfahrungen mit der geplanten Konfiguration der Rückwärtsendkappe zu gewinnen, ist der Bau eines Prototyps geplant, welcher voraussichtlich aus einer Subunit aus 16 Kristallen mit vollständiger Verkabelung und einem Datenaufnahmesystem bestehen wird. Mit dem Prototyp können sodann die mechanischen Eigenschaften der einzelnen Bauteile sowie die Signalqualität getestet werden. Um eine möglichst realitätsnahe Umgebung zu schaffen, wäre es ratsam, diesen Prototyp bei -25°C zu betreiben. In Abbildung 6.8 ist der weiterentwickelte Aufbau einer Subunit für den Prototyp dargestellt. Diese kann mit Hilfe eines Teststrahls oder einer Teilchenquelle Lichtsignale erzeugen, welche von den hinter den Kristallen befindlichen APD registriert werden und in elektrische Signale umgewandelt werden. Die unmittelbar hinter den APD angebrachten Vorverstärker können diese sodann verstärken und das Signal zu der weiterverarbeitenden Elektronik leiten.

Bei den Vorverstärkern für die APD handelt es sich um speziell für den Einsatz am PANDA-EMC Barrel angefertigte Module von BASEL Physik [31]. Es handelt sich hierbei um sogenannte LNP-Preamplifier (Low Noise / Low Power Charge Preamplifier) für die Auslese von großflächigen Lawinen-Photodioden (LAAPD), welche beim PANDA-EMC zum Einsatz kommen sollen. Die LAAPD können im Gegensatz zu Photomultipliern auch in Bereichen mit hoher Magnetfeldstärke arbeiten. Die LAAPD werden an die Rückseite der Bleiwolframatkristalle (PWO-II) angebracht. Der Vorverstärker konvertiert das Signal der LAAPD linear in einen positiven Spannungspuls. Dieser wird durch ein Kabel zu der nachfolgenden Elektronik geleitet. Da die Kristalle mit den APD und den zugehörigen Vorverstärkern auf -25°C gekühlt werden sollen, muss die Verlustleistung der Vorverstärker minimiert werden. Eine niedrige Verlustleistung ermöglicht ein kleineres Kühlsystem des Detektors und schmale Kühlrohre. Auch wird dadurch eine gleichmäßigere Temperaturverteilung über die gesamte Länge der Kristalle zu erhalten. Im Ruhezustand hat der LNP-Vorverstärker eine Leistung von 45 mW. Da die Verlustleistung der Vorverstärker von der Ereignisrate und der Photonenenergie der detektierten Szintillationspulse abhängt, kann bei hohen Ereignisraten unter Annahme maximaler Photonenenergie mit einer Verlustleistung bis zu 90 mW gerechnet werden. Das Rauschen im Ausgangssignal ist eine Überlagerung des internen Rauschens und eines Rauschens welches vom Dunkelstrom der APD verursacht wird. Dieser lässt sich gegenüber dem Wert bei Raumtemperatur um das Zehnfache reduzieren, wenn die APD auf -25°C gekühlt wird. Zu beachten ist außerdem, dass Strahlenschäden ebenso zu einer Erhöhung des Dunkelstroms führen und daher das Rauschen verstärken können [31].

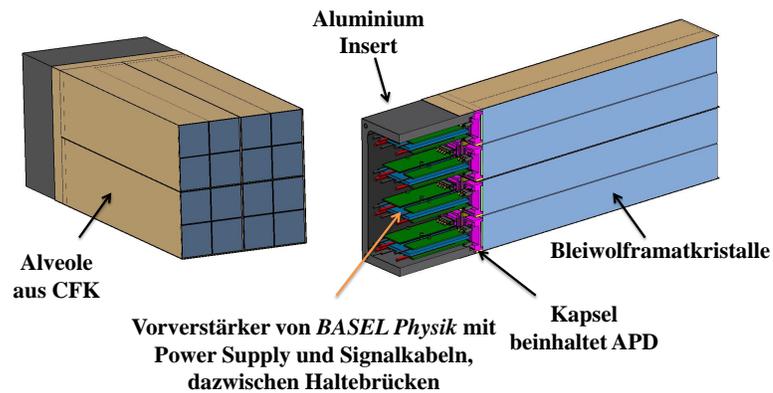


Abbildung 6.8: Links: Der Prototyp soll mit einer mit 16 Kristallen bestückten Subunit ausgestattet sein. In diesem Entwurf liegen die Frontflächen der Kristalle frei, die Seiten- und Zwischenwände werden durch die Alveole aus stabilem kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) realisiert. Rechts: Schnitt durch die Kristalleinheit: Die PWO-II Kristalle werden über Kapseln aus Polyetheretherketon (PEEK) mit den APD verbunden, dahinter schließen sich direkt die Vorverstärker (BASEL Physik) an, welche durch Haltebrücken (blau) stabilisiert werden. Die Alveole wird an ein Zwischenstück aus Aluminium (Insert) (dunkelgrau) geklebt, wodurch eine Verschraubung mit der Montageplatte möglich ist [37].

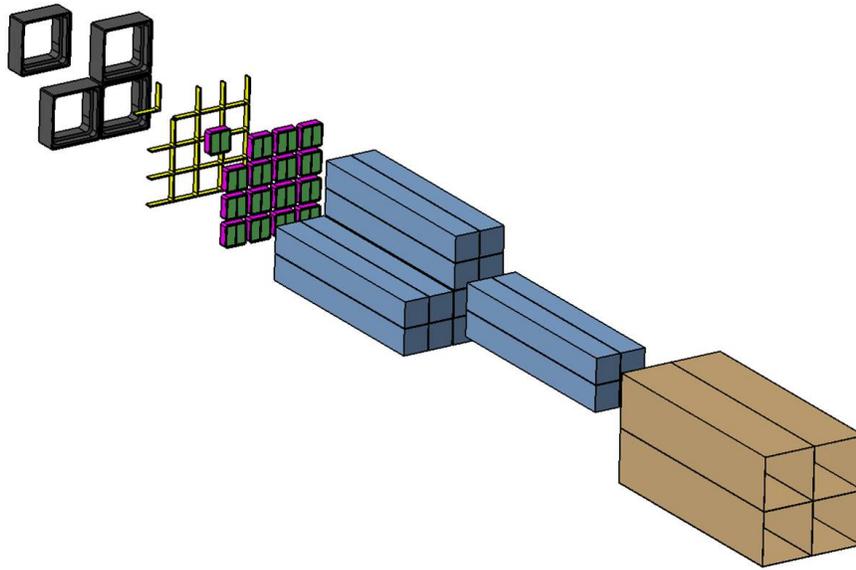


Abbildung 6.9: Explosionsansicht einer Subunit von 16 Kristallen [35]. In einer Alveole aus CFK (beige) mit vier Unterteilungen befinden sich insgesamt 16 Kristalle (blau). Dahinter schließen sich die Plastikhalterungen aus PEEK (pink) für die APD (grün) an. Diese werden mit Hilfe von L-förmigen Rahmen (gelb) in die vier Zwischenstücke (Inserts) (grau) eingebracht, welche mit der Alveole verklebt werden. Die Inserts können sodann an die Halteplatte geschraubt werden. In der Weiterentwicklung der Subunit (siehe Abbildung 6.8) werden die Inserts durch einen einzigen großen Insert ersetzt, was eine parallele Ausrichtung der Kristalle erleichtert.

Ein Nachteil der kleinen und daher zahlreichen Inserts im ursprünglichen Entwurf (Abbildung 6.9) kann eine nicht-parallele Ausrichtung der Kristalleinheiten sein. Die Ursachen können mechanische Spannungen innerhalb des Materials durch die Befestigungsschrauben und die Zugkraft der Kristalle auf die Inserts sein. Dies könnte durch ein Zusammenfassen vieler Kristalleinheiten mit einem gemeinsamen Insert verbessert werden. So sollen, wie in Abbildung 6.8 gezeigt, insgesamt 16 Kristalle in einem Insert zusammengefasst werden. Für das finale Arrangement sollen Insertgeometrien für 8 bzw. 12 Kristalle entwickelt werden und somit zahlreiche Kristalleinheiten in wenigen zusammengefasst werden. Dies hilft darüberhinaus, die Anzahl der Löcher in der Montageplatte zu reduzieren. Pro Insert sind üblicherweise vier Bohrungen für die Befestigungsschrauben der Inserts vorgesehen sowie eine rechteckige Aussparung zum Durchführen der Kabel der Ausseelektronik.

Im Rahmen der Diplomarbeit wurden die ersten 20 PWO-II Kristalle für einen Prototyp der Rückwärtsendkappe mit einem Transmissionsspektrographen vermessen. Das Spektrum eines solchen Kristalls ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Die maximale Transmission liegt hier bei etwa 73% (vgl. Abschnitt 5.2. Ausführliche Darstellung in [3]).

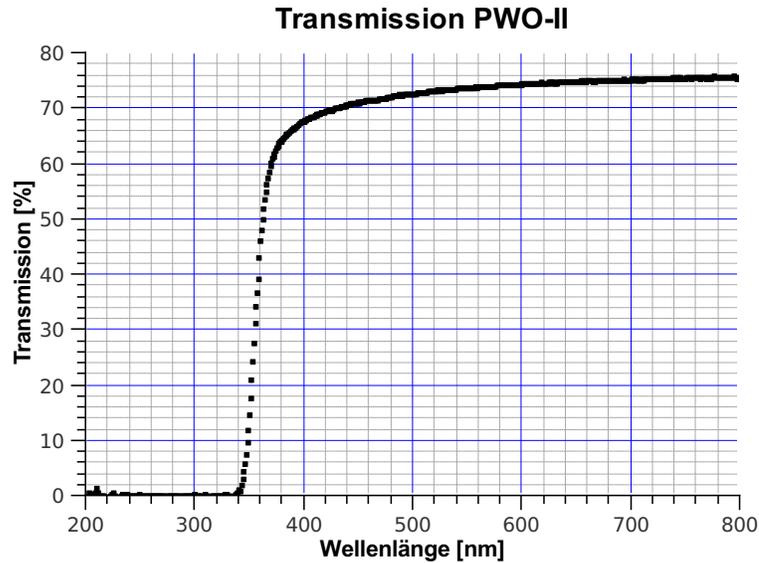


Abbildung 6.10: Transmissionsspektrum eines PWO-II Kristalls für den Prototypen der Rückwärtsendkappe. Die maximale Transmission liegt bei etwa 73%.

6.2 Thermische Berechnungen

Das thermische Konzept der Rückwärtsendkappe ist ein für den effektiven, ökonomischen Betrieb des Detektors sehr wichtiger Aspekt des Detektordesigns. Um eine dauerhafte und effektive Kühlung der Kristalle der Rückwärtsendkappe gewährleisten zu können, müssen geeignete Materialien und Konfigurationen der Rückwärtsendkappe inklusive Kühlsystem untersucht werden. Da eine permanente Kühlung auf -25°C bei einer Umgebungstemperatur von etwa 20°C eine gute Isolation der zu kühlenden Objekte voraussetzt, müssen zunächst einige Berechnungen diesbezüglich vorgenommen werden, um Erkenntnisse über die bei gegebener Isolationskonfiguration eindringende Wärme zu gewinnen.

Da diese eine Temperaturverteilung innerhalb der empfindlichen Detektormaterie verursacht, was zu einer inhomogenen Lichtausbeute und verschlechterten Energieauflösung führen kann, sollte diese möglichst gut untersucht werden. Mit den errechneten Daten der Wärmebelastung durch die Isolation des Detektors können sodann Simulationen der zu kühlenden Kristalleinheiten vorgenommen werden. Dabei sollen verschiedene Szenarien simuliert werden, um nicht zuletzt auch das Design und der Materialwahl der Kristalleinheiten dem Problem anpassen zu können. Um solche Simulationen durchführen zu können, werden die Eigenschaften aller eingesetzter Materialien ermittelt und dem Simulationsprogramm zugeführt. Diese sind in tabellarischer Form in Anhang C aufgeführt. Um die Wärmebelastungen der Kristallaufbauten errechnen zu können, ist es hilfreich, einige grundlegende Gleichungen der Wärmeübertragung zu benutzen. Es existieren drei Wärmeübertragungsmechanismen: Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung [50, 47]. Diese sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

6.2.1 Wärmetransportmechanismen

Wärmeleitung

Die Wärmeleitung kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$Q = \lambda \frac{A}{d} (T_1 - T_2) \quad (6.1)$$

wobei $\Delta T = T_1 - T_2$ die Temperaturdifferenz zwischen den Enden des Festkörpers darstellt, Q ist der Wärmefluss entlang des Festkörpers in W (Watt), λ stellt die Wärmeleitfähigkeit in $\frac{\text{W}}{\text{mK}}$ dar, A ist die Querschnittsfläche in m^2 und d die Dicke der Barriere in m.

Der Mechanismus der Wärmeleitung richtet sich nach der Beschaffenheit der Materie. So können in Festkörpern Gitterschwingungen der atomaren Netzebenen Wärme transportieren, in Flüssigkeiten wird Wärme durch die mikroskopische Bewegung der Moleküle transportiert. Im Falle eines elektrisch leitenden Metalles, welches über freie Elektronen verfügt, wird der Wärmetransport durch den Strom dieser freien Elektronen ermöglicht. So besitzen Metalle mit guter elektrischer Leitfähigkeit durch ihre hohe Anzahl an freien Elektronen auch gute Wärmeleitfähigkeiten.

Wärmestrahlung

Wärme kann auch als Strahlung in Form von elektromagnetischen Wellen unabhängig von einem Medium übertragen werden. Diese Form der Wärmeübertragung kann durch

$$Q = \sigma \cdot E \cdot A (T_1^4 - T_2^4) \quad (6.2)$$

in Anlehnung an das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz beschrieben werden. A stellt die Strahlungsfläche dar, σ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante, E ist der Strahlungsaustauschgrad. $T_{1,2}$ sind die absoluten Temperaturen der beiden Medien, welche Strahlung austauschen. Der Strahlungsaustauschgrad hängt von den Materialeigenschaften und der geometrischen Anordnung der beteiligten Körper ab. Im Allgemeinen ist die Berechnung des Strahlungsaustauschgrades recht komplex. Hier sollen zwei einfache Beispiele vorgestellt werden, welche in den späteren Berechnungen Anwendung finden:

Im Falle zweier paralleler Platten, deren Ausdehnung viel größer als ihr Abstand zueinander ist, gilt

$$E = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (6.3)$$

dabei sind $\varepsilon_{1,2}$ die Emissivitäten der beteiligten Materialien.

Eine Platte mit geringer Ausdehnung, welche mit der Umgebungsstrahlung wechselwirkt, kann näherungsweise als kleiner Körper behandelt werden, welcher von einem anderen umschlossen wird. Dann gilt für den Strahlungsaustauschgrad

$$E = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \quad (6.4)$$

wobei für die Umgebung $A_2 \rightarrow \infty$ angenommen werden kann, so dass in diesem Falle $E \rightarrow \varepsilon_1$ geht, das heißt, der Strahlungsaustauschgrad hängt nur noch von der Emissivität des kleineren Körpers ab.

Konvektion

Konvektion tritt im Allgemeinen innerhalb von Fluiden (Gase und Flüssigkeiten) auf, in welchen ein Wärmestrom auftritt. Die dabei beteiligten Teilchen tragen thermische Energie und bilden eine Teilchenströmung. In nicht-permeablen Festkörpern und im Vakuum ist Konvektion dagegen nicht möglich, da kein Teilchentransport auftreten kann. Dabei existieren unterschiedliche Formen der Konvektion. Wird beispielsweise eine Gas- oder fluidale Strömung durch ein Gebläse oder eine Pumpe erzeugt, so liegt erzwungene Konvektion vor. Eine andere Ursache eines Teilchenstromes können Dichteunterschiede darstellen, es entsteht eine freie (natürliche) Konvektion. Der Transport von Wärme durch Konvektion kann durch

$$Q = h_c A (T_1 - T_2) \quad (6.5)$$

beschrieben werden. T_1 ist dabei die Temperatur der Umgebung (Luft in der Detektorhalle) und T_2 Temperatur der Detektoroberfläche, welche von der Laborluft umspült wird. Dabei ist h_c der Wärmeübergangskoeffizient, welcher sich aus

$$h_c = \frac{2}{3} \cdot \frac{\lambda}{H} \cdot Re^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (6.6)$$

für eine laminare Strömung auf einer ebenen Oberfläche ergibt. Die Werte des Wärmeübergangskoeffizienten sind für freie Konvektion deutlich niedriger als für erzwungene Konvektion. Dabei stellt H die Höhe der angeströmten Fläche dar. Re ist dabei die Reynoldszahl, eine dimensionslose Kennzahl für das Verhältnis aus Trägheits- und Zähigkeitskräften in einem strömenden Fluid. Sie errechnet sich aus

$$Re = \frac{\rho v d}{\eta}$$

mit der Dichte ρ des Fluids in kg/m^3 , der charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit des Fluides gegenüber dem Strömungskörper v in m/s , der charakteristischen Länge des Gegenstandes d im strömenden Fluid (in diesem Fall die Länge des Körpers in Strömungsrichtung in m) und η der charakteristischen dynamischen Viskosität des Fluides in $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$. Pr ist die Prandtl-Zahl, welche definiert ist als Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Temperaturleitfähigkeit des Fluides:

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$$

c_p stellt dabei die isobare spezifische Wärmekapazität des Fluides in $\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$ dar.

6.2.2 Thermische Anforderungen an das EMC von PANDA

Im Hinblick auf das vielfältige Physikprogramm von PANDA müssen die hohen Anforderungen an die einzelnen Detektorbestandteile von diesen erfüllt werden. So hat beispielsweise das elek-

<i>Mechanismus der Wärmeübertragung</i>	<i>Wärmeübergangskoeffizient in $\frac{W}{m^2K}$</i>
Freie Konvektion	
<i>Gase</i>	<i>3 bis 20</i>
<i>Wasser</i>	<i>100 bis 700</i>
Erzwungene Konvektion	
<i>Gase</i>	<i>10 bis 100</i>
<i>Flüssigkeiten hoher Viskosität</i>	<i>50 bis 1000</i>
<i>Wasser</i>	<i>500 bis 10000</i>
<i>flüssige Metalle</i>	<i>5000 bis 30000</i>

Tabelle 6.1: Wärmeübergangskoeffizienten h_c [53]

tromagnetische Kalorimeter eine Konzeption, welche eine bestmögliche Energieauflösung ermöglicht. Diese wird unmittelbar durch die Lichtausbeute der Kristalle bedingt, welche wie bereits erwähnt bei Raumtemperatur nur 0,6% von derjenigen von NaJ(Tl) beträgt. Da diese jedoch mit einem Gradienten von $-3\%/^{\circ}\text{C}$ stark temperaturabhängig ist, besteht eine hohe Empfindlichkeit gegenüber Temperaturschwankungen. Für eine gute Energieauflösung muss die Lichtausbeute innerhalb des Kristalls möglichst konstant gehalten werden. Es soll daher ein möglichst gutes Isolationssystem entwickelt werden, welches einen dauerhaft effektiven Detektorbetrieb bei -25°C ermöglicht. Dazu wurden Monte-Carlo-Simulationen vorgenommen, welche den Einfluss von Inhomogenitäten innerhalb der Kristalle auf deren Energieauflösung untersuchen [25]. Ein Temperaturgradient von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ in Längsrichtung der Kristalle mit einer Änderung der Lichtausbeute von $3\%/^{\circ}\text{C}$ führt zu einer Verschlechterung der Lichtausbeute von etwa 6% bei einem 200 mm langen Kristall [23, 24, 25](siehe Abbildung 6.11). Sollten höhere Temperaturgradienten erreicht werden, muss mit einer merklichen Verschlechterung der Energieauflösung gerechnet werden. Dies ist ebenso für lokale Schwankungen des Temperaturgradienten zu berücksichtigen, wie dies in den in Kapitel 7 vorgestellten Simulationen der Fall sein wird. Dabei ist außerdem die Ausdehnung der Gebiete mit zu hohen Temperaturgradienten für die Energieauflösung des Kristalls ausschlaggebend. Bei den erwarteten Teilchenspuren, unter Berücksichtigung der speziellen Geometrie des EMC von PANDA, stellt die Annahme von senkrecht einfallenden Teilchen eine gute Näherung an die reale Situation dar. Daher reicht es aus, den Temperaturgradienten der Kristalle in Längsrichtung genauer zu studieren. Zu beachten ist dabei auch, dass zu einer Verschlechterung der Energieauflösung nicht nur thermische Schwankungen beitragen, es können auch lokale Unreinheiten innerhalb der Kristalle und eine Ortsabhängigkeit der Strahlenbelastung auftreten. Strahlenschäden führen zu einer deutlichen Verschlechterung der Lichtausbeute, da durch das Entstehen optischer Zentren innerhalb der Kristallstruktur eine vermehrte Absorption der Photonen erfolgt.

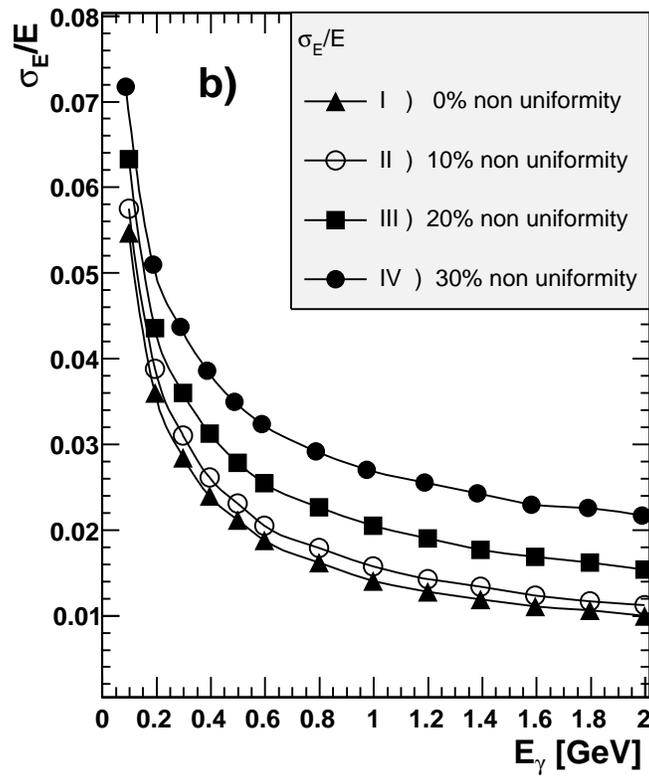


Abbildung 6.11: Energieauflösung der Bleiwolframatkristalle in Abhängigkeit von der Photonenenergie für verschieden starke Inhomogenitäten entlang der Kristallachse [25]. Bei einem Temperaturgradienten von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ entlang der Kristalle käme es zu einer Inhomogenität der Lichtausbeute von 6%, was eine ausreichende Energieauflösung ermöglicht.

6.2.3 Das Isolationssystem der Rückwärtsendkappe

Die Konzeption des Isolationsschildes sollte alle Aspekte der unterschiedlichen Wärmeübertragungsmechanismen berücksichtigen. Im Folgenden soll eine geeignete Konfiguration aus zwei unterschiedlichen Isolationsverkleidungen für die unterschiedlichen Bereiche der Detektoroberfläche untersucht und auf Eignung überprüft werden. Zusätzlich zur Umgebungswärme existieren auch andere Wärmequellen, beispielsweise die Abwärme der Vorverstärker zur Signalauslese, welche sich unmittelbar hinter den Kristallen befinden.

Auch ist Wärmeleitung durch die Kabel der Ausleseelektronik zu berücksichtigen. Diese müssen ebenfalls in die Berechnungen integriert werden, da das Kühlungssystem die gesamte Wärmelast der Rückwärtsendkappe aufnehmen muss und seine Konzeption stark von der thermischen Belastung des Detektors abhängt. Es sollen im folgenden zwei unterschiedliche Isolationen untersucht werden: Eine einfache Isolation aus einer 30 mm dicken PMI-Schicht (Polymethacrylimid) vor den Kristalleinheiten sowie eine Isolationsverkleidung durch ein Vakuumschild (siehe Abschnitt 6.2.4.2).

6.2.4 Thermische Berechnungen für das Isolationssystem

Die Kristalle des PANDA-Detektors sollen während des Betriebs eine möglichst homogene Temperaturverteilung besitzen um ebenso räumlich und zeitlich konstante Signalqualitäten zu erhalten. Diese hohen Anforderungen sollen durch eine gute Isolationsverkleidung des Detektors erfüllt werden. Daher sollen verschiedene Isolationskonzepte in Betracht gezogen und analytisch überprüft werden. Dies kann mit Hilfe der vorgestellten Grundgleichungen des Wärmetransports geschehen und soll im folgenden Abschnitt behandelt werden (vgl. dazu [32]).

6.2.4.1 Wärmebelastung im Fall einer PMI-Verkleidung

Um eine gute Temperaturstabilität und Homogenität innerhalb des Detektors zu garantieren, soll zunächst eine Isolationsverkleidung aus PMI (*z.B. Rohacell*) untersucht werden. Eine dickwandige Verkleidung von beispielsweise 30 mm am Front- und Seitenbereich des Detektors kann ein erster Vorschlag für eine mögliche Isolation sein. Um ihre Eignung zu überprüfen, müssen die verschiedenen Wärmeübertragungsmechanismen im Umgebungsbereich sowie innerhalb der Isolation in Betracht gezogen werden. Das Prinzip einer einfachen Abschirmung mit Rohacell ist in Abbildung 6.12 dargestellt.

Nimmt man eine Schichtdicke von 30 mm an, so ergeben sich die folgenden analytische Überlegungen. Es muss eine Erhaltung des Wärmestroms gelten. Daher gilt an der Begrenzung zwischen Isolation und Umgebung

$$Q_{konv} + Q_{strahl} = Q_{leit} \quad (6.7)$$

mit den Gleichungen aus 6.2.1 ergibt sich

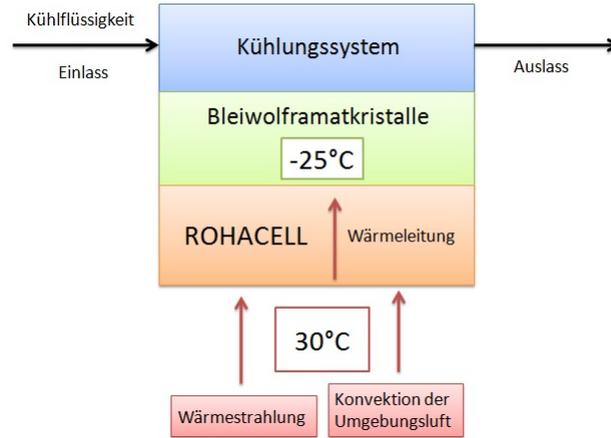


Abbildung 6.12: Wärmeübertragung im Fall einer PMI-Isolierung

$$h_c A (T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) + \sigma \cdot E \cdot A (T_{\text{außen}}^4 - T_{\text{oberfläche}}^4) = \lambda \frac{A}{d} (T_{\text{oberfläche}} - T_{-25^\circ\text{C}})$$

Um leicht nach $T_{\text{oberfläche}}$ auflösen zu können, wird die Formel für die Wärmeleistung der Strahlung 6.2 vereinfacht und ergibt sich zu:

$$Q = h_r \cdot A (T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) \quad (6.8)$$

Dabei beinhaltet h_r alle übrigen Parameter, wie die Stefan-Boltzmann-Konstante, dem Strahlungsaustauschgrad E sowie den Temperaturen für Umgebung und Detektoroberfläche:

$$h_r = \sigma E (T_{\text{außen}}^3 + T_{\text{außen}}^2 T_{\text{oberfläche}} + T_{\text{außen}} T_{\text{oberfläche}}^2 + T_{\text{oberfläche}}^3) \quad (6.9)$$

Diese Größe muss wegen der fehlenden Kenntnis von $T_{\text{Oberfläche}}$ über einen geschätzten Temperaturbereich für $T_{\text{Oberfläche}}$ errechnet werden (siehe Anhang B). Da sich der Wert von h_r kaum ändert, wird in den folgenden Berechnungen der gemittelte Wert über einen Temperaturbereich von 15°C bis 28°C von $h_r \approx 3,03 \text{ K}^3$ verwendet.

Der Konvektionskoeffizient errechnet sich sodann nach 6.6 zu $h_c \approx 6,9 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ für die Front- und Seitenteile der Isolationsverkleidung. Aufgelöst nach der Oberflächentemperatur der Rohacellverkleidung entsteht beispielsweise für die Frontseite der Isolationsverkleidung:

$$T_{\text{oberfläche}} = \frac{(h_r + h_c) T_{\text{außen}} + \left(\frac{\lambda}{d}\right) T_{-25^\circ\text{C}}}{h_r + h_c + \frac{\lambda}{d}} \approx 23,18^\circ\text{C}$$

Bei dieser Temperatur muss erst bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von etwa 70% mit einer Kondensation der Luftfeuchtigkeit auf der Isolationsverkleidung gerechnet werden, da der Taupunkt bei diesen Bedingungen bei $23,91^\circ\text{C}$ liegt (siehe Abschnitt 6.2.4.2). Der Wärmefluss durch

die PMI-Isolierung berechnet sich zu:

$$Q/A = 63,82 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Alle Oberflächenteile sollen nun durch Rohacell isoliert werden, die Rückseite wird durch eine 50 mm dicke Schicht aus Vermiculite Granulat (ein Aluminium-Eisen-Magnesium-Silikat) zwischen den beiden Befestigungsplatten thermisch isoliert.

Der Wärmefluss durch die Vermiculite Schicht errechnet sich zu:

$$Q/A = 39,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Zusätzlich soll eine Hitzeentwicklung der Vorverstärkerelektronik von 150 mW (unter Belastung) pro Kristall angenommen werden. Diese tragen mit 81 W zur Wärmebelastung der Rückwärtsendkappe bei.

Die Wärmebelastung des Detektors durch Umgebungswärme und die Verlustleistung der Vorverstärker mit PMI-Verkleidung ergibt sich zu:

$$Q_{tot} = 218,44 \text{ W}$$

Dabei wurden zusätzliche Wärmequellen wie Wärmeleitung durch die Kabel der Ausleseelektronik und Stabilitätsbrücken nicht berücksichtigt. Die Frontisolierung durch PMI stellt sich bereits bei einer Wärmebelastung von 218,44 W als ungeeignet heraus, wenn man den Temperaturgradienten entlang eines 20 cm langen PWO-Kristalls betrachtet:

$$\Delta T = \frac{0,2\text{m} \cdot 63,82 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}{3,22 \frac{\text{W}}{\text{mK}}} \approx 3,96 \text{ K}$$

Unter Annahme eines linearen Temperaturgradienten führt dies zu einem Temperaturabfall von 0,20°C/cm entlang der Kristalle, was über dem Toleranzwert von 0,10°C/cm liegt. Daher ist diese Temperaturdifferenz zu hoch, so dass keine ausreichende Homogenität in der Lichtausbeute mehr garantiert werden kann. Eine völlig andere und auch kompaktere Realisierung bietet die Isolation durch ein Vakuumschild [34]. Dies soll im Folgenden völlig analog zu den bisher angestellten Überlegungen behandelt werden.

6.2.4.2 Wärmebelastung im Fall einer Vakuumisolationsverkleidung

Dieses Isolationsprinzip wird durch zwei parallele Platten realisiert, zwischen welchen ein Vakuum erzeugt wird. Diese Platten werden durch quaderförmige Abstandhalter aus einem Material mit geringer Wärmeleitfähigkeit (Rohacell) gegen Kontraktion durch das Vakuum stabilisiert. Die innenliegende Montageplatte (MP1) wird durch die Temperaturabsenkung im Detektorinneren auf -25°C eine Volumenänderung erfahren. Um diese möglichst gering zu halten und mechanische Spannungen innerhalb des Isolationssystems zu vermeiden, soll ein Material mit geringem Wärmeausdehnungskoeffizienten verwendet werden. Ein Material welches diese Anforderungen erfüllt, ist kohlefaserverstärkter Kunststoff (CFK). Die Kunststoffmatrix dieses Ver-

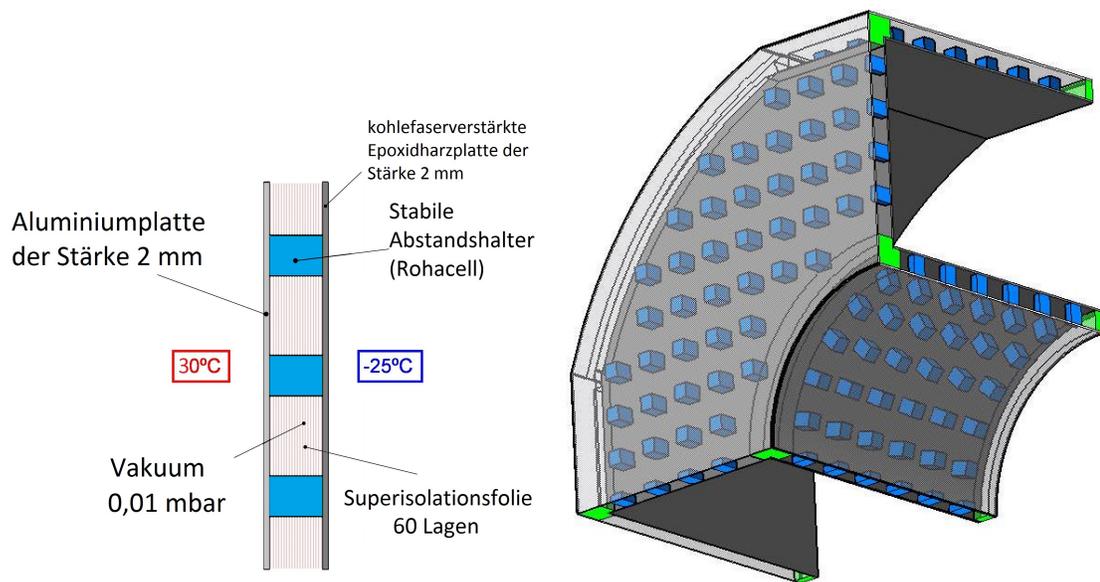


Abbildung 6.13: Links: Prinzip der Vakuumisolation mit zwei parallelen Platten aus Aluminium (außen) und epoxydharzverstärktes Kohlenfasermaterial (innen). Der Innenraum der Vakuumkammer wirkt durch das Einbringen von mehreren Lagen Superisulationsfolie strahlungsabschirmend [34]. Rechts: Teilstück der Vakuumisulationsverkleidung der Rückwärtsendkappe. Die Platten der Vakuumkammer werden durch Abstandshalter aus Rohacell gestützt, welche durch ihre geringe Wärmeleitfähigkeit den Wärmefluss durch Leitung in den Innenraum des Kalorimeters reduzieren [35].

bundwerkstoffs kann beispielsweise aus Epoxidharz bestehen, in welche die Kohlefasern mehrlagig eingebettet werden.

Mit diesem Vakuumkammersystem werden sämtliche Detektoroberflächen verkleidet, mit Ausnahme der Rückseite der Montageplatte (MP1), welche eine Isolation durch Vermiculite Granulat erhalten soll. Der Raum zwischen den beiden Montageplatten (MP1) und (MP2) (siehe Abbildung 6.5) kann durch das Granulat aufgefüllt werden. Dies ist im Hinblick auf die aufwändige Kabelführung durch die Montageplatte (MP1) der Kristalle ein guter Dämmschutz, welcher leicht zu realisieren ist. Die verschiedenen Wärmetransportmechanismen im Fall eines Vakuumschildes sind in Abbildung 6.14 dargestellt. Im Außenbereich herrschen primär Konvektion und Wärmestrahlung als Wärmeübertragungsmechanismen. Dies führt auf der Isolationsaußenfläche aus Aluminium zu einer bestimmten Oberflächentemperatur, welche im Folgenden berechnet werden soll. Die Wärmeübertragung innerhalb des Vakuumschildes erfolgt nun vorwiegend durch Wärmeleitung durch die Abstandshalter aus Rohacell und durch Wärmestrahlung. Um letztgenannten Effekt zu mindern, ist das Einbringen von zahlreichen Lagen Superisulationsfolie (aluminisierte Mylarfolie) ratsam. Durch 60 Lagen dieser Folie kann die durchdringende Wärmestrahlung stark verringert werden, so dass sie in diesem Fall vernachlässigbar ist¹.

Nun soll die Oberflächentemperatur der Vakuumisolation errechnet werden. Dazu werden

¹Im Anhang A soll die Abschwächung der Wärmestrahlung durch n Lagen Superisulationsfolie näherungsweise abgeschätzt werden.

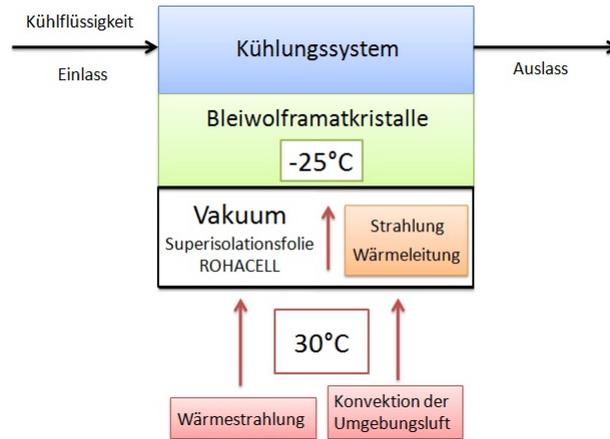


Abbildung 6.14: Wärmeübertragung im Fall einer Isolation durch ein Vakuumschild

alle beteiligten Wärmetransportmechanismen berücksichtigt.

Die Wärmeflüsse auf der Grenzfläche zwischen Vakuumisolierung und Umgebung ergeben in diesem Fall

$$Q_{konv} + Q_{strahl} = Q_{leit} + Q_{strahl,vak} \quad (6.10)$$

$$\Leftrightarrow$$

$$\begin{aligned} & h_c A (T_{au\ddot{a}}\text{u}\text{e}n - T_{oberfl\ddot{a}che}) + h_r \cdot A (T_{au\ddot{a}}\text{u}\text{e}n - T_{oberfl\ddot{a}che}) \\ &= \lambda \frac{A}{d} (T_{oberfl\ddot{a}che} - T_{-25^\circ\text{C}}) + h_r^* \cdot A (T_{oberfl\ddot{a}che} - T_{-25^\circ\text{C}}) \end{aligned}$$

unter Verwendung von 6.8 und 6.9. Es ist $h_r \approx 0,545 \text{ K}^3$ (siehe Anhang B). Der Wärmeübertragungskoeffizient errechnet sich zu $h_c \approx 6,9 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$, in Analogie zu den Berechnungen in Abschnitt 6.2.4.1. Dabei führt eine Schicht von 60 Lagen Superisulationsfolie innerhalb der Vakuumisolation zu einer ausreichenden Abschirmung des Detektorinneren (siehe Anhang A), der Koeffizient h_r^* ist dabei in guter Näherung mit Null verträglich (siehe Anhang B).

Die Temperatur innerhalb des Detektors beträgt -25°C , außerhalb soll aus Sicherheitsgründen eine recht hohe Temperatur von 30°C angenommen werden, welche innerhalb des PANDA-Detektors durch zusätzlich die Umgebungsluft thermisch aufheizende Elemente anderer Detektorkomponenten entstehen kann. Die Oberflächentemperatur ergibt sich damit zu:

$$T_{oberfl\ddot{a}che} = \frac{(h_r + h_c) T_{au\ddot{a}}\text{u}\text{e}n + \left(\frac{\lambda}{d} + h_r^*\right) T_{-25^\circ\text{C}}}{h_r + h_c + \frac{\lambda}{d} + h_r^*}$$

$$T_{oberfl\ddot{a}che} \approx 28,27^\circ\text{C}$$

Zu beachten ist außerdem, dass bei einer bestimmten Oberflächentemperatur Tröpfchenbildung auf der Detektoroberfläche entstehen kann. Dies setzt bei Erreichen des Taupunktes von Wasser ein. Die Tautemperatur T_D kann durch folgende Formel errechnet werden (vgl. [45]) :

$$T_D = \frac{b \cdot \alpha(T, \varphi)}{a - \alpha(T, \varphi)} \quad (6.11)$$

$$\alpha(T, \varphi) = \frac{a \cdot T}{b + T} + \ln(\varphi)$$

Dabei sind φ die relative Luftfeuchtigkeit in Prozent und T die Lufttemperatur in Celsius, sowie $a = 17,27$ und $b = 237,7^\circ\text{C}$. Damit wird eine Unsicherheit von $\pm 0,4^\circ\text{C}$ verbunden, die Formel gilt für Temperaturen im Bereich von 0°C bis 60°C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 1% bis 100%. Bei einer Luftfeuchtigkeit von 60% und einer Umgebungstemperatur von 30°C liegt der Taupunkt bei etwa $21,4^\circ\text{C}$. Die errechnete Aluminiumoberflächentemperatur der Vakuumisolation liegt oberhalb dieser Temperatur.

Nimmt man nun eine Vakuumschildisolation für alle Detektoroberflächen mit Ausnahme der Rückseite an, errechnet sich die gesamte Wärmebelastung durch Umgebungswärme (inklusive der Wärmeleistung der Vorverstärkerelektronik mit 150 mW pro Kristall) zu:

$$Q_{tot} \approx 121,69 \text{ W}$$

Der Wärmefluss durch die Vakuumisolation ergibt sich zu:

$$\frac{Q}{A} \approx 11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Dies erzeugt einen Temperaturgradienten entlang einer Bleiwolframatkristalls von

$$\Delta T = \frac{0,2\text{m} \cdot 11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}{3,22 \frac{\text{W}}{\text{mK}}} \approx 0,73 \text{ K}$$

was die thermischen Anforderungen erfüllt. Allerdings müssen auch Kristalle, welche sich am äußeren Rand des Kalorimeters befinden, die Anforderungen erfüllen, obwohl sie eine zusätzliche Erwärmung durch die seitliche Isolation erfahren. Um diese Effekte untersuchen zu können, bieten sich thermische Simulationsstudien der Kristalleinheiten mit unterschiedlichen Wärmeflüssen an, welche in Kapitel 7 vorgestellt werden sollen.

Um den Einfluss der Superisulationsfolie deutlich zu machen, ist eine Berechnung der Wärmelasten mit verschiedenen Lagen dieser Folie interessant. Da die exakte Berechnung der Strahlungsabschwächung im Allgemeinen sehr kompliziert ist, soll dies für zwei einfache Fälle durchgeführt werden. Der Strahlungsaustauschgrad im Fall von nur einer Lage Superisulationsfolie lässt sich näherungsweise zu $E = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}$ berechnen. Ohne Wärmeschild im Innenraum lässt dieser sich direkt durch $E = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}$ angeben. Im Falle der einfachen Lage Superisulationsfolie ergibt sich ein Wärmefluss durch den Vakuumschild von:

$$\frac{Q}{A} \approx 21,13 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die Oberflächentemperatur des Vakuumschildes ergibt sich zu

$$T_{\text{oberfläche}} \approx 26,90^\circ\text{C}$$

Der Wärmefluss durch die Schicht aus Vermiculite Granulat errechnet sich zu

$$\frac{Q}{A} \approx 37,58 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Unter der Berücksichtigung der Verlustleistung der Vorverstärker beläuft sich die gesamte Wärmebelastung des Detektors in diesem Fall auf:

$$Q_{\text{tot}} \approx 139,34 \text{ W}$$

Eine erste grobe Abschätzung des Temperaturgradienten entlang eines Kristalls bei einem Wärmefluss von 21,13 Watt pro Quadratmetern ergibt:

$$\Delta T = \frac{0,2\text{m} \cdot 21,13 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}{3,22 \frac{\text{W}}{\text{mK}}} \approx 1,31 \text{ K}$$

Dies liegt noch innerhalb der Toleranzgrenze von 2°C für die gesamte Ausdehnung des Kristalls. Allerdings kann sich im Falle einer am Rand der Endkappe sitzenden Kristalleinheit möglicherweise ein zu großer Temperaturgradient entlang des Kristalls ausbilden. Daher soll auch dieses Szenario in den in Kapitel 7 vorgestellten Simulationen untersucht werden. Zuletzt soll nun die Wärmelast der Rückwärtsendkappe mit einer Vakuumisolation ohne zusätzliches Wärmeschild (keine Superisulationsfolie) innerhalb des Vakuumvolumens berechnet werden. Es ergibt sich mit dem oben angegebenen Strahlungsaustauschgrad ein Wärmefluss von

$$\frac{Q}{A} \approx 29,98 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

bei einer Oberflächentemperatur des Vakuumschildes von

$$T_{\text{oberfläche}} \approx 25,61^\circ\text{C}$$

mit einem Temperaturgradienten von

$$\Delta T = \frac{0,2\text{m} \cdot 29,98 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}{3,22 \frac{\text{W}}{\text{mK}}} \approx 1,86^\circ\text{C}$$

was noch die thermischen Anforderungen für die Rückwärtsendkappe erfüllt. Im Falle einer am Rand des Kalorimeters befindlichen Kristalleinheit kann der Temperaturgradient in diesem Fall über 2°C liegen und damit nicht mehr den Anforderungen genügen. Auch dies soll später untersucht werden.

Wärmequelle	Wärmebelastung Q [W]
<i>Vorverstärker mit jeweils 150 mW</i>	<i>81</i>
<i>mechanische Stabilitätsbrücken</i>	<i>14</i>
<i>Kabel der Ausleselektronik</i>	<i>47,6</i>
<i>Umgebung</i>	<i>40,3</i>
<i>Gesamt</i>	<i>182,9</i>

Tabelle 6.2: Die wichtigsten Wärmequellen zur Berechnung der gesamten Wärmebelastung der Rückwärtsendkappe. Der Wärmeeintrag durch die Umgebung von 41 W beinhaltet nicht die Verlustleistung der Vorverstärker, diese ist separat aufgeführt und beträgt bei 540 Kristallen 81 Watt. Die gesamte Wärmebelastung des Detektors beträgt etwa 183 Watt, welche vom Kühlsystem aufgenommen werden muss.

6.2.4.3 Wärmebelastung durch Vorverstärker und mechanische Wärmebrücken

Nicht nur die Umgebungswärme stellt eine Belastung für den Betrieb des Kalorimeters bei -25°C Innentemperatur dar. Es müssen weitere Wärmequellen berücksichtigt werden, wie beispielsweise die Wärmeleitung durch die Verstärkerkabel sowie die Hitzeentwicklung durch die Vorverstärker. Die Wärmebelastung durch die Vorverstärker ergibt sich bei 540 Kristallen mit jeweils 150 mW Leistung im belasteten Zustand zu 81 Watt für die gesamte Endkappe. Dagegen stellen die APD keine nennenswerte Wärmequelle dar, was sehr vorteilhaft bei einer Platzierung innerhalb des kalten Innenraumes ist. Eine andere wichtige Wärmequelle stellen die durch die rückwärtige Halteplatte geführten Flachkabel dar, welche im Kern aus Kupfer bestehen und damit sehr gute Wärmeleiteigenschaften aufweisen. Bei einer Querschnittsfläche des Kupferkerns von $1 \cdot 10^{-7} \text{m}^2$ und einer ungefähren Strecke vom -25°C kalten Bereich bis zur warmen Umgebung von etwa 0,15 m kann man die transportierte Wärme pro Kabel zu

$$Q = \frac{\lambda A \cdot \Delta T}{l} \approx 15 \text{ mW}$$

abschätzen. Pro Kristall werden 6 Kabel verwendet, je 3 Kabel für einen Vorverstärker. Somit ergibt sich die gesamte Wärmebelastung für 540 Kristalle zu

$$Q \approx 47,6 \text{ W}$$

Des weiteren sollte auch die Wärmeleitung durch die Stabilitätsbrücken zwischen den beiden Halteplatten berücksichtigt werden. Hier soll eine erste grobe Abschätzung des Wärmeeintrages vorgenommen werden. Dabei sollen die Wärmebrücken im wesentlichen aus glasfaserverstärktem Kunststoff sowie nichtrostendem Stahl aufgebaut sein. Die Wärmebelastung durch die Stabilitätsbrücken kann in Analogie zu den in Abschnitt 6.2.4.1 vorgenommenen Berechnungen zu etwa 14 W abgeschätzt werden. Dies stellt eine grobe Näherung dar, da die Brücken aus unterschiedlich geformten Bauteilen und einer Vielzahl von verschiedenen Materialien bestehen werden. Eine präzise Berechnung unter Berücksichtigung der verwendeten Materialien einzelner Bauteile und der komplexen Geometrie steht noch aus.

Addiert man alle Wärmeeinträge der Rückwärtsendkappe, so kommt man auf einen Schätzwert von etwa 183 Watt (siehe Tabelle 6.2), welche von dem rückwärtigen Kühlungssystem aufgenommen werden müssen. Die Konstruktion des Kühlsystems muss auf die aufzunehmende Wärmemenge ausgerichtet sein. Dabei spielt es auch eine Rolle, ob ein zusätzliches Kühlsystem benötigt wird, welches einen Teil der gesamten Wärmebelastung aufnehmen kann. Eine zusätzliche Kühlung der Seitenflächen oder der Frontfläche der Rückwärtsendkappe ist notwendig, wenn die Temperaturschwankungen innerhalb der Kristalle einen lokalen Temperaturgradienten von größer als $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ bewirken.

Kapitel 7

Thermische Studien für die Kristalleinheiten der Rückwärtsendkappe

Das Ziel einer geeigneten Isolationsverkleidung ist es, dem Wärmeeintrag von außen in die Rückwärtsendkappe zu minimieren. Trotz guter Isolation wird dennoch ein Wärmefluss in das Innere des Detektors bestehen, der zu der Erwärmung der Kristalleinheiten beitragen wird. Diese Wärmebelastung der Kristalle ist nicht an jeder Position innerhalb der Endkappe gleich. So werden Kristalle, welche an allen Seiten von anderen Kristalleinheiten umgeben sind, durch diese thermisch geschützt. Sie erfahren eine Wärmebelastung lediglich durch die Frontisolationsschicht. Hinzu kommt die Verlustleistung der Vorverstärker, welche die Kristalle an ihrer Rückseite erwärmen. In den Randbereichen der Kristallanordnung muss außerdem mit einer zusätzlichen Erhitzung durch die seitliche Isolationsschicht gerechnet werden. Die Folge ist eine inhomogene Temperaturverteilung innerhalb des gesamten Detektorvolumens. Da die Temperaturhomogenität der Kristalle wichtig für eine gute Energieauflösung ist, ist es sinnvoll, die unterschiedlichen Situationen mittels einer thermischen Simulation zu untersuchen. Dabei kann der Einfluss verschiedener Konfigurationen der Kristalleinheiten sowie zusätzlicher Kühlsysteme auf die resultierende Temperaturverteilung studiert werden. Ziel ist die Suche nach einem geeigneten Isolationssystem in Verbindung mit einer Konfiguration der Kristalleinheiten, welche die Anforderungen an die Temperaturhomogenität innerhalb des Detektors erfüllen. Im folgenden Kapitel sollen verschiedene Kristalleinheiten simuliert werden. Dabei soll ebenfalls die Hitzebelastung durch die Vorverstärker als Wärmequelle berücksichtigt werden. Die in Kapitel 6 analytisch errechneten Wärmebelastungen geben Anlass, die Eignung eines Vakuumschildes genauer zu überprüfen. Daher soll in den folgenden Simulationen von einem Vakuumschild als Isolationssystem ausgegangen werden. Es reicht aus, die wichtigsten Fälle zu untersuchen beziehungsweise eine Abschätzung des Extremfalles maximaler thermischer Belastung zu betrachten, da dies für die Konzeption der Rückwärtsendkappe entscheidend ist. Dabei werden die unterschiedlichen Formen der Kristalleinheiten in der jeweiligen Situation betrachtet (vgl. dazu Abbildung 6.1).

Es sollen hier die wichtigsten Fälle kurz erläutert werden.

1. Kristalleinheiten, welche inmitten anderer Kristalleinheiten positioniert sind, erfahren in guter Näherung eine Wärmebelastung durch die Frontseite der Isolation. Dabei hat die Größe der Kristalleinheit keinen Einfluss auf den Temperaturgradienten entlang des Kristalls. Es ist daher ausreichend, eine 4-Kristalleinheit stellvertretend für alle inneren Kristalle zu untersuchen, welche von einer maximalen Zahl nächster Nachbarn umgeben sind. Die Kristalleinheit von 16 Kristallen wurde nicht gesondert untersucht, da ihre thermischen Gegebenheiten der Kristalleinheit mit 4 Kristallen entsprechen.
2. Kristalleinheiten, welche sich am Rand der Rückwärtsendkappe befinden, erfahren eine höhere Wärmebelastung als die Kristalleinheiten im ersten Fall. Die genaue Wärmebelastung hängt dabei davon ab, ob die Kristalleinheiten von anderen teilweise abgeschirmt werden. Es bietet sich an, den jeweils ungünstigsten Fall zu simulieren, in dem maximal zwei Seitenflächen der Alveole erhitzt werden. Dies kann als Obergrenze aller Fälle dienen, da alle Kristalleinheiten mit nur teilweise abgeschirmten Flächen eine geringere Erwärmung erfahren. Auch ist der Einfluss der geringen Spalte zwischen den Kristalleinheiten nicht bekannt, da in den engen Zwischenräumen höchstens erzwungene Konvektionen auftreten kann. Dabei existieren zusätzlich massenarme Kristalleinheiten im Randbereich, welche gesondert betrachtet werden sollten.

Anhand von Simulationen (idealisierter) Kristalleinheiten sollen verschiedene Konfigurationen der Kristalleinheiten und gegebenenfalls zusätzlicher Kühlungssysteme auf Eignung untersucht werden. Diese Resultate sollen eine grobe Abschätzung der Konfiguration der Rückwärtsendkappe ermöglichen, welche den thermischen Anforderungen gerecht werden kann.

Mithilfe der CAD-Software SolidWorks, welche auch eine Simulationssoftware für thermische Studien beinhaltet, können thermischen Simulationen einer Konstruktionsgeometrie mit verschiedenen Wärmelasten simuliert werden. Die thermischen Simulationen basieren auf der Finite Element Analyse (FEM). Das Prinzip der FEM und ihre Anwendung in SolidWorks soll zunächst kurz erläutert werden.

7.1 SolidWorks Simulation

Die thermische Verteilung innerhalb eines zusammengesetztes Objektes - in diesem Fall eine Kristalleinheit - kann nicht mehr mit Hilfe einfacher analytischer Berechnungen ermittelt werden. Eine Möglichkeit zur Ermittlung der Temperaturverteilung ist eine Finite-Element-Analyse (FEA) wie sie von zahlreichen computergestützten Simulationen angewendet wird (vgl.[54, 52, 42]).

Die Finite Elemente Methode (FEM, oder auch Finite Elemente Analyse FEA) ist ein numerisches Berechnungsverfahren zur näherungsweisen Lösung von partiellen Differentialgleichungen bei fest vorgegebenen Randbedingungen. Diese beschreiben einen physikalischen Sachverhalt für ein Berechnungsgebiet, in der Praxis das Simulationsobjekt. Das gesamte Gebiet wird in eine beliebig große Anzahl finiter Elemente eingeteilt. In der Praxis geschieht dies durch die Vernetzung

des Simulationsobjektes. Je feiner die Zusammensetzung des Simulationsobjektes, desto feiner muss auch die Vernetzung gewählt werden, um genauere Ergebnisse zu erhalten. Diese Elemente sind durch Knoten miteinander verbunden. Für jedes dieser Elemente werden nun Ansatzfunktionen definiert. Durch Einsetzen der Ansatzfunktionen in die zu lösende Differentialgleichung ergibt sich ein Gleichungssystem, welches zusammen mit den Rand- und Übergangsbedingungen des Problems zu lösen ist. Die Größe des Systems hängt dabei von der Anzahl der Elemente ab. Dies geschieht durch numerische Verfahren. Im Falle von Wärmeleitung innerhalb eines Simulationsobjektes kann beispielsweise die Temperatur an einer Oberfläche fest vorgegeben sein. Dies wird als Dirichlet-Randbedingung bezeichnet. Eine Dirichlet-Randbedingung gibt daher den Funktionswert an den entsprechenden Knotenpunkten vor. Die Neumann-Randbedingung gibt die Ableitung eines Funktionswertes vor, beispielsweise die Vorgabe einer Wärmequelle an einer Oberflächensektion des Simulationsobjektes. In SolidWorks Simulation wird die Geometrie des zu untersuchenden Objektes während der Konstruktion des dreidimensionalen CAD-Modells digital aufgebaut. Eine Vereinfachung komplexer Strukturen kann optional vor der Vernetzung vorgenommen werden, um den Rechenaufwand zu reduzieren.

Zunächst wird das mathematische Modell ausgewählt. In diesem Fall soll eine thermische Simulation mit fest vorgegebener Temperatur und Wärmeleistung beziehungsweise Wärmeflüsse an ausgewählten Kontakt- oder Oberflächen des Simulationsobjektes vorgenommen werden. Diese Randbedingungen müssen dem Programm vorgegeben werden. Im nächsten Schritt wird die komplexe Geometrie des Simulationsobjektes in eine endliche Anzahl einfacher und bekannter Geometrien aufgeteilt. Dies können beispielsweise Tetraeder oder Quader sein. Wie schon erwähnt spielt die Größe der Elemente eine wichtige Rolle für die Qualität der Resultate. Je feiner das Netz gewählt wird, desto feiner kann die Temperaturverteilung auf dem Objekt ermittelt werden. So nimmt mit steigender Anzahl der Elemente auch die Berechnungsdauer zu. In Abbildung 7.1 ist eine vernetzte Kristalleinheit dargestellt, welche aufgrund der zahlreichen Lagen verschiedener Materialien eine hohe Netzfeinheit benötigt. Es wurde in den Simulationen Einheiten von vier Kristallen simuliert, probeweise konnte auch eine Subunit aus 16 Kristallen untersucht werden, welche einen deutlich höheren Rechenaufwand erfordert. Dabei kann das Vernetzen je nach Größe und Komplexität der CAD-Geometrie und der damit verbundenen Feinheit des Netzes bis zu mehreren Tagen dauern.

Nun kann aus dem Modell und der Vernetzungsinformation ein System aus Differentialgleichungen aufgestellt werden. Dabei werden die einzelnen Freiheitsgrade durch die vorgegebenen Randbedingungen eingeschränkt, der sogenannte Solver führt sodann die FEA-Berechnung mittels numerischer Verfahren durch. Die Simulationsergebnisse lassen sich sodann durch eine farbliche Markierung der feinen Temperatursektionen auf der CAD-Geometrie graphisch darstellen und auswerten. In den folgenden Abschnitten wurde zusätzlich die Temperaturentwicklung entlang eines Kristalls aufgezeichnet und die maximale Temperaturdifferenz innerhalb des Kristalls ermittelt. Mit den gewonnenen Daten kann über die Eignung der jeweiligen Konfiguration der Kristalleinheit entschieden werden, da die Toleranzgrenze von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ nicht überschritten werden sollte.

Im Folgenden sollen zunächst Simulationen an vereinfachten Kristalleinheiten vorgenom-



Abbildung 7.1: Vernetzung der CAD-Geometrie einer Kristalleinheit von 4 Kristallen. Je feiner die Teile einer zusammengesetzten Geometrie, desto kleiner müssen die Netzparameter gewählt werden, um eine Vernetzung vornehmen zu können.

men werden, um eine erste grobe Abschätzung geeigneter Konfigurationen der Kristalleinheiten vornehmen zu können. Daraufhin kann mit genaueren Studien der resultierenden Temperaturgradienten innerhalb der Kristalle begonnen werden.

7.2 Vereinfachte Simulation von 4-Kristall-Einheiten

Mit Hilfe der in Kapitel 6 vorgenommenen allgemeinen thermischen Berechnungen konnte zunächst abgeschätzt werden, welche Art von Isolierung den thermischen Anforderungen gerecht werden kann. Dabei stellte sich die Isolation durch ein Vakuumschild als Kandidat für die Isolationsverkleidung der Rückwärtsendkappe heraus. Auf Grundlage der berechneten Wärmeflüsse durch die Isolationsschicht konnte die Temperaturdifferenz entlang eines Kristalls ermittelt werden. Die Wärmeleitung durch die umgebenden Materialien hat einen zusätzlichen Einfluss auf die Temperaturdifferenz. Dabei wird die zugeführte Wärme durch die Alveole und die Halterungen hinter den Kristallen in das Kühlsystem abgeführt. Unter diesen Bedingungen soll nun die Temperaturverteilung verschiedener Kristalleinheiten genauer untersucht werden und die maximal erreichbaren Beträge der Temperaturgradienten entlang der Kristalle ermittelt werden. Diese dienen als maßgebendes Kriterium für die Eignung einer Kristallkonfiguration mit Kühlsystem. Liegt der maximale Temperaturgradient unter der Toleranzgrenze von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ entlang der Längsachse des Kristalls, so erfüllt die jeweilige Konfiguration die thermischen Anforderungen. In den folgenden Simulationsstudien wird stets von einer Vakuumisolation mit 60 Lagen Superisulationsfolie innerhalb der Vakuumkammer ausgegangen.

Zunächst wurde eine stark vereinfachte Konfiguration der Kristalleinheit untersucht. Eine Einheit mit 4 Kristallen besteht in der ersten Simulationsstudie aus einer Alveole aus CFK, welche vier Kristalle aus PWO-II beinhaltet (siehe Anhang D, Abbildung D.1). Zwischen ihnen wird ein Kreuz aus dem gleichen Material positioniert. In dieser ersten Konfiguration wurde dieser Zwischenraum mit gasförmigem Stickstoff mit Wärmeleiteigenschaften bei einer Temperatur von -25°C und einem Druck von $p \approx 2$ bar ausgefüllt, um realistische Bedingungen zu simulieren. Dabei stehen die Kristalle mit dem Deckel der Alveole an der Frontseite in direktem Kontakt. Hinter dem Kristall schließt sich eine vereinfachte Einheit aus PEEK (Polyetheretherketon) an, welche die Halterung der APD darstellt. In der Praxis sollen diese Kristalleinheiten mit Hilfe von Zwischenstücken aus Aluminium (Inserts) an die Montageplatte geschraubt werden. Die Insertgeometrie im Simulationsobjekt wird mit leicht vereinfachter Körperform mit der PEEK-Geometrie verknüpft und befindet sich in direktem Kontakt mit dieser.

Eine weitere Wärmequelle für die Kristalle liegt in der Verlustleistung der Vorverstärker. Um den Einfluss der Vorverstärker in die Simulation zu integrieren, wurde die Kontaktfläche zwischen den Halterungen der APD und den Inserts mit je 150 mW belastet. Dies soll als erste Abschätzung der Verlustleistung der Vorverstärker unter Belastung dienen. Die Auswirkung dieser zusätzlichen Wärmezufuhr auf die Temperaturverteilung der Kristalle stellt einen wichtigen Aspekt der thermischen Gegebenheiten im Inneren der Kristalleinheiten dar, da die Vorverstärker hinter den Kristallen positioniert werden. Die Wärmeabfuhr ist daher ein wichtiger Aspekt der Konfiguration der Rückwärtsendkappe. Im einfachen Fall erfolgt eine Wärmeabfuhr

ausschließlich über die Inserts. Im Fall von zu starken Temperaturinhomogenitäten innerhalb der Kristalle müssen zusätzliche Techniken zur Wärmeabfuhr in Betracht gezogen werden. Neben der Kühlung der rückwärtigen Halteplatte kann ein zusätzliches Kühlungssystem an der Frontseite der Kristalle angebracht werden. Damit wird allerdings zusätzliches Material in die Endkappe eingebracht, in welchem die einfallenden Teilchen bereits Schauer erzeugen können und somit Energieverluste entstehen. Eine alternative Möglichkeit ist der Einsatz eines Kühlsystems an den seitlichen Flächen. Dort ist die stärkste Wärmebelastung pro Kristall zu erwarten, da der Wärmefluss von außen von zwei Seiten gleichzeitig auf die Kristalle einwirkt. Soll aus Platzgründen oder Materialminimierung auf ein zusätzliches Kühlungssystem verzichtet werden, könnte eine zusätzliche Metallfolie an den wärmeexponierten Flächen der Kristalle eine Wärmeableitung fördern. Diese kann zwischen der Kohlenfaseralveole und den Reflektorfolien eingebracht werden.

Die Wirksamkeit der aufgeführten Kühl- und Wärmeleitkonstruktionen muss untersucht und ihre Vor- und Nachteile abgewägt werden. Die Hitzebelastung durch die Frontisolationsschicht wurde in Abschnitt 6.2.4.2 auf $11,7 \text{ W pro Quadratmeter}$ errechnet. Betrachtet man eine Kristalleinheit, welche inmitten anderer Kristalleinheiten positioniert ist, ist der Wärmefluss durch die Frontseite für die Temperaturverteilung ausschlaggebend. In Abbildung 7.2 ist die resultierende Temperaturverteilung entlang einer einer stark vereinfachten Kristalleinheit dargestellt.

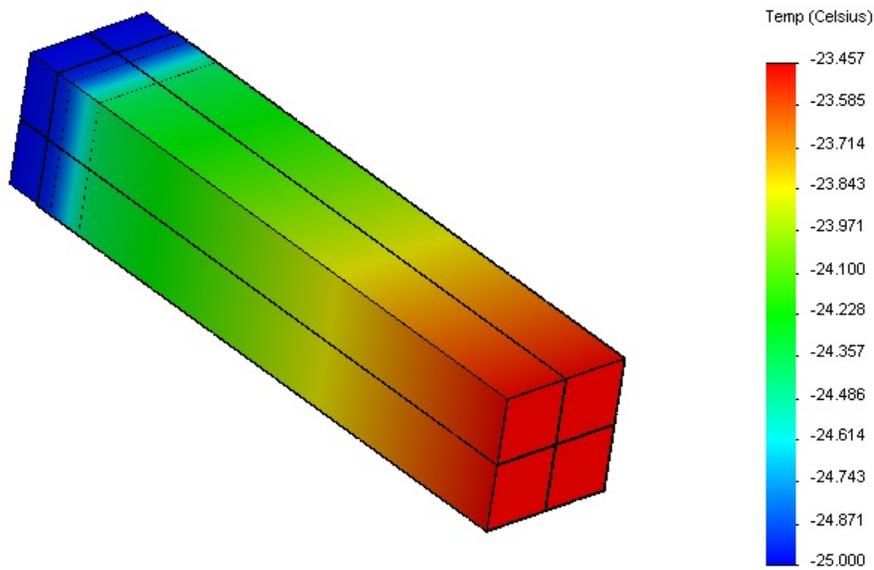


Abbildung 7.2: Eine vereinfachte Kristalleinheit mit 4 Kristallen wird mit einem Wärmefluss von $11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ an der Frontseite belastet. Die Verlustleistung der Vorverstärker wird mit 150 mW berücksichtigt. Der Einfluss der rückwärtigen Kühlung ist deutlich sichtbar und führt zu einer Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 0,70^\circ\text{C}$ entlang der Kristalle.

Die Temperaturdifferenz entlang des Kristalls wurde zu $\Delta T \approx 0,70^\circ\text{C}$ bestimmt. Das gleiche Resultat ergibt sich bei einer Kristalleinheit von 16 Kristallen, welche im Anhang D in Abbildung

D.2 dargestellt ist. Da ein Temperaturgradient von maximal $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ im Hinblick auf die thermischen Anforderungen an das Kalorimeter toleriert werden kann, ist bei einer Kristalllänge von 200 mm ein maximaler Temperaturunterschied von $2,0^{\circ}\text{C}$ entlang des Kristalls erlaubt. Dies ist im Fall einer Einheit, welche vollständig von anderen Kristalleinheiten umgeben ist, stets gewährleistet, da ein linearer Temperaturverlauf entlang des Kristalls vorliegt.

Eine analytische Berechnung des Temperaturgradienten entlang des Bleiwolframatkristalls ergibt einen ähnlichen Wert:

$$\Delta T = \frac{Q \cdot d}{A \cdot \lambda} \approx 0,73^{\circ}\text{C}$$

Der Vergleich dieses Wertes mit dem Simulationsresultat zeigt eine geringe Differenz, welche durch den Einfluss der den Kristall umschließenden Materialien erklärt werden kann.

Bisher wurde die Situation von Kristalleinheiten untersucht, welche vollständig von anderen umschlossen sind. Dann stellen die hauptsächlichen Wärmequellen die Verlustleistung der Vorverstärker und der Wärmefluss von außen durch die Frontseite der Detektorisolierung dar. Die am Rand der Rückwärtsendkappe befindlichen Kristalle erfahren eine zusätzliche Wärmebelastung durch die seitliche Isolationsverkleidung und erfordern eine separate Betrachtung. In diesem Fall sind stärkere Inhomogenitäten der Temperatur im Kristall zu erwarten. In Abbildung 7.3 ist die Simulationsstudie der gleichen Kristalleinheit mit einem zusätzlichen Wärmefluss von $11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die obere Seitenfläche der Alveole dargestellt.

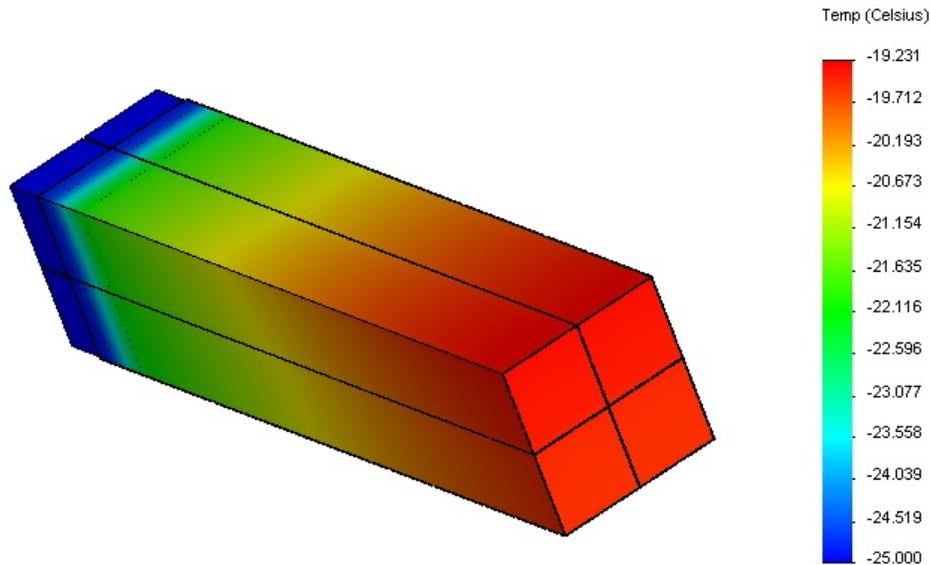


Abbildung 7.3: Vereinfachte Kristalleinheit, welche eine zusätzliche Wärmebelastung an der Oberseite erfährt. Die Betrachtung des Temperaturgradienten entlang der Kristalle an der wärmeexpositionierten Fläche zeigt eine deutliche Erhöhung der Temperaturdifferenz auf etwa $2,90^{\circ}\text{C}$ entlang der erhitzten Oberfläche (Kristallkante des linken oberen Kristalls dient als Leitlinie). Zu beachten ist in jeder Simulationsgraphik die individuell angepasste Farbskala, welche eine optimale Betrachtung der Temperaturverteilung ermöglichen soll.

Aus den Simulationsstudien können die Temperaturverläufe entlang gewünschter Oberflä-

chen, Linien oder Punkte der Simulationsgeometrie extrahiert werden. Eine Analyse beispielsweise entlang der rechten seitlichen Kristallkante (von vorne betrachtet) ergibt eine Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 2,90\text{ °C}$ entlang des gesamten Kristalls, was unter Annahme eines annähernd linearen Temperaturgradienten die Toleranzgrenze von 2 °C deutlich überschreitet. Eine noch extremere Situation ergibt sich im Fall einer Einheit, welche eine Wärmebelastung an Frontseite und zwei Seitenflächen erfährt (Abbildung 7.4). Dies ist im aktuellen Design der Rückwärtsendkappe nur bedingt möglich, da der Einsatz massearmer Kristalleinheiten im Randbereich (siehe Abbildung 6.1) eine geringe Abschirmung der 4-Kristalleinheiten bewirkt. Die Abschätzung des größten Temperaturgradienten soll am ungünstigsten Fall vorgenommen werden, in dem keine weitere äußere Dämmung durch massearme Einheiten (Kristalleinheiten mit nur einem oder zwei Kristallen) am Rande erfolgt. Dies ist für die Beurteilung einer Eignung der Kristalleinheit ausschlaggebend, da alle anderen Fälle mit geringeren Wärmebelastungen unter dem maximalen Wert liegen werden. Darüber hinaus könnte aus Platzgründen eine Entfernung der äußersten Kristalle notwendig sein, was zum Verlust dieser Abschirmung für die 4-Kristalleinheiten führt. Die in Abbildung 7.4 dargestellte Simulationsstudie mit maximaler Wärmebelastung weist eine maximale Temperaturdifferenz entlang der Kristalle von $\Delta T \approx 5,00\text{ °C}$ auf. Dieser Wert führt auf jeden Fall zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Aus diesem Grund müssen für solche Fälle spezielle Konfigurationen entwickelt werden beziehungsweise eine zusätzliche Kühlung in Betracht gezogen werden.

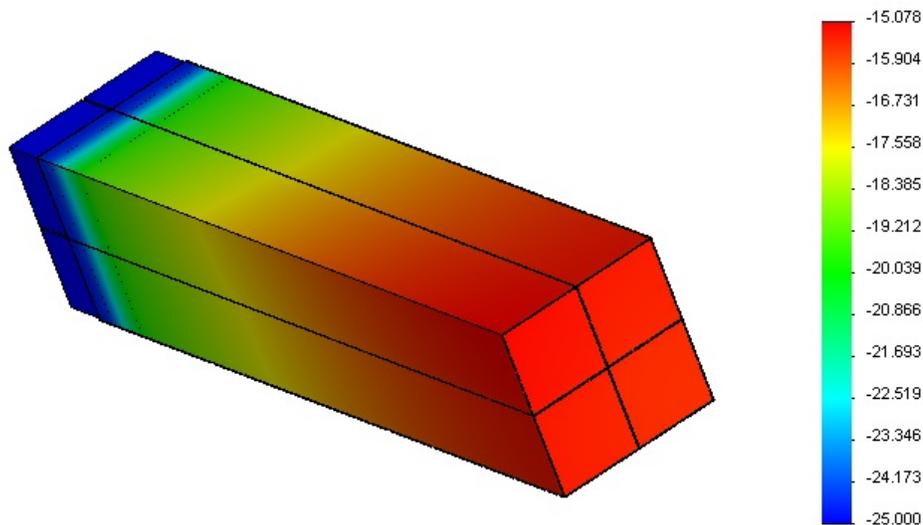


Abbildung 7.4: Kristalleinheit mit dreiseitiger Wärmebelastung mit je $11,70 \frac{W}{m^2}$. Zu sehen sind die wärmebelasteten Oberflächen. Der linke, obere Kristall, welcher an beiden Seitenflächen erhitzt wird, besitzt die größte Wärmebelastung. Eine Messung der Temperaturdifferenz entlang der äußeren Kristallkante dieses Kristalls zeigt eine Temperaturdifferenz von 5 °C . Dies ist nicht mehr tolerierbar und erfordert. Um eine bessere Wärmeabfuhr zu erreichen, müssen weitere Maßnahmen ergriffen werden.

Eine Verbesserung der Temperaturhomogenität könnte durch eine zusätzliche Frontkühlung

erzielt werden, welche die Frontseite der Kristalleinheit auf -25°C kühlen würde. Das Szenario wurde anhand der vereinfachten Geometrie testweise simuliert. Es wurde an Front- und Rückseite eine Temperatur von -25°C festgesetzt. Dies stellt eine Näherung an die reale Situation dar. Das Resultat der Simulation ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Durch die geringe Temperaturänderung entlang der Kristalleinheit ist der Einfluss der Vorverstärker auf die Temperaturverteilung zu erkennen. Das Temperaturmaximum wird daher an der Kontaktfläche zwischen PEEK-Geometrie und Insert-Geometrie erzielt, es tritt eine Erwärmung von lediglich $\Delta T \approx 0,026^{\circ}\text{C}$ auf.

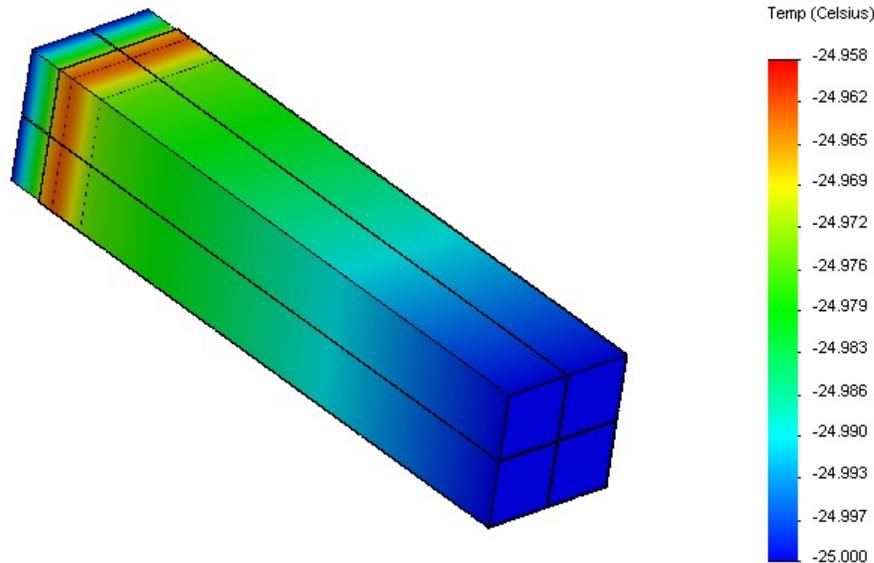


Abbildung 7.5: Kristalleinheit mit zusätzlicher Frontkühlung auf -25°C und einem Wärmefluss durch die Frontseite von $11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ wie es für Kristalle in den mittleren Ringen der Fall sein wird. Gut zu erkennen ist hier die Verlustwärme der Vorverstärker im Bereich der PEEK-Geometrie. Insgesamt ist ein Wärmeanstieg von lediglich $0,026^{\circ}\text{C}$ innerhalb der Kristalle zu verzeichnen.

Bei Betrachtung einer im Randbereich sitzenden Kristalleinheit mit zusätzlicher Wärmebelastung an zwei Seitenflächen ergibt sich eine maximale Differenz von $\Delta T \approx 2,12^{\circ}\text{C}$ entlang der Außenkante des am stärksten belasteten Kristalls (siehe Abbildung D.3, Anhang D). Somit kann in diesem Extremfall hoher Außentemperaturen (30°C) im Randbereich der Endkappe eine ausreichende Temperaturhomogenität nicht gewahrt werden. Die Wärmeleitung entlang der Alveole ist nicht ausreichend, um eine gute Abführung der Wärme zu erzielen, so dass selbst mit einer zusätzliche Frontkühlung keine ausreichende Temperaturhomogenität erzielt werden kann. Sollte auf ein zusätzliches Kühlsystem verzichtet werden, so muss eine interne Möglichkeit gefunden werden, die Wärmeleitfähigkeit der Komponenten zu erhöhen, um eine rasche Wärmeabfuhr in den rückwärtigen Kühlkreislauf zu erzielen, was ein geringeres Temperaturgefälle zur Folge hat. Darüberhinaus ist es sinnvoll, eine Lichtreflektionsfolie in die Kristalleinheiten einzubringen, um das Szintillationslicht effektiv nachweisen zu können. Diese wird bei den nachfolgenden Simulationen stets berücksichtigt. Dabei soll unabhängig vom Szenario stets ein Wärmefluss durch die Frontisolation berücksichtigt werden.

7.3 Weiterentwicklung der Kristalleinheiten

7.3.1 Ummantelung der Kristalle mit Kupferfolie

Zunächst soll der Einfluss von Kupferfolie geringer Stärke (0,1 mm) auf den Temperaturanstieg innerhalb der Kristalleinheit untersucht werden. Diese Folie soll um jeden Kristall einzeln gewickelt werden, Rück- und Vorderseite werden ausgelassen, um Material vor den Kristallen zu minimieren beziehungsweise die Photonen-Auslese nicht zu behindern.

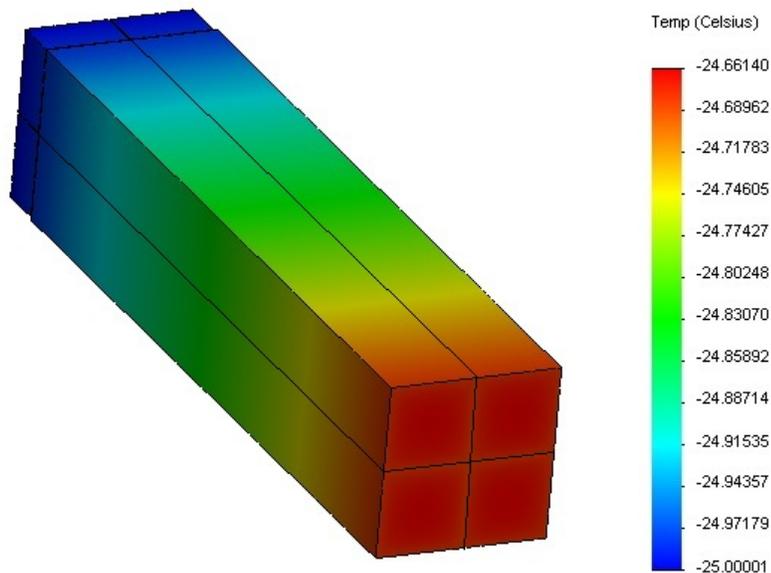


Abbildung 7.6: Kristalleinheit mit zusätzlicher Kupferfolienummantelung der einzelnen Kristalle. Ebenso wurden die Kristalle in Reflektionsfolien umwickelt. Es ergibt sich eine Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 0,25^\circ\text{C}$ entlang der Kristalle.

Es ergibt sich eine Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 0,25^\circ\text{C}$ entlang der Kristalle. Exemplarisch wurde dabei auch der Fall einer Kristalleinheit aus 16 Kristallen simuliert, welche erwartungsgemäß den gleichen Temperaturabfall entlang der Kristalle wie die in Abbildung 7.6 simulierte Einheit aufweist (Abbildung D.4 im Anhang D). Die Verbesserung des Temperaturunterschiedes ist auf die hohe thermische Leitfähigkeit des Kupfers zurückzuführen. Dieser Effekt bewirkt eine leichte Abzeichnung des mittleren Kohlefaserkreuzes auf der Frontfläche der simulierten Temperaturverteilung. Von besonderem Interesse ist auch hier der Spezialfall der im Randbereich befindlichen Kristalleinheiten. Im Fall der zusätzlichen Flächenerwärmung zweier Seiten mit $Q/A = 11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ergibt sich eine Temperaturdifferenz von $\Delta T \approx 1,39^\circ\text{C}$ entlang der äußeren Ekkante des linken oberen Kristalls, der als einziger Kristall innerhalb der Einheit von zwei Seiten gleichzeitig erhitzt wird. Rein rechnerisch könnte diese Konfiguration eine mögliche Lösung darstellen, eine thermisch genügend homogene Kristalleinheit zu konstruieren. Dazu müsste zusätzlich der Verlauf des Temperaturgradienten untersucht werden, da dieser nicht linear verläuft

und lokal eine Überschreitung der Toleranzgrenze erreicht werden könnte.

Ein großer Nachteil dieser Konfiguration ergibt sich allerdings aus der Wahl der thermisch leitfähigen Kupferfolie. Da Kupfer eine radioaktive Aktivierung durch einfallende Teilchen erfahren kann, ist der Einsatz des Materials zu überdenken. Eine mögliche Alternative stellt der Einsatz von Aluminium dar. Es erfährt eine nur recht kurzlebige Aktivierung durch einfallende Teilchen und wird daher im Detektobau dem nichtrostenden Edelstahl vorgezogen. Auch ist eine Minimierung des Metallgehalts innerhalb der Kristalleinheit ratsam. Daher soll im Folgenden eine alternative Möglichkeit untersucht werden. Es bietet sich an, lediglich das Trennkreuz aus Kohlenfaserstoff durch ein Metallkreuz mit guter thermischer Leitfähigkeit zu ersetzen, welches eine gute Wärmeableitung in das rückwärtige Kühlsystem gewährleisten soll. Im Folgenden sollen die Auswirkungen eines Metallkreuzes auf die Temperaturverteilung der Kristalle beziehungsweise der Kristalleinheit untersucht werden.

7.3.2 Trennkreuz zwischen den Kristallen aus Metall

Eine Möglichkeit, die Wärmeabfuhr innerhalb der Kristalleinheit zu beschleunigen, stellt der Einsatz eines Trennkreuzes aus einem Material hoher thermischer Leitfähigkeit dar. Im Folgenden soll die Ersetzung des Kohlenfaserkreuzes durch ein Metallkreuz auf die Temperaturverteilung innerhalb der Kristalleinheit untersucht werden. Dazu soll zunächst der Fall eines Kupferkreuzes untersucht werden, welches als Metallkreuz mit sehr guter Wärmeleitfähigkeit ($\lambda_{Kupfer} = 400 \frac{W}{mK}$) eine Vergleichsmöglichkeit für den Einsatz eines Aluminiumkreuzes ($\lambda_{Aluminium} = 235 \frac{W}{mK}$) darstellt.

Zunächst soll der thermische Einfluss eines Trennkreuzes aus Kupfer mit einer Wanddicke von 0,2 mm zwischen den Kristallen untersucht werden. Hier soll zunächst der Fall einer weitgehend isolierten Kristalleinheit betrachtet werden, welche vollständig von anderen Kristalleinheiten umgeben ist. Abbildung 7.7 zeigt die Temperaturverteilung einer Kristalleinheit mit Kupfertrennkreuz zwischen den Kristallen. Hier zeichnet sich deutlich ein Temperatureinbruch im Bereich des Trennkreuzes ab, welches einen guten Wärmetransport in das rückwärtige Kühlungssystem ermöglicht. Es ergibt sich eine Temperaturdifferenz entlang der Kristalle von etwa $\Delta T \approx 0,40^\circ C$. Interessant ist auch hier der Fall der im Randbereich positionierten Kristalleinheiten. Ist eine zusätzliche Seite der Einheit wärmeexpositioniert, so stellt sich ein Temperaturgefälle von $\Delta T \approx 0,97^\circ C$ entlang der Kristalle an der erhitzten Fläche ein (Simulation nicht abgebildet). Das Problem stellt die starke Erwärmung der Kristallmasse in den äußeren Bereichen dar, welche im Vergleich zum Metall einen schlechteren Wärmetransport leisten. Das Metallkreuz reicht daher nicht aus, um die entstehenden Temperaturinhomogenitäten ausgleichen zu können.

Ersetzt man das Kupfertrennkreuz zwischen den Kristallen durch ein Trennkreuz aus Aluminium (Abbildung 7.8), so ergibt sich ein etwas größerer Temperaturgradient entlang des doppelseitig erhitzten Kristalls, was durch die geringere Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums erklärt werden kann. Im Fall der weitgehend thermisch isolierten Kristalleinheit ist ein Temperaturdifferenz von etwa $\Delta T \approx 0,50^\circ C$. Dies stellt eine geringe Verschlechterung um $0,1^\circ C$ gegenüber dem Fall eines Trennkreuzes aus Kupfer dar. Da die Verschlechterung nur gering ist, soll diese

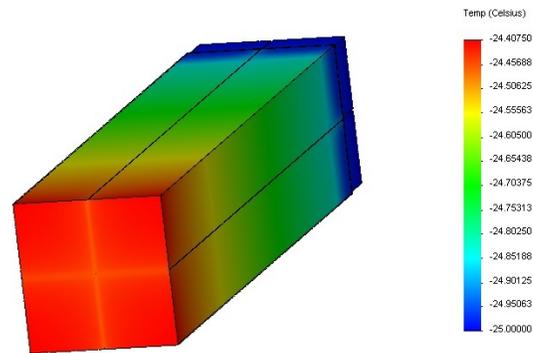


Abbildung 7.7: Simulation einer Kristalleinheit mit Trennkreuz aus Kupfer. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Kupfers wird die Wärmeabfuhr im Bereich des Kreuzes beschleunigt. Deutlich bildet sich daher die Lage des Kreuzes in der Temperaturverteilung auf der Frontfläche der Alveole ab. Die maximale Temperaturdifferenz innerhalb der Kristalle beträgt $\Delta T \approx 0,40^\circ\text{C}$.

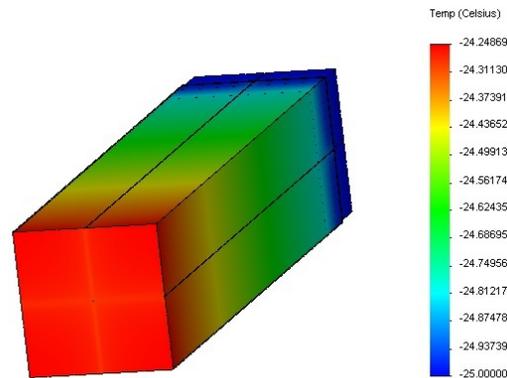


Abbildung 7.8: Simulation einer Kristalleinheit mit einem Trennkreuz zwischen den Kristallen aus Aluminium. Durch das Metall wird die Wärmeabfuhr in den rückwärtigen Bereich beschleunigt. Die maximale Temperaturdifferenz innerhalb der Kristalle beträgt hier $\Delta T \approx 0,50^\circ\text{C}$.

Idee in den weiteren Simulationen speziell für die Kristalleinheiten im Randbereich aufgegriffen werden.

7.3.3 Thermische Simulationen mit Alveolenmaterial höherer Wärmeleitfähigkeit

7.3.3.1 Trennkreuz aus CFK-II

Der Temperaturgradient kann durch eine Kohlenfaser-alveole mit höherer thermischer Leitfähigkeit noch vermindert werden. Dazu wurde ein thermisch stark orthotroper Faser-Kunststoff-Verbundwerkstoff (CFK-II) mit hoher Wärmeleitfähigkeit anstelle des bisher verwendeten Alveolenmaterials in die Simulation eingebracht. Wie im Fall des bisher verwendeten CFK besteht

die Kunststoffmatrix dieses Verbundwerkstoffs aus Epoxidharz. Dieses Material ist bei allen folgenden Simulationen stets verwendet worden. Die Leitfähigkeiten des Materials in verschiedenen Richtungen unterscheiden sich hierbei nunmehr stark voneinander. In diesem Falle ist die Leitfähigkeit in tangentialer Richtung zur Oberfläche ($\lambda_x = \lambda_y = 100,3 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$) wesentlich besser als bei dem bisher verwendeten Kohlenstoffasermaterial ($\lambda_{\parallel} = 2,7 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$). Senkrecht zu den Fasern liegt dabei eine nur geringe Wärmeleitfähigkeit vor ($\lambda_{\perp} = \lambda_z = 0,6 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$), was insgesamt zu einer guten Wärmeabfuhr längs der Kristalle führt und damit den Temperaturgradienten in Längsrichtung reduzieren sollte.

Für diese Simulation wurde für das innere Kreuzes zwischen den Kristallen das gleiche Material wie für die Außenhülle angenommen. Ansonsten gleicht der Aufbau der Kristalleinheit vollkommen den bereits simulierten Einheiten. In Abbildung 7.9 ist der Fall der weitgehend isolierten Kristalleinheit simuliert. Als Wärmelast wurde ein Hitzeffluss von rund $11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die Isolation der Frontisolierung angenommen. Der Temperaturunterschied beträgt nun $\Delta T \approx 0,45^{\circ}\text{C}$ entlang der Kristalle. Man erkennt eine Verringerung des Temperaturgradienten um $\Delta(\Delta T) \approx 0,25^{\circ}\text{C}$ im Vergleich zur bisher verwendeten Alveole, was auf ihre höhere Wärmeleitfähigkeit zurückgeführt werden kann. Eine Simulation der im Randbereich befind-

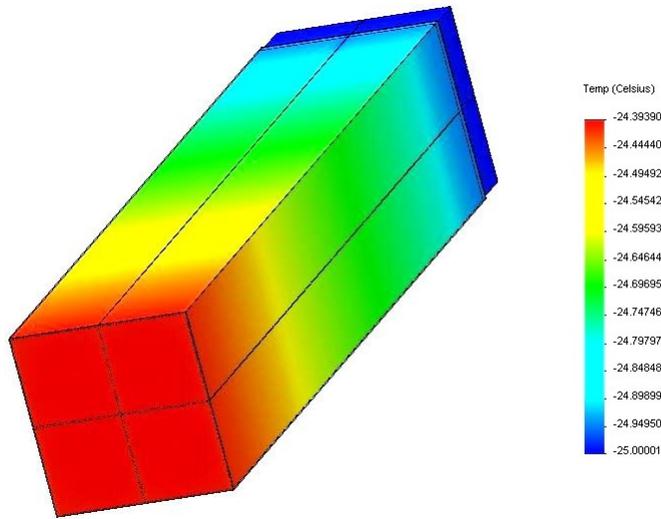


Abbildung 7.9: Simulation einer Kristalleinheit mit einer Alveole aus CFK-II. Es wird ein Wärmefluss von $11,70 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die Frontisolierung angenommen. Die resultierende Temperaturdifferenz entlang des Kristalls ergibt sich zu $0,45^{\circ}\text{C}$.

lichen Kristalleinheit ergibt im schlechtesten Fall einer Hitzebelastung von zwei Seitenflächen einen maximalen Temperaturanstieg von $\Delta T \approx 2,23^{\circ}\text{C}$ entlang der Kante des am stärksten erhitzten Kristalls. Dieses Ergebnis liegt noch außerhalb der angestrebten Werte, so dass im Folgenden weitere Entwicklungen vorgenommen werden sollen. Da die Situation inmitten der Kristalleinheiten mit einer thermischen Variation von $\Delta T \approx 0,45^{\circ}\text{C}$ im Hinblick auf die Toleranzgrenze von 2°C zufriedenstellend ist, sollen im Folgenden spezielle Konfigurationen für die im Randbereich positionierten Kristalleinheiten entwickelt werden. Auch ist der Einsatz zusätz-

licher Kühltechniken zu untersuchen. Zunächst jedoch soll noch der Einfluss der neuen Alveole auf die Kristalleinheit mit Aluminiumtrennkreuz untersucht werden.

7.3.3.2 Trennkreuz aus Aluminium

Durch die höhere Wärmeleitfähigkeit der Alveole sollte sich eine Verbesserung der Temperaturhomogenität innerhalb der Kristalleinheiten ergeben, da der Wärmefluss durch die Alveole effektiver abgeführt werden kann. Im Fall der isolierten Kristalleinheit ergibt sich eine Differenz von $\Delta T \approx 0,38^\circ\text{C}$ entlang der Kristalle (Abbildung 7.10 (links)). Dies stellt eine Verbesserung gegenüber der Konfiguration mit der Alveole niedriger Wärmeleitfähigkeit um $\Delta(\Delta T) \approx 0,12^\circ\text{C}$ dar und bestätigt die Erwartungen. Eine Simulation dieser Konfiguration im Randbereich der Endkappe ergibt im schlechtesten Fall einen Temperaturunterschied von $\Delta T \approx 2,00^\circ\text{C}$ zwischen den Kristallenden (Abbildung 7.10 (rechts)). Dies entspricht genau dem Toleranzlimit. Da es ratsam ist, einen Sicherheitspuffer für das Auftreten von Temperaturschwankungen zu haben, sollte eine bessere Wärmeableitung geschaffen werden. Eine Möglichkeit wäre beispielsweise das

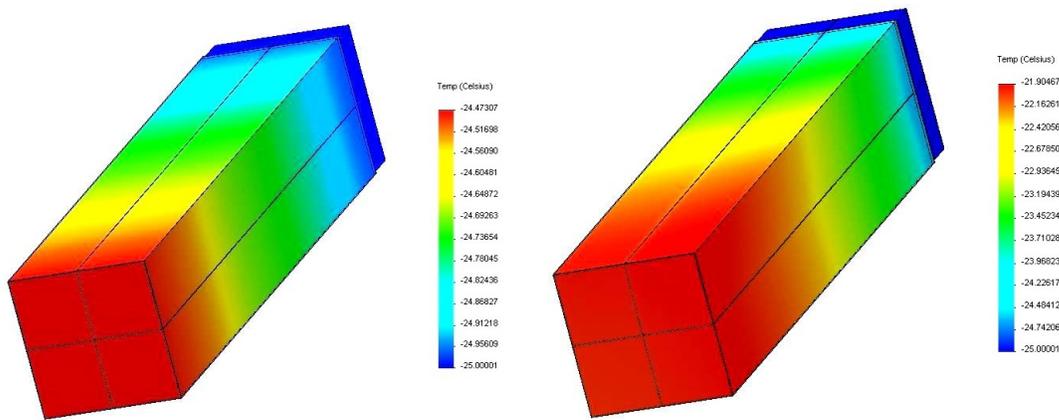


Abbildung 7.10: Links: Simulation einer Kristalleinheit mit Trennkreuz aus Aluminium für Kristalleinheiten in den mittleren Kristallringen. Die Kristalltemperatur variiert längs des Kristalls um $0,38^\circ\text{C}$. Rechts: Situation im Randbereich der Endkappe: Die gleiche Kristalleinheit erhält eine zusätzliche Hitzebelastung der beiden Seitenflächen (obere und rechte Seitenfläche). Man erkennt eine deutliche Erwärmung der Alveole. Die zusätzliche Wärmelast resultiert in einem Temperaturanstieg um $2,00^\circ\text{C}$, im Vergleich zur Situation in den mittleren Kristallringen ergibt sich daher eine Differenz von $1,62^\circ\text{C}$.

Einbringen von dünnen Aluminiumfolien in die Lücke zwischen der Innenseite der Alveole und der Reflektorfolie an der wärmebelasteten Seite. Diese spezielle Konfiguration für die besonders wärmebelasteten Kristalleinheiten im Randbereich soll im Folgenden untersucht werden.

7.3.4 Übersicht und Diskussion

Bevor eine ausführliche Untersuchung der anscheinend geeigneten Konfigurationen vorgenommen wird, sollen die vorgestellten Simulationsergebnisse zusammengefasst und verglichen wer-

den. In Tabelle 7.1 sind die bisher gewonnenen Daten zusammengestellt. Dabei wird die Besonderheit der jeweiligen Konfiguration der Kristalleinheit und eines gegebenenfalls vorhandenen zusätzlichen Kühlungssystems angegeben. Die resultierenden Temperaturunterschiede innerhalb des jeweils am stärksten erhitzten Kristalls sind ebenso angegeben. Man erkennt eine Reduzierung des maximalen Temperaturanstiegs durch eine Weiterentwicklung der Basiskonfiguration der Kristalleinheiten. Dazu gehören ein verbessertes Material der Alveole mit höherer Wärmeleitfähigkeit sowie zusätzliche Metallfolien, welche eine verbesserte Wärmeableitung in das rückwärtige Kühlungssystem ermöglichen. Im Fall einer einseitigen Wärmebelastung durch die Frontfläche fällt auf, dass bereits im Fall einer stark vereinfachten Konfiguration ein Temperaturgradient von $0,035^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ (entsprechend einer Temperaturdifferenz von $0,70^{\circ}\text{C}$ entlang der Kristalle) die thermischen Anforderungen erfüllt. Problematische Temperaturerhöhungen treten erst im Fall der im Randbereich befindlichen Kristalleinheiten auf. Dabei wird im ungünstigsten Fall einer vereinfachten Kristalleinheit eine Temperaturerhöhung von $5,00^{\circ}\text{C}$ erreicht, was in jedem Fall eine merkliche Herabsetzung der Energieauflösung dieser Kristalle mit sich bringen würde. Mit Hilfe dieser ersten Erkenntnisse können spezielle Konfigurationen simuliert werden, deren Design speziell auf die hohen thermischen Belastungen im Randbereich der Rückwärtsendkappe ausgerichtet ist.

Um Aussagen über die Eignung der weiterentwickelten Kristalleinheiten treffen zu können, müssen die entscheidenden Temperaturverläufe in Längsrichtung der Kristalle ermittelt und der ortsabhängige Temperaturgradient ermittelt werden. Sodann können gemittelte maximale Temperaturgradienten errechnet werden, welche die Toleranzgrenze von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ nicht überschreiten sollten. Diese Studien sollen im Folgenden vorgestellt werden.

Wärmefluss [$\frac{W}{m^2}$]	Hitzebelastete Oberfläche	Konfiguration der Unit	ΔT_{max} in °C
11,70	Frontseite	Vereinfachte Kristalleinheit	0,70
	Front + eine Seitenfläche	(Alveole aus	2,90
	Front + zwei Seitenflächen	CFK)	5,00
11,70	Frontseite	Kühlung der Frontfläche	0,03
	Front + zwei Seitenflächen		2,12
11,70	Frontseite	Kupferfolien umhüllen die Kristalle	0,25
	Front + eine Seitenfläche		0,93
	Front + zwei Seitenflächen		1,39
	Front einer Subunit (16 Kristalle)		0,25
11,70	Frontseite	Cu-Trennkreuz	0,40
	Front + eine Seitenfläche		0,97
11,70	Frontseite	Al-Trennkreuz	0,50
11,70	Frontseite	Alveole aus CFK-II	0,45
	Front + eine Seitenfläche		1,35
	Front + zwei Seitenflächen		2,23
11,70	Frontseite	CFK-II und	0,38
	Front + eine Seitenfläche	Trennkreuz aus	1,14
	Front + zwei Seitenflächen	Aluminium	2,00

Tabelle 7.1: Simulationsstudien und resultierende maximale Temperaturunterschiede innerhalb der Kristalle. Dabei sind in allen Konfigurationen stets Lichtreflektorfolien integriert mit Ausnahme der vereinfachten Kristalleinheit der ersten beiden Simulationsstudien. Zusätzlich sind die Ergebnisse weiterer Simulationsstudien eingetragen, welche nicht gesondert betrachtet werden müssen, da sie eine geringere Wärmebelastung als in den bisher diskutierten Fällen erfahren. Es reicht aus, die Kristalleinheiten mit maximaler Wärmebelastung zu studieren, um Aussagen über die Eignung der Konfiguration treffen zu können, da alle Kristalle eine gute Temperaturhomogenität aufweisen sollten.

7.4 Entwicklung spezieller Kristalleinheiten für den Randbereich der Rückwärtsendkappe

Die thermischen Inhomogenitäten durch Wärmeeintrag von außen treten verstärkt in den äußersten und innersten Kristallen der Endkappe auf, da dort die höchste Wärmemenge pro Masseneinheit absorbiert werden muss. Um diesen Effekt zu reduzieren, sollen nun Aluminiumfolien die schnelle Wärmeableitung in die Inserts ermöglichen. Im folgenden sollen zwei unterschiedliche Szenarien simuliert werden. Dabei kommt zunächst ein Trennkreuz aus Aluminium zum Einsatz. Anschließend sollen die Szenarien mit Front- und Seitenkühlung simuliert und diskutiert werden. Um den Verlauf des Temperaturgradienten als Kriterium für eine ausreichende Temperaturhomogenität zu ermitteln, muss die Kurve der größtmöglichen Temperaturvariation entlang des Kristalls ermittelt und extrahiert werden. Ebenso kann der Verlauf des Temperaturgradienten in °C/mm entlang dieser Achse ermittelt werden. Um eine Eignung der jeweiligen Konfiguration aus Kristalleinheit und gegebenenfalls eines Kühlungs-systems zu überprüfen, kann der Temperaturgradient über Intervalle von 1 cm integriert werden, woraus sich abschnittsweise die jeweils mittleren Temperaturgradienten ergeben. Alternativ können diese aus dem Temperaturverlauf durch lineares Anfitzen über je 1 cm ermittelt werden. Dies soll in den weiteren Simulationsstudien vorgenommen werden. Es eignen sich die Konfigurationen, welche Temperaturgradienten von maximal 0,1°C/cm erzielen und dabei Temperaturen um -25°C aufweisen.

7.4.1 Aluminiumfolien an den wärmeexponierten Seitenflächen der Kristalleinheit

Die eingebrachten Folien besitzen eine Stärke von 0,1 mm und werden in die Kristalleinheiten zwischen Alveole und Reflektorfolie integriert. Da sie nur an den jeweils äußersten beziehungsweise innersten Kristalleinheiten eingesetzt werden müssen, ist eine Verfälschung der Detektorsignale durch Aktivierung des Aluminiums als gering zu betrachten. Sollte sich die gewählte Methode zur Temperaturreduzierung als erfolgreich erweisen, was bedeutet, dass die Toleranzgrenze von 0,1°C/cm in PWO-II nicht überschritten wird, so kann auf aufwendige Kühlkreisläufe an Front oder Seitenfläche der Endkappe verzichtet werden. Dies bedeutet außerdem, dass auf zusätzliches Material direkt vor der sensitiven Detektormasse verzichtet werden könnte. Dadurch ließen sich unnötige Energieverluste der einfallenden Teilchen vermeiden. In der CAD-Geometrie wird in den Raum zwischen Alveole und Reflektorfolie eine 0,1 mm dünne Sektion eingefügt, welche die Eigenschaften von Aluminium zugewiesen bekommt. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 7.11 gezeigt. In der linken Grafik ist die Temperaturverteilung einer Kristalleinheit mit Wärmebelastung an der Frontseite und zwei Seitenflächen (linke und obere Seitenfläche der Alveole) zu sehen.

Man erkennt eine deutliche Erhitzung der beiden Außenflächen (linke Seite und obere Seite der Alveole), was zu einer starken Erwärmung des unmittelbar darunter befindlichen linken oberen Kristalls führt. Der Temperaturunterschied längs des Kristalls wurde an der am stärksten erhitzten Eckenkante zu $\Delta T \approx 1,732^\circ\text{C}$ bestimmt.

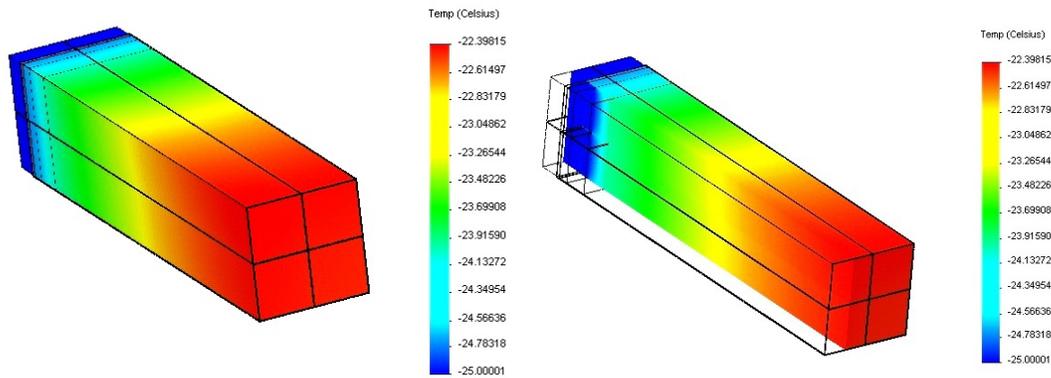


Abbildung 7.11: In dieser Simulation wurde eine Kristalleinheit mit einem Aluminiumtrennkreuz zwischen den Kristallen und seitlich eingebrachter Aluminiumfolie zwischen Reflektorfolie und Alveole simuliert. Dabei wird ein Wärmefluss von $11,7 \frac{W}{m^2}$ durch die benachbarten Seitenflächen (linke und obere Seitenfläche der Alveole) und durch die Frontfläche der Alveole angenommen. Es ergibt sich ein Temperaturabfall entlang der Kristallkante mit doppelseitiger seitlicher Wärmebelastung von $-1,732^\circ\text{C}$ (linke, obere Kante des Kristalls). Auf der rechten Seite ist eine Schnittansicht der simulierten Temperaturverteilung gezeigt, welche eine Betrachtung der Temperaturverteilung innerhalb der Kristalle ermöglicht.

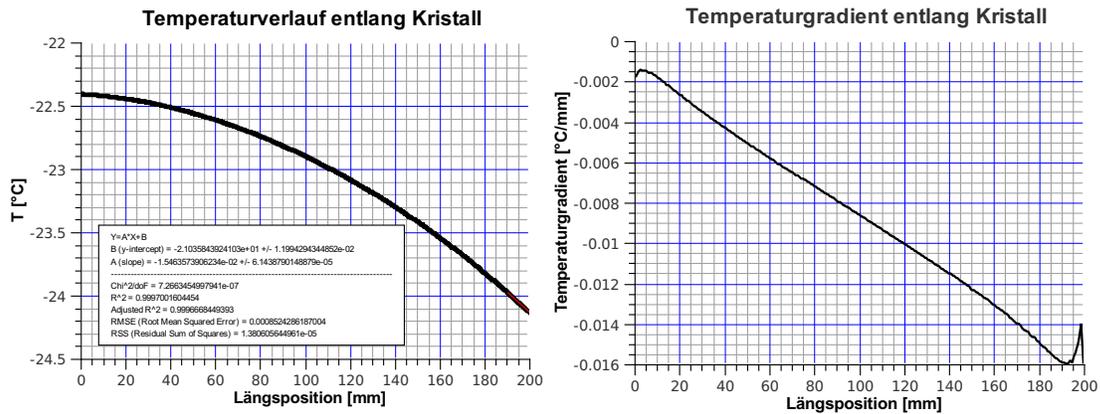


Abbildung 7.12: Die Temperatur entlang des Kristalls steigt kontinuierlich, betrachtet man den Temperaturgradienten (rechte Abbildung), so liegt der maximale Betrag bei $0,016^\circ\text{C}/\text{mm}$. Eine Fitkurve im Bereich der stärksten Steigung über 1 cm ergibt einen maximalen mittleren Gradienten von $(-0,1546 \pm 0,0006)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Rückseite des Kristalls, was den thermischen Anforderungen nicht gerecht wird. Die mittleren Temperaturgradienten wurden abschnittsweise durch Integration über je 1 cm ermittelt, die Toleranzgrenze von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ wird in diesem Fall über ein Intervall von 8 cm nicht erfüllt, was 40% der Gesamtlänge des Kristalls ausmacht.

Zur Ermittlung der gemittelten Gradienten in $^\circ\text{C}/\text{cm}$ wurde der Temperaturverlauf in Abbildung 7.12 (links) über ein Intervall von 1 cm mit einem Polynom 1. Ordnung angefitet. Es ergibt sich $(-0,1546 \pm 0,0006)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Rückseite des Kristalls, was die thermischen Anforderungen nicht erfüllen kann. Dabei ist der Fehler des Fitparameters angegeben (siehe auch Legende in Abbildung 7.12 (links)). Eine Integration des Temperaturgradienten (Abbildung 7.12 (rechts))

über Intervalle von 1 cm gibt Aufschluss über die Größe des Intervalls, in welchem die Toleranzgrenze von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ überschritten wird. In diesem Fall ergibt sich ein Intervall von 8 cm, was 40% der Gesamtlänge des Kristalls entspricht. Diese Konfiguration kann folglich die thermischen Anforderungen nicht erfüllen. Es bietet sich nun an, den Einfluss zusätzlicher Kühlsysteme auf die Temperaturverteilung zu untersuchen.

7.4.2 Frontkühlung

Um die Inhomogenitäten in der Temperaturverteilung ausreichend reduzieren zu können, ist der Einsatz einer zusätzlichen Frontkühlung denkbar. Dazu wurde die Temperatur auf dem Frontdeckel der Alveole auf -25°C festgelegt, ebenso wie die rückwärtige Kühlung. Das Trennkreuz zwischen den Kristallen wird aus CFK-II konstruiert, da aufgrund der stärkeren Kühlleistung eine besondere Wärmeableitung innerhalb der Kristalleinheit nicht notwendig erscheint. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 7.13 dargestellt. Aus der Simulation ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg auf $24,154^{\circ}\text{C}$ auf der Eckkante des am stärksten erhitzten Kristalls mit einer maximalen Temperaturdifferenz von etwa $0,845^{\circ}\text{C}$. Allerdings ist dabei zu beachten, dass der Temperaturverlauf nicht mehr als linear betrachtet werden kann (siehe Abbildung 7.14 (links)). Daher ist es sinnvoll, den Temperaturverlauf in Längsrichtung genauer zu untersuchen. Für ei-

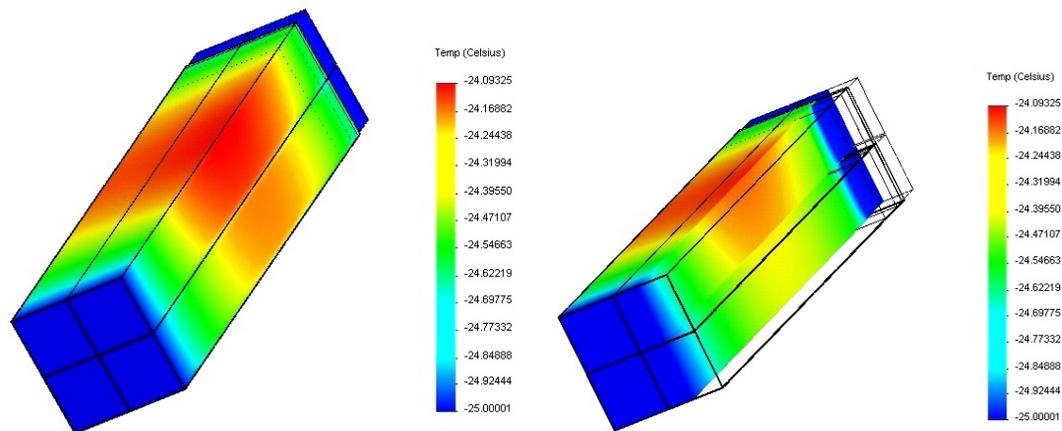


Abbildung 7.13: Situation einer Kristalleinheit mit Trennkreuz aus CFK-II im Randbereich unter Annahme einer zusätzlichen Frontkühlung auf -25°C . Die maximale Temperatur beträgt $24,154^{\circ}\text{C}$. Auf der Längsachse (mit der Position mit maximaler Temperatur als Aufpunkt) ist die zugehörige Temperatur an der Front $24,999^{\circ}\text{C}$ und an der Rückseite $24,384^{\circ}\text{C}$. Somit ergibt sich die maximale Temperaturdifferenz zu etwa $0,845^{\circ}\text{C}$. In der rechten Abbildung ist die Schnittansicht der Simulationsstudie dargestellt.

ne Abschätzung des maximalen Temperaturgradienten wurden die Koordinaten der maximal erreichbare Temperatur und die zugehörige Temperaturverteilung in Längsrichtung ermittelt. Auch hier wurde durch eine Integration des Gradienten über Intervalle von je 1 cm der mittlere Betrag des Temperaturgradienten in $^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ ermittelt, um eine Aussage über die Eignung dieser Konfiguration treffen zu können. Der mittlere Temperaturgradient wird insgesamt über einen Bereich von 3 cm im Frontbereich des Kristalls überschritten, was 15% der Gesamtlänge aus-

macht. Der maximale mittlere Temperaturgradient konnte mittels einer Fitfunktion (Polynom 1. Ordnung) zu $(0,1487 \pm 0,0006)^\circ\text{C}/\text{cm}$ bestimmt werden (Abbildung 7.14 (links)). Daher scheint es sinnvoll, eine Kühlung der Seitenfläche zu untersuchen, da die Wärme durch die seitliche Isolierung einen großen Einfluss auf die Temperaturinhomogenität besitzt. Dies soll im nächsten Fall behandelt werden.

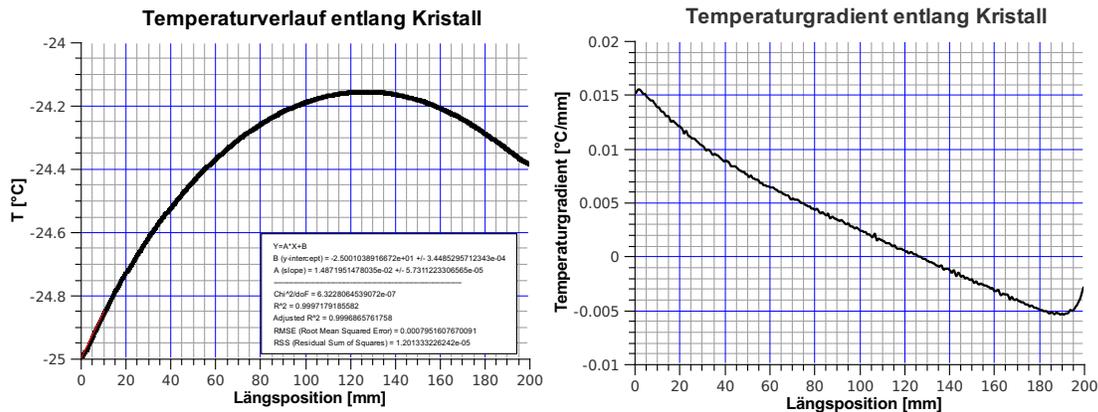


Abbildung 7.14: Links: Temperaturverlauf entlang der Kristallkante mit maximaler Erhitzung. Fittet man im Frontbereich über ein Intervall von 1 cm, so ergibt sich ein mittlerer, maximaler Temperaturgradient von $(0,1487 \pm 0,0006)^\circ\text{C}/\text{cm}$, was die Toleranzgrenze überschreitet. Rechts: Eine Integration des Temperaturgradienten über Intervalle von je 1 cm Breite zeigt, dass die Grenze über ein Intervall von 3 cm überschritten wird. Dies stellt 15% der gesamten Länge des Kristalls dar.

7.4.3 Seitenkühlung

Durch den Einsatz eines Kühlkreislaufs an den inneren und äußeren Isolations-Mantelflächen der Rückwärtsendkappe könnten die starken Wärmebelastungen der in den innersten und äußersten Kristallringen befindlichen Kristalle stark verringert werden, da der von außen einströmende Wärmefluss direkt vom Kühlsystem aufgenommen würde. Dies wurde im Folgenden simuliert. Im Fall der dreiseitig wärmebelasteten Kristalleinheit wurden die wärmeexponierten Seitenflächen der Alveole, entsprechend einer Kühlung der Seitenflächen, auf -25°C gesetzt. In Abbildung 7.15 ist die resultierende Temperaturverteilung dargestellt. Man erkennt einen deutlichen Temperaturanstieg an der Frontseite des linken unteren Kristalls, welcher als einziger Kristall nicht direkt gekühlt wird und daher der Einfluss der frontalen Erwärmung recht groß ist. Es ergibt sich ein Temperaturanstieg auf etwa $-24,918^\circ\text{C}$ auf der Frontfläche des Kristalls. Auch hier liegt kein linearer Temperaturgradient vor wie in einer Schnittansicht der Kristalleinheit (Abbildung 7.16) ersichtlich wird. Der Verlauf des Temperaturgradienten ist in Abbildung 7.17 (rechts) dargestellt. Eine Integration über Intervalle von 1 cm zeigt, dass die thermischen Anforderungen über den gesamten Kristall stets erfüllt werden. Die Temperaturverteilung entlang der am stärksten erhitzten Längsachse entlang des Kristalls (links) zu sehen. Der mittlere maximale Temperaturgradient von $(-0,0199 \pm 0,0003)^\circ\text{C}/\text{cm}$ lässt sich in diesem Fall aus einem linearen Fit über einen Bereich von 1 cm an der Frontseite des Kristalls ermitteln. Dieser Wert liegt weit

unter der Toleranzgrenze. Diese Konfiguration erfüllt somit die thermischen Anforderungen.

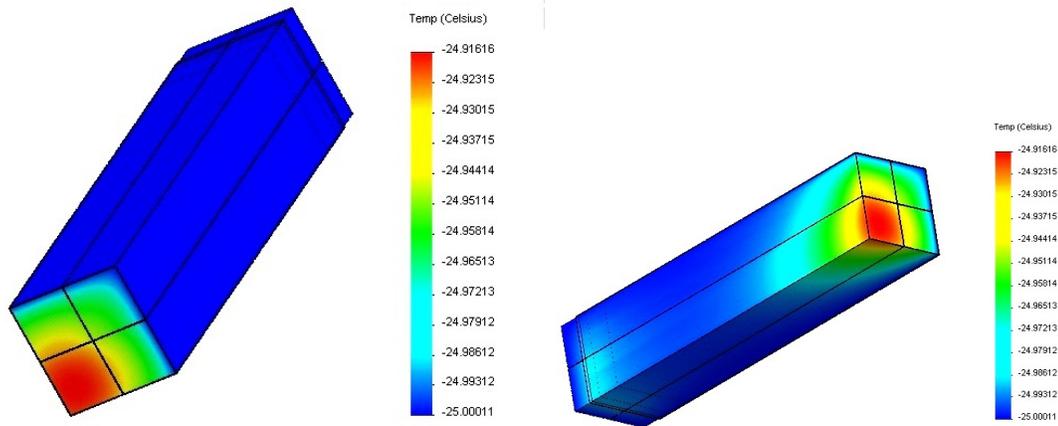


Abbildung 7.15: Links: Simulation einer Kristalleinheit mit einem Trennkreuz aus CFK-II mit maximaler Wärmebelastung von 3 Seiten (Front, obere und rechte Seitenfläche). Der linke, untere Kristall wird als einziger Kristall nicht direkt gekühlt und erfährt durch die eindringende Wärme durch die Frontseite eine maximale Temperaturvariation von $0,078^{\circ}\text{C}$ entlang des Kristalls. Der maximale Temperaturanstieg auf dieser Achse erfolgt an der Frontseite des Kristalls auf etwa $24,918^{\circ}\text{C}$. Rechts: Sicht auf die ungekühlten Außenflächen der Kristalleinheit.

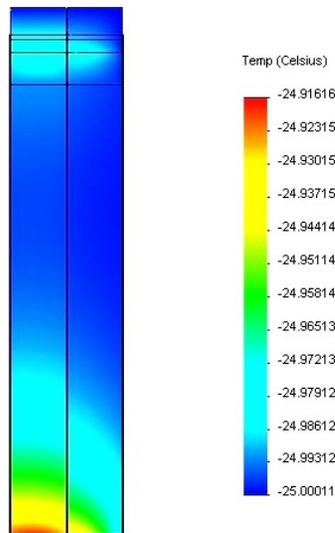


Abbildung 7.16: Schnitt durch die in Abbildung 7.13 dargestellte Kristalleinheit. Es ist eine deutliche Erwärmung an der Front des linken Kristalls zu erkennen. Da dieser Kristall im Gegensatz zu den anderen nicht unmittelbar gekühlt wird, kommt es an der Frontseite zu einer Erwärmung auf etwa $-24,918^{\circ}\text{C}$. Die minimale Temperatur innerhalb dieses Kristalls liegt bei etwa $-24,996^{\circ}\text{C}$, so dass hier eine absolute Differenz von $0,078^{\circ}\text{C}$ entsteht.

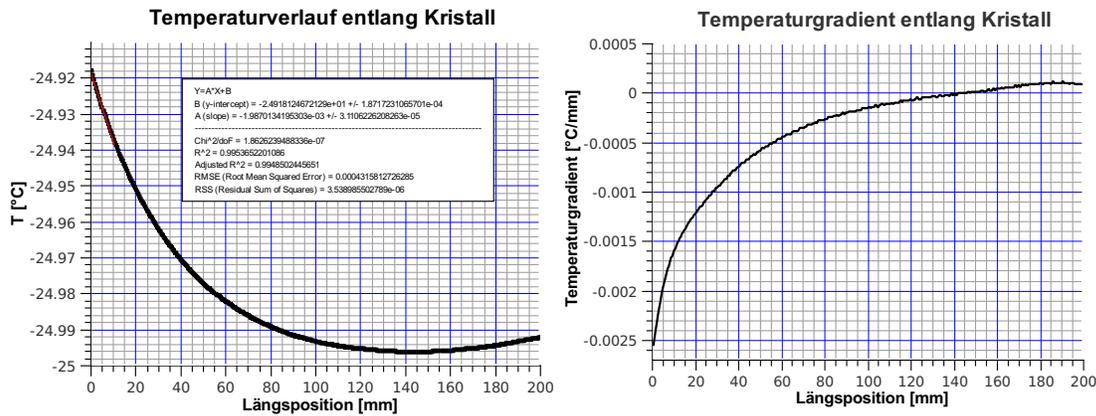


Abbildung 7.17: Rechts: Temperaturverlauf entlang der Achse mit dem stärksten Temperaturgefälle. Der maximale Betrag des Temperaturgradienten kann zu $(-0,0199 \pm 0,0003)^\circ\text{C}/\text{cm}$ bestimmt werden. Links: Temperaturgradient entlang der am stärksten erhitzten Längsachse.

7.4.4 Vergleich und Diskussion der Resultate

Zur besseren Übersichtlichkeit sollen hier noch einmal die Ergebnisse der Simulationen für den Randbereich der Rückwärtsendkappe zusammengefasst und diskutiert werden. In Tabelle 7.1 sind die drei verschiedenen Konfigurationen aus Kristalleinheit und gegebenenfalls zusätzlichem Kühlungssystem mit resultierendem Temperaturgradienten und absoluter Temperaturdifferenz innerhalb des am stärksten erhitzten Kristalls aufgelistet.

Konfiguration	Max. Temperaturdifferenz innerhalb Kristall [°C]	$\frac{\Delta T}{\Delta x_{max}}$ [°C/cm]
Aluminiumfolie an den wärmeexponierten Seiten	1,732	$-0,1546 \pm 0,0006$
Frontkühlung auf -25°C	0,845	$0,1487 \pm 0,0006$
Seitenkühlung auf -25°C	0,078	$-0,0199 \pm 0,0003$

Tabelle 7.2: Vergleich der Simulationsresultate der 4-Kristalleinheiten im Randbereich der Rückwärtsendkappe unter der Annahme einer größtmöglichen Wärmebelastung von Front- und zwei benachbarten Seitenflächen. Angegeben sind die maximalen Temperaturdifferenzen entlang der betrachteten Kristalle sowie die aus dem Temperaturverlauf ermittelten maximalen Temperaturgradienten. Die einzige Konfiguration, welche die Toleranzgrenze des Temperaturgradienten über die gesamte Länge des Kristalls erfüllt, ist die Kristalleinheit mit zusätzlicher Seitenkühlung auf -25°C .

Für die hohen thermischen Anforderungen der Rückwärtsendkappe sollte ein lokaler Temperaturgradient von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ entlang der Kristalle für jede Kristallposition eingehalten werden. Die Simulationen zeigten, dass es dabei je nach Position und Masse der betrachteten Kristalleinheit zu unterschiedlichen Temperaturverteilungen kommt. So entsteht im Fall einer inmitten anderer Kristalleinheiten positionierten Einheit ein weitgehend konstanter Temperaturgradient entlang des Kristalls. Dabei stellte sich die Konfiguration für eine Kristalleinheit aus 4 Kristallen

mit einer Alveole aus CFK-II mit hoher Wärmeleitfähigkeit als geeignet heraus.

Im Fall einer im Randbereich positionierten Kristalleinheit wird eine ausreichende Reduzierung des im ungünstigsten Fall zu hohen Temperaturanstiegs angestrebt. Dabei zeigt eine Konfiguration mit seitlich eingebrachten Aluminiumfolien zwar eine Reduzierung des maximalen Temperaturanstiegs um etwa $0,27^{\circ}\text{C}$ gegenüber der gleich konfigurierten Kristalleinheit ohne Aluminiumfolie (siehe Tabelle 7.1), hinsichtlich des Temperaturgradienten wird allerdings noch keine ausreichende Temperaturhomogenität erzielt. Ebenso verhält es sich im Fall einer zusätzlichen Kühlung der Frontfläche. Dort wird lokal ein ebenso hoher mittlerer Temperaturgradient erreicht, welcher mit $0,1487^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ über der Toleranzgrenze liegt. Die Konfiguration aus Rück- und Seitenkühlung jedoch erzeugt eine ausreichende Temperaturhomogenität innerhalb der Kristalleinheit, welche mit einem maximalen mittleren Gradienten von $-0,0199^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ weit unter der Toleranzgrenze liegt. Auch im Hinblick auf eine Materialeinsparung zur Vermeidung von Energieverlusten außerhalb der Kristalle ist es ratsam, die Kühlung der seitlichen Flächen einer frontalen Kühlung vorzuziehen.

7.5 Simulationen für die aktuelle Konfiguration der Rückwärtsendkappe

7.5.1 Massenarme Kristalleinheiten im Randbereich

Die spezielle Konfiguration der Rückwärtsendkappe erfordert eine gesonderte Betrachtung der massenarmen Kristalleinheiten, welche die Lücken zwischen den Kristalleinheiten mit 4 Kristallen und dem Rand der Halteplatte ausfüllen sollen. Dadurch soll eine optimale Ausnutzung des zu Verfügung stehenden Platzes gewährleistet werden. Der Nachteil dieser Kristalleinheiten mit einem oder zwei Kristallen im Randbereich kann eine besonders starke Erhitzung der Kristalle sein. In den folgenden Simulationen soll der Grenzfall untersucht werden, in dem die größtmögliche Wärmebelastung auf die Kristalleinheiten einwirkt. Dabei werden die Kristalleinheiten gleichzeitig an Frontfläche und zwei benachbarten Seitenflächen erwärmt. Die aus der Simulation gewonnenen Resultate können dann zur Eignungsprüfung des Kühlungs-systems und der Kristalleinheit verwendet werden. Dabei wird stets eine rückwärtige Kühlung auf -25°C und eine Vakuumisulationsverkleidung mit 60 Lagen Superisulationsfolie angenommen, der resultierende Wärmefluss pro Quadratmeter ergibt sich zu $11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Auch wird stets die Verlustleistung der Vorverstärker in die Simulation miteingebunden.

7.5.1.1 1-Kristall-Einheiten

Zunächst soll die Situation einer Einheit mit einem Kristall untersucht werden. Diese besteht aus einem Bleiwolframat-Kristall, welcher durch eine Kohlenfaseralveole umschlossen wird. Wie im Fall der 4-Kristalleinheiten befindet sich eine Reflektorfolie in unmittelbarem Kontakt zu den Kristallseitenflächen. Die Auslese und Befestigung an der Halteplatte erfolgt über das gleiche System aus PEEK-Geometrie und Aluminium-Insert wie im Falle aller Kristalleinheiten. Betrachtet man den Fall einer von der Frontseite und zwei benachbarten Seitenflächen erhitzte Kristalleinheit, so ergibt sich die in Abbildung 7.18 (links) gezeigte Temperaturverteilung. Dabei ist zu beachten, dass die erreichten Temperaturen insgesamt viel zu hoch liegen, was eine Reduzierung der Lichtausbeute zur Konsequenz hätte. Es wurde ebenfalls eine Schnittansicht durch die mittlere Symmetrieachse der Kristalleinheit erstellt (Abbildung 7.18, rechts). Der Temperaturverlauf an der rechten oberen Kristallkante ist in Abbildung 7.19 (links) als Funktion der Längsposition entlang des Kristalls aufgetragen und ergibt einen maximalen mittleren Temperaturgradienten von $(-0,5946 \pm 0,0091)^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ an der Rückseite des Kristalls. Die gesamte Temperaturdifferenz entlang des Kristalls ergibt sich zu $\Delta T \approx 3,794^{\circ}\text{C}$.

Daher sollte auch hier die Möglichkeit zusätzlicher Kühlungs-systeme in Betracht gezogen werden. Sollte im finalen Design der Rückwärtsendkappe eine Frontkühlung realisierbar sein, würde dies zu einer signifikanten Reduzierung des Temperaturgradienten entlang des Kristalls führen, wie in Abbildung 7.20 gezeigt ist. Entlang der rechten oberen Kristallkante, welche den größten Temperaturanstieg in Längsrichtung des Kristalls aufweist, ergibt sich dabei eine Differenz von $\Delta T \approx 2,485^{\circ}\text{C}$. Eine Schnittansicht der Kristalleinheit ist in Abbildung 7.20 (rechts) dargestellt.

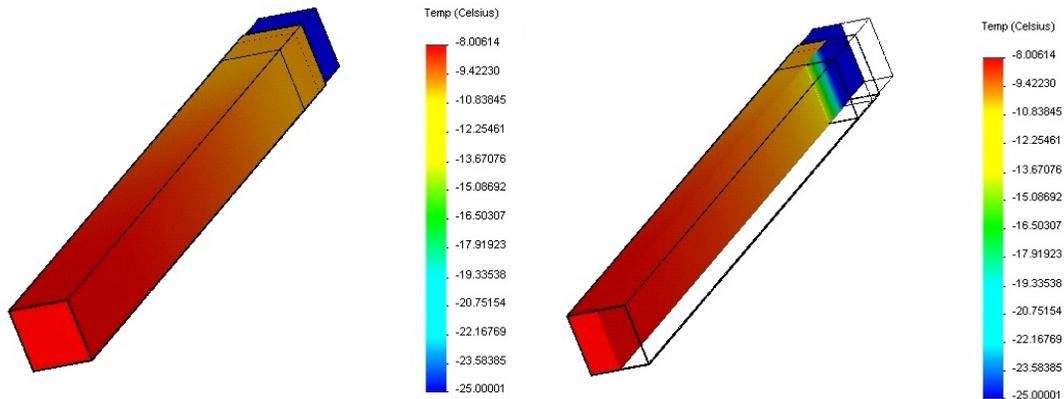


Abbildung 7.18: Links: Kristalleinheit mit maximal möglicher Wärmebelastung. Es wurde ein Wärmefluss von $11,7 \frac{W}{m^2}$ durch die Frontfläche und zwei benachbarte Seitenflächen (im Bild sichtbare obere und rechte Seite der Alveole) angenommen. Dies kann als der thermisch ungünstigste Fall angesehen werden und eignet sich daher als Referenzfall für die Abschätzung der notwendigen Kühlungssysteme und Konfiguration der Rückwärtsendkappe. Rechts: Schnittansicht der simulierten Kristalleinheit

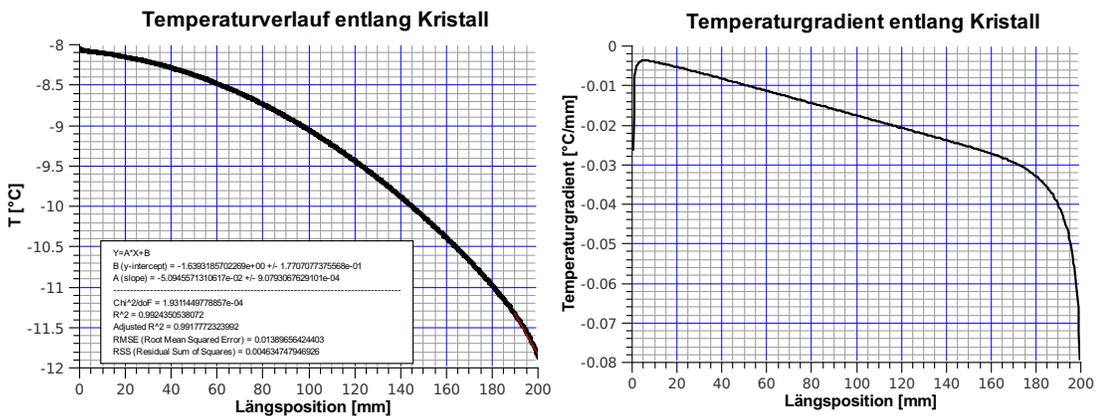


Abbildung 7.19: Links: Die Temperatur entlang des Kristalls fällt kontinuierlich ab, eine Fitkurve liefert als maximalen mittleren Temperaturgradienten $(-0,5946 \pm 0,0091)^\circ\text{C}/\text{cm}$. Jedoch werden dabei Temperaturen erreicht, welche insgesamt zu hoch liegen, so dass eine Verschlechterung der Lichtausbeute die Folge sein kann. Rechts: Der Verlauf des Temperaturgradienten stellt daher kein zuverlässiges Beurteilungskriterium dar.

Man erkennt einen deutlichen Temperaturanstieg innerhalb des Kristalls trotz zusätzlicher Frontkühlung auf -25°C . Auch in diesem Fall kann die erwünschte Temperaturhomogenität nicht erreicht werden: Es wird ein maximaler mittlerer Temperaturgradient in Längsrichtung von $(0,2694 \pm 0,0003)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite des Kristalls erzielt (Abbildung 7.21, links). Eine Integration des Temperaturgradienten über Intervalle von 1 cm zeigt, dass in diesem Fall die Toleranzgrenze über einen Bereich von 11 cm nicht eingehalten wird. Dies entspricht 55% der Gesamtlänge des Kristalls. Diese Konfiguration aus Kristalleinheit und Kühlsystem kann die

thermischen Anforderungen nicht erfüllen.

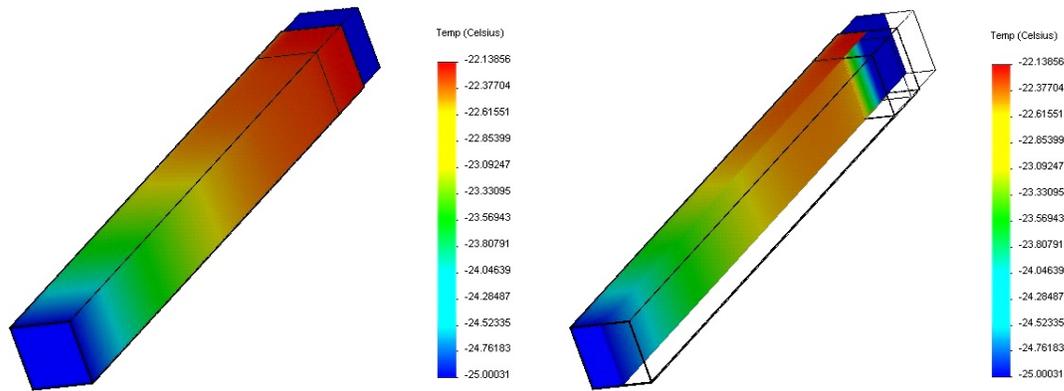


Abbildung 7.20: Links: Simulation eines alternativen Kühlungsarrangements: An der Frontseite der Alveole wird die Temperatur auf -25°C festgelegt. Dies soll den Fall einer Frontkühlung simulieren. Innerhalb des Kristalls wird ein Temperaturanstieg auf $-22,514^{\circ}\text{C}$ erreicht, bei minimal $-24,999^{\circ}\text{C}$. Es ergibt sich daher eine maximale Temperaturdifferenz von $2,485^{\circ}\text{C}$. Rechts: Schnittansicht der simulierten Kristalleinheit.

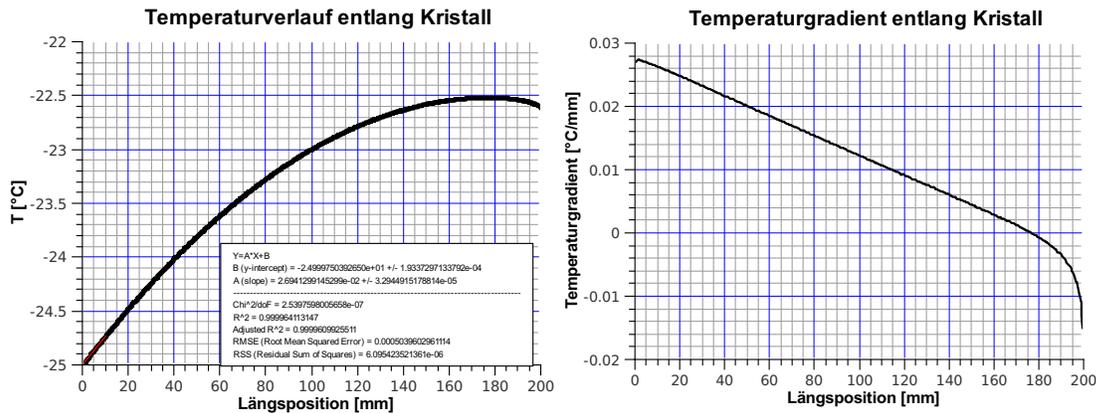


Abbildung 7.21: Die Temperatur entlang des Kristalls steigt kontinuierlich, betrachtet man den Temperaturgradienten (rechte Abbildung), so liegt der maximale Betrag bei $0,027^{\circ}\text{C}/\text{mm}$. Eine Fitkurve über 1 cm ergibt einen maximalen mittleren Gradienten von $(0,2694 \pm 0,0003)^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite des Kristalls, was den thermischen Anforderungen nicht gerecht wird. Die Toleranzgrenze von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ wird in diesem Fall über ein Intervall von 11 cm nicht erfüllt, was 55% der Gesamtlänge des Kristalls ausmacht.

Daher bietet es sich an, auch hier eine Kühlung der inneren und äußeren Seitenfläche der Rückwärtsendkappe zu simulieren. Auch hier soll der ungünstigste Fall der von drei Seiten gleichzeitig erhitzten Kristalleinheit mit einer Oberflächentemperatur der hitzebeanspruchten Flächen von -25°C zu betrachten. Die Simulationsresultate sind in Abbildung 7.22 dargestellt. In der rechten Abbildung ist eine Schnittansicht der Kristalleinheit zu sehen. Deutlich ist hierbei der Einfluss der Vorverstärker zu sehen, welche zu einer leichten Erwärmung des hinteren

Kristallendes führt. Der resultierende maximale Temperaturanstieg von $\Delta T \approx 0,044^\circ\text{C}$ ist in diesem Fall gering. Dazu wurde an der Position mit maximaler Temperatur in Längsrichtung des Kristalls gemessen. Um den mittleren maximalen Temperaturgradienten ermitteln zu können, ist auch hier ein linearer Fit im leicht erhitzten Frontbereich über ein Intervall von 1 cm ausreichend. Es ergibt sich ein mittlerer maximaler Betrag des Temperaturgradienten von $0,019^\circ\text{C}/\text{cm}$, was unter der Grenze von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ liegt und somit die thermischen Anforderungen erfüllt.

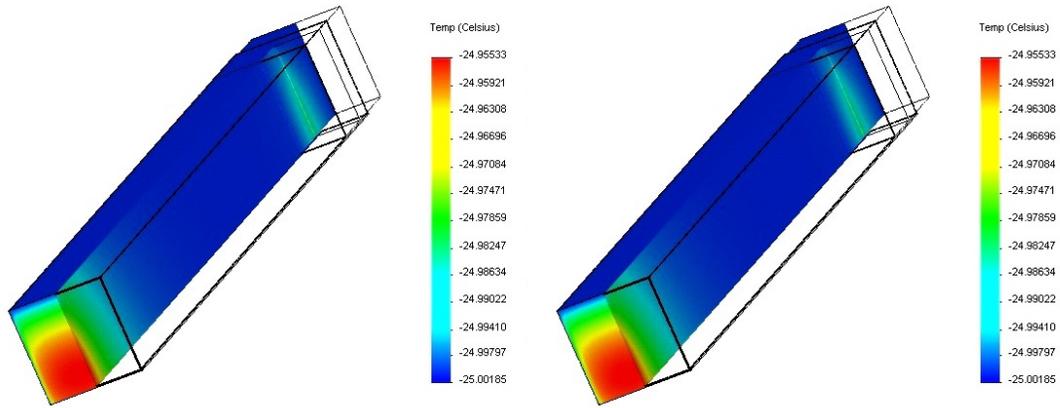


Abbildung 7.22: Simulation einer Kristalleinheit mit einem Kristall im Randbereich. Bei dreiseitiger Hitzebelastung reduziert eine Seitenkühlung den maximalen Temperaturanstieg auf $-24,955^\circ\text{C}$ auf der Frontseite des Kristalls. Deutlich ist auch der Einfluss der Vorverstärker auf die resultierende Temperaturverteilung zu erkennen, welcher die hintere Endfläche des Kristalls auf lediglich $-24,998^\circ\text{C}$ erwärmt und daher keinen merklichen Einfluss auf die resultierende Energieauflösung haben sollte. Die maximale Temperaturdifferenz innerhalb des Kristalls liegt bei $0,044^\circ\text{C}$.

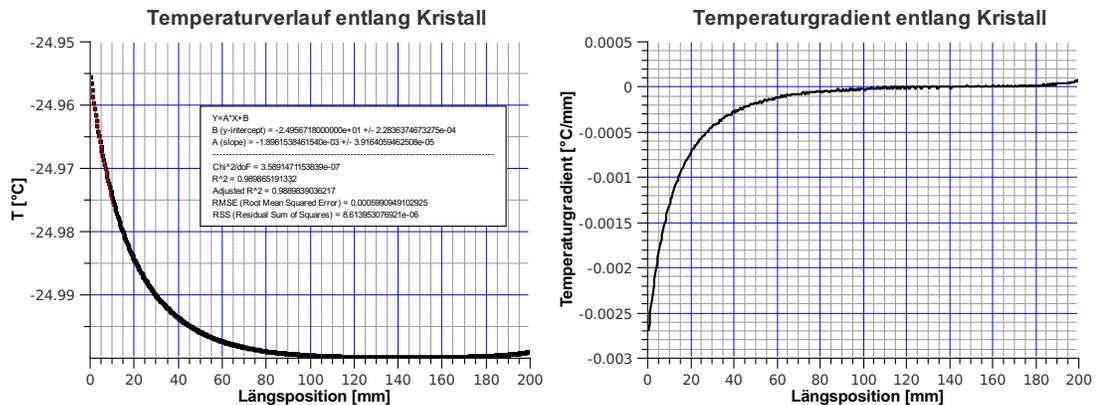


Abbildung 7.23: Links: Temperaturverlauf entlang des Kristalls. Es ergibt sich eine ausreichende Temperaturhomogenität. Eine Fitkurve über 1 cm ergibt einen maximalen mittleren Gradienten von $(-0,0190 \pm 0,0004)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite des Kristalls, was weit unter der Toleranzgrenze liegt. Lediglich an der Frontseite tritt eine leichte Erwärmung auf. Rechts: Der Verlauf des Temperaturgradienten zeigt einen maximalen Betrag von $0,0027^\circ\text{C}/\text{mm}$ an der Frontseite des Kristalls.

7.5.1.2 2-Kristall-Einheiten

Da in der Konfiguration der Rückwärtsendkappe auch Kristalleinheiten mit zwei Kristallen eingeplant wurden, sollen hier die Grenzfälle mit stärkster Wärmebelastung simuliert werden, wie bereits für die 1-Kristalleinheiten vorgenommen wurde. Zunächst wird auch hier der Fall einer dreiseitigen Wärmebelastung ohne zusätzliche Kühlsysteme untersucht. Die Simulationsstudie ist in Abbildung 7.24 (links) dargestellt. Es ist eine starke Erwärmung der Alveole durch die Wärmebelastung der beiden benachbarten Seitenfläche und der Frontseite der Alveole zu erkennen.

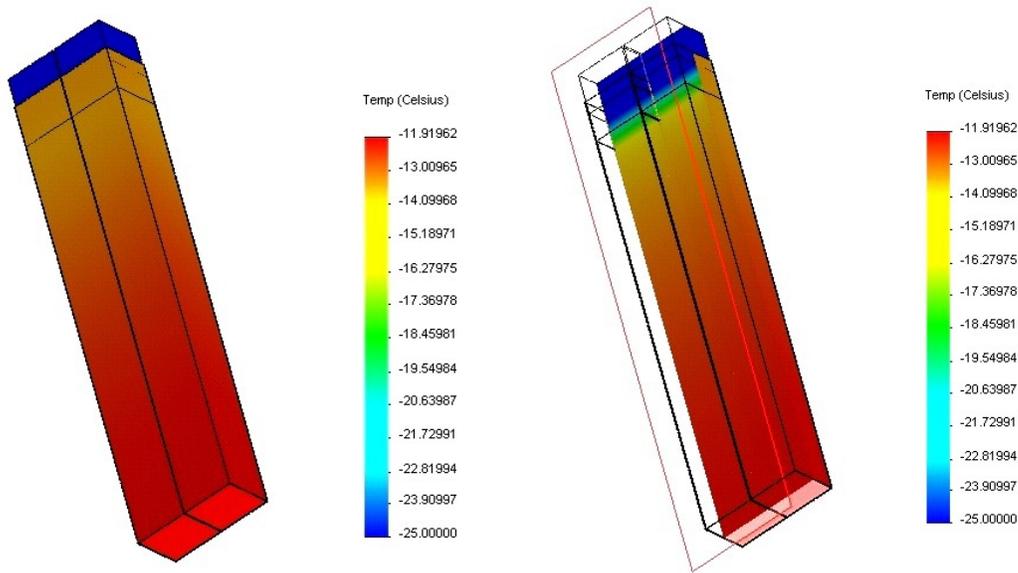


Abbildung 7.24: Simulation einer Kristalleinheit mit 2 Kristallen mit ausschließlich rückwärtiger Kühlung. Die Erwärmung der Kristalle führt zu einem maximalen Temperaturanstieg von $2,925^{\circ}\text{C}$ entlang der Kristalle. Die Temperaturwerte liegen zwischen $T_{max}=-11,929^{\circ}\text{C}$ und $T_{min}=-14,854^{\circ}\text{C}$ an der am stärksten erhitzten Kristallkante, an der sich die erhitzten Seitenflächen treffen.

Die durch die Seitenflächen der Alveole eindringende Wärme wird auf die beiden Kristalle übertragen, so dass mit einem starken Anstieg der Temperaturwerte über den gesamten Kristall gerechnet werden muss. Es kommt zu einem maximalen Temperaturanstieg innerhalb der Kristallvolumina auf $-11,93^{\circ}\text{C}$, was deutlich zu hoch ist. Das Temperaturminimum beträgt auf dieser Längsachse maximalen Temperaturanstiegs $-14,86^{\circ}\text{C}$, so dass über die gesamte Länge des Kristalls insgesamt zu Temperaturen erreicht werden, so dass mit einer signifikanten Reduzierung der Lichtausbeute gerechnet werden muss. Die Situation innerhalb der Kristalleinheit ist in einer Schnittansicht in Abbildung 7.24 (rechts) einsehbar. Die rückwärtige Kühlung trägt kaum zur Kühlung der Kristalle bei, der hohe Wärmeeintrag in Relation zu der erhitzten Gesamtmasse dominiert die Temperaturentwicklung innerhalb der Kristalleinheit.

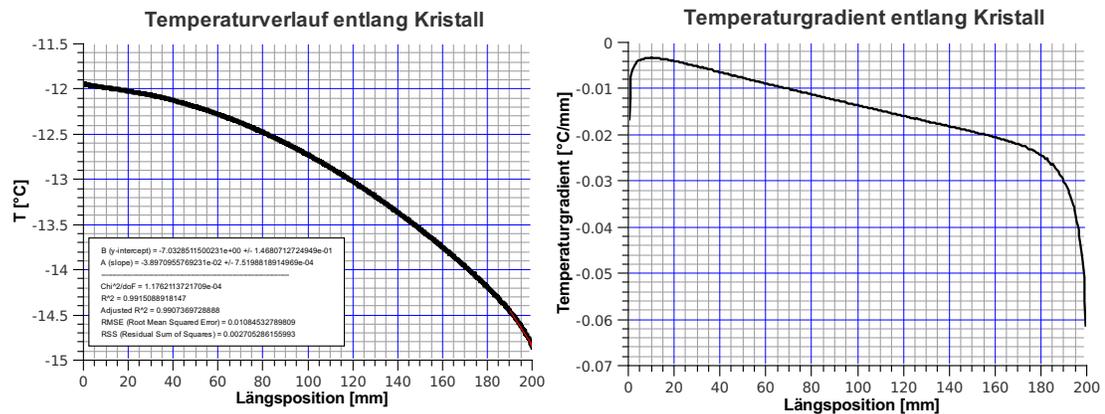


Abbildung 7.25: Links: Temperaturverlauf entlang der dreiseitig erwärmten Kristalle. Ein linearer Fit über den Bereich stärkster Steigung am rückwärtigen Ende des Kristalls liefert einen maximalen mittleren Temperaturgradienten von $(-0,3897 \pm 0,0075)^\circ\text{C}/\text{cm}$. Da über die gesamte Kristalllänge Temperaturen herrschen, welche wesentlich höher als die erforderlichen -25°C sind, ist diese Konfiguration ohne ein zusätzliches Kühlsystem unbrauchbar. Rechts: Die Integration des Temperaturgradienten über Intervalle von 1 cm hat zum Ergebnis, dass über ein Intervall von 13 cm die Toleranzgrenze überschritten wird, was 65% der Gesamtlänge des Kristalls ausmacht.

Der Temperaturverlauf entlang der am stärksten erhitzten Kristallkante ist in Abbildung 7.25 dargestellt. Mittels Fitgerade kann auch hier der maximale mittlere Temperaturgradient mit $(-0,3897 \pm 0,0075)^\circ\text{C}/\text{cm}$ am rückwärtigen Ende des Kristalls ermittelt werden. Der Verlauf des Temperaturgradienten ist in Abbildung 7.25 aufgetragen. Eine Integration über Intervalle von 1 cm zeigt eine Überschreitung der Toleranzgrenze über ein Intervall von 13 cm, was 65% der Gesamtlänge des Kristalls entspricht. Die Temperaturen entlang der gesamten Ausdehnung des Kristalls liegen viel zu hoch, so dass der Einsatz eines zusätzlichen Kühlsystems notwendig erscheint. Daher sollen auch hier zwei Fälle mit zusätzlicher Kühlung in Analogie zu den simulierten Situationen in Abschnitt 7.5.1.1 behandelt werden. Interessant dabei ist der Einfluss der unterschiedlichen Massen der Kristalleinheiten auf den sich ergebenden Temperaturgradienten. So kann im Vergleich zwischen einer Einheit mit einem einzelnen Kristall und der Einheit mit zwei Kristallen ohne zusätzliche Kühlung bereits eine Differenz von $0,85^\circ\text{C}$ beobachtet werden, welche hauptsächlich auf den Massenunterschied zurückzuführen ist. Daher stellen die masseärmsten Kristalleinheiten mit nur einem Kristall eine Art Referenzfall dar. Unter der Voraussetzung, dass diese den thermischen Anforderungen für eine ausreichende Energieauflösung genügen sollen, muss die Wahl eines zusätzlichen Kühlsystems für die Rückwärtsendkappe den Anforderungen des Referenzfalls angepasst werden.

Zunächst soll auch hier der Fall einer Frontkühlung der Kristalleinheiten betrachtet werden. In Abbildung 7.26 ist die resultierende Temperaturverteilung entlang der Kristalleinheit zu sehen. Es ergibt sich eine maximale Temperaturdifferenz innerhalb des Kristalls von etwa $1,913^\circ\text{C}$ mit einem maximalen mittleren Temperaturgradienten von $(0,2313 \pm 0,0005)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite der Kristalle (Abbildung 7.27, links). Die Toleranzgrenze von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ wird in diesem Fall über ein Intervall von 10 cm nicht erfüllt, was 50% der Gesamtlänge des Kristalls

ausmacht.

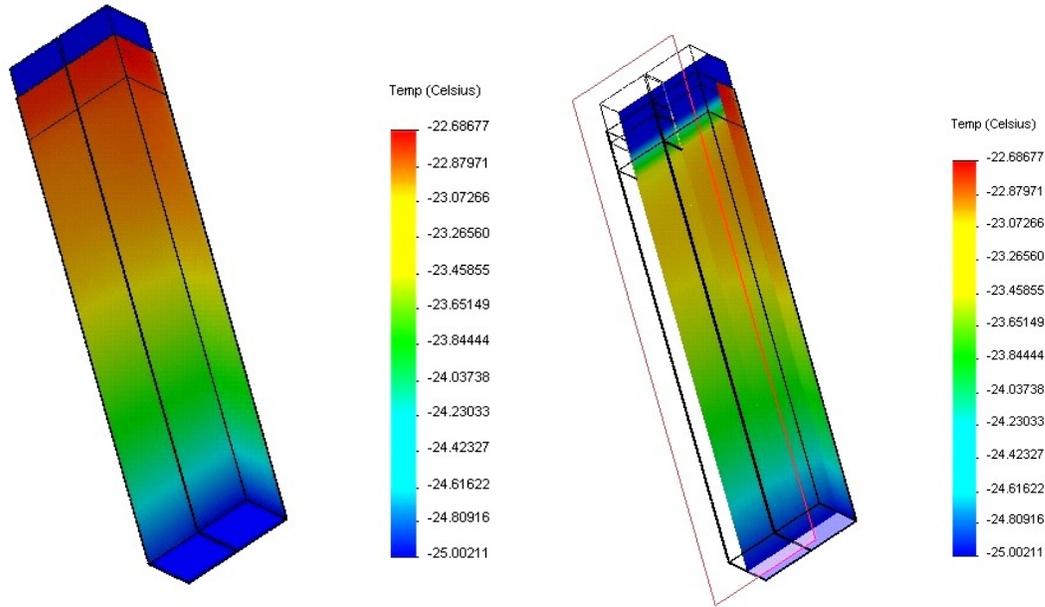


Abbildung 7.26: Simulation der Situation mit Frontkühlung auf -25°C . Die sichtbaren Seitenflächen sind in diesem Fall die unbelasteten Oberflächen, es sind deutliche Erwärmungen im rückwärtigen Bereich des Kristalls zu erkennen. Die Temperaturwerte entlang der Kristalle liegen zwischen $T_{max} = -23,086^{\circ}\text{C}$ und $T_{min} = -24,999^{\circ}\text{C}$ an der am stärksten erhitzten Kristallkante.

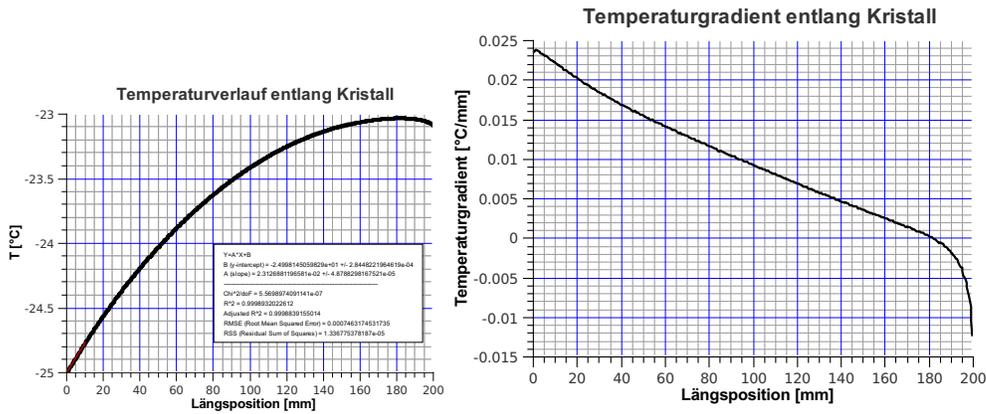


Abbildung 7.27: Die Temperatur entlang des Kristalls steigt kontinuierlich, betrachtet man den Temperaturgradienten (rechte Abbildung), so liegt der maximale Betrag bei $0,02313^{\circ}\text{C}/\text{mm}$. Ein linearer Fit über ein Intervall von 1 cm ergibt einen maximalen mittleren Gradienten von $(0,2313 \pm 0,0005)^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite des Kristalls, was den thermischen Anforderungen nicht gerecht wird. Die Integration über Intervalle von 1 cm ergibt eine Überschreitung der Toleranzgrenze von $0,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ über ein Intervall von 10 cm, was 50% der Gesamtlänge des Kristalls ausmacht.

Alternativ zur Kühlung der Frontseite ist die Auswirkung einer Kühlung der Seitenflächen in Abbildung 7.28 dargestellt. Es ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg entlang der Kristalle von etwa $0,047^{\circ}\text{C}$. Der mittlere maximale Temperaturgradient ergibt sich zu $\frac{\Delta T}{\Delta x}_{max} \approx -0,0187^{\circ}\text{C}/\text{cm}$, was im Hinblick auf die thermische Homogenität innerhalb der Kristalle ausreichend ist und weit unterhalb der Grenze liegt.

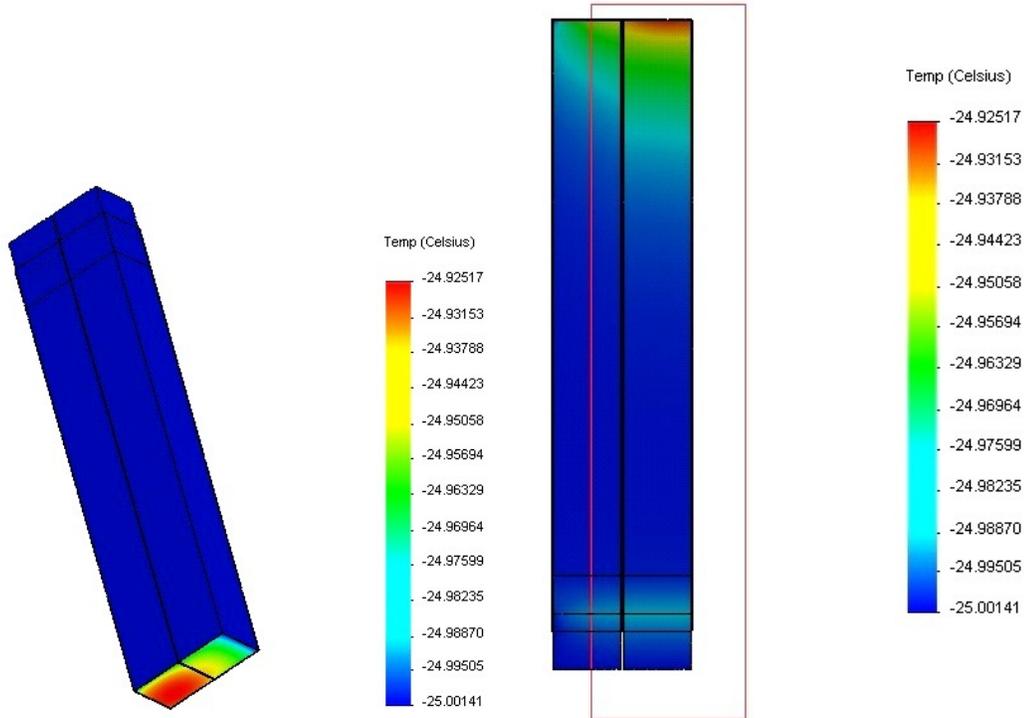


Abbildung 7.28: Links: Simulation einer alternativen Seitenflächenkühlung im Fall einer Kristalleinheit mit zwei Kristallen. Da nur ein Kristall von zwei Seitenflächen gleichzeitig gekühlt wird, kommt es zu einem ungleichen Temperaturanstieg innerhalb der Kristalle. Rechts: Schnittansicht durch die Kristalleinheit mit Seitenflächenkühlung. Es entsteht eine leichte Erhitzung an der Frontseite des rechten Kristalls auf $-24,953^{\circ}\text{C}$. Der Einfluss der Vorverstärker wird auch hier sichtbar, führt aber nicht zu einer erheblichen Beeinträchtigung der Funktionalität der Kristalle, da der Temperaturanstieg nur minimal ist (max. $0,047^{\circ}\text{C}$ innerhalb des rechten Kristalls).

Man erkennt auch hier den großen Einfluss einer Kühlung der Seitenflächen auf die Temperaturhomogenität der Kristalle im Randbereich. Allein diese Konfiguration erzielt den nötigen maximalen Temperaturgradienten um eine ausreichende Energieauflösung zu garantieren. Der maximale Betrag des Temperaturgradienten (Abbildung 7.29 (rechts)) ergibt sich zu $0,0026^{\circ}\text{C}/\text{mm}$ an der Frontseite des Kristalls. Diese Konfiguration aus Kristalleinheit und Seitenkühlung verspricht eine gute Temperaturhomogenität innerhalb der Kristalle im Randbereich.

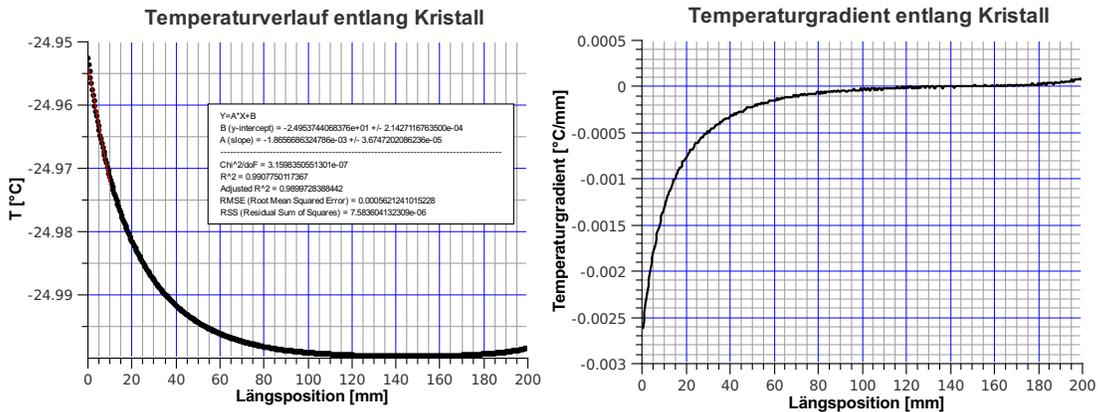


Abbildung 7.29: Links: Temperaturverlauf entlang des Kristalls. Es ergibt sich eine ausreichende Temperaturhomogenität über den gesamten Bereich des am stärksten erhitzten Kristalls. Eine Fitkurve über 1 cm ergibt einen maximalen mittleren Gradienten von $(-0,0187 \pm 0,0004)^\circ\text{C}/\text{cm}$ an der Frontseite des Kristalls, was weit unter der Toleranzgrenze liegt. Lediglich an der Frontseite tritt eine leichte Erwärmung auf. Rechts: Der maximale Gradient liegt bei $-0,0026^\circ\text{C}/\text{mm}$, es ergibt sich insgesamt eine gute Temperaturhomogenität innerhalb des Kristalls.

7.5.2 Vergleich und Diskussion der Resultate

Um einen besseren Überblick über die Resultate zu erhalten, sollen hier die Ergebnisse der Simulationen massenarmer Kristalleinheiten im Randbereich zusammengefasst werden:

	1-Kristalleinheit		2-Kristalleinheit	
Konfiguration	$\overline{\frac{\Delta T}{\Delta x}}_{max} [^\circ\text{C}/\text{cm}]$	$\Delta T_{max} [^\circ\text{C}]$	$\overline{\frac{\Delta T}{\Delta x}}_{max} [^\circ\text{C}/\text{cm}]$	$\Delta T_{max} [^\circ\text{C}]$
Ohne zusätzliche Kühlsysteme	$-0,5946 \pm 0,0091$	3,794	$-0,3897 \pm 0,0075$	2,925
Frontkühlung auf -25°C	$0,2694 \pm 0,0003$	2,485	$0,2313 \pm 0,0005$	1,913
Seitenkühlung auf -25°C	$-0,0190 \pm 0,0004$	0,044	$-0,0187 \pm 0,0004$	0,047

Tabelle 7.3: Vergleich der Simulationsergebnisse der 4-Kristalleinheiten im Randbereich der Rückwärtsendkappe unter der Annahme einer größtmöglichen Wärmebelastung von Front- und zwei benachbarten Seitenflächen ($11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$).

Betrachtet man die unterschiedlichen Fälle, so scheint es sinnvoll, den ungünstigsten Fall maximaler Erwärmung der Kristalle als Beurteilungskriterium zu wählen. Wird die Rückwärtsendkappe im Randbereich mit den obigen massenarmen Kristalleinheiten bestückt, so müssen diese für eine noch gute Energieauflösung von 6% einen maximalen Temperaturgradienten von $0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ entlang der Kristalle aufweisen. In den Simulationen wurde ersichtlich, dass dies lediglich im Fall eines zusätzlichen Kühlsystems der äußersten und innersten Seitenflächen gewährleistet ist. In diesem Fall kann auf eine Frontkühlung verzichtet werden, was zu einer Minimierung zusätzlichen Materials vor den Kristallen führt. Daher kann die mögliche Schauerbildung in diesem Material vor dem Erreichen der sensitiven Detektormaterie reduziert werden.

Da eine Seitenkühlung sämtliche Überhitzungsgefahren bannt, kann für die Konfiguration der Kristalle eine möglichste einfache Variante in Betracht gezogen werden. Das epoxidharzverstärkte Kohlefasermaterial mit hoher Wärmeleitfähigkeit in Richtung der Fasern hat sich in den Simulationen zu einer deutlichen Verbesserung der Temperaturhomogenität geführt. So ist eine Reduzierung der Temperaturdifferenz von $0,25^{\circ}\text{C}$ entlang eines Kristalls in der 4-Kristalleinheit mit ausschließlich einer Fronthitzebelastung von $11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ allein auf die höhere Wärmeleitfähigkeit der Alveole zurückzuführen (vgl. Abbildung 7.2 und 7.9). Dabei kann das Trennkreuz zwischen den Kristallen aus dem gleichen Material wie die Alveole gefertigt werden. Auch auf zusätzliche Metallfolien innerhalb der Kristalleinheiten kann verzichtet werden, da die Kühlung der Seitenflächen zur Homogenisierung der Temperaturverteilung innerhalb der Kristalle ausreicht.

7.6 Simulationen für einen Vergleich zwischen PMI- und Vakuumisolation

In diesem Abschnitt sollen die Auswirkungen verschiedener Isolationskonzepte auf den resultierenden Temperaturgradienten und -verlauf in einem Kristall untersucht werden. Dieser soll von einer maximalen Zahl nächster Nachbarn umgeben sein, es soll also nur der Wärmeeintrag durch die Frontisolierung betrachtet werden, sowie die Verlustleistung der Vorverstärker mit je 150 mW pro Kristall. Das Material der Alveole ist CFK-II, es wird ein Trennkreuz aus Aluminium eingebracht. Es sollen insgesamt 4 Fälle betrachtet werden. Dabei werden die bereits in Abschnitt 6.2.4.2 berechneten Wärmeflüsse durch die Vakuum- beziehungsweise PMI-Isolation als Eingabeparameter verwendet. Die zugehörigen Simulationen sind in Anhang D einsehbar (Abbildungen D.5 und D.6). Zum Vergleich sollen die analytisch ermittelten Temperaturdifferenzen entlang eines PWO-II Kristalls mit der jeweiligen Wärmebelastung durch die Frontfläche aufgeführt werden. Der sich ergebende Temperaturverlauf entlang der Kristalle ist in Abbildung 7.30 dargestellt. Man erkennt einen Temperaturabfall entlang der Kristalle, welcher in guter Näherung als linear betrachtet werden kann.

Die Vakuumisolation mit 60 Lagen Superisolationsfolie verursacht den kleinsten Temperaturanstieg entlang der Kristalle im Vergleich zu den anderen Isolationen. Es ergibt sich in diesem Fall eine Variation von lediglich $0,38^{\circ}\text{C}$ entlang des Kristalls mit einem mittleren Temperaturgradienten von $-0,019 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{cm}$. Die PMI-Isolation bewirkt erwartungsgemäß einen stärkeren Temperaturabfall entlang der Kristalle als im Fall einer Vakuumisolation. Der Wärmefluss durch die Frontisolierung ergab sich zu $63,82 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, wie in Abschnitt 6.2.4.1 errechnet wurde. Die entsprechende Simulation ist im Anhang D einsehbar (Abbildung D.6 (rechts)). Der Temperaturverlauf (Abbildung 7.30) zeigt im Fall der PMI-Isolation eine gesamte Temperaturdifferenz entlang der Kristalle von $2,08^{\circ}\text{C}$ mit einem Betrag des Temperaturgradienten von $0,106^{\circ}\text{C}/\text{cm}$, was über der Toleranzgrenze liegt. Da dies der Fall einer nur von vorne erhitzten Kristalleinheit ist, muss im Fall von im Randbereich befindlichen Kristallen mit einer stärkeren Erhitzung gerechnet werden, was zu einer deutlichen Überschreitung der Toleranzgrenze des Temperaturgradienten führen würde. Daher ist dieses Isolationsprinzip nicht geeignet, um eine gute Energieauflösung zu erhalten.

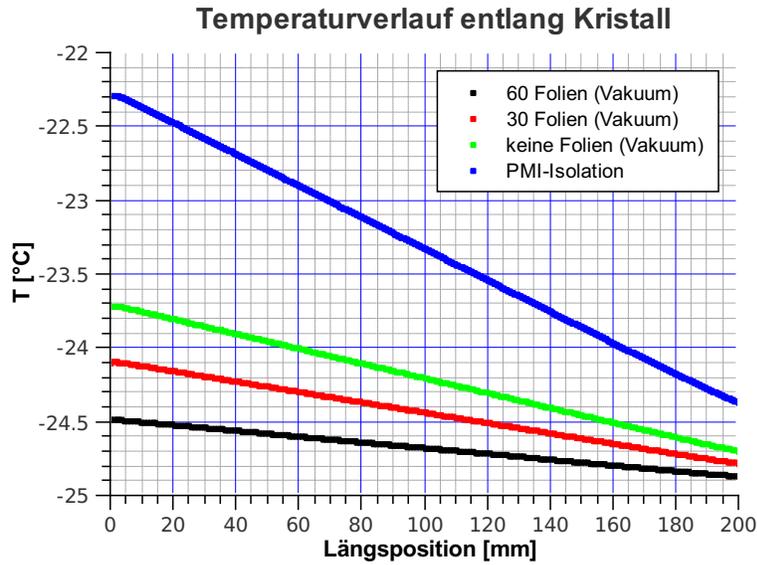


Abbildung 7.30: Temperaturverlauf entlang der Kristalle bei unterschiedlichen Wärmeflüssen durch die Isolationsschicht. Betrachtet wird die Situation einer Kristalleinheit im mittleren Bereich der Endkappe, welche von anderen Einheiten umschlossen ist. Das Material der Alveole ist CFK-II, für das Trennkreuz zwischen den Kristallen wurde Aluminium angenommen. Deutlich zeichnet sich die Vakuumisolation mit 60 Lagen Superisulationsfolie als bestmögliche der untersuchten Isolationen ab. Es ergibt sich in diesem Fall eine Variation von lediglich $0,38^{\circ}\text{C}$ entlang des Kristalls mit einem mittleren Temperaturgradienten von $-0,019^{\circ}\text{C}/\text{cm}$. Erwartungsgemäß ergibt sich ein starker Temperaturabfall von $-2,08^{\circ}\text{C}$ entlang eines Kristalls im Fall einer PMI-Isolation (blau). Der resultierende Wärmefluss durch die PMI-Isolation wurde mit $63,82 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ in die Simulation eingebracht.

Anzahl Folien	$\dot{Q}[\frac{\text{W}}{\text{m}^2}]$	$\overline{\frac{\Delta T}{\Delta x}}_{Sim} [^{\circ}\text{C}/\text{cm}]$	$\Delta T_{Sim} [^{\circ}\text{C}]$	$\Delta T = \frac{QL}{\lambda A} [^{\circ}\text{C}]$
60	11,70	-0,0195	0,38	0,73
1	21,13	-0,0350	0,68	1,30
0	29,98	-0,0500	0,98	1,86
PMI-Isolation	63,82	-0,106	2,08	3,97

Tabelle 7.4: Vergleich der Simulationsergebnisse mit den analytisch errechneten Temperaturunterschiede entlang der Kristalle. Der mittlere Temperaturgradient wurde durch einen Geradenfit ermittelt, dabei entsprechen liegen die Fehler der Geradensteigung in der Größenordnung von $10^{-6}^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ bis $10^{-7}^{\circ}\text{C}/\text{cm}$. Sie können daher vernachlässigt werden.

In Tabelle 7.4 sind die aus den Simulationen gewonnenen Daten im Vergleich zu den errechneten Temperaturdifferenzen aufgelistet. Der Vergleich der Simulationsergebnisse für die Vakuumisolation zeigt erwartungsgemäß eine Zunahme des absoluten Temperaturunterschiedes entlang des Kristalls ΔT_{Sim} mit abnehmender Folienzahl. Der mittlere Temperaturgradient $\overline{\frac{\Delta T}{\Delta x}}_{Sim} [^{\circ}\text{C}/\text{cm}]$ wurde durch eine Fitgerade ermittelt, der Fehler des Fitparameter liegt in der Größenordnung von $10^{-6}^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ bis $10^{-7}^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ und wird daher vernachlässigt. Im Vergleich

zwischen den Ergebnissen aus Simulation und einfacher analytischer Berechnung liegt erwartungsgemäß eine Diskrepanz vor (Tabelle 7.4). Diese entsteht durch den Einfluss der umliegenden Materie auf die Kristalle. Durch die Wahl eines wärmeleitfähigen Materials für die Alveole wird die Abführung der Wärme durch die Alveole erleichtert. So sind die aus der Simulation stammenden Werte erwartungsgemäß kleiner als die für einen einzelnen PWO-Kristall errechneten. Das beste Resultat wird im Fall einer Vakuumisolation mit 60 Lagen Superisolationsfolie innerhalb der Vakuumkammer erzeugt.

7.7 Fehlerquellen

Die vorgenommenen Simulationen und die daraus abgeleiteten Ergebnisse sind durch einige Einflüsse als fehlerbehaftet zu betrachten. Dazu zählt zunächst die vereinfachte Geometrie der gesamten Kristalleinheit. Die komplexe Struktur der Bauteile und ihrer Kontaktflächen wurden in diesem Simulationsprogramm nicht simuliert, da ein mehrfaches an Rechenaufwand nötig wäre, um die realitätsgetreue CAD-Geometrie zu vernetzen. Die Vereinfachung der Geometrien und damit verbunden ihrer Kontaktflächen untereinander führen daher zu Abweichungen in der simulierten Temperaturverteilung. Eine Analyse der Temperaturgradienten ist somit fehlerbehaftet und liefert daher Schätzwerte der gesuchten Daten. Eine Abschätzung der intern aus der Simulation stammenden Ungenauigkeiten der Temperaturverteilung erweist sich als schwierig. Eine Vergleichsmöglichkeit zu den Simulationsergebnissen bieten Messergebnisse aus thermischen Messungen an einem Testaufbau mit der jeweils relevanten Konfiguration aus Kristalleinheit und Kühlsystem.

Die Festsetzung einer Fläche auf exakt -25°C stellt eine Näherungslösung dar, welche in der Realität nicht erreicht wird. Ein Kühlungssystem, welches aus kühlmitteldurchflossenen Rohren auf einer wärmeleitenden Platte besteht, wird im Normalfall einen Temperaturanstieg entlang der Rohre erfahren, da das Kühlmittel sich beim Durchgang durch das Leitungssystem erwärmt. Dabei entstehen Temperaturinhomogenitäten auf der gekühlten Montageplatte, welche sich auf die Innentemperatur des Detektors niederschlagen können. Diese sollten jedoch durch eine gute Konzeption des Kühlsystems so gering gehalten werden, dass keine großen Auswirkungen auf die Kristalle entstehen. In den Simulationen wurde die Kühlung direkt an die rückwärtige Fläche des Insert gelegt. Aktuelle Entwürfe sehen jedoch ein Einbringen der Kühlrohre in die Montageplatte vor, so dass eine weitere Barriere in Form der Montageplatte hinzukommt. Im stationären Gleichgewicht sollte dies jedoch keine großen Auswirkungen auf die Temperaturverteilung an den Kontakten zwischen Inserts und Montageplatte haben. Insgesamt sollten die Resultate daher als Abschätzungshilfe gewertet werden, welche die Wahl einer Konfiguration aus Kristalleinheit und Kühlsystem erleichtern sollen.

Eine Idealisierung stellt außerdem die thermischen Abschirmung durch benachbarte Kristalleinheiten in der Simulation dar. In den Simulationen wurden stets vollständig abgeschirmte Seitenflächen angenommen, wenn die entsprechende Seitenfläche an Nachbarkristalleinheiten angrenzte. Im realen Aufbau befinden sich die Kristalleinheiten auf kleinem Abstand von unter einem Millimeter, daher ist eine freie Konvektion der Luft vernachlässigbar. Denkbar wäre jedoch ein Einfluss erzwungener Konvektion, was nicht in die Simulation integriert wurde. Durch einen solchen Einfluss könnten sich die Temperaturprofile der Kristalle leicht zu höheren Temperaturen verschieben, daher ist es ratsam, eine ausreichende Pufferzone bis zum maximal erlaubten Temperaturgradienten einzuplanen.

Kapitel 8

Test eines Vakuumisolationsschildes

8.1 Aufbau des Vakuumisolationsschildes

Die Qualität und Umsetzbarkeit des Vakuumisulationsprinzips des Detektors sollte vor der endgültigen Planung und Umsetzung zunächst einigen Tests unterzogen werden. Hier soll nun ein Teil aus dem mittleren Bereich der Frontisolierung untersucht werden, so dass stetige Randbedingungen angenommen werden können. Es wird dazu ein Teil der Frontisolierung unter Verwendung der für den finalen Aufbau geplanten Materialien aufgebaut und im Testbetrieb auf thermische und mechanische Aspekte hin untersucht. Zusätzlich soll das -25°C kalte Innere der Rückwärtsendkappe durch eine Kühlung der Kohlenfaserplatte nachempfunden werden. Dazu wird auf die CFK-Platte eine Kupferplatte mit Kühlungsrohren gebracht, welche eine Kühlung auf die gewünschte Temperatur ermöglichen soll. Die Kupferplatte soll dabei für eine möglichst homogene Temperaturverteilung auf der CFK-Platte sorgen. Die Innenseite des Vakuumschildes soll durch eine 1,4 mm dünne CFK-Platte geschlossen werden. In den Abbildungen 8.1 und 8.2 ist ein Entwurf für den Vakuumtestaufbau dargestellt.

Die geringe Volumenveränderung der CFK-Platte bei starken Temperaturänderungen des Materials ist dabei von großen Vorteil. So sollen mechanische Spannungen im Aufbau aufgrund von thermisch bedingter Volumenveränderungen während des Kühlungsprozesses vermieden werden. Auf der Außenseite wird eine 2 mm dünne Aluminiumplatte verwendet, welche eine gute Wärmeverteilung gewährleisten soll sowie gute Stabilität aufweist. Im Zwischenraum soll ein Vakuum von der Größenordnung 0,01 mbar erzeugt werden. Dies soll die Wärmeübertragung durch Konvektion (und auch im geringen Maße Wärmeleitung) vermindern. Die Stabilität der beiden Platten, welche das Vakuum begrenzen, wird durch zahlreiche Abstandhalter erzielt. Diese sollen eine äußerst geringe Wärmeleitfähigkeit besitzen, um keine zusätzliche Wärmebelastung des kalten Innenraumes zu verursachen. Auch sollten sie trotzdem eine gute Stabilität aufweisen. Es werden in diesem Testaufbau Abstandhalter (spacer) der Maße $15 \times 15 \text{ mm}^2$ aus Rohacell verwendet. Sie machen damit etwa 11% der gesamten Fläche der Isolierung aus. Um Wärmestrahlung durch das Vakuum möglichst zu reduzieren, werden auch hier Superisulationsfolien innerhalb des Vakuums eingebracht. Die Messungen sollen sodann mit unterschiedlicher

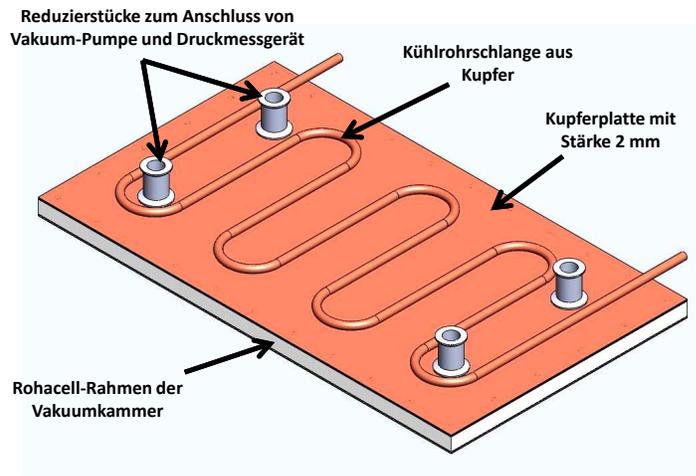


Abbildung 8.1: Konzeption des Kühlsystems für den Vakuumschildtestaufbau

Anzahl von Folienlagen wiederholt werden, um den Effekt der Folien u.a. auch auf die Konvektion der Restluft innerhalb des Vakuums zu untersuchen. Die Ränder des Teststückes sollen eine stetige Fortsetzung der thermischen Gegebenheiten ermöglichen, so dass hier eine gute Isolierung nötig ist. Der Rahmen des Vakuumpanel wird ebenfalls aus Rohacell gefertigt, wobei allein durch eine sorgfältige Verklebung mit zweikomponentigem Strukturkleber noch keine Dichtigkeit gegeben ist, um ein Vakuum erzeugen zu können. Daher ist es ratsam die Oberflächen des Rohacellrahmens sowohl innen als auch außen mit Laminierharz zu versiegeln. Damit spätere Messungen mit unterschiedlicher Folienzahl möglich sind, muss die Vakuumkammer geöffnet werden können. Daher wurde auf den Rahmen ein dünner Aluminiumrahmen aufgebracht, welcher mit einem zusätzlichen O-Ring die Aluminiumdeckplatte dichten soll. Den nötigen Druck auf die Deckplatte erzeugen Schlossschrauben, welche durch den Rahmen gesteckt werden.

Eine analytische Berechnung der gesamten Wärmelast des Teststückes ist zunächst sinnvoll, da diese Größe ein wichtiger Parameter für die Konzeption des Kühlsystems darstellt. Die Berechnungen erfolgen analog zu den Berechnungen der Wärmelasten der Rückwärtsendkappe. Der Wärmeübertrag durch die Vakuumschildseite wird durch

$$Q_{konv} + Q_{strahl} = Q_{leit} + Q_{strahl,vak}$$

beschrieben. Es sollen im folgenden zwei Fälle betrachtet werden. Bei 60 Lagen Superisolationsfolie (inkl. Netze zur Abstandswahrung der einzelnen Folien) kann die das Vakuum durchdringende Strahlung vernachlässigt werden. Es soll außerdem der Fall untersucht werden, bei welchem sich keine Folien innerhalb der Vakuumkammer befinden. Dann muss die den Vakuumschild durchdringende Strahlung unbedingt berücksichtigt werden. Es soll zunächst der Fall mit Wärmeschild (60 Lagen Folie innerhalb der Vakuumkammer) betrachtet werden. Dazu müssen Wärmebelas-

tungen durch Front, Seiten und Rückfläche separat betrachtet werden. Die Wärmebelastung durch die Seiten ist hier durch die geringe Dicke der Kupferplatte von 2 mm vernachlässigbar, da die Belastung durch Frontseite und Rückseite durch die Ausdehnung der Platte viel höher sind. Der Wärmefluss durch die Frontseite errechnet sich nach

$$Q = h_r \cdot A(T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}})$$

Zunächst wird auch hier die Oberflächentemperatur des Panel benötigt. Für die Frontseite (Vakuumschild) errechnet sie sich aus

$$\begin{aligned} h_c A(T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) + \sigma \cdot E \cdot A(T_{\text{außen}}^4 - T_{\text{oberfläche}}^4) \\ = \lambda \frac{A}{d} (T_{\text{oberfläche}} - T_{-25^\circ\text{C}}) \end{aligned}$$

Umstellen der Formel führt zu einer Temperatur auf der Aluminiumoberfläche von

$$T_{\text{oberfläche}} = \frac{(h_r + h_c)T_{\text{außen}} + \frac{\lambda}{d}T_{-25^\circ\text{C}}}{h_r + h_c + \frac{\lambda}{d}} \approx 16,14^\circ\text{C}$$

Bei einer Außentemperatur von 20°C muss allerdings auch die Kondensation des in der Luft enthaltenen Feuchtigkeit bei 12°C (Taupunkt von Wasser bei relativer Luftfeuchtigkeit von 60%) beachtet werden. Der errechnete Wert der Oberflächentemperatur liegt jedoch über dem Taupunkt, so dass eine Kondensation der Luftfeuchtigkeit auf der Aluminiumoberfläche nicht stattfindet.

Wird dagegen eine Vakuumisolation ohne eingebrachtem Wärmeschild (keine Folien innerhalb der Vakuumkammer) verwendet, muss die Strahlung durch das Vakuum berücksichtigt werden.

Es ist hier

$$\begin{aligned} h_c A(T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) + \sigma \cdot E \cdot A(T_{\text{außen}}^4 - T_{\text{oberfläche}}^4) \\ = \lambda \frac{A}{d} (T_{\text{oberfläche}} - T_{-25^\circ\text{C}}) + \sigma \cdot E_{\text{vak}} \cdot A(T_{\text{oberfläche}}^4 - T_{-25^\circ\text{C}}^4) \end{aligned}$$

die Oberflächentemperatur auf der Frontseite ergibt sich zu

$$T_{\text{oberfläche}} = \frac{(h_r + h_c)T_{\text{außen}} + (\frac{\lambda}{d} + h_{r,\text{vak}})T_{-25^\circ\text{C}}}{h_r + h_c + \frac{\lambda}{d} + h_{r,\text{vak}}} \approx 14,77^\circ\text{C}$$

Der Wärmefluss durch den Vakuumschild wird damit

$$\frac{Q_{60,\text{Vak}}}{A} = h_r \cdot (T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) \approx 35,3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

$$\frac{Q_{0,\text{Vak}}}{A} = h_r \cdot (T_{\text{außen}} - T_{\text{oberfläche}}) \approx 36,6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die Wärmebelastung durch die rückseitige Dämmung durch 8 cm dickes Styrodur errechnet sich

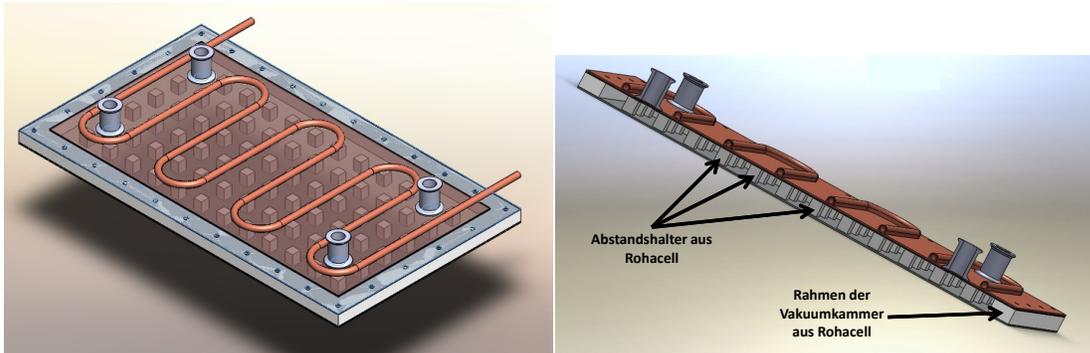


Abbildung 8.2: Vakuumentestaufbau: Links: Blick auf das Kühlsystem. Darunter liegt die Vakuummkammer mit Abstandshaltern aus Rohacell. Zur besseren Veranschaulichung wurde die Kupferplatte transparent dargestellt. Rechts: Schnittansicht der Vakuummkammer mit aufliegendem Kühlsystem. Im Inneren der Vakuummkammer sind die Abstandshalter aus Rohacell zu sehen. Der verbleibende Zwischenraum innerhalb der Kammer soll mit bis zu 60 Lagen Superisulationsfolie ausgefüllt werden.

nach

$$Q_{\text{rückseite}} = \frac{\lambda}{d}(T_1 - T_2) \approx 18,77 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

für beide Fälle. Die gesamte Wärmebelastung des Vakuumpannels ergibt sich damit zu

$$Q_{60,\text{total}} = 10,38 \text{ W}$$

beziehungsweise im Fall ohne Wärmeschild innerhalb der Vakuummkammer

$$Q_{0,\text{total}} = 12,55 \text{ W}$$

Dies ist die Wärmemenge, welche von dem Kühlsystem aufgenommen werden muss.

8.2 Planung und Test des Kühlsystems

8.2.1 Aufbau

Um das kalte Detektorinnere an der Kohlenfaserplatte des Testaufbaus nachzustellen, wurde die Kohlenfaserplatte mit einem Wärmetauscher ausgestattet, welche dem System permanent Wärme entzieht. Dabei soll die Situation in der Rückwärtsendkappe möglichst realistisch nachgestellt werden: Die Temperatur auf der Kohlenfaserplatte sollte möglichst homogen -25°C betragen. Um eine solche Kühlung zu konzeptionieren, müssen einige Größen wie beispielsweise Wärmebelastung des Vakuumschildes, Druckverlust entlang der Kühlrohre, Geschwindigkeit und Massendurchfluss am Eintrittsort des Fluides für ein vorgeschlagenes Kühlsystem berechnet werden [27]. Bei einem Kühlsystem mit flüssigkeitsgekühlter Basisplatte (Kupfer kann aufgrund seiner hohen thermischen Leitfähigkeit Wärmedifferenzen schnell ausgleichen) kann das geeignete De-

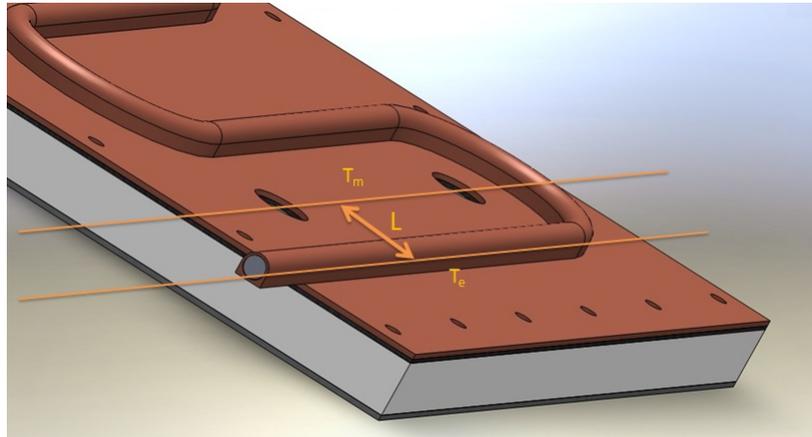


Abbildung 8.3: Rohrleitungen des Kühlsystems. Eingezeichnet sind die wichtigsten Größen, welche für die Berechnung der Temperaturdifferenz zwischen zwei Rohren bekannt sein müssen.

sign der Kühlrohre durch einfache analytische Berechnungen grob abgeschätzt werden. Dazu bietet sich an, die Temperaturdifferenz zwischen zwei Rohren festzulegen und daraus über

$$\Delta T = T_m - T_e = \frac{QL^2}{At\lambda} \quad (8.1)$$

den Abstand zwischen zwei Rohren ($2L$) als erste Abschätzung des Rohrdesigns zu errechnen. Q stellt die von der Platte zu entfernende Wärmemenge dar, A ist die Fläche auf der die Rohre aufgebracht sind, L ist die Hälfte des Abstands zwischen zwei Rohren (siehe Abbildung 8.3) und t die Dicke der Kupferplatte. λ stellt die Wärmeleitfähigkeit des Materials dar, in diesem Fall diejenige von Kupfer.

Bei einer Wärmebelastung des Vakuumpanels von 10,38 Watt, wie es bei der angestrebten Konfiguration der Fall ist, muss diese Wärmelast vom Kühlsystem abtransportiert werden. Um das Design des Rohrsystems zu entwickeln, werden einige Parameter wie Rohrinnendurchmesser, Wärmebelastung, Massenfluss und Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Auslass benötigt. Zunächst soll der Druckverlust entlang des Rohrsystems berechnet werden. In Analogie zur Berechnung des Widerstands eines Leitungssystems in der Elektronik kann hier das Leitungssystem der Rohre mit Hilfe von Widerstandswerten für einzelne Rohrabschnitte errechnet werden (siehe Anhang E). Der Druckverlust berechnet sich durch

$$\Delta p = R_{total} \cdot V^2 \quad (8.2)$$

mit dem Volumenfluss V , dem Gesamtwiderstand des Systems R_{total} . Der Flusswiderstand eines solchen Systems errechnet sich im Fall dieses Kühlungssystems nach dem Prinzip einer Reihenschaltung von Widerständen

$$R_{total} = R_1 + R_2 + \dots + R_n \quad (8.3)$$

Dabei stellen die verschiedenen Beiträge jeweils Widerstandswerte bedingt durch Reibung

und Biegungen des Rohres dar. In diesem Fall müssen diese Werte mit Hilfe der in Anhang E vorgestellten Formeln aus dem Gebiet der Strömungstechnik errechnet werden. Um den Betriebspunkt der Pumpe bestimmen zu können, wird zunächst für einen geschätzten Wert des Volumenstroms, welcher in der Nähe des später tatsächlich erreichten Betriebspunktes liegt, der zugehörige Druckabfall entlang der Rohre berechnet [27]. Für einen geschätzten Volumenstrom von $V = 0,254 \frac{1}{\text{min}}$ ergibt sich ein Druckabfall entlang des inneren Kreislaufs von $\Delta p = 0,093 \text{ bar}$ bei einem Rohrrinnendurchmesser von 8 mm.

Der äußere Kreislauf besteht aus den Rohrleitungen zwischen Pumpe und den Anschlüssen am Vakuumpanel. Er misst eine Länge von insgesamt 7,8 Metern bei einem Rohrrinnendurchmesser von 8 mm. Der Druckverlust entlang dieses Kreislaufs errechnet sich zu $\Delta p = 0,421 \text{ bar}$. Der gesamte Druckabfall entlang des Testaufbaus ergibt sich damit zu $\Delta p = 0,514 \text{ bar}$. Um den optimalen Betriebspunkt des Kühlkreislaufes mit der Pumpe zu berechnen, muss die Kennlinie der Pumpe vom Hersteller bekannt sein (siehe Anhang E, Abbildung E.1). Das Rohrsystem des Testaufbaus besitzt ebenso eine Kennlinie, welche den Druckverlust entlang des Rohrsystems in Abhängigkeit vom Volumenstrom charakterisiert. Um die Kennlinie des Kühlkreislaufes zu berechnen, wurde der Druckverlust entlang der Rohre als Funktion des Volumenstroms errechnet (Anhang E). Die Kennlinie des Kühlkreislaufes ist in Abbildung 8.4 dargestellt.

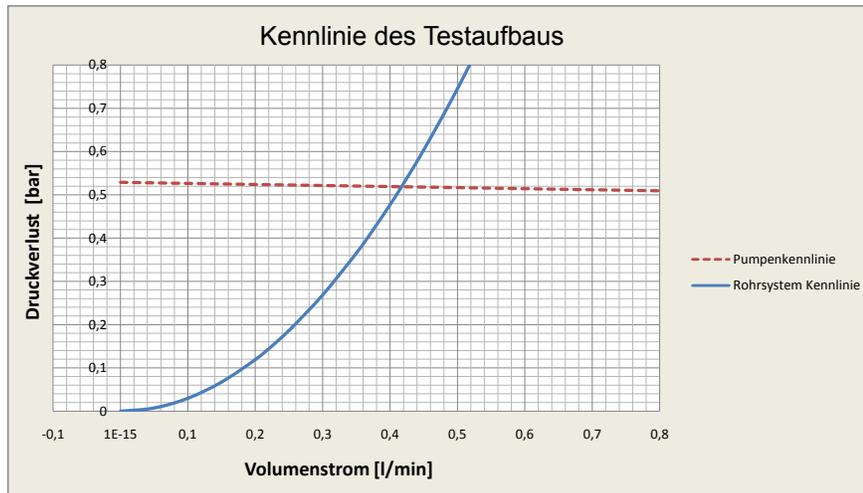


Abbildung 8.4: Kennlinie des Testaufbaus: Der Zusammenhang zwischen dem Druckverlust entlang des gesamten Rohrsystems ist gegen den Volumenstrom [l/min] aufgetragen. Der optimale Arbeitspunkt der Pumpe liegt beim Schnittpunkt der Kennlinie mit derjenigen des Kühlgeräts [44] (Anhang E, Abbildung E.1). Hier liegt der Arbeitspunkt bei $V = 0,417 \frac{1}{\text{min}}$.

Der Schnittpunkt dieser Kennlinie mit der Kennlinie des Kühlapparates markiert den Be-

triebspunkt der Pumpe, welcher in diesem Fall bei $V = 0.417 \frac{1}{\text{min}}$ liegt. Der Druckabfall entlang des gesamten Rohrsystems vom Testaufbau beträgt bei diesem Volumenstrom $\Delta p = 0,514 \text{ bar}$. Bei bekanntem Volumenstrom kann nun die Temperaturdifferenz entlang der Rohre vom inneren Kreislauf bestimmt werden. Nach

$$\Delta T = T_{in} - T_{out} = \frac{Q}{C_p q_m} \quad (8.4)$$

ergibt sich ein Unterschied von $\Delta T \approx 0,428 \text{ }^\circ\text{C}$ zwischen Einlass und Auslass des inneren Kühlkreislaufs. Dies verspricht eine gute Temperaturhomogenität innerhalb der Kupferplatte. Dabei sind Q die zu entfernende Wärmemenge, C_p ist die spezifische Wärmekapazität der Kühlflüssigkeit und q_m ist der Massenfluss in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$.

8.2.2 Thermisch-fluidale Simulation

Mit Hilfe der in Abschnitt 8.2.1 vorgenommenen allgemeinen Berechnungen konnte eine erste Aussage über die Temperaturverteilung auf der Kupferplatte gemacht werden. Dazu bietet es sich an, eine thermisch-fluidale Simulation des Kühlkreislaufs zu erstellen. Diese Simulation wurde mit FlowSimulation erstellt, welches ein erweiterndes Programm von SolidWorks darstellt. Mit Hilfe dieses Programms lässt sich die Temperaturentwicklung innerhalb der Materialien und der Kühlflüssigkeit mit Hilfe einer FEM ermitteln. Es handelt sich hierbei um eine CAD-Geometrie, welche in Festkörperteile und eine Flüssigkeitsdomäne aufgeteilt wird. Dabei werden alle Material- und Stoffeigenschaften über einen großen Temperaturbereich benötigt. Die Eingabeparameter wie Fluidgeschwindigkeit und Massenfluss an den Öffnungen des Rohrleitungssystems müssen zuvor analytisch berechnet werden. Die gesamte Hitzebelastung des Panels wurde mit 10,38 W eingebracht. Die simulierte Temperaturverteilung innerhalb der Kupferplatte und der Rohre ist in Abbildung 8.5 dargestellt, die Temperaturverteilung innerhalb des Kühlmittels kann in Abbildung 8.6 eingesehen werden. Am Einlass links unten wird das Kühlmittel mit einer Temperatur von -25°C eingespeist. Man erkennt eine deutliche Erwärmung der Kupferplatte entlang der Kühlungsrohre, welche zu einem Temperaturanstieg von $0,87^{\circ}\text{C}$ gegenüber der Initialtemperatur des Kühlmittels führt.

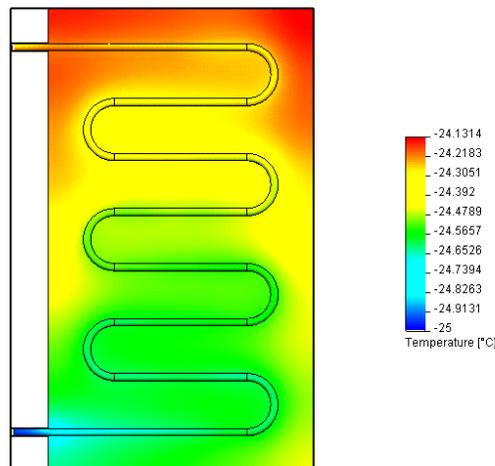


Abbildung 8.5: Simulation der Wärmeverteilung auf der Kupferplatte bei einer Wärmebelastung von 10,38 W und einem Kühlkreislauf mit Initialtemperatur von -25°C des Kühlmittels am Einlass (unten) und einem Massenfluss von $0,417 \frac{\text{l}}{\text{min}}$.

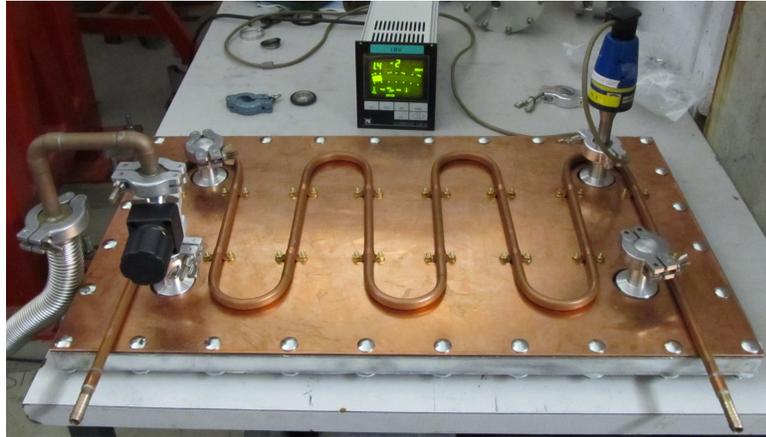


Abbildung 8.7: Erste Testmessungen mit der Vakuumkammer mit 60 Lagen Superisulationsfolie. Nach einer Pumpdauer von 17 Stunden und 45 Minuten ergab sich ein Innendruck von $(0,0140 \pm 0,0001)$ mbar. Die Aluminiumdeckplatte befindet sich auf der unteren Seite, während die CFK-Platte von der Kupferplatte mit Kühlsystem bedeckt wird. Links ist die Verbindung zur Drehschieberpumpe zu sehen. Am rechten, hinteren Reduzierstück ist die Druckmesssonde angeschlossen, welche den Innendruck der Kammer in großem Abstand zur Ansaugposition der Pumpe misst. Die verschlossenen Anschlüsse können zur Vakuummessung an verschiedenen Positionen genutzt werden.

Um die Stabilität und Eignung der gebauten Vakuumkammer zu testen, wurden zunächst einige Leckage-Tests vorgenommen. Die Dichtigkeit der Kammer erwies sich als ausreichend, es ergaben sich nur minimale Leckagen, welche vermutlich durch die Porösität der Rohacellwände an Versiegelungslecks und an den verklebten Kontaktflächen entstehen. Nach einer Zeitdauer von 17 Stunden und 45 Minuten konnte in einer ersten Messung mit 60 Lagen Superisulationsfolie ein Vakuum von 0,014 mbar Innendruck erzeugt werden.

Dabei ist der zeitliche Verlauf des Druckabfalls und der asymptotisch angenäherte Enddruck in Abhängigkeit der Folienanzahl im Innenraum der Kammer interessant. Auch sollte der Druck an verschiedenen Positionen der Kammer gemessen werden, da die zahlreichen Lagen der Superisulationsfolie eine Behinderung des Abpumpprozesses der Gasmoleküle darstellen können.

Zunächst wurden zwei Druckmesssonden angeschlossen, um gleichzeitig an zwei unterschiedlichen Positionen messen zu können. Die Folien unter der Anschlüssen für die Drucksensoren wurden im ersten Fall ausgestanzt, im anderen Fall belassen. Dadurch kann der Einfluss der Folien auf die Druckverhältnisse innerhalb der Vakuumkammer untersucht werden. Da die thermischen Messungen an der Vakuumkammer mit Aluminiumseite nach oben zeigend vorgenommen werden sollen, wurde auch das Vakuum unter diesen Bedingungen erzeugt. Dazu wurde eine Halterung unter das Panel gebracht, damit genug Raum für die Anschlüsse von Pumpe und Drucksensoren geschaffen wird.

Es ergab sich ein rasches Abfallen des Kammerinnendrucks welcher über einen Zeitraum von 19 Stunden und 11 Minuten kontinuierlich sank. Dabei wurde schließlich ein Druck von $p = (0,0107 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0109 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen, was als gute Näherung des final erreichbaren Druckes angenommen werden kann. Diese Werte besitzen

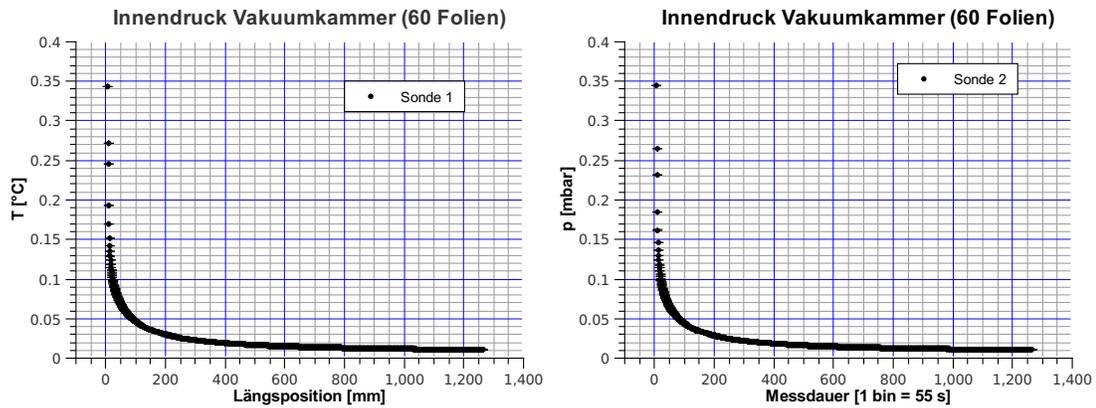


Abbildung 8.8: Gemessener Innendruck der Vakuunkammer bei 60 Lagen Superisolationsfolie. Es konnte nach einer Messdauer von 19 Stunden und 11 Minuten einen Druck von $p = (0,0107 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0109 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen werden.

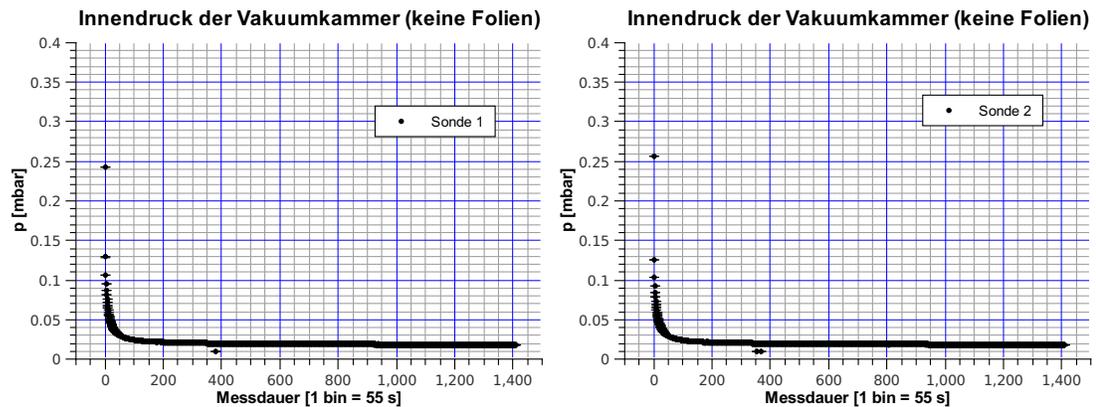


Abbildung 8.9: Gemessener Innendruck der Vakuunkammer ohne Folien. Dabei wurde nach einer Messdauer von 21 Stunden und 33 Minuten einen Druck von $p = (0,0179 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0179 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen.

eine Abweichung von etwa 1%. Die Ursache dafür kann einerseits in der individuellen Kalibration der Sensoren liegen, andererseits ist der Einfluss der Superisolationsfolie ein möglicher Auslöser der unterschiedlichen Messergebnisse.

Sodann wurde die gleiche Messung mit leerer Vakuunkammer wiederholt. Beim Festziehen der Schrauben kam es nach mehrmaligem Schließen der Kammer zu einer Ablösung des Laminierharzes an einer kleinen Stelle der Seitenfläche, da durch den Druck der Schrauben feine Risse im Harz entstanden. Dies wird im finalen Aufbau der Vakuumverkleidung vermieden, da dort eine Verklebung aller Kontaktflächen vorgenommen wird. In diesem Testaufbau jedoch musste eine Möglichkeit gefunden werden, die Vakuunkammer zu öffnen, was eine vollständige Verklebung unmöglich macht. Daher wurde in der sich anschließenden Messung mit leerer Kammer mit einer höheren Leckage gerechnet.

Man erwartet im Fall einer leeren Vakuunkammer ohne Leckage bedingt durch Beschädi-

gungen der Kammer ein schnelles Abfallen des Innendrucks, welcher aber nicht höher als der Langzeitdruck in der ersten Messung liegen sollte. Nach einer Messdauer von 21 Stunden und 33 Minuten wurde ein Druck von $p = (0,0179 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0179 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen (Abbildung 8.9). Dies ist ein Hinweis auf eine höhere Leckage wie bereits vermutet wurde.

Beim erneuten Fixieren der Schrauben für die Messung mit 30 Lagen löste sich sodann ein Stück mit einer Fläche von etwa $0,5 \text{ cm}^2$, was nun eine große Leckage verursachen sollte. Ein erneutes Versiegeln der undichten Stellen ist daher unvermeidbar. Die Messung mit 30 Folien innerhalb der Kammer spiegelt deutlich die Auswirkung des abgelösten Stückes der Versiegelung wieder: Nach einer Messdauer von 22 Stunden und 6 Minuten wurde ein Druck von $p = (0,0369 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0363 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen, was nun deutlich über den bisher gemessenen Werten liegt. Die zeitliche Druckabfall im Fall der Vakuumkammer mit 30 Folien ist in Abbildung 8.10 dargestellt.

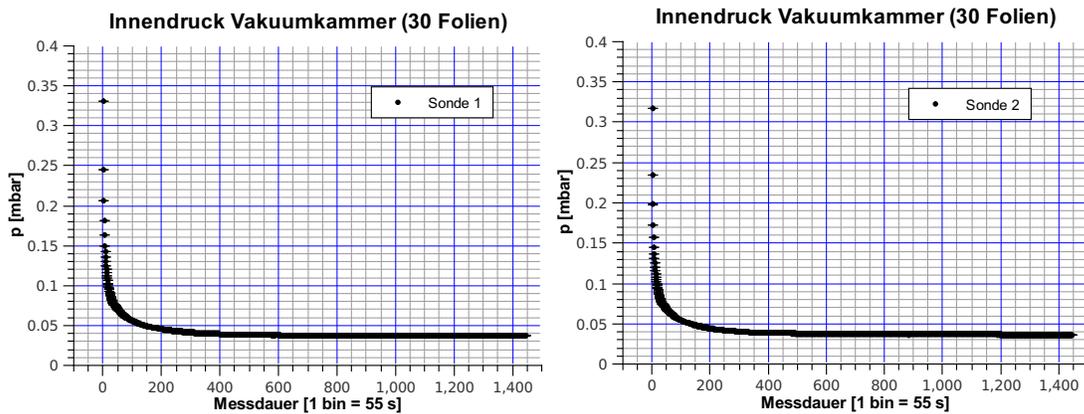


Abbildung 8.10: Messung des Innendrucks der Vakuumkammer mit 30 Folien. Die leicht beschädigte Versiegelung des Rohacell-Rahmens macht sich deutlich in der Messung bemerkbar: Nach einer Messdauer von 22 Stunden und 6 Minuten konnte ein Druck von $p = (0,0369 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 1 und $p = (0,0363 \pm 0,0001)$ mbar an Sonde 2 gemessen werden.

Dauerhaft sollte eine Ausbesserung der Stellen vorgenommen werden, um die Leckage wieder zu reduzieren und den bestmöglichen Innendruck zu erreichen. Sodann können thermische Messungen vorgenommen werden. Dabei wird die CFK-Platte der Vakuumkammer durch die aufliegende Kupferplatte auf -25°C gekühlt. Alle Oberflächen des Testaufbaus mit Ausnahme der Aluminiumdeckplatte werden in Styrodur eingepackt, um eine möglichst gute Isolation dieser Oberflächen gegen Umgebungswärme zu erhalten. Die Oberflächentemperatur der Aluminiumdeckplatte kann nun mit Hilfe von PT-100-Temperaturfühlern gemessen werden und somit die Isolationswirkung der Vakuumkammer untersucht werden.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden thermische Untersuchungen zur Entwicklung eines Prototyps der Rückwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters vom PANDA-Experiment vorgenommen. Mit Hilfe analytischer Berechnungen konnten erste Abschätzungen der Eignung zweier Isolationskonzepte vorgenommen werden. Dabei stellt sich eine Vakuumisolation als geeignet heraus. Aus Sicherheitsgründen wurde in allen Berechnungen eine hohe Außentemperatur von 30°C angenommen, wie sie innerhalb eines dicht gepackten Detektors mit thermisch aufheizenden Elementen entstehen kann. Die Wirkung des Wärmeflusses auf die Temperaturverteilung einer Kristalleinheit wurde in Simulationen eingehend untersucht. Dazu wurden verschiedene Konfigurationen der Kristalleinheiten betrachtet und die Wirkung verschiedener Isolationskonzepte simuliert. Auch wurde die Situation sowohl einer in der Mitte der Rückwärtsendkappe befindlichen Kristalleinheit untersucht, als auch eine am Randbereich des Detektors befindliche Kristalleinheit mit zusätzlicher Wärmebelastung durch die seitliche Isolationsverkleidung für verschiedene Konfigurationen simuliert. Im Fall einer Kristalleinheit mit überwiegend frontaler Wärmebelastung werden die thermischen Anforderungen bereits von einer einfachen Konfiguration erfüllt, eine Verbesserung ergibt sich zusätzlich durch ein Alveolenmaterial mit höherer Wärmeleitfähigkeit. Die Standardkonfiguration mit rückwärtiger Kühlung und verbesserten Wärmeleiteigenschaften der Alveole kann jedoch im Fall einer Kristalleinheit im Randbereich nicht mehr die thermischen Anforderungen erfüllen. Sowohl im Fall einer Kristalleinheit mit vier Kristallen als auch im Fall wesentlich massenärmerer Einheiten von einem oder zwei Kristallen kommt es zu sehr starken Inhomogenitäten in der Temperaturverteilung, was zu einer merklichen Verschlechterung der Energieauflösung dieser Kristalle führt. Aus diesem Grunde erfolgte eine zusätzliche Auskleidung der Alveole mit Aluminiumfolie an den wärmexponierten Seitenflächen. Alternativ wurde eine zusätzliche Kühlung der Frontfläche vorgenommen. Auch dies konnte lokale Überschreitungen der Toleranzgränze nicht verhindern. Eine simultane Kühlung der Rück- und Seitenflächen erbrachte eine gute Temperaturhomogenität innerhalb der Kristalle und ermöglicht außerdem einen Verzicht auf zusätzliches Material vor den Kristallen wie es ein Kühlungssystem an der Frontseite verursacht hätte. In diesem Fall könnte ein Energieverlust der einfallenden Teilchen vor dem Eintritt in das sensitive Detektorvolumen entstehen, was vermieden werden sollte.

Das Konzept der Vakuumisolation soll mit Hilfe eines Testaufbaus auf Eignung geprüft werden. Dazu wurde ein Stück der Isolationsverkleidung des Detektors aufgebaut. Erste Vakuumtestmessungen mit 60 Lagen Superisolationsfolie zeigten eine ausreichende Dichtigkeit der

Vakuumkammer. Es konnte innerhalb kurzer Zeit der angestrebte Wert des Kammerinnendrucks von etwa 0,01 mbar erreicht werden, bei vernachlässigbarer Leckage. Der Test wurde mit unterschiedlicher Anzahl Folienlagen wiederholt. Dabei entstand eine leichte Leckage, wodurch keine vergleichbaren Druckmesswerte mehr gewonnen werden konnten. Nach einer sorgfältigen Verbesserung der beschädigten Versiegelung können sodann thermische Messungen vorgenommen werden. Durch Kühlung der im finalen Aufbau innenliegenden Platte aus kohlefaserverstärktem Epoxidharz kann die Situation am gekühlten Detektor nachgestellt werden. Bei ausreichender Isolationswirkung des Teststückes sollte die Oberflächentemperatur der offen liegenden Deckplatte aus Aluminium nur leicht abgesenkt werden. Dazu wurden thermische Berechnungen durchgeführt welche eine Vergleichsmöglichkeit zum Experiment liefern sollen. Im späteren Experiment sollen alle Oberflächen des Detektors, mit Ausnahme der rückwärtigen Seite, mit diesem Vakuumschild verkleidet werden, um eine möglichst gute Temperaturstabilisierung innerhalb der Kristalle zu garantieren. Dadurch soll eine hohe Energieauflösung der gemessenen Ereignisse mit der Rückwärtsendkappe ermöglicht werden.

Anhang A

Abschwächung von Wärmestrahlung durch Superisulationsfolien

Eine Berechnung der Abschwächung von Wärmestrahlung beim Durchgang durch mehrere Lagen Superisulationsfolie ist im Allgemeinen schwierig.

Hier soll eine grobe Abschätzung unter vereinfachten Bedingungen vorgenommen werden [40]. Dazu wird ein einfallender Strom J_0 angenommen, welche auf einen Stapel von n Lagen Folie trifft, welche eine feste Reflexivität R und Transmittivität T besitzen.

Nach dem Auftreffen des einfallenden Stromes auf Folie 1 kann man einen reflektierten Anteil in rückwärtige Richtung sowie einen transmittierten Anteil, welcher auf die zweite Folie trifft angeben. Dabei ist der Strom durch Folie 1

$$S_1 = J_0 \cdot T + J_1 \cdot R^2 \quad (\text{A.1})$$

mit

$$J_1 = T \cdot J_0 \quad (\text{A.2})$$

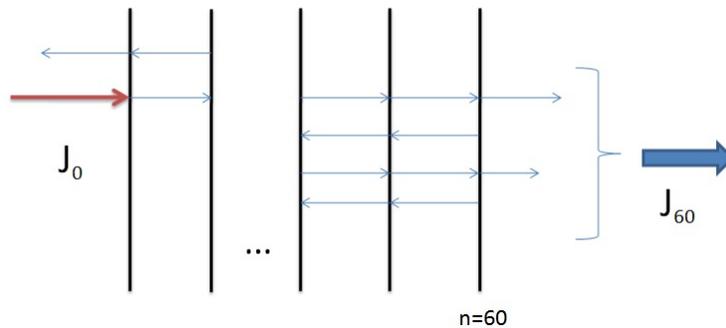


Abbildung A.1: Strahlungsabschwächung beim Durchgang elektromagnetischer Strahlung durch 60 Lagen Folie.

dem transmittierten Anteil des einfallenden Stromes. Der Strom durch die i -te Folie muss alle Ströme, welche durch die umliegenden Folien auf sie emittiert werden, berücksichtigen. Dabei kann man den Strom durch die i -te Folie unter der Näherung einer Nächste-Nachbarn-Wechselwirkung schreiben lassen als:

$$S_i = T J_i (1 + R^2 + R^4 + \dots) \quad (\text{A.3})$$

$$\sum_{i=0}^{\infty} (R^2)^i = 1 + R^2 \sum_{j=0}^{\infty} (R^2)^j \quad (\text{A.4})$$

$$S_i = T \cdot J_i \frac{1}{1 - R^2} \quad (\text{A.5})$$

für $R < 1$ sowie $R + T = 1$. Für $S_i = J_{i+1}$ folgt für den Strom durch die n -te Folie

$$J_n = T \cdot J_0 \left(\frac{T}{1 - R^2} \right)^{n-1} \quad (\text{A.6})$$

Die Werte der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten von aluminisierter Mylarfolie sind nicht eindeutig vorgebar. Daher sollen die Abschätzungen für unterschiedliche Reflektivitäten vorgenommen werden. Im Fall einer Aluminiumfolie liegen die gemessenen Werte für R zwischen 0,4 und 0,95 [46]. Für $J_0 = 1$ und einer Reflektivität von $R = 0,75$ ergibt sich beispielsweise ein Strom durch die 60. Folie von $J_{60} = 1.145 \cdot 10^{-15}$, was vernachlässigbar klein ist.

Man kann nun die Strahlung von jeder Folienrückseite abschätzen, um eine Vorstellung vom abschirmenden Effekt der Superisulationsfolien zu gewinnen. In Abbildung A.2 ist der Verlauf der Transmission als Funktion der Anzahl der Folien aufgetragen. Dadurch kann unter der Annahme drei verschiedener Reflektivitäten eine grobe Abschätzung der benötigten Folienanzahl vorgenommen werden. So ist bei einer hohen Reflektivität das Einbringen von bereits 20 Folien derart strahlungsabschwächend, dass man diesen Wärmeübertragungsmechanismus vernachlässigen kann. Allerdings ist zu beachten, dass die Berechnung der Strahlungsabschwächung unter einigen Näherungen erfolgt ist. So wurde auf beiden Seiten der Folien gleiche Reflektivität und Transmittivität angenommen und nur eine Nachbarwechselwirkung berücksichtigt, da die Berechnung der Strahlungstransmission unter Berücksichtigung aller Trans- und Reflexionsprozesse recht kompliziert ist. Die Vernachlässigung der Strahlungswärme durch sehr gute Abschwächung ist bei $R = 0,75$ erst im Bereich von 25 bis 30 Lagen zu erkennen. Hier ist die weitere Zunahme der transmittierten Strahlung durch die niedrige Reflexivität der Folien zu erkennen. Da der genaue Wert von R nicht bekannt ist, ist es ratsam, den Fall der kleinsten Reflexivität für die Konstruktion eines Teststückes der Vakuumschildverkleidung anzunehmen. So sollen bis zu 60 Lagen in Testmessungen an einem Vakuumschildtestaufbau thermisch untersucht werden.

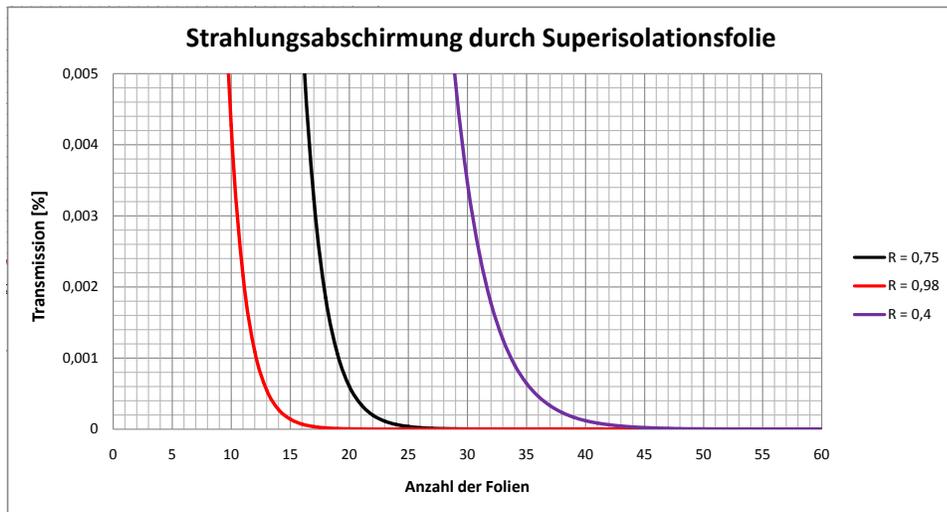


Abbildung A.2: Transmittierte Strahlung als Funktion der Folienanzahl unter der Annahme dreier unterschiedlicher Reflektivitäten $R = 0,4; 0,75; 0,98$.

Anhang B

Abschätzung von h_r und h_r^*

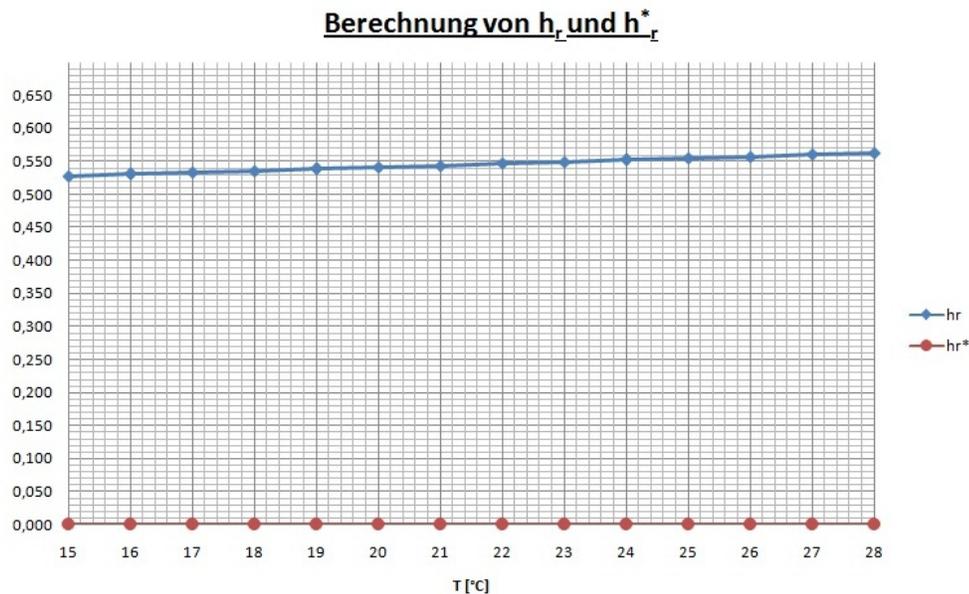


Abbildung B.1: Abschätzung von h_r (äußere Umgebung) sowie h_r^* (Vakuumkammer) zur Berechnung der Wärmebelastung des Detektors durch Strahlung. Durch die zahlreichen Lagen der Superisolationsfolie ist der Wert von h_r^* mit Null verträglich. h_r ist nur schwach temperaturabhängig, es kann daher zur weiteren Berechnung der Wärmeflüsse in den Detektor der Mittelwert über den Temperaturbereich von 15°C bis 28°C verwendet werden. Über den betrachteten Temperaturbereich gemittelt ergibt sich $h_r \approx 0,545 \text{ K}^3$, der Wert von h_r^* ist in guter Näherung mit Null verträglich. Daher kann der Wärmeeintrag durch Strahlungswärme durch die Vakuumschildisolation vernachlässigt werden.

Anhang C

Liste der verwendeten Materialien und ihrer Eigenschaften

Material	Dichte [$\frac{kg}{m^3}$]	Spezifische Wärme [$\frac{J}{kgK}$]	Wärme- leitfähigkeit [$\frac{W}{mK}$]
<i>Aluminium</i>	<i>2700</i>	<i>900</i>	<i>200</i>
<i>Bleiwolframat (PWO-II)</i>	<i>8280</i>	<i>262</i>	<i>3,22</i>
<i>Rohacell (PMI)</i>	<i>1100</i>		<i>0,031</i>
<i>Kupfer</i>	<i>8900</i>	<i>390</i>	<i>390</i>
<i>CFK (mit Epoxidharz)</i>			<i>0,6\perp; 2,7 \parallel</i>
<i>CFK-II (mit Epoxidharz)</i>			<i>0,6\perp 100,3\parallel</i>
<i>Vermiculite Granulat</i>			<i>0,0394</i>
<i>Stickstoff bei -25°C</i>			<i>0,0225</i>
<i>PEEK (Polyetheretherketon)</i>	<i>1320</i>		<i>0,25</i>
<i>Luft bei 30°C</i>	<i>1293</i>		<i>0,027</i>
<i>Monoethylglykol/Wasser Mischungsverhältnis 50/50</i>	<i>1100</i>	<i>3185</i>	<i>0,42</i>
<i>nichtrostender Stahl</i>	<i>7000</i>		<i>15</i>

Tabelle C.1: Die verwendeten Materialien und ihre wichtigsten Eigenschaften

Anhang D

Abbildungen zu den thermischen Simulationen

Geometrie einer vereinfachten Kristalleinheit

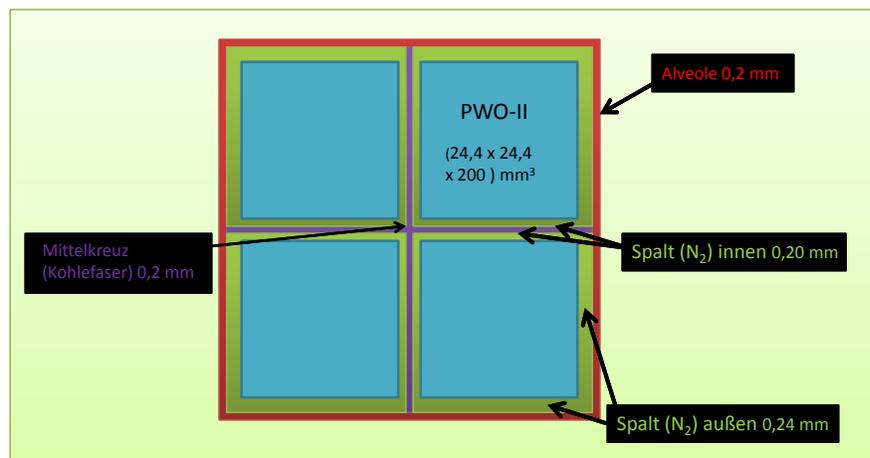


Abbildung D.1: Querschnitt durch eine einfache Konfiguration einer Kristalleinheit mit 4 PWO-II Kristallen. Je nach Bedarf kann das Mittelkreuz (Trennkreuz) zwischen den Kristallen aus Aluminium gefertigt werden, um eine bessere Wärmeabfuhr in das Kühlsystem zu ermöglichen. In die Spalte zwischen dem Kristall und Alveole können zusätzliche Reflektorfolien oder auch Folien aus Aluminium zur Beschleunigung der seitlichen Wärmeabfuhr in das Kühlsystem eingebracht werden.

Simulation einer Subeinheit von 16 Kristallen (vereinfachte Konfiguration)

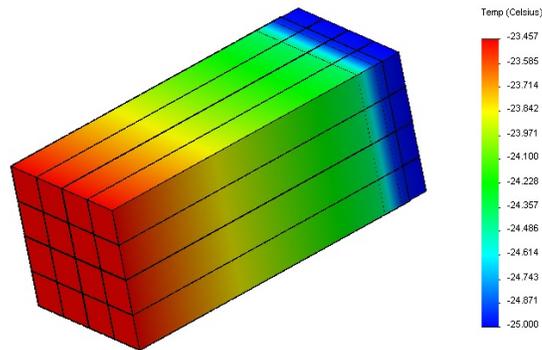


Abbildung D.2: Vereinfachte Subeinheit von 16 Kristallen. Die Temperaturvariation ergibt sich analog zu derjenigen einer 4-Kristalleinheit, da ausschließlich frontale Wärmebelastung vorliegt. In beiden Fällen ergibt sich eine Temperaturvariation von $\approx 0,70^\circ\text{C}$ entlang der Kristalle.

Zusätzliche Frontkühlung

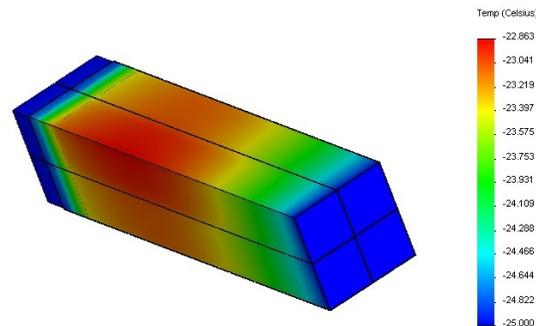


Abbildung D.3: Vereinfachte Kristalleinheit im Randbereich der Endkappe. Es wurde eine Erhitzung von Front- und den zwei sichtbaren Seitenflächen mit einem Wärmefluss von $11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die Vakuumisloationsverkleidung simuliert. Dabei wird der Kristall mit einer doppelseitigen Seitenflächenerhitzung lokal auf $2,12^\circ\text{C}$ erhitzt (ungefähr die Mitte des Kristalls), wodurch man bei einer Gesamtlänge des Kristalls von 20 cm auf einen maximalen Temperaturgradienten $>0,1^\circ\text{C}/\text{cm}$ schließen kann. Durch Materialien höherer Wärmeleitfähigkeit und einer Kühlung der Seitenflächen sollte dieser Temperaturanstieg innerhalb der Kristalle reduziert werden können.

Simulation einer Subunit aus 16 Kristallen mit kupferfolienummantelten Kristallen

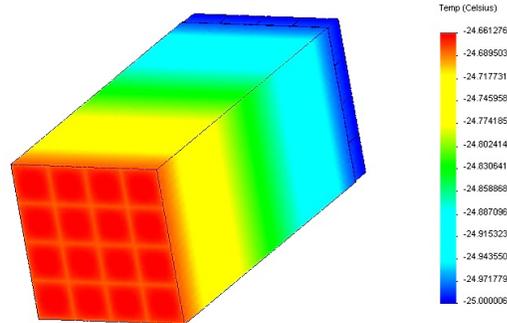


Abbildung D.4: Simulation einer Kristalleinheit mit 16 Kristallen. Die Kristalle sind einzeln mit Kupferfolien umwickelt. Die Situation entspricht derjenigen in Abbildung 7.6. Es ergibt sich eine Temperaturdifferenz von $0,25^{\circ}\text{C}$ entlang der Kristalle. Dies entspricht derjenigen einer 4-Kristalleinheit in der gleichen Situation, da in beiden Fällen eine Erwärmung der Frontfläche stattfindet und es folglich zur Ausbildung eines Temperaturgradienten in Längsrichtung kommt.

Simulationen für den Vergleich zwischen Vakuum- und PMI-Isolation

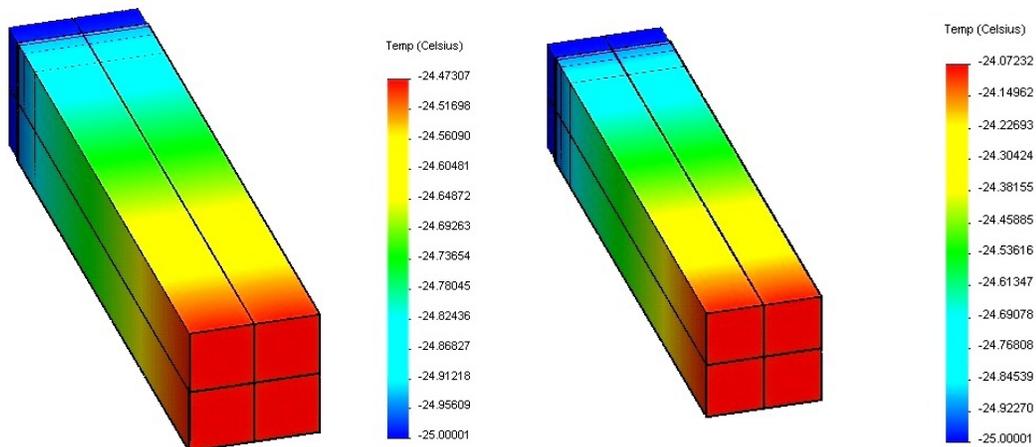


Abbildung D.5: Links: Simulation einer Kristalleinheit mit einer Alveole aus CFK-II und Trennkreuz aus Aluminium zwischen den Kristallen mit einem Wärmefluss von $11,7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die Frontfläche. Rechts: Gleiche Kristalleinheit mit einem Wärmefluss von $21 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ durch die Frontfläche.

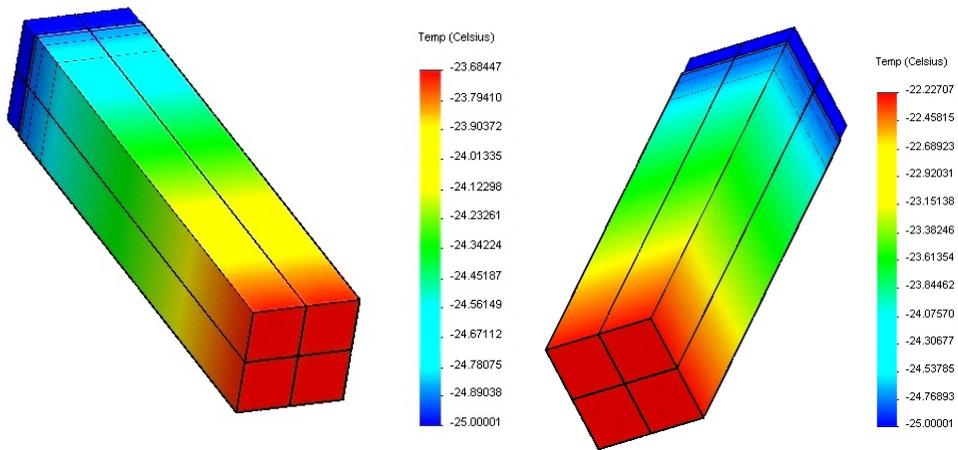


Abbildung D.6: Links: Simulation einer Kristalleinheit mit einer Alveole aus CFK-II und Trennkreuz aus Aluminium zwischen den Kristallen mit einem Wärmefluss von $30 \frac{W}{m^2}$ durch die Frontfläche. Rechts: Gleiche Kristalleinheit mit einem Wärmefluss von $63,82 \frac{W}{m^2}$ durch die Frontfläche, entsprechend einer Isolation aus einer 30 mm dicken Schicht aus PML.

Anhang E

Strömungstechnik

Um einen geschlossenen Pumpenkreislauf betreiben zu können, müssen einige Berechnungen aus dem Gebiet der Strömungstechnik vorgenommen werden. Dadurch lassen sich Parameter der Anlage wie beispielsweise Abstände zwischen den Rohren des inneren Kreislaufs und der Betriebspunkt der Pumpe ermitteln. Für ein Rohrsystem bestehend aus geraden Rohrleitungen und Formstücken kann der Druckabfall entlang der Rohre mittels folgender Gleichung ermittelt werden [29]:

$$\Delta p = R_{total} \cdot V^2 \quad (\text{E.1})$$

Dabei stellt Δp der Druckverlust entlang des Rohrsystems dar, R_{total} ist der Strömungswiderstand der Anlage und V ist der Volumenstrom $[\frac{m^3}{s}]$. Der Gesamtwiderstand der Anlage errechnet sich analog zu der Widerstandsberechnung eines Systems aus Widerständen in der Elektronik.

Für eine serielle Schaltung gilt:

$$R_{total} = R_1 + R_2 + \dots + R_n \quad (\text{E.2})$$

wobei R_i die Einzelwiderstände der Rohrkomponenten sind. Für eine Parallelschaltung ergibt sich der Gesamtwiderstand durch

$$\frac{1}{R_{total}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad (\text{E.3})$$

was für die Berechnung von Rohrverzweigungen nützlich ist. Für das Rohrsystem des Vakuumpanelns ist die serielle Schaltung zur Berechnung des Strömungswiderstands geeignet. Dabei ergeben sich die einzelnen Terme aus den Reibungswiderständen der Rohre bzw. den Widerständen von Formstücken (in diesem Fall 180° Krümmungsstücke).

$$R_{Reibung} = \frac{8\lambda L \rho}{\pi^2 d_i^5} V^2 \quad (\text{E.4})$$

$$R_{Formstück} = \frac{\zeta \rho \bar{v}^2}{2V^2} \quad (\text{E.5})$$

mit den Größen

- λ = Rohrreibungszahl
- L = Rohrlänge [m]
- ρ = Dichte [$\frac{kg}{m^3}$]
- d_i = Innendurchmesser des Rohrs
- ζ_i = Zetawert des Rohrstücks
- \bar{v} = mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s] welche von Volumenstrom und Innendurchmesser des Rohrs abhängt: $\bar{v} = \frac{4V}{d_i^2 \pi}$
- Die Berechnung der Reynoldszahl $Re = \frac{\bar{v} d_i}{\nu} = \frac{\bar{v} d_i \rho}{\mu}$ gibt Aufschluss über die Strömungsart. Bei $Re < 2320$ liegt laminare Strömung vor, für $Re > 2320$ ist die Strömung turbulent. Im Fall des Testaufbaus ergibt sich mit $Re = 22,80$ laminare Strömung.

Um den Betriebspunkt der Anlage zu bestimmen, benötigt man die vom Hersteller angegebene Kennlinie der Pumpe und die Kennlinie des Aufbaus. Diese kann wie in Kapitel 8 Abschnitt x ermittelt wurde, aus der Berechnung verschiedener Drücke in Abhängigkeit vom Volumenstrom ermittelt werden. Aus dem Schnittpunkt der beiden Kennlinien kann der Betriebspunkt bestimmt werden. Die Kennlinie der RTE-Pumpen von Neslab hat folgende Gestalt:

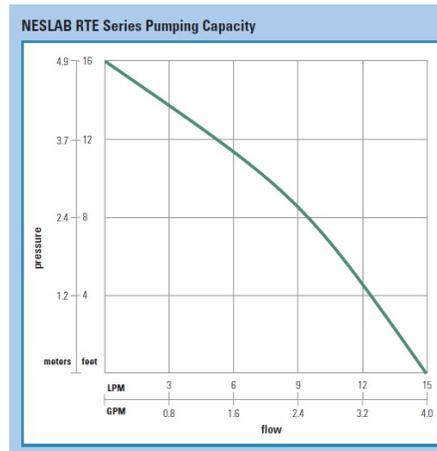


Abbildung E.1: Kennlinie des Kühlgerätes [44]: Aufgetragen sind Förderhöhe in Abhängigkeit vom Volumenstrom. Der Schnittpunkt der Kurve mit der Kennlinie des Rohrsystems markiert den Betriebspunkt der Pumpe.

Anhang F

Bilder vom Bau des Vakuumtestaufbaus

Zur Dokumentation und späteren Einsicht in die Methoden zur Konstruktion des Vakuumtestaufbaus wurden die einzelnen Arbeitsschritte dokumentiert.

Hier sollen die wichtigsten Schritte kurz dargestellt und erläutert werden.

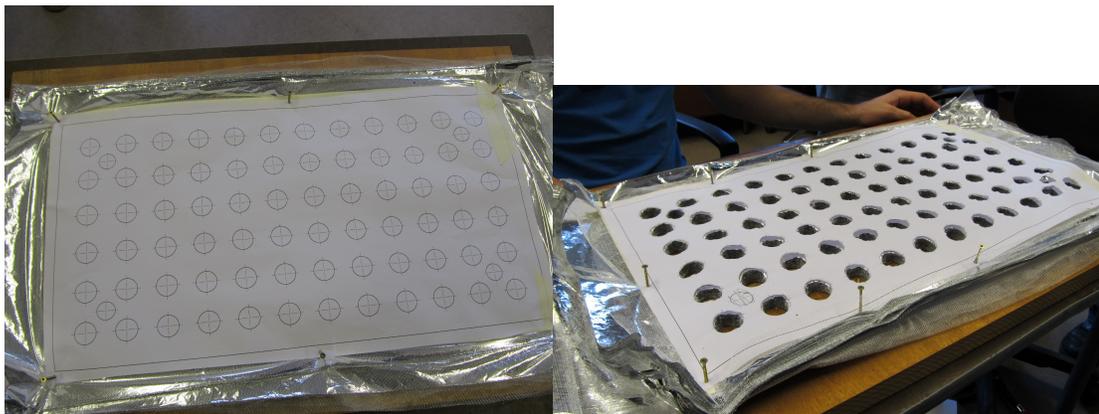


Abbildung F.1: Um die Löcher für die Abstandshalter und Anschlüsse im Vakuum herzustellen, bietet es sich an, eine Schablone im Maßstab 1:1 über 60 Lagen der Folie zu fixieren und mit dem Locheisen auszustanzen. Zwischen jeder Lage Folie befindet sich ein Netz als Abstandshalter.

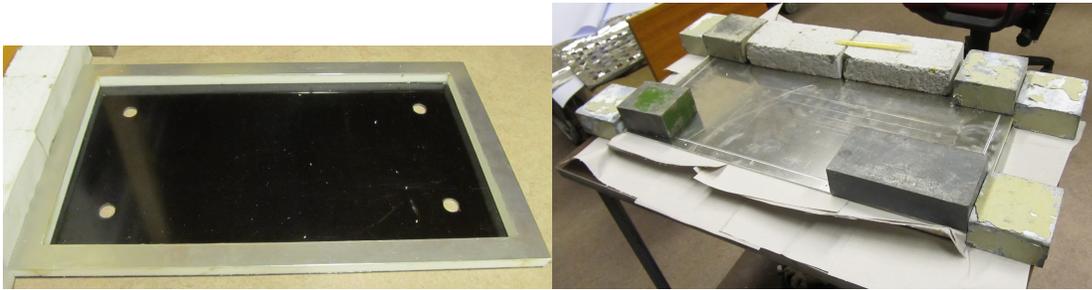


Abbildung F.2: Links: Rohacell-Aluminium-Rahmens mit CFK-Platte. Rechts: Beschweren des Teststücks zum Kleben des Rohacell-Rahmens auf die CFK-Platte.

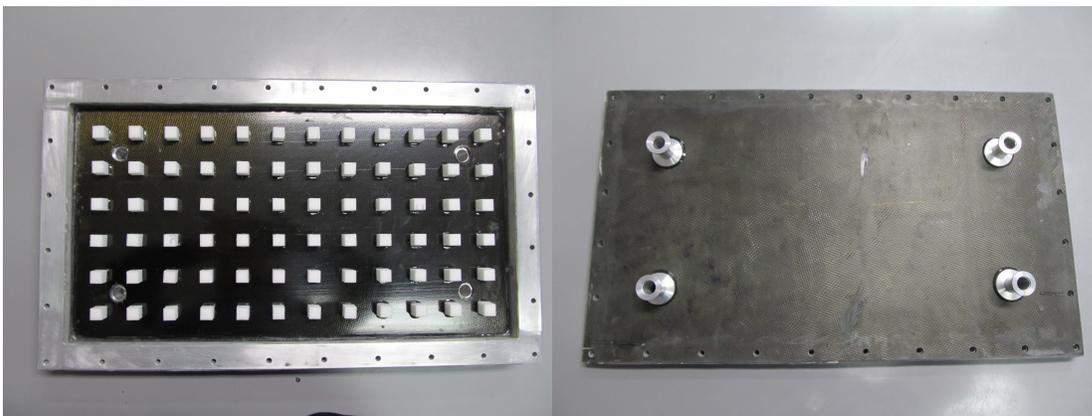


Abbildung F.3: Aufgeklebte Abstandhalter aus Rohacell innerhalb der Vakuumkammer (links) sowie der Reduzierstücke aus Aluminium. Es wurden vier Anschlüsse gefertigt, um einen Anschluss für die Vakuumpumpe und drei unterschiedliche Positionen für die Druckmessung zu haben (rechts).

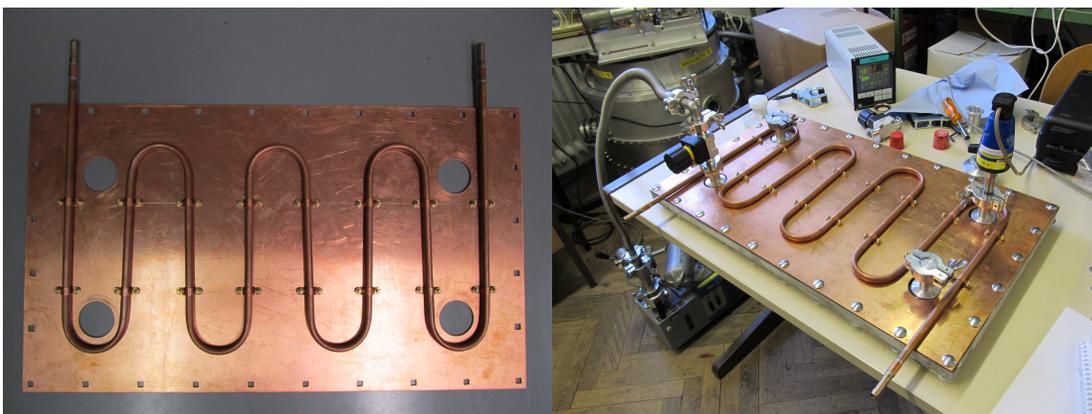


Abbildung F.4: Links: Die Kühlrohre werden auf die dünne Kupferplatte aufgeschraubt, einen guten thermischen Kontakt soll eine dünne Schicht Wärmeleitkleber ermöglichen. Rechts: Erste Testmessung des Vakuums.

Literaturverzeichnis

- [1] PANDA COLLABORATION: *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*. ArXiv e-prints, 2009
- [2] PANDA COLLABORATION: *PANDA Technical Progress Report*, ArXiv e-prints, 2005
- [3] PANDA COLLABORATION: *Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*. ArXiv e-prints, 2008
- [4] P.A.M. GUICHON, M. VANDERHAEGHEN: Phys. Rev. Lett. 91, 142303, 2003
- [5] A.V. AFANASEV, S.J. BRODSKY, C.E. CARLSON, Y.C. CHEN, M. VANDERHAEGHEN: Phys. Rev. D 72, 013008, 2005
- [6] N. KIVEL, M. VANDERHAEGHEN: Phys. Rev. Lett. 103, 092004, 2009
- [7] C.E. CARLSON, M. VANDERHAEGHEN, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 57, 171, 2007
- [8] M. SUDOL ET AL.: *Feasibility studies of the time-like proton electromagnetic form factor measurements with PANDA at FAIR*, Eur. Phys. J. A 44, 373–384, 2010
- [9] C. PERDRISAT: Nucl. Phys. A 827, 267c, 2009
- [10] G. Y. CHEN AND J. P. MA.: *Production of $X(3872)$ at PANDA.*, ArXiv e-prints, 77(9):097501, 2008
- [11] D. ACOSTA ET AL.: Phys. Rev. Lett. 93, 072001, 2004
- [12] V. ABAZOV ET AL.: Phys. Rev. Lett. 93, 162002, 2004, hep-ex/0405004.
- [13] B. AUBERT ET AL.: subm. to Phys. Rev. Lett., 2004, hep-ex/0406022.
- [14] R.G. ARNOLD ET AL.: Phys. Rev. Lett. 57, 174 , 1986
- [15] L. ANDIVAHIS ET AL.: Phys. Rev. D 50, 5491, 1994
- [16] BABAR COLLABORATION: B. AUBERT ET AL.: Phys. Rev. D 73, 012005, 2006
- [17] G. BARDIN ET AL.: Nucl. Phys. B 411, 3, 1994
- [18] N. NAKAMURA ET AL.: *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G 37 075021

- [19] J. ARRINGTON: *Extraction of two-photon contributions to the proton form-factors*. Phys.Rev.C71:015202, 2005
- [20] S. GODFREY, S. L. OLSEN: *The Exotic XYZ Charmonium-Like Mesons. Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2008
- [21] SIEGFRIED BETHKE: *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*, Max-Planck-Institut für Physik, München, 2008, arXiv:hep-ex/0606035, Fig. 17
- [22] H.H. GUTBROD, I. AUGUSTIN, H. EICKHO, KD GROSS, WF HENNING, D. KRÄMER, AND G.WALTER: *FAIR Baseline Technical Report, Executive Summary*, GSI, September 2006
- [23] J. ZHONG ET AL.: GSI Scientific Report 2007, FAIR-EXPERIMENTS-29
- [24] J. ZHONG ET AL.: GSI Scientific Report 2008, FAIR-EXPERIMENTS-61
- [25] J. ZHONG, B. KOPF, M. PELIZÄUS, M. STEINKE UND U. WIEDNER: *Monte Carlo Studies of Crystal Non-uniformity Effects on the Energy Resolution for the PANDA Electromagnetic Calorimeter*
- [26] FAIR Baseline Technical Report, GSI, March 2006
- [27] PHILIPPE ROSIER: *Thermal Design for the CLAS-DVCS calorimeter*, Institut de physique nucleaire, Orsay, 2004
- [28] FAIR - Facility for Antiproton and Ion Research, *Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme, Statusbericht*, 2005
- [29] JÖRN BECKER: *Thermal design for the PANDA EMC Forward End Cap*, 2009
- [30] ROMAN HERRMAN: *Die Messung der Gluonpolarisation durch die Produktion von Hadronpaaren mit großen Transversalimpulsen in tiefinelastischen Myons*, COMPASS, Dissertation, September 2009
- [31] BASEL PHYSIK: *Discrete Preamplifier for APD Readout, LNP-PREAMPLIFIER VERSION SP 883A02*, Universität Basel, 2008
- [32] J. BECKER: *Entwicklungs- und Simulationsarbeiten für den Prototypen des elektromagnetischen Vorwärtskalorimeters von PANDA*, Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2009
- [33] JAN ZHONG: *persönliche Mitteilung*, 2011
- [34] PHILIPPE ROSIER: *persönliche Mitteilung*, IPN Orsay, 2010
- [35] DAVID RODRIGUEZ PINEIRO: *persönliche Mitteilung*, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 2010/2011
- [36] JÖRN BECKER: *persönliche Mitteilung*, 2010/2011

- [37] GUSTAVO TEJERINA ALVAREZ: *persönliche Mitteilung*, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 2010
- [38] YUE MA: *private Kommunikation*, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 2010
- [39] JORGE SANCHEZ ROSADO: *persönliche Mitteilung*, GSI Darmstadt, 2010
- [40] LUIGI CAPOZZA: *private Kommunikation*, Institut für Kernphysik Mainz, 2010
- [41] PANDA COLLABORATION: <http://www-panda.gsi.de/framework/>
- [42] D. KUHL, G. MESCHKE: *Grundlagen der Finite Elemente Methode*, http://www.uni-kassel.de/~w_110800/publications/lectures/detlefkühl_fem.pdf
- [43] PANDA COLLABORATION
- [44] THERMO NESLAB: *Thermo Scientific NESLAB RTE and EX Series*, www.thermo.com
- [45] <http://www.paroscientific.com/dewpoint.htm>
- [46] W.E.MOTT, R.B. SUTTON: "*Scintillation and Cherenkov Counters*", Nuclear Instrumentation II, Vol.XIV in "*The Encyclopedia of Physics*", ed. by E. Creutz, Springer-Verlag, Berlin (1958)
- [47] B. GLÜCK: *Wärmeübertragung; Wärmeabgabe von Raumheizflächen und Rohren*, 2. Auflage, Berlin, Verlag für Bauwesen 1990
- [48] K. BETHGE, U.E. SCHRÖDER: *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen.*, dritte erweiterte Auflage, wiley-vch (2006)
- [49] CLAUS GRUPEN: *Teilchendetektoren*, Bibliographisches Institut Mannheim, 1993
- [50] J.H. LIENHARD, R. EICHHORN: *A heat transfer textbook.*, Prentice-Hall Englewood Clis, 1987.
- [51] POVH, RITH, SCHOLZ, ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 8.Auflage, Springer Verlag, 2010
- [52] KLAUS JÜRGEN BATHE: *Finite-Elemente-Methoden*, Springer-Verlag
- [53] E. SPECHT: *Grundlagen der Wärme- und Stoffübertragung*, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2008/09
- [54] GÜNTER KÄMMEL, HEINZJOACHIM FRANECK, HANS-GEORG RECKE: *Einführung in die Methode der finiten Elemente*, 2. Auflage, Hanser, 1990
- [55] E.C. TITCHMARSH: *Theory of Functions*, Oxford University Press, London, 1939
- [56] KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE, <http://www.psi.physik.kit.edu/img/> fig. *Das Standardmodell der Teilchenphysik*
- [57] AKADEMISCHE ENZYKLOPÄDIE: <http://de.academic.ru/dic.nsf/dewiki/1079478>

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir im Laufe des vergangenen Jahres zur Seite standen und mich damit beim Anfertigen dieser Arbeit unterstützt haben. Die familiäre Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe sorgte stets für ein tolles Arbeitsklima.

Professor Dr. F. Maas möchte ich für die Gelegenheit danken, diese Arbeit anfertigen zu können. Ich möchte ihm ganz besonders für die zahlreichen, hilfreichen Diskussionen danken, welche erheblich zum Fortschritt der Arbeit beitrugen.

Besonderen Dank schulde ich David Rodriguez Pineiro, der mir in jeder Hinsicht eine große Hilfe war. Insbesondere konnte ich von seinen umfassenden Kenntnissen im Gebiet der CAD-Programme viel lernen. Ich möchte mich auch bei Philippe Rosier vom IPN Orsay für die hilfreichen Diskussionen und zahlreichen Ratschläge für den Bau des Vakuumteststücks bedanken. Ebenso möchte ich mich bei Dr. E. Schilling und Yoshio Imai und insbesondere der Vakuum-Werkstatt für die großartige Hilfe in Sachen Vakuumtestaufbau bedanken.

Dr. S. Baunack danke ich ganz besonders für seine hohe Belastbarkeit beim Gegenlesen der Arbeit.

Großen Dank schulde ich den Mitgliedern der EMP-Sektion des Helmholtz-Instituts Mainz sowie den Mitgliedern der A4-Kollaboration, die bei Fragen und Problemen stets diskussions- und hilfsbereit waren.

Darüberhinaus möchte ich mich bei den Werkstätten des Instituts für Kernphysik für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren Unterstützung ich dieses Studium nicht hätte bewältigen können. Auch möchte ich meiner Schwester und meinem Freund für die kurzweilige gemeinsame Studienzeit danken. Dominik schulde ich mehr, als ich ihm je geben könnte.