

**Anordnung und Test der
Detektor-Submodul-Komponenten für die
Vorwärts-Endkappe des PANDA-EMC**

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Merlin Rossbach
aus
Leverkusen

Bonn 2018

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen
Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachterin: Prof. Dr. Ulrike Thoma
2. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer

Tag der Promotion: 16.05.2019
Erscheinungsjahr: 2019

Kurzfassung

Ein großer Schritt zum besseren Verständnis des Standardmodells der Teilchenphysik ist die Beschreibung der Quantenchromodynamik (QCD) im Bereich der nicht störungstheoretisch berechenbaren Energieüberträge. In diesem Bereich soll das \bar{P} ANDA-Experiment neue Daten liefern, indem spektroskopische Untersuchungen an verschiedenen Systemen durchgeführt werden. Das \bar{P} ANDA-Experiment wird in Darmstadt aufgebaut und besteht aus einem in Fixed-Target-Geometrie aufgebauten zweistufigen Spektrometer mit Wasserstoff-Target, welches mit einem Antiprotonenstrahl beschossen wird.

Wesentliche Bestandteile des \bar{P} ANDA-Experiments sind die verschiedenen elektromagnetischen Kalorimeter zur Energiebestimmung der in den $\bar{p}p$ -Kollisionen erzeugten Teilchen oder deren Zerfallsprodukte. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Vorwärts-Endkappe des Kalorimeters im Targetspektrometer, welche besonders hohen Ereignisraten ausgesetzt ist. Dabei muss ein großer Impulsbereich von 3 MeV/c bis 12 GeV/c abgedeckt werden. Damit für alle der beteiligten Kanäle eine homogene Energieauflösung gewährleistet und der dynamische Bereich vollständig abgedeckt werden kann, wurde eine geschickte Zuordnung der unterschiedlichen Detektorbestandteile (*Matching*) im ersten Teil dieser Arbeit durchgeführt. Die verwendeten Photodetektoren (VPTT), die Szintillationskristalle aus Bleiwolframat und die zur Verfügung stehenden Vorverstärker mit jeweils unterschiedlichen Eigenschaften wurden für eine homogene Detektorantwort zu Submodulen gruppiert und jeweils für eine Position im Magnetfeld des Detektors vorgesehen.

Nach den Vorgaben des Matchings werden die Submodule der Vorwärtsendkappe produziert und müssen anschließend in möglichst realistischer Umgebung getestet und charakterisiert werden. Für diese Aufgabe wurde in Bonn eine Teststation für die einzelnen Submodule entwickelt, welche die Vermessung bei der auch für \bar{P} ANDA vorgesehenen Betriebstemperatur von $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ mittels kosmischer Höhenstrahlung erlaubt. Für die Auswertung der aufgenommenen Daten mit niedriger Statistik wurde eine Analysesoftware entwickelt und getestet. Die Vermessung der ersten gefertigten Submodule wurde in der Teststation durchgeführt, die Aussagekraft der Vorhersagen aus dem Matching überprüft und im Rahmen vertretbarer Schwankungen bestätigt.

Abstract

A large step towards a better understanding of the standard model of particle physics is the description of quantum chromodynamics (QCD) in the non-perturbative energy region. The $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment will deliver much needed data in this regime by doing spectroscopic measurements on various systems of interest. The $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment is currently being constructed in Darmstadt (Germany) and consists of a large two-step magnetic spectrometer in a fixed-target geometry. It will be operated with an antiproton beam scattered off of a hydrogen target.

The various calorimeters are crucial parts of the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment and are used to measure the energy of the produced particles or their decay products. The scope of this thesis is connected with the forward-endcap of the target-calorimeter which is exposed to very high event rates. Additionally, the forward-endcap has to cover a wide momentum range of 3 MeV/c up to 12 GeV/c. In order to achieve a homogeneous energy resolution for all participating channels and to guarantee the coverage of the desired momentum range, a matching has been performed in the first part of this thesis. In this matching, the photo-detectors (VPTTs), the lead tungstate scintillation crystals and the preamplifiers with all different properties are grouped into submodules. These submodules are assigned to specific positions inside the magnetic field of the detector in order to achieve optimal detector performance.

The detector-components are manufactured and grouped into submodules according to this matching. Before being used in the $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment, the submodules have to be tested and characterised in a realistic environment. For this purpose, a teststation has been developed in Bonn, which allows a test-measurement with the submodules at the foreseen operating temperature of $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ with cosmic muons. In order to analyse the obtained data, a software was developed and tested. The characterisation of the first submodules, which were assembled according to the matching, has been done and the predictions from the matching have been verified within tolerable variations.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Das Standardmodell der Teilchenphysik | 2 |
| 1.1.1 | Quantenchromodynamik | 3 |
| 1.1.2 | Interessante Fragestellungen | 5 |
| 1.2 | Das \bar{P} ANDA-Experiment | 6 |
| 1.2.1 | Teilchenbeschleunigerkomplex | 7 |
| 1.2.2 | Antiprotonenerzeugung | 8 |
| 1.2.3 | High-Energy-Storage-Ring (HESR) | 9 |
| 1.2.4 | Target | 10 |
| 1.2.5 | Magnet | 11 |
| 1.2.6 | Spurdetektoren | 12 |
| 1.2.7 | Teilchenidentifikation | 15 |
| 1.2.8 | Energiemessung | 18 |
| 1.3 | Die Vorwärts-Endkappe des EMC | 25 |
| 1.3.1 | Aufbau eines Submoduls | 25 |
| 1.3.2 | Photodetektoren | 26 |
| 1.3.3 | Namenskonvention in der FEC | 28 |
| 1.3.4 | Temperaturüberwachung mittels THMP | 30 |
| 1.4 | Motivation für diese Arbeit | 33 |
| 1.4.1 | Anordnung der Detektorkomponenten in der FEC | 33 |
| 1.4.2 | Notwendigkeit der Teststation | 33 |
| 1.5 | Kosmische Höhenstrahlung | 34 |
| 1.5.1 | Kosmische Strahlung außerhalb der Atmosphäre | 35 |
| 1.5.2 | Durchquerung der Atmosphäre | 35 |
| 2 | Anordnung der Detektorkomponenten in der FEC | 41 |
| 2.1 | Einflüsse auf die Detektorantwort | 41 |
| 2.1.1 | Vermessung der Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs | 42 |
| 2.1.2 | Auswertung der Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs | 44 |
| 2.1.3 | Winkelabhängigkeit der Magnetfeldeinwirkung auf die VPTTs | 46 |
| 2.1.4 | Magnetfeld am Ort der VPTTs | 48 |
| 2.1.5 | Zusätzliche Einflüsse auf die Detektorantwort | 49 |
| 2.1.6 | Vorverstärker | 51 |
| 2.2 | Festlegung der Kristallpositionen | 52 |
| 2.2.1 | Platzierung der Kristalle | 54 |
| 2.2.2 | Zuordnung der Vorverstärker | 55 |
| 2.3 | Platzierung der VPTTs in der FEC | 56 |
| 2.3.1 | Der Ungarische Algorithmus | 57 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.3.2 | Platzierung der VPTTs | 59 |
| 2.4 | Markow-Algorithmus | 60 |
| 2.4.1 | Anwendung des Markow-Algorithmus auf das Traveling-Salesman-Problem | 61 |
| 2.5 | Zweite Version des Matchings | 66 |
| 2.5.1 | Vermessung der Vorverstärker | 69 |
| 2.5.2 | Zuordnung der Vorverstärker | 71 |
| 2.5.3 | Einbinden der bereits produzierten Units | 71 |
| 2.5.4 | Iterative Erhöhung der Referenzeinheiten | 74 |
| 2.5.5 | Anordnung unverbauter VPTTs mithilfe des Ungarischen Algorithmus | 75 |
| 2.5.6 | Modifikation des Markow-Algorithmus | 77 |
| 2.5.7 | Einstellung der optimalen Versorgungsspannung | 80 |
| 3 | Aufbau des Teststands | 83 |
| 3.1 | Notwendigkeit des Teststands für die Vorwärts-Endkappen-Module | 83 |
| 3.2 | Konzept der Ereignisselektion | 84 |
| 3.3 | Aufbau eines Teststation-Moduls | 84 |
| 3.3.1 | Triggerdetektoren | 85 |
| 3.3.2 | Patchpanel | 88 |
| 3.3.3 | Lichtpulslerplatine | 89 |
| 3.4 | Signalverarbeitung Teststation | 90 |
| 3.4.1 | Reconversion-Platine | 91 |
| 3.4.2 | Diskriminatoremodul | 92 |
| 3.4.3 | Logikmodul | 93 |
| 3.4.4 | Shaper | 95 |
| 3.5 | Klimakammer | 96 |
| 3.5.1 | Messablauf für die Vermessung der Submodule | 98 |
| 4 | Software des Teststands | 101 |
| 4.1 | Slowcontrol | 101 |
| 4.1.1 | EPICS-Kontrollsystem | 102 |
| 4.1.2 | Umsetzung der Slowcontrol in der Teststation | 103 |
| 4.2 | Datenerfassungssoftware | 108 |
| 4.2.1 | Daqinterface | 108 |
| 4.2.2 | Daqthread | 109 |
| 4.2.3 | Masterthread | 111 |
| 5 | Simulation der Kosmischen Höhenstrahlung | 113 |
| 5.0.1 | Cosmic-ray Bibliothek | 113 |
| 5.0.2 | Umsetzung der Simulation | 114 |
| 6 | Analyse der gemessenen Daten | 117 |
| 6.1 | Datenaufbereitung | 117 |
| 6.1.1 | Klassifizierung verschiedener Spurtypen | 119 |
| 6.1.2 | Untergrundbereinigung der Spektren | 120 |
| 6.1.3 | Erstellung der unkalibrierten Energiespektren | 122 |
| 6.1.4 | Erstellung der Energiespektren aus simulierten Ereignissen | 122 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 6.2 | Analysesoftware | 123 |
| 6.2.1 | Mögliche Analysemethoden | 123 |
| 6.3 | Maximum-Likelihood-Methode | 126 |
| 6.3.1 | Motivation | 126 |
| 6.3.2 | Erläuterung der Methode | 126 |
| 6.3.3 | Anwendung der Likelihood-Methode | 127 |
| 6.3.4 | Bewertung der Likelihood-Methode | 130 |
| 6.3.5 | Amplitudenkorrekurfaktoren | 135 |
| 7 | Interpretation der Messergebnisse der Teststation | 137 |
| 7.1 | Vermessung der Submodule aus erstem Matching | 137 |
| 7.2 | Vermessung der Submodule aus neuer Matchingiteration | 141 |
| 7.2.1 | Test der Aussagekraft der Messung bei geringer Statistik | 145 |
| 7.3 | Vergleich der Messungen mit Erwartungen aus dem Matching | 146 |
| 7.3.1 | Fehlerabschätzung für die Qualitätsfaktoren aus dem Matchingprozess | 146 |
| 7.3.2 | Anpassung der erwarteten Qualitätsfaktoren an gemessene Verstärkungsfaktoren | 147 |
| 7.4 | Überprüfung des dynamischen Bereichs | 151 |
| 7.5 | Bewertung des Fertigungsprozesses | 154 |
| 8 | Zusammenfassung und Ausblick | 155 |
| A | Zusätzliche Informationen | 167 |
| | Abbildungsverzeichnis | 179 |
| | Tabellenverzeichnis | 183 |
| | Glossar | 185 |

Einleitung

Schon seit Jahrtausenden beschäftigt sich die Menschheit mit der Fragestellung, wie wir Menschen und die Welt um uns herum aufgebaut ist und „was die Welt im Innersten zusammenhält“¹. Dabei lässt sich das Problem mit wenigen Fragen spezifizieren: Woraus besteht Materie? Was sind ihre grundlegendsten Bausteine und wie interagieren diese Bausteine miteinander?

Bei der Beantwortung dieser Fragen hat die Wissenschaft in den letzten 100 Jahren erhebliche Fortschritte gemacht und so die Tür in eine komplett neue mikroskopische Welt geöffnet. Dabei ergab sich, dass die uns bekannte Materie im Wesentlichen aus einem sehr großen Anteil leerem Raum besteht und darin nur vereinzelt kleine Teilchen vorkommen. Das Bemerkenswerte ist aber, dass diese kleinen Teilchen wie Protonen, Neutronen, Elektronen, sofern vom selben Typ, exakt gleich sind, also nicht voneinander unterscheidbar. Für solche nicht unterscheidbaren Objekte gibt es in unserer Alltagswelt des Makroskopischen keine Entsprechung.

Die Untersuchung dieser kleinen Bestandteile und ihrer Wechselwirkungen miteinander ist aufgrund ihrer Größe keineswegs trivial. Die direkteste Methode, beispielsweise zwei einzelne Protonen nebeneinander zu platzieren und ihre Wechselwirkungen direkt zu untersuchen, ist nicht möglich, da ein einzelnes Proton wegen seiner geringen Größe nicht gesondert manipulierbar ist. Stattdessen stützen sich fast alle experimentellen Daten in diesem Forschungsfeld auf indirekte Messungen aus folgenden drei verschiedenen Typen von Experimenten:

- Streuexperimente: Ein Teilchen wird auf ein Anderes geschossen und z.B. der Streuwinkel der auslaufenden Teilchen gemessen.
- Zerfallsexperimente: Ein Teilchen zerfällt spontan und es werden die Zerfallsprodukte kinematisch untersucht.
- Untersuchung gebundener Systeme: Mehrere Teilchen werden zusammengebracht und die Eigenschaften des gebundenen Systems untersucht.

Diese drei Methoden eint, dass sie lediglich indirekte Beobachtungen der Wechselwirkung darstellen und daher die Interpretation der Messergebnisse keineswegs trivial ist. Daher läuft der Fortschritt oft ähnlich ab: Es wird eine Theorie entwickelt, um die bisherigen Ergebnisse zu beschreiben und anschließend nach Vorhersagen dieser Theorie gesucht. Daraufhin werden Experimente durchgeführt, um genau diese Vorhersagen zu überprüfen und die Theorie wird anschließend bei Bedarf angepasst.

Spätestens seit der Vergabe des Nobelpreises 1979 dominiert eine Zusammenfassung verschiedener

¹ Johann Wolfgang Goethe: *Faust. Der Tragödie Erster Teil*

Theorien, das sogenannte *Standardmodell der Teilchenphysik* die Sicht auf die Elementarteilchen und ihre Interaktion. Das Standardmodell soll im nachfolgenden Abschnitt kurz umrissen werden.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik fasst die vereinheitliche Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik zusammen, um die Phänomene der Teilchen zu beschreiben [1–3]. Das Phänomen der Gravitation ist im Standardmodell nicht enthalten, da es bisher nur unzulänglich verstanden und der Einfluss im Rahmen der Interaktionen mikroskopischer Teilchen vernachlässigbar klein ist.

Die drei im Standardmodell vereinten Wechselwirkungen stark, elektromagnetisch und schwach werden jeweils von spezifischen Spin 1- Austauschteilchen, den sogenannten Vektorbosonen ohne Substruktur vermittelt. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon γ und koppelt an die elektrische Ladung der beteiligten Teilchen. Die Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung sind W^\pm - bzw. Z^0 -Bosonen und besitzen hohe Massen von $(80,835 \pm 0,015)$ GeV bzw. $(91,1876 \pm 0,0021)$ GeV [4]. Die Existenz der Massen der W^\pm - und Z^0 -Bosonen können lediglich durch die Interaktion mit dem skalaren Higgsfeld erklärt werden. Das daraus resultierende Higgsboson wurde als letztes Teilchen des Standardmodells 2012 am *Large Hadron Collider* nachgewiesen und besitzt nach aktuellem Wissensstand eine Masse von $(125,09 \pm 0,24)$ GeV. [4–6]

Die starke Wechselwirkung hingegen wird von den 8 Gluonen mit ihren verschiedenen Farbladungen vermittelt. Dabei gibt es die Farbladungen rot, grün und blau inklusive der jeweiligen Antifarben. Gluonen tragen jeweils eine Kombination aus Farbe und Antifarbe, sodass sich aufgrund der Symmetrie 8 verschieden farbgeladene Gluonkombinationen ergeben. Da Gluonen selbst eine Farbladung tragen, können sie auch untereinander wechselwirken, sodass die starke Wechselwirkung nur auf kurzen Reichweiten zum Tragen kommt.

Die Austauschbosonen mit Spin 1 vermitteln nach dem Bild der Quantenfeldtheorie die zuvor genannten Wechselwirkungen zwischen Mitgliedern einer weiteren Gruppe von Elementarteilchen ohne innere Substruktur. Diese Gruppe wird aus den elementaren Spin 1/2-Fermionen gebildet, welche entsprechend ihrer Masse und weiterer Eigenschaften in drei Familien bzw. Generationen unterteilt sind. Die elementaren Fermionen setzen sich aus 6 Quarks und 6 Leptonen inklusive der entsprechenden Antiteilchen zusammen. Dabei gilt für alle elementaren Teilchen, dass sie als punktförmig angenommen werden. Eine Übersicht der Eigenschaften elementarer Fermionen ist in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

Das Elektron wurde 1897 als erstes der Fermionen von J.J. Thomson nachgewiesen und stellt mit 511 keV das leichteste der elektrisch geladenen Fermionen dar [7]. Dabei trägt es die elektrische Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C, auf die alle anderen Ladungen der nachfolgenden Teilchen bezogen werden. Als zweites Mitglied der ersten Leptonenfamilie existiert das elektrisch ungeladene und leichte Elektron-neutrino ν_e . Das Elektron und sein Neutrino ν_e tragen die gleiche Leptonenfamilienzahl $L_e = +1$, ihre Antiteilchen die Leptonenfamilienzahl -1. Diese Familiennzahlen existieren analog für die beiden anderen Leptonenfamilien und stellen in der Regel eine Erhaltungszahl dar. Jedoch scheint die bereits beobachtete Neutrinooszillation eine äußerst seltene Ausnahme für diese Erhaltungszahl darzustellen.

Die zweite Generation der Leptonen enthält das Myon μ mit seinem Neutrino ν_μ und hat im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Bedeutung, da dieses den größten Anteil der auf der Erdoberfläche einfallenden ionisierenden kosmischen Strahlung ausmacht (vgl. Abschnitt 1.5). In der letzten der drei Leptonenfamilien sind schließlich das Tauon τ und dessen Neutrino ν_τ angesiedelt. Sowohl das Myon als auch das Tauon sind instabil und zerfallen nach $2,2 \cdot 10^{-6}$ s bzw. nach $290 \cdot 10^{-15}$ s Sekunden in leichtere Teilchen. Während beim Zerfall des Myons immer mindestens ein Elektronen entsteht, gibt es für das

Tabelle 1.1: Übersicht über die im Standardmodell der Teilchenphysik enthaltenen Fermionen mit ihren wichtigsten Eigenschaften. Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ angegeben. [4]

| | Familie bzw. Generation | Teilchen | Elektrische Ladung / e | Farbladung | Flavor | Masse / MeV/c ² |
|----------|-------------------------|------------|------------------------|------------|---------------|----------------------------|
| Leptonen | 1. | e | -1 | - | $L_e = +1$ | 0,511 |
| | | ν_e | 0 | - | $L_e = +1$ | $<2 \cdot 10^{-6}$ |
| | 2. | μ | -1 | - | $L_\mu = +1$ | 105,66 |
| | | μ_ν | 0 | - | $L_\mu = +1$ | $<0,19$ |
| | 3. | τ | -1 | - | $L_\tau = +1$ | 1 776,9 |
| | | ν_τ | 0 | - | $L_\tau = +1$ | $<18,2$ |
| Quarks | 1. | u | $+2/3$ | r,g,b | $I_3 = +1/2$ | 1,8 bis 2,8 |
| | | d | $-1/3$ | r,g,b | $I_3 = -1/2$ | 4,3 bis 5,2 |
| | 2. | c | $+2/3$ | r,g,b | $C = +1$ | 1 280 |
| | | s | $-1/3$ | r,g,b | $S = -1$ | 92 bis 104 |
| | 3. | t | $+2/3$ | r,g,b | $T = +1$ | $173 \cdot 10^3$ |
| | | b | $-1/3$ | r,g,b | $B = -1$ | $4,2 \cdot 10^3$ |

Tauon aufgrund seiner großen Masse eine Vielzahl von möglichen Zerfallskanälen.

Die zweite Gruppe der elementaren Fermionen wird von den Quarks bevölkert, welche ebenfalls in drei Generationen unterteilt werden können. Dabei erfolgt die Gruppierung ebenfalls nach zunehmender Masse. Die Quarks tragen im Gegensatz zu den Leptonen eine Farbladung und unterliegen damit der starken Wechselwirkung. Die Farbladung der Quarks kann rot (r), grün (g) oder blau (b) sein, die Antiquarks hingegen tragen jeweils eine der entsprechenden Antifarben (\bar{r} , \bar{g} , \bar{b}). Freie Quarks werden nicht beobachtet; stattdessen bilden sie, beispielsweise im Dreierverbund, ein Baryon mit neutraler Farbe, sodass drei Quarks mit den Farben r,g,b oder Antiquarks mit den Farben \bar{r} , \bar{g} , \bar{b} kombiniert werden können. Eine weitere Möglichkeit ist die Kombination zweier Quarks zu einem ebenfalls farbneutralen Meson. Die leichtesten Mesonen lassen sich in solche mit Gesamtspin $S = 0$ oder $S = 1$ unterteilen und weisen den Bahndrehimpuls $L = 0$ auf. Dabei können sie jeweils in einem Nonett der Pseudoskalaren Mesonen ($S = 0$) bzw. Vektormesonen ($S = 1$) angeordnet werden, wie in Abbildung 1.1 dargestellt. Da die starke Wechselwirkung für das PANDA-Experiment von besonderer Bedeutung ist, wird die zugrundeliegende Theorie, die Quantenchromodynamik, im nächsten Abschnitt kurz betrachtet.

1.1.1 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt als Quantenfeldtheorie die Wechselwirkung zwischen den Quarks und Gluonen. Im Gegensatz zu den Eichbosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung, den Photonen, tragen die Eichbosonen der starken Wechselwirkung selbst Farbladung und können somit auch untereinander wechselwirken. Dies hat zur Folge, dass die starke Wechselwirkung anders als die elektromagnetische Wechselwirkung nur eine kurze Reichweite hat, obwohl die Gluonen, ebenso wie auch die Photonen masselos sind.

Die Selbstwechselwirkung der Gluonen führt letztendlich auch zur laufenden Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung $\alpha_s(Q^2)$ (siehe Abb. 1.2). Für kleine Impulsüberträge Q^2 (z.B. im Bereich der Bindungszustände aus leichten Quarks) ist α_s groß und störungstheoretische Berechnungen können demnach nicht eingesetzt werden. Als Konsequenz der steigenden Kopplungskonstante bei niedrigen

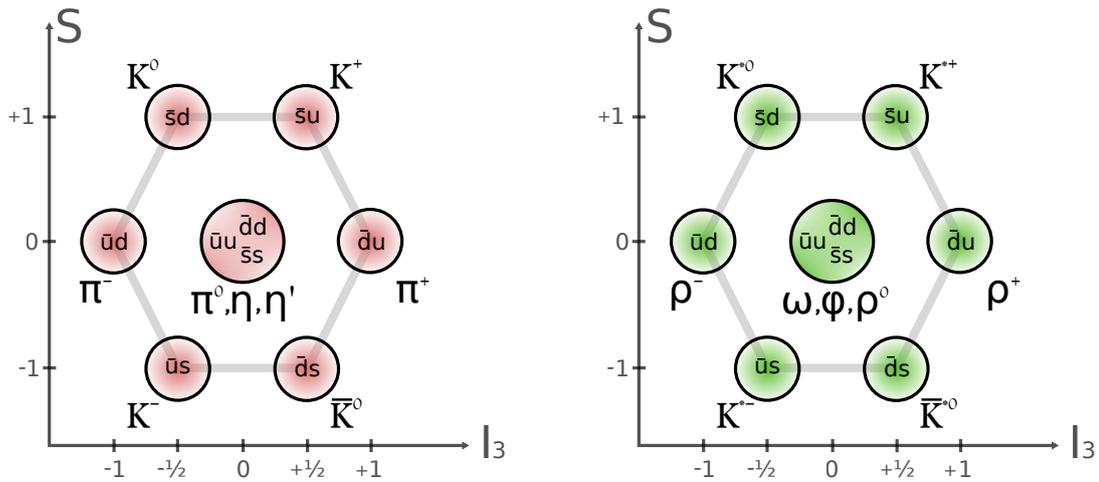


Abbildung 1.1: Multipletts der Mesonen. Links sind die Pseudoskalaren Mesonen mit Spin 0 im Nonett aufgetragen, rechts die Vektormesonen mit Spin 1. Dabei zeigen die Kreise die jeweilige Quarkzusammensetzung an, bei den zentralen Zuständen liegt eine Mischung der drei angezeigten Quarkkombinationen vor. Die unterschiedlichen Zustände sind auf der x-Achse bezüglich der dritten Komponente des Isospin und auf der y-Achse nach der Strangeness geordnet.

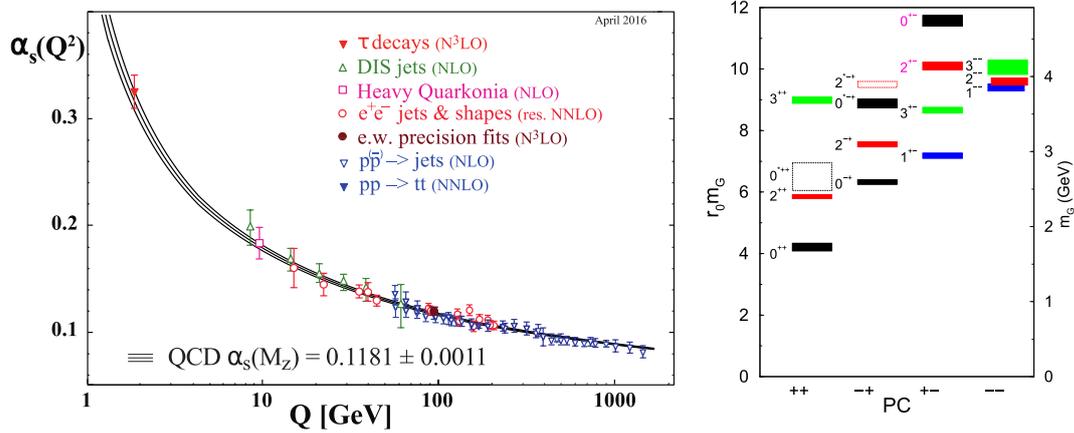


Abbildung 1.2: Links: Verschiedene Messungen der Kopplungskonstante der QCD α_s und ihre Abhängigkeit von der Energieskala Q [4]. Rechts: Im Rahmen der Lattice-QCD vorhergesagte Glueballzustände mit Masse m_G und den Quantenzahlen J^{PC} [8].

Impulsüberträgen (oder großen Abständen) können keine freien Quarks beobachtet werden. Stattdessen würde beim Versuch zwei Quarks voneinander zu trennen ab einer bestimmten Entfernung (und damit aufgewendeter Energie) ein weiteres Quark-Antiquarkpaar erzeugt. Dieses Phänomen wird Confinement genannt. Die Tatsache, dass Gluonen untereinander wechselwirken, hat nichtlineare Feldgleichungen in der QCD zur Folge und macht die Beschreibung eines entsprechenden Prozesses deutlich komplizierter als in der elektroschwachen Theorie. Bei hohen Energien ist die QCD eine äußerst erfolgreiche Theorie und gilt als gut bestätigt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die Kopplungsstärke α_s bei hohen Impulsüberträgen klein ist, was im linken Teil von Abbildung 1.2 dargestellt ist. Durch den geringen Zahlenwert von α_s wird es bei hohen Impulsüberträgen möglich, die auftretenden Probleme störungstheoretisch zu berechnen. Höhere Ordnungen in α_s können hier vernachlässigt werden. Diese Region mit kleinem α_s wird auch Bereich der asymptotischen Freiheit genannt. In diesem Energiebereich gibt es daher noch sehr viele offene Fragestellungen, die mit den entsprechenden theoretischen Ansätzen gelöst werden müssen. Ein Beispiel für einen solchen theoretischen Ansatz stellt die Lattice-QCD dar. Sie versucht sich in einer direkten numerischen Simulation des Sachverhalts durch die Diskretisierung des Problems auf einem vierdimensionalen Raum-Zeit-Gitter. Diese Methode ist sehr rechenaufwendig und kommt bisher noch nicht ohne eine Reihe von Näherungen aus. So werden z.B. angeregte hadronische Bindungszustände meist noch bei unphysikalisch großen Pionen- bzw. Quarkmassen berechnet und können nicht zerfallen. [9–11]

Im Bereich schwerer Quarks finden häufig auch Potentialmodelle ihre Anwendung [12]. Das $Q\bar{Q}$ -Potential wird dabei durch einen Coulomb-ähnlichen Verlauf bei kleinen Abständen und einen annähernd linearen Verlauf bei großen Abständen beschrieben ($V(r) = -4/3\alpha_s/r + k \cdot r$) [13]. Die experimentelle Überprüfung vorhergesagter Zustände, die präzise Untersuchung bereits beobachteter aber schlecht verstandener Zustände, aber auch die Suche nach neuen, vielleicht exotischen, Zuständen ist eines der Ziele des PANDA-Experimentes. Im nachfolgenden Abschnitt sollen Beispiele für lohnenswerte Untersuchungen aufgeführt werden. [14]

1.1.2 Interessante Fragestellungen

Es liegt nahe, durch starke Wechselwirkung gebundene Systeme spektroskopisch zu erforschen, um ihre Wirkungsmechanismen zu verstehen. Dabei ist ein möglichst simples gebundenes System zu bevorzugen, sodass dessen Beschreibung so einfach wie möglich ist. Als erfolgreicher Ansatz hat sich das Studium des aus $c\bar{c}$ zusammengesetzten Charmoniums seit seiner Entdeckung 1974 herausgestellt [15, 16]. Die Beschreibung dessen Spektrums kann mit den Mitteln eines nicht-relativistischen Potentials bereits einige der Phänomene beschreiben, indem unbekannte Parameter durch Experimente bestimmt und damit anschließend neue Vorhersagen gemacht werden. Allerdings sind für die Feinheiten des Spektrums bereits relativistische Korrekturen erforderlich.

Charmonium-Zustände wurden hauptsächlich über e^+e^- - und $\bar{p}p$ -Kollisionen erzeugt. Dabei können in e^+e^- -Annihilationen lediglich Zustände der Quantenzahl $J^{PC} = 1^{--}$ direkt erzeugt werden. Auf der anderen Seite können mithilfe von $\bar{p}p$ -Kollisionen alle $c\bar{c}$ -Zustände direkt erzeugt werden.

Eines der Hauptziele des PANDA-Experiments ist demnach die Erforschung des Charmonium-Spektrums, sodass dieses für einige der Spezifikationen des Experiments verantwortlich ist.

Neben den Zuständen aus einem einzelnen Quark-Antiquarkpaar sind auch Zustände mit vier oder mehr Quarks denkbar und stellen lohnenswerte Untersuchungsobjekte dar [17]. Des Weiteren sind auch Quarkzustände mit einer Gluonbeteiligung, sogenannte Hybride, sowie reine Gluonzustände sehr interessante Untersuchungsobjekte. Reine Gluonzustände werden *Glueballs* genannt und es gibt dank Lattice-QCD eine Reihe von postulierten Zuständen solcher Systeme, wie im rechten Teil von Abbildung 1.2 dargestellt. Die Charakterisierung aller dieser Phänomene gehört zu den Zielsetzungen des PANDA-Experiments und

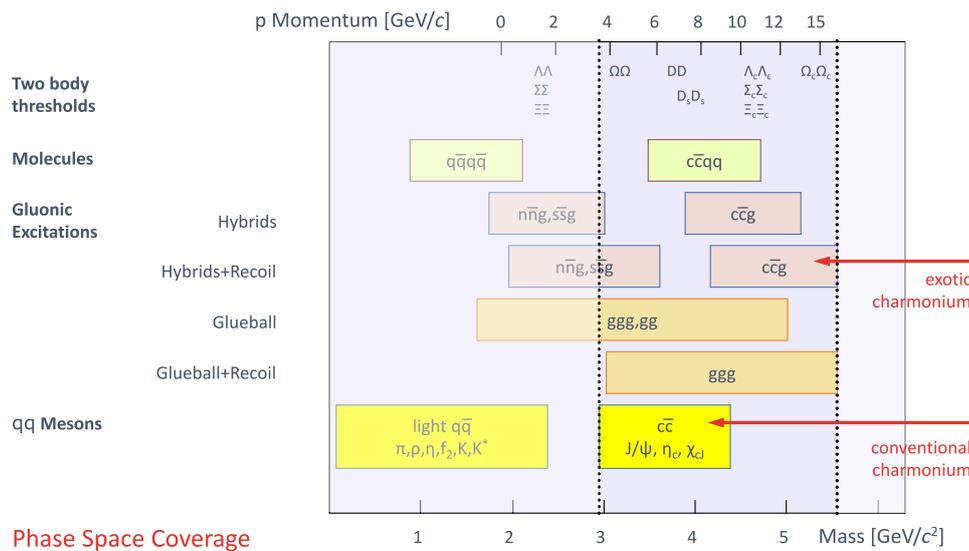


Abbildung 1.3: Energiebereich verschiedener spektroskopischer Phänomene der QCD und der vom $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment durch gestrichelte Linien ange deutete abgedeckte Bereich. [18]

ist maßgeblich für die Konzeption des Detektorsystems. Durch die vielseitig geplanten Untersuchungen sollte das Experiment ein möglichst flexibles Triggersystem aufweisen, sodass im Idealfall verschiedene Messungen parallel durchgeführt werden können. Außerdem sollte das Experiment eine hohe Luminosität bieten, damit in angemessener Zeit eine hohe Statistik erreicht werden kann. Zusätzlich ist eine gute Energieauflösung notwendig, damit qualitativ hochwertige Daten aufgenommen werden können. Im Folgenden wird beschrieben, wie der Aufbau des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments und die gestellten Anforderungen realisiert werden.

1.2 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Die ehrgeizigen Zielsetzungen für das Physikprogramm des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments stellen besondere Anforderungen an die Leistungsfähigkeit des gesamten Detektorsystems. Diese Anforderungen sollen im Folgenden erwähnt und anschließend die sich ergebenden Aufgaben für die verschiedenen Detektorkomponenten beschrieben werden.

Der Detektor sollte möglichst über den ganzen Raumwinkel von 4π sensitiv sein und eine sehr hohe Energieauflösung bieten, damit neue Zustände mit ausreichend hoher Genauigkeit charakterisiert werden können. Ein zentraler Bestandteil des Detektionskonzepts ist die effiziente und zuverlässige Identifikation verschiedener Teilchenarten, sodass unterschiedliche Zerfallskanäle möglichst effektiv ausgewählt werden können. Zusätzlich ist eine gute Spurrekonstruktion (Tracking) für die genaue Ermittlung des Interaktionspunktes (Vertex) unerlässlich. Bei genauer Kenntnis des primären Vertex kann der unerwünschte Untergrund erheblich reduziert werden. Zusätzlich ist ein vielseitiges, flexibles Triggersystem für einen möglichst produktiven Messbetrieb wünschenswert.

Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ist im Wesentlichen ein zweistufiges magnetisches Spektrometer, sodass eine möglichst große Impulsauflösung verfügbar ist. Dabei werden geladene Ejektile durch ein starkes Magnetfeld abgelenkt und deren abgelenkte Spur vermessen. Die zweistufige Gliederung folgt aus der Fixed-target-Geometrie des Experiments und dem damit verbundenen relativistischen Boost in Vorwärtsrichtung. Das generelle Konzept der Ereignis Selektion bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ist in Abbildung 1.4 dargestellt und

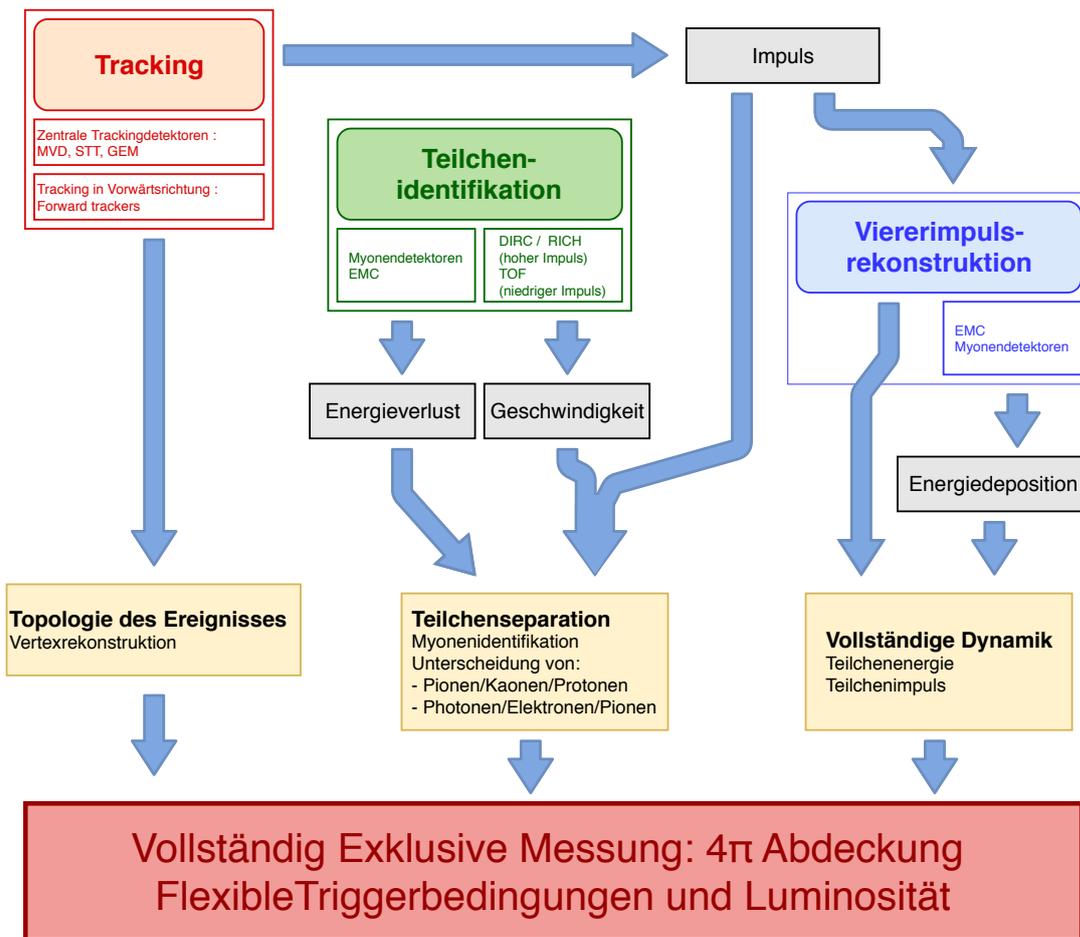


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Detektionskonzepts im \bar{P} ANDA-Experiment. Neben den für eine vollständig exklusive Messung erforderlichen Aufgaben werden auch die jeweils beteiligten Detektorkomponenten erwähnt. Abbildung abgeleitet von [19].

stellt eines der besonderen Merkmale des Experiments dar. Es sieht vor, dass alle Ereignisse zwischengespeichert werden können und sofort eine Ereignisrekonstruktion durchgeführt werden kann. Dabei werden die vorhandenen Informationen aller Detektoren kombiniert, sodass Energie und Impuls aller beteiligten Teilchen bestimmt wird und eine vollständig exklusive Messung vorliegt. Mit diesen Informationen kann überprüft werden, um welche physikalische Reaktion es sich handelt und ob die zugehörigen Daten abgespeichert oder verworfen werden sollen. Damit diese versierte Art der Ereignis Selektion möglich ist, müssen die einzelnen Detektorbestandteile auf sehr kurzen Zeitskalen eine Reihe von Informationen bereitstellen, wie in Abbildung 1.4 dargestellt. Im Folgenden sollen die verschiedenen Bestandteile des Detektors und die benötigte Beschleunigerinfrastruktur kurz beschrieben werden. [20–22]

1.2.1 Teilchenbeschleunigerkomplex

Der FAIR² Beschleunigerkomplex stellt mit seinen unterschiedlichen Beschleunigern den benötigten Antiprotonenstrahl zum Betrieb des \bar{P} ANDA-Experiments zur Verfügung. Dazu wird das bestehende Beschleunigernetzwerk der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) um einige Komponenten

² Facility for Antiproton and Ion Research

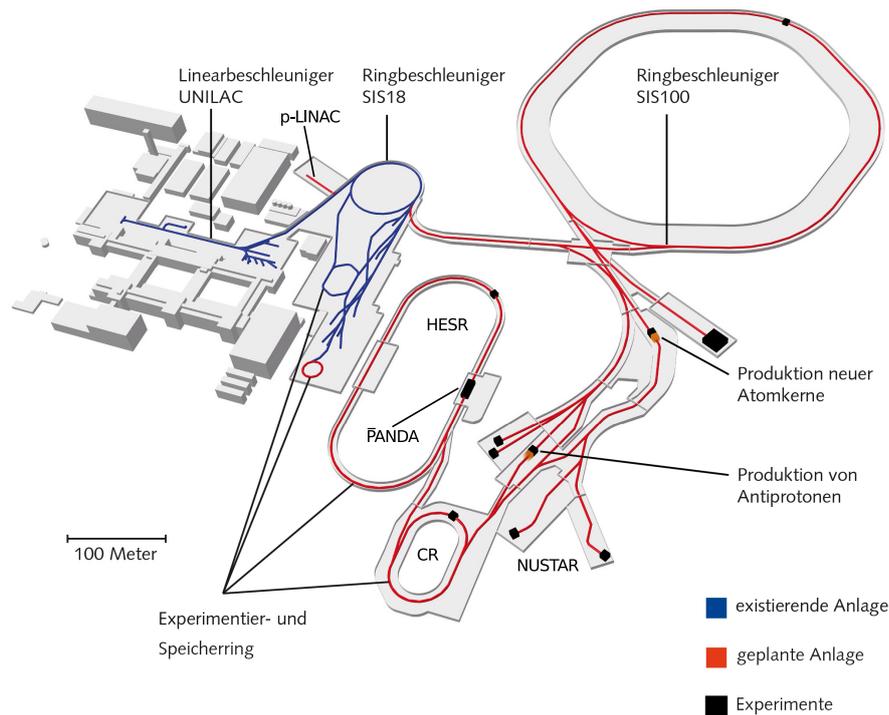


Abbildung 1.5: Geplanter FAIR-Beschleunigerkomplex an der GSI in Darmstadt. Neben der bereits bestehenden Anlage in blau werden in rot markierte Teile neu gebaut. Neben den Beschleunigern sind in schwarz die verschiedenen Experimente eingezeichnet. [24]

erweitert, wie in Abbildung 1.5 dargestellt.

Das existierende Schwerionen-Synchrotron SIS-19 wird um einen neuen Protonen LINAC³ erweitert, welcher 70 MeV Protonen (p) in das SIS-18 einspeist, sodass sie dort auf 2 GeV beschleunigt werden können [23]. Nach einer Reihe von SIS-18 Zyklen zur Befüllung des nachfolgenden supraleitenden SIS-100 werden die Protonen dort auf eine Energie von 29 GeV beschleunigt und in kurze Pakete (*Bunches*) von 50 ns Länge gruppiert. Anschließend werden die Protonen auf das Konversionstarget gelenkt.

1.2.2 Antiprotonenerzeugung

Die Erzeugung von $p\bar{p}$ -Paaren ist ab einer Schwelle von 5,6 GeV möglich, wenn ein Protonenstrahl auf ein ruhendes Target geschossen wird [25]. Am FAIR-Beschleunigerkomplex wird dieser Protonenstrahl mit $2 \cdot 10^{13}$ primären Protonen pro Puls und einer Energie von 29 GeV vom SIS-100 bereitgestellt. Die einzelnen Pakete treffen in einem Abstand von 5 bis 10 s am Konversionstarget ein. Das Konversionstarget wird aus Nickel oder Kupfer in Form eines 11 cm langen Zylinders mit einem Durchmesser von 3 mm gefertigt. Zwar bietet beispielsweise Iridium eine höhere Antiprotonenproduktionseffizienz, jedoch hat der größere Wirkungsquerschnitt eine ebenfalls höhere Wärmeentwicklung zur Folge. Die Wärmeentwicklung und das daraus resultierende Schmelzen des Metalltargets im Grenzfall begrenzt die mögliche Strahlfokussierung deutlich, weshalb ein Target aus Nickel oder Kupfer bevorzugt wird. Ein weiterer Vorteil dieser Targetmaterialien ist die geringere induzierte Radioaktivität.

³ *Linear Accelerator*: Linearbeschleuniger

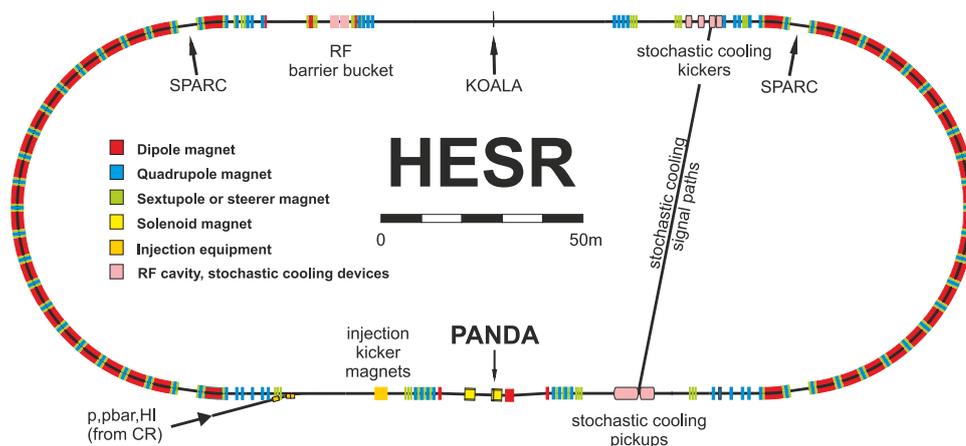


Abbildung 1.6: Der rennbahnförmige High Energy Storage Ring (HESR) mit dem in den Strahlengang integrierten $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment. Die Beschleunigung, beziehungsweise *Kühlung* des Strahls, wird auf den geraden Teilstücken durchgeführt. Der HESR liefert einen \bar{p} -Strahl im Impulsbereich von 1,5 bis 15 GeV/c. [26]

Die im Target produzierten Antiprotonen werden über ein magnetisches Horn mit kurz gepulsten Strömen von ~ 400 kA fokussiert und anschließend durch eine Kombination von Dipol und Kollimator vom primären Protonenstrahl separiert. Die nunmehr ausgewählten Antiprotonen tragen eine Energie von 3 GeV mit einer Unschärfe von $\Delta p/p \sim 3\%$. [25]

Der Antiprotonenstrahl wird anschließend in den CR gespeist, wo er von seiner Paketstruktur befreit und anschließend in den HESR gespeist wird. In der Produktion der Antiprotonen ergibt sich voraussichtlich eine Effizienz von $5 \cdot 10^{-6} \bar{p}$ pro primärem Proton.

1.2.3 High-Energy-Storage-Ring (HESR)

Der HESR ist die letzte Stufe in der FAIR-Beschleunigerinfrastruktur und beliefert das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment direkt mit den benötigten Antiprotonen. Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment ist auf einem der beiden geraden Teilstücke, der rennbahnförmigen Struktur des HESR untergebracht (vgl. Abbildung 1.6).

Die Aufgabe des HESR ist es, durch stochastische Kühlung die Strahleigenschaften des \bar{p} -Strahls zu verbessern. Dies ist unter anderem für die Variante des Pellet-Targets erforderlich. In dieser Targetvariante werden Wasserstoffatome in dichten Tropfen gefroren und fallen anschließend durch den Teilchenstrahl. Damit es in dieser Konfiguration zu einem ausreichenden Überlappen zwischen Strahl und Target kommt, müssen die Strahlparameter sehr genau bestimm- und kontrollierbar sein. Die stochastische Kühlung wird über die beiden mit einer Signalleitung verbundenen Teile des stochastischen Kühlsystems realisiert. Dabei detektieren die *stochastic cooling pickups* Abweichungen von der optimalen Strahllage und veranlassen eine entsprechende elektromagnetische Korrektur der überprüften Strahlbreite beim nächsten Durchlauf durch die gegenüberliegenden *cooling kickers* [27, 28]. Auf diese Weise kann der Strahl nach einigen Umläufen gekühlt und zusätzlich beschleunigt werden, sodass er die gewünschten Strahlparameter aufweist. Der HESR ermöglicht zwei verschiedene Betriebsmodi mit entweder hoher Energieauflösung von ~ 50 keV oder einer hohen Intensität von $L = \sim 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in der modularisierten Startversion). [29]

Dabei können für unterschiedlich gewichtete Messungen entweder z.B. möglichst genau Resonanzen mit hoher Energieauflösung untersucht werden oder in kurzer Zeit möglichst viel Statistik gesammelt werden. Eine Besonderheit des HESR ist die Möglichkeit, die Schwerpunktsenergie bei der Vermessung von Resonanzen sehr fein einzustimmen, sodass qualitativ hochwertige Daten aufgenommen werden können.

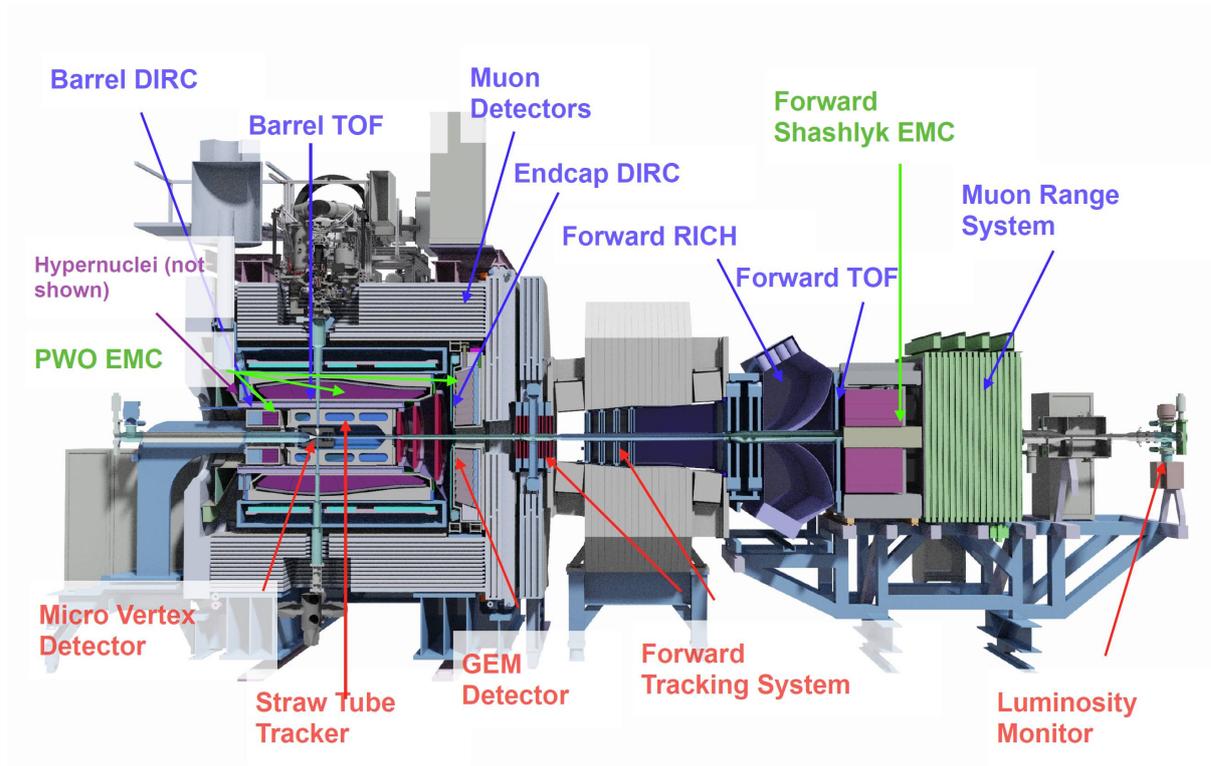


Abbildung 1.7: Simulierte Darstellung des \bar{P} ANDA-Experiments mit den beiden Teilen des Spektrometers und allen Detektorteilen. [26]

Der Beschleuniger erlaubt je nach Betriebsmodus einen Strahlimpuls von 1,5 bis 15 GeV/c. Das bedeutet, dass im Ruhesystem der Interaktion eine Energie von 2,1 bis 5,6 GeV zur Erzeugung verschiedener Zustände verfügbar ist. [29]

1.2.4 Target

An das \bar{P} ANDA-Target werden, je nach momentan durchgeführter Untersuchung, eine Vielzahl von unterschiedlichen Anforderungen gestellt. Die wichtigste dieser Anforderungen ist dabei, dass das Target nicht sehr dicht ist und räumlich sehr begrenzt ist. Dies ist notwendig, um ungewollte Reaktionen auf ein Mindestmaß zu beschränken. Aus derselben Motivation heraus werden keine zusätzlichen Materialien in den Strahl eingebracht, da ein permanent im Teilchenstrahl befindliches Target (*internal beam experiment*) eine zu große Flächendichte aufweisen würde. Daher kann z.B. wegen des zusätzlich benötigten Fenstermaterials kein gasförmiges Target mit einer Targetzelle verwendet werden.

Als primäres Targetmaterial kommt je nach gewünschter Untersuchung in der Regel Wasserstoff oder Deuterium in sehr kleinen kondensierten Paketen in Betracht.

Da die \bar{p} -Produktion ein sehr aufwendiger Prozess ist, sollte zusätzliches Restgas und damit verbunden eine Verschlechterung der Strahleigenschaften unbedingt vermieden werden. Dies ist ein weiteres Argument, warum selbst ein jetförmiges Gastarget nicht realisiert werden kann.

Stattdessen werden die Konzepte eines Cluster-Jet-Targets und eines Pellet-Targets parallel verfolgt, sodass für das \bar{P} ANDA-Experiment zwei verschiedene Targetvarianten zur Verfügung stehen. Die Flä-

chendichte des Targetmaterials unterliegt ebenfalls einer Beschränkung, damit der Teilchenstrahl nicht übermäßig aufgeheizt wird und sollte $\rho = 1 \cdot 10^{16}$ Nukleonen cm^{-2} nicht übersteigen [30]. Bezüglich der Dicke des Targets gilt es, einen Kompromiss aus der Vermeidung von Mehrfachstreuung, bzw. Sekundärreaktionen der Ejektile und dem Erreichen der gewünschten Luminosität zu finden. Für bestimmte Anwendungen kann es erforderlich sein, die Rate der Interaktionen unter dem maximal verfügbaren Wert einzustellen. Dabei zahlt sich die Luminositätseinstellung mittels Veränderung der Targetdichte gegenüber der des \bar{p} -Strahls in mehrfacher Hinsicht aus. Zum einen bedeutet eine reduzierte Targetdichte eine geringere Strahlerhitzung und -verschlechterung, zum anderen kann über die Steuerung der Targetdichte die abnehmende Antiprotonenrate gegen Ende eines Beschleunigungszyklus kompensiert werden. Schließlich sollte das Target stets derart überwacht werden, dass der Ort der Interaktion zwischen Target und Strahl mit einer Präzision von deutlich weniger als einem Millimeter bestimmt werden kann. Keiner der beiden Targettypen kann alle diese Anforderungen erfüllen, jedoch erfüllen beide Typen einen großen Anteil dieser Anforderungen und vervollständigen sich gegenseitig. Das jeweilige Funktionsprinzip wird im Folgenden grob umrissen.

Pellet-Target

Im Pellet-Target wird ein Strahl flüssigen Wasserstoffs durch eine dünne Düse in ein Volumen mit Wasserstoffgas geleitet. Der flüssige Wasserstoff befindet sich in der Nähe des Tripelpunkts. Die Düse, aus welcher der Wasserstoffstrahl ausströmt, wird piezoelektrisch angeregt, sodass der Strahl in einzelne Tröpfchen aufbricht. Nachdem die einzelnen Tröpfchen die Kammer mit Wasserstoffgas durchquert haben, werden sie durch eine sehr dünne Kapillare in das Vakuum der Strahlkammer transportiert. Auf dieser Strecke kühlen sie durch Oberflächenverdunstung soweit ab, dass sie zu einzelnen Sphären gefrieren. Die Positionen dieser einzelnen Sphären werden von optischen Sensoren erfasst, damit der Ort der Interaktion mit dem Antiprotonenstrahl extrapoliert werden kann. [30]

Cluster-Jet-Target

Cluster-Jet-Targets werden in der Regel durch die Expansion zuvor gekühlten Gases in speziellen Geometrien realisiert. Dabei werden sogenannte Laval-Typ-Düsen genutzt, welche konvergierende mit divergierenden Formen kombinieren. Bei der Passage durch die 10 bis $100 \mu\text{m}$ weite Öffnung in das nachfolgende Vakuum wird ein überschallschneller Gaspartikelstrom erzeugt. Dabei kühlt das Gas adiabatisch ab und formt unter geeigneten Bedingungen einen kondensierten Strom von Nanopartikeln, welche *Cluster* genannt werden. Dabei hängt die Größe und Form der Cluster stark von dem Druck und der Temperatur des Gases vor der Düse ab. Weitere Einflüsse stellen der minimale Durchmesser, sowie die Form der Düse dar. Ein großer Vorteil der kondensierten Nanopartikel gegenüber der Verwendung von Gas-Jets ist die praktisch nicht vorhandene Beeinflussung dieser Nanopartikel durch im Vakuum vorhandenes Restgas. Nur so sind die in der Vakuumkammer erforderlichen Flugstrecken von mehreren Metern möglich. [30]

1.2.5 Magnet

Die beiden Magneten im Targetteil und im Vorwärtsteil des \bar{P} ANDA-Experiments machen einen zentralen Bestandteil des Spektrometers aus. Durch das von ihnen generierte magnetische Feld können geladene Teilchen abgelenkt und aus dem Maß ihrer Ablenkung der Impuls bestimmt werden. Dabei ist für die gewünschte Genauigkeit der Messung bei der höchsten Strahlenergie ein Feld von 2 T im Volumen des Targetspektrometers bzw. einer Biegekraft von 2 Tm im Vorwärtsspektrometer erforderlich.

Targetspektrometer

Das Targetspektrometer besteht im Wesentlichen aus einem großen supraleitenden Solenoidmagneten und einer Reihe von Trackingdetektoren. Dabei hat das erzeugte Magnetfeld im Bereich der Trackingdetektoren einen Betrag von 2 T und sollte weniger als 2 % relative Streuung aufweisen. Dies gilt lediglich im zentralen Bereich der Trackingdetektoren. Im Bereich der Vorwärts-Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt die Feldstärke wegen der endlichen Ausdehnung der Spulen lediglich 1 T. Der resultierende Feldvektor des Magnetfeldes sollte im zentralen Bereich in Richtung des Strahls zeigen und eine möglichst verschwindend kleine transversale Komponente aufweisen. [31]

Die Montageprozedur der im Magneten untergebrachten Detektoren stellt eine weitere Anforderung an die Konzeption des Magneten. In der Vergangenheit wurden bereits einige Magneten mit ähnlichen Eigenschaften realisiert, jedoch stellt das Targetsystem eine neue Anforderung an das Eisenjoch, da es vertikal hindurch verläuft und daher ein komplizierteres Spulendesign erfordert. [31]

Die Passage des \bar{p} -Strahls durch den Magneten macht eine Korrektur des ~ 7 Tm umfassenden, magnetischen Feldintegrals entlang der Strahlachse erforderlich, da dieses eine erhebliche Verschlechterung der Strahldivergenz zur Folge hat. Als Konsequenz wird vor dem Solenoiden eine kompakte, supraleitende Korrekturspule mit einem entgegengesetzten Feldintegral platziert, sodass der Einfluss des Targetspektrometers korrigiert wird. [31]

Vorwärtsspektrometer

Das Magnetfeld des Vorwärtsspektrometers wird mit einer Biegekraft von 2 Tm so groß gewählt, dass sich eine relative Impulsauflösung von $\sigma p/p \sim 1$ % oder besser erreichen lässt. Das Magnetfeld wird hier von einem offenen Dipol ohne supraleitende Spule erzeugt. Ein supraleitendes Design wurde aus verschiedenen Gründen verworfen, wie sich in [31] nachlesen lässt. Das Magnetfeld des Dipols wirkt sich auf die Strahlage als Ganzes aus und muss daher mit zwei Dipolen derart kompensiert werden, dass das vom \bar{p} -Strahl empfundene magnetische Feldintegral während eines Umlaufs im HESR verschwindet. Explizit hiervon ausgenommen sind die Einflüsse der aktiven Strahloptik des Beschleunigers. [31]

Da sich diese Arbeit mit den Aspekten des Targetkalorimeters befasst, wird der Fokus auf den Targetteil des Experiments gelegt und die Detektoren des Vorwärtsteils nicht weiter beschrieben. Stattdessen sei für weiterführende Informationen beispielsweise auf [22] verwiesen.

1.2.6 Spurdetektoren

Das Trackingsystem des \bar{P} ANDA-Detektors besteht aus einer Reihe verschiedener Detektoren, deren Informationen miteinander kombiniert werden müssen, sodass eine möglichst genaue Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen möglich ist. Diese Spurinformaton wird einerseits genutzt, um durch die Ablenkung im Magnetfeld den Impuls des Teilchens zu bestimmen, andererseits wird aus der Spur der Interaktionspunkt rekonstruiert. Auf diese Weise können Ereignisse aus einem sekundären Vertex, welcher vom Primären verschoben ist, identifiziert werden.

Durch die homogene magnetische Feldstruktur des Targetsolenoids werden geladene Teilchen auf eine helixförmige Bahn mit nicht verschwindender transversaler Impulskomponente gelenkt. Durch den Radius dieser Bahn kann der Impuls des betreffenden Teilchens gefolgert werden. Für kleine Polarwinkel reicht die Ablenkung im Solenoiden nicht zur Impulsbestimmung, sodass jener erst durch die Ablenkung im nachfolgenden Vorwärtsspektrometer ermittelt wird.

Im Targespektrometer werden die Informationen vom Micro-Vertex-Detector (MVD), den Straw-Tube-Trackers (STT) und den Gas-Electron-Multiplier (GEM) Stationen kombiniert, um eine möglichst genaue Spurinformaton zu erhalten. Dabei wäre eine bestenfalls lückenlose Raumabdeckung gewünscht, da für

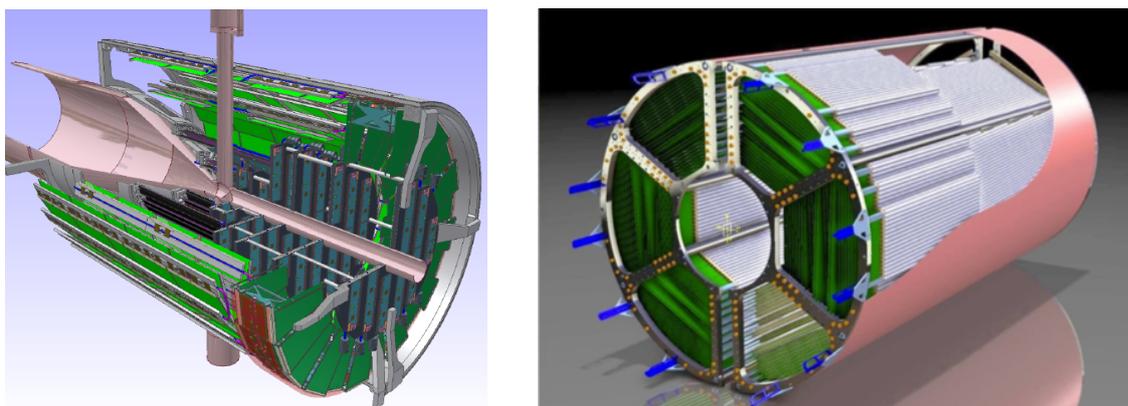


Abbildung 1.8: Links: CAD-generierte Abbildung des MVD als innerstem Bestandteil des Target-Trackingsystems. Neben den dunkelgrün markierten hybriden Pixeldetektoren in den Regionen der höchsten Raten, sind die doppel-seitigen Microstripdetektoren in hellgrün dargestellt [32]. Rechts: CAD-generierte Abbildung des STT mit den einzelnen Straws und der entsprechenden Haltestruktur [19].

eine einige Reaktionen selbst in Rückwärtsrichtung geladene Teilchen auftreten können.

Eine entscheidende Bedeutung kommt der Detektion schwach zerfallende Zustände (*Open-charm*, *Strangeness*) mit makroskopischen Zerfallslängen zu. Diese Zerfallslänge liegt bei Charm-Quark enthaltenden Hadronen in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$ [19]. Damit solch ein Vertex vom primären Interaktionspunkt getrennt werden kann, muss die Genauigkeit für Vertexrekonstruktion auslaufender Teilchen etwa $100\ \mu\text{m}$ betragen.

Im Fall von Hyperonen und K_S -Mesonen ergeben sich Zerfallslängen von mehreren 10 cm (vornehmlich in Vorwärtsrichtung) im Laborsystem, sodass die Ermittlung der Spurinformaton auch in Vorwärtsrichtung sensitiv sein muss. Die Impulsauflösung ist im Fall niederenergetischer Teilchen hauptsächlich durch den Einfluss von Mehrfachstreuung sowie im Fall hoher Energien entsprechend durch den minimalen Krümmungsradius begrenzt. Die erreichbare Impulsauflösung beschränkt die maximal realisierbare Präzision bei der Bestimmung der invarianten Masse. Bei Untersuchung von nicht stark zerfallenden Hadronen mit Halbwertsbreiten von 10 bis $100\ \text{MeV}/c^2$, sollte die Auflösung in der Größenordnung von $10\ \text{MeV}/c^2$ liegen. Bei einer durchschnittlichen Energie von $\sim 1\ \text{GeV}$ liegt die erforderliche Impuls-genauigkeit bei $\sim 1\% \sigma p/p$.

Die Anzahl der ungewollten Wechselwirkungen, wie Bremsstrahlungseffekte oder übermäßige Photonenkonversion, nimmt mit dem Materialeintrag des Trackingsystems zu, sodass sich die Energieauflösung und Detektionseffizienz der nachfolgenden Detektoren verschlechtert. Daher sollte das Trackingsystem möglichst leicht und aus Elementen niedriger Ordnungszahlen aufgebaut sein. Der summierte Materialeintrag wird oft in der Anzahl von Strahlungslängen⁴ angegeben und beträgt im Fall von STT und MVD kombiniert $\sim 0,1 X_0$, was einem akzeptablen Maß entspricht.

Micro-Vertex-Detector

Der Micro-Vertex-Detector (MVD) besteht aus einer Kombination aus zwei verschiedenen Halbleiterdetektoren. Es werden hybride Pixeldetektoren für die inneren und doppel-seitige Microstrip-Detektoren für die äußeren Lagen verwendet. Die Funktion der beiden Detektorkonzepte wird ausführlich in [19]

⁴ Eine Strahlungslänge X_0 beschreibt die Strecke, nach der die Energie eines Elektronenstrahls durch Bremsstrahlung auf $1/e$ seines ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Außerdem entspricht die Strahlungslänge $7/9$ der freien Weglänge bei Paarerzeugung eines hochenergetischen Photons. [4]

beschrieben.

Der MVD hat eine fassförmige Gestalt, erstreckt sich über ca. 46 cm entlang des Strahls und hat einen maximalen Durchmesser von 30 cm. Dabei kommt die innerste Lage des Detektors auf eine Entfernung (Radius) von 2,5 cm an die Strahlmitte heran. Die Fassstruktur des MVD wird von einer Reihe von 6, senkrecht zum Strahl positionierten, hybriden Pixeldetektoren vervollständigt. Des Weiteren sind 2 zusätzliche Multistrip-Detektoren in Vorwärtsrichtung bei einer Entfernung von 40 bis 60 cm vorgesehen, um dem durch die Fixed-Target Geometrie hervorgerufenen Lorentzboost Rechnung zu tragen und so die Vertexrekonstruktion für Hyperonenkaskaden zu gewährleisten. [32]

Auf diese Weise können in einem Polarwinkelbereich von 9° bis 145° für jede Spur vier zugehörige Spurenpunkte ermittelt werden, sodass mit dieser Ortsinformation bereits eine vorläufige Spurrekonstruktion möglich ist.

Durch die hohe Ortsauflösung von weniger als $100\ \mu\text{m}$ in z-Richtung und weniger als $10\ \mu\text{m}$ in x- bzw. y-Richtung sollte eine Rekonstruktion des Interaktionsvertex mit einer Genauigkeit von $100\ \mu\text{m}$ möglich sein. Die zu erwartende Strahlendosis äquivalent zu einer Rate von $1 \cdot 10^{14}\ \text{s}^{-1}$ Neutronen mit einer Energie von 1 MeV stellt eine weitere Anforderung an den MVD dar und wurde bei der Konzeption des Detektors berücksichtigt. Daher werden die verwendeten Komponenten entsprechend der resultierenden Strahlenschäden getestet. [32]

Straw-Tube-Tracker

Um den MVD ist die zweite Komponente des Target Trackingsystems, der Straw-Tube-Tracker (STT), angeordnet. Der STT besteht aus 4636 einzelnen Straw-Tubes, welche in einer zylindrischen Gestalt um den MVD angeordnet sind. Die Aufgabe des STT ist die Vermessung der Spuren zwecks Impulsbestimmung aller geladenen Teilchen in einem Intervall von $100\ \text{MeV}/c$ bis $1\ \text{GeV}/c$. Als weitere Aufgabe ergibt sich die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts dE/dx , welcher besonders im Bereich unterhalb von ca. $1\ \text{GeV}/c$ für die Unterscheidung von Protonen/Kaonen und Pionen benötigt wird. [19]

Die einzelnen *Straws* (engl. Strohalm) bestehen aus einem hohlen, mit Gas gefüllten Zylinder, welcher von innen mit einer leitenden Aluminiumschicht versehen ist und so die Kathode des Detektors bildet. Die ergänzende Anode wird durch einen in der Mitte der Röhre entlang der Zylinderachse gespannten Draht umgesetzt. Zwischen beiden Bestandteilen wird ein elektrisches Feld von einigen Kilovolt angelegt, sodass von ionisierenden Teilchen freigesetzte Ladungsträger (Elektronen und positive Ionen) abgesaugt und nachgewiesen werden können. Die Elektronen werden auf dem letzten Stück ihrer Driftstrecke zum Anodendraht wegen der hohen Feldstärke so weit beschleunigt, dass durch Lawinenbildung eine intrinsische Verstärkung in der Größenordnung 10^4 bis 10^5 realisiert wird.

Durch die Vermessung der Driftzeiten der freien Ladungsträger kann eine räumliche Information über die Spur des passierenden Teilchens gewonnen werden. Außerdem kann durch die Anzahl der erzeugten Ladungspaare pro durchlaufener Strecke auf den spezifischen Energieverlust dE/dx geschlossen werden. Die einzelnen Röhren haben eine Länge von 150 cm, einen Innendurchmesser von 1 cm und eine Hülle aus zwei Lagen aluminiumbeschichteter Mylarfolie, sodass sich eine Wandstärke von $27\ \mu\text{m}$ ergibt. Der Anodendraht ist aus goldbeschichtetem Wolfram-Rhenium, hat einen Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ und wird mit einer Drahtspannung von 50 g installiert⁵. Durch diese konsequente Verwendung von leichten Materialien hat ein einzelner Straw ein Gewicht von nur 2,5 g und lediglich eine Abschwächung von 0,04 % einer Strahlenlänge X_0 zur Folge. Die notwendige Stabilität der Röhre kann durch die Befüllung mit 1 bar Überdruck gewährleistet werden, sodass die Röhren lediglich auf einer Stirnseite befestigt werden müssen. In der Gesamtheit nimmt der STT eine Länge von 165 cm ein, aufgeteilt auf zwei

⁵ Die Drahtspannung wird üblicherweise in der Masse des zum Spannen des Drahtes verwendeten Gewichts angegeben.

getrennte Teile von 150 cm und 15 cm Länge. Der Außenradius des Detektors beträgt 42 cm. Der STT ist aus 27 übereinander angeordneten Lagen von Einzelröhren aufgebaut. Dabei sind insgesamt 8 Lagen unterschiedlich gegen die restlichen parallel zum Strahl angeordneten Lagen verdreht, um eine bessere Spurrekonstruktion zu ermöglichen. Die einzelnen Straw-Tubes werden gruppiert und zu kombinierten Submodulen verklebt um zusätzlich die Stabilität zu erhöhen. Außerdem wird auf die Außen- und Innenseite der kompletten STT-Teilstücke eine Schutzschicht aufgebracht. Daher ergibt sich in der Summe ein Materialbudget von 1,23 % einer Strahlungslänge beim Durchqueren der durchschnittlich 24 Röhrenlagen und der Außenwände.

Das kombinierte System aus STT und MVD liefert voraussichtlich eine Impulsauflösung von $\sigma p/p \approx 1$ bis 2 %. Als spezifischer Energieverlust wird eine Genauigkeit von $\sigma E/E$ kleiner als 8 % erwartet. Die Ortsauflösung soll $\sigma_r = 150 \mu\text{m}$ in radialer Richtung und $\sigma_z = 3 \text{ mm}$ in der Richtung des Strahls betragen. Dabei wird ein Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,5 % in einer einzelnen Lage nachgewiesen. [19, 32]

Gas-Electron-Multiplier-Tracker

Der letzte Bestandteil des Targettrackingsystems ist der Gas-Electron-Multiplier-Tracker (GEM-Tracker). Er hat die Aufgabe, die benötigten Spurinformatoren im nicht vom STT abgedeckten Polarwinkelbereich von 2° bis 22° zu sammeln, sodass auch für die Lokalisierung strahlabwärts verschobener Vertices eine Ortsauflösung von $100 \mu\text{m}$ erreicht werden soll.

Der GEM-Tracker besteht aus drei unterschiedlich großen, jedoch funktionell identischen, GEM-Stationen. Darin werden in einer Argon/ CO_2 -Gas Mischung durch ionisierende Strahlung Ladungsträger freigesetzt und durch eine Reihe von GEM-Folien vervielfacht, sodass auf der nachfolgenden Pad-Plane ein entsprechend großes Signal ausgelesen werden kann. Die Besonderheit hierbei ist, dass die Pad-Plane auf beiden Seiten von einer Reihe von GEM-Folien umgeben ist, sodass durch eine geeignete Feldkonfiguration von beiden Seiten erzeugte Elektronenlawinen ausgelesen werden können [33, 34]. Das Detektionskonzept eines GEM-Detektors wird in [35] erläutert.

Simulationen der kompletten \bar{P} ANDA Geometrie inklusive des GEM-Trackers deuten an, dass die Daten des GEM-Trackers die Effizienz für Spurrekonstruktion mit stark verschobenem Vertex (z.B. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$) um bis zu einen Faktor von drei verbessert. [33]

1.2.7 Teilchenidentifikation

Damit die ehrgeizigen Ziele des \bar{P} ANDA-Physikprogramms erreicht werden können, ist eine gute Teilchenidentifikation (PID⁶) von essentieller Bedeutung, damit bei der hohen angestrebten Luminosität die entscheidenden Ereignisse vom Untergrund getrennt werden können. Grundsätzlich sind im \bar{P} ANDA-Experiment zwei unterschiedliche Methoden der PID angewandt: Geschwindigkeitsmessung und die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx . Der spezifische Energieverlust ist bei gegebenem durchstrahltem Material lediglich eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$, sodass die dE/dx -Messung eine indirekte Geschwindigkeitsmessung darstellt (vgl. Abb. 1.9) [4]. Eine durch direkte oder indirekte Messung erlangte Teilchengeschwindigkeit kann über

$$p = m_0\beta\gamma c$$

bei Kenntnis des Impulses p in die Ruhemasse m_0 des Teilchens überführt werden, sodass eine Klassifizierung möglich ist.

⁶ von engl. *particle identification*

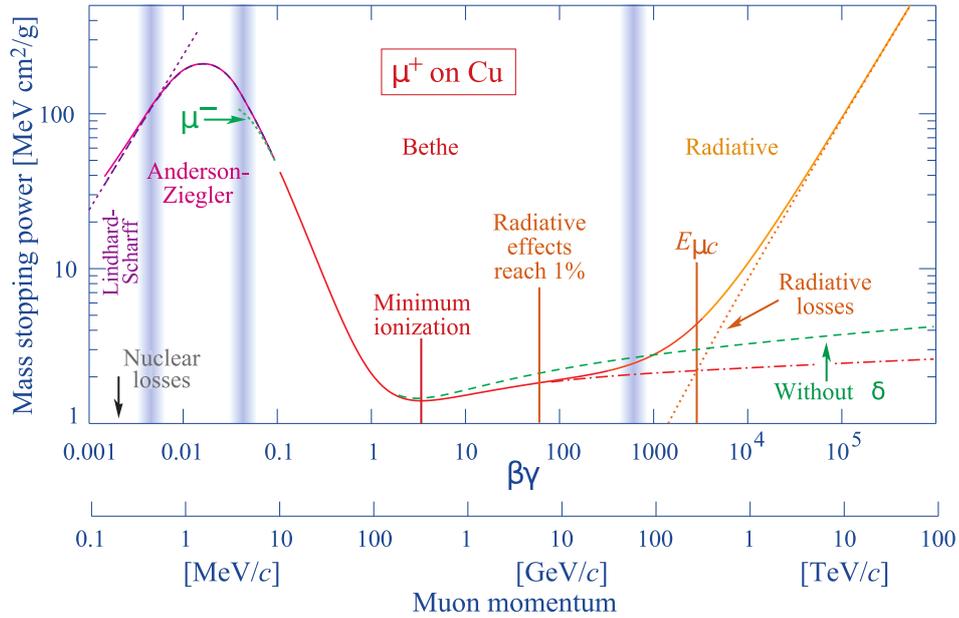


Abbildung 1.9: Spezifischer Energieverlust $\langle -dE/dx \rangle$ oder Bremsvermögen für Myonen und die verschiedenen dominierenden Wechselwirkungen in Abhängigkeit vom Impuls des Einlaufenden Teilchens. Aus [4].

Im $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment werden spezifische Energieverlustmessungen im MVD, STT und im elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) durchgeführt. Jedoch ist die daraus ermittelte Information nur im Impulsbereich $p < 0,5 \text{ GeV}$ signifikant für die Unterscheidung von Pionen und Kaonen. Für höhere Impulse liefert lediglich das EMC einen relevanten Beitrag zur PID, jedoch mit nicht ausreichender statistischer Signifikanz. Aus diesem Grund sind dedizierte Detektoren zur Teilchenidentifikation unerlässlich für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, um auch bei Impulsen $p > 1 \text{ GeV}$ den Pionuntergrund auszuschließen. Am Targetspektrometer werden dafür zwei, nach dem Prinzip der internen Reflexion von Tscherenkowlicht (DIRC⁷) arbeitenden, Ring-Imaging-Cherenkov (RICH) Zähler genutzt. Dabei handelt es sich um den Barrel-DIRC und den Endcap-DIRC, welche in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben werden. Der im Vorwärtsspektrometer verwendete Aerogel-RICH-Detektor wird an dieser Stelle nicht beschrieben.

Eine weitere Möglichkeit der Geschwindigkeitsmessung wird sowohl im Target- als auch im Vorwärtsspektrometer umgesetzt und ist die direkte Messung der Flugzeit eines Teilchens über *Time-of-Flight* (TOF)-Detektoren. Diese Möglichkeit ist jedoch nur im Bereich niedriger Impulse anwendbar. Die letzte Komponente der PID wird schließlich von mehreren im Aufbau verteilten Myonendetektoren ergänzt. Diese Detektoren können nur von den äußerst durchdringenden Myonen erreicht werden, sodass ein Signal im Myonensystem auf ein entsprechendes Ereignis mit der Beteiligung eines Myons deutet. [20, 36, 37] Der $\bar{\text{PANDA}}$ -Barrel-DIRC umhüllt die Strahlachse in einem Abstand von 50 cm und deckt einen Polarwinkelbereich von $22^\circ < \theta < 140^\circ$ ab. Der Endcap-DIRC schließt an diesen Bereich an und liefert eine Abdeckung von $5^\circ < \theta < 22^\circ$ in der Vertikalen und von $10^\circ < \theta < 22^\circ$ in der Horizontalen. Die Effektivität, verschiedene Teilchen voneinander zu trennen, wird in der Trennungskraft (engl. *Separation Power*)

$$N_{\text{sep}} = \frac{|\mu_1 - \mu_2|}{0,5(\sigma_1 + \sigma_2)}$$

⁷ von engl. *detection of internally reflected cherenkov light*

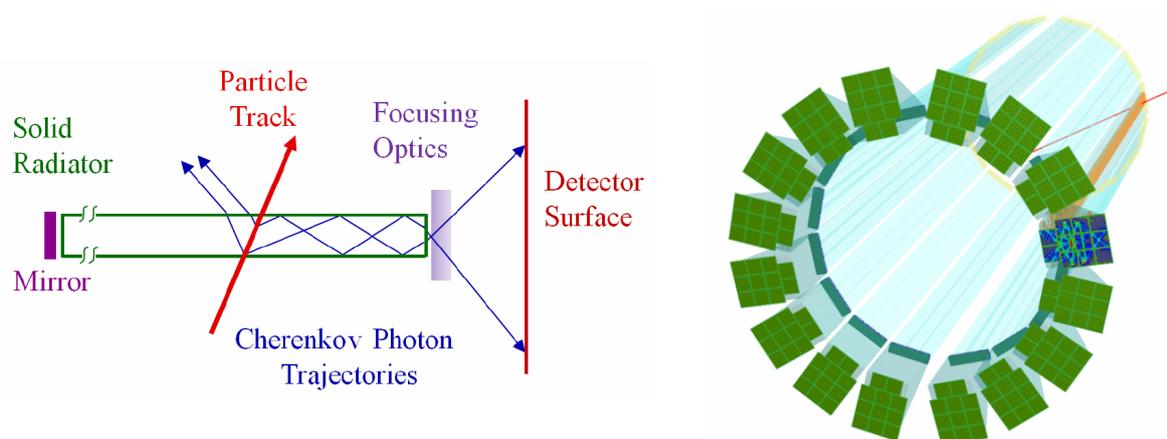


Abbildung 1.10: links: Funktionsprinzip des Barrel DIRC Detektors: Ein Teilchen passiert die Radiatorlatte des DIRC Detektors mit einer genügend hohen Geschwindigkeit, sodass Tscherenkowlicht in einem Kegel mit definiertem Abstrahlwinkel θ_C erzeugt wird. Dieser Winkel θ_C wird durch die internen Reflexionen erhalten und schließlich mithilfe Hilfe von Fokussierelementen in ein räumliches Bild überführt. Rechts: Ein schnelles Teilchen passiert eine der Radiatorlatten des Barrel-DIRC und erzeugt Tscherenkowlicht. Das beispielhaft erwartete Muster auf der Ausleseebene ist dargestellt. [20]

angegeben. Dabei wird der Abstand zweier Verteilungen mit den Mittelwerten μ_i in Einheiten ihrer durchschnittlichen Breite σ_i (Standardabweichung) angegeben. Als Anforderung für das PID-System wird in dieser Notation eine Trennungskraft von mindestens 3 Standardabweichungen über einen Phasenraum von $22^\circ < \theta < 140^\circ$ mit einem Impuls $0,5 \text{ GeV}/c < p < 3,5 \text{ GeV}/c$ gefordert. Erste Schätzungen gehen davon aus, dass das TOF-System nur im Bereich unter $1 \text{ GeV}/c$ dazu beitragen kann, bei höheren Impulsen muss die Separation durch die DIRC-Detektoren erfolgen. [36]

Barrel-DIRC

Das Prinzip des DIRC geht auf die Erzeugung von Tscherenkowlicht zurück, welches bei Passage eines hinreichend schnellen Teilchens durch ein optisches Medium erzeugt wird. Dabei muss sich das Teilchen mit einer Geschwindigkeit höher als die durch den optischen Brechungsindex n definierte Lichtgeschwindigkeit im Medium c/n bewegen. Ist dies der Fall, wird das Tscherenkowlicht in einem Kegel mit Öffnungswinkel θ_C entlang der Flugrichtung des Teilchens nach

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

abgestrahlt. Das bedeutet, dass die Geschwindigkeit bei Kenntnis der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex aus dem Tscherenkowwinkel θ_C ermittelt werden kann. Dieser Zusammenhang wird im Barrel-DIRC ausgenutzt, wie in Abbildung 1.10 links dargestellt. Ein Teilchen passiert eine Latte des DIRC und erzeugt dort Tscherenkowlicht. Im Fall von $\beta \approx 1$ wird ein Teil der erzeugten Photonen im Detektor durch Totalreflexion gefangen und gelangt so zur Auslese an einer der Stirnflächen der Latte. Durch rechtwinklige Geometrie der Latten und einen hohen Grad an Politur der Außenflächen bleibt der Öffnungswinkel θ_C über die zahlreichen Reflexionen bis zur Auslese unverändert erhalten. Am Ort der Auslese werden die unterschiedlichen Winkel der eintreffenden Photonen schließlich durch eine Aufweitung des Strahlenbündels in eine Ortsdifferenz überführt. Aus der so gemessenen Ortsverteilung des Tscherenkowlichts kann aus einem Vergleich mit einer simulierten Lichtverteilung auf den vorhandenen

Winkel θ_C geschlossen werden.

Die aus den ungleichen Geschwindigkeiten verschiedener Teilchenarten resultierenden Unterschiede im Öffnungswinkel sind teilweise sehr klein, beispielsweise beträgt die Differenz bei Unterscheidung von π/K mit jeweils einem Impuls von 3,5 GeV/c lediglich $\Delta\theta_C = 8,5$ mrad. Aus diesem Grund wird eine Auflösung von $\sigma\theta_C < 2,8$ mrad für diesen Impulsbereich angestrebt.

Der Barrel-DIRC ist in Abbildung 1.10 rechts dargestellt und besteht aus 16 optisch unabhängigen Sektoren, welche jeweils ein Lattensystem und ein Prisma samt Photodetektorauslese enthalten. Die Lattensysteme bestehen aus 3 durch einen Luftspalt getrennten Latten und weisen eine Länge von 240 cm auf. Die Auslese der Ort- und Zeitinformation erfolgt jeweils durch ein an der einen Stirnseite des Lattensystems angebrachtes Raster aus 11 Microchannel-Plate-Photomultiplier-Tubes (MCP-PMT). [20]

Endcap Disc-DIRC

Der \bar{P} ANDA-Endcap Disc-DIRC ergänzt den Winkelbereich des Barrel DIRCs für $\theta \leq 22^\circ$ und arbeitet ebenfalls nach dem DIRC-Prinzip der internen Reflexion von Tscherenkowlicht. Im Unterschied zum Barrelteil des DIRC besteht der Radiator hier jedoch nicht aus einzelnen Latten sondern aus einer in vier Quadranten unterteilten Scheibenkonstruktion mit einem Durchmesser von ca. 2 m und einer Dicke von 2 cm.

Die Signale jedes Quadranten des Disc-DIRC werden von jeweils 27 Auslesemodulen (ROM) aufgenommen. Dabei besteht jedes ROM aus drei Fokussierelementen und einer MCP-PMT-Einheit zur Auslese. Die MCP-PMT weisen eine Pixelstruktur auf, sodass auch hier Raum- und Zeitinformationen extrahiert werden können.

Mit diesem System soll eine Separationskraft von mindestens 4 Standardabweichungen für Teilchenimpulse $p < 4$ GeV/c und Winkel $\theta < 16^\circ$ erreicht werden können.

1.2.8 Energiemessung

Viele der im \bar{P} ANDA-Experiment untersuchten Phänomene weisen eine große Anzahl von Photonen und/oder Elektronen im Endzustand auf. Diese Tatsache stellt besonders hohe Anforderungen an die Leistungsfähigkeit des Elektromagnetischen Kalorimeters (EMC), damit diese Endzustände identifiziert und charakterisiert werden können.

Dabei ist die primäre Aufgabe des Kalorimeters, die im Kalorimeter deponierte Energie E und über den Detektionsort zusätzlich die Bewegungsrichtung des nachgewiesenen Teilchens zu bestimmen.

Durch die Anzahl der im Endzustand nachgewiesenen Teilchen können verschiedene Zustände unterschieden werden. Beispielsweise können Photonen aus radiativ zerfallenden Charmoniumzuständen nur von Photonen aus π_0 oder η -Untergrund unterschieden werden, wenn alle dazugehörigen Lichtquanten nachgewiesen werden. Daher ist die Raumwinkelabdeckung und die Energieschwelle des Kalorimeters von entscheidender Bedeutung.

Energieschwelle

Die Verlustrate zur Identifikation von π_0 oder einzelnen Photonen ist absolut gesehen auch bei Energieschwellen von über 20 MeV sehr niedrig, solange die Schwelle unter 50 MeV liegt, wie im linken Teil von Abbildung 1.11 dargestellt. Auch die Anzahl der verlorenen Events bleibt im oben beschriebenen Bereich der Energieschwelle in einem vertretbaren Rahmen, jedoch verschlechtert sich das Signal-Rausch-Verhältnis durch die bereits benannte Fehlinterpretation der radiativ zerfallenden Charmoniumzustände

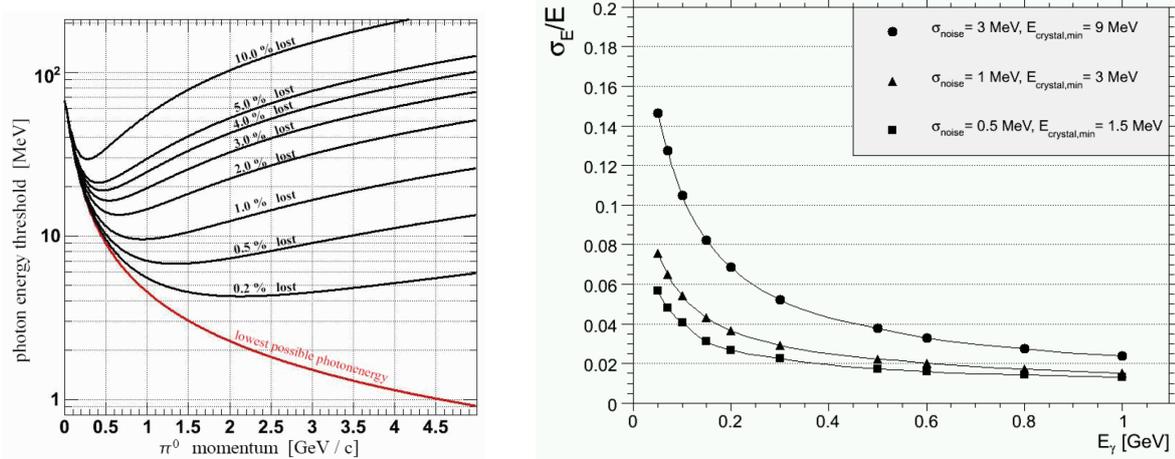


Abbildung 1.11: Links: Verlustrate der rekonstruierten neutralen Pionen im Untergrund für verschiedene, dafür einbezogene Photonennachweisschwellen im EMC [21]. Rechts: relative Energieauflösung im EMC für verschiedene Rauschniveaus σ_{noise} der Kristalle und die damit verbundenen Einzelkristallschwellen $E_{\text{crystal}} = 3\sigma_{\text{noise}}$. Um die geforderte Energieauflösung im EMC bereitstellen zu können, sollte der Rauschbeitrag der Kristalle bei $\sigma_{\text{noise}} = 1 \text{ MeV}$ liegen (dreieckige Datenpunkte) [21].

dramatisch. In [21] vorgestellte Simulationen zeigen einen fast quadratischen Zusammenhang zwischen der minimal detektierbaren Photonenergie und dem Signal-Rausch-Verhältnis. Aus diesem Grund wird eine möglichst geringe Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 10 \text{ MeV}$ angestrebt. [38]

Raumwinkelabdeckung

Die Akzeptanz des Kalorimeters hängt sehr stark vom abgedeckten Raumwinkel Ω ab. Dabei ist die Abhängigkeit in erster Näherung proportional zu $(\Omega/4\pi)^n$ mit n der Anzahl e^\pm und γ . Diese starke Abhängigkeit hat zur Folge, dass im beispielhaften Fall von 6 Photonen und einer Raumwinkelabdeckung von 90 % die geometrische Akzeptanz auf lediglich 50 % abfällt. Aus diesem Grund wird zusätzlich zum Barrel-Kalorimeter sowohl eine Rückwärts- wie auch eine Vorwärts-Endkappe eingesetzt und die Kapazität zu niedrigen Winkeln in Vorwärtsrichtung weiter durch den Einsatz des Shashlyk-Detektors ergänzt. Durch diese Maßnahmen wird eine räumliche Akzeptanz von ca. 99 % 4π des EMC angestrebt. [21]

Energieauflösung

Da für das \bar{P} ANDA-Experiment kein Schwellen-Tscherenkowdetektor vorgesehen ist, muss das EMC die Aufgabe der Unterscheidung von Elektronen und Pionen übernehmen. Diese Trennung ist beispielsweise durch den Vergleich der lateralen Schauerausbreitung beider Teilchenarten möglich und stellt damit keine besondere Anforderung an das Design des Kalorimeters, solange die Kristallfrontfläche an den Molièreradius angepasst ist. Der Molièreradius gibt an, in welcher lateralen Breite eines elektromagnetischen Schauers 90 % der Energie deponiert wird. [39]

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Selektion über das Verhältnis E/p , sodass eine Anforderung für die Energieauflösung formuliert werden kann. Das Ziel sollte hier sein, dass der Einfluss der Energieauflösung bei höheren Energien nicht stärker beiträgt als der relative Fehler in der Impulsbestimmung von $\approx 1 \%$. Daher sollte der relative Fehler der Energiemessung bei hohen Energien $\sigma_E/E \sim 1 \%$ nicht deutlich überschreiten.

Tabelle 1.2: Vergleich der verschiedenen Eigenschaften der beiden Generationen des PWO-Szintillatormaterials.[40]

| Eigenschaft | PWO-I | PWO-II |
|--------------------------------|-------|--------|
| La, Y Konzentration [ppm] | 100 | 40 |
| Lichtausbeute [phe/MeV] | 8-12 | 17-22 |
| LY Koeffizient bei 20 °C [%/K] | -2,0 | -3,0 |
| Betriebstemperatur [°C] | +18 | -25 |

Im Fall kleiner Energien lässt sich eine Anforderung an die Energieauflösung aus der bereits erwähnten Nachweisnotwendigkeit für Untergrundereignisse in Form von π_0 und η ableiten. Erfahrungen anderer Experimente haben gezeigt, dass eine Bestimmung von π_0 mit einer Breite von weniger als 8 MeV und 30 MeV im Falle von η ausreichend für die effektive Rekonstruktion der Endzustände ist. Bei Kombination dieser beiden Randbedingungen ergibt sich an die Energieauflösung des EMC die Anforderung

$$\frac{\sigma E}{E} = 1 \% \oplus \frac{2 \%}{\sqrt{E [\text{GeV}]}}$$

für variable Energien. Diese Bedingung ermöglicht ebenfalls eine zufriedenstellende Auflösung der J/ψ -Masse. [21]

Aus der Anforderung an die Energieauflösung des Kalorimeters kann eine Bedingung für die Einzelenergiewelle E_{crystal} der Kristalle abgeleitet werden. Die minimal mögliche Schwelle ergibt sich mit $E_{\text{crystal}} = 3\sigma_{\text{noise}}$ aus dem Rauschniveau σ_{noise} . Aus dem rechten Teil von Abbildung 1.11 lässt sich aus der Bedingung für $\sigma E/E$ eine maximale Schwelle von $E_{\text{crystal}} = 3 \text{ MeV}$ ableiten. [21, 38]

Szintillatormaterial

Eine weitere Anforderung an das Kalorimeter folgt aus der hohen Ereignisrate im Detektor von bis zu $1 \cdot 10^6$ Ereignissen pro Sekunde [38]. Daher wird ein sehr schnelles Szintillationsmaterial benötigt, welches Abklingzeiten in der Größenordnung von $\sigma_t \sim 10 \text{ ns}$ liefert. Nur dadurch kann die nötige Präzision in der Zeitinformation des Energiesignals von 2 ns bereitgestellt und beispielsweise pile-up Ereignisse⁸ wirkungsvoll identifiziert und gesondert behandelt werden. Die hohe Präzision im Zeitsignal ist ebenfalls für die Kombination der EMC-Daten mit anderen Detektorteilen zur Teilchenidentifikation von entscheidender Bedeutung.

Die hohe Rate der Ereignisse erfordert neben der guten Zeitinformation eine ausreichend hohe Toleranz des Szintillationsmaterials gegenüber Strahlenschäden, welche in der Regel einen Verlust der optischen Transmission zur Folge haben. Gleichzeitig muss das Szintillationsmaterial eine hohe Stoppwirkung aufweisen, sodass aus Kostengründen ein möglichst kompaktes Kalorimeter realisiert werden kann. Die Kosten des Kalorimeters steigen kubisch mit dessen Abmessungen und die Größe des Magnetjochs muss mit der des Kalorimeters steigen.

Diese vielschichtigen Anforderungen können lediglich vom Szintillatormaterial Bleiwolframat PbWO_4 (PWO) erfüllt werden, welches in der ursprünglichen Version für das CMS⁹ am europäischen Kernforschungszentrum CERN verwendet wurde. Durch diesen Umstand kann auf Sachverstand und entsprechende Infrastruktur zur Qualitätskontrolle und Charakterisierung zurückgegriffen werden (vgl.

⁸ als pile-up Ereignisse bezeichnet man solche Ereignisse, welche sich direkt überlagern und daher eine gesonderte Betrachtung erfordern

⁹ Compact Muon Solenoid

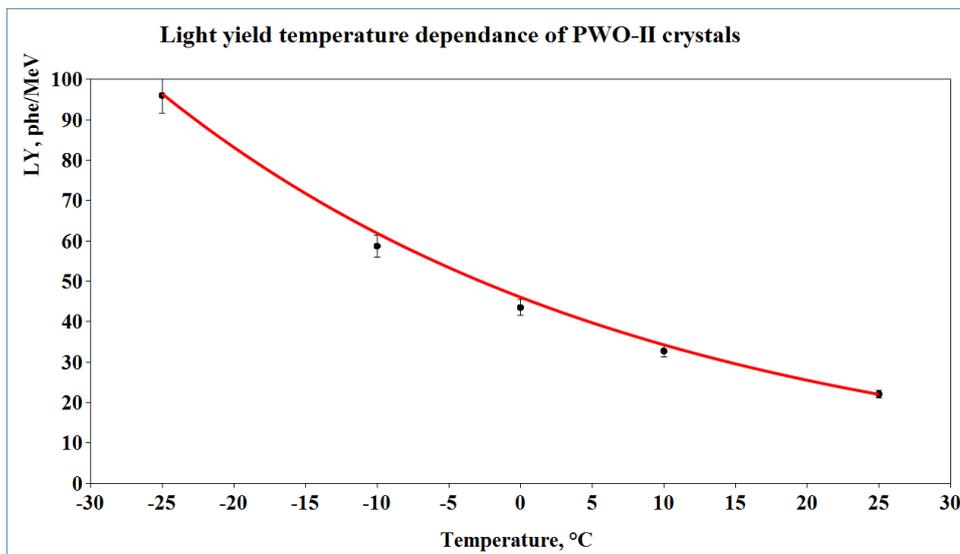


Abbildung 1.12: Vermessene Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute für das im \bar{P} ANDA-Experiment verwendete PWO-II-Szintillatormaterial. [21]

Abschnitt 1.3.4). Für die Verwendung im \bar{P} ANDA-Experiment wurde das PWO-Szintillatormaterial zu einer verbesserten Version PWO-II weiterentwickelt. Die Motivation hierfür ist hauptsächlich das Erreichen einer besseren Energieauflösung, welche bei niedrigen Energien durch die Lichtausbeute beschränkt wird [21, 41, 42]. Die Steigerung der Lichtausbeute wurde durch eine Verringerung des Dotierungsmaterials Lanthan von 100 ppm^{10} auf $\sim 40 \text{ ppm}$ oder weniger erreicht. Ein Vergleich der wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen PWO-Generationen findet sich in Tabelle 1.2. Trotz dieser Verbesserung der Lichtausbeute besitzt PWO-II weniger als 1 % der Lichtausbeute des bekannten Szintillatormaterials Natriumjodid. Daher wird das gesamte Kalorimeter auf -25 °C gekühlt betrieben, sodass die Lichtausbeute bei der angegebenen Temperaturabhängigkeit von -3 %/K auf den 3,8-fachen Wert gegenüber der Lichtausbeute bei 20 °C steigt (vgl. 1.12). Im Rahmen der Weiterentwicklung von PWO wurde daher eine erhöhte Temperaturabhängigkeit in der Lichtausbeute angestrebt. Ein Nachteil der niedrigen Betriebstemperatur des Kalorimeters ist die reduzierte Heilungsrate bei Strahlenschäden. Während in den Kristallen induzierte Strahlenschäden bei Raumtemperatur auf akzeptablen Zeitskalen ohne Fremdeinwirkung ausheilen, ist dies bei -25 °C nicht der Fall. Daher müssen die verursachten Schäden künstlich über die Einstrahlung von intensivem blauem Licht repariert werden.

Das Hauptargument für PWO-II ist seine sehr kurze Zerfallskonstante von $\tau \approx 6,5 \text{ ns}$, die damit kurz genug für die Anforderungen an das EMC ist. Die Emission des Szintillationslichts findet um die zentrale Wellenlänge von 420 nm statt, sodass anschließende Photodetektoren in diesem Spektralbereich eine gute Effizienz aufweisen sollten. Ein weiterer Vorteil ist die nicht-hygroscopische Eigenschaft des Materials, welche sich beim Aufwärmen des gekühlten Detektorvolumens als Vorteil erweisen sollte. Durch die hohe Dichte von PWO mit $8,28 \text{ g/cm}^3$ ist ein kompaktes Kalorimeter mit einer Kristalllänge von lediglich 20 cm mit einem durchschnittlichen Gewicht von $0,95 \text{ kg}$ realisierbar. Diese Kristalllänge entspricht 22 Strahlungslängen X_0 und erfüllt damit die Anforderung einer hohen Stoppwirkung.

¹⁰ ppm: von engl. *parts per million*: Konzentration pro einer Million Teilchen

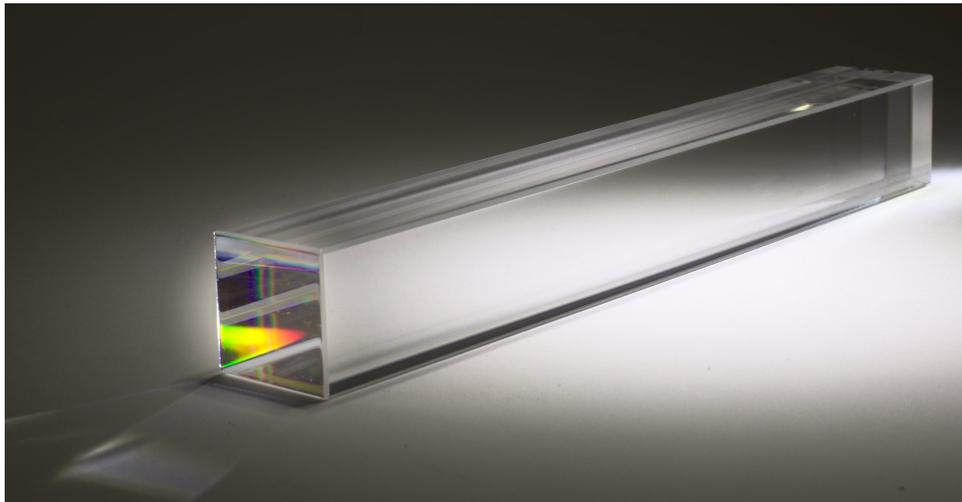


Abbildung 1.13: Foto eines PWO-II Kristalls.

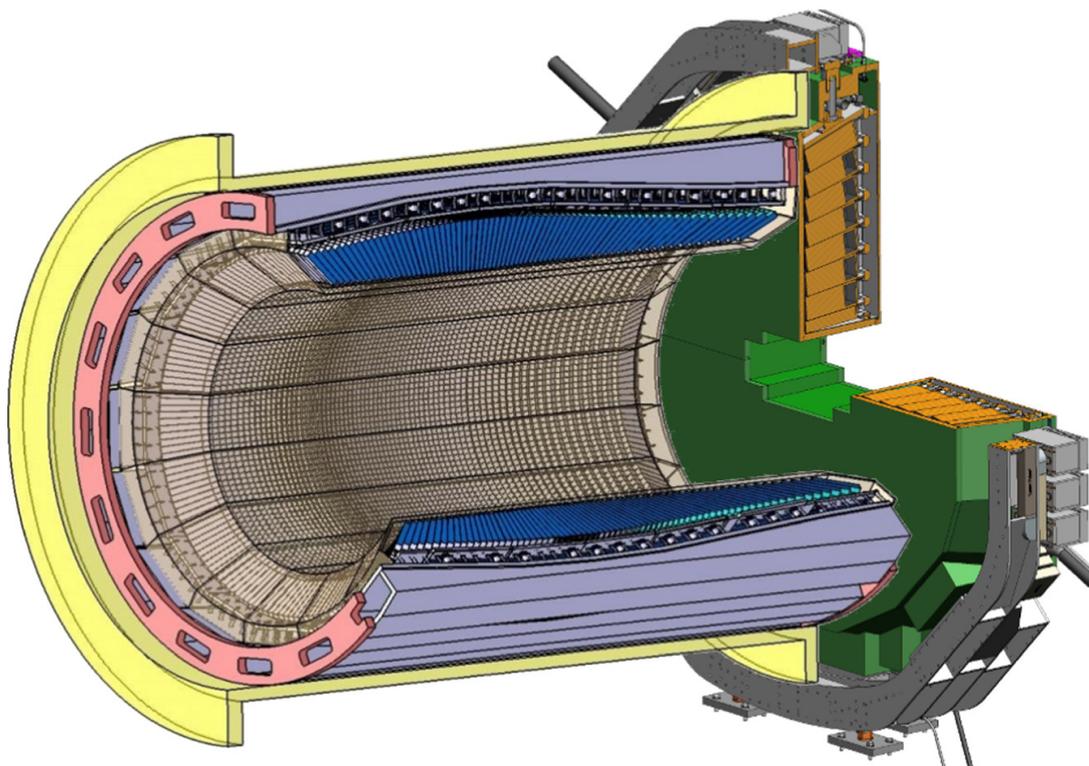


Abbildung 1.14: Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (EMC) mit den fassförmigen Teildetektoren Barrel-EMC und der Vorwärts-Endkappe des EMC auf der rechten Seite. Die Rückwärts-Endkappe, welche sich normalerweise im linken Teil der Abbildung befinden würde, ist nicht dargestellt. [43]

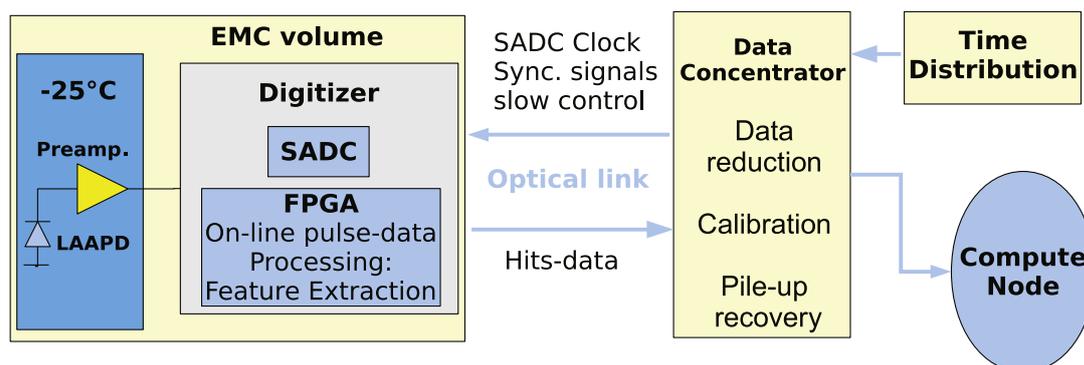


Abbildung 1.15: Schematische Ansicht der verschiedenen für die Digitalisierung der EMC-Signale notwendigen Komponenten. Das Signal des Photodetektors (LAAPD/VPTT) wird durch den Preamplifier verstärkt, mithilfe des SADC digitalisiert und in erster Instanz interpretiert. Die extrahierten Parameter des Ereignisses werden an den *Data-Concentrator* weiter gegeben und dort weiterverarbeitet. Im Anschluss wird ein reduzierter Teil der Daten an die nachfolgenden Compute Nodes gesendet. [43]

Aufbau des EMC

Das EMC des \bar{P} ANDA-Experiments wird aus insgesamt 15744 PWO-II-Kristallen aufgebaut, wie in Abbildung 1.14 dargestellt. Dabei besteht es aus dem zylinderförmigen Barrelteil mit 11360 Kristallen, der Vorwärts-Endkappe mit 3856 Kristallen und der Rückwärts-Endkappe für die höchsten Streuwinkel mit bis zu 528 Kristallen. Die Kristalle der verschiedenen Bestandteile des EMC haben unterschiedliche Geometrische Formen. Während die Kristalle des Barrels eine stark trapezförmige Gestalt aufweisen, haben die Kristalle der Vorwärts-Endkappe lediglich einen kleinen trapezförmigen Beitrag. Die Kristalle der Rückwärts-Endkappe sind vollständig rechteckig. Die Kristalle der Vorwärts-Endkappe haben eine quadratische Frontfläche mit einer Breite von 24,37 mm, was etwas größer als der Molièreradius in PWO-II mit $R_m = 1,96$ cm ist. Damit ist sichergestellt, dass ein Großteil der Energiedeposition innerhalb der Breite eines Kristalls erfolgt [44, 45]. Die Auslese der per Szintillator erzeugten Lichtsignale erfolgt über je zwei Large-Area-Avalanche-Photodioden (LAAPDs) oder eine Vakuum-Phototetrode. Die Photodetektoren und ihre Funktionsweise werden in Abschnitt 1.3.2 näher beschrieben.

Digitalisierung der EMC-Signale

Das Triggersystem des \bar{P} ANDA-Experiments verfolgt ein möglichst flexibles und offenes Konzept, sodass verschiedene Messungen gleichzeitig erfolgen können. Dabei ist es von entscheidender Bedeutung, dass zu einem möglichst frühen Zeitpunkt nach der Signaldigitalisierung eine Entscheidung über die Qualität des aktuellen Ereignisses getroffen wird. Diese Anforderung macht eine besonders schnelle Auslegung der Signalinterpretation erforderlich.

Die durch den Photodetektor erzeugten Signale werden durch den nachfolgenden Vorverstärker verstärkt und im *Sampling-Analogue-to-Digital-Converter* (SADC) digitalisiert (vgl. Abb 1.15). Dabei ist die besondere Eigenschaft des FPGA-basierten¹¹ SADC, dass der relevante Signalverlauf (*Waveform*) des Energiesignals digitalisiert und später abgespeichert werden kann. Aus diesem Signal kann *online*¹² durch den SADC bereits eine Reihe von Eigenschaften bestimmt und an die restliche Auslese weitergeleitet werden. Die grundlegende Eigenschaft beruht in der Entscheidung, ob ein Treffer im jeweiligen Kanal

¹¹ FPGA: *Field Programmable Gate Array*: Beschreibbares Logigatter zur schnellen und parallelierten Ausführung spezialisierter Aufgaben

¹² während der Messung und ohne nennenswerte Verzögerung, anders als die nach der Messung erfolgende *offline*-Analyse

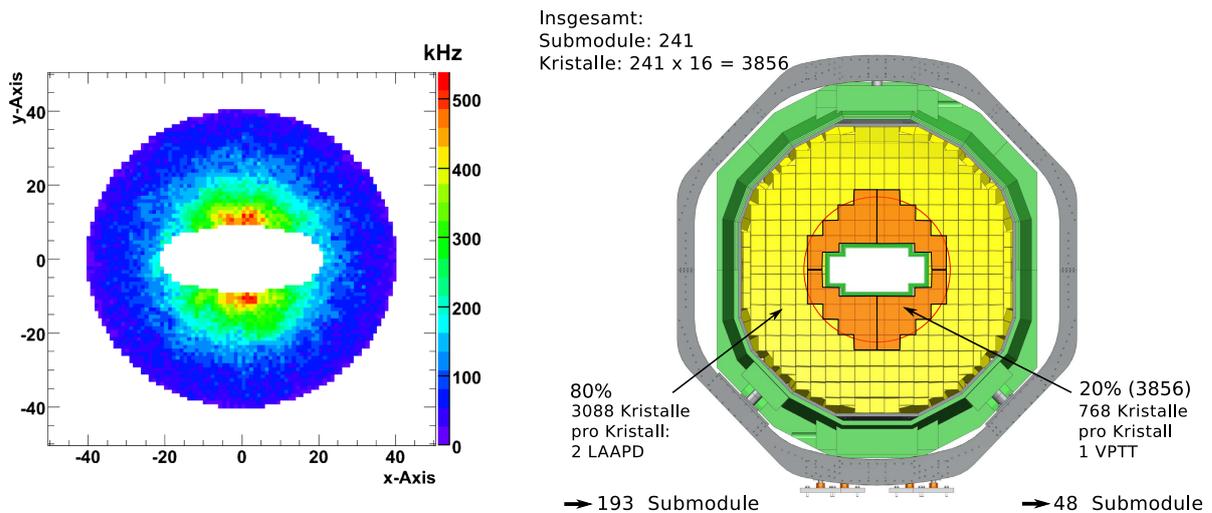


Abbildung 1.16: Links: Verteilung der erwarteten Ereignisraten in der Vorwärts-Endkappe, dargestellt mit einer mittlerweile veralteten Geometrie (ovales Strahlloch). Die höchsten Intensitäten kommen zentral ober- und unterhalb des Strahllochs vor [21]. Rechts: Schematische Abbildung der FEC mit Haltestruktur. Es sind die Bereiche für die Verwendung der verschiedenen Photodetektoren und deren jeweilige Anzahl gekennzeichnet [26].

detektiert wurde und ist Bestandteil des Triggersignals, welches von jedem Detektorkanal selbst erzeugt werden soll. Falls ein Ereignis stattgefunden hat, werden lediglich physikalisch relevante Eigenschaften weitergeleitet. Unter diesen Informationen ist neben der Energie des Signals auch eine exakte Zeitinformation. Die Zeitinformation wird über die Methode des *Constant-fraction Timing* bestimmt und liefert daher eine gleichbleibend verlässliche Information. Das bestimmte Energiesignal ist bereits von möglicherweise vorhandenem Offset im Signal bereinigt und wird auf vorhandene Pile-up Ereignisse untersucht. Dabei handelt es sich um Signale, welche mit kurzer zeitlicher Verzögerung noch im Integrationsfenster des Energiesignals auftreten und daher eine gesonderte Betrachtung erforderlich machen. Im Fall der Vorwärts-Endkappe können bis zu 15 % der aufgenommenen Ereignisse in diese Kategorie fallen. [43]

Die Signale jeweils mehrerer SADC-Module werden über optische Verbindungen an eine *Data-Concentrator*-Einheit weiter geleitet, wo eine Interpretation der vom SADC bestimmten Eigenschaften stattfindet. Dabei wird beispielsweise das Energiesignal kalibriert und im Fall einer Abdeckung des Kristalls mit zwei LAAPDs werden die Einzelsignale kombiniert. Außerdem findet eine erste vorläufige Gruppierung der Signale in Cluster statt, welche jeweils einen elektromagnetischen Schauer abbilden. Neben diesen Aufgaben sind die Data-Concentrator ebenfalls für eine Steuerung der SADC, die Verteilung eines einheitlichen Zeitsignals und die Hardwaresteuerung (Slowcontrol) zuständig. [46]

Nachfolgend findet auf den FPGA-basierten *Compute Nodes* eine weitere Kombination und Vernetzung der Daten statt, sodass der nächste Schritt des Clusterings erfolgen kann. Im Anschluss kann das finale Clustering erfolgen und vollständige Ereignisse charakterisiert werden. Diese können schließlich mit der Vorgabe der zu untersuchenden Ereignisse abgeglichen und so entschieden werden, ob das aktuelle Ereignis abgespeichert oder verworfen werden soll. [46]

1.3 Die Vorwärts-Endkappe des EMC

Die Vorwärts-Endkappe (FEC) des elektromagnetischen Kalorimeters muss wegen der Fixed-Target Geometrie des PANDA-Experiments besonderen Anforderungen genügen. Dabei ist die FEC wegen des aus der Geometrie resultierenden Lorentzboosts den höchsten Ereignisraten im EMC ausgesetzt und muss innerhalb des EMC den größten dynamischen Bereich von 3 MeV bis 12 GeV abdecken. Während das Barrel-EMC lediglich Raten von 10 bis 100 kHz ausgesetzt ist, muss die FEC Ereignisraten von bis zu 500 kHz verarbeiten können, wie im linken Teil von Abbildung 1.16 dargestellt. Aus diesem Grund werden lediglich die äußeren 80 % der Kristalle der FEC mit jeweils zwei LAAPDs, je mit einer Fläche von 100 mm², ausgelesen. Bei kleineren Streuwinkeln wird die Rate der Ereignisse und damit die induzierten Strahlenschäden zu hoch, als dass LAAPDs eingesetzt werden könnten. Aus diesem Grund werden für die inneren 20 % der Kristalle die wesentlich ratenstabileren Vakuum-Phototetroden des Herstellers Hamamatsu eingesetzt, wie im rechten Teil von Abbildung 1.16 visualisiert. Die Funktionsweise beider Photodetektoren wird in Abschnitt 1.3.2 beschrieben. Das durch den Photodetektor erzeugte Signal wird durch einen speziell entwickelten Vorverstärker (Preamp) der Universität Basel verstärkt und anschließend digitalisiert [47]. Ein wesentliches Designkriterium bei der Entwicklung des Vorverstärkers war neben der rauscharmen Signalverarbeitung ein Betrieb mit möglichst geringer Wärmeentwicklung. Da die Endkappe wie auch das restliche EMC auf eine Betriebstemperatur von $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlt wird, muss jegliche im Detektor erzeugte Wärme zusätzlich abgeführt werden. Die Wärmeentwicklung des Vorverstärkers fällt daher aufgrund der hohen Anzahl von 6944 verwendeten Exemplaren erheblich ins Gewicht. Die Anzahl setzt sich aus den äußeren 3088 Kristallen mit jeweils 2 LAAPDs inklusive 2 Vorverstärkern und den inneren 768 VPTTs mit ebenso vielen Vorverstärkern zusammen. Da der in Basel entwickelte Vorverstärker keine Signalformung (*shaping*) erlaubt, muss dies im SADC erfolgen. [48] Die Vorwärts-Endkappe enthält 241 einzelne Submodule, welche je nach Position entweder 8 oder 16 Kristalle enthalten und an der *Backplate* genannten, 30 mm starken Haltestruktur auf der Rückseite befestigt sind (vgl. Abb. 1.21). Die einzelnen Submodule sind dabei so ausgerichtet, dass sie nicht auf den primären Interaktionspunkt des PANDA-Experiments zeigen, sondern ca. 1 m strahlaufwärts davon. Dadurch wird sichergestellt, dass ein aus dem primären Interaktionspunkt stammendes Teilchen die FEC nicht zwischen zwei benachbarten Kristallen unbemerkt passieren kann. Zusätzlich ist diese Diskrepanz so gewählt, dass der Wechsel von einem zum benachbarten Kristall nach ungefähr einem Drittel der Kristalllänge erfolgt. [49]

Im folgenden Abschnitt soll der Aufbau eines einzelnen Submoduls genauer erläutert werden.

1.3.1 Aufbau eines Submoduls

Jedes Submodul enthält 8 oder 16 Kristalle des Szintillatormaterials PWO-II inklusive der erforderlichen Auslese. Dabei existieren halbe Submodule mit 8 Kanälen lediglich in der innersten (strahlnächsten) und in der äußersten Lage der Submodule (vgl. rechte Seite von Abbildung 1.16). Der Aufbau eines einzelnen Submoduls ist in Abbildung 1.17 dargestellt und folgt unabhängig von der Anzahl der enthaltenen Kanäle dem gleichen Schema. Die Kristalle sind in einzelne Quadranten zu jeweils vier Kristallen unterteilt. Die Frontflächen eines Quadranten bilden eine parallele Ebene, welche im Vergleich zur Ebene des Nachbarquadranten um weniger als ein Grad gekippt ist (vgl. Abb. A.1). In der Konsequenz bedeutet dies, dass benachbarte Quadranten nicht auf denselben Punkt abseits des primären Interaktionspunktes deuten. Jeder Kristall ist mit dem zugehörigen Photodetektor VPTT oder LAAPD und dem Vorverstärker permanent verklebt und wird durch ein *Insert* gestützt (vgl. Abb. 1.17). Dabei teilen sich jeweils die Kristalle eines Quadranten ein Insert, welches während der Montage mit der Mountplate verschraubt wird. Damit das Gewicht der Kristalle nicht auf der Klebeverbindung zu den Photodetektoren lastet, werden

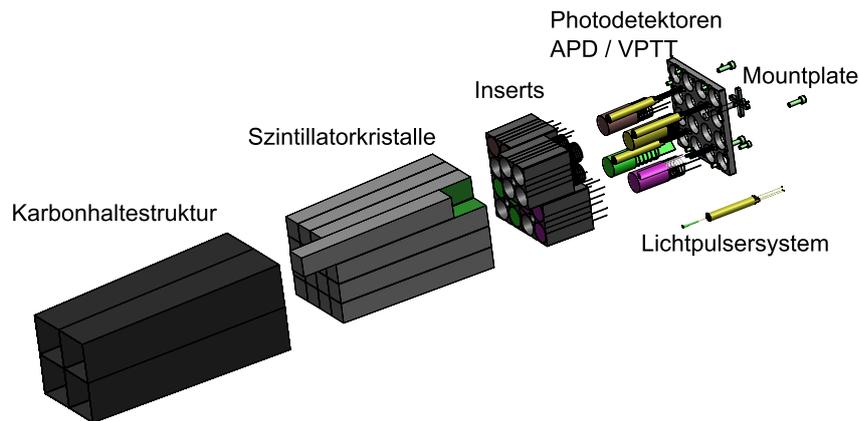


Abbildung 1.17: Schematischer Aufbau eines Submoduls aus der Vorwärts-Endkappe des EMC. Die Kristalle des Szintillationsmaterials PWO-II werden mit Photodetektoren verklebt, welche durch Aluminiuminserts gestützt werden. Die verschiedenen Inserts sind mit der Mounting-Plate verschraubt und werden mit der Haltestruktur aus Karbonfaser über eine Klebeverbindung befestigt. Nicht dargestellt ist in dieser Abbildung die den Kristall umhüllende reflektierende Folie für eine bessere Lichtauskopplung sowie die LED zur Ausheilung von Strahlenschäden. [21]

die Kristalle von einer sehr dünnen Karbonfaserstruktur umhüllt. Die Karbonstruktur wird auch Alveole genannt und besteht aus einer 180 μm starken Schicht an den Außenwänden, bzw. 360 μm für die stützende kreuzförmige Stabilisierung zwischen den Quadranten. Die einzelnen Kristalle eines Quadranten sind ebenfalls durch eine kreuzförmige Struktur voneinander getrennt, um Beschädigungen zu vermeiden und zusätzliche Stabilität zu gewährleisten. Die Inserts werden schließlich mit den verklebten Kristallen und dem Photodetektor (inkl. Vorverstärker) in die Alveole geschoben und anschließend mit dieser verklebt. Die Lichtausbeute des Kristalls wird durch die Umhüllung mit einer reflektierenden Folie erhöht. Zur permanenten Überwachung der Ausgangsamplitude wird ein Lichtpulsersystem im fertigen Detektor installiert, sodass beispielsweise temperaturbedingte Schwankungen kompensiert werden können. Die gekühlte Detektorumgebung im Kalorimeter sorgt dafür, dass durch den Betrieb des Experiments verursachte Strahlenschäden nicht selbstständig auf angemessenen Zeitskalen ausheilen können. Daher wird neben der Oberfläche des Photodetektors jeweils eine LED zur Ausheilung des Kristalls angebracht. So können die Strahlenschäden in regelmäßigen Abständen ausgeheilt werden, ohne dass das Detektorvolumen aufgewärmt werden muss.

1.3.2 Photodetektoren

Avalanche-Photodiode

Der größte Teil des EMC wird mit *Large-Area-Avalanche-Photodiodes* (LAAPDs) ausgelesen. Die APD besitzt die positiven Eigenschaften der beiden Detektortypen, welche lange Zeit die Detektion von Szintillationslicht dominiert haben: pin-Photodioden¹³ und Photomultiplier (PMT). Der Photomultiplier vereint eine hohe Verstärkung und ein gutes Rauschverhalten mit einer mäßig guten Quanteneffizienz. Allerdings weist seine Verstärkung durch die verhältnismäßig langen Driftstrecken der beschleunigten Elektronen eine hohe Abhängigkeit von äußerem Magnetfeld auf. Daher ist ein herkömmlicher PMT für den Einsatz im Magnetfeld des EMC von bis zu $B = 2\text{ T}$ nicht geeignet. Die pin-Photodiode ist ein Halbleiterdetektor und somit wesentlich kompakter sowie leichter als ein PMT und weist oft eine

¹³ engl: *positive intrinsic negative diode*

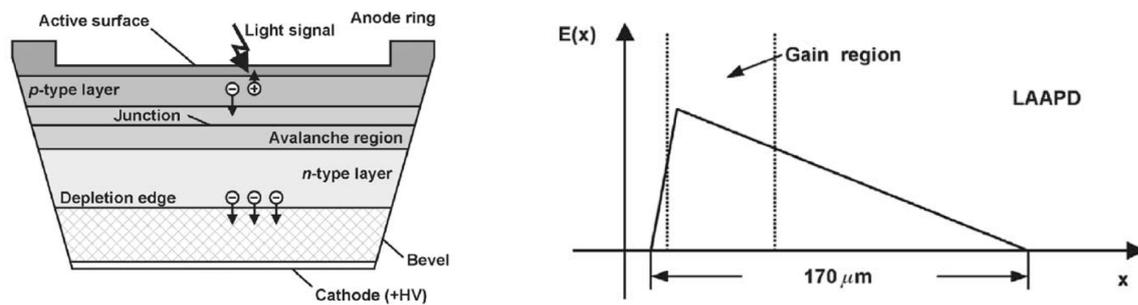


Abbildung 1.18: Links: Schematischer Querschnitt durch eine APD mit den verschiedenen dotierten Halbleiterschichten [50]. Rechts: Zugrundeliegende elektrische Feldstruktur, passend zum Querschnitt auf der linken Seite [50].

wesentlich höhere Quanteneffizienz auf. Der Nachteil dieses Sensortyps ist die Tatsache, dass er keine intrinsische Verstärkung aufweist, daher spezielle rauscharme externe Verstärker benötigt und lediglich für Szenarien mit hoher Lichtausbeute eingesetzt werden kann.

Die APD kombiniert diese beiden Vorteile der hohen Quanteneffizienz und der internen Verstärkung. Sie besteht aus einer mit starker Sperrspannung betriebenen Diode mit einem hohen elektrischen Feld im Übergangsbereich und ist schematisch in Abbildung 1.18 dargestellt. Eintreffende Photonen erzeugen freie Elektronen-Lochpaare, welche im hohen elektrischen Feld soweit beschleunigt werden können, dass ihre kinetische Energie für die Erzeugung von weiteren freien Ladungsträgern durch Stoßionisation ausreicht. So wird eine Ladungslawine erzeugt und damit eine interne Verstärkung bereit gestellt. Die für das PANDA-Experiment verwendeten LAAPDs besitzen eine etwas veränderte Abfolge unterschiedlich dotierter Zonen, die Funktionalität ist jedoch vergleichbar.

Die APD weist durch ihren Betriebsmodus eine gute Quanteneffizienz, eine gute örtliche Uniformität, eine Unempfindlichkeit gegenüber magnetischen Feldern und einen niedrigen Energieverbrauch auf. Allerdings liefert sie eine relativ kleine interne Verstärkung, ein höheres Rauschverhalten und hat eine Empfindlichkeit bezüglich Strahlenschäden. Das Problem kleiner aktiver Flächen konnte durch die Entwicklung der LAAPDs für einige Anwendungen ausgeräumt werden. [50]

Die Anfälligkeit für Strahlenschäden schließt eine Verwendung der LAAPDs für die Bereiche mit der höchsten Rate in der FEC aus, welche die inneren 20 % der 3856 Detektorpositionen ausmachen. Die restlichen 80 % der FEC-Positionen werden mit jeweils zwei LAAPDs des Typs Hamamatsu S11048 pro Kristall ausgelesen. Die LAAPDs weisen jeweils eine aktive Fläche von $(6,8 \times 14) \text{ mm}^2$ auf und haben eine Kapazität von 270 pF. Die LAAPDs sollen bei der Umgebungstemperatur $-25 \text{ }^\circ\text{C}$ eine Verstärkung von $M = 200$ haben, was mit einer Betriebsspannung von $\sim 400 \text{ V}$ realisiert wird. Dabei weist die Verstärkung M im Bereich des geplanten Betriebs eine starke Spannungsabhängigkeit von $\frac{dM}{M}/dU \approx 6,5 \text{ \%}/\text{V}$ und eine Temperaturabhängigkeit von $\frac{dM}{M}/dT \approx 1,5 \text{ \%}/\text{K}$ auf. Aus diesem Grund ist eine exakte Temperaturüberwachung der FEC unerlässlich. [38]

Vakuum-Photo-Tetrode

Für den strahlnahen Bereich der Vorwärts-Endkappe werden wegen der hohen Ereignisrate und der damit verbundenen hohen Strahlendosis *Vacuum-Photo-Tetrodes* (VPTT) eingesetzt. Sie funktionieren nach einem ähnlichen Prinzip wie herkömmliche Photomultiplier, jedoch mit weniger Beschleunigungsstufen. Der schematische Aufbau einer VPTT ist in Abbildung 1.19 dargestellt. Ein Szintillationsphoton trifft von links einfallend auf die Photokathode und löst dort über den Photoeffekt ein primäres Elektron

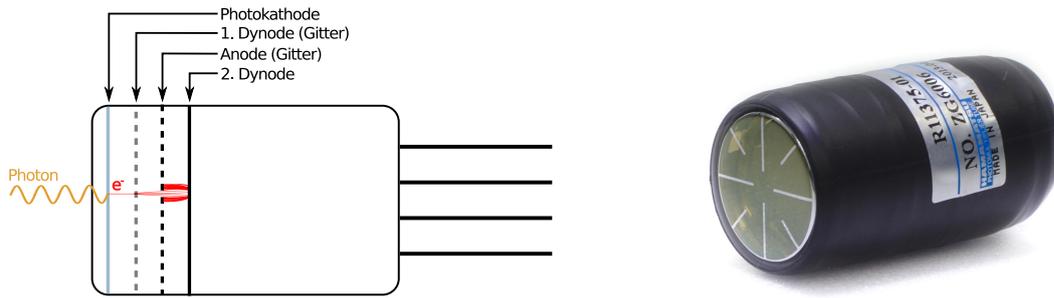


Abbildung 1.19: Links: Schematischer Aufbau einer VPTT mit den verschiedenen planen Dynoden und der Gitteranode. Rechts: Foto einer VPTT. Besonders auffällig ist die sternförmige Struktur aus Aluminiumstreifen vor der Photokathode, mit der ein schnellerer Rückfluss der Elektronen auf die Photokathode realisiert wird.

aus, welches über das anliegende elektrische Feld zur 1. gitterförmigen Dynode beschleunigt wird. Dort löst das Elektron wegen seiner hohen kinetischen Energie mehrere sekundäre Elektronen aus dem Dynodenmaterial. Die so erhöhte Anzahl der Elektronen wird durch das Gitter der Anode zur 2. Dynode in Plattenform beschleunigt, wo nochmals eine Ladungsmultiplikation stattfindet. Anschließend driften die Elektronen zurück zur Anode, wo ein elektrisches Signal abgegriffen wird. Durch die parallele Anordnung der verschiedenen Dynodenstufen und die Tatsache, dass die Elektronen ihre Driftrichtung umkehren, ist der relative Signalverlust der VPTT in einem Magnetfeld geringer als der eines PMT.

Die im PANDA-Experiment verwendeten VPTTs werden vom japanischen Hersteller Hamamatsu gefertigt und tragen die Bezeichnung R11375-MOD. Sie besitzen eine Länge von 40 mm, sowie einen Durchmesser von 23,9 mm und decken damit die Stirnfläche der Kristalle fast vollständig ab. Die daraus resultierende aktive Fläche beträgt ca. 200 mm² und entspricht in etwa jener zweier LAAPDs. Im Unterschied zu den LAAPDs weisen die VPTTs mit ~ 22 pF nur ein zehntel der Kapazität auf und sind damit wegen der schnellen Abklingzeit erheblich besser für hohe Ereignisraten geeignet. [38]

Die VPTTs bieten einen durchschnittlichen Gain von 64 bei einer Biasspannung von 1 000 V, verlieren jedoch ca. 50 bis 60 % ihres Signals beim durchschnittlichen Magnetfeld der FEC von ca. 1 T.

Neben der Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs wurde eine Vielzahl verschiedener Eigenschaften der Photodetektoren an der Ruhr-Universität Bochum und dem HISKP Bonn charakterisiert und damit die Herstellerangaben überprüft. Diese verschiedenen Charakterisierungen werden in Abschnitt 2.1 beschrieben und dokumentiert.

1.3.3 Namenskonvention in der FEC

In der Vorwärts-Endkappe des PANDA-Detektors muss jede Kristall- und Fotodetektorposition eindeutig bezeichnet werden, um sinnvolle Vorbereitung und Betrieb des Experiments zu gewährleisten. In [51] werden die getroffenen Vereinbarungen bezüglich der Notation festgehalten und sollen hier im Folgenden kurz beschrieben werden.

Die aus 3856 Detektorpositionen bestehende Vorwärts-Endkappe wird zunächst in vier Quadranten unterteilt, wie im linken Teil von Abbildung 1.20 dargestellt. Dabei fällt der Blick des Betrachters vom Ort des Targets in Strahlrichtung. Die verschiedenen Quadranten werden oben links beginnend im Uhrzeigersinn von eins bis vier aufsteigend nummeriert.

Die Position der einzelnen Submodule wird über ein zweidimensionales kartesisches Koordinatensystem mit den Grenzen der Quadranten als Achsen beschrieben. Dabei werden die Anzahl der Submodule in

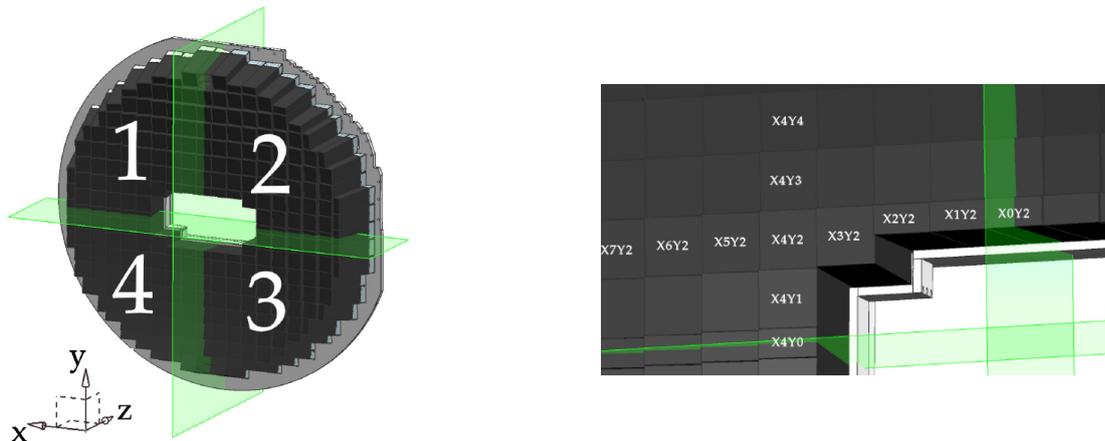


Abbildung 1.20: Numerierung der Quadranten und Submodulpositionen der Vorwärts-Endkappe. Der Blick geht in Strahlrichtung. [51]

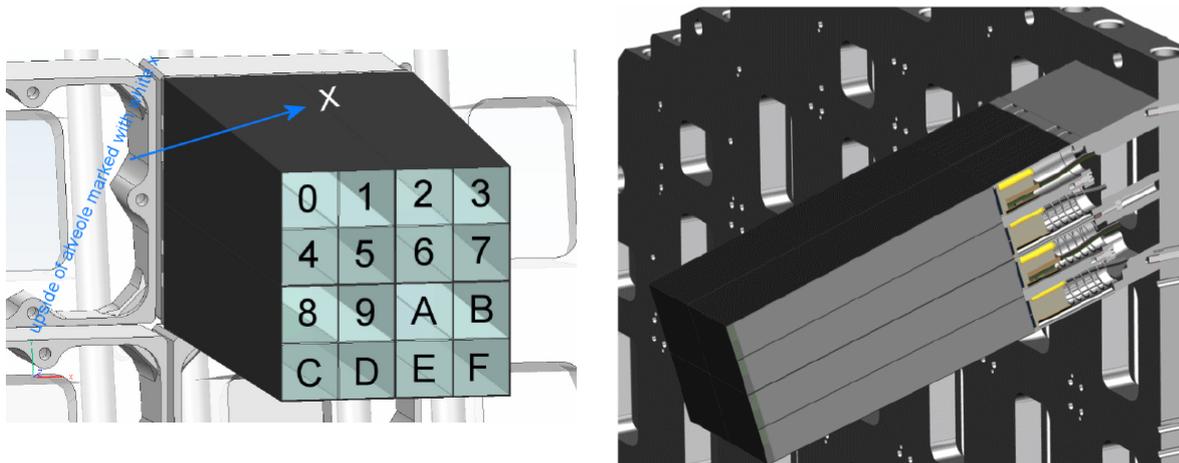


Abbildung 1.21: Numerierung der Kristallpositionen innerhalb eines Submoduls [51]. Rechts: Visualisierung der Befestigung eines Submoduls an der Backplate über das Interface. Zur Verdeutlichung der inneren Struktur wurde die Seitenfläche ausgeblendet [38].

der jeweiligen Dimension gezählt und bilden die entsprechende Koordinate. Demnach erhalten die von den Symmetrieachsen geschnittenen Submodule die Koordinate Null in der jeweiligen Dimension. Ein Beispiel wäre hier **1-X4Y3**, welches im rechten Teil von Abbildung 1.20 markiert ist. Dabei legt der erste Teil fest, dass sich das Modul im Quadranten 1 befindet und darauffolgend die Koordinaten $X = 4$ und $Y = 3$ besitzt. In Abbildung 1.21 wird die Benennung der Kristallpositionen in einem Submodul verdeutlicht. Die Blickrichtung bleibt unverändert in Strahlrichtung und die Kristalle werden zeilenweise nummeriert. Dabei wird aus Speicherplatzgründen eine hexadezimale Nummerierung der 16 Positionen verwendet und mit einem Bindestrich an die Position des Submoduls angehängt.

Im Fall eines auf der Quadrantengrenze platzierten Submoduls bleiben die hexadezimalen Nummerierungen der Kristallpositionen erhalten, jedoch sind sie in verschiedenen Quadranten angeordnet. Beispielsweise enthält das Submodul mit der Position 2-X0Y2 in der oberen Detektorhälfte lediglich

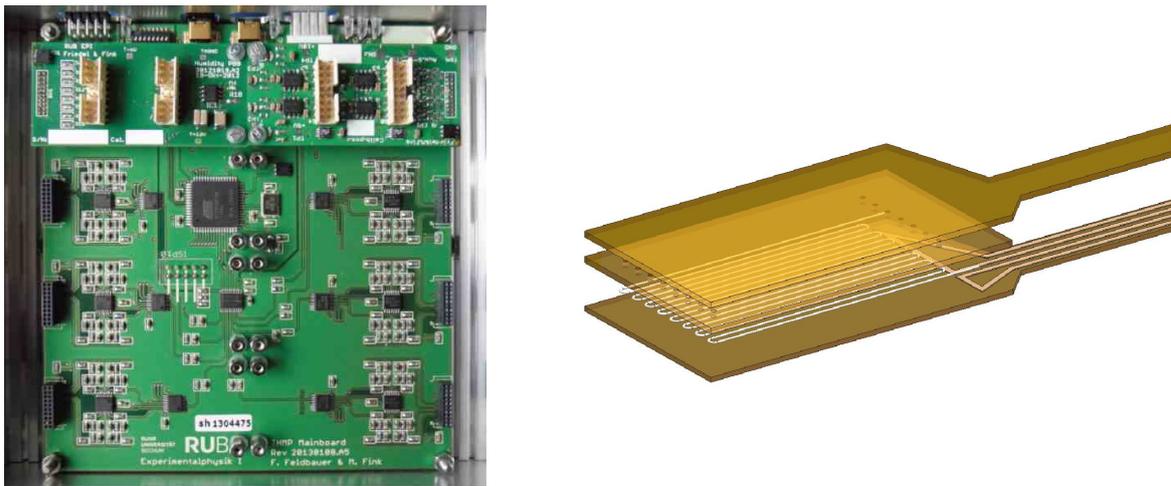


Abbildung 1.22: Links: Ansicht eines THMP-Moduls mit Platinen für Feuchtigkeitssensoren (linke Platine) und Temperatursensoren (rechte Platine) [53]. Rechts: Aufbau eines dünnen Temperatursensors mit dem innenliegenden Platindraht und den Deckschichten aus Kaptonfolie dargestellt [51].

folgende Positionen:

| | | | |
|----------|----------|----------|----------|
| 1-X0Y2-0 | 1-X0Y2-1 | 2-X0Y2-2 | 2-X0Y2-3 |
| 1-X0Y2-4 | 1-X0Y2-5 | 2-X0Y2-6 | 2-X0Y2-7 |

Das Modul hat nur die halbe Größe und enthält daher lediglich 8 Kristallpositionen. Die halben Submodule unterhalb der Strahlöffnung (z.B. 4-X2Y2) enthalten ebenfalls lediglich acht Detektorpositionen. Hier besetzt das Submodul nur die untere Hälfte der Submodulposition, sodass hier nur die Kristallpositionen 8 bis F enthalten sind.

1.3.4 Temperaturüberwachung mittels THMP

Durch die Temperaturabhängigkeit der PWO-Kristalle sowie der LAAPDs hängt die Amplitude des Energiesignals deutlich von der Temperatur im EMC ab. Aus diesem Grund ist es von essentieller Wichtigkeit, dass die Temperatur im laufenden Betrieb mit einer hohen Präzision überwacht wird, sodass eventuell auftretende Temperaturschwankungen oder -differenzen kompensiert werden können.

Zu diesem Zweck wurde an der Ruhr-Universität Bochum das THMP-System entwickelt. Dabei steht die Abkürzung für *Temperature and Humidity Monitoring board for PANDA*, also für eine Temperatur- und Feuchtigkeitsüberwachungsplatine für das PANDA-Experiment.

Um das angestrebte Ziel eines EMC mit einer homogenen Temperatur von $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ zu erreichen, ist eine Temperaturmessung mit einer minimalen Präzision von $\sigma T \leq 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ erforderlich [52]. Dies ist ein ambitioniertes Ziel und macht eine sorgsame Kalibrierung der Messinstrumente erforderlich. Insbesondere ist dies wichtig, da bei der üblicherweise verwendeten Methode einer Widerstandsmessung selbst Hochpräzisionswiderstände eine relevante Schwankung durch den Produktionsprozess aufweisen und die Messergebnisse verfälschen können.

Die THMP-Einheit besteht aus einer Basisplatine mit einem Mikrocontroller, einem achtkanaligen ADC und einer gleichen Anzahl von Aufsteckplatinen. Diese Aufsteckplatinen werden *piggyback boards* genannt und bieten je nach Ausführung entweder die Möglichkeit zum Anschluss von 8 Temperatur- oder Feuchtigkeitssensoren, sodass mit jeder THMP-Einheit bis zu 64 Sensoren ausgelesen werden können.

Die Basisplatine besteht aus einem aktiven Tiefpassfilter für jeden Kanal sowie aus einer Reihe von acht Multiplexern¹⁴ welche es ermöglichen, zur Digitalisierung von acht Eingangssignalen lediglich einen ADC-Eingang zu verwenden. Die aktiven Tiefpassfilter bestehen aus analogen Komponenten und haben die äußerst wichtige Aufgabe Rauschen mit niedriger Frequenz aus dem Signal zu filtern. Daher wurden Filter der dritten Ordnung über einen Operationsverstärker realisiert. [54]

Der verwendete ADC liefert auf seinen acht Eingängen jeweils eine Auflösung von 14 Bit und wird von dem Mikrocontroller gesteuert. Die Eingangsspannungen werden jeweils gegen eine Referenzspannung von 4,096 V gemessen.

Die Kommunikation mit der „Außenwelt“ erfolgt über einen Philips PCA82C251T Chip mit der Möglichkeit zur Kommunikation über den CAN-Bus. Damit eine eindeutige Identifikation jedes THMP-Moduls im ganzen Detektor möglich ist, sind in jedem Modul und auf allen Aufsteckplatinen Chips des Typs DS2401 mit einer jeweils sechs Byte langen Adresse untergebracht.

Für die angestrebte Genauigkeit muss die Temperatur der THMP-Platine und ihrer Komponenten selbst überwacht werden, sodass Temperaturabhängigkeiten der verwendeten Komponenten durch eine vorherige Kalibrierung ausgeglichen werden können. [53]

Die Temperaturmessung erfolgt über eine Vierleitermessung des elektrischen Widerstands eines extern angeschlossenen extrem dünnen Temperatursensors. Die Vierleitermessung ist von Vorteil, da der Spannungsabfall direkt am gewünschten Ort abgegriffen wird und damit unabhängig von Zuleitungen oder Kontaktwiderständen ist. Da die Temperaturmessung zwischen den einzelnen Kristallen eines Submoduls erfolgen soll, ergibt sich die Anforderung des extrem dünnen Temperatursensors. Da jedoch kein kommerzieller Widerstand in der gewünschten Dicke angeboten wird, war eine Neuentwicklung notwendig. Als Material für den Temperaturmesswiderstand wird ein 25 µm dünner Platindraht verwendet. Platin zeichnet sich durch einen hohen spezifischen elektrischen Widerstand aus, wodurch eine Länge von 48,6 cm für die gewünschte Temperaturmessung ausreicht. Außerdem weist sich Platin durch einen relativ hohen Temperaturkoeffizienten im elektrischen Widerstand aus, sodass kleine Temperaturänderungen bereits eine große Änderung des elektrischen Widerstands verursachen [53]. Durch die Einbettung des für die Messung relevanten Teils des Platindrahtes zwischen zwei dünnen Lagen aus Kapton-Folie ergibt sich eine Dicke des Sensors von ungefähr 100 µm. Somit genügt der Sensor den Anforderungen (vgl. rechter Teil von Abb. 1.22). [52–55]

Charakterisierung der Kristalle für die Vorwärts-Endkappe

Bereits das CMS-Experiment nutzt ca. 76 200 PWO-Kristalle der ersten Generation. Die Kristalle müssen alle vor einer Nutzung im Experiment charakterisiert werden, um die Einhaltung der zentralen Designspezifikationen sicherzustellen. Die Dimensionen der Kristalle müssen mit einer Genauigkeit von ~ 10 µm den Vorgaben entsprechen, damit sie unter Einhaltung der nötigen Spielräume in den Karbonalveolen eingebettet werden können. Zusätzlich müssen die optischen Eigenschaften der Kristalle verifiziert werden. Neben einer homogenen Transmission entlang beider Kristallachsen muss die zentrale Eigenschaft der Lichtausbeute überprüft werden. All diese Eigenschaften werden konventionell mit mehreren Messaufbauten überprüft, was bei dieser hohen Anzahl der Kristalle einen enormen Zeitaufwand erfordert. Daher wurde im Rahmen des CMS-Experiments das *Automatic Crystal quality COntrol System* (ACCOS) entwickelt. Dieser Aufbau erlaubt eine vollautomatische Vermessung der oben erwähnten Eigenschaften für jeweils 20 Kristalle (vgl. Abb. 1.23).

Mittels eines 3D-Scanners werden für jeden Kristall 24 ausgewählte Punkte bestimmt, um eine präzise Beschreibung der 6 Kristallflächen zu ermöglichen. Die Kristallgeometrie wird schließlich unter der

¹⁴ Eine Art digitaler Schalter, welcher das getaktete Umschalten der Einzeleingänge auf den Ausgang ermöglicht.

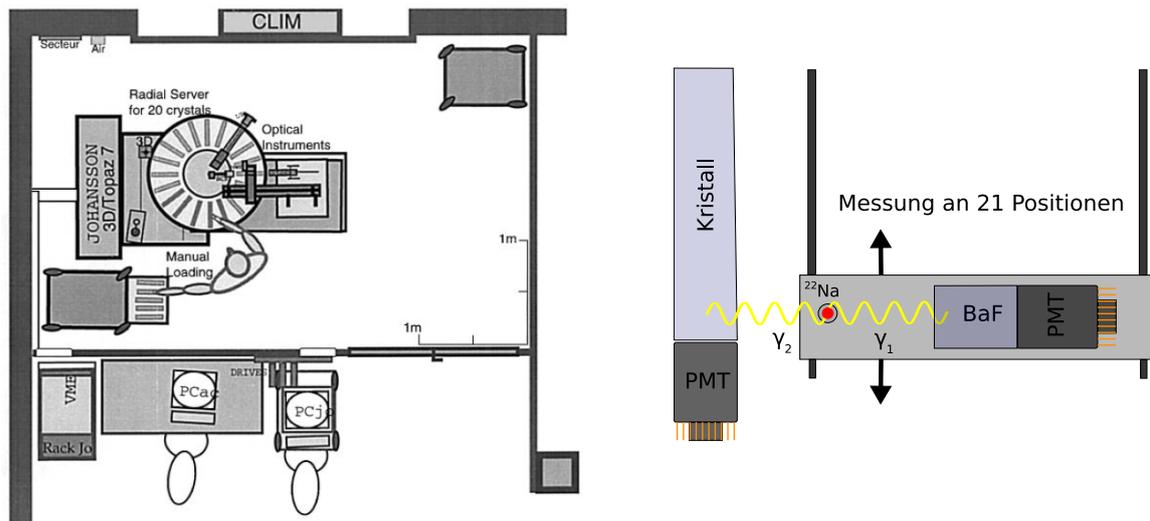


Abbildung 1.23: Links: Schematische Darstellung des ACCOS-Systems zur Kristallcharakterisierung. Das System beinhaltet ein 3D-Vermessungssystem sowie diverse optische Instrumente und fasst 20 Kristalle auf einem drehbaren Untersatz [56]. Rechts: Vermessung der Abklingzeit zur Bestimmung der Lichtausbeute.

Verwendung von 7 Variablen vollständig beschrieben und festgehalten.

Zwei integrierte kompakte optische Spektrometer vermessen die Transmission des Lichtes einer 20 W Halogenlampe. Dabei wird deren Spektrum mithilfe von 11 Interferenzfiltern nacheinander in ebenso viele schmale Bänder unterteilt. Dadurch ist es möglich, eine wellenlängenabhängige Transmission zu bestimmen. Zur Detektion des transmittierten Lichts wird eine großflächige pin-Fotodiode auf der gegenüberliegenden Seite des Kristalls eingesetzt. So werden sowohl die transversale Transmission entlang von 11 Punkten, wie auch die longitudinale Transmission bestimmt. [56]

Die Lichtausbeute der Kristalle wird über die Bestimmung der Abklingzeit des Szintillationslichts bestimmt. Eine direkte Messung der Lichtausbeute mit einer radioaktiven Quelle ist wegen der geringen Lichtausbeute der PWO-Kristalle schwierig und setzt eine nahezu optimale Ankopplung des Fotodetektors voraus. Dies ist in einer komplett automatisierten Messung sehr schwierig und wird daher mit der einfacheren, indirekten zeitlichen Messung umgangen.

Die Messung nutzt die zwei kollinearen Photonen aus der Annihilation des im Betazerfall erzeugten Positrons von ^{22}Na . Diese werden durch den PWO-Kristall und einen zweiten Bariumfluorid-Kristall (BaF_2) detektiert, wie im rechten Teil von Abbildung 1.23 dargestellt. Dabei wird die Zeitspanne zwischen der Detektion des ersten Gammaquants im sehr schnellen BaF_2 -Kristall und der Detektion des zweiten Gammaquants im PWO-Kristall gemessen. So wird sichergestellt, dass die komplette Lichtsammlung im PWO-Kristall in einer Zeitspanne von weniger als 100 ns stattfindet und keine langsameren Zerfallskomponenten auftreten. Diese Messung wird für 21 Positionen entlang des Kristalls wiederholt. Dafür wird das komplette Emissionsspektrum der Kristalle bis 1 000 ns aufgenommen und gefordert, dass folgende Relation erfüllt wird:

$$\frac{\text{LY}(100 \text{ ns})}{\text{LY}(1\,000 \text{ ns})} > 99 \%$$

Dadurch wird sichergestellt, dass 99 % des Lichtes innerhalb der ersten 100 ns gesammelt wird und so potenziell gefährliche Störungen der Signalform verhindert werden. Ein relatives Maß für die Lichtaus-

beute kann über die Wahrscheinlichkeit P , dass im PWO-Kristall kein Photon detektiert wird, bestimmt werden. Falls ein Ereignis im BaF₂ Detektor nachgewiesen wird, muss wegen der Kollinearität beider Photonen auch eines den PWO-Kristall passiert haben.

Aus diesem relativen Maß der Lichtausbeute wird durch Multiplikation mit Kalibrationsfaktoren $\langle C_i \rangle$ das absolute Maß in Einheiten von Fotoelektronen pro Megaelektronvolt (phe/MeV) bestimmt. Diese Faktoren $\langle C_i \rangle$ wurden in separaten Kalibrationsmessungen von 10 Kristallen an jeder der Positionen i ermittelt.

Indem die Transmission der Kristalle vor und nach einer Bestrahlung durch eine starke ⁶⁰Co-Quelle verglichen wird, kann ein Maß für die Strahlenhärte der Kristalle bestimmt werden.

Tieferegehende Informationen können [56] entnommen werden.

1.4 Motivation für diese Arbeit

1.4.1 Anordnung der Detektorkomponenten in der FEC

Das PANDA-Experiment verfolgt im Bezug auf die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems ehrgeizige Ziele. Dabei macht insbesondere die Anforderung nach dem großen dynamischen Bereich von 3 MeV bis 12 GeV eine besondere Sorgfalt bei der Platzierung der verschiedenen Detektorkomponenten erforderlich, da die mögliche Auflösung des ADC mit 14 Bit beschränkt ist. Der dynamische Bereich des ADC ist durch das maximal mögliche Ausgangssignal der Preamplifier von 2,2 V Amplitude vorgegeben und wird daher entsprechend dieser Anforderungen ausgelegt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die einzelnen Detektorkanäle bei einer Energiedeposition von 12 GeV eine Amplitude von etwas weniger als 2,2 V ausgeben sollten, sie sollten diesen Wert allerdings keinesfalls überschreiten.

Daher ist eine möglichst homogene Signalantwort der einzelnen Detektorkanäle wünschenswert, damit die zur Verfügung stehenden messbaren ADC-Kanäle gleichbleibend ausgenutzt werden können und sich eine homogene Energieauflösung ergibt. Um diesen Umstand zu erreichen, müssen die einzelnen Komponenten der Auslese, wie VPTT, Kristall und Vorverstärker unter der Berücksichtigung ihrer spezifischen Eigenschaften geschickt miteinander kombiniert werden. Diese Kombination der Einzelbausteine wird Matching genannt, ist ein wesentlicher Teil dieser Arbeit und wird in Kapitel 2 beschrieben.

1.4.2 Notwendigkeit der Teststation

Die bereits im vorherigen Abschnitt erwähnte ehrgeizige angestrebte Energieauflösung macht eine sehr gute Energiekalibration erforderlich. Diese Energiekalibration wird im späteren Experiment über die bekannte Masse des π_0 - und η -Mesons aus dem Zerfall in jeweils zwei Photonen bestimmt. Mit der Gleichung $m_{\text{Meson}}^2 = E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \theta_{12})$ kann eine Korrektur auf die ermittelten Photonenenergien bestimmt werden. Eine solche Kalibrationsmessung benötigt nach [21] eine Anzahl von $5 \cdot 10^7$ Ereignissen und kann bei der erwarteten Rate von 4200 Ereignissen pro Sekunde¹⁵ wahrscheinlich täglich erfolgen. Das Gelingen dieses Vorgangs setzt allerdings eine bereits vorhandene Vorkalibration der einzelnen Detektorkanäle mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ voraus. Diese Vorkalibration kann entweder in-situ im montierten Detektor oder bereits vorher für die einzelnen Submodule erfolgen.

Eine täglich erfolgende Kalibrationsmessung setzt eine Überwachung der Temperatur mit einer Genauigkeit von 0,1 °C und eine Überwachung des Ausgangssignals in Form von regelmäßigen Lichtpulserereignissen voraus, damit zwischen den einzelnen Kalibrationen interpoliert werden kann. Die Lichtpulserereignisse können insbesondere eine durch Strahlenschäden bedingte, verringerte Transmissi-

¹⁵ $\sigma \approx 30 \mu\text{b}$ für $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und einer Luminosität von $10 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

on der PWO-II Kristalle feststellen.

Sobald eine Vorschrift zur Kombination der verschiedenen Detektorbestandteile vorhanden ist, können die einzelnen Einheiten (Kristall + VPTT + Vorverstärker) zusammengebaut werden und im vorgesehenen Submodul platziert werden. Während der Montage der Einzelkomponenten werden manuell einige aufeinanderfolgende Arbeitsschritte ausgeführt, sodass es zwangsläufig Qualitätsunterschiede geben muss. Sobald ein Submodul zusammen mit dem Rest der Submodule in der FEC verbaut ist, der komplette thermische Schild angebracht ist und der Detektor in Betrieb genommen wurde, ist ein Austausch eines einzelnen Submoduls ohne erheblichen Arbeitsaufwand und die zugehörigen Verzögerung unmöglich. Daher ist es angebracht, vor dem eigentlichen Einbau in die FEC einen möglichst realitätsnahen Funktionstest jedes Submoduls durchzuführen. Zwar werden während der Fertigung bereits kurze Funktionstest mit blauen Lichtblitzen durchgeführt, jedoch sind diese nicht besonders stellvertretend für den späteren Messbetrieb.

Daher wird eine Teststation benötigt, welche bei der späteren Betriebstemperatur eine repräsentative Messung erlaubt. Diese Messung wird in der Teststation in Bonn durchgeführt, deren Aufbau und Betrieb Teil dieser Arbeit ist. In der Teststation wird das Modul der kalkulierten thermischen Belastung eines Kühlvorgangs ausgesetzt und anschließend bei -25 °C eine Kalibrationsmessung mit kosmischer Strahlung durchgeführt. Das bedeutet, dass die komplette Signalerzeugung inklusive der Szintillationsmechanismen überprüft und mit der durch das Matching formulierten Erwartung in einer Langzeitmessung über mehrere Tage verglichen werden kann. Die Konzeption der Bonner Teststation wird ab Kapitel 3 beschrieben. Nachfolgend werden zunächst die Eigenschaften der zum Betrieb der Teststation notwendigen Höhenstrahlung erläutert.

1.5 Kosmische Höhenstrahlung

Die Entdeckung der kosmischen Strahlung im Jahre 1912 durch Viktor Franz Hess begründete ein komplett neues Forschungsfeld, die heutige Teilchenphysik und damit eine rasante Entwicklung der Physik im Lauf der letzten 100 Jahre. [57]

Bereits 1910 beobachtete der Physiker Theodor Wulf mit dem selbst entwickelten Elektrometer¹⁶ auf der Spitze des Eiffelturms ein ungewöhnlich hohes Maß an ionisierender Strahlung. Damals war lediglich der Beitrag der radioaktiven Elemente der Erdkruste bekannt und es wurde daher vermutet, dass die Radioaktivität in zunehmender Entfernung zur Erdoberfläche abnehmen sollte. Nachdem Wulf diesen Abfall in 300 m Höhe nicht feststellen konnte, empfahl er seinen Kollegen weitere Messungen in größerer Höhe [58]. Diese Messungen wurden schließlich von Viktor F. Hess im Rahmen mehrerer Ballonfahrten bis auf eine Höhe von 5 350 m durchgeführt und so wurde nicht nur ein schwächerer Abfall der Intensität als erwartet festgestellt, sondern auch eine erneute Zunahme ab einer Höhe von 1 500 m. Daraus folgerte er, „daß eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft von oben her in unsere Atmosphäre eindringt, und auch noch in deren untersten Schichten einen Teil der in geschlossenen Gefäßen beobachteten Ionisation hervorruft“. [57]

Die Entdeckung von Positron 1933 und Myon 1936 waren nur die ersten in einer Reihe von vielen weiteren Entdeckungen neuer Teilchen mit Hilfe der kosmischen Strahlung [59, 60]. Über einige Jahrzehnte, bis zur Entwicklung leistungsfähiger Teilchenbeschleuniger, war kosmische Höhenstrahlung die einzige Quelle für hochenergetische Teilchen. [61]

¹⁶ Im Wulf'schen Elektrometer wird eine Ladung auf zwei miteinander verbundene Fäden aufgebracht, welche sich elektrostatisch abstoßen und in einem gasdicht verschlossenen Volumen untergebracht sind. Durch Radioaktivität ionisierte Gasteilchen haben einen Ladungsverlust und damit eine abnehmende Abstoßung der Fäden zur Folge, sodass ein Ionenfluss quantifiziert werden kann.

1.5.1 Kosmische Strahlung außerhalb der Atmosphäre

Die primäre kosmische Strahlung, welche oberhalb der Atmosphäre eintrifft, enthält prinzipiell alle geladenen stabilen Teilchen mit einer Lebensdauer von $1 \cdot 10^6$ Jahren. Jedoch machen Protonen und α -Kerne den größten Teil aus, schwerere Kerne kommen seltener vor. Die eintreffenden primären kosmischen Teilchen stammen größtenteils von Orten außerhalb unseres Sonnensystems und wurden durch das galaktische, das interplanetare und das geomagnetische Feld beschleunigt, während sie sich der Erde näherten. Alle drei Felder haben gemeinsam eine magnetische Feldstärke von 30 bis $60 \mu\text{T}$ auf der Erdoberfläche, je nach Ort und Zeit der Beobachtung. Die zeitlich veränderliche Komponente der Feldstärke beträgt lediglich ca. 1 % des Gesamtfeldes.

Die Intensität der eintreffenden Teilchen wird durch den solaren Wind¹⁷ beeinflusst, sodass sie mit dem elfjährigen Aktivitätszyklus der Sonne schwankt. Zwischen jedem dieser Aktivitätsmaxima dreht sich die Polarität des magnetischen Dipols um, sodass einige der Eigenschaften kosmischer Teilchen auch einen Zyklus von 22 Jahren Länge aufweisen. Aufgrund dieser Umstände hängt die Intensität aller Komponenten der Höhenstrahlung mit einer Energie im GeV-Bereich sowohl vom Ort, als auch vom Zeitpunkt der Beobachtung ab. Bei höheren Energien schwindet dieser Einfluss. [4, 62]

1.5.2 Durchquerung der Atmosphäre

Sobald primäre kosmische Teilchen in die Atmosphäre eintreten, werden sie der Interaktion mit den Elektronen, Atomen und Molekülen der Luft ausgesetzt. Daher ändert sich die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei der Durchquerung der Atmosphäre, die einzelnen kosmischen Teilchen verlieren Energie und es werden zahlreiche sekundäre Teilchen erzeugt. Dabei laufen die nukleonindizierten Streuungen mit einem hohen Maß an Elastizität ab, sodass das einlaufende Teilchen bei jeder Kollision einen maßgeblichen Anteil ($\approx 50\%$) seiner Energie behält. Wenn also im Durchschnitt 12 Kollisionen erfolgen, so verliert das einlaufende Teilchen nach

$$\frac{E}{E_0} = (0,5)^{12} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$$

sehr viel Energie. Einfallende Hadronen unterliegen bei Kollisionen mit den Atomkernen der Atmosphäre der starken Wechselwirkung und produzieren oberhalb einer Schwelle von ein paar GeV lokale Schauer durch die Erzeugung von Mesonen und anderen sekundären Teilchen.

Sekundäre Teilchen

Diese sekundär erzeugten Teilchen setzen sich im Wesentlichen aus Pionen und, auch weniger häufig, aus Kaonen, anderen Mesonen, Hyperonen und Nukleon-Antinukleon-Paaren zusammen. Solche sekundär erzeugten Hadronen können, falls sie genug Energie besitzen, wiederum selbst neue hadronische Ereignisse auslösen und so den Kernbereich eines umfangreichen Luftschauers (engl: *Extensive Airshower*) bilden.

Von den am häufigsten erzeugten Pionen zerfallen die neutral geladenen π^0 wegen ihrer kurzen mittleren Lebensdauer ($\tau_0 = 8,52 \cdot 10^{-17}$ s im Ruhesystem) zuerst über $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ und tragen dadurch zu elektromagnetischer Schauerbildung bei. Dabei können beide Photonen ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, falls ihre Energie oberhalb von 1,02 MeV liegt. Die erzeugten Elektronen und Positronen können im Fall von hoher Energie über Bremsstrahlung neue Photonen erzeugen, die wiederum Paarbildung betreiben

¹⁷ Expandierendes magnetisiertes Plasma, welches aus der Sonne ausgestoßen wird

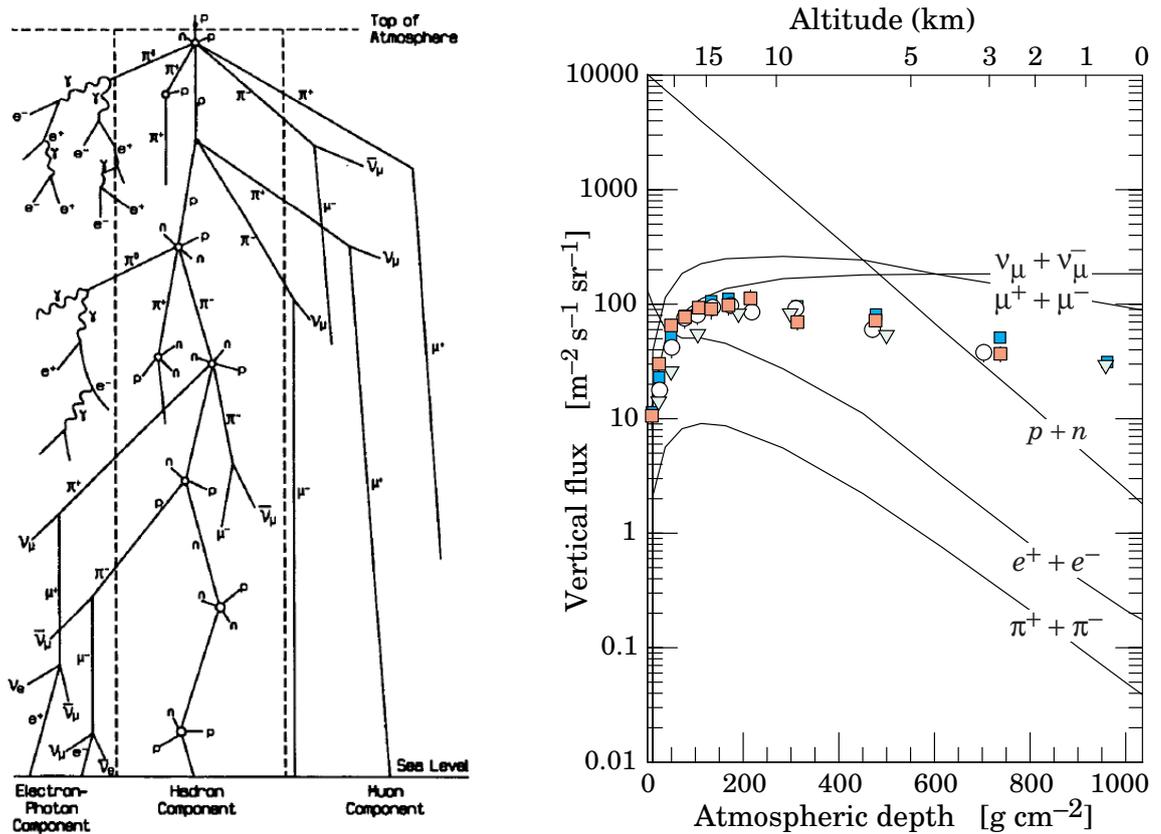


Abbildung 1.24: Links: Schematische Darstellung einer kleinen hadronischen Kaskade durch die Wechselwirkung eines Protons mit mittlerer Energie am oberen Rand der Atmosphäre. Zu sehen sind die drei Bestandteile einer solchen Folge von Reaktionen: 1. die elektromagnetische Komponente, welche aus dem Zerfall der sekundären π^0 entsteht; 2. die hadronische Komponente aus der Wechselwirkung des primären Protons mit den Luftteilchen der Atmosphäre; 3. die myonische Komponente aus den sekundär erzeugten π^\pm . Die transversale Aufweitung des Schauers ist stark übertrieben [62]. Rechts: Höhenabhängige Darstellung des Flusses der verschiedenen Komponenten der kosmischen Strahlung mit einer Energie $E > 1$ GeV. Es ist zu erkennen, dass die Myonen auf Meeresebene die größte Teilmenge der leicht messbaren Teilchen stellen. Die Punkte stellen einzelne Messwerte [63–68] für den Fluss negativ geladener Myonen mit Energien $E > 1$ GeV dar. Abbildung aus [4].

können. Alle diese Prozesse tragen zu einer lawinenartigen Erzeugung neuer Teilchen bei und damit zur Bildung eines sich lateral zur Flugrichtung ausbildenden elektromagnetischen Schauers. Eine Übersicht der verschiedenen Komponenten eines Luftschauers findet sich im linken Teil von Abbildung 1.24.

Die sekundär erzeugten geladenen Pionen haben eine etwas längere mittlere Lebensdauer ($\tau_0 = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s in Ruhe) als ihre ungeladenen Geschwister und haben daher eine längere mittlere Weglänge in der Atmosphäre. Sie zerfallen über

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{bzw.} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

in Myonen und Neutrinos. Die Neutrinos werden im Folgenden nicht weiter behandelt, da sie nur mit größtem Aufwand vermessen werden können und daher für Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit kaum eine Rolle spielen. Die Myonen weisen eine mittlere Lebensdauer von $\tau_0 = 2,197 \cdot 10^{-6}$ s in Ruhe auf und können nur aufgrund der Zeitdilatation die Meeresoberfläche erreichen. Die im Bezugssystem der Erde vergehende Lebensdauer $\tau(E)$ ergibt sich aus

$$\tau(E) = \tau_0 \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right) = \tau_0 \gamma \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

mit der mittleren Lebensdauer τ_0 im Ruhesystem, der Ruhemasse m_0 , der Energie E und der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Ein Teil der Myonen zerfällt über

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{bzw.} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

in Elektronen und Neutrinos, der größte Teil erreicht jedoch wegen der Zeitdilatation das Niveau des Meeresspiegels. Dort machen die Myonen neben den Neutrinos den Hauptbestandteil der Höhenstrahlung aus, wie im rechten Teil von Abbildung 1.24 erkennbar ist.

Teilchenflüsse

Da die meisten der sekundär erzeugten Teilchen instabil sind und nach einiger Zeit zerfallen, muss zur Berechnung der Teilchenflüsse und der zugrundeliegenden Energieverteilungen eine Reihe von gekoppelten Zerfallsgleichungen simuliert werden. Dazu müssen diverse Übergangswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, sodass sich ein zuverlässiges Ergebnis ergibt. Informationen zur Simulation kosmischer Höhenstrahlung finden sich in Abschnitt 5.0.1.

Die Intensität der kosmischen Strahlung nimmt durch die oben geschilderten Prozesse mit zunehmender Eindringtiefe in die Atmosphäre bis ein Maximum erreicht wird zu und die Intensität danach wegen zunehmendem Energieverlust, Absorption und Zerfallsprozessen stetig ab. Dieses Profil mit dem zugehörigen Maximum in ca. 20 km Höhe (vgl. Abb. 1.25) wurde bereits 1936 von Pfitzer entdeckt und wird in der Literatur als Pfitzer-Maximum bezeichnet. [69]

Einflüsse auf die Intensität der Höhenstrahlung

Es gibt viele Einflüsse auf die Intensität und die Energiespektren der beobachtbaren kosmischen Strahlung bei einer Beobachtung auf der Erdoberfläche, wovon die wichtigsten an dieser Stelle kurz umrissen werden sollen. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Teilchen der kosmischen Strahlung wurde im letzten Abschnitt bereits beschrieben: Ein längerer Weg durch die Atmosphäre führt zu einer höheren Zahl von Interaktionen und damit unter einer Höhe von 20 km zu einer Verringerung der Intensität. Die 1931 entwickelte Chapman-Formel berücksichtigt die gekrümmte Natur der Erdoberfläche und kann

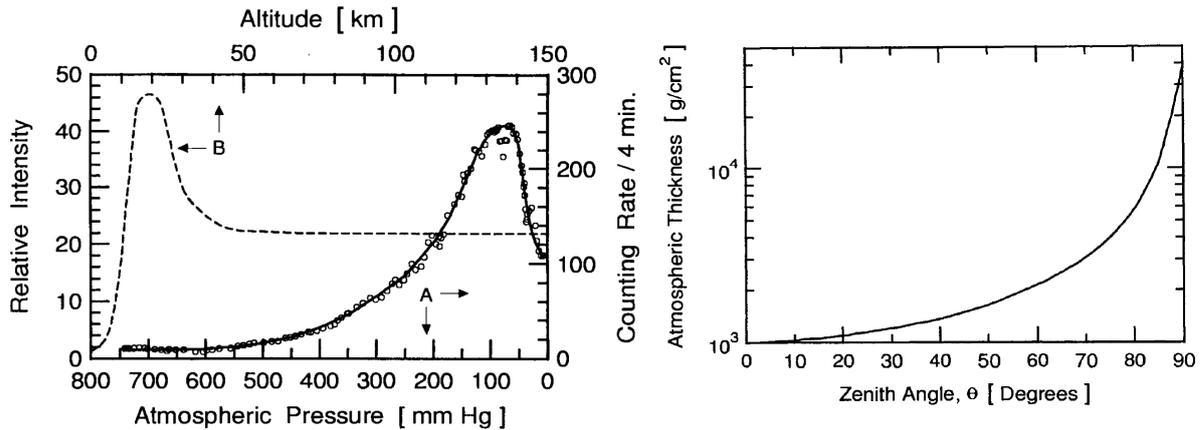


Abbildung 1.25: Links: Durchschnittliche Zählrate der kosmischen Strahlung für verschiedene Drücke, bzw. relative Intensität der kosmischen Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Meeresspiegel [62, 69]. Rechts: Visualisierung der atmosphärischen Dicke für verschiedene Blickwinkel nach der von Swider und Gardener eingeführten Näherung der Chapman-Formel [62, 70].

so für einen gegebenen Punkt auf der Erdoberfläche ein Maß für zusätzlich durchstrahltes Material bei verschiedenen Blickwinkeln in Bezug zum Zenit angeben [70]. Aus der Chapman-Formel folgerten Swider und Gardener 1969 eine Approximation für Winkel $\theta \leq \pi/2$, um die Dicke der durchstrahlten Atmosphäre zu bestimmen [71].

$$Ch\left(x, \theta \leq \frac{\pi}{2}\right) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{1/2} \left(1 - \operatorname{erf}\left[x^{1/2} \cos \frac{\theta}{2}\right]\right) \exp\left(x \cos^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad \text{mit} \quad x = \frac{R_E + h}{h_s} \quad (1.1)$$

Dabei ist R_E der Radius der Erde, h die Beobachtungshöhe und h_s die Skalenhöhe der Atmosphäre, d.h. die Strecke nach der eine beobachtete Intensität auf $1/e$ ihres ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Der sich aus der genäherten Formel ergebende Verlauf ist im rechten Teil von Abbildung 1.25 dargestellt. Die primäre Höhenstrahlung weist in der Mehrheit eine positive Ladung auf, daher weisen auch die nachfolgend in der Atmosphäre generierten Teilchen einen positiven Ladungsüberschuss auf. Dieser positive Ladungsüberschuss hat durch die Wechselwirkung mit dem Erdmagnetfeld eine Ost-West-Asymmetrie in der Intensität der kosmischen Strahlung zur Folge. Der Effekt ist am oberen Ende der Atmosphäre am stärksten und hat mit höherer Teilchenenergie schwindenden Einfluss. Für einen festen Punkt am Rand der oberen Atmosphäre ergibt sich so innerhalb der Ost-West-Ebene eine Abhängigkeit vom Zenitwinkel, sodass bei negativen Zenitwinkeln (in Richtung Osten) Flugbahnen niedrigerenergetischer Teilchen unterdrückt werden und daher eine niedrigere Intensität als in westlicher Richtung beobachtet werden. Dieser Effekt wurde bereits 1933 von Thomas Johnson entdeckt und war der erste Hinweis auf den positiven Ladungsüberschuss der kosmischen Teilchen [72]. Die durch den Ost-West-Effekt verursachte Zenit-Winkelabhängigkeit der Höhenstrahlung wird während des Durchlaufs durch die Atmosphäre von der durch Gleichung 1.1 beschriebenen Winkelabhängigkeit überlagert, sodass der Effekt auf Meereshöhe einen deutlich kleineren Einfluss hat.

Ein weiterer Einfluss auf die Intensität der kosmischen Strahlung am Ort der Erdoberfläche ergibt sich durch die Schwelle für magnetische Steifigkeit an einer bestimmten Position auf der Erde. Die magnetische Steifigkeit ($B \cdot \rho$) gibt an, wie sehr sich elektrisch geladene Teilchen einer Ablenkung durch ein Magnetfeld „widersetzen“ und ist damit vom Impuls der Teilchen und deren Ladung abhängig. Das bedeutet, dass Teilchen unterhalb einer bestimmten magnetischen Steifigkeit nicht mehr in der Lage

sind, die Erdoberfläche zu erreichen. Diese Schwelle wird auch Geomagnetische Schwelle (*geomagnetic cutoff*) genannt und hängt von der Entfernung zu den magnetischen Polen ab. Daher ist die Schwelle, ab der Teilchen detektiert werden können, am Äquator maximal und nimmt mit zunehmendem Breitengrad ab. Dieser Effekt weist außerdem oft eine erhebliche zeitliche Variabilität auf, da die magnetischen Beiträge des geomagnetischen Felds nicht konstant sind. Durch den Umstand, dass die magnetische und geografische Achse der Erde voneinander abweichen, ergibt sich außerdem eine vom Längengrad abhängige Komponente in der Intensität [62, 73]. Zusammenfassend lässt sich daher feststellen, dass für die korrekte Vorhersage der Intensität und Energieverteilung kosmischer Teilchen nicht nur der Ort, sondern auch die Zeit der fraglichen Situation erforderlich ist.

Anordnung der Detektorkomponenten in der FEC

Bereits in Abschnitt 1.4.1 wurde die Notwendigkeit einer Anordnung der Detektorkomponenten (Matching) für eine Homogenisierung der Signalantwort innerhalb der Vorwärts-Endkappe motiviert. Dabei ist die zentrale Herausforderung, dass der limitierte dynamische Bereich des ADC voll ausgenutzt werden soll, sodass in jedem Detektorkanal eine homogene Energieauflösung erreicht werden kann. Dementsprechend sollen die einzelnen Komponenten derart angeordnet werden, dass eine gleichmäßige Detektorantwort zu erwarten ist.

Die einzelnen Komponenten Szintillationskristall, VPTT und Vorverstärker haben verschiedene, die Ausgangsamplitude beeinflussende Faktoren (vgl. 2.1). Durch die Magnetfeldabhängigkeit des VPTT-Verstärkungsfaktors ergibt sich eine Ortsabhängigkeit in der Signalantwort. Das Matching soll alle diese Abhängigkeiten in Betracht ziehen und eine möglichst homogene Detektorantwort verwirklichen. Die Umsetzung des Matchings erfolgt in zwei Schritten, in denen zunächst die Detektorbestandteile nach dem Grundsatz einer homogenen Detektorantwort mittels Ungarischem Algorithmus in der FEC platziert werden.

Anschließend werden die platzierten Detektorbestandteile mit einem Markow-Algorithmus derart umgruppiert, dass die Streuung in den Viererblöcken (Kompartimente) der einzelnen Submodule minimiert wird. Dadurch kann durch eine Anpassung der Spannungsversorgung der VPTTs ein bestmögliches Ergebnis erreicht werden. Im Folgenden wird die Realisierung des Matchings mit dem Softwarepaket *ROOT* und dessen Ergebnisse dargelegt. [74]

2.1 Einflüsse auf die Detektorantwort

Das Energiesignal der Vorwärts-Endkappe wird von mehreren Faktoren beeinflusst und lässt sich für eine einzelne Detektoreinheit in folgende Abhängigkeiten unterteilen:

$$\text{Signal} \propto G_0 \cdot G(U, B) \cdot \text{skb} \cdot \text{PG} \cdot \text{LY}$$

Dabei ist G_0 der vermessene Verstärkungsfaktor der VPTT bei einer Betriebsspannung von 1 000 V und $G(U, B)$ der zugehörige Verlust des Faktors beim Betrieb an anderen Spannungen bzw. in einem Magnetfeld. skb gibt die Effizienz der VPTT im Bereich der zentralen Emissionswellenlänge von PWO-II an. Des Weiteren wird das Signal durch den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers PG , sowie die Lichtausbeute LY des Kristalls beeinflusst.

Das Magnetfeld im PANDA-Detektor und damit auch in der Vorwärts-Endkappe ist ortsabhängig. Daraus

folgt eine unterschiedlich starke Abschwächung des Signals einer VPTT an verschiedenen Positionen innerhalb des Detektors. Jede VPTT weist eine individuelle Funktion $G(U, B)$ auf, welche die Abschwächung des Signals im Magnetfeld in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung beschreibt. Daher wirkt sich die Platzierung der VPTTs und deren Paarung mit Kristallen unmittelbar auf die Verteilung von Detektorantworten in der Vorwärts-Endkappe aus. Im Folgenden wird auf die Ortsabhängigkeit des Magnetfelds und dessen Auswirkung auf die einzelnen VPTT-Signale eingegangen.

Aus der Simulation des Magnetfeldes im PANDA-Detektor von Yuri Lobanov lässt sich eine Magnetfeldkarte für die Region der Vorwärts-Endkappe des EMC extrahieren [75]. Dort ist für jeden erfassten Punkt im Detektor der jeweilige Magnetfeldvektor hinterlegt. Diese erfassten Punkte liegen in einem Raster mit einer Auflösung von 1 cm in allen drei Raumrichtungen. So kann für feste Entfernungen z strahlabwärts vom Target eine zweidimensionale Verteilung der Magnetfeldstärke als Histogramm angegeben werden. In Abb. 2.1 ist die entsprechende z -Komponente des resultierenden Magnetfeldvektors für vier verschiedene Entfernungen z vom Interaktionspunkt dargestellt. Die z -Komponente leistet dabei den größten Beitrag zum resultierenden Magnetfeldvektor. Die Beiträge der beiden verbleibenden Komponenten sind in den Abbildungen A.4 und A.5 dargestellt. Im nächsten Schritt wird eine Funktion implementiert, welche zwischen den vorhandenen Ebenen in z -Richtung eine lineare Interpolation für die einzelnen Komponenten des Magnetfeldvektors durchführt. Damit können, durch den entsprechenden Funktionsaufruf, für jeden Punkt im Bereich der Vorwärts-Endkappe des EMC die einzelnen Komponenten des magnetischen Feldvektors abgefragt werden. Aus diesem Vektor kann im Anschluss die Richtung und der Betrag des Magnetfeldes bestimmt werden.

2.1.1 Vermessung der Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs

Die Vermessung der VPTTs erfolgt mithilfe eines im Rahmen von Georg Urffs Bachelorarbeit entworfenen Teststandes in Bonn [76]. Das Grundkonzept sieht vor, dass ein dem Szintillationslicht von PWO-II nachempfundenen Lichtpuls bei verschiedenen Magnetfeldern und Betriebsspannungen der VPTT aufgenommen wird und die so gewonnenen Signalamplituden verglichen werden. Dabei wird der Lichtpuls in einem festen Verhältnis aufgeteilt und das Signal der zu untersuchenden VPTT im Magnetfeld mit einem Referenzphotomultiplier außerhalb des Magnetfeldes verglichen. So kann eine relative Abschwächung des VPTT-Signals bei verschiedenen Spannungen und Magnetfeldern bestimmt werden.

Das Szintillationslicht von PWO-II hat sein Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von 420 nm und liefert Pulsanstiegszeiten von unter ≈ 10 ns. Eine Lichtquelle für diesen Messstand soll daher ebenfalls ein Maximum des Emissionsspektrums um 420 nm sowie die Möglichkeit für schnelle Pulsanstiege bieten. Da keine LEDs mit exakt dieser zentralen Wellenlänge verfügbar sind, wird das Emissionsspektrum über einen Bandpassfilter mit der zentralen Wellenlänge von (420 ± 2) nm und einer Halbwertbreite von 10 nm erreicht.

Mittels Signalgenerator wird mit der ausgewählten LED ein Lichtpuls erzeugt, welcher dem PWO-II Szintillationslicht ähnlich ist. Der Lichtpuls wird über zwei optische Fasern zeitgleich auf den Referenzphotomultiplier sowie die VPTT gelenkt. Hierfür wurden zwei Löcher in die Linse der LED gebohrt und jeweils eine der optischen Fasern in die Bohrlöcher gekoppelt. Dabei befindet sich die Faser für die zu vermessende VPTT im Mittelpunkt des Lichtkegels und die Faser für die Referenz senkrecht dazu im Randbereich der Linse. Die Lichtsignale der LED werden mit der optischen Faser auf eine Linse geleitet, sodass die Oberfläche der VPTT homogen ausgeleuchtet wird. Die in der VPTT registrierten Lichtpulse werden verstärkt (s. 1.3.2) und das erzeugte elektrische Signal mit einem ADC digitalisiert und gespeichert. Die Messung wird bei jeder VPTT für verschiedene Magnetfeldstärken bis zu 1 T mit jeweils unterschiedlichen Betriebsspannungen von 750 V bis 1 000 V wiederholt. Im laufenden Messbe-

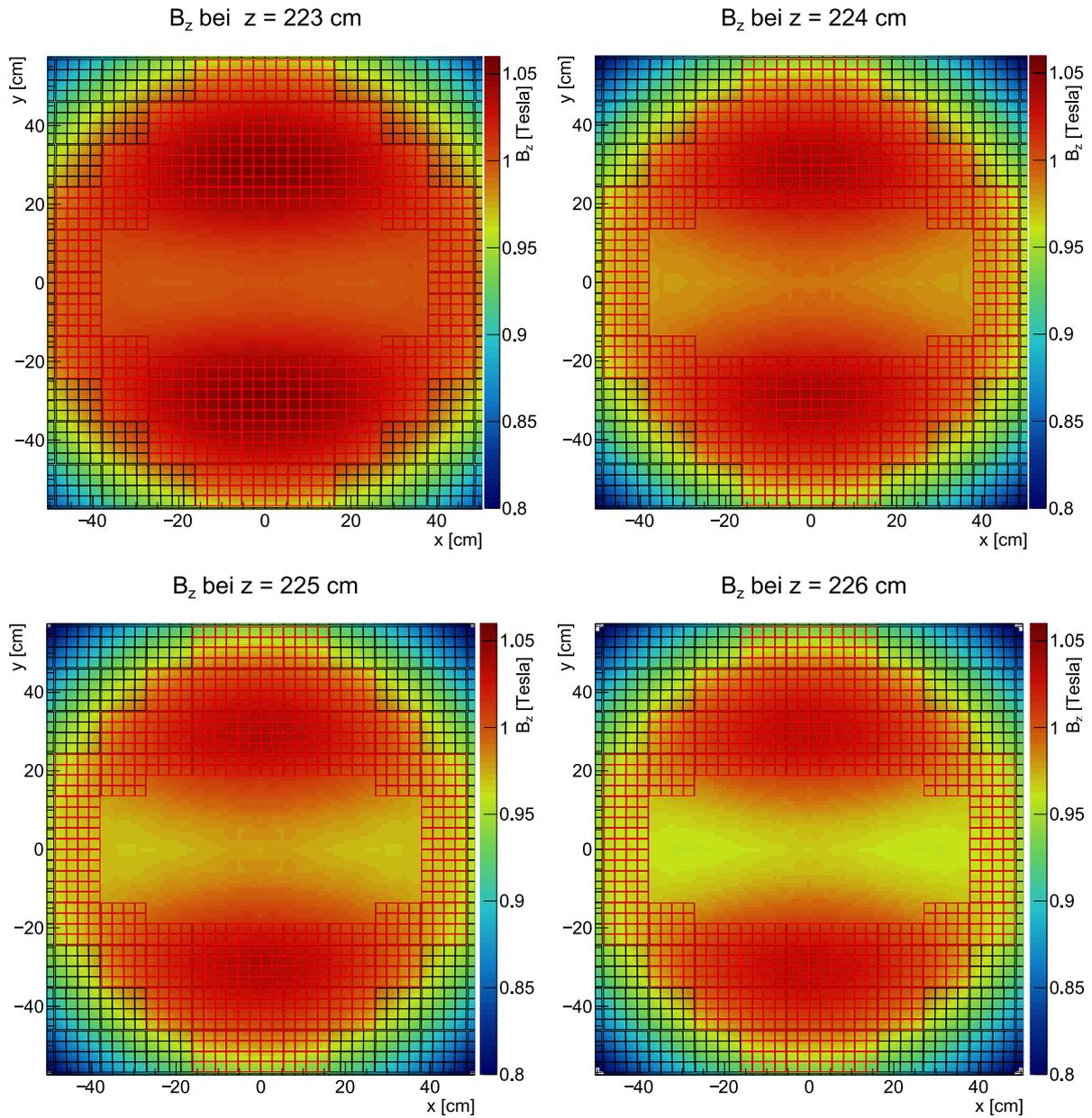


Abbildung 2.1: Komponenten des magnetischen Feldvektors in Strahlrichtung B_z für verschiedene Entfernungen z vom primären Interaktionspunkt. Der Blick geht hier in Richtung des Targets (entgegen der Strahlrichtung). In dieser Darstellung werden die Kristallränder mit einem Raster eingezeichnet und der innere Bereich der VPTTs rötlich hervorgehoben.

trieb wurde täglich die VPTT mit der Seriennummer UA0221 im Aufbau vermessen. Dadurch sollen Drifterscheinungen identifiziert werden, sodass eine Korrektur möglich ist. Weitere Einzelheiten des Messaufbaus sind in Georg Urffs Bachelorarbeit festgehalten. [76]

2.1.2 Auswertung der Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs

Im Rahmen der Auswertung der zuvor geschilderten Magnetfeldmessung werden die Resultate des ADC für verschiedene Spannungen und Magnetfelder auf eine Bezugsgröße normiert. Dabei wird das relative Gainverhältnis M wie folgt berechnet:

$$M(B, U) = \frac{V - V_p}{R - R_p} \quad V = V(U, B) \quad R = R(U, B)$$

Hier stellen V bzw. R die per Gaußfit bestimmten Mittelwerte der Signale von VPTT und Referenzphotonmultiplier bei aufgenommenem Lichtpuls und V_p bzw. R_p die entsprechenden Pedestalwerte ohne Lichtpuls dar. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Messung nicht sensitiv auf Helligkeitsschwankungen der LED reagiert. Im Lauf jeder Messung wird eine VPTT per Lötverbindung an den Signalzweig gekoppelt. Dadurch werden eventuelle Kontaktprobleme in alternativ benötigten Steckverbindungen verhindert. Im Rahmen der Messung wird für jede VPTT die Spannung und das angelegte Magnetfeld variiert. Dabei wird jede Magnetfeldkonfiguration über den entsprechenden Spulenstrom im Netzteil des Magneten eingestellt. Das so erzeugte Magnetfeld kann mithilfe einer Hallsonde im Randbereich des Feldes überwacht werden.

Um von diesem Messwert eine Aussage über die Magnetfeldstärke am Ort der VPTT zu folgern, wurde im Vorhinein eine Magnetfeldkarte im relevanten Bereich des Magneten erstellt und so außerdem verifiziert, dass der Bereich zwischen den Polschuhen ein homogenes Magnetfeld bietet.

Während der Magnetfeldmessung werden 5 verschiedene Magnetfeldstärken zwischen 0,7 T und 1,0 T eingestellt. Für jeden der eingestellten Spulenströme des Magneten wird der komplette Betriebsspannungsbereich der VPTT von 750 V bis 1 000 V in 6 Schritten vermessen. Vor und nach der Magnetfeldmessung jeder VPTT wird eine Messung ohne Feld durchgeführt. So ist am Ende einer Messung für jede VPTT und die Referenz eine Amplitude für alle Betriebsspannungen der VPTT und alle Magnetfeldstärken vorhanden.

Die Messpunkte wurden so gewählt, dass sie den dynamischen Bereich des in $\bar{\text{PANDA}}$ zu erwartenden Betriebsspannungs- und Magnetfeldbereichs sinnvoll abdecken. Für die Platzierung der VPTTs in der Vorwärts-Endkappe ist nicht das oben beschriebene Gainverhältnis $M(U, B)$, sondern dessen Abschwächung gegenüber der Situation mit dem stärksten Pegel bei $U = 1\,000\text{ V}$ und $B = 0\text{ T}$ relevant:

$$G(U, B) = \frac{M(U, B)}{M(1\,000\text{ V}, 0\text{ T})}$$

Dieser relativ verbleibende Gain kann für jede gemessene Kombination von Spannung und Magnetfeld bestimmt werden und ist für VPTT UA0313 in Abbildung 2.2 für $B = 0,92\text{ T}$ und $B = 1\text{ T}$ dargestellt. Die dort dargestellten Daten werden jeweils durch eine quadratische Funktionsanpassung beschrieben. Neben den bereits hier erwähnten Magnetfeldstärken von 0,92 T und 1 T wird ebenfalls die Messung mit $B = 0\text{ T}$ durchgeführt, da auf diese Weise eine Erwartung für die Abhängigkeit der Verstärkung der VPTT von der Betriebsspannung ohne den Einfluss eines Magnetfeldes formuliert werden kann. Die Ergebnisse aus dieser Messung ohne Magnetfeld sind in Abbildung 2.5 dargestellt und werden insbesondere für die Interpretation der Messergebnisse im Bonner Teststand benötigt.

Die aus den drei unterschiedlichen Messreihen bestimmten Funktionsparameter werden für den Mat-

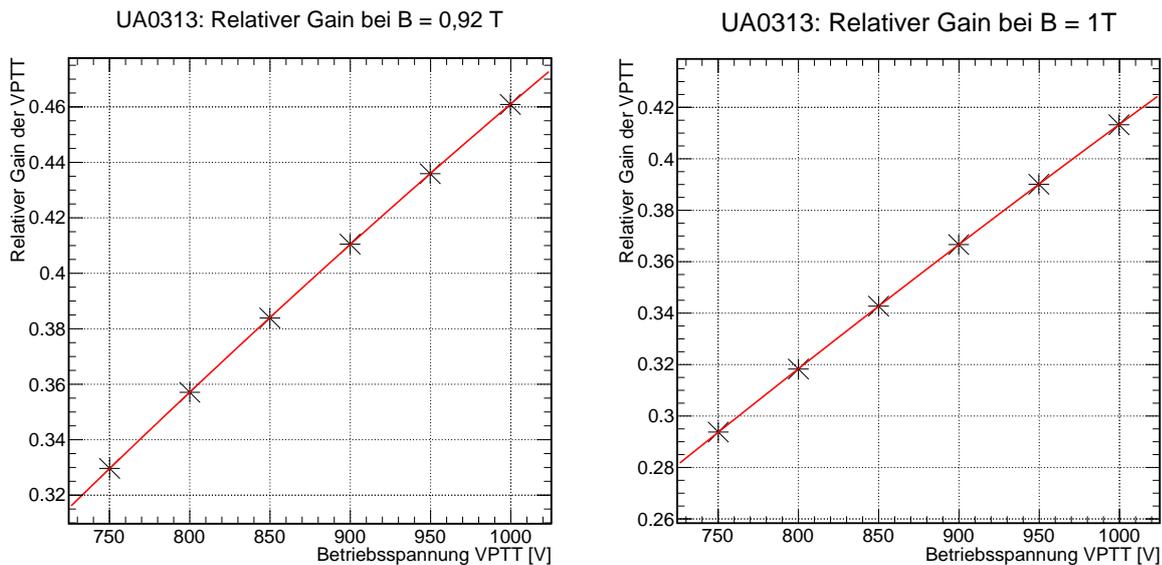


Abbildung 2.2: Beispielhaftes Resultat für die Spannungs- sowie Magnetfeldabhängigkeit des Gains der VPTT UA0313. Dargestellt ist jeweils der relativ verbleibende Verstärkungsfaktor in Bezug auf die Verstärkung bei 1 000 V Betriebsspannung ohne Magnetfeld. Die einzelnen Messpunkte werden jeweils durch einer quadratischen Funktion angenähert.

chingprozess exportiert. Dabei wird das Magnetfeld für das Matching zwischen den Verlusten bei 0,92 T und 1 T linear interpoliert, wie in Abbildung 2.3 verdeutlicht. Die gestrichelte blaue Kurve in der linken Abbildung stellt den Verlauf des Verlusts der Verstärkung für $B = 0,95$ T dar und damit die Interpolation zwischen 0,92 T und 1,0 T. Der rechte Teil von Abb. 2.3 veranschaulicht an VPTT UA0221, dass im Bereich zwischen 0,6 T und 1,1 T eine lineare Annäherung hinreichend genau ist. Ein vergleichbarer linearer Verlauf ergibt sich für alle vermessenen VPTTs.

Über die komplette Messperiode wurde, bis auf einzelne Ausnahmen, an jedem Tag mit Messbetrieb die Referenz-VPTT UA0221 vermessen. So können Drifterscheinungen des Messaufbaus erkannt werden, da die VPTT über die gesamte Messperiode einen reproduzierbaren relativen Verlust des Verstärkungsfaktors aufweisen sollte. Ein Vergleich mit Abbildung 2.4 zeigt, dass dies nicht der Fall ist. Der rote quadratische Verlauf spiegelt den relativ verbleibenden Gain der Referenz-VPTT. Dieser unterliegt einem deutlich erkennbaren Trend über die gesamte Messperiode, welcher sich auch in den regulär zu vermessenden VPTTs in blau zeigt.

Der Grund hierfür konnte im Nachhinein trotz intensiver Suche nicht mehr festgestellt werden. Folglich ist eine Korrektur der Referenz und damit auch der regulären Messungen erforderlich, sodass sich für die Referenz ein konstanter Gainverlust ergibt. Die Korrektur sollte auf den relativ verbleibenden Gain erfolgen, da er unabhängig von äußeren Einflüssen sein sollte. Das Zielniveau dieser Korrektur ist der Mittelwert oberhalb der Messnummer 750, da hier keine Trendbewegung mehr festzustellen ist und die Messung stabil erscheint. Der absolute Wert, auf welchen die Referenz mittels Korrektur geschoben wird, ist prinzipiell nicht relevant, da der komplette Matchingvorgang lediglich relative Größen betrachtet und keinen absoluten Bezug hat.¹ Die Korrektur der Referenz auf das Zielniveau wird per Multiplikation ausgeführt, da es sich hier um die Betrachtung der relativen Verhältnisse der verschiedenen Pegel handelt.

¹ Der absolute Bezug wird lediglich über die Messung im Teststand in Bonn durch Extrapolation hergestellt. Dies ist in Abschnitt 7.4 ausgeführt.

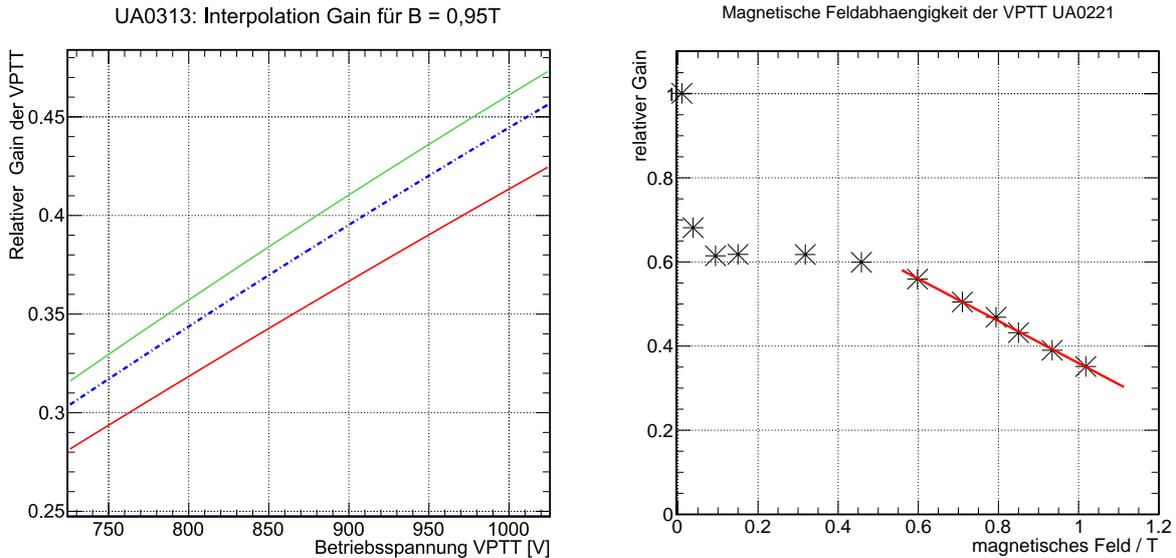


Abbildung 2.3: Links: Verdeutlichung der Interpolation des Gainverlustes für ein Magnetfeld zwischen 0,92 T (grün) und 1,0 T (rot) am Beispiel der VPTT UA0293. Die gestrichelte blaue Kurve zeigt eine lineare Interpolation des Magnetfeldes für $B = 0,92$ T zwischen den beiden eingezeichneten Kurven. Dies ist im Bereich zwischen 0,6 T und 1 T für verschiedene Spannungen möglich, wie im rechten Teil der Abbildung für die feste Spannung 1 000 V dargestellt ist.

Die korrigierten Referenzmessungen werden mit gelben Dreiecken dargestellt. Hierbei wird jeweils für jeden Messtag und jedes Magnetfeld ein individueller Korrekturterm für die Referenz bestimmt. Dieser wird anschließend spezifisch auf die an diesem Tag regulär vermessenen VPTTs angewendet. Die korrigierten Messwerte sind mit grünen Markern dargestellt. Folglich ergibt sich für die Anpassung des VPTT Gainverlustes bei variabler Spannung folgender Zusammenhang:

$$f(0,9\text{ T}, U) = (a \cdot U^2 + b \cdot U + d) \cdot C_{0,9\text{ T}} \quad f(1\text{ T}, U) = (a' \cdot U^2 + b' \cdot U + d') \cdot C_{1\text{ T}}$$

mit den Parametern der quadratischen Funktionsanpassungen a/a' etc. sowie den Referenzkorrekturfaktoren $C_{0,9\text{ T}}$ bzw. $C_{1\text{ T}}$ für die beiden Magnetfeldstärken. Aus diesen beiden Werten kann nun mit

$$G(U, B) = \frac{f(0,9\text{ T}, U) - f(1\text{ T}, U)}{B_{0,9\text{ T}} - B_{1\text{ T}}} \cdot (B - B_{0,9\text{ T}}) + f(0,9\text{ T}, U)$$

der relativ verbleibende Gain $G(U, B)$ linear interpoliert werden. Dabei stellen $B_{0,9\text{ T}}$ und $B_{1\text{ T}}$ die tatsächlich im Bereich 0,9 T bzw. 1 T vorliegenden Magnetfeldstärken dar. Dies ist damit zu erklären, dass die Magnetfeldstärke verhältnismäßig grob über die Einstellung des Spulenstroms erreicht wird und das Magnetfeld daher leicht variiert.

2.1.3 Winkelabhängigkeit der Magnetfeldeinwirkung auf die VPTTs

Bis zu diesem Punkt wurden lediglich die Beträge des Magnetfeldes erfasst. Die Frontflächennormale war stets parallel zum effektiven Feldvektor des Magnetfeldes. Im Folgenden wird untersucht, ob eine Verdrehung der VPTTs in Bezug auf das Magnetfeld einen signifikanten Beitrag zur Abschwächung des Gains liefert. Die Daten in Abb. 2.6 zeigen die Abschwächung des Verstärkungsfaktors für variable

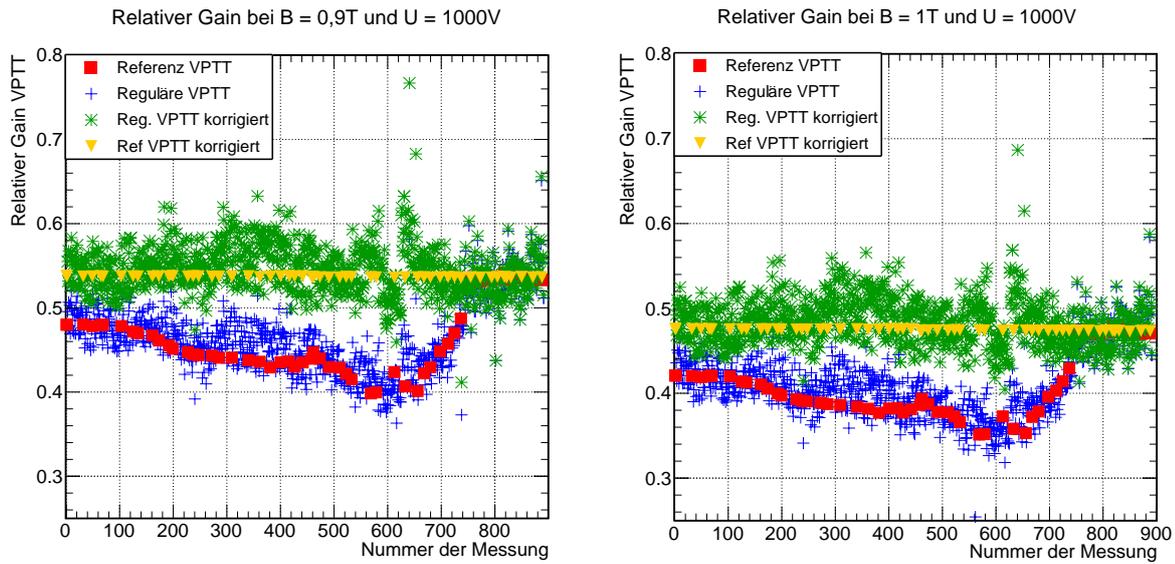


Abbildung 2.4: Relativer Gainverlust aller VPTTs, sowie der Referenz-VPTT über die gesamte Messperiode. Durch Schwankungen der Referenz-VPTT wurde ein Korrekturfaktor ermittelt und auf die regulär vermessenen VPTTs angewendet.

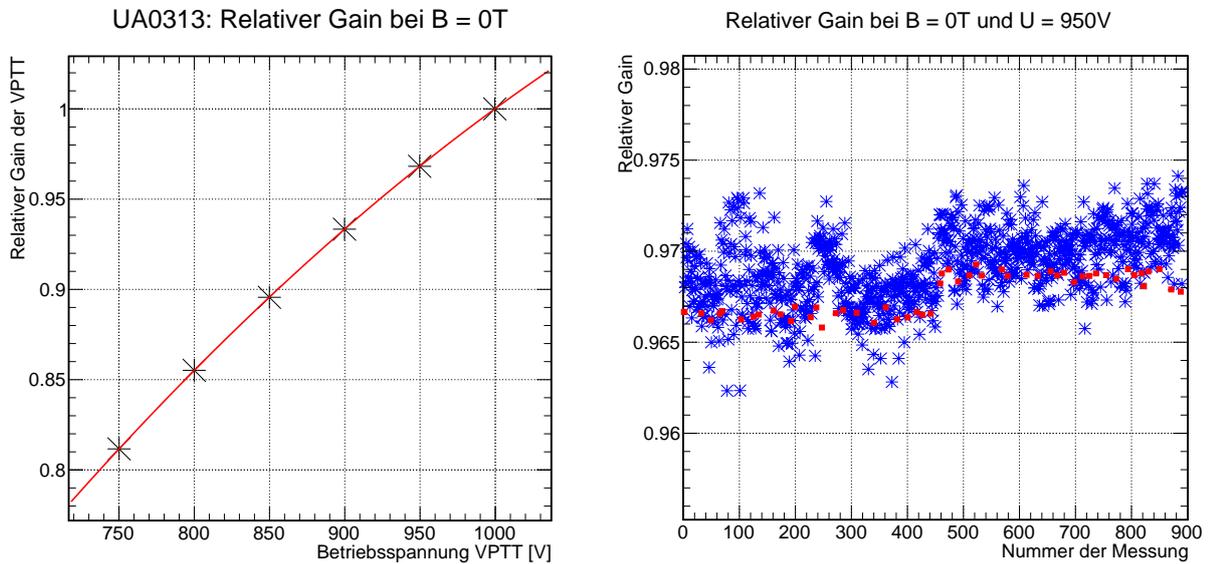


Abbildung 2.5: Spannungsabhängigkeit des Gains der VPTTs ohne Magnetfeld am Beispiel der VPTT UA0313 (links) und für alle VPTTs bei der Betriebsspannung 950 V (rechts). Dabei sind neben den zu vermessenen VPTTs mit blauen sternförmigen Markern auch die Messwerte für die Referenz-VPTT mit roten Quadraten eingezeichnet.

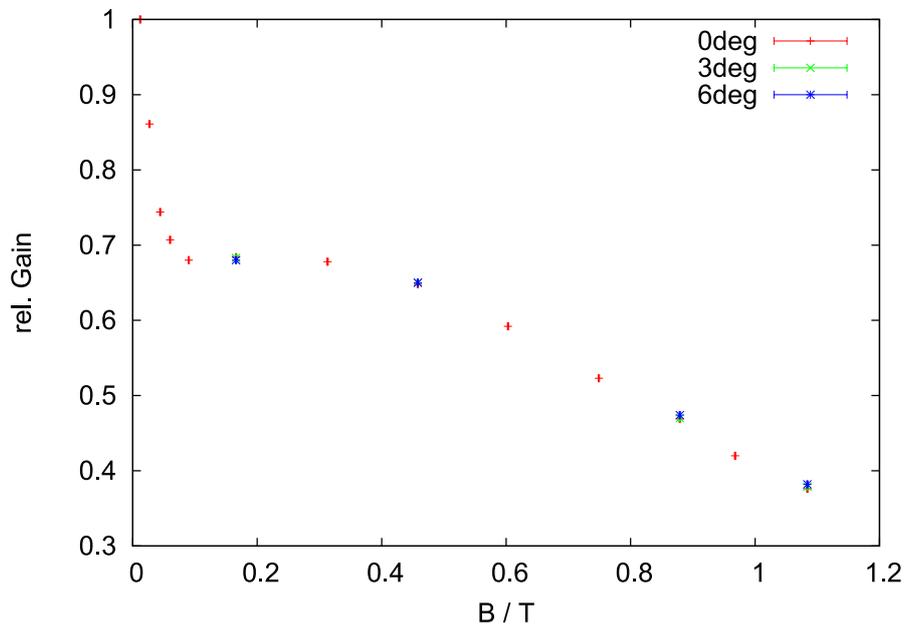


Abbildung 2.6: Relativer Abfall des VPTT-Signals durch die Einwirkung eines externen magnetischen Feldes. Bei einigen Feldstärken ist die Messung nach einer Drehung der VPTT wiederholt worden. Dabei ist der Winkel zwischen VPTT-Normalen und dem effektiven magnetischen Feldvektor 3° bzw. 6° . [77]

Magnetfelder bei einer VPTT-Betriebsspannung von 1 000 V. Dabei ist der Bereich von 0,94 T bis 1,06 T relevant für die Vorwärts-Endkappe (vgl. Abb 2.8). Für kleine Winkel α zwischen resultierendem magnetischem Feldvektor und der VPTT-Normalen variiert die Abschwächung des Signals unter Veränderung des Winkels nicht merklich. In der Vorwärts-Endkappe treten lediglich Winkel α unter 3° auf, wie in Abbildung 2.7 abgelesen werden kann. Daher wird im Folgenden die Winkelabhängigkeit der magnetischen Abschwächung vernachlässigt und weiterhin nur der Betrag des Magnetfeldvektors berücksichtigt.

2.1.4 Magnetfeld am Ort der VPTTs

Durch die vorherig beschriebenen Messungen ist die Magnetfeldabhängigkeit der VPTTs bekannt, kann bei gegebenem Magnetfeld nachgebildet werden und der relative Verlust im Verstärkungsfaktor berechnet werden. Dazu sollte das effektiv auf die VPTTs einwirkende Magnetfeld bekannt sein. Im Falle der VPTT-Magnetfeldteststation ist das Magnetfeld zwischen den Polschuhen des Magnets hinreichend homogen und der exakte Ort der Einwirkung nicht relevant. Da in der Vorwärts-Endkappe ein örtlich veränderliches Magnetfeld vorherrscht, hat der Ort der Abfrage des Magnetfeldes einen Einfluss auf die Signalhöhe. Im linken Teil von Abbildung 2.7 ist ein Röntgenbild einer VPTT dargestellt. Dort kann der Teil der VPTT identifiziert werden, welcher am sensibelsten auf die Einwirkung eines Magnetfeldes reagiert und exakt dort das entsprechende Magnetfeld abgefragt werden. Dieser Ort befindet sich ca. einen halben Zentimeter hinter der Frontfläche der VPTT, da dort der Drift der Fotoelektronen stattfindet und daher die Lorentzkraft aufgrund der geringen Geschwindigkeit der e^- am stärksten zum Tragen kommt.(vgl. 1.3.2)

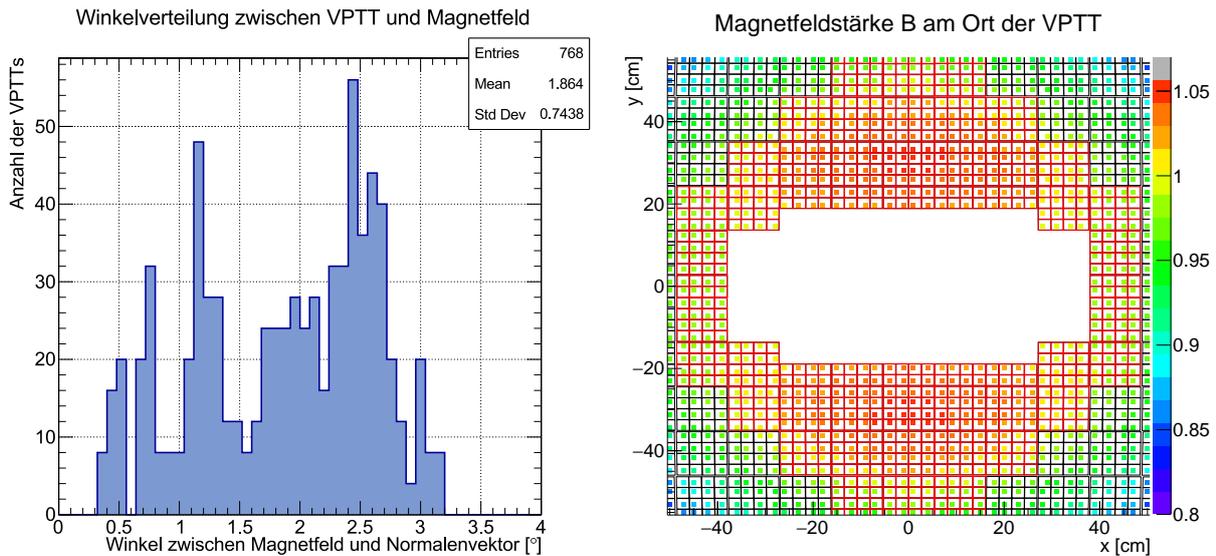


Abbildung 2.7: Links: Verteilung der Winkel zwischen resultierendem Magnetfeldvektor an der VPTT Position und der Normalen zur VPTT-Frontfläche. Rechts: Betrag des Magnetfeldvektors am Ort der VPTT in Tesla.

Daher wird das Magnetfeld an dieser Stelle innerhalb der VPTT abgefragt. Mithilfe der bereits beschriebenen Magnetfeldkarte kann die Magnetfeldstärke an jedem Ort innerhalb der Endkappe über die Eingabe der Koordinaten abgefragt werden. Über die *PandaROOT* Software können die Koordinaten der einzelnen Detektorkomponenten abgefragt werden, da dort die vollständige Geometrie des PANDA-Experiments abgelegt ist. Daher können die Eckpunkte der Kristalle ermittelt und daraus über einfache geometrische Operationen die Frontnormalen von Kristall und VPTT bestimmt werden. Daraus ergibt sich schließlich jener Punkt 0,5 cm hinter der Frontfläche, welcher als Koordinate zur Abfrage des Magnetfeldes herangezogen wird. Es zeigt sich, dass die relevanten Positionen der VPTTs in einem Bereich von $z = 223,5$ cm bis $226,7$ cm vom primären Interaktionspunkt angeordnet sind.

2.1.5 Zusätzliche Einflüsse auf die Detektorantwort

Neben dem Abfall des VPTT-Verstärkungsfaktors bei zunehmendem Magnetfeld, wird das Signal des Submoduls von einer Reihe weiterer Faktoren beeinflusst. Das Maximum des Spektrums der Emission der Kristalle liegt um 420 nm (vgl. A.3) [78], daher wurden die VPTTs auf diesen Wellenlängenbereich optimiert. Jede VPTT wurde vom Hersteller Hamamatsu mittels eines *Corning CS-5-58* Farbfilters charakterisiert und die Effizienz sk_b in der Sammlung des vom anorganischen Szintillator PWO-II emittierten Lichtpulses in einem einheitenlosen Maß angegeben.² Die Verteilung der verschiedenen von Hamamatsu bestimmten Quanteneffizienzen werden im linken Teil von Abbildung 2.9 dargestellt. In Abbildung A.3 ist die spektrale Abhängigkeit der Quanteneffizienz der VPTTs dargestellt.

Eine weitere Abhängigkeit ergibt sich durch die Grundverstärkung (Gain) der VPTT G_0 , welche von den Bochumer Kollegen für jede VPTT ermittelt wurde. Dazu wird die VPTT mit einer Konstantlichtquelle im blauen Wellenlängenbereich ausgeleuchtet und sowohl Anoden- als auch Kathodenstrom ermittelt. Aus dem Verhältnis der beiden Ströme ergibt sich die Verstärkung G_0 , welche für alle nutzbaren VPTTs im rechten Teil von Abbildung 2.9 dargestellt ist.

² Die Messmethode wird auch von anderen Herstellern verwendet und wird in [79] beschrieben.

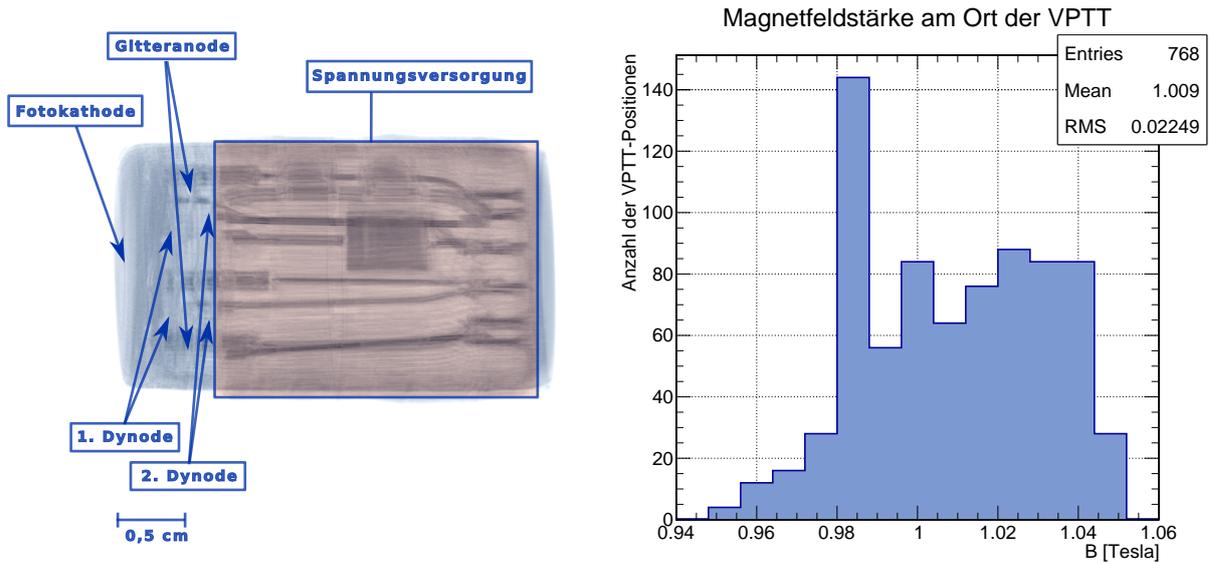


Abbildung 2.8: Links: Röntgenbild einer VPTT mit den wesentlichen Bestandteilen. Dabei ist der Einfluss des Magnetfeldes auf das elektrische Ausgangssignal 0,5 cm hinter der Frontfläche am größten, da dort die Elektronenbeschleunigung stattfindet [76]. Rechts: Verteilung der Magnetfeldstärken an den vorgesehenen VPTT-Positionen.

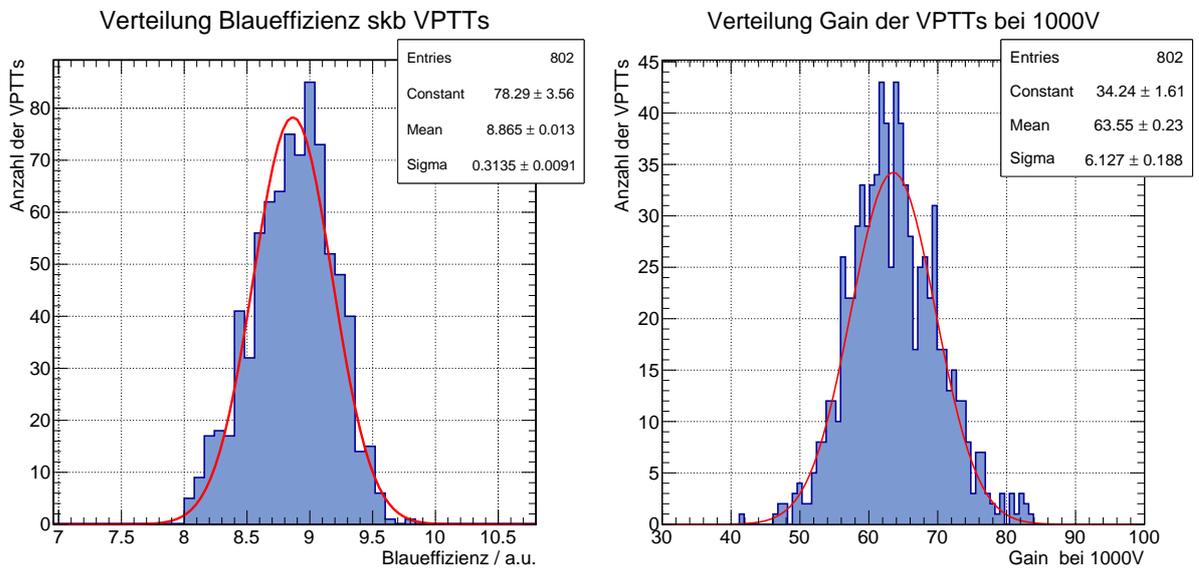


Abbildung 2.9: Links: Verteilung der Quanteneffizienz im Blauen der verschiedenen VPTTs nach Herstellerangaben. Rechts: Verteilung der Gainfaktoren G_0 aus den Messungen der Bochumer Kollegen

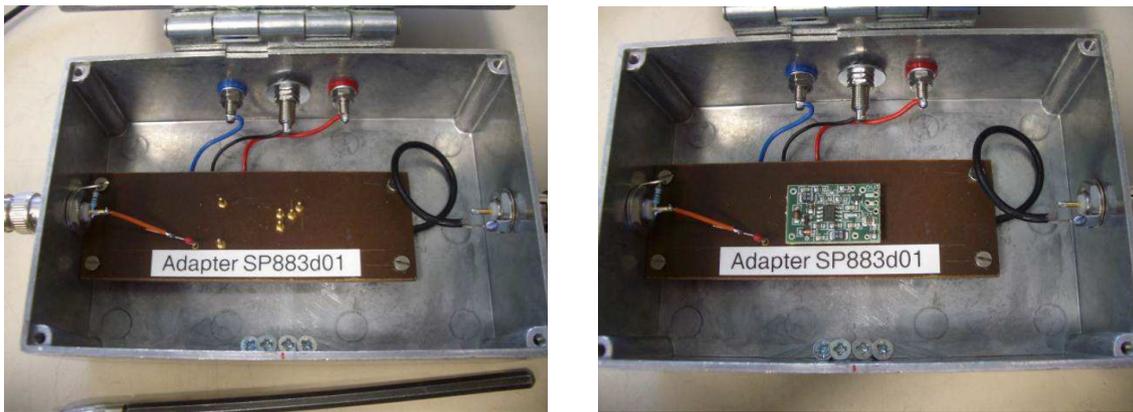


Abbildung 2.10: Teststand zur Charakterisierung des Vorverstärkers an der Universität Basel. Der Kontakt zum Vorverstärker wird durch Federkontakte hergestellt. [80]

2.1.6 Vorverstärker

Die Vorverstärker von VPTT- sowie APD-Signal wurden von der Universität Basel für das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment entwickelt und erfüllen daher spezielle Anforderungen. Für diese Anwendung werden insbesondere ein niedriger Rauschbeitrag durch die Verstärkung sowie eine geringe Leistungsaufnahme im Betrieb verlangt. Das gesamte Detektorvolumen wird zwecks höherer Lichtausbeute des PWO-II-Kristallmaterials auf eine Temperatur von $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlt. Dadurch ergibt sich als direkte Konsequenz die Forderung einer möglichst geringen Wärmeproduktion der darin enthaltenen Komponenten, um das Kühlaggregat und die zugehörigen Zuleitungen klein zu halten. Ein geringer Materialeintrag in das Experiment ist stets zu bevorzugen, um Ereignisrekonstruktionen nicht zusätzlich zu erschweren. Ein weiteres Argument für eine geringe Wärmeentwicklung des Vorverstärkers ist ein möglichst niedriger Temperaturgradient über die Länge eines Kristalls.

Die Vorverstärker wurden für die beiden Einsatzszenarien APD und VPTT auf der Grundlage des für das Crystal-Barrel-Taps-Experiment konstruierten Vorverstärkers weiterentwickelt. Dabei wurde insbesondere auf eine schnelle Signalanstiegszeit ($<20\text{ ns}$) geachtet, sodass ein einziges Signal sowohl für Energie- als auch für Zeitmessungen verwendet werden kann. Außerdem stellt der gekühlte Betrieb im hohen Magnet- und Strahlungsfeld des EMC, besonders der Vorwärts-Endkappe, eine besondere Herausforderung für die elektrischen Komponenten dar. [47, 80]

Grundsätzlich unterscheiden sich die Vorverstärker für APD und VPTT, da für jeden mit APDs bestückten Kristall zwei Signale, im Gegensatz zu einem im Falle einer VPTT, verstärkt werden müssen. Außerdem muss die Verstärkung des Vorverstärkers im Falle der VPTT wegen des niedrigeren Ausgangssignals höher sein. Das vorrangige Ziel des Matchings, die Streuung der Detektorantworten gering zu gestalten, kann durch eine geschickte Auswahl unterschiedlicher Verstärkungen für die Vorverstärker unterstützt werden. Dabei wurden folgende Verstärkungsfaktoren ausgewählt und liegen in den angegebenen Stückzahlen vor: 187 x SP883d01 mit der Verstärkung $0,7 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ sowie 488 x SP883d02 mit $0,82 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ und 225 x SP883d03 mit $0,89 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$.

So können insgesamt 900 VPTTs mit Vorverstärkern bestückt und zuvor vorhandene Streuung im Ansprechverhalten der Photodetektoren verkleinert werden. Die Aussage über die Verstärkungsfaktoren von $0,7 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ sowie $0,82 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ und $0,89 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ wurde durch Messungen im Teststand an der Universität Basel untermauert. Eine Fotografie eines Teil des Teststandes ist in Abbildung 2.10 zu sehen. Dort ist die Verbindung zwischen restlicher Signalkette und Vorverstärker mittels Federkontakten zu erkennen. In diesem Teststand wird mithilfe einer Ladungsinjektionsschaltung eine definierte Ladung von 1 pC in den

Vorverstärker eingekoppelt. Dabei wird eine ROOT-basierte Slowcontrol³ und DAQ⁴ eingesetzt, um über den RS232-Bus z. B. Spannungsversorgung und Signalgenerator zu steuern [74, 80]. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird mit der Hilfe eines SADC⁵ digitalisiert. Auf Kollaborationsmeetings, sowie auf den regelmäßig stattfindenden Meetings für die Vorwärts-Endkappe wurde stets eine relative Streuung der Verstärkungen vergleichbar zu den Crystal Barrel-Vorverstärkern zugesichert. Die relative Streuung der Verstärkung dieser Preamplifier wird in [80] mit einem mittleren Wert von 0,71 % bzw. 0,74 % für die beiden Kanäle angegeben. Leider hat sich diese Aussage im Nachhinein als nicht zutreffend herausgestellt. Details hierzu sind in Abschnitt 2.5.1 festgehalten, da dieser Umstand erst nach der ersten Version des Matchings und der Fertigung von 160 Kristall-VPTT-Einheiten bekanntgeworden ist.

2.2 Festlegung der Kristallpositionen

Die PWO-II-Kristalle des \bar{P} ANDA-Experiments wurden mit sog. ACCOS⁶-Maschinen bei dem Produzenten BTC⁷ und später am europäischen Kernforschungszentrum CERN vermessen [56]. Dabei kann sowohl die Lichtausbeute der einzelnen Kristalle, als auch (nach vorheriger Bestrahlung) der Koeffizient dk als Maß für die Strahlenhärte bestimmt werden. Dabei legt dk fest, in welchem Maße sich die Transmission des Kristalls durch die Bestrahlung verschlechtert. Je höher der Faktor dk , desto geringer die Transmission nach der Bestrahlung. Details zur Vermessung der Kristalle mit den ACCOS-Maschinen finden sich in Abschnitt 1.3.4.

Die Lichtausbeute LY beschreibt die Menge Szintillationslicht welche statistisch für eine deponierte Energiemenge erzeugt wird. In Abbildung 2.11 ist die Verteilung der Lichtausbeute für die verfügbaren Kristalle dargestellt. Im Folgenden werden die Kristalle auf den verfügbaren Positionen der Vorwärts-Endkappe verteilt, sodass sich ein optimiertes Detektorverhalten ergibt. Vorrangiges Ziel ist hier zunächst die Anordnung der Kristalle nach ihrer Strahlenhärte passend zu der erwarteten Dosisverteilung innerhalb des Detektors. Die Kristalle prägen alle unterschiedlich schnell Strahlenschäden aus. Die Schäden machen sich in einer verminderten optischen Transmission bemerkbar.

In den Resultaten aus Valera Dormenevs (Universität Gießen) Messung in Abbildung 2.12 kann der Zusammenhang zwischen Strahlenschäden im Kristall und dem damit verbundenen Verlust der Lichtausbeute der Kristalle beobachtet werden. Diese Messung wurde für drei Kristalle mit verschiedenen Transmissionskoeffizienten dk durchgeführt. Dabei wurden die Kristalle so ausgewählt, dass sie den kompletten Bereich von dk in den verfügbaren Kristallen abdecken ($0,4 \text{ m}^{-1}$ sowie $0,8 \text{ m}^{-1}$ und $1,4 \text{ m}^{-1}$). Es zeigt sich, dass die relative Abnahme der Lichtausbeute im Rahmen der Messunsicherheiten bei höheren Werten dk stärker ausfällt als bei niedrigen. Infolgedessen wird der inverse Transmissionskoeffizient $\frac{1}{dk}$ als ein vernünftiges Maß für die Strahlenhärte eingeschätzt und im Folgenden als solches herangezogen. Allerdings bleibt zu erwähnen, dass die von Valera Dormanev durchgeführten Messungen der Transmissionseigenschaften und der Lichtausbeute bei Raumtemperatur durchgeführt wurden und dass zusätzlich Messungen im gekühlten Zustand bei $-25 \text{ }^\circ\text{C}$ erfolgen müssen. Derartige Messungen waren jedoch zum Zeitpunkt des Matchings nicht verfügbar, sodass hier die Annahme unterliegt, dass sich die Aussagen über die Strahlenschäden bei Raumtemperatur auf den gekühlten Zustand übertragen lassen. Für den Fall einer unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit der Strahlenschäden bei jedem

³ Steuerung der Experimentbestandteile, z.B. Funktionsgenerator oder Spannungsversorgung

⁴ Data Aquisition: Software zur Datenerfassung

⁵ sampling ADC: Instrument, welches ein Abrastern und Digitalisieren eines analogen Signals ermöglicht.

⁶ Automatic Crystal quality COnTrol System

⁷ Bogoroditsk Plant of Technochemical Products

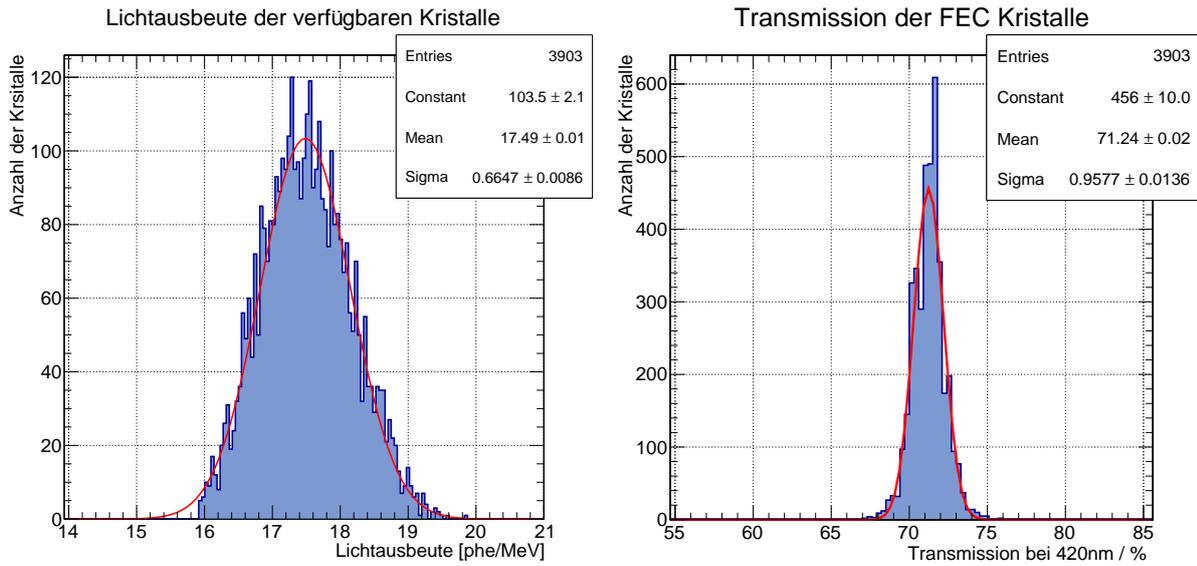


Abbildung 2.11: Links: Verteilung der Lichtausbeute LY für alle zur Verfügung stehenden Kristalle der Vorwärts-Endkappe. Rechts: Verteilung der Transmissionskoeffizienten der verfügbaren Kristalle.

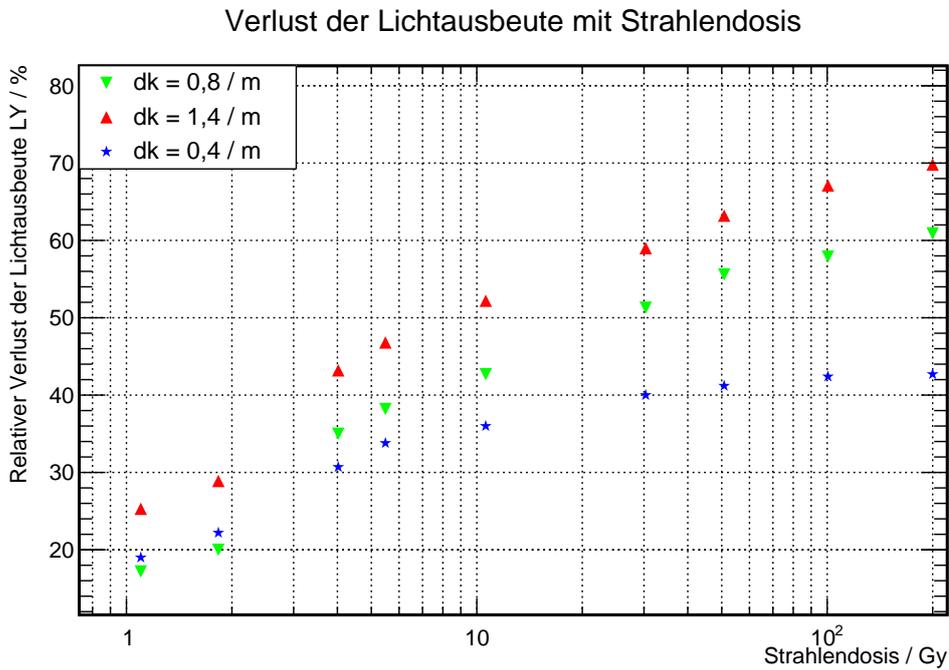


Abbildung 2.12: Gemessener Verlust der Lichtausbeute in drei ausgewählten Kristallen des PANDA-EMC. Dabei wurden die Kristalle mit den Seriennummern 279, 470 und 471 ausgewählt, da sie zusammen den vollständigen Raum der Transmissionskoeffizienten dk abdecken. [81]

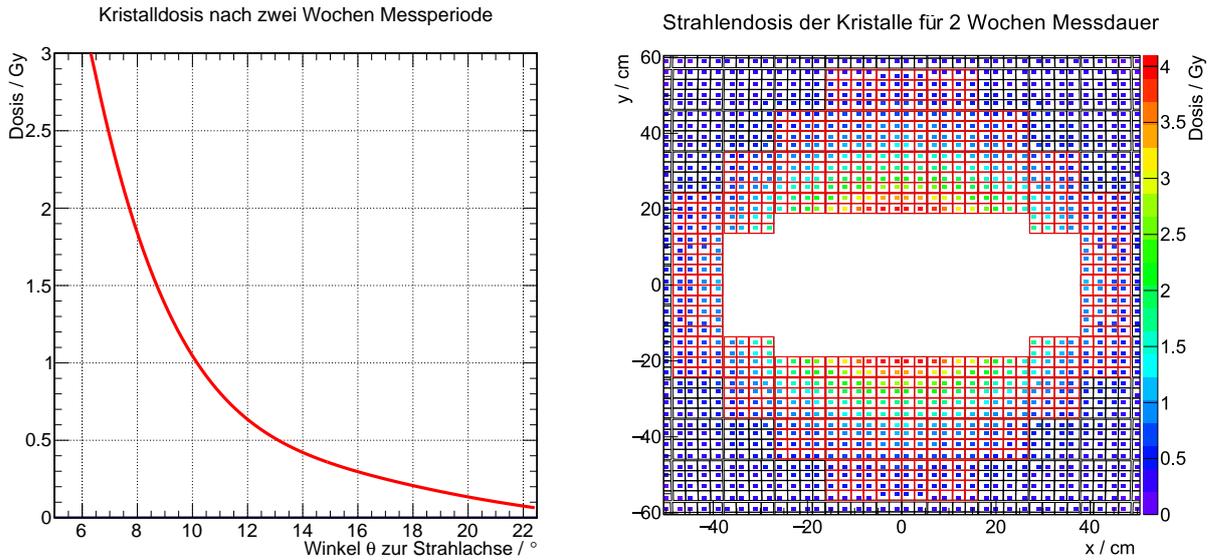


Abbildung 2.13: Zu erwartende Dosis im Bereich der Kristalle in Abhängigkeit des Winkels θ zur Strahlachse (links) und orts aufgelöst (rechts) nach zwei Wochen Messbetrieb mit $p = 15 \text{ GeV}/c$ und $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$.

Kristall, wäre eine individuelle Messung der Strahlenschäden im gekühlten Zustand erforderlich. Dies ist aus Zeit- und Personalgründen jedoch nicht durchführbar, sodass obige Annahme notwendig ist.

Während der Charakterisierung der Kristalle wurde für alle Kristalle eine Prüfung der Strahlenhärte durchgeführt, indem die Kristalle einer Dosis von 30 kGy ausgesetzt wurden und im Anschluss die Abschwächung der Transmission in der Größe dk dokumentiert wurde.

Im nächsten Schritt des Matchings muss eine Verteilung der Dosis im Detektorvolumen ermittelt werden, damit eine sinnvolle Platzierung der Kristalle möglich ist. Als erste Erwartungshaltung kann bereits formuliert werden, dass aufgrund der Fixed-Target-Geometrie ein relativistischer Boost in Vorwärtsrichtung zu erwarten ist. Dadurch sollte mit abnehmenden Distanzen zur Strahlachse die auf Detektorkomponenten wirkende Dosis ansteigen.

Simulationen von Marc Pelizäus (Ruhr Universität Bochum) gehen von einem Strahlimpuls p von 15 GeV/c und einer durchschnittlichen Luminosität \mathcal{L} von $2 \cdot 10^{32} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ aus [82]. Daher ergibt sich nach einer durchgängigen Messdauer von 2 Wochen die Verteilung der Strahlenbelastung nach Abb. 2.13. Dabei unterliegt die Annahme, dass in diesen 2 Wochen Messperiode kein Ausheilvorgang der Strahlenschäden erfolgt ist. [83] Es ist zu erkennen, dass die abgeschätzte Dosis mit zunehmendem Abstand zur Strahlachse abfällt, wie auch schon zuvor erwartet. Daher sollten die strahlenhärtesten Kristalle nahe der Strahlachse positioniert werden und anschließend mit zunehmendem Abstand die weniger strahlenharten Exemplare. Mit dieser Vorgehensweise wird sichergestellt, dass der Einfluss der Strahlenschäden auf die Messung minimiert wird.

2.2.1 Platzierung der Kristalle

Mit den bisher gewonnenen Informationen können die Kristalle in der Vorwärts-Endkappe platziert werden. Es ist sowohl eine Verteilung der Dosis über die verschiedenen Orte im Detektor verfügbar, sowie eine Eigenschaft zur Abschätzung der Strahlenhärte der Kristalle. Folglich werden Kristalle mit niedrigem Koeffizienten dk und damit der Eigenschaft hoher Strahlenhärte in den strahlachsennahen Bereichen des Detektors platziert.

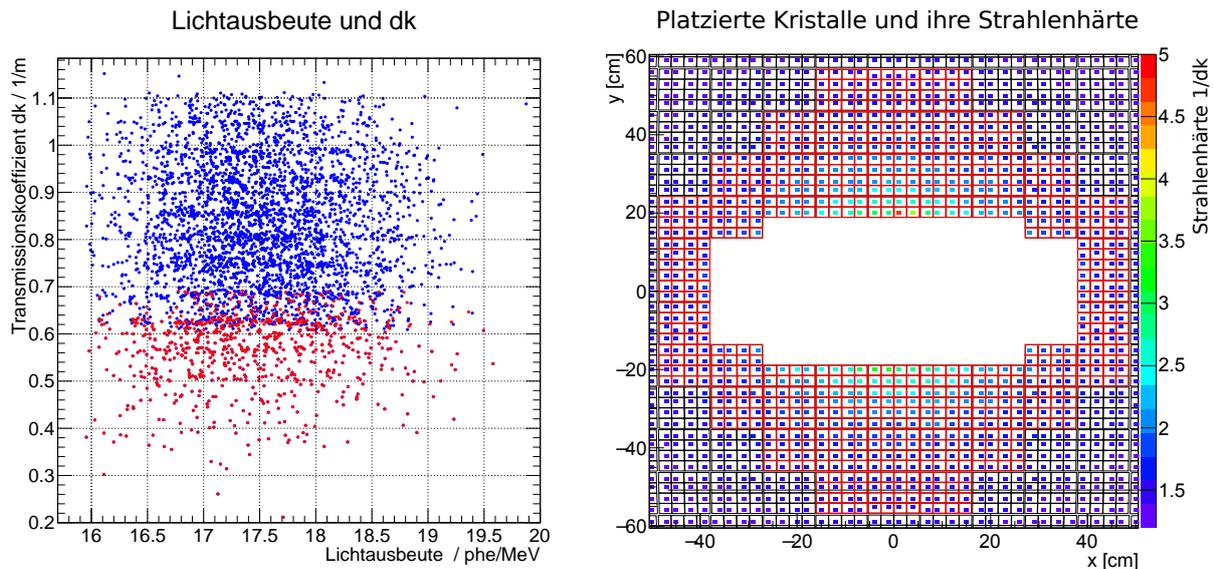


Abbildung 2.14: Links: Zusammenhang zwischen Transmissionskoeffizient dk und der Lichtausbeute für alle verfügbaren Kristalle (blau) und für alle platzierten Kristalle im strahlachsennahen Bereich der VPTTs (rot). Rechts: Strahlenhärte $1/dk$ der im Detektor platzierten Kristalle.

Dazu werden die Kristalle in einer Liste nach ihrer Strahlenhärte sortiert und nacheinander für die Platzierung selektiert. Eine Verteilung der Strahlenhärten der verfügbaren Kristalle findet sich im linken Teil von Abbildung 2.14. Im nächsten Schritt wird im Detektor jeweils eine gewisse Anzahl von Kristallpositionen ausgewählt und mit Kristallen besetzt. Dabei wird vom Zentrum des Detektors ausgegangen und immer ein Ring aus Detektorpositionen mit ähnlichem Radius selektiert. Der komplette Detektor wird in 37 Radiusintervalle aufgeteilt, da er $37 \cdot 2 = 74$ Zeilen Kristalle enthält. In jedem Schritt werden, beginnend mit dem innersten Radiusintervall, die in jenem Intervall befindlichen n Positionen ausgewählt und die nächsten n strahlenhärtesten Kristalle zufällig auf den Positionen verteilt. Die zufällige Verteilung der Kristalle in einem Ring ist sinnvoll, da andernfalls eine asymmetrische Verteilung der Kristalle möglich wäre. Würde beispielsweise immer zunächst die Position eines Rings mit $x=0$ ausgewählt und mit dem strahlenhärtesten Kristall besetzt werden, ergäbe sich immer ein Gradient in der Strahlenhärte entlang eines Rings.

In Abbildung 2.14 ist das Resultat dieser Positionszuweisung dargestellt. Dabei ist im linken Teil der Abbildung zu erkennen, dass die strahlenhärtesten (d.h. diejenigen mit dem höchsten Transmissionsfaktor dk) Kristalle für die Platzierung im Detektor ausgewählt wurden. Im rechten Teil der Abbildung ist zu erkennen, dass die Verteilung der Strahlenhärten der Kristalle, wie zu erwarten, mit zunehmendem Radius abnimmt. Dabei weist die Verteilung der Strahlenhärten einen ähnlichen Verlauf wie die der Dosisleistungen in Abb. 2.13 auf.

2.2.2 Zuordnung der Vorverstärker

Die Vorverstärker wurden in drei Gainchargen mit 0,7 V/pC sowie 0,82 V/pC und 0,89 V/pC mit mutmaßlich geringer relativer Schwankungsbreite von unter einem Prozent bereitgestellt. Dabei ist das Verhältnis der Stückzahlen der einzelnen Chargen zueinander 187/488/225 Stück.

Der Grund für die verschiedenen Vorverstärker-Gains liegt in der Möglichkeit, die Streuung der ver-

Tabelle 2.1: Anzahl verschiedener Vorverstärker mit unterschiedlichen Gains und daraus abgeleitete Anzahl der VPTTs für den jeweiligen Vorverstärkertyp.

| Vorverstärkergain [V/pC] | Anzahl der Vorverstärker | Anzahl der VPTTs |
|--------------------------|--------------------------|------------------|
| 0,7 | 187 | 167 |
| 0,82 | 488 | 438 |
| 0,89 | 201 | 201 |

schiedenen Detektorantworten durch geschickte Zuweisung des Vorverstärkers zu begrenzen. Dabei wird jeweils ein Vorverstärker permanent einer VPTT zugewiesen. Da die endgültige Position der VPTT zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt ist, werden die mittleren Bedingungen im Detektor angenommen und für diese Voraussetzungen die Streuung der Ansprechverhalten durch Zuweisung der Vorverstärker minimiert. Dabei kann das mittlere Magnetfeld aller zu besetzenden VPTT-Positionen durch ein arithmetisches Mittel zu $\bar{B} = 1,01$ T berechnet werden. Der Verlust des Verstärkungsfaktors jeder VPTT wird bei diesem Magnetfeld ausgewertet und es wird ebenfalls der Einfluss der anvisierten Betriebsspannung von $U = 950$ V betrachtet, sodass sich für jede VPTT der Term $G(U, \bar{B})$ ergibt. Dieser wird um die Blaueffizienz skb und den Gain G_0 der VPTT bei 1 000 V ergänzt, sodass sich folgendes Maß für das VPTT-Signal in der Endkappe ergibt:

$$\text{Signal} \propto G_0 \cdot G(U, \bar{B}) \cdot skb.$$

Die Streuung der Signale aller VPTTs soll reduziert werden, sodass die Breite der Verteilung verkleinert wird. Die Signalantworten der VPTTs vor der Zuweisung der Vorverstärker ist im linken Teil von Abbildung 2.15 dargestellt. Im Folgenden wird die Anzahl der verfügbaren VPTTs in drei Gruppen aufgeteilt, sodass die Verhältnisse der Elemente denen der Vorverstärkergruppen entspricht. Daher ergibt sich, dass die VPTTs nach den in Tabelle 2.1 festgehaltenen Anzahlen mit den Vorverstärkern bestückt werden sollen.

Die 201 VPTTs mit dem schwächsten Signalpegel werden mit dem stärksten Vorverstärker-Gain bestückt. Die 167 VPTTs mit dem größten Signal hingegen werden mit den schwächsten Vorverstärkern und die restlichen 438 schließlich mit dem mittleren Gain bestückt. Daraus ergibt sich die Verteilung in der rechten Hälfte von Abb. 2.15. Durch die Zuordnung der Vorverstärker lässt sich die relative Breite der Verteilung von 13 % auf 6,3 % reduzieren.

2.3 Platzierung der VPTTs in der FEC

Im nächsten Schritt müssen die VPTTs in der Vorwärts-Endkappe derart platziert werden, dass sich eine möglichst schmale Streuung der Detektorantworten ergibt. Da 806 VPTTs auf 768 Positionen verteilt werden sollen, gibt es sehr viele Kombinationsmöglichkeiten und erschwerend kommt hinzu, dass jede VPTT aufgrund der Magnetfeldabhängigkeit an unterschiedlichen Positionen ein verschiedenes Ausgangssignal aufweist.

Prinzipiell kann jedoch für jede Konfiguration von VPTTs auf den verfügbaren Positionen im Detektor die Breite der Verteilung angegeben werden und damit ein Maß für die Qualität. Im folgenden Abschnitt wird die Methode zur Ermittlung der optimalen Konfiguration, der Ungarische Algorithmus, beschrieben.

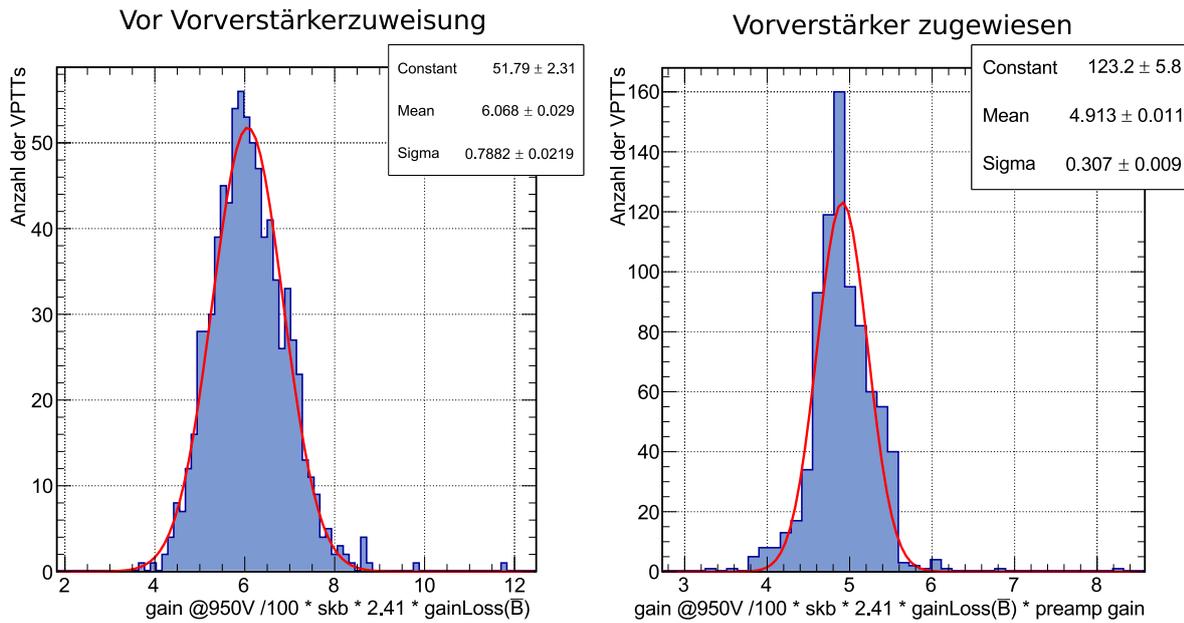


Abbildung 2.15: Links: Verteilung der Signalantworten aller verfügbaren VPPTs bei mittleren Detektorbedingungen wie mittlerem Magnetfeld \bar{B} und bei der Betriebsspannung von 950 V. Im rechten Teil der Abbildung ist die erwartete Verteilung der Detektorantworten nach der Zuordnung der Vorverstärker dargestellt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die berechneten Qualitätsfaktoren, wie hier in den Diagrammen, immer durch 100 geteilt und mit dem Faktor 2,41 multipliziert werden, da dies die mit dem Hersteller Hamamatsu vereinbarte Kenngröße zur Zurückweisung qualitativ minderwertiger VPPTs darstellt.

2.3.1 Der Ungarische Algorithmus

Optimierungsprobleme, vergleichbar zu dem im letzten Abschnitt angedeuteten, stellen sich in verschiedenen Bereichen. Ein sehr bekanntes Beispiel ist das sogenannte *Traveling-Salesman-Problem*: In diesem Optimierungsproblem geht es darum, einer Anzahl von Mitarbeitern (Handelsvertretern) bestimmte Aufgaben zuzuordnen, sodass sich der größtmögliche Ertrag ergibt. Entscheidend dabei ist, dass für jeden Handelsvertreter bei jeder Aufgabe ein individueller Ertrag beziffert werden kann. Im Beispiel der Handelsvertreter können die verschiedenen Aufgaben darin bestehen, dass verschiedene Städte für Akquise genutzt werden. Dabei ergibt sich automatisch aufgrund des Wohnorts des Handelsvertreters für jede der Städte eine unterschiedlich lange Anreise und damit ein verschieden großes Potenzial der Gewinnerwirtschaftung. Alternativ kann das Problem auch derart formuliert werden, dass die anfallenden Kosten minimiert werden sollen. Das bedeutet, die Handelsvertreter sollen den verfügbaren Aufgaben auf solche Weise zugeordnet werden, dass sich für das Unternehmen insgesamt ein minimaler Kostenaufwand ergibt.

| | W | X | Y | Z |
|---|----|----|----|----|
| A | 10 | 19 | 8 | 15 |
| B | 10 | 18 | 7 | 17 |
| C | 13 | 16 | 9 | 14 |
| D | 12 | 19 | 8 | 18 |
| E | 14 | 17 | 10 | 19 |

Dazu sollten die vorhandenen Informationen zuerst in Matrixschreibweise dargestellt werden. Die verschiedenen Handelsvertreter (A - E) sind in den Zeilen der und die möglichen Arbeitsorte (W - Z) in den Spalten Matrix aufgelistet. Die einzelnen Matrixeinträge stellen so den Anfahrtsweg (und damit die Kosten) jedes Mitarbeiters bei dem assoziierten Arbeitsort dar. Ein Beispiel ist in der Tabelle links dargestellt.

Zunächst muss die aufgestellte Matrix in eine quadratische Form gebracht werden. Dazu wird in diesem Fall eine Pseudospalte zur Matrix hinzugefügt (1). Die neuen Einträge werden alle mit dem maximal in der Matrix vorhanden Wert gefüllt.

Das stellt sicher, dass diese imaginären Aufgaben aufgrund der maximal verursachenden Kosten nicht für die Zuordnung ausgewählt werden. Im nächsten Schritt (2) werden die einzelnen Zeilen reduziert. Dazu wird in jeder Zeile das minimal vorkommende Element von allen Einträgen subtrahiert. Diese Aufgabe wird nun ebenfalls mit jeder Spalte durchgeführt (3).

$$1: \begin{pmatrix} 10 & 19 & 8 & 15 & 19 \\ 10 & 18 & 7 & 17 & 19 \\ 13 & 16 & 9 & 14 & 19 \\ 12 & 19 & 8 & 18 & 19 \\ 14 & 17 & 10 & 19 & 19 \end{pmatrix} \quad 2: \begin{pmatrix} 2 & 11 & 0 & 7 & 11 \\ 3 & 11 & 0 & 10 & 12 \\ 4 & 7 & 0 & 5 & 10 \\ 4 & 11 & 0 & 10 & 11 \\ 4 & 7 & 0 & 9 & 9 \end{pmatrix} \quad 3: \begin{pmatrix} 0 & 4 & 0 & 2 & 2 \\ 1 & 4 & 0 & 5 & 3 \\ 2 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 2 & 4 & 0 & 5 & 2 \\ 2 & 0 & 0 & 4 & 0 \end{pmatrix}$$

Die auf diese Weise erzeugten Einträge mit der Zahl 0 sollen nun mit der minimal möglichen Anzahl Linien bedeckt werden (4). Dabei dürfen sowohl horizontale, als auch vertikale Linien eingesetzt werden. Falls die Anzahl der Linien der Anzahl der Spalten bzw. Zeilen entspricht, kann sofort der letzte Schritt (11) durchgeführt werden. Falls die Anzahl der nötigen Linien kleiner der Spaltenanzahl ist, wird zu jedem Matrixeintrag eine bestimmte Zahl addiert (5). Diese Zahl ergibt sich als der niedrigste, von keiner Linie geschnittene Wert der Matrix (hier als 1) für alle Einträge, die nur einfach geschnitten werden. Für zweifach geschnittene Einträge ist diese Zahl das doppelte der minimalen nicht bedeckten Zahl. Nun wird von allen Matrixeinträgen der minimale Eintrag der Matrix subtrahiert (6).

$$4: \begin{pmatrix} 0 & 4 & 0 & 2 & 2 \\ 1 & 4 & 0 & 5 & 3 \\ 2 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 2 & 4 & 0 & 5 & 2 \\ 2 & 0 & 0 & 4 & 0 \end{pmatrix} \quad 5: \begin{pmatrix} 1 & 5 & 2 & 3 & 3 \\ 1 & 4 & 1 & 5 & 3 \\ 3 & 1 & 2 & 1 & 2 \\ 2 & 4 & 1 & 5 & 2 \\ 3 & 1 & 2 & 5 & 1 \end{pmatrix} \quad 6: \begin{pmatrix} 0 & 4 & 1 & 2 & 2 \\ 0 & 3 & 0 & 4 & 2 \\ 2 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 3 & 0 & 4 & 1 \\ 2 & 0 & 1 & 4 & 0 \end{pmatrix}$$

Im darauffolgenden Schritt (7) werden wieder alle Nulleinträge mit möglichst wenigen Linien überdeckt und die notwendigen Linien gezählt. Falls sie immer noch nicht der Matrixdimension entsprechen, wird nochmals das einfache/doppelte unbedeckte Minimum auf alle einfach/doppelt bedeckten Stellen addiert (8). Anschließend wird ein letztes Mal der minimale Eintrag von allen Elementen abgezogen (9).

$$7: \begin{pmatrix} 0 & 4 & 1 & 2 & 2 \\ 0 & 3 & 0 & 4 & 2 \\ 2 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 3 & 0 & 4 & 1 \\ 2 & 0 & 1 & 4 & 0 \end{pmatrix} \quad 8: \begin{pmatrix} 1 & 4 & 2 & 2 & 2 \\ 1 & 3 & 1 & 4 & 2 \\ 4 & 1 & 3 & 1 & 2 \\ 2 & 3 & 1 & 4 & 1 \\ 4 & 1 & 3 & 5 & 1 \end{pmatrix} \quad 9: \begin{pmatrix} 0 & 3 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 2 & 0 & 3 & 1 \\ 3 & 0 & 2 & 0 & 1 \\ 1 & 2 & 0 & 3 & 0 \\ 3 & 0 & 2 & 4 & 0 \end{pmatrix}$$

Falls nun (10) die minimale Anzahl Linien zur Überdeckung aller Nulleinträge der Matrix gleich ihrer Dimension ist, kann eine optimale Konfiguration durch Ablesen so ausgewählt werden, dass jede Zeile einen Nulleintrag enthält. Die Zuordnung zwischen Handelsreisendem und der mit Null assoziierten Tätigkeit (11) stellt die Konfiguration mit den minimalen Kosten dar.

$$10: \begin{pmatrix} 0 & 3 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 2 & 0 & 3 & 1 \\ 3 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 2 & 0 & 3 & 0 \\ 3 & 0 & 1 & 4 & 0 \end{pmatrix} \quad 11: \begin{pmatrix} 0 & 3 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 2 & 0 & 3 & 1 \\ 3 & 0 & 2 & 0 & 1 \\ 1 & 2 & 0 & 3 & 0 \\ 3 & 0 & 2 & 4 & 0 \end{pmatrix}$$

Nun kann diese Selektion auf die ursprüngliche Tabelle übertragen werden. Dabei ergibt sich nun, dass

z.B. Handelsreisender A in Stadt W arbeitet und Person B in Stadt Y. Individuum D wird für die Pseudospalte selektiert und daher keiner Stadt zugeteilt.

| | W | X | Y | Z |
|---|----|----|----|----|
| A | 10 | 19 | 8 | 15 |
| B | 10 | 18 | 7 | 17 |
| C | 13 | 16 | 9 | 14 |
| D | 12 | 19 | 8 | 18 |
| E | 14 | 17 | 10 | 19 |

Diese Methode wird im nächsten Abschnitt auf das Matchingproblem in der Vorwärts-Endkappe übertragen und so eine optimale Verteilung der Detektormodule umgesetzt. Dieses Vorgehen wurde 1955 zunächst von H. Kuhn für die computergestützte Lösung von Zuordnungsproblemen angewendet und erfreut sich seitdem großer Verbreitung. [84]

2.3.2 Platzierung der VPTTs

Um die VPTTs mithilfe des Ungarischen Algorithmus in der Vorwärts-Endkappe zu platzieren, muss es ein Qualitätsmaß für jede individuelle Konfiguration geben analog zu der Summe aller verursachten Kosten im Beispiel des Traveling-Salesman-Problems. Dabei muss es für jede VPTT auf jeder Position möglich sein, dieses *Kostenmaß* zu ermitteln.

Im Fall des Detektors ist das Analogon zu den verursachten Kosten die Breite der Verteilung aller Detektorantworten. Damit der Beitrag einer einzelnen VPTT an einer Beispielposition berechnet werden kann, muss der Abstand der Detektorantwort zu dem Mittelwert der erwarteten Verteilung berechnet werden. Aus der Kombination aller dieser Abstände lässt sich wiederum ein Maß für die Breite der finalen Verteilung abschätzen. Da sich die Detektorantwort nach

$$Q = PG \cdot G_0 \cdot G(U, B) \cdot \text{skb} \cdot LY \quad (2.1)$$

ergibt und a priori weder das ortsabhängige Magnetfeld, noch die am Ort der Platzierung vorhandene Lichtausbeute des (schon platzierten) Kristalls abgeschätzt werden kann, müssen gewisse Annahmen zur Abschätzung des Mittelwerts der späteren Verteilung getroffen werden. Dabei kann das mittlere Magnetfeld genutzt werden, um den Verlust des Verstärkungsfaktors der VPTTs zu simulieren. Das mittlere Magnetfeld ergibt sich aus dem Mittelwert der Magnetfelder an allen VPTT-Positionen und beträgt $\bar{B} = 1,01$ T. Die Lichtausbeute der (in der VPTT-Region) platzierten Kristalle wird in diesem Schritt lediglich als Mittelwert $\bar{LY} = 17,44 \frac{\text{phe}}{\text{MeV}}$ herangezogen.

Mit diesen Annahmen kann nun die Detektorantwort für alle platzierbaren VPTTs eine Detektorantwort berechnet und anschließend in ein Histogramm gefüllt werden. Hieraus ergibt sich die Verteilung in Abbildung 2.16. Mit einem Gauß-Fit kann der Mittelwert 86,97 der zukünftigen Verteilung bestimmt werden. Dadurch ist es möglich, die Qualität der Platzierung einer VPTT an verschiedenen Positionen zu beurteilen, indem der Abstand der jeweiligen Qualität zu dem Mittelwert der Verteilung bestimmt wird. Dies ist in Abbildung 2.16 für eine VPTT beispielhaft auf zwei verschiedenen Positionen dargestellt. Der Abstand zum Mittelwert der Verteilung stellt hier das *Kostenmaß* dar und wird für jede Kombination aus VPTT und Ort in die zu optimierende Matrix gefüllt.

Die Matrixeinträge werden schließlich in eine Datei exportiert und mithilfe des DLIB Softwarepakets [85] nach dem im letzten Abschnitt beschriebenen Schema reduziert und somit eine optimale Konfiguration ausgewählt. Diese Konfiguration ist im linken Teil von Abbildung 2.17 als Verteilung aller Qualitätsfaktoren Q und im rechten Teil zusätzlich über den Ort der Positionierung dargestellt. Im Rahmen der

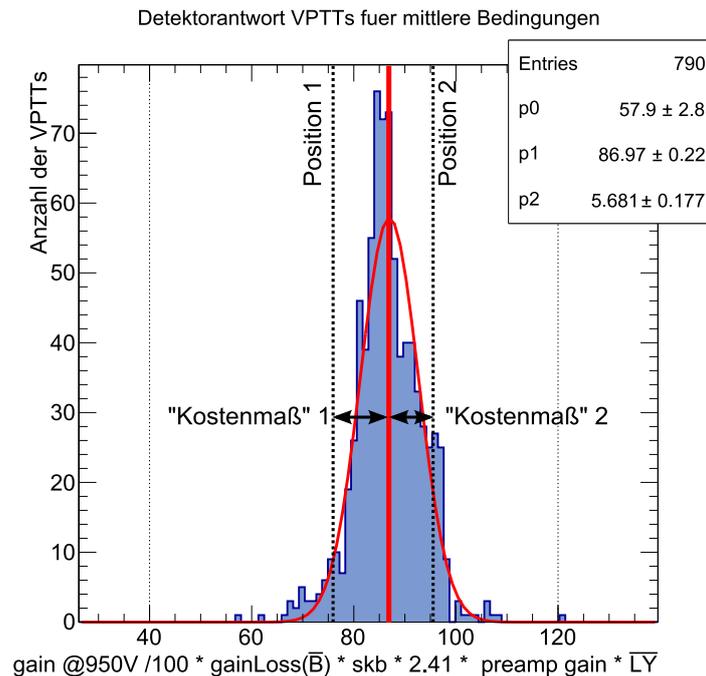


Abbildung 2.16: Zustandekommen der Einträge der Kostenmatrix zur Positionsoptimierung der VPTTs. Dabei ist der Abstand des ermittelnden Qualitätsfaktors zum Mittelwert der erwarteten Verteilung das Maß der Bewertung einer VPTT an einer bestimmten Position innerhalb des Detektors.

Bestimmung der Detektorantwort Q müssen nun keine Annahmen mehr über das anliegende Magnetfeld oder die Lichtausbeute der vorhandenen Kristalle gemacht werden. Diese Größen können nun für die positionierten VPTTs ausgewertet werden und beeinflussen die Verteilung der Detektorantworten. Als Resultat dieses Anpassungsvorgangs ergibt sich eine relative Breite von 1,20 %.

Bei Betrachtung des rechten Teils von Abb. 2.17 fällt die teilweise sehr große Streuung der Qualitätsfaktoren Q innerhalb eines ein Viertel eines Submoduls (Kompartiment) auf. Da die Spannungsversorgung der Hochspannung jedoch nur einen Kanal für die 4 Units innerhalb eines Kompartiments bereitstellen kann, sollte diese Streuung gering ausfallen. Ist eine geringe Streuung innerhalb der einzelnen Kompartimente gegeben, kann durch Anpassung der Versorgungsspannung der einzelnen Kompartimente die Streuung der globalen Detektorantwort verkleinert werden. Dazu sollten die VPTTs innerhalb eines Kompartiments allerdings ebenfalls eine ähnliche Spannungsabhängigkeit des Gains aufweisen, da andernfalls die einzelnen Qualitätsfaktoren auseinanderdriften.

Um dieses Ziel zu erreichen, werden die VPTTs mit ihren Vorverstärkern nochmalig mit dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Markow-Algorithmus umverteilt.

2.4 Markow-Algorithmus

Der Ungarische Algorithmus ist lediglich in der Lage, die Zuordnung der Detektorbestandteile durch ein a priori bestimmtes Qualitätsmaß zu gewährleisten. Dies ist unter alleiniger Einbeziehung der Streubreite aller Detektorantworten möglich, da die mittlere Detektorantwort durch die Abfrage des Magnetfeldverlustes der VPTT-Gains für das mittlere Magnetfeld approximiert werden kann. Daher kann die Breite der Verteilung aller Detektorantworten minimiert werden, sobald jedoch ein weiteres

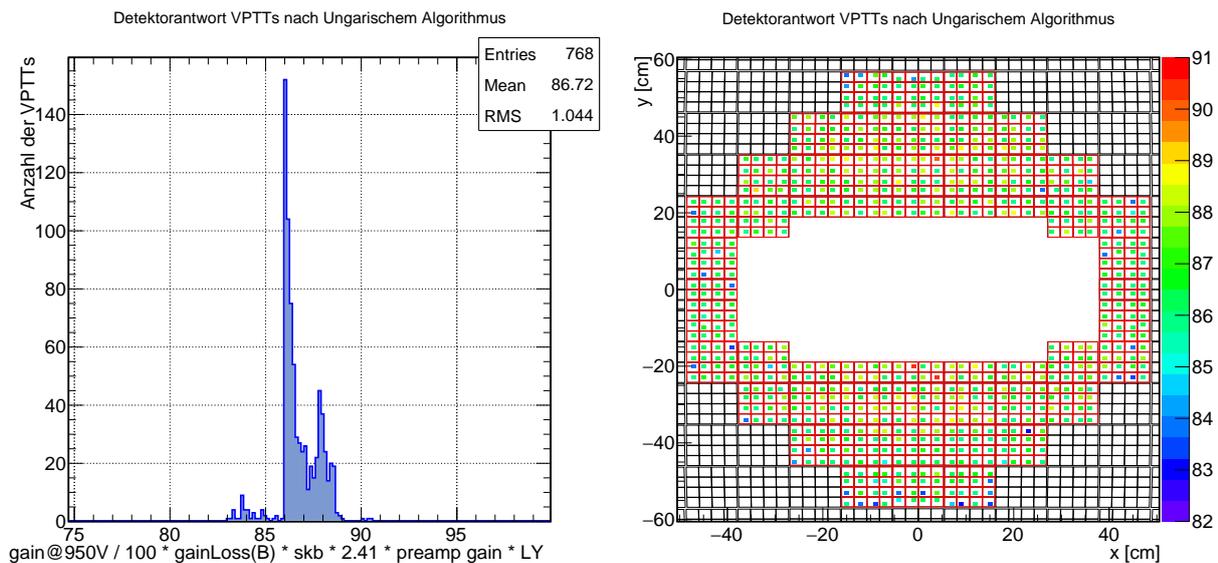


Abbildung 2.17: Resultat der Zuordnung der VPTTs auf die Positionen in der Vorwärts-Endkappe mithilfe des Ungarischen Algorithmus. Links: Verteilung der Detektorantworten. Rechts: Örtliche Verteilung der Detektorantworten.

Kosten- bzw. Qualitätsmaß wie die Streuung innerhalb eines Kompartiments⁸ beachtet werden soll, kann der Ungarische Algorithmus diese Aufgabe nicht mehr erfüllen, sodass ein nachfolgender Optimierungsschritt erfolgen muss.

Der Markow-Algorithmus wird in der Literatur als ein mächtiges Werkzeug für nichtlineare Optimierungsprobleme mit diskreten Variablen beschrieben. Bereits 1953 formulierten Metropolis et. al. eine Methode [86], wie in einem begrenzten zweidimensionalen quadratischen Gitter aus N Teilchen durch eine Monte-Carlo-Methode beliebige Zustandsvariablen im Gleichgewichtszustand approximiert werden können. Diese Variablen konnten andernfalls nur durch sehr aufwendige Integrale mit der Dimension $2N$ berechnet werden. Die dort beschriebene Methode wird in dieser Arbeit teilweise übernommen und durch einen weiteren Schritt ergänzt. Daher folgt die Erklärung der Methode am Beispiel der hier nötigen Zuordnung.

2.4.1 Anwendung des Markow-Algorithmus auf das Traveling-Salesman-Problem

Im vorliegenden Beispiel soll die Verteilung der Detektorkomponenten weiter optimiert werden. Dazu muss ein erweitertes Maß für die Qualität der Zuordnung gebildet werden. Neben der bereits im ersten Schritt berücksichtigten Breite der Verteilung der Signale Q_i im ganzen Detektor soll zusätzlich die Streuung der Signale in einem Kompartiment sowie die Streuung der Spannungssteigung der VPTT-Gains G'_i in einem Kompartiment minimiert werden. Letzteres kann ausgenutzt werden, um den Verstärkungsfaktor eines Kompartiments gemeinsam durch Regelung der Spannung anzupassen, ohne dass die einzelnen Signalantworten auseinander driften.

Jeder dieser drei Anteile χ_v zur Gesamtgüte χ einer bestimmten Anordnung ergibt sich aus der quadrati-

⁸ Viertel eines Submoduls

schen Abweichung der Einzelbeiträge z. B. Q_i vom Mittelwert der Größe z. B. \bar{Q}

$$\chi_1 = \sum_{i=1}^N (Q_i - \bar{Q})^2 \quad \chi_2 = \sum_{j=1}^Z \sum_{i=1}^4 (Q_i - \bar{Q}_j)^2 \quad \chi_3 = \sum_{j=1}^Z \sum_{i=1}^4 (G'_i - \bar{G}'_j)^2 \quad \chi = \prod_{v=1}^3 \chi_v \quad (2.2)$$

Dabei stellt χ_1 das schon aus dem Ungarischen Algorithmus bekannte globale Maß für die Streuung aller Detektorantworten dar. Ein wesentlicher Unterschied ist jedoch, dass der Mittelwert in diesem Fall genau berechnet werden kann, da er für eine komplett gegebene Zuordnung bestimmt werden soll. Für die Streuung der Detektorantworten Q_i und der Spannungssteigungen G'_i des VPTT-Gain in den Z Kompartimenten χ_2 und χ_3 werden zunächst die quadratischen Abweichungen der 4 Größen i vom Mittelwert im jeweiligen Kompartiment j gebildet. Diese Größe wird schließlich über alle Z Kompartimente summiert. Im Falle der VPTT-Region der Vorwärts-Endkappe gibt es $N = 768$ Detektorpositionen, welche in $Z = 196$ Kompartimente verteilt sind.

Prinzipiell verläuft der Optimierungsprozess in der Art, dass die mithilfe des Ungarischen Algorithmus gebildete Komponentenzuordnung unter Zuhilfenahme des Qualitätskriteriums χ weiter optimiert wird. Das bedeutet, dass χ minimiert werden muss. Dazu wird die bestehende Zuordnung durch das Tauschen des Ortes zweier VPTT-Preamp-Einheiten modifiziert. In vielen in der Literatur beschriebenen Beispielen wird wie von V. Cerny in [87] geschildert, zwischen verschiedenen Optimierungsschritten dieser Methode die bisher bestehende Anordnung massiv verändert. Teilweise werden alle Elemente neu angeordnet. Da jedoch die Anordnung im hier vorliegenden Beispiel durch die vorherigen Optimierungsschritte bereits ähnlich zu einer optimalen Zuordnung ist, wird auf die komplette Neuordnung der Elemente in jedem Optimierungsschritt verzichtet und in jedem Schritt lediglich zwei Elemente vertauscht. Diese Möglichkeit wird von V. Cerny für den Fall instabiler Systeme empfohlen.

Nach jedem Tausch zweier Elemente müssen aus den beiden so neu entstandenen Qualitätsbeiträgen Q_i (vgl. Gleichung 2.1) neue korrespondierende Werte für $\chi_{1,2,3}$ und schließlich für χ gebildet werden. Dies gestaltet sich nach Gleichung 2.2 aufwendig und wäre mit einer zweifachen Schleife über alle Elemente verbunden. Für eine erwartete Anzahl von Vertauschungszyklen $\approx 1E9$ ergäbe sich ein erheblicher (unnötiger) Rechenaufwand und damit verbunden eine lange Laufdauer der Optimierung.

Daher kann mithilfe des Steinerschen Verschiebungssatzes eine Vorschrift für die Berechnung eines Gütemaßes aus seinem Vorgänger hergeleitet werden:

$$\begin{aligned} \chi_z &= \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 = \sum_{i=1}^N (x_i^2 - 2x_i\bar{x} + \bar{x}^2) \\ &= \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - 2\bar{x} \left(\sum_{i=1}^N x_i \right) + N \cdot \bar{x}^2 \\ &= \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - 2\bar{x} \cdot N\bar{x} + N \cdot \bar{x}^2 \\ &= \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - N\bar{x}^2 \\ &= \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - N \left(\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{N} \right)^2 \end{aligned}$$

$$= \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N x_i \right)^2$$

So ist es bereits möglich, χ_z mit lediglich einer Schleife über alle Elemente zu berechnen, da der neue Mittelwert nicht bereits bekannt sein muss. Im Fall einer Vertauschung zweier Elemente⁹ 1 und 2 kann eine quadratische Abweichung der neuen Qualitäten x_1' und x_2' vom jeweiligen Mittelwert über die alten Werte x_1 und x_2 mit wenig Rechenaufwand berechnet werden:

$$\chi'_z = \left(\sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - x_1^2 - x_2^2 + x_1'^2 + x_2'^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N x_i - x_1 - x_2 + x_1' + x_2' \right)^2 \quad (2.3)$$

Dabei werden die alten Werte für Summe der Quadrate und Quadrat der Summe der Einzelwerte so modifiziert, dass die alten Beteiligungen der getauschten Elemente x_1, x_2 abgezogen und die neuen Beteiligungen x_1', x_2' entsprechend addiert werden.

Daraus folgt, dass sowohl die Summe der Quadrate als auch die Summe der Einzelwerte zwischengespeichert werden muss. Im Fall von $\chi_{2,3}$, lässt sich Gleichung 2.3 ebenfalls für die Abweichungen innerhalb eines Kompartiments verwenden. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Summe der Einzelwerte wie auch die Summe der Quadrate für jedes Kompartiment zwischenzuspeichern. Nach der Berechnung ergibt sich daher ein Maß χ für die Güte einer Anordnung. Dabei gibt

$$\Delta\chi = \chi_{\text{neu}} - \chi_{\text{alt}}$$

die Veränderung der Güte durch einen Tausch an. Im nächsten Schritt stellt sich die Frage, wie entschieden wird, ob ein Tausch sinnvoll ist und daher akzeptiert wird. Im Fall $\Delta\chi < 0$ nimmt die allgemeine Streuung der Detektorantworten bzw. der Spannungssteigungen in den einzelnen Kompartimenten ab und der Tausch ist in jedem Fall durchzuführen.

Komplizierter wird die Entscheidung, falls sich $\Delta\chi > 0$ ergibt, da es sich in diesem Fall um eine ungünstigere Konfiguration handelt. Werden Tauschvorgänge mit $\Delta\chi > 0$ jedoch pauschal ausgeschlossen, ist das Risiko groß, in einem lokalen Minimum von χ zu landen und „festzusitzen“. Dies stellt ein Problem dar, falls das lokale Minimum nicht dem absoluten Minimum entspricht.

Daher wird bei einer Güteverschlechterung ($\Delta\chi > 0$) mit einer Wahrscheinlichkeit von $P = \exp(-\Delta\chi/T)$ der Tausch akzeptiert. P ist dabei eine sogenannte Boltzmann-Gibbs-Verteilung und ist für verschiedene Werte T in Abbildung 2.18 dargestellt. Je größer die Temperatur, desto größere *Potenzialbarrieren* um ein lokales Minimum können überwunden werden. [88]

Für das weitere Vorgehen lässt sich eine Analogie aus der Thermodynamik nutzen, um die Methode zu motivieren. Sie wurde von Kirkpatrick et. al. für das Design von Computerchips herangezogen [88]. Dort wird das zu optimierende System mit einem Kristallgitter verglichen, welches in einen energetisch niedrigen Zustand überführt werden soll. Zunächst wird die Konfiguration in einem Startzustand bei einer Anfangstemperatur T_0 betrachtet. Die einzelnen Teilchen befinden sich in einer Ortskonfiguration $\{r_i\}$ welche durch den Boltzmann-Wahrscheinlichkeitsfaktor $\exp(-E(\{k_i\})/k_B T)$ gewichtet ist. Dabei ist $E(\{k_i\})$ die Energie der Konfiguration und k_B die Boltzmannkonstante. Die Temperatur ist im Anfangszustand so gewählt, dass das System geschmolzen ist und so statistische Inhomogenitäten ausgeglichen werden. Dies bedeutet, das System befindet sich nach endlicher Zeit mit großer Wahrscheinlichkeit im thermodynamischen Gleichgewicht.

⁹ VPTT inklusive Vorverstärker tauschen den Ort mit dem vorgesehenen Tauschpartner

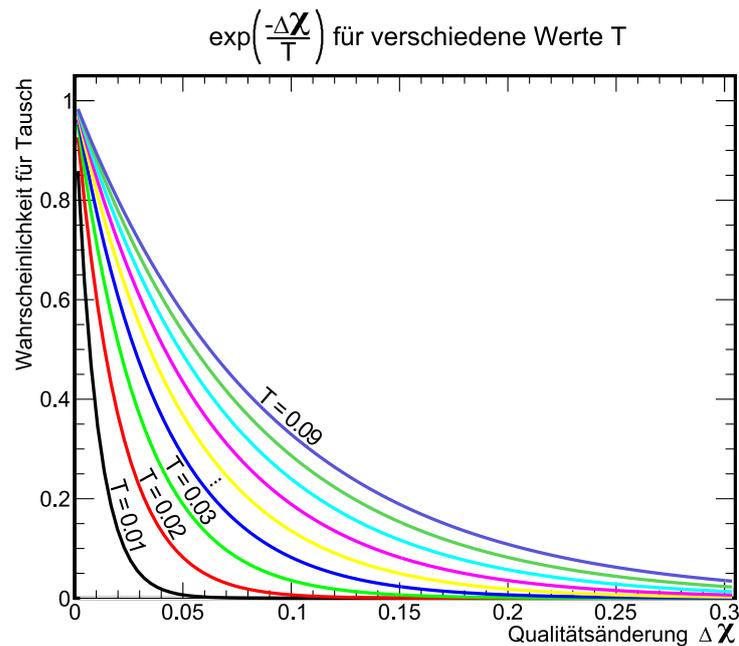


Abbildung 2.18: Wahrscheinlichkeitsverteilung nach Boltzmann-Gibbs für verschiedene Temperaturen T. Hier kann bei ausgewähltem T die Wahrscheinlichkeit abgelesen werden, bei der ein Tausch trotz Güteverschlechterung akzeptiert wird.

Im nächsten Schritt wird die Temperatur des Systems reduziert und auf den energetisch niedrigsten Zustand bei der neuen Temperatur gewartet. Diese Schritte werden weiter wiederholt bis das System ab einer bestimmten Temperatur einfriert, sodass die Variationsmöglichkeiten deutlich reduziert werden. Schließlich kann das System bei weiterer Wiederholung des Absenkens der Temperatur und des Wartens auf den Gleichgewichtszustand in einen minimalen Energiezustand überführt werden. Weitere Einzelheiten zur Analogie finden sich in [88] und ein Beispiel für die konkrete Programmstruktur in [89].

Dieses Vorgehen kann auf das hier besprochene Optimierungsproblem angewendet werden, sodass abhängig von einer sich schrittweise reduzierenden Temperatur lediglich immer kleinere Verschlechterungen in der Qualität zugelassen werden. Im Unterschied zu den Beispielen in der Literatur befindet sich das System hier anfangs nicht in einem „geschmolzenen“ Zustand.

Die Auswahl der Parameter dieser Methode, wie Anfangstemperatur T_0 , die Kühlrate K , die Anzahl der Tauschvorgänge bei einer Temperatur werden durch zahlreiche Programmläufe bestimmt. Dabei ergibt sich eine Konfiguration mit der Anfangstemperatur $T_0 = 5 \cdot 10^{-10}$ und einer Kühlrate $K = 0,8$ mit

$$T_i = T_{i-1} * K$$

nach jeweils 6 Millionen Tauschvorgängen, sodass sich für 20 Temperaturschritte insgesamt eine Anzahl von $1,2 \cdot 10^8$ Tauschvorgängen ergibt.

Mit den festgelegten Parametern werden ca. 200 Optimierungsvorgänge ausgeführt und schließlich die beste Konfiguration anhand der resultierenden Qualität χ für das Matching ausgewählt. Der Fortschritt der Optimierung während des Markow-Algorithmus kann in Abbildung 2.19 beobachtet werden. Im oberen linken Teil der Abbildung ist die Entwicklung der globalen Güte χ dargestellt und es kann entnommen werden, dass sie während des Optimierungsprozesses um mehr als zwei Größenordnungen fällt. Im linken unteren Teil der Abbildung zeigt sich, dass die Änderung der globalen Güte in weiten Teilen maßgeblich

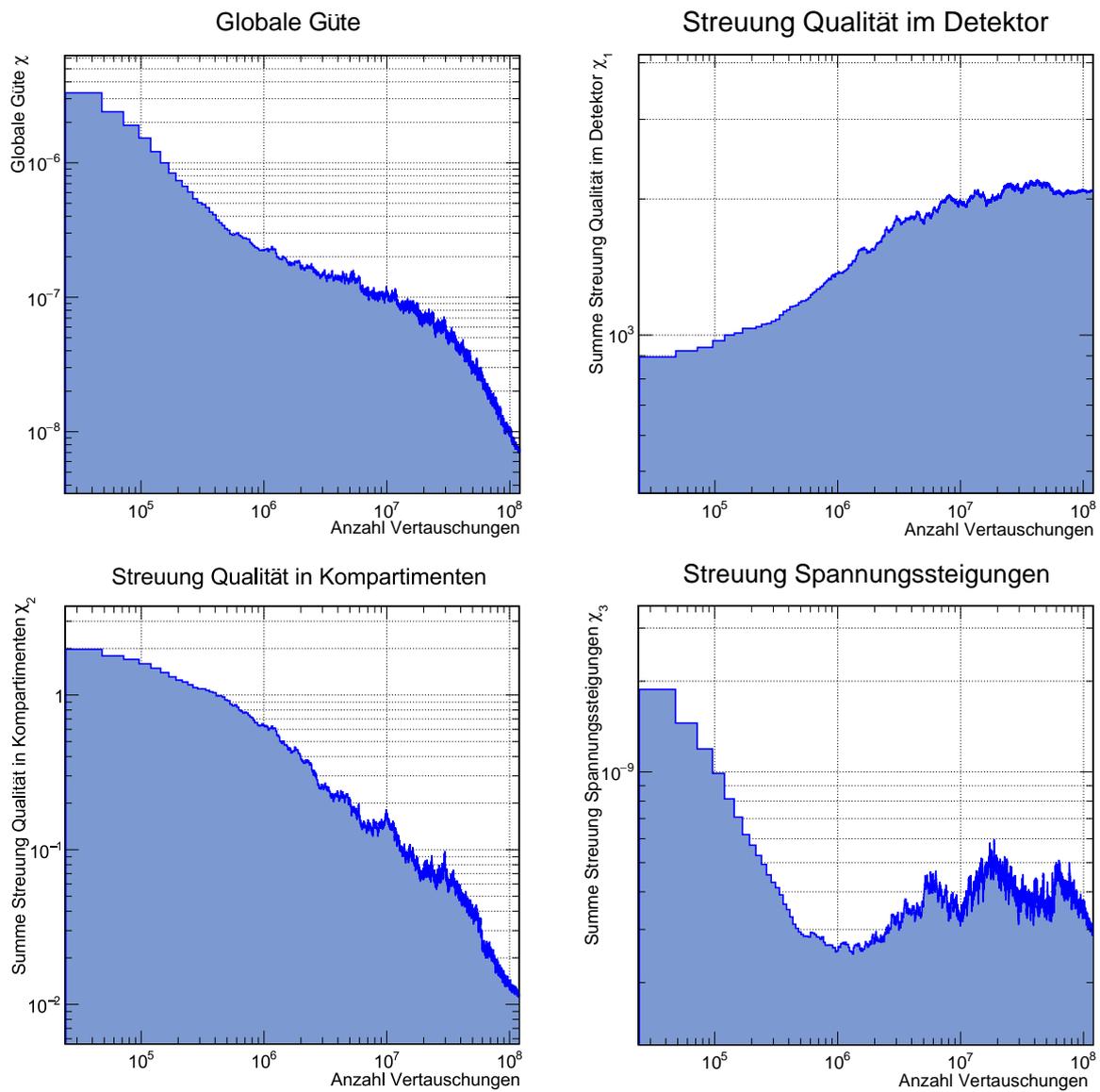


Abbildung 2.19: Entwicklung des globalen Qualitätsmaß χ während des Markov-Algorithmus (oben links). Zusätzlich sind die anderen Bestandteile der Gesamtqualität $\chi_{1,2,3}$ dargestellt.

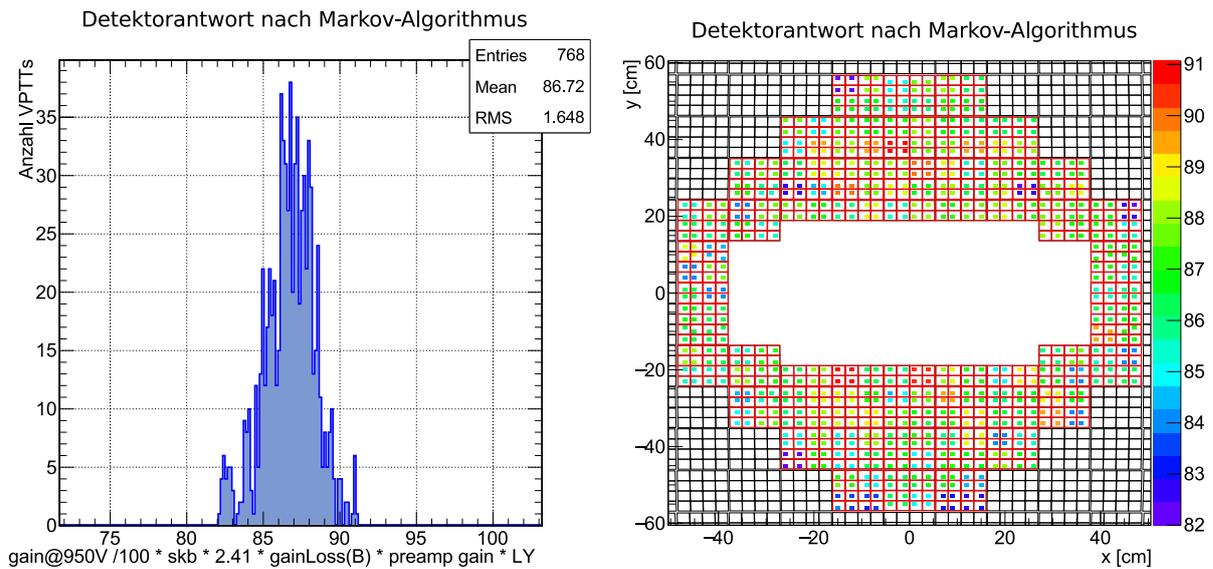


Abbildung 2.20: Detektorantworten nach dem Markow-Algorithmus. Links sind alle Detektorantworten in ein Histogramm aufgetragen und es ergibt sich eine relative Streuung von 1,9 %. Rechts: Örtliche Verteilung der Qualitätsfaktoren. Eine Gruppierung ähnlicher Faktoren in den einzelnen Kompartimenten (Viererblöcken) der Submodule ist erkennbar.

von der Streuung der Qualität in den einzelnen Kompartimenten χ_2 beeinflusst wird. χ_2 fällt ebenfalls um zwei Größenordnungen. Rechts oben ist die Streuung der Detektorantworten im kompletten Detektor χ_1 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass χ_1 sich mehr als verdoppelt. Dies ist allerdings nicht verwunderlich, da unter ausschließlicher Berücksichtigung von χ_1 bereits durch den Ungarischen Algorithmus eine optimale Konfiguration gefunden wurde. Daher muss sich bei zusätzlicher Berücksichtigung weiterer Qualitätsmerkmale die Güte in χ_1 verschlechtern.

Rechts unten in Abb. 2.19 ist die Veränderung von χ_3 während des Markow-Algorithmus dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Streuung der Steigungen χ_3 im Verlauf der Optimierung um 75 % sinkt. In Abbildung 2.20 ist das Ergebnis der Optimierung durch den Markow-Algorithmus dargestellt. Auf der linken Seite zeigt sich die Verteilung aller Detektorantworten in der FEC, welche nun eine relative Streuung von 1,9 % aufweisen. Im rechten Teil der Abbildung ist die örtliche Verteilung der Detektorantworten dargestellt. Hier zeigt sich erwartungsgemäß eine Gruppierung ähnlicher Qualitäten innerhalb der einzelnen Viererblöcke der Submodule. In Abbildung 2.21 ist die örtliche Verteilung der Spannungssteigungen G'_i in der FEC vor und nach dem Markow-Algorithmus dargestellt. Es ist eine deutliche Gruppierung ähnlicher Eigenschaften in den (Vierer-)Kompartimenten sichtbar.

2.5 Zweite Version des Matchings

Nach der Übergabe des im vorherigen Kapitel beschriebenen Matchings an die Bochumer Kollegen wurden dort die ersten 16 Submodule gefertigt. Dies entspricht bei den hier ausgewählten Modulen 160 Kristall-Einheiten, welche nach der Vorgabe des Matchings aus VPTTs und zugehörigen Kristallen verklebt werden und somit irreversibel verbunden sind. Vor der Verklebung mit einem Kristall wird entsprechend des Matchings ein Vorverstärker nach seiner Nennverstärkung ausgewählt, mit einer VPTT verlötet und anschließend mit Elastosil vergossen.

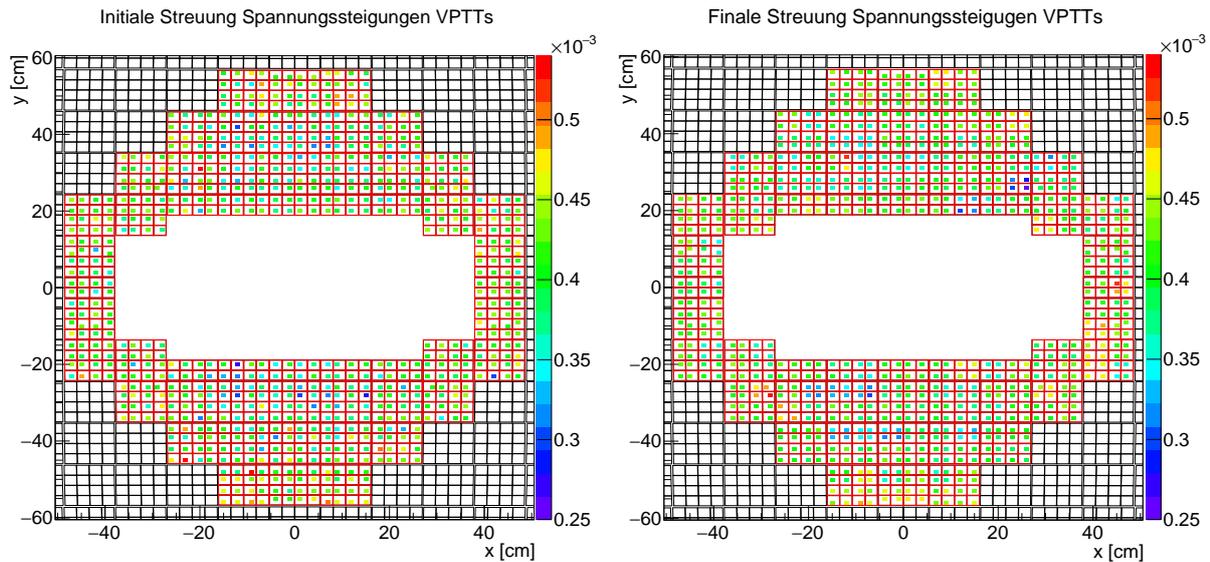


Abbildung 2.21: Streuung der Spannungsabhängigkeit des Gains der VPTTs vor (links) und nach (rechts) der Anwendung des Markow-Algorithmus.

Während des kompletten Vorgangs wird insbesondere auf eine homogene Ankopplung des Klebstoffes geachtet. Bei vorherigen Testklebungen stellte sich heraus, dass die Verwendung eines Primers der Marke Dow Corning¹⁰ eine sehr stabile und dauerhafte Klebverbindung garantiert. Die Qualität jeder Verklebung wird mittels eines Fotos der Klebefläche (durch den Kristall hindurch) belegt. So sollen Luftblasen und damit eine reduzierte Lichtausbeute bzw. Inhomogenitäten bei der Lichtsammlung vermieden werden. Anschließend werden die Kristalle in die reflektierende Folie DF2000 MA des Herstellers 3M eingeschlagen und so die Lichtausbeute erhöht.

Nach der Fertigung der Submodule werden die Einheiten für Tests nach Bonn gebracht und in der Teststation vermessen. In Abschnitt 7.3 wird die Interpretation der Messergebnisse der Module diskutiert und mit den aus dem Matching theoretisch erwarteten Werten verglichen. Dabei zeigt sich im Fall des im letzten Abschnitt beschriebenen Matchings eine erhebliche Diskrepanz zwischen erwarteten und gemessenen Größen. In Abbildung 2.22 werden exemplarisch die Messergebnisse der Verstärkungsfaktoren mit den erwarteten Größen verglichen. In der Abbildung werden die theoretisch ermittelten Gainfaktoren $Q_i(U = 950 \text{ V}, B = 0 \text{ T})$ auf das Niveau der experimentell bestimmten Faktoren E_i skaliert:

$$Q'_i = Q_i \cdot \sum_{i=0}^{15} \frac{E_i}{Q_i}$$

In Abbildung 2.22 sind die vorhergesagten Verstärkungsfaktoren Q'_i mit grünen Quadraten dargestellt und können mit den restlichen Symbolen der Messungen verglichen werden. Es zeigt sich, dass die Abweichungen in den Kanälen 1 und 8 am größten sind und über 20 % betragen können. Die verschiedenen Messreihen weisen ebenfalls eine teils nicht unerhebliche Streuung für denselben Kanal auf. Dieses Problem wird in Abschnitt 6.3.5 diskutiert und wird an dieser Stelle nicht weiter beachtet. Da die Anpassung der Qualitätsfaktoren Q_i an die Messwerte über das Verhältnis beider Größen skaliert wird,

¹⁰ Die einzelnen Bauteile (Kristall und VPTT) werden mit dem Primer Dow Corning PR-1200 vorbehandelt bevor der optische Kleber Dow Corning 3145 verwendet wird.

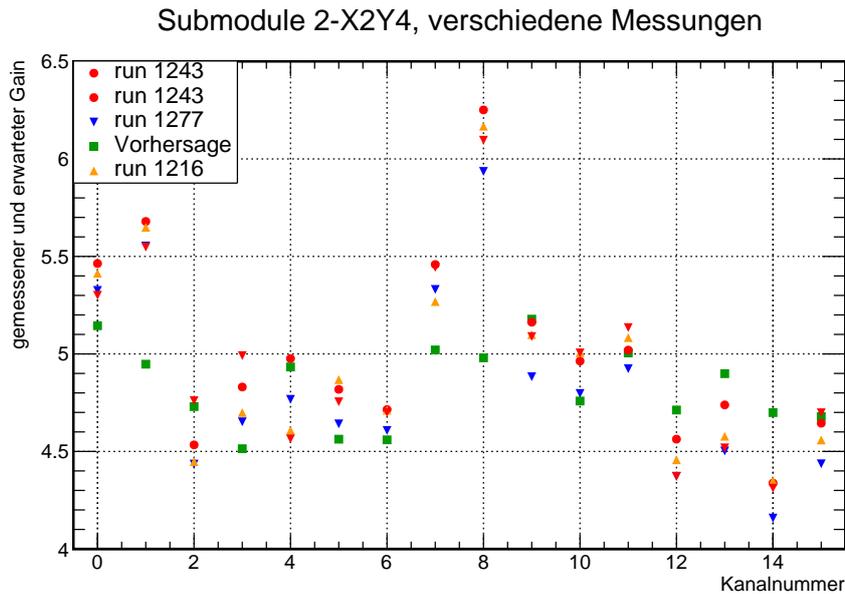


Abbildung 2.22: Vermessene und erwartete Verstärkungsfaktoren für die verschiedenen Kanäle des Submoduls auf der Position 2-X2Y4. Dabei sind für einige der Kanäle erhebliche Abweichungen zu erkennen.

kann durch extreme Ausreißer - wie hier Kanal 8 - die komplette Skalierung verfälscht werden. Der Vergleich der Einzelmessungen mit den jeweils erwarteten Werten zeigt, dass verschiedene Messungen an unterschiedlichen Messaufbauten die massiven Abweichungen zum erwarteten Wert übereinstimmend feststellen.

Dieses Ergebnis ist der Anlass für eine erneute Überprüfung aller Größen, welche Einfluss auf den erwarteten Gainfaktor $Q_i(B = 0 \text{ T})$ haben:

$$Q_i(B = 0 \text{ T}) \propto G_0(1000 \text{ V}) * LY * PG * skb$$

Die Kollektionseffizienz für blaues Licht der VPTTs skb wurde durch den Hersteller Hamamatsu vermessen und kann daher nicht ohne Weiteres überprüft werden. Des Weiteren kann die Lichtausbeute der Kristalle nicht neu vermessen werden, da die nötigen ACCOS-Maschinen lediglich am CERN vorhanden sind. Von den Gießener Kollegen wurde mitgeteilt, dass sich der Fehler der Lichtausbeutemessung in der Größenordnung von 1 phe/MeV bewegt.¹¹

Als weiterer Einfluss machen sich die Verstärkungsfaktoren von VPTT und der Preamplifier bemerkbar. Die Verstärkungsfaktoren G_0 der VPTTs wurden an der Ruhr-Universität Bochum und beim Hersteller Hamamatsu vermessen. Die Messung der Verstärkungsfaktoren bei Hamamatsu erfolgte bei konstanter Bestrahlung der VPTTs mit blauem Licht und die Ermittlung des Kathoden- bzw. Anodenstroms bei einer Betriebsspannung von 750 V. Die Messung in Bochum erfolgte nach dem gleichen Grundsatz sowohl bei einer Betriebsspannung von 750 V als auch bei 1000 V. Um die Plausibilität der Messung zu überprüfen, können die Messungen von Hamamatsu und aus Bochum miteinander verglichen werden. In linken Teil von Abbildung 2.23 sind die beiden Messungen mit der Betriebsspannung 750 V für jede VPTT ins Verhältnis gesetzt (schwarzer Stern). Dabei zeigt die Messung des Herstellers einen durchschnittlich geringfügig höheren Gain als die Messung aus Bochum. Der Mittelwert der Verteilung ist mit einer roten Linie gekennzeichnet. Es fällt auf, dass einige der Messwerte eine erhebliche Abweichung vom Mittel-

¹¹ Eine Fehlerabschätzung der Qualitätsvorhersage von Q_i findet in Abschnitt 7.3.1 statt.

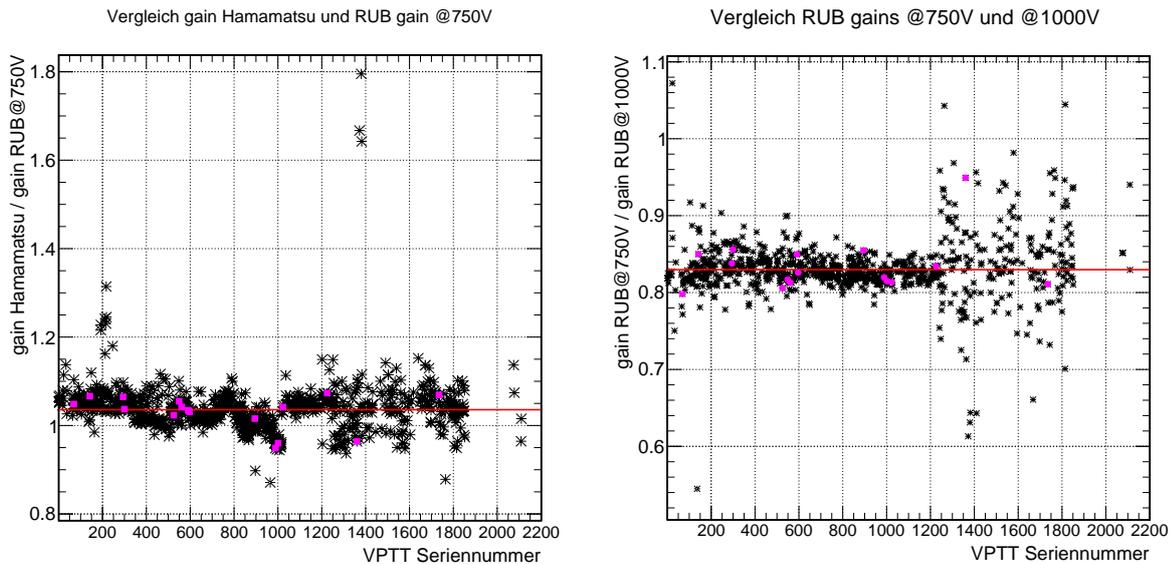


Abbildung 2.23: Vergleich der verschiedenen vorhandenen Messungen des Gains der VPTTs. Dabei sind mit schwarzen Sternen die Verhältnisse der zu vergleichenden Messwerte dargestellt sowie das mittlere Verhältnis durch eine rote Linie. Mit magentafarbenen Quadraten werden die im Submodul 2-X2Y4 verbauten VPTTs (vgl. Abb. 2.22) hervorgehoben.

wert des Verhältnisses aufweisen. Die im Submodul 2-X2Y4 verbauten VPTTs sind mit magentafarbenen Quadraten hervorgehoben, sie weichen jedoch weniger als 10 % ab. Im rechten Teil von Abbildung 2.23 ist das Verhältnis der Bochumer Messungen bei beiden Betriebsspannungen dargestellt. Hier sind ebenfalls die dem Submodul 2-X2Y4 zugehörigen VPTTs magentafarben hervorgehoben. Lediglich für einen Kanal ergibt sich eine Abweichung von $\approx 15\%$, die anderen Kanäle weisen deutlich geringere Abweichungen vom Mittelwert auf. Dies kann als Hinweis gedeutet werden, dass die Abweichungen zwischen gemessenen und erwarteten Verstärkungsfaktoren des kompletten Kristall-VPTT-Systems nicht ausschließlich durch die Abweichungen im VPTT-Gain verursacht werden. Dennoch ist eine deutliche Erhöhung der Streuung ab ca. den VPTTs mit Seriennummern 1250 zu erkennen. Da die VPTTs in der Reihenfolge aufsteigender Seriennummern getestet wurden, deutet diese plötzlich auftretende erhöhte Streuung auf ein Problem im Bochumer Messaufbau hin.

Nach Bekanntwerden dieser Problematik sollen unverklebte VPTTs mit einer Seriennummer höher als 1200 erneut im überholten Messaufbau vermessen werden. Für die bereits nach dem ersten Matching verklebten und mit Elastosil vergossenen Einheiten bietet sich diese Möglichkeit nicht mehr.

2.5.1 Vermessung der Vorverstärker

Neben den bereits diskutierten Einflüssen auf die Signalantwort der Units muss als letzter offensichtlicher Einfluss der angenommene Vorverstärker-Gain überprüft werden. Während des Matchings wurde eine relative Streuung der Gains von unter einem Prozent angenommen, da diese Aussage wiederholt durch die Baseler Kollegen vertreten wurde. In Bochum ist ein Aufbau zur Ladungsinjektion (analog zu dem in [80] vorgestellten) vorbereitet worden. Im Unterschied zum Aufbau in Basel wird die elektrische Verbindung zwischen Testaufbau und zu vermessenem Vorverstärker nicht durch Federkontakte, sondern durch eine wesentlich zuverlässigere Lötverbindung hergestellt. Nach Auswertung der Messergebnisse stellt sich

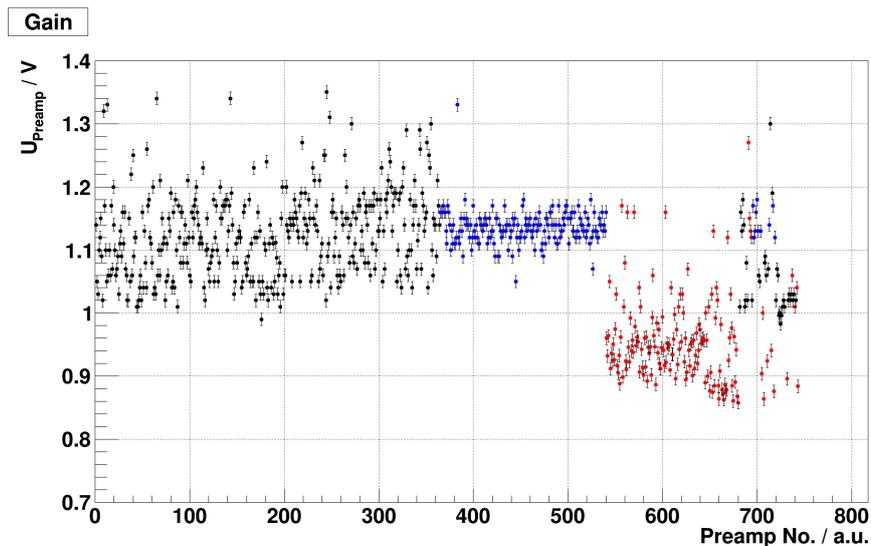


Abbildung 2.24: Vermessene Verstärkungen der Vorverstärker und ihre Nennverstärkung. Die verschiedenen Nennverstärkungen sind farblich codiert: schwarz: 0,82 V/pC, blau: 0,89 V/pC und rot: 0,7 V/pC. Gemessen von Malte Albrecht [90].

heraus, dass die zuvor angenommenen Eigenschaften der Preamp-Gains weder in Bezug auf Streuung der einzelnen Chargen, noch auf relative Lage der Chargen zueinander zutreffend sind. In Abbildung 2.24 sind die Messergebnisse festgehalten. Dabei sollten sich die drei farblich markierten Chargen mit den Gains 0,82 V/pC (schwarz) bzw. 0,89 V/pC (blau) und 0,7 V/pC (rot) im aufgetragenen Ausgangssignal deutlich unterscheiden. Die Vorverstärker der roten Charge mit einer Nennverstärkung von 0,7 V/pC unterscheiden sich im Ausgangssignal wie erwartet von den anderen Chargen durch einen niedrigeren Signalpegel. Die beiden verbleibenden Chargen unterscheiden sich jedoch lediglich geringfügig in der relativen Lage des mittleren Signalpegels. Dieser steigt im Falle der schwarzen Charge relativ zur roten um 18 % statt wie erwartet um 17 %. Die Charge mit der höchsten Nennverstärkung sollte eine um 27 % höhere Verstärkung als jene mit der niedrigsten bieten, tatsächlich stellt sie nur eine um 20 % höhere Verstärkung zur Verfügung.

Des Weiteren schwanken die Verstärkungsfaktoren der Einzelchargen in Einzelfällen um bis zu 20 % im Falle der Chargen mit 0,82 V/pC und 0,89 V/pC Sollverstärkung. Die Charge mit 0,82 V/pC nomineller Verstärkung weist sogar einzelne Ausreißer mit relativer Streuung von 36 % auf. Die 1σ -Streuung variiert in den verschiedenen Chargen zwischen 1,8 % und 5,4 %. Des Weiteren stimmen die Verhältnisse der mittleren gemessenen Ausgangspegel in den unterschiedlichen Chargen nicht mit den nominellen Werten überein, wie sich aus Tabelle 2.2 entnehmen lässt.

Da während der Messung in Bochum durch Bauteiltoleranzen eine geringfügig höhere Ladung als 1 pC in den Testaufbau injiziert wurde, liegen alle gemessenen Signalpegel um einen entsprechenden Faktor höher und decken sich nicht mit den nominellen Faktoren. Dies ist nicht weiter von Bedeutung, da die absolute Signalthöhe auf dem gewollten Wert durch die Baseler Kollegen bestätigt wird. Nach einer Wiederholung der Messung in Basel kann nun auch der in Bochum gemessene Sachverhalt in der Signalantwort bezüglich der Schwankung und der Verhältnisse zwischen verschiedenen Chargen bestätigt werden.

Untersuchungen von Malte Albrecht aus Bochum deuten an, dass eine hohe Schwankung der Kapazität in dem die Verstärkung bestimmenden Kondensator für die starke Streuung der Verstärkungen verantwortlich

Tabelle 2.2: Vergleich der Nennverstärkungen und tatsächlich in Bochum gemessenen Amplituden der Vorverstärker. Zusätzlich sind die jeweiligen Verhältnisse, in Bezug auf die Vorverstärker mit der geringsten Verstärkung dargestellt. In der letzten Spalte sind die maximalen relativen Abweichungen des Batches verzeichnet.

| Soll-Verstärkung | Soll-Verhältnis | mittlere Amplitude | Ist-Verhältnis | max. Abweichung |
|------------------|-----------------|--------------------|-----------------|-----------------|
| 0,7 V/pC | 100 % | (0,94 ± 0,04) V | (100,0 ± 4,3) % | 36 % |
| 0,82 V/pC | 117 % | (1,11 ± 0,06) V | (118,1 ± 5,4) % | 22 % |
| 0,89 V/pC | 127 % | (1,13 ± 0,02) V | (120,2 ± 1,8) % | 18 % |

ist. Beim Austausch dieser Komponenten zwischen zwei Vorverstärkern konnte die Abweichung des Gains auf den jeweils anderen Verstärker übertragen werden. [90]

Die so gewonnenen Erkenntnisse lassen vermuten, dass der Einfluss des Vorverstärkers für die Diskrepanz zwischen den erwarteten und gemessenen Signalantworten im Bonner Teststand verantwortlich ist. Als Konsequenz ergibt sich, dass der tatsächliche Verstärkungsfaktor in das Matching einfließen sollte und das bisher durchgeführte Matching daher wiederholt werden muss. Im Falle der unverklebten Einheiten stellt das kein großes Problem dar und wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.5.2 Zuordnung der Vorverstärker

Da die Vorverstärker-Gains nun nicht mehr nur in die drei erwarteten Nennverstärkungen gruppiert sind, sondern jeweils eine individuell gemessene Verstärkung verfügbar ist, wird eine Zuordnung mithilfe des Ungarischen Algorithmus sinnvoll. Als Zielwert für die erwartete mittlere Verteilung der Signalantworten wird folgende Größe bestimmt:

$$\langle PG \rangle \cdot G_0 \cdot G(950 \text{ V}, \bar{B}) \cdot skb$$

Dabei stellt $\langle PG \rangle$ die mittlere gemessene Vorverstärkeramplitude, $G_0 \cdot G(950 \text{ V}, \bar{B})$ die Verstärkung der VPTTs bei mittlerem Magnetfeld \bar{B} , 950 V Versorgungsspannung und skb die Blau-effizienz der VPTTs dar. Die derart bestimmten Signalantworten werden für alle VPTTs in das Histogramm im linken Teil der Abbildung 2.25 gefüllt. Durch einen Gauß-Fit lässt sich nun die mittlere zu erwartende Signalantwort und damit der Zielwert der Ungarischen Optimierung bestimmen. Nun werden die VPTTs durch den Ungarischen Algorithmus mit den Vorverstärkern gruppiert, sodass sich eine minimale Breite der Verteilung ergibt. Das Resultat dieser Optimierung ist im rechten Teil von Abbildung 2.25 dargestellt. Die nun mit Vorverstärkern gruppierten VPTTs können im weiteren Matching als Einheit im Detektor mit einem passenden Kristall platziert werden. Allerdings müssen die bereits verklebten Kristall-VPTT-Einheiten (Units) aus dem ersten Matching mit den neuen Einheiten verglichen werden. Dies wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.5.3 Einbinden der bereits produzierten Units

Die erwarteten Qualitätsfaktoren der bereits im ersten Matching verklebten Einheiten weisen, bedingt durch den unbekanntem tatsächlichen Preamp-Gain und die Unsicherheit in der VPTT-Gain-Messung, einen hohen Fehler in der postulierten Signalantwort auf. Um sie jedoch mit den neu gepaarten Einheiten im Detektor neu anordnen zu können, muss ein genaueres Maß für die Qualität ermittelt werden. Da die Einheiten jedoch bereits mit Kristallen verklebt sind und mit Elastosil vergossen wurden, ist eine einzelne Charakterisierung von VPTT und Vorverstärker nicht mehr zerstörungsfrei möglich.

Grundsätzlich könnten die verklebten Kristall-VPTT-Units im Bonner Teststand für eine Charakterisierung mit kosmischen Teilchen vermessen werden, damit anschließend ein neues Matching erfolgen

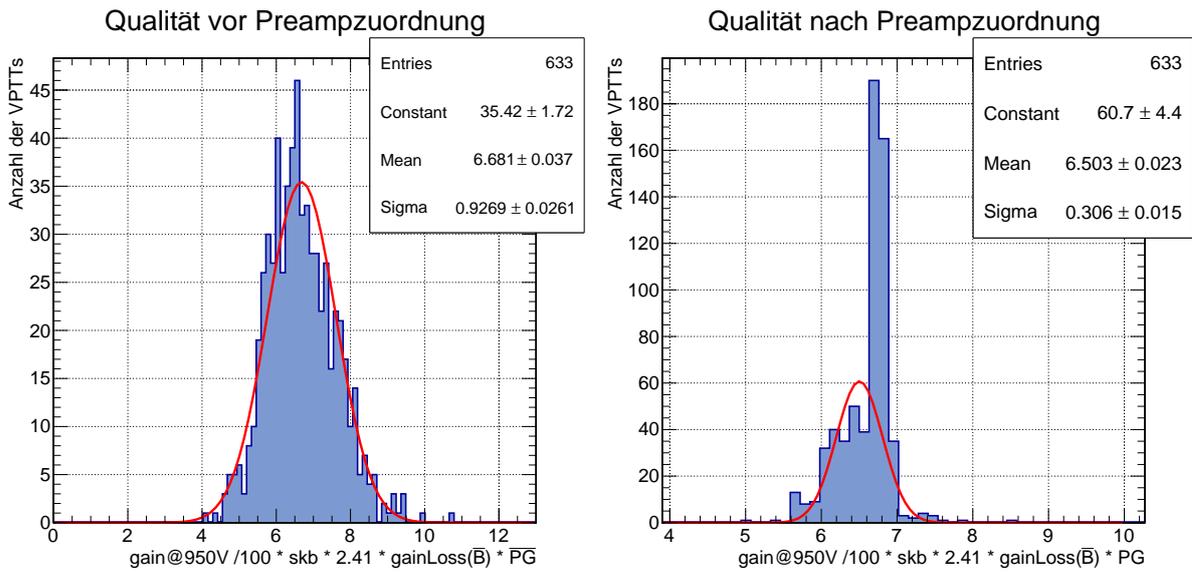


Abbildung 2.25: Einfluss des Preamp-Matchings mit dem Ungarischen Algorithmus. Links: Verteilung der Signalantworten aller freien VPTTs bei mittlerem Magnetfeld ohne zugeordnete Vorverstärker. Rechts: Verteilung der VPTT-Signale nach Zuordnung der Vorverstärker.

kann. Dies erfordert bei 160 Units allerdings einen erheblichen zeitlichen Mehraufwand und wurde daher ausgeschlossen.

Alternativ bietet sich eine Lichtpulsermessung mit blauem Licht an. Dazu wurde in Bochum ein entsprechender Aufbau mit einer dem späteren Experiment ähnlichen Auslese entwickelt. Es wird ein PANDA-SADC¹² verwendet, sodass nach einer Reihe von gepulsten Ereignissen für jede Einheit eine mittlere pedestalkorrigierte Amplitude verfügbar ist. Nach anfänglichen Schwierigkeiten durch mangelnde Reproduzierbarkeit der Messung, wird die reflektierende Folie um den Kristall für die Messung entfernt. Andernfalls ergeben sich teilweise große Unsicherheiten in der Reflexion des eingestrahlt Lichts durch unterschiedliche Anpressungen der Folie und den so stellenweise auftretenden Luftspalt. Der mittels LED erzeugte Lichtpuls wird über einen Lichtleiter rückwärtig in den Kristall eingekoppelt und nach dessen Reflexion wieder auf der Rückseite von der VPTT registriert. Parallel zur Detektion in der VPTT wird das Ausgangssignal der LED von einer Referenz-Pindiode überwacht, damit Schwankungen in der Lichtproduktion der LED ausgeglichen werden können. Aus der Messung lässt sich daher eine relative Amplitude aus dem Verhältnis der pedestalkorrigierten Signale von VPTT und PIN-Diode bestimmen.

Dabei sollte die aus dieser Messung bestimmte relative Amplitude PGP proportional zu folgenden Größen sein:

$$PGP \propto G_0(1000V) \cdot skb \cdot PG$$

und damit proportional zum Gain der VPTT G_0 bei 1000 V, dem Gain des Vorverstärkers PG und der Blauempfindlichkeit skb ¹³ der VPTT. Die Proportionalität wird dabei durch den Korrekturfaktor γ gewährleistet, sodass sich

$$PGP = \gamma \cdot G_0(1000V) \cdot skb \cdot PG$$

¹² Sampling Analogue to Digital Converter: Einheit zur Digitalisierung der Signalantworten. Dabei kann die individuelle Form jedes Pulses festgehalten werden.

¹³ Sensitivität der Kathode im blauen

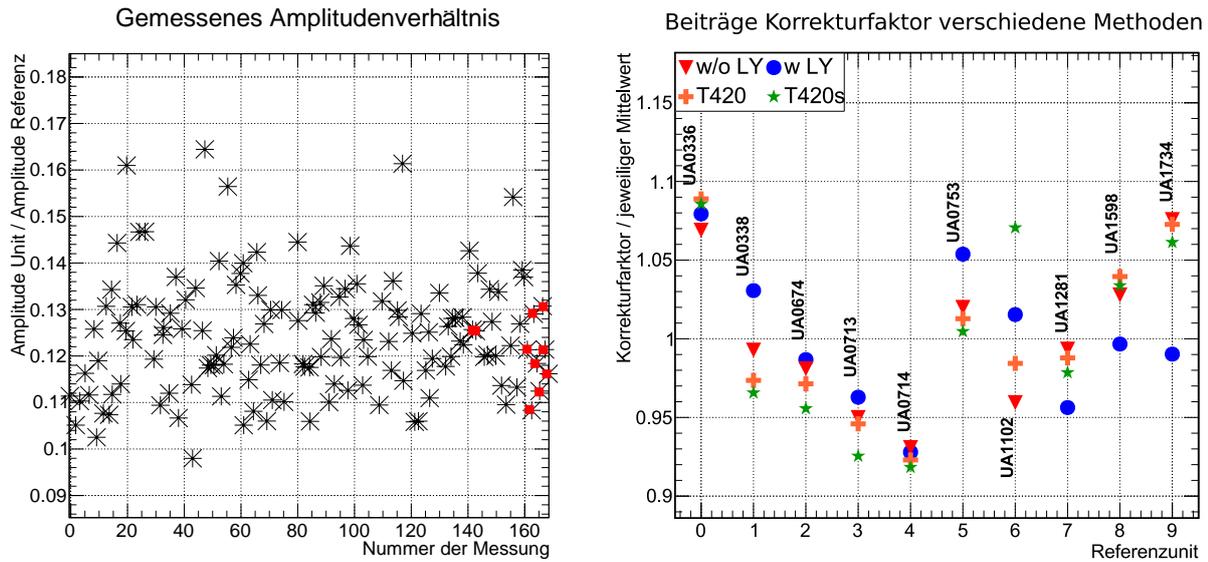


Abbildung 2.26: Links: Aus der Lichtpulsermessung resultierendes Verhältnis PGP für alle vermessenen Einheiten. In rot markierte Datenpunkte entsprechen der Vermessung der 10 Referenzunits. Rechts: Einflüsse der einzelnen Referenzunits auf den jeweils bestimmten Korrekturfaktor γ . Dabei werden verschiedene Methoden der Ermittlung des Korrekturfaktors miteinander verglichen.

ergibt. Da der Kristall im Rahmen der Lichtpulsermessung durch das Licht der VPTT durchstrahlt wird, sollte die Transmission des Kristalls einen proportionalen Einfluss auf die Amplitude der Messung haben. Unter diesem Gesichtspunkt werden die zusätzlichen Einflüsse mehrerer Faktoren verglichen.

Der Korrekturfaktor γ gibt die Umrechnung zwischen den Zahlenwerten für die VPTT- bzw. Vorverstärkereigenschaften und dem relativen Amplitudenverhältnis des Lichtpulseraufbaus an, sodass die Gain-Werte für VPTT und Vorverstärker über Kenntnis von γ aus der Lichtpulsermessung abgeschätzt werden können. Das bedeutet, dass für die Ermittlung von γ mehrere Referenzeinheiten mit genau bekannten Werten für Gain von VPTT und Vorverstärker benötigt werden. Gemäß des ersten Matchings werden zwei unverbaute Kristall-VPTT-Kombinationen ausgewählt und die VPTTs erneut vermessen. Zusätzlich wird jeweils ein bereits charakterisierter Vorverstärker mit mittlerer Verstärkung hinzugefügt und die Einheit entsprechend montiert. Eine anschließende Messung im Lichtpulseraufbau in Bochum macht es möglich, den Korrekturfaktor γ aus dem Mittelwert der Faktoren γ_i beider Units zu berechnen:

$$\gamma = \sum_{i=0}^N \frac{\gamma_i}{N} \quad \text{mit} \quad \gamma_i = \frac{PGP_i}{G_0(1000V)_i \cdot \text{skb},i \cdot PG_i}$$

Mit dieser Methode ist es möglich, für jede der bereits produzierten Einheiten j ein exakteres Maß für

$$\left(G_0(1000V) \cdot PG \right)_j = \frac{PGP_j}{\gamma \cdot \text{skb},j}$$

und damit für das Produkt aus Gain von Vorverstärker und VPTT zu ermitteln. Wegen fehlender Informationen kann diese Größe allerdings nicht mehr in die Einzelgains von VPTT bzw. Preamp aufgespalten werden, was jedoch für ein erneutes Matching auch nicht erforderlich ist.

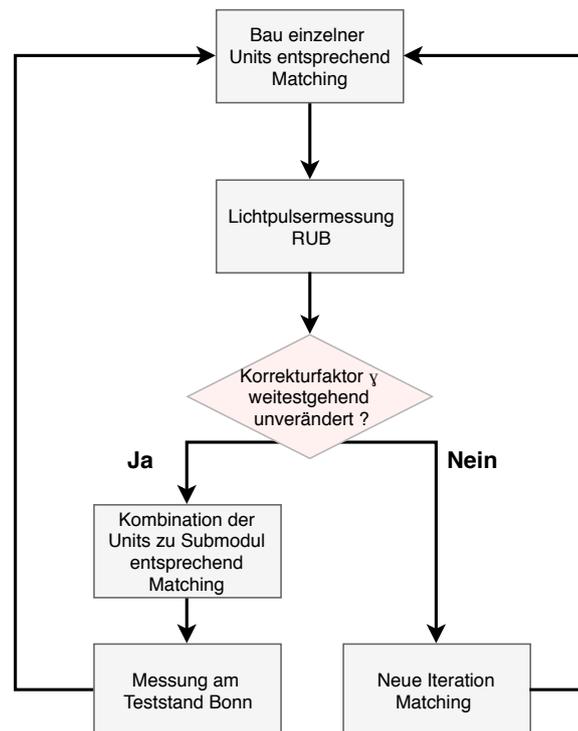


Abbildung 2.27: Schematischer Ablauf des iterativen Matchingprozesses. Nach der Verklebung jeder Unit wird diese in Bochum im Lichtpulseraufbau vermessen und im Anschluss der Korrekturfaktor γ für die Interpretation der Lichtpulsermessung „alter“ Units berechnet. Für den Fall, dass sich der mittlere Faktor nicht signifikant ändert, werden die betreffenden Units wie geplant (ggf. in Kombination mit „alten Units“) zu einem Submodul kombiniert und anschließend im Bonner Teststand vermessen. Im Falle einer großen Abweichung des Mittelwertes von γ gegenüber früheren Werten, muss eine neue Iteration des Matchings erfolgen.

2.5.4 Iterative Erhöhung der Referenzeinheiten

Der Korrekturfaktor γ bestimmt maßgeblich die Interpretation aller Units aus dem ersten Matching und sollte daher möglichst genau bekannt sein. Aus diesem Grund wird ein Vorgehen nach dem Schema in Abbildung 2.27 angestrebt. Dabei werden nach der Vorschrift des aktuellen Matchings VPTTs, Kristalle und Vorverstärker zu Units kombiniert und fixiert. Im Anschluss werden sie im Bochumer Lichtpulseraufbau vermessen und in die Menge der Referenzeinheiten zur Berechnung von γ aufgenommen. Solange es keine signifikanten Änderungen im Mittelwert für γ gibt, kann die Fertigung neuer Units nach dem aktuellen Matching fortgesetzt werden. Das bedeutet, dass die Einheiten entsprechend den Matchingvorgaben mit alten Einheiten zu fertigen Submodulen kombiniert werden. Die einzelnen Units werden dabei jedoch nicht mit der Karbonstruktur verklebt, damit eine spätere Neuordnung möglich bleibt. Im Anschluss daran werden die Submodule im Bonner Teststand vermessen und die Vorhersage des Matchings überprüft.

Falls sich durch Hinzunahme neuer Referenzunits der Korrekturfaktor γ deutlich ändern sollte, ist eine Neubewertung aller Einheiten aus dem ersten Matching und damit ein neuer Matchinganlauf erforderlich. Nachdem zwei Referenzunits nach der Vorschrift des ersten Matchings kombiniert wurden, sind gemäß einer neuen Iteration des Matchings 8 weitere Referenzeinheiten gebaut und vermessen worden. Dabei wurden sie im Submodul auf der Position 1-X1Y4 mit 8 „alten“ Einheiten kombiniert. Der Mittelwert des Korrekturfaktors γ hat sich durch die Hinzunahme der 8 zusätzlichen Einheiten zwar signifikant

verändert, es wurde jedoch beschlossen, das neu gefertigte Submodul 1-X1Y4 in der nächsten Iteration des Matchings zu fixieren, sodass es im Bonner Teststand vermessen werden kann. Die dazugehörige Iteration des Matchings wird an dieser Stelle aus Gründen der Übersicht nicht weiter dokumentiert, sondern die weitere Vorgehensweise am Beispiel der danach folgenden Iteration des Matchings illustriert. Abbildung 2.26 stellt dementsprechend den Zustand nach der Vermessung der 8 neuen Referenzeinheiten dar. Dabei sind im linken Teil von Abbildung 2.26 alle im Lichtpulseraufbau vermessenen Amplitudenverhältnisse zwischen VPTT und Referenz-PIN-Diode aufgetragen. In roter Farbe sind die 10 verwendeten Referenzunits hervorgehoben. Im rechten Teil der Abbildung sind die Ergebnisse verschiedener Berechnungsgrundlagen für die Referenzeinheiten dargestellt. Dabei ist jeweils der berechnete Individualwert für eine Methode und eine Einheit zum Mittelwert aller Einheiten derselben Methode ins Verhältnis gesetzt. Dabei werden die Einflüsse mehrerer Faktoren verglichen und es wird überprüft, welche der verschiedenen Berechnungen die geringste Variation in den Ergebnissen für γ der 10 Referenzunits aufweist. Es wird der Einfluss der Lichterzeugung (Lightyield = LY, blaue Kreise) miteinbezogen und mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Vorschrift (rote Dreiecke) verglichen. Diese Ansatz ist in der Vermutung begründet, dass die Lichterzeugung zu einem Teil von der Transmission des Kristalls abhängig sein könnte. Beim Vergleich der relativen Varianzen der Einzelwerte bei den unterschiedlichen Methoden zeigt sich jedoch, dass die Einbeziehung des Lightyield mit 4,4 % nur eine unwesentlich geringere Streuung als jene ohne Lightyield mit 4,6 % aufweisen. Wegen dieser geringen Evidenz wird die Lichterzeugung zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht einbezogen. Die beiden anderen Messreihen zeigen die Einbeziehung zweier unterschiedlicher Vermessungen der Kristalltransmission um 420 nm. Hier weisen die Einzelwerte mit 5,1 % (T420) bzw. 5,8 % (T420s) eine größere relative Streuung auf. Daher werden diese Größen zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht einbezogen, jedoch der Einfluss mit zunehmender Anzahl von Referenzeinheiten weiter beobachtet, sodass sich ab einer gewissen Statistik verlässliche Aussagen treffen lassen.

Im Folgenden wird erläutert, wie der Matchingprozess die verschiedenen bereits fixierten („alten“) und neu zu kombinierenden Einheiten miteinander vergleicht.

2.5.5 Anordnung unverbauter VPTTs mithilfe des Ungarischen Algorithmus

Durch die erste Iteration des Matchings sind prinzipiell bereits 160 der 768 Kristallpositionen im Detektorvolumen belegt. Hinzu kommen 10 Referenzunits zur Normierung der Lichtpulsermessung. Allerdings zeigt sich, dass durch die Neubewertung im Rahmen der Lichtpulsermessung einige der im ersten Matching produzierten Einheiten nicht mehr gut verwendet werden können, da ihr Qualitätsfaktor zu stark von denen der restlichen Einheiten abweicht. Diese Einheiten werden identifiziert, indem wegen der nichtdeterministischen Natur des Vorgangs eine große Anzahl von Matchingdurchläufen durchgeführt und jeweils die weitest streuenden Einheiten markiert werden. Wenn diese Einheiten trotz Anpassung der Betriebsspannung (vgl. Abschnitt 2.5.7) wiederholt eine zu große Abweichung zum Rest der Einheiten aufweisen, werden sie aussortiert. Da die Verbindung zwischen Kristall und VPTT irreversibel ist, kann der Qualitätsfaktor lediglich durch einen Austausch des Vorverstärkers modifiziert werden. Dabei muss das vergossene Elastosil mühsam entfernt werden, was jedoch aufgrund der knappen Anzahl an vorhandenen Kristallen unabdingbar ist. Die entsprechenden Arbeiten werden im Laufe des iterativen Matchingprozesses durchgeführt, sodass die danach korrigierten Einheiten in einer der späteren Iterationen berücksichtigt werden können.

Zunächst werden die entsprechend frei gewordenen Detektorpositionen wie der Rest der freien Positionen entsprechend der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Methode mit Kristallen belegt. Die neu platzierten Kristalle sind in Abbildung 2.28 dargestellt. Dabei stellt die einzig bereits vollständig belegte Submodulposition die Position 1-X1Y4 dar, wo das in der letzten Iteration gebaute und nun fixierte Submodul

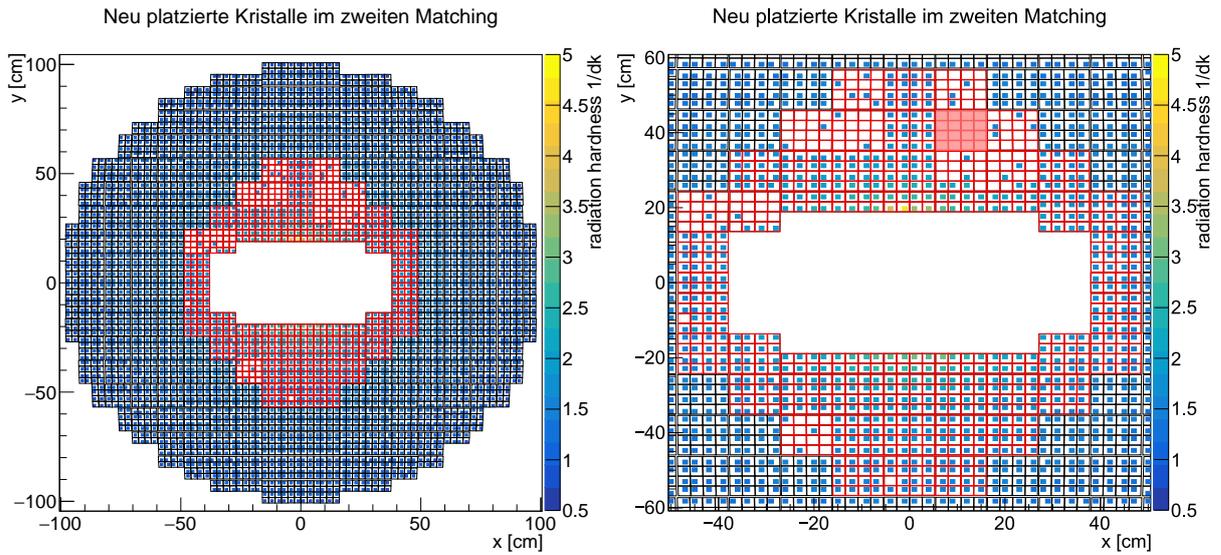


Abbildung 2.28: In der aktuellen Iteration des zweiten Matchings platzierte Kristalle für die komplette Endkappe (links) und für den Ausschnitt der VPTT-Region der Endkappe (rechts). Dabei sind deutlich die Bereiche aus dem ersten Matching zu erkennen, da dort keine Kristalle platziert wurden. Die einzelnen Kristalle im Bereich des ersten Matchings deuten auf die ehemaligen Positionen aussortierter Einheiten hin. Die einzig vollständig belegte Submodulposition (rot eingefärbt) wird vom Submodul 1-X1Y4 belegt, welches zu Testzwecken in der aktuellen Iteration des Matchings fixiert wurde.

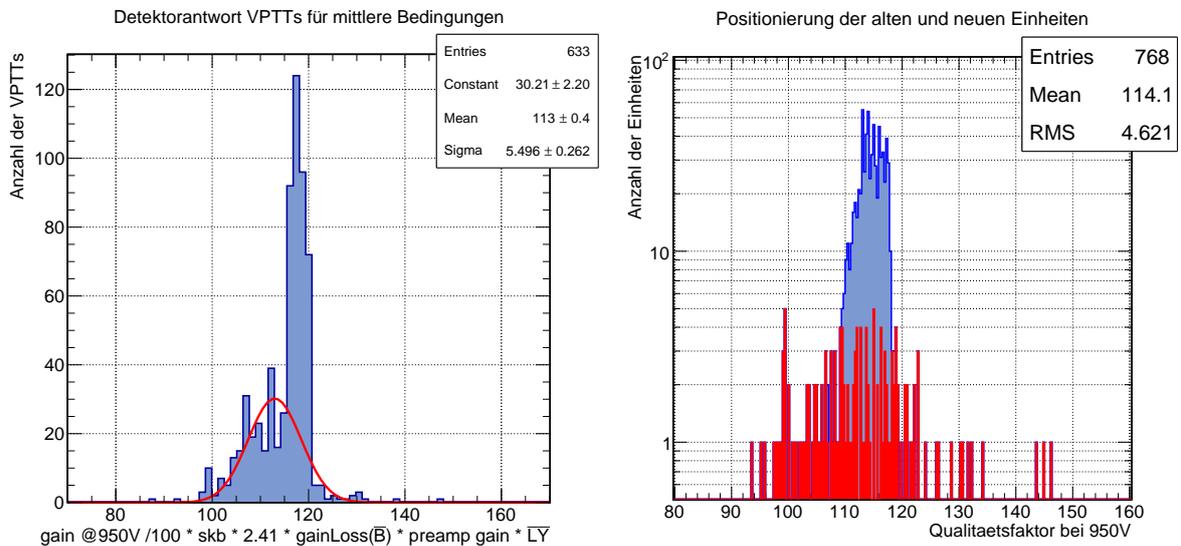


Abbildung 2.29: Links: Qualitätsfaktoren der VPTTs für mittlere Bedingungen im Detektor (mittleres Magnetfeld und mittlere Lichtausbeute der verfügbaren Positionen) als Grundlage zur Bestimmung der optimalen Qualität im Ungarischen Algorithmus. Die vorhandenen 633 VPTT-Vorverstärkerkombinationen werden auf 625 freie Positionen verteilt. Rechts: Aufgetragener Qualitätsfaktor für im Detektor platzierte Einheiten. Dabei sind neu platzierte Einheiten blau aufgetragen und Einheiten aus vorherigen Versionen des Matchings in roter Farbe dargestellt. Die Einheiten aus der ersten Version des Matchings weisen erwartungsgemäß eine deutlich erhöhte Streuung auf, seit ihre Qualität aus der Lichtpulsermessung neu bewertet wurde und da bisher noch keine entsprechende Anpassung der Position stattgefunden hat.

platziert ist. Die verbleibenden 625 unbelegten Positionen werden nun analog zum in 2.3.2 beschriebenen Vorgehen unter der Verwendung des Ungarischen Algorithmus mit neuen VPTTs (inkl. Vorverstärker) besetzt. Der Qualitätsfaktor der zur Verfügung stehenden 633 VPTTs (inkl. zugewiesenen Vorverstärkern) wird für das durchschnittliche Magnetfeld berechnet und ist im linken Teil von Abbildung 2.29 aufgetragen. Der Mittelwert der Gauß-Anpassung stellt die Referenzqualität für die Platzierung nach dem Ungarischen Algorithmus dar. Im rechten Teil der Abbildung (2.29) ist die aus der Platzierung resultierende Verteilung der Detektorantworten dargestellt. In blau sind die frisch zugeordneten Komponenten mit einer relativ geringen Variation aufgetragen, während in roter Farbe die Einheiten aus dem ersten Matching in das Histogramm gezeichnet sind. Die erhöhte Streuung, welche durch eine Neubewertung der Qualitätsfaktoren im Rahmen der Lichtpulsermessung verursacht wurde, ist für eine zufriedenstellende Operation des Detektors nicht mehr akzeptabel. Daher müssen die Komponenten aus dem ersten Matching neu angeordnet werden. Die betroffenen Einheiten sind untrennbar mit den jeweiligen Kristallen verklebt, sodass das bisherige Markow-Verfahren, wie im Folgenden beschrieben, modifiziert werden muss.

2.5.6 Modifikation des Markow-Algorithmus

Im Detektor sind im aktuellen Schritt des neuen Matchings sowohl die neu platzierten Kristall-VPTT-Units als auch jene aus dem alten Matching im Detektor angeordnet. Dabei verhindert speziell die Streuung der Einheiten aus dem ersten Matching eine homogene Detektorperformance, sodass diese Komponenten neu angeordnet werden müssen. In der ersten Version des Matchings wurde im Falle eines mittels Markow-Algorithmus durchgeführten Tauschs die jeweilig beteiligte Kristallposition nicht verändert, sondern lediglich die beteiligten VPTTs¹⁴ miteinander vertauscht. Da die Kristalle im Falle der Einheiten aus dem ersten Matching verklebt sind, muss für einen Tausch unter Beteiligung einer solchen Einheit ebenfalls der zugehörige Kristall getauscht werden. Hierbei stellt jedoch die Tatsache, dass strahlharte Kristalle in den strahlnahen Regionen hoher Strahlendosis platziert werden sollen, eine starke Einschränkung für die Auswahl möglicher Tauschpartner dar. Für jeden potentiellen Tauschpartner kann über einen Funktionsaufruf die Ringnummer als Maß für die Entfernung von der Strahlachse im Detektor ermittelt werden. Dabei umfasst die VPTT-Region die innersten 17 Ringe des FEC-Detektorvolumens. Sobald zwei prinzipiell infrage kommende Tauschpartner identifiziert wurden, wird, wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, der neue Qualitätsfaktor χ' berechnet. Im Falle einer Qualitätsverbesserung (und damit einer Reduzierung des Zahlenwertes von χ) wird der Tausch in jedem Fall durchgeführt, im Falle einer Verschlechterung nur mit einer reduzierten Wahrscheinlichkeit nach der Boltzmann-Gibbs-Verteilung. Im Falle einer Entscheidung für den Tausch zweier Units werden sie anschließend vertauscht. Dabei bleiben die Positionen der jeweiligen Kristalle unverändert, falls es sich bei beiden beteiligten Units um *neue*¹⁵ Exemplare handelt. Falls mindestens ein Exemplar aus der ersten Iteration des Matchings beteiligt ist, bleiben die Kristalle der jeweiligen VPTT zugeordnet und werden ebenfalls getauscht.

Während des Markow-Algorithmus werden wie in der ersten Version des Matchings zufällig Tauschpartner ausgewählt. Falls beide Tauschpartner neu verklebte VPTT-Vorverstärker-Units sind, unterscheidet sich das Vorgehen nicht von jenem in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen. Ist jedoch eine *alte* Unit unter den ausgewählten Tauschpartnern, wird ein Tausch nur unter speziellen Bedingungen in Betracht gezogen. Falls eine Unit aus der strahl nächsten Region beteiligt ist, darf ein Tausch nur erfolgen, wenn beide Units aus demselben Detektorring stammen, da hier der verursachte Dosisgradient hoch ist und die Anforderung der angepassten Strahlhärte des Kristalls besonders wichtig ist. Falls keine der beiden Tauschpartner innerhalb der sieben innersten Detektorringe positioniert ist, kommen mehr potentielle

¹⁴ inklusive dem verlöteten Vorverstärker

¹⁵ d.h. solche, welche erst in der zweiten Iteration des Matchings verklebt wurden

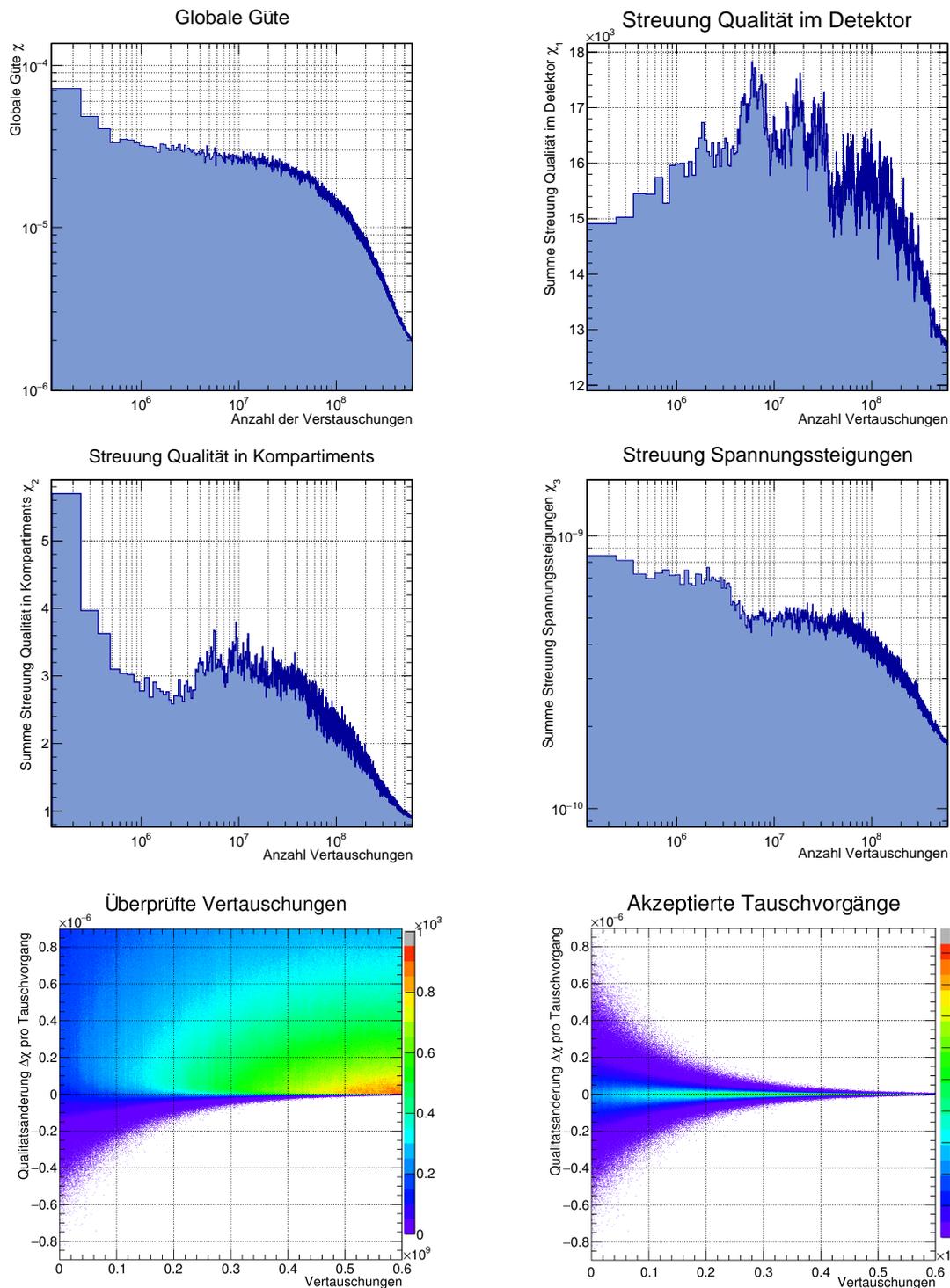


Abbildung 2.30: Entwicklung der Güte des Matchings während der Ausführung des Markov-Algorithmus. Dabei ist die Entwicklung der globalen Güte χ über die Anzahl der Vertauschungen sowie die einzelnen Beiträge χ_i zur Gesamtgüte dargestellt. Damit eine Verbesserung der Güten $\chi_{2,3}$ erreicht werden kann, muss zunächst eine Verschlechterung der Streuung im Detektor χ_1 in Kauf genommen werden. In der unteren Reihe wird die Topologie des Vertauschungsraumes sichtbar. Links sind die Qualitätsveränderungen $\Delta\chi$ zwischen allen verglichenen Anordnungen dargestellt. Auf der rechten Seite werden lediglich die Werte für $\Delta\chi$ in durchgeführten Vertauschungen dargestellt.

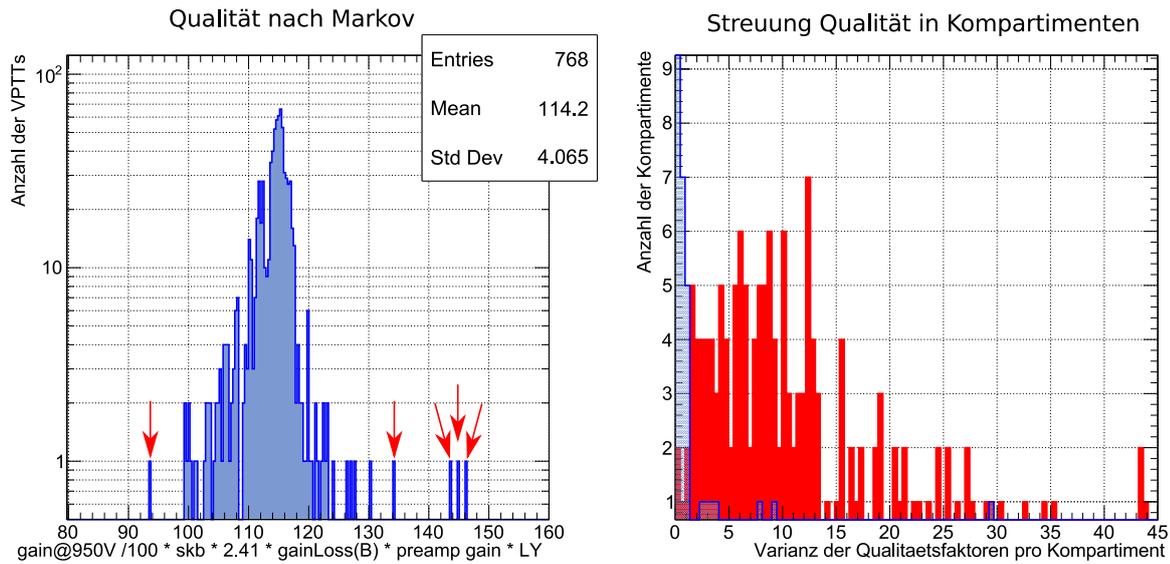


Abbildung 2.31: Links: Aus dem Markov-Algorithmus resultierende Verteilung der Qualitätsfaktoren. Die globale Streuung der 768 VPTT-Detektorpositionen hat sich nicht signifikant verbessert, da die Streuung der Qualitätsfaktoren nicht das einzige Optimierungskriterium ist. Die größten Ausreißer in der dargestellten Verteilung befinden sich im für dieses Matching fixierten Submodul auf der Position 1-X1Y4 und sind mit Pfeilen gesondert markiert. Rechts: Vergleich der Varianz der Qualitätsfaktoren in allen Submodulquadranten vor (rot) und nach (blau) der Markov-Optimierung.

Tauschpartner in Betracht und es wird keine Einschränkung auf die Position des Tauschpartners im Detektor gemacht. Dies führt zu einer erheblichen Erhöhung der möglichen Tauschvorgänge und ermöglicht eine bessere Homogenisierung der Detektorantwort. Ein Vergleich mit Abbildung 2.14 motiviert diesen Schritt, da lediglich in den innersten Ringen ein hoher Gradient in der Strahlenhärte der platzierten Kristalle vorhanden ist.

Die Veränderung der globalen Matchinggüte χ ist in Abbildung 2.30 links oben dargestellt. Die Gesamtqualität des Matchings nimmt zwar kontinuierlich zu, jedoch muss dafür zunächst eine Verschlechterung der Gesamtstreuung im Detektor χ_1 in Kauf genommen werden. Im Unterschied zu der ersten Version des Matchings ist jedoch für den Fortschritt der Tauschvorgänge hier auch eine Verbesserung im Vergleich zum Ergebnis des Ungarischen Algorithmus feststellbar. Dies ist darin zu begründen, dass die durch den Ungarischen Algorithmus hergestellte Anordnung die Position der „alten“ Einheiten nicht verändert hat und daher keine optimale Anordnung erfolgen konnte.

In der mittleren Reihe von Abbildung 2.30 werden die Veränderungen der Teilgüten χ_2 bzw. χ_3 dargestellt und es zeigt sich eine stetigere Abnahme, als in Güte χ_1 . In der unteren Reihe der Abbildung (2.30) zeigt sich schließlich die Topologie der Güteveränderung über die Anzahl der durchgeführten Tauschvorgänge. Dabei ist auf der linken Seite die Qualitätsveränderung für alle überprüften Vertauschungen eingetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Anzahl der Vertauschungen, Veränderungen mit hohen Werten von $\Delta\chi > 0$ abnehmen und sich stattdessen ein stabilerer Zustand einstellt. Auf der rechten Seite der unteren Reihe ist die Qualitätsveränderung $\Delta\chi$ für alle akzeptierten Tauschvorgänge dargestellt. Der negative Bereich unterscheidet sich nicht von der Abbildung auf der linken Seite, da ein negativer Wert eine Qualitätsverbesserung darstellt und alle Tauschvorgänge mit dieser Eigenschaft ausgeführt werden. Im positiven Bereich ist eine Einhüllende zu erkennen, welche auf die in Abschnitt 2.4.1 beschriebene Akzeptanz schlechterer Qualitäten nach der Form einer Boltzmann-Gibbs-Verteilung zurückzuführen

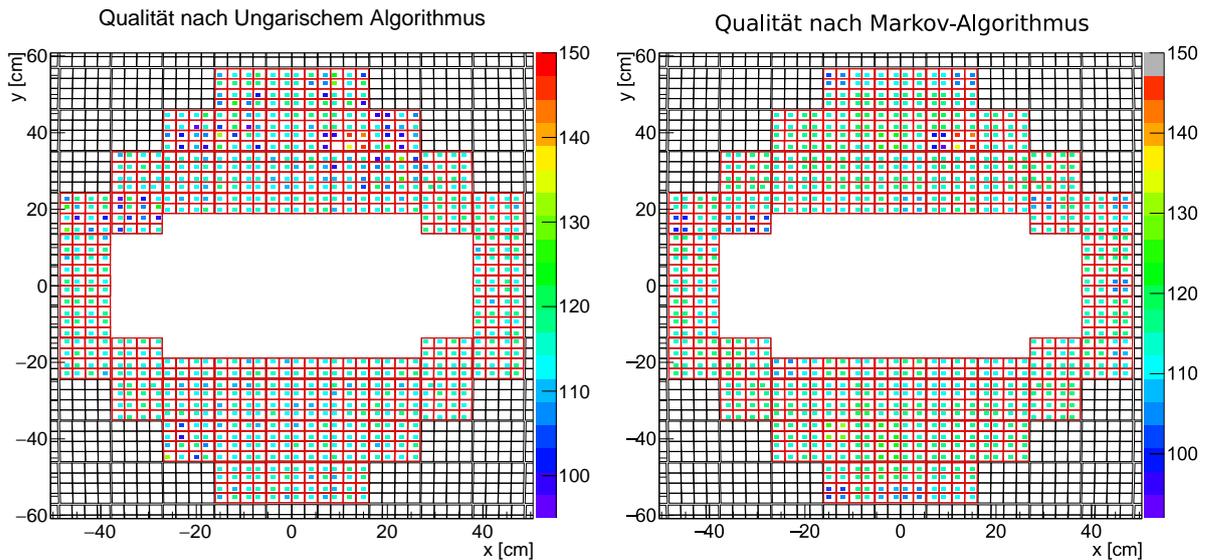


Abbildung 2.32: Auswirkung des Markow-Algorithmus auf die örtliche Verteilung der Qualitätsfaktoren im Detektor. Die Anordnung ähnlicher Qualitäten in einem Quadranten eines Submoduls kann deutlich beobachtet werden. Der Blick geht in Richtung des Targets.

ist. Die abfallende Struktur ist durch die stetige Reduktion des maßgeblichen Faktors der „Temperatur“ zurückzuführen. Dabei fällt die Temperatur von dem ursprünglichen Wert $T = 9 \cdot 10^{-8}$ in 90 Schritten auf den finalen Wert von ca. 0,9 % ihres initialen Werts.

Die Verteilung der Qualitätsfaktoren nach der Optimierung kann im linken Teil von Abbildung 2.31 betrachtet werden. Dabei zeigt sich eine Verkleinerung der Streuung der Detektorantworten analog zum in Abbildung 2.30 dargestellten Prozess. Jedoch fällt auf, dass es einige Ausreißer in der Signalantwort gibt, welche teilweise auf das im Matchingprozess fixierte Submodul 1-X1Y4 zurückzuführen sind. Die entsprechenden Ausreißer sind im linken Teil der Abbildung mit roten Pfeilen markiert.

Im rechten Teil von Abbildung 2.31 ist die Veränderung der Streuung innerhalb der einzelnen Kompartimente vor (rot) und nach der Ausführung des Markow-Algorithmus (blau) dargestellt. Dieser Sachverhalt, wie auch die Verringerung der globalen Streuung der Detektorantworten kann in Abbildung 2.32 nachvollzogen werden. Dort sind die einzelnen Qualitätsfaktoren vor und nach dem Markow-Algorithmus örtlich aufgelöst. Dabei geht der Blick des Beobachters wie auch in den vorherigen Darstellungen entgegen der Strahlrichtung in Richtung des Targets. Im Anhang findet sich schließlich in Abbildung A.2 eine Darstellung der Verteilung der Spannungssteigungen des VPTT-Gains vor und nach der Optimierung.

2.5.7 Einstellung der optimalen Versorgungsspannung

Im letzten Schritt kann der Umstand ausgenutzt werden, dass die einzelnen Einheiten sowohl hinsichtlich kleiner Streuung der Qualität, wie auch der Spannungsabhängigkeit des Gains innerhalb eines Kompartiments geordnet wurden. Dieses Kriterium wurde gefordert, da pro Kompartiment der Submodule jeweils nur eine Hochspannung der VPTTs zur Verfügung gestellt werden kann. Daher kann die Streuung der Detektorantworten im kompletten Detektor verringert werden, indem für jedes Kompartiment eine optimale Betriebsspannung bestimmt wird. Die daraus resultierende Anpassung der einzelnen Quadranten der Submodule wird in Abbildung 2.33 dargestellt. Die optimale Betriebsspannung wird dabei so gewählt, dass der mittlere Qualitätsfaktor des Submodulquadranten möglichst nah an den Mittelwert

aller Qualitätsfaktoren rückt. Im linken Teil der ersten Zeile von Abbildung 2.33 ist die Verteilung der Qualitätsfaktoren für die jeweilig optimale Betriebsspannung dargestellt. Dabei fällt die Streuung der Detektorantworten nur rund ein Drittel so groß aus, wie bei der gemeinsamen Betriebsspannung von 950 V. Ein Vergleich mit dem letzten Teil der Abbildung zeigt auch hier, dass die größten Abweichungen vom Mittelwert durch die fixierten Einheiten des Submoduls 1-X1Y4 verursacht werden. Die relative Streuung beträgt demnach lediglich 1,1 % und ist daher zufriedenstellend. Bei der Notwendigkeit, die mittlere Detektorantwort zu reduzieren oder zu erhöhen, kann die optimale Versorgungsspannung der einzelnen Submodulquadranten entsprechend skaliert werden. Beispiele für eine entsprechende Skalierung finden sich in den nachfolgenden Teilabbildungen. Dabei zeigt sich, dass eine zehnprozentige Reduktion der Betriebsspannungen fast keine Auswirkungen auf die relative Streuung der Antworten hat und auch eine entsprechende Erhöhung um 10 % eine noch akzeptable Verschlechterung der Streuung herbeiführt. Es sei allerdings an dieser Stelle angemerkt, dass bereits bei der optimalen Spannung (vgl. Abb.2.33 unten links) einige der VPTTs am oberen Rand der erlaubten Betriebsspannung von 1 000 V betrieben werden und daher eine weitere Erhöhung der Spannung nicht leichtfertig durchgeführt werden sollte. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Signalantworten sind alle ohne Fehlerbetrachtung ausgewertet worden und die aus dem Matching resultierenden Verteilungen der Signalantworten unterschätzen die tatsächlich erreichbare Qualität der Streuung. In Kapitel 7 wird auf die Fehler der ermittelten Qualitätsfaktoren eingegangen.

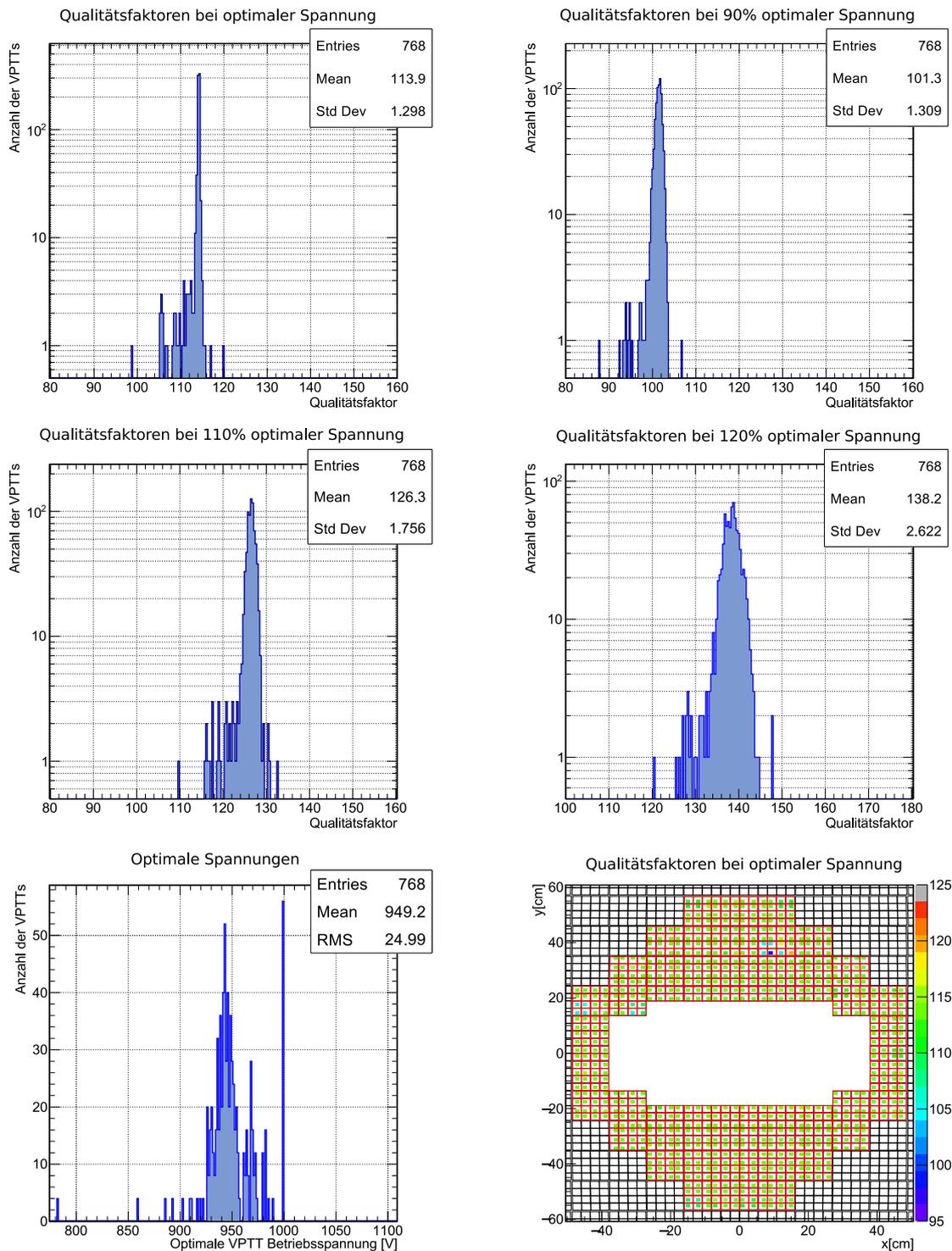


Abbildung 2.33: In den oberen zwei Reihen werden die Verteilungen der Qualitätsfaktoren für die optimale Betriebsspannung und verschiedene Skalierungen davon dargestellt. Ein Anlegen der jeweils optimalen Betriebsspannung reduziert die Streuung der Qualitätsfaktoren auf ca. ein Drittel des vorherigen Wertes. In den nachfolgenden Plots werden die individuellen Spannungen jeweils um einen konstanten Faktor modifiziert. In der unteren Reihe ist links die Verteilung der eingestellten optimalen Spannungen für alle VPTTs eingetragen sowie auf der rechten Seite die sich daraus ergebende örtliche Verteilung der Qualitätsfaktoren.

Aufbau des Teststands

3.1 Notwendigkeit des Teststands für die Vorwärts-Endkappen-Module

Nachdem die einzelnen Submodule der Vorwärts-Endkappe nach der Vorschrift des im vorherigen Kapitel vorgeschlagenen Matchings zusammengebaut worden sind, muss ihre Funktion geprüft werden. Dies ist von besonderer Wichtigkeit, da die Module in einem langwierigen Verfahren im Experiment installiert werden und anschließend von einer thermischen Isolierung und diversen weiteren Komponenten umschlossen werden. Diese Konstruktionsumstände schließen es nahezu aus, dass im Nachhinein einzelne Submodule während des regulären Betriebs ausgetauscht werden. Daher muss bereits vor dem Einbau der Module in die Vorwärts-Endkappe sichergestellt werden, dass sie voll funktionsfähig sind und die erwartete Leistungsfähigkeit bereitstellen.

Diese Anforderungen können mit dem \bar{P} ANDA-Teststand in Bonn überprüft werden. Im Wesentlichen ist entscheidend, dass die Submodule in allen Kanälen zuverlässig ein Energiesignal ausgeben und dass die Amplitude dieses Signals die vorher im Matching berechnete Stärke erreicht. Diese Aussagen können nur in einer Koinzidenzmessung¹ überprüft werden, da auf diese Weise eine Aussage über die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors getätigt werden kann. Außerdem muss die Flugbahn des gemessenen Teilchens bestimmt werden, um eine Aussage über die erwartete Energiedeposition zu treffen. Die zuverlässige Messung eines Energiesignals kann entweder mit einem Teilchenstrahl oder kosmischer Strahlung realisiert werden. Eine Messung mit einer radioaktiven Quelle ist wegen der hohen Dichte des Kristallmaterials ausgeschlossen. Den Teststand im Strahl eines Teilchenbeschleunigers zu betreiben, bietet zwar einige attraktive Möglichkeiten, ist jedoch wegen der hohen Betriebskosten des Beschleunigers nicht wirtschaftlich. Der Nachteil bei der Nutzung von kosmischer Höhenstrahlung gegenüber einem Teilchenbeschleuniger ist die sehr niedrige Rate der Ereignisse und die damit verbundene lange Messdauer.

Eine Messung mit kosmischer Höhenstrahlung ist hingegen ohne weitere Kosten möglich und erlaubt zusätzlich eine einfachere Betrachtung der Energiedeposition. Die detektierten Teilchen können in guter Näherung als minimalionisierende Teilchen (kurz MIPs) beschrieben und die im Detektormaterial deponierte Energie als proportional zur durchquerten Strecke durch das Material angenommen werden. Durch die Platzierung des Teststands im Keller des Helmholtz-Instituts für Strahlen- und Kernphysik sollten aufgrund der abschirmenden Wirkung des Gebäudes darüber lediglich Myonen für die Messung relevant

¹ Eine Koinzidenzmessung ermöglicht die Selektion gewünschter Ereignisse durch die zeitlich korrelierte Detektion desselben Ereignisses in einem unabhängigen Detektor.

sein. Eine Beschreibung der Eigenschaften kosmischer Höhenstrahlung ist in Abschnitt 1.5 festgehalten. Der größte Nachteil kosmischer Höhenstrahlung ist die geringe auftretende Rate der messbaren Ereignisse. Da jedoch der Zeitplan bis zur Fertigstellung des PANDA-Experiments ehrgeizig ist, können die Testmessungen für die einzelnen Module nicht beliebig lang durchgeführt werden. Stattdessen gilt es, ein minimales Maß an Statistik zu finden, welches eine zuverlässige Bestimmung der Qualität der vermessenen Einheiten erlaubt. Daher wird eine bei geringen Ereigniszahlen robust funktionierende Analysemethode benötigt.

Eine weitere Anforderung an die Teststation ergibt sich aus der Eigenschaft der PWO-II Kristalle des PANDA-Experiments (siehe Abschnitt 1.2.8) und deren geringer Lichtausbeute. Da die Lichtausbeute von PWO-II mit niedriger Temperatur zunimmt, wird sowohl das PANDA-Experiment als auch der für die Vorwärts-Endkappe vorgesehene Teststand bei $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ betrieben. Das bedeutet, dass der Teststand eine Klimakammer beinhalten und die Messung darin erfolgen muss. Konsequenterweise ergibt sich die Anforderung, dass der Messaufbau möglichst kompakt realisiert werden muss, um das benötigte Volumen einer Klimakammer aus Kostengründen möglichst gering zu halten.

3.2 Konzept der EreignisSelektion

In diesem Abschnitt soll die Implementierung der Koinzidenzmessung in den Aufbau des Teststands verdeutlicht werden. Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, muss ein mögliches Ereignis durch einen äußeren Triggerdetektor identifiziert werden. Bei einer Messung mit minimalionisierenden Teilchen kann ein kosmisches Teilchen jeweils vor und nach der Passage durch den Submodulkristall nachgewiesen werden. Dieses Vorgehen ist im linken Teil von Abbildung 3.1 verdeutlicht und ermöglicht eine grobe Bestimmung der durchquerten Strecke im Kristallmodul.

Um die Passage eines kosmischen Teilchens zu identifizieren, werden die logischen Ausgangssignale der Triggerdetektoren beobachtet und miteinander verknüpft (vgl. mittlerer Teil von Abb. 3.1). Falls beide logischen Signale eine zeitliche Überlappung aufweisen, wird ein Koinzidenzfenstersignal mit fester Länge ausgelöst und das vorliegende Ausgangssignal des Kristallmoduls aufgezeichnet². Die ungefähre Länge des vom kosmischen Teilchen durchquerten Kristallmaterials ist durch die beiden externen Triggerdetektoren festgelegt, sodass der mittlere Energieverlust im Kristallmaterial abgeschätzt werden kann. Durch einen Vergleich dieses Wertes mit dem Maximum des histogrammierten Ausgangssignals der Kristallauslese lässt sich ein Maß für die Verstärkung dieses Submodulkansals bestimmen.

Durch die Kombination der 16 Kristalle eines Submoduls mit den jeweils zwei dazugehörigen Triggerdetektoren ergibt sich ein Submodul mit zwei 16-kanaligen Triggerdetektoren, wie im rechten Teil von Abbildung 3.1 dargestellt. Diese Anordnung entspricht konzeptionell dem Aufbau jeder der vier vorhandenen Teststation-Module im Teststand. Die Entwicklung der einzelnen Bestandteile eines solchen Teststation-Moduls soll im folgenden Kapitel beschrieben werden.

3.3 Aufbau eines Teststation-Moduls

Das komplette Teststation-Modul wurde unter der Anforderung eines möglichst kompakten Designs entwickelt, damit jeweils zwei dieser Module in einem möglichst kompakten Volumen betrieben werden können.

Ein Teststation-Modul besteht im Wesentlichen aus dem Detektorsubmodul und den zugehörigen Triggerkomponenten mit der erforderlichen Haltestruktur. Das Gewicht des Submoduls von ca. 20 kg macht eine

² Dieses analoge Energiesignal wird derart verzögert, dass die Ansprechzeit der Elektronik kompensiert wird.

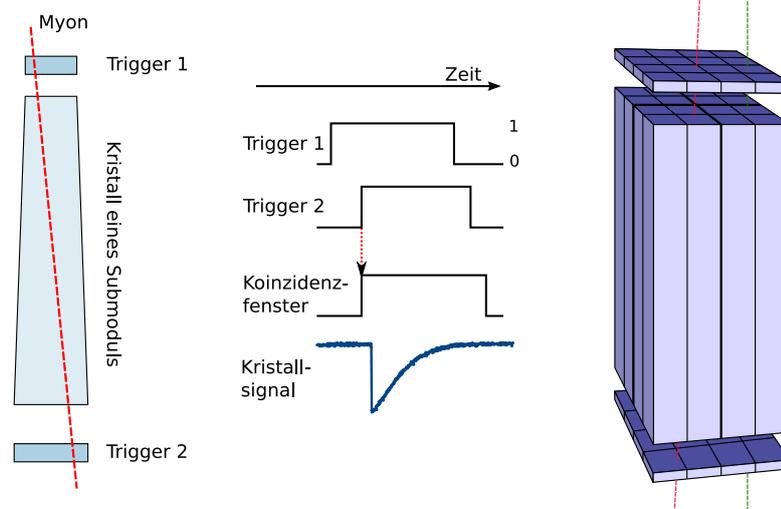


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Koinzidenzmessung mithilfe zweier Triggerdetektoren. Falls innerhalb eines festgelegten Zeitintervalls in beiden Triggerdetektoren ein Teilchen nachgewiesen wird, sollte es auch den in der Mitte gelegenen Kristall passiert haben. Im linken Teil der Abbildung ist die prinzipielle Anordnung der Koinzidenzmessung mit zwei externen Triggerdetektoren dargestellt. Im mittleren Teil der Abbildung kann die zeitliche Abfolge der logischen Signale der Triggerdetektoren und das resultierende Koinzidenzfenster mit fester Breite nachvollzogen werden. Innerhalb dieses Fensters wird ein potentielles Signal des Kristalls aufgenommen. Hierbei ist zu beachten, dass das Kristallsignal leicht verzögert wird. Im rechten Teil der Abbildung ist die Kombination aller Triggerkanäle mit den dazwischen platzierten Kanälen eines Submoduls zu erkennen.

solide Konstruktion des Haltegestells erforderlich, sodass beschlossen wurde, das Gestell aus Aluminium zu fertigen. In Abbildung 3.2 ist im linken Teil ein CAD-Modell³ des Teststation-Moduls abgebildet. Dabei werden die beiden Triggerdetektoren ober- und unterhalb des Submoduls mit der Haltestruktur positioniert, sodass eine reproduzierbare Geometrie in den einzelnen Messungen realisiert werden kann. Das Teststation-Modul enthält zudem eine auf dem unteren Triggerdetektor verschraubte Haltestruktur (*Interface*) für das Submodul sowie zwei verschiedene Typen von Hilfsplatinen. Die Platinen an den Seiten des Teststation-Moduls werden *Teststation-Patchpanel* genannt, nehmen die einzelnen Kabelverbindungen des Submoduls auf und geben diese über gesammelte Steckverbindungen weiter. Die Platine auf der Oberseite des Teststation-Moduls sorgt für eine Stabilisierung der Spannungsversorgungen und stellt das gepulste Licht für Lichtpulsermessungen im Teststand bereit.

Am oberen Ende des Teststation-Moduls ist eine Kranöse angebracht, sodass das Modul mithilfe des im Labor fest installierten Krans sicher und ohne größere Kraftanstrengungen auf den schubladenartigen Auszug der Klimakammer befördert werden kann.

3.3.1 Triggerdetektoren

Ein Triggerdetektor soll 16 Kanäle bieten, eine effiziente externe Triggerung des Submoduls möglich machen und außerdem kompakt sein. Diese Anforderungen schließen einen herkömmlichen Detektor aus anorganischem Szintillator mit Photomultiplier wegen des hohen Platzbedarfs aus. Da lediglich geladene Myonen nachgewiesen werden müssen (vgl. Kapitel 5) und keine Bestimmung der deponierten Energie gebraucht wird, ist die Verwendung eines Plastikszintillators angebracht. Dieser ermöglicht in Kombination mit einer optischen Auslese auf Halbleiterbasis eine kompakte Bauform. Für die Auslese

³ engl. *computer-aided design* = rechnerunterstütztes Konstruieren

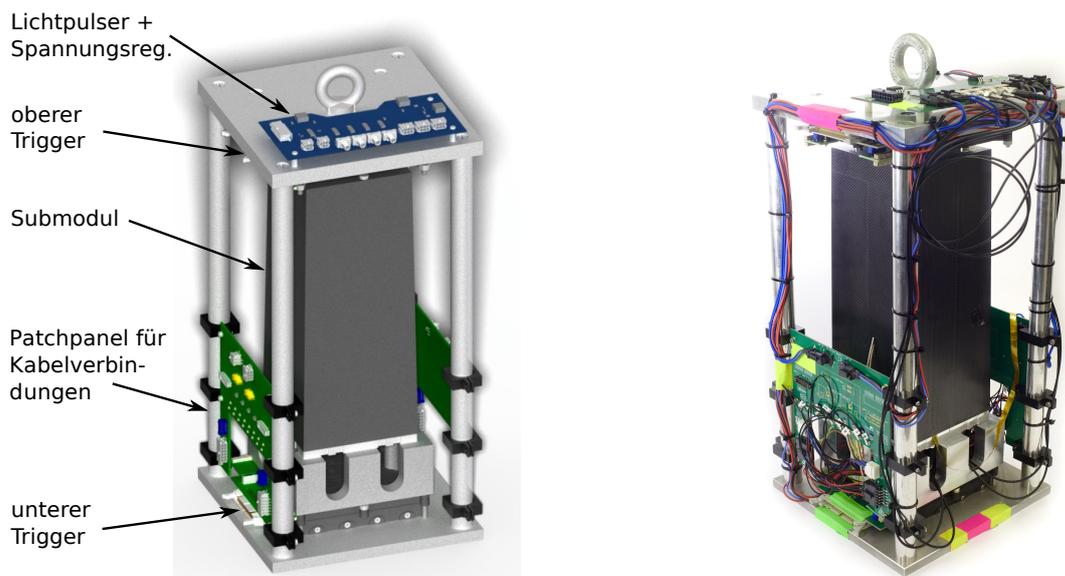


Abbildung 3.2: Ansichten eines Teststation-Moduls. Im linken Teil ist das CAD-Modell des Teststation-Moduls dargestellt. Neben dem Submodul in der Mitte können die beiden Triggerdetektoren in grau sowie die Haltestruktur erkannt werden. Zusätzlich dazu sind Hilfsplatinen an den Seiten und oberhalb der Haltestruktur dargestellt. Diese Platinen dienen sowohl der Verkabelung als auch der Spannungsversorgung und werden für den Lichtpulsler benötigt. Im rechten Teil der Abbildung ist ein Teststation-Modul in der Klimakammer abgebildet.

werden sogenannte Siliziumphotomultiplier (*SiPMs*) verwendet. SiPMs sind eine verhältnismäßig neue Detektorart und bestehen im Prinzip aus einer großen Anzahl parallel geschalteter Avalanche-photodioden (vgl. Abschnitt 1.3.2) in einer Pixelmatrix. Jede dieser APDs wird im sogenannten Geiger-Modus betrieben, sodass durch eintreffendes Licht freigesetzte Ladungsträger stets eine maximale Ladungslawine im entsprechenden Pixel erzeugen. In der Konsequenz ist es nicht möglich, aus dem Signal eines einzelnen Pixeldurchbruchs eine Energieinformation zu extrahieren. Da jedoch ein intensiveres Lichtsignal eine gewisse räumliche Ausdehnung hat, erfolgt ein Durchbruch in mehreren Pixeln. Am Ausgang des Detektors zeigt sich eine Überlagerung der Einzelpixelsignale, sodass eine gewisse Energieinformation extrahiert werden kann. In der Folge bildet der SiPM einen äußerst schnellen und empfindlichen Detektor für ankommende Lichtsignale. Ein wesentlicher Nachteil der SiPMs ist die hohe Rauschrate, welche jedoch temperaturabhängig ist und durch die Betriebstemperatur des Teststandes stark unterdrückt wird. Tiefergehende Informationen finden sich in [91].

In Abbildung 3.3 wird der Aufbau des Triggerdetektors verdeutlicht. Zuerst befinden sich die 16, von stark reflektierender Mylarfolie umschlossenen, je 1 cm dicken Plastikszintillatoren. Die Folie soll die Menge des Lichtes maximieren, welches in Richtung des oben befindlichen SiPMs abgestrahlt wird. Als Szintillationsmaterial wird das Material EJ-200 von Eljen verwendet. Es bietet eine verhältnismäßig gute Lichtausbeute von $\sim 1 \cdot 10^4$ Photonen/MeV und eine schnelle Signalanstiegszeit von 0,9 ns, sodass es bestens für die Verwendung als Triggerdzintillator geeignet ist [92]. Die SiPMs sind in Abbildung 3.3 nicht zu erkennen, da vom Gehäuse verdeckt, befinden sich jedoch unterhalb der grünen Platine und zeigen jeweils auf den quadratischen Ausschnitt in der Mylarfolie. Bei geschlossenem Triggergehäuse werden die SiPMs jeweils auf die Öffnung in der Folie gedrückt und koppeln über einen Luftspalt⁴ an den Szintillator. Dabei werden die SiPMs auf eine eigens entwickelte Platine gesteckt, auf welcher das

⁴ In der Anwendung wurde kein optisches Fett o.Ä. verwendet, da sich mit dem Luftspalt eine reproduzierbarere Ankopplung erreichen lässt.

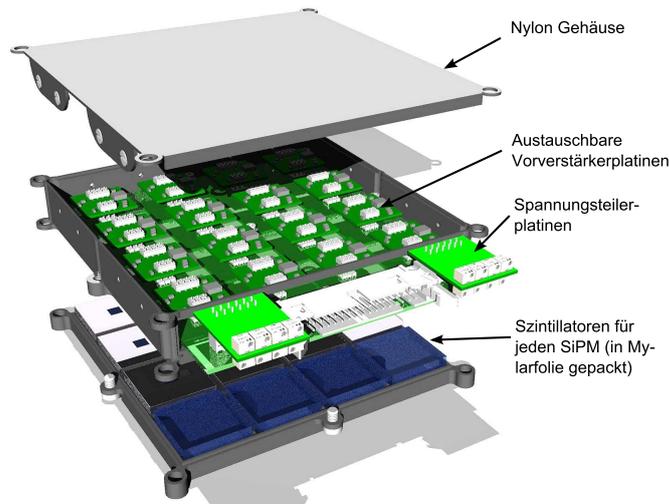


Abbildung 3.3: CAD-Modell des Triggerdetektors in einer Explosionsansicht mit den verschiedenen Komponenten. [93]

SiPM-Signal verstärkt und zum Weitertransport in ein differentielles Signal umgewandelt wird. Die derartige Übertragung des verhältnismäßig kleinen Signals macht eine Störung durch äußere Einflüsse unwahrscheinlicher, sodass ein ungeschirmtes Kabel verwendet werden kann.

Die Verstärkung der SiPMs ist stark von der Spannung über der Durchbruchspannung U_{BR} ⁵, der *Overvoltage* U_{OV} , abhängig. Da die Durchbruchspannung für jeden SiPM unterschiedlich ist, muss die jeweilige Betriebsspannung U_{bias} individuell eingestellt werden können. Hierzu wird die primärseitige Spannung von 31 V über die Spannungsteilerplattenen individuell für jeden Kanal mittels Drehpotentiometer eingestellt:

$$U_{OV} = \frac{U_{bias} - U_{BR}}{U_{BR}}.$$

Für die im Triggerdetektor verwendeten SiPMs PM3350 des Herstellers Ketek wird ein Betrieb mit bis zu 20 % Overvoltage empfohlen.

Die einzelnen Komponenten des Triggerdetektors werden von einem Gehäuse aus Nylon-Kompositmaterial umschlossen, welches per 3D-Sinterdruckverfahren hergestellt wurde. Die Detektorsubmodule haben eine sich verjüngende Gestalt, wie bereits in Abschnitt 1.3.1 beschrieben. Um trotz dieses Umstandes optimale Erfassung der Teilchenbahnen durch das Submodul zu gewährleisten, folgen die Abmessungen der Triggerdetektoren den Größen der beiden Endflächen des Submoduls. Das bedeutet, dass das Raster der Triggerkanäle für den unteren Detektor weiter als für den oberen ist. Ebenfalls größer sind im oberen Detektor die eingebauten Plastikszintillatoren.

Die modulare Konzeptionierung des Triggerdetektors macht ein schnelles Auswechseln defekter Komponenten möglich, sodass alle Bestandteile ohne aufwendige Lötarbeiten ausgewechselt werden können. Das Design für die Triggerdetektoren wurde bereits im Rahmen der Masterarbeit von Merlin Rossbach [93] entworfen, daher sind dort detailliertere Informationen zu finden. Die Effizienz der Triggerdetektoren wurde im Rahmen der Dissertation von Matthias Kube bestimmt und beträgt im Mittel über alle Triggerkanäle $(98,97 \pm 0,71) \%$, sodass die Triggerdetektoren sehr gut für ihre vorgesehene Aufgabe geeignet sind. [94]

⁵ Spannung, ab der eine Lawinenbildung möglich ist



Abbildung 3.4: Links: Ansicht des geöffneten Triggerdetektors mit der Grundplatine und den darauf gesteckten Vorverstärkerplatinen, welche auch die Wandlung des SiPM-Signals in ein differentielles Signalformat übernehmen. Auf der Vorderseite des Detektors sind die Spannungsteilerplatinen zur Einstellung der individuellen Betriebsspannung der SiPMs zu erkennen. Rechts: Einzelner Szintillator ohne reflektierende Folie und Vorverstärkerplatine mit aufgestecktem SiPM.

3.3.2 Patchpanel

Während die Triggerdetektoren für das Messprinzip erforderlich sind, werden die nun folgenden beiden Bestandteile des Teststation-Moduls hauptsächlich durch die Forderung nach optimaler Messergonomie motiviert. Das bedeutet, dass das Teststation-Modul derart konstruiert ist, dass die einzelnen Schritte der Messung für den Operateur möglichst einfach, ohne vermeidbare Fehlerquellen, schnell und ergonomisch durchzuführen sind. Arbeiten innerhalb des beschränkten Volumens und der schlechten Lichtverhältnisse der Klimakammer sind auf ein Minimum zu beschränken. Daher sollen möglichst viele der zum Submodul-Wechsel zwischen zwei Messzyklen erforderlichen Arbeitsschritte bereits außerhalb der Klimakammer erledigt werden. Ein Beispiel für einen besonders fehleranfälligen Schritt ist die Verkabelung der Signalleitungen der Photodetektoren (VPTTs oder APDs) des Submoduls, welche über sogenannte U.FL-Stecker erfolgt. Diese Steckverbinder mit der ungefähren Größe eines Streichholzkopfes sind fragil und verlangen eine sorgsame Handhabe, da sie nur für ca. 10 Steckzyklen zertifiziert sind. Damit diese Steckverbindungen und auch die Zuleitungen der Versorgungsspannungen bereits außerhalb der Klimakammer erfolgen können, wurde ein angepasstes Design der Patchpanel-Platine im Rahmen dieser Arbeit entwickelt.⁶ Das Patchpanel ist permanent an der Haltestruktur des Teststation-Moduls verschraubt (vgl. Abbildung 3.2) und nimmt alle Kabelverbindungen zum Submodul auf.

Da am Ausgang der Photodetektoren teilweise Signale mit schnellen Signalanstiegszeiten auftreten und diese möglichst ohne von ihren Reflexionen verfälscht weitergeleitet werden sollen, ist es von besonderer Bedeutung, dass die Leitungen auf der Patchpanel-Platine die gleiche Impedanz von $50\ \Omega$ wie der restliche Kabelweg zur Digitalisierungselektronik aufweisen. Daher wurde mit der Software *Polaris Si8000m* die optimale Konfiguration für den Lagenaufbau in der Platine bestimmt. Die sensiblen Signalleitungen werden dabei auf Innenlagen der Platine geführt und sind auf beiden Nachbarlagen von Masseflächen umschlossen, um mögliche Störeinflüsse zu minimieren. Die Impedanzsimulation gibt diverse Parameter für beispielsweise die Breite der Kupferleitung sowie deren Abstand zu be-

⁶ Die erste Version der Patchpanel-Platine wurde von C. Schmidt für den Einsatz in der Vorwärts-Endkappe entwickelt und nimmt dort eine vergleichbare Aufgabe wahr.

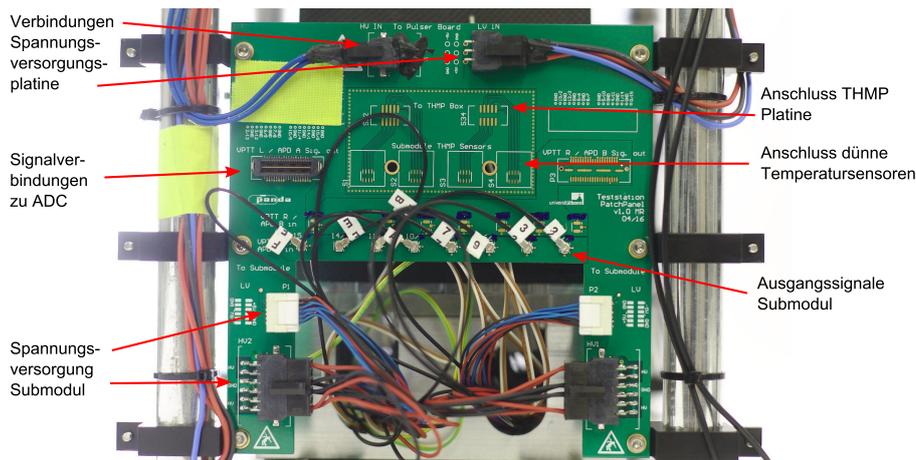


Abbildung 3.5: Das Teststation-Patchpanels im (teil-)verbundenen Zustand mit den Verbindungen für Hochspannung, Signale und Niedrigspannung zum Submodul. Die Stecker zur THMP-Box sowie zu den dünnen Temperatursensoren sind noch nicht angebracht. Da für die Übertragung der VPTT-Signale nur die Hälfte der Kanäle benötigt wird, sind die entsprechenden Stecker ebenfalls nicht angelötet.

nachbarten Masseflächen an. Die Platine ist schließlich in einem 4-Lagendesign realisiert und beachtet die durch die Impedanzsimulation geforderten Eigenschaften. Ein Computermodell der Platine ist in Abbildung 3.5 dargestellt und verdeutlicht den Aufbau. Im unteren Teil der Platine befinden sich die zum Detektor-Submodul verlaufenden Steckverbindungen. Die bereits angesprochenen U.FL-Buchsen für die Ausgangssignale der Photodetektoren sind versetzt angeordnet, sodass die Signalkabel ohne Überkreuzen sowie ohne mechanischen Zug verbunden werden können. Da für jedes Teststation-Modul zwei Patchpaneele verwendet werden, sind im VPTT-Messbetrieb auf jeder Seite lediglich acht Kanäle belegt. Die elektrischen Energiesignale der unterschiedlichen Kanäle werden schließlich mittels Samtec Steckverbindung⁷ über geschirmte Kabelverbindungen aus der Klimakammer geführt.

Neben der Signalweiterleitung verteilt die Platine ebenfalls die Spannungsversorgungen an die einzelnen Kanäle des Submoduls, sodass auch diese Verbindungen bereits außerhalb der Klimakammer hergestellt werden können. Im Fall der Hochspannungsversorgung wurde insbesondere Wert auf die Vermeidung von hohen Feldstärken an den Außenkanten der Leiterbahnen gelegt. Im mittleren Teil der Platine besteht die Möglichkeit, die für jedes Submodul vorgesehenen Temperatursensoren zu verbinden, sodass die Temperatur im Innern der Submodule während der Messung aufgezeichnet werden kann.

3.3.3 Lichtpulsplatine

Um einen reibungslosen Messbetrieb zu gewährleisten, muss vor Beginn der Messung eine Überprüfung aller Kabelverbindungen eines im Teststand platzierten Submoduls erfolgen können. Falls ein unzureichender Kontakt in einer der Kabelverbindungen zum Submodul erst während der Messung mit kosmischen Teilchen festgestellt wird, sind bereits einige Stunden durch das Abkühlen der Klimakammer vergangen und mindestens dieselbe Zeit muss nochmalig für den Aufwärmvorgang verstreichen, bis das Problem gelöst werden kann. Daher wird mit der von Karsten Koop entwickelten Platine auf der Oberseite des Teststation-Moduls die Möglichkeit für eine Lichtpulsermessung bei Raumtemperatur eröffnet.

Die Platine ist in Abbildung 3.6 abgebildet und ihr Kernstück sind fünf nECL⁸-Wandler mit jeweils

⁷ Steckverbindungen: Samtec QSE/QTE-020-01-D-A-L; Kabel: Huber+Suhner Enviroflex 178

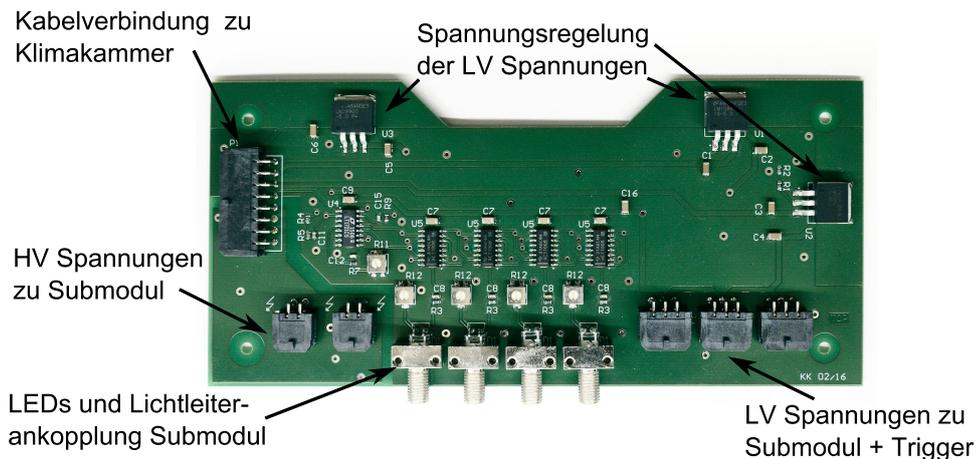


Abbildung 3.6: Lichtpulser- und Spannungsteilerplatine.

angeschlossenem Potentiometer. Auf diese Weise lassen sich, durch ein externes Logiksignal ausgelöst, vier elektrische Pulse mit einstellbarer Länge und Amplitude erzeugen. Diese Pulse werden jeweils auf eine LED mit blauer Emissionswellenlänge gegeben, deren Lichtsignal in eine optische Faser eingekoppelt wird. Jede der optischen Fasern transportiert das Lichtsignal an einen Quadranten des Submoduls. Der in den Kristall eingebrachte Lichtblitz kann von den Photodetektoren registriert und anschließend digitalisiert werden. Dadurch können alle beteiligten Kabelverbindungen des Submoduls gemeinsam überprüft werden. In diesem Prozess werden keine Szintillationsmechanismen des Kristalls benötigt, sodass die schlechte Lichtausbeute bei Raumtemperatur kein Hindernis darstellt.

Die Zuleitungen für die Spannungsversorgungen bis in die Klimakammer sind ca. 2,5 m lang und durch die beiden Triggerdetektoren wird ein Strom von ca. 1,5 A abgerufen, sodass es bei dem geringen Kabelquerschnitt zu einem nicht unerheblichen Spannungsabfall kommt.⁹ Daher erfüllt die Lichtpulserplatine eine weitere Aufgabe und sorgt für stabile Versorgungsspannungen. Für diese Aufgabe ist für jede der drei Versorgungsspannungen (± 5 V, 9 V) ein Spannungsregler verbaut. Ab der Platine werden getrennte Zuleitungen für Versorgung von Triggerdetektoren und Submodul genutzt, sodass ein Spannungsabfall auf den Versorgungsspannungen des Submoduls nicht auftritt.

3.4 Signalverarbeitung Teststation

In diesem Abschnitt soll der hardwareseitige Ablauf der Datennahme erläutert sowie die dazu benötigten Komponenten und ihre jeweilige Funktion vorgestellt werden. Dabei wird zunächst nicht auf die Digitalisierung der „langsamen“ Parameter des Experiments wie Temperatur oder die computergestützte Steuerung dieser Parameter eingegangen. Diese Aspekte werden in Abschnitt 4.1 beschrieben.

Stattdessen wird hier auf die Verarbeitung der Signale des Submoduls und der Triggerdetektoren eingegangen. Die fundamentalen Komponenten in diesem Prozess sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Dabei wird im oberen Bereich die Signalkette der zu charakterisierenden Energiesignale dargestellt. Das im Kristall durch Szintillationsmechanismen erzeugte Licht wird mithilfe der Photosensoren (VPTT oder je zwei APDs) in ein elektrisches Signal umgewandelt und im sich anschließenden *Shaper* modifiziert. Das Signal wird zunächst erheblich verkürzt, damit es besser zu prozessieren ist und anschließend mithilfe

⁸ nECL: engl. *negative emitter coupled logic*: Emittergekoppelte Logik. Standard für schnell operierende Logikkomponenten

⁹ Der Kabelquerschnitt ist durch die Größe der Kabeldurchführung in der Klimakammer beschränkt.

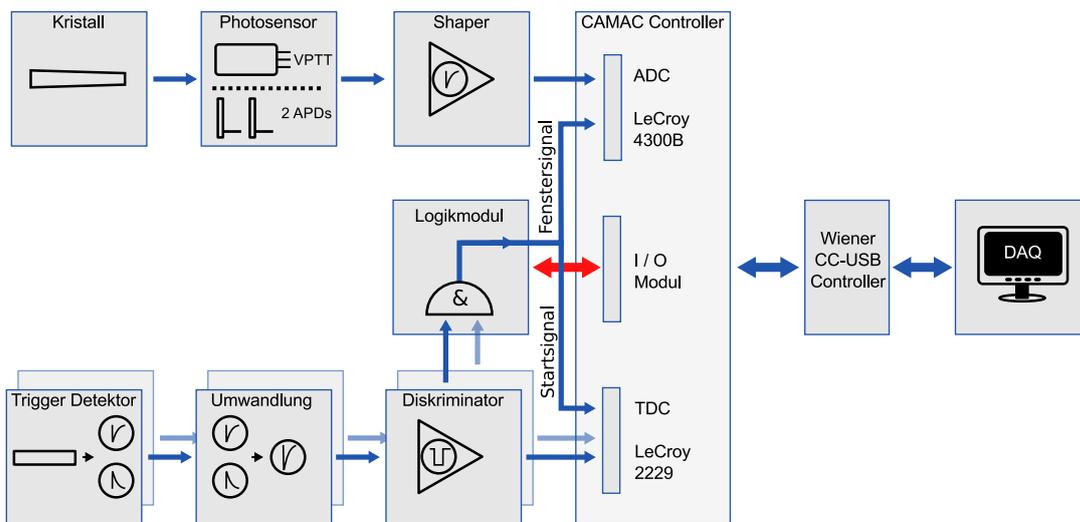


Abbildung 3.7: Kette der aufzuzeichnenden elektrischen Signale der Teststation und die daran beteiligten Komponenten. Die Signale der Triggerdetektoren lösen ein digitales Schwellensignal im Diskriminator aus und werden vom Logikmodul verarbeitet. Auf dem zweiten Signalast werden die elektrischen Energiesignale der Submodulkristalle durch Szintillation sowie Photosensor erzeugt und mittels Shaper geformt, sodass sie digitalisiert werden können.

des ADC¹⁰ digitalisiert werden kann (vgl. Abschnitt 3.4.4). Die Digitalisierung des Energiesignals der Submodulkristalle erfordert ein zeitlich angepasstes Integrationsfenster, welches durch ein Zusammenspiel aus den bereits beschriebenen Triggerdetektoren und dem Logikmodul erzeugt wird. Dafür muss das Signal der Triggerdetektoren jedoch weiter prozessiert und in ein digitales Format umgewandelt werden. Zur Erfüllung dieser Aufgaben wurde ein kombiniertes Modul im NIM-Format¹¹ entwickelt. Die beiden Bestandteile dieses Moduls und ihre Aufgaben werden im Folgenden erläutert.

3.4.1 Reconversion-Platine

Nachdem das Signal im differentiellen Signalformat aus der Klimakammer transportiert worden ist, muss es zur weiteren Verarbeitung zunächst in ein herkömmliches, unsymmetrisches Format konvertiert werden. Dazu wurde im Rahmen der Masterarbeit von Merlin Rossbach bereits eine erste Iteration der Reconversion-Platine entwickelt [93]. Die Umwandlung wird mithilfe eines schnellen differentiellen Verstärkers durchgeführt. Dabei wird die Differenz des Signals aus beiden Signaladern gebildet und so ein im Idealfall von äußeren Störeinflüssen bereinigtes Signal erzeugt. Dieser Vorgang findet im oberen Teil der links in Abbildung 3.8 dargestellten Platine für alle 16 Kanäle statt. Im unteren Teil der Platine ist die Spannungsversorgung für diese Platine und den rechts daneben platzierten Diskriminator untergebracht. Der verwendete NIM-Standard liefert über die Steckverbindung zum sogenannten NIM-Rack links unten mehrere Versorgungsspannungen. Dabei werden für dieses Modul $\pm 6\text{ V}$ abgegriffen und auf der Platine über Spannungswandler auf die benötigten $\pm 5\text{ V}$ geregelt. Es zeigte sich jedoch, dass der benötigte Strom des Diskriminators auf der -5 V -Zuleitung von $2,7\text{ A}$ eine Spannungsversorgung mit herkömmlichen Linearreglern ausschließt. Die für eine Ausgangsspannung von -5 V verfügbaren Linearregler liefern einen maximalen Ausgangsstrom von $1,5\text{ A}$ und scheiden daher aus. Daher wurde

¹⁰ analogue to digital converter: Instrument zur Digitalisierung analoger Eingangssignale

¹¹ engl.: *Nuclear Instrumentation Module*: ein 1968 von der US-Atomenergiebehörde festgelegter Standard für elektrische Module, welcher bis heute in der experimentellen Teilchenphysik stark verbreitet ist.

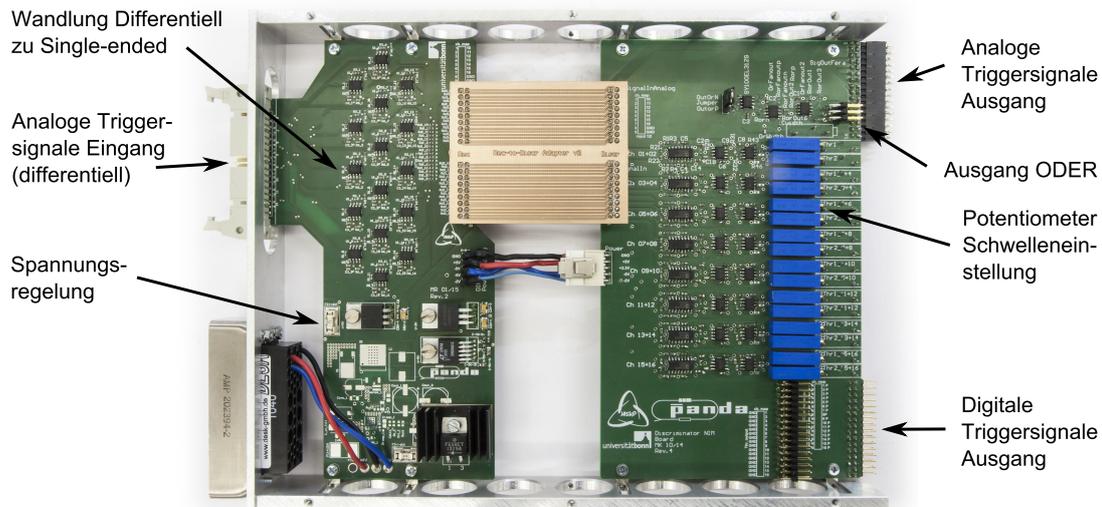


Abbildung 3.8: Ansicht der Reconversion-Platine (links) und des Diskriminators (rechts).

die Möglichkeit eines Aufwärtswandler-Bausteins¹² in Betracht gezogen und ein entsprechendes Design in mehreren Iterationen entwickelt. Trotz intensiver Untersuchungen konnte der Rauschbeitrag im Ausgangssignal nicht unter einen Beitrag von ca. 200 mV reduziert werden, was eine Verwendung als Versorgungsspannung des Diskriminators absolut ausschließt. Daher wurde auf der finalen Iteration des Platinendesigns eine weitere Möglichkeit zur Spannungsreduktion über eine Diode¹³ vorgesehen. Diese Möglichkeit wird nun in der Teststation verwendet und erzeugt die gewünschte Ausgangsspannung aus der externen -6 V -Versorgungsspannung des NIM-Rack. Diese Methode liefert den benötigten Ausgangsstrom äußerst zuverlässig und hat einen akzeptablen Rauschbeitrag.

3.4.2 Diskriminatoremodul

Das Diskriminatoremodul wurde von Matthias Kube im Rahmen seiner Dissertation entwickelt und ist im rechten Teil von Abbildung 3.8 dargestellt [94]. Der Diskriminator hat die Aufgabe, einen Anstieg eines der analogen Triggersignale durch die Ausgabe eines logischen Pulses auf dem zugehörigen Ausgangskanal zu signalisieren. Ein Anstieg eines der Eingangssignale wird im hier realisierten Fall des einfachen Diskriminators durch das Überschreiten einer konstanten Schwelle erkannt. Dabei wird das Eingangssignal über einen Komparator¹⁴ mit einem Referenzsignal verglichen. Dieses Referenzsignal ist die per Potentiometer für jeden Kanal individuell einstellbare Detektionsschwelle. Falls das Eingangssignal die entsprechende Schwelle überschreitet, wird am Ausgang des Komparators eine logische 1 ausgegeben, welche über nachfolgende nECL Bausteine in einen logischen Puls mit einstellbarer Länge überführt wird. Für jeden der Kanäle gibt es die Möglichkeit, sowohl das ursprüngliche analoge Triggersignal als auch jeweils zwei digitale Triggerpulse für die weitere Verarbeitung zur Verfügung zu stellen. Der analoge Signalausgang wird lediglich zum Einstellen der Triggerschwellen benötigt und im normalen Messbetrieb mit $50\ \Omega$ abgeschlossen. Einer der beiden Digitalausgänge jedes Kanals wird mit einer genau definierten Verzögerung auf den TDC¹⁵ gegeben, um dort die zeitliche Verzögerung des einzelnen

¹² engl. *Boost-Converter*, Modell LM25088MHX-1 von Texas Instruments

¹³ Schottkydiode MBRB1645T4G des Herstellers ON Semiconductors

¹⁴ elektronisches Bauteil, welches bei zwei anliegenden Eingangssignalen das höhere der beiden identifizieren kann.

¹⁵ eng. *Time To Digital Converter* : Digitales Messinstrument zur Bestimmung von Zeitdifferenzen

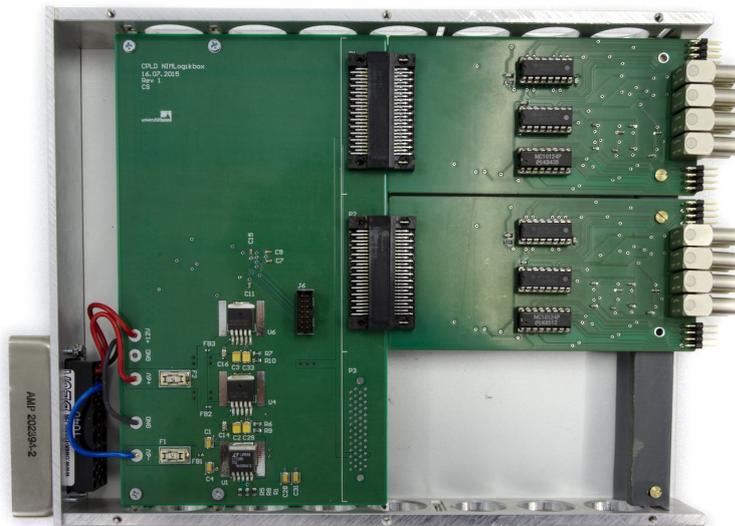


Abbildung 3.9: Ansicht des Logikmoduls. Auf der linken Seite ist die Basisplatine mit den drei Spannungsreglern zur Erzeugung der notwendigen Betriebsspannungen zu erkennen. Die CPLD-Logikeinheit befindet sich auf der Unterseite der linken Hauptplatine. Auf der rechten Seite sind zwei Aufsteckplatinen für die Logikoperationen der zwei Teststation-Module untergebracht. Dabei befinden sich auf den Einsteckkarten die Bausteine zur Signalwandlung und die entsprechenden Steckverbindungen für Signale nach dem ECL- oder NIM-Standard.

Triggerkanals zum jeweiligen Ereigniszeitpunkt zu messen.

Der Ereigniszeitpunkt wird durch das Eintreffen des Logikmodulsignals am TDC bestimmt, sodass die Verzögerung der einzelnen Triggerkanäle so eingestellt ist, dass deren Signale erst nach dem Eintreffen des Signals des Logikmoduls am TDC anliegen. Das jeweils zweite logische Ausgangssignal der Triggerkanäle könnte bei Bedarf auf einen *Scaler*¹⁶ gegeben werden.

Aus allen logischen Ausgangssignalen der 16 Kanäle des Diskriminatorsmoduls wird außerdem ein logisches ODER generiert, sodass an diesem Ausgang ein logischer Puls entsteht, sobald einer der Triggerkanäle des angeschlossenen Triggers ein Teilchen detektiert hat. Dieses ODER-Signal wird an das Logikmodul weitergeleitet. Zusätzlich wird dieses ODER-Signal mittels *Scaler* gezählt, sodass die kombinierte Rate der Triggerkanäle (jedes Moduls) in der Datenerfassungssoftware DAQ¹⁷ überwacht werden kann.

3.4.3 Logikmodul

Das Logikmodul ist für eine Interpretation der Triggersignale zuständig, erkennt daher ein vorhandenes Ereignis und leitet diese Entscheidung an andere Komponenten weiter. Dazu gehört neben der Mitteilung an die Datenerfassungssoftware DAQ auch die Festlegung eines Ereigniszeitpunktes durch das Versenden eines logischen Pulses an die TDC-Module. Die zeitliche Einordnung aller anderen Einträge eines Ereignisses erfolgt in Bezug auf das Eintreffen des Logikmodulsignals am TDC¹⁸. Außerdem generiert das Logikmodul ein Integrationsfenster für die Digitalisierung der Submodulsignale im ADC.

Das Logikmodul wurde von Christoph Schmidt entwickelt und ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Es

¹⁶ elektrisches Modul, welche die Anzahl eingetroffener logischer Eingangssignale zählt.

¹⁷ engl. Data-acquisition

¹⁸ Diese TDC-Konfiguration wird auch *common-start* Konfiguration genannt.

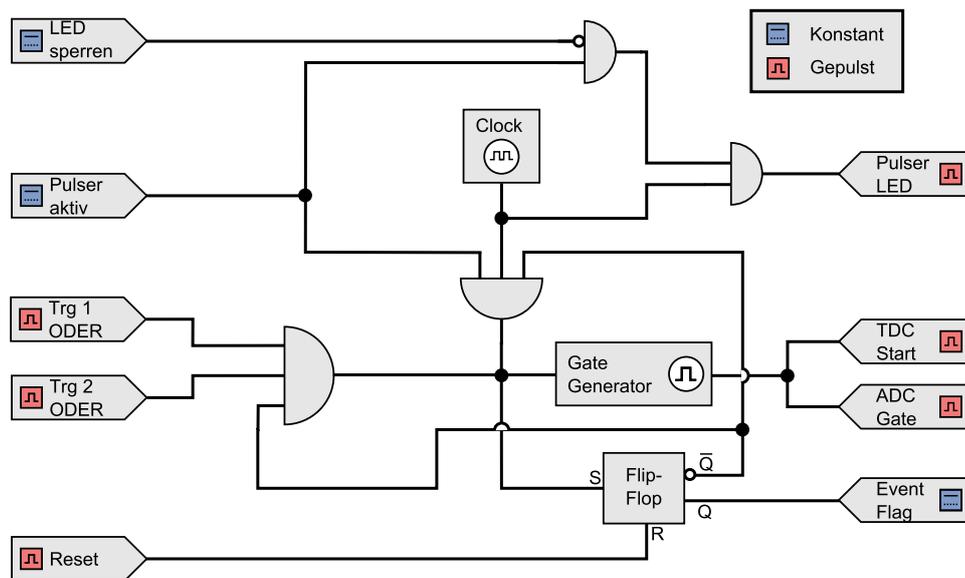


Abbildung 3.10: Schematische Funktionsweise des Logikmoduls. Auf der linken Seite sind die Eingänge, auf der rechten Seite die Ausgänge jeweils zwei verschiedener Typen dargestellt.

ist ebenfalls in einem Gehäuse mit NIM-Formfaktor untergebracht und besteht aus einer Basisplatine mit bis zu drei Aufsteckmodulen. Dabei enthält die Basisplatine im linken Teil von Abbildung 3.9 neben den Linearreglern zur Spannungsversorgung den wichtigsten Bestandteil, ein CPLD¹⁹. Ein CPLD besteht aus einer großen Zahl von durch Hardwarebeschreibung miteinander kombinierbarer logischer Grundbausteine, sodass mit dem CPLD komplexe Aufgaben erfüllt werden können.²⁰

Die Aufsteckmodule sorgen lediglich für eine Konvertierung verschiedener Logiknormen der Ein- und Ausgangssignale hin zum von der CPLD verwendeten Logikstandard. Im Fall der Ausgänge in Richtung der TDC bzw. ADC-Module wird der ECL-Standard oder im Fall der restlichen Ausgänge der NIM-Standard verwendet. Eintreffende Eingangssignale im NIM-Standard werden zunächst mithilfe eines NPN-Transistors auf ein anderes Spannungslevel konvertiert und schließlich in jeweils einen der Eingänge eines ECL-nach-TTL Wandlers gespeist²¹. Der andere der beiden Eingänge wird in diesem Fall mit der Masse verbunden, sodass sich durch die Verarbeitung im Wandler ein bereinigter Puls ergibt. Die eintreffenden Signale im nECL-Format werden direkt auf die beiden Eingänge des ECL-nach-TTLWandlers gegeben, sodass sich danach ein Signal im TTL-Format ergibt. Anschließend werden die vorhandenen TTL Signale im 5 V Standard mithilfe eines Bus-Transceivers²² in den von der CPLD verwendeten LVTTTL-Logikstandard mit einer Versorgungsspannung von 3,3 V umgewandelt.

Die Beschreibung des Logikmoduls und die damit implementierte Funktionsweise ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Dabei befinden sich die Eingänge auf der linken Seite der Abbildung und die Ausgänge auf der rechten Seite. Die Schnittstellen nach außen sind dabei in gepulste Ein- bzw. Ausgänge oder solche mit einem konstanten logischen Niveau aufgeteilt.

Im Fall eines gewöhnlichen kosmischen Ereignis liegen, mit kleiner Verzögerung zueinander, fast gleichzeitig die logischen Signale beider ODER-Triggereingänge am unteren UND des Logikmoduls

¹⁹ engl. Complex Programmable Logic Device

²⁰ Das hier verwendete CPLD XC95144XL von Xilinx weist eine maximale Taktfrequenz von 178 MHz und insgesamt 3200 benutzbare Logikgatter auf. [95]

²¹ Es wurde das Modell MC10H125 von ON Semiconductor gewählt

²² SN74LVC4245A Octal Bus Transceiver der Firma Texas Instruments

an. Das Modul gibt einen logischen Puls aus und ist danach bis zum Zurücksetzen für alle weiteren Eingangssignale der Trigger blockiert. Das Ausgangssignal des UNDs löst den Gate Generator aus, sodass der ADC ein Integrationsfenster für die Kristallsignale und die TDC-Detektoren einen *common-start* Impuls erhält. Dieser Startimpuls dient als Referenz für die individuellen Stoppsignale der einzelnen Triggerkanäle, welche künstlich verzögert eintreffen. Nachdem der *common-start* Impuls eingegangen ist, wird für eine Zeitspanne von 100 ns auf zeitlich korrelierte Diskriminatorsignale gewartet und deren Verzögerung zum Startsignal ermittelt. Liegt innerhalb dieses Zeitrahmens ein Triggersignal vor, wird der entsprechende Triggerkanal mit dem vorliegenden Ereignis assoziiert. Neben dem Gate Generator wird auch das Flip-Flop²³ im unteren Teil des Schemas mit dem Ausgangssignal des UNDs aus den beiden Triggerdetektoren versorgt. Durch das Setzen dieses Flip-Flops liegt an seinem negierten Ausgang \bar{Q} kein Signal an und das UND für die eintreffenden Triggersignale wird zukünftig blockiert. Zusätzlich liegt durch das Setzen des Flip-Flops am Ausgang des Logikmoduls ein Event-Flag an, welches einen Eingang des I/O-Modul²⁴ auf eine logische 1 setzt. Der Zustand dieses Eingangs wird durch die DAQ regelmäßig überprüft, sodass sie die Speicherung der in TDC und ADC gemessenen Werte veranlassen kann. Sobald diese Auslese erfolgreich abgeschlossen ist, kann über einen Ausgang des I/O-Moduls ein Puls zum Zurücksetzen des Logikmoduls (Reset) gegeben werden. Dieser setzt das Flip-Flop sowie damit das Event Flag zurück und öffnet die Logik für die Interpretation der Triggersignale, sodass das nächste Ereignis gemessen werden kann.

Zusätzlich zu den Komponenten für den normalen Messbetrieb in der unteren Abbildungshälfte werden die Elemente in der oberen Hälfte für eine Lichtpulser- bzw. Pedestalmessung benötigt. Dabei gibt die Clock ein periodisches Logiksignal aus und kann bei Bedarf durch das Anlegen einer logischen 1²⁵ auf dem „Pulser aktiv“-Eingang in die Logik eingespeist werden, sodass eine periodische Signalauslese gestartet wird. Dabei wird analog zum kosmischen Signal die Aufnahme nachfolgender Ereignisse bis zur Bestätigung durch die DAQ unterdrückt. Wahlweise kann die Pulsermessung als Pedestalmessung oder als Lichtpulsermessung betrieben werden. Im Fall einer Pedestalmessung muss der Eingang „LED sperren“ mithilfe eines Ausgangs des I/O-Moduls auf 1 gesetzt werden. Das Signal der LED wird schließlich an die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Lichtpulserplatine übermittelt und dort für die Auslösung der LED genutzt.

Die an dieser Stelle schematisch beschriebene Programmierung ist etwas vereinfacht, da besondere Vorkehrungen gegen das Erreichen eines undefinierten Zustands in der Logik über die Realisierung einer sogenannten *State-machine* getroffen werden müssen, welche in der schematischen Darstellung nicht wiedergegeben werden.

Die Programmierung wird mit der Software *ISE Design Suite* von Xilinx realisiert und die dort erzeugte *Firmware* über eine JTAG-Schnittstelle auf die Platine übertragen. Teil dieser Arbeit war lediglich die Erweiterung der bisher bestehenden Hardwarebeschreibung, um die Möglichkeit einer Pedestal- bzw. Lichtpulsermessung zu schaffen.

3.4.4 Shaper

In der Entstehung des Submodulsignals wird zunächst das durch den Kristall erzeugte Szintillationslicht mithilfe einer VPTT (oder 2 LAAPDs) in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt sowie anschließend mithilfe des Vorverstärkers weiter verstärkt. Aus dieser Signalkette ergibt sich ein Ausgangssignal mit einer positiven Polarität, der verwendete ADC FERA4300B von Lecroy bietet jedoch lediglich die

²³ auch bistabile Kippstufe genannt ist eine elektrische Schaltung mit zwei verschiedenen Zuständen am Ausgang. Dabei hängt der Ausgangszustand von den an den Eingängen vorgefallenen Ereignissen ab.

²⁴ Input/Output-Modul: Modul, welches eine bidirektionale Kommunikation mit der DAQ ermöglicht.

²⁵ über das I/O-Modul

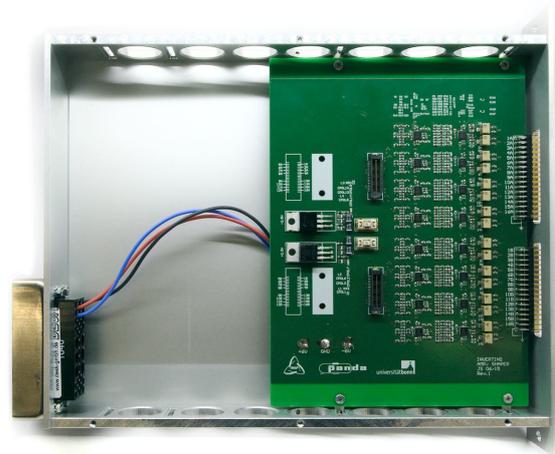
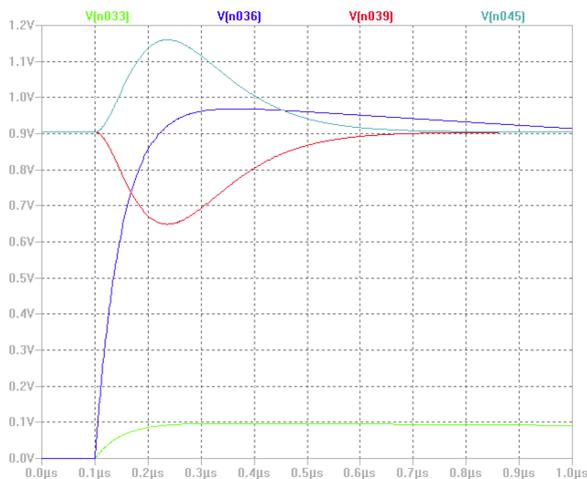


Abbildung 3.11: Links: Simulierte Signalmodellierung des im KVI Groningen entwickelten Shapers für das \bar{P} ANDA-Experiment [96]. Rechts: Ansicht des für die Teststation entwickelten Shapers [96].

Möglichkeit zur Aufnahme von Signalen mit negativer Polarität. Daher ist ein elektronisches Bauteil zur Umkehr der Polarität des aufzunehmenden Signals erforderlich. Zusätzlich ist es nützlich, eine signalformende Verarbeitung der Eingangspulse ebenfalls auf diesem Bauteil zu integrieren. Ein solches Bauteil wird in der Regel Shaper genannt und wird auch im \bar{P} ANDA-Experiment angewendet. Die Aufgabe des am KVI Groningen entwickelten Shapers für das \bar{P} ANDA-Experiment ist die frequenzabhängige Verstärkung des Eingangssignals. Auf diese Weise können hochfrequente Rauschanteile aus dem Signal gefiltert werden. Zusätzlich bietet der Shaper zwei verschiedene Ausgänge mit unterschiedlicher Verstärkung, um bei verschiedenen Signalamplituden den dynamischen Bereich des ADC optimal auszunutzen. Außerdem wird durch die Modellierung des Energiesignals dessen Länge erheblich verkürzt, sodass die Gefahr von Mehrfachereignissen (*Pile-up*) im Digitalisierungsfenster deutlich vermindert wird. Eine Simulation der Veränderung der Signalform lässt sich im linken Teil von Abbildung 3.11 erkennen. Das Signal wird dabei deutlich auf eine Länge von ca. $0,7 \mu\text{s}$ verkürzt. [96]

Der Shaper für die Teststation wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von Janina Schweitzer basierend auf dem Design des Shapers bei \bar{P} ANDA entwickelt und weist in der finalen Version einen ähnlichen Aufbau auf [96]. Da der hier verwendete ADC keine zwei separaten Eingänge bietet, sind keine zwei Ausgänge mit unterschiedlichen Verstärkungen erforderlich. Das Shapermodul wird in einem Gehäuse des NIM-Standards untergebracht und bietet 32 Kanäle. Daher können mit einem Shapermodul alle Signale eines APD-Submoduls oder die zweier VPTT-Submodule ausgelesen werden. Im Unterschied zum KVI-Shaper wurde im Design für die Teststation die Möglichkeit einer hardwareseitigen Pedestalkorrektur über ein Potentiometer eingerichtet. Die modifizierten Signale werden auf der Vorderseite des Shapermoduls auf ein ca. 20 m langes Verzögerungskabel gegeben, woraufhin sie zeitgleich mit dem Fenstersignal (Gatesignal) des Logikmoduls am ADC eintreffen, sodass das Pulsintegral digitalisiert werden kann.

3.5 Klimakammer

Aufgrund der geringen Lichtausbeute der PWO-II-Kristalle muss die Vermessung der Submodule wie auch im späteren Experiment bei $-25 \text{ }^\circ\text{C}$ erfolgen. Daher wurden für die Teststation in Bonn zwei Klimageräte „TA 30“ des Herstellers Mytron erworben. Diese Klimageräte bieten ein vom 4 kW Kühlaggregat

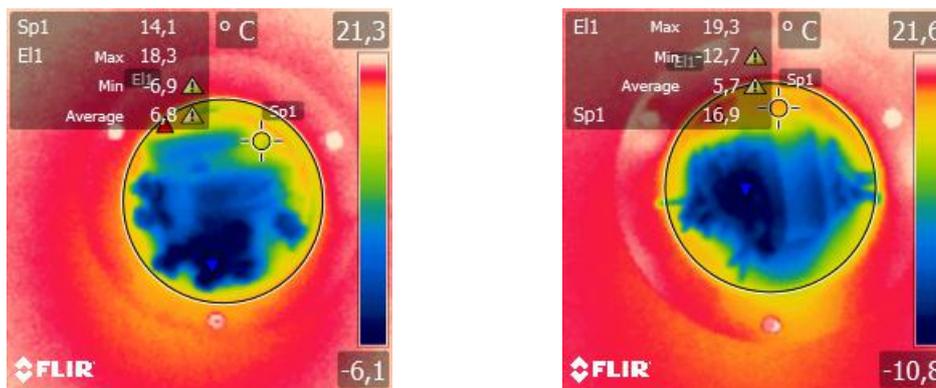


Abbildung 3.12: Temperaturmessungen zweier verschiedener Kabeldurchführungen (links: Polyurethan-Schaum, rechts: Chloroplenstopfen). Der Blick der Aufnahme zeigt von außen auf die mit Kabelstücken realisierten Durchführungsoptionen. Es ist jeweils ein Temperaturbereich für die Spotmessung (Fadenkreuz, Wert mit Sp1) markiert, welcher für beide Optionen eine vergleichbare Außentemperatur zeigt.

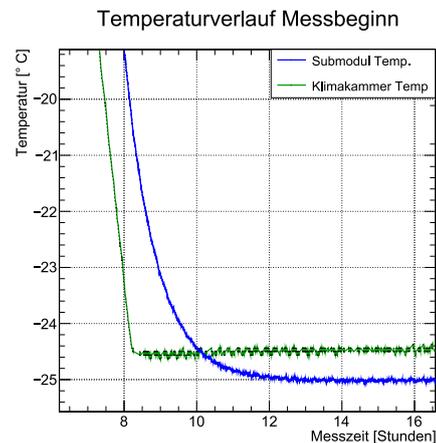
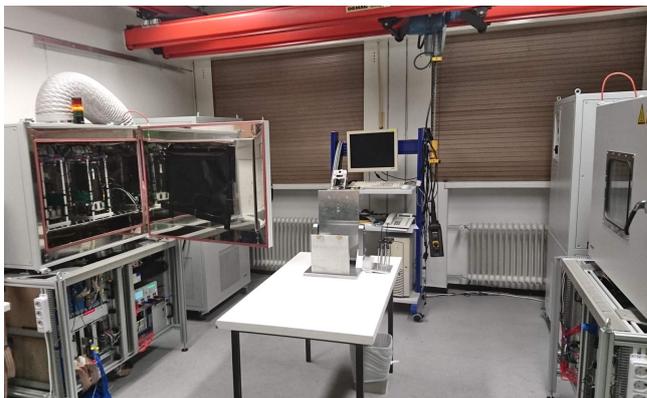


Abbildung 3.13: Links: Ansicht des Labors mit den beiden Klimakammern, dem Kran an der Decke des Raums und der Kippvorrichtung für die Submodule. Rechts: Temperaturverlauf gegen Ende eines schnellen Abkühlvorgangs. Dargestellt sind die gemessenen Temperaturen eines am Rand der Klimakammer positionierten 1-Wire Temperatursensors (grün) und eines direkt am Submodul positionierten und mit dem THMP-Modul ausgelesenen dünnen Temperatursensors. Das Submodul braucht eine um ca. 3 Stunden längere Zeitspanne, bis es die Zieltemperatur erreicht hat.

entkoppeltes Kühlvolumen, welches mit 125 L Fassungsvermögen ein ausreichendes Volumen für die Aufnahme zweier Teststation-Module bietet. Die Klimakammer kann bis auf eine Temperatur von -30 °C gekühlt werden und es besteht die Möglichkeit, den Innenraum mit Trockenluft zu spülen, damit beim Aufwärmen keine Kondensation stattfindet.

Die Kommunikation mit der Slowcontrolsteuerung (vgl. Abschnitt 4.1) findet über eine RS232-Schnittstelle des verbauten Eurotherm 2416 Temperaturreglers statt, sodass die Klimakammer ferngesteuert werden kann.

Damit die beiden Teststationen betrieben werden können, muss ein Einbringen von 64 geschirmten Signalkabeln, 4 jeweils 34-poliger Flachbandkabel sowie eine Reihe von ~ 20 Spannungsversorgungskabeln in die Klimakammer ermöglicht werden. Zu diesen Zweck bieten die Kühlvolumina der Klimakammern je

eine Kabeldurchführung in der Form eines 6 cm sowie eines 8 cm Durchmesser umfassenden Lochs in der Seitenwand. Damit keine großen Wärmebrücken bei der Durchführung entstehen, sollten die Kabel von einem wärmeisolierenden Material umschlossen werden. Für die Isolierung wurden zwei unterschiedliche Methoden verglichen: die Ausschäumung des freien Volumens um die Kabel mit Polyurethan-Schaum sowie die Verwendung eines Chloroplen-Kautschuk (CR) Stopfens mit einer Reihe von Schlitzen. Die Methode unter Verwendung des Polyurethan-Schaums ist nicht sehr vorteilhaft, da sie eine nachträgliche Änderung der Kabelkonfiguration ausschließt. In Abbildung 3.12 ist die qualitative Vergleichsmessung mit einer Wärmebildkamera dargestellt. Dabei zeigt sich im jeweils ausgewählten Messbereich (Fadenkreuz) kein großer Unterschied in der Temperatur auf der Außenseite der beiden Kabeldurchführungen. Folglich wird die flexible Variante der CR-Stopfen des Herstellers WST-Winkel umgesetzt.²⁶ Zusätzlich werden die aus dem Kühlvolumen kommenden Kabel mit einer für Heizungsrohre typischen Ummantelung versehen, um Kondensation zu vermeiden.

Bevor die Vermessung eines Submoduls beginnen kann, muss es vollständig auf die Betriebstemperatur von -25 °C gebracht werden. Die Temperatur des Submoduls und der Klimakammer sind während der letzten Stunden des Abkühlvorgangs im rechten Teil von Abbildung 3.13 dargestellt. Dabei fällt auf, dass sich die Temperatur direkt am Submodul wegen der hohen thermischen Kapazität des Submoduls verzögert stabilisiert. Bei der dargestellten schnellen Temperaturrampe von -9 °C h^{-1} braucht das Submodul ca. 3 Stunden länger als das restliche Volumen der Klimakammer, bis es die Zieltemperatur von -25 °C erreicht hat. Das bedeutet, dass vor Messbeginn entsprechend länger gewartet werden muss. Die unterschiedlichen Zieltemperaturen der beiden Sensoren in der Klimakammer (in Abb. 3.13) sind auf eine unzureichende Kalibrierung des 1-Wire Sensors zurückzuführen. Im Messbetrieb wird die Rampgeschwindigkeit der Klimakammer auf 4 °C h^{-1} reduziert, um den thermischen Stress auf das Submodul zu reduzieren. Dadurch ist eine Wartezeit von 90 Minuten zwischen Beenden der Temperaturrampe und dem Beginn der Messung ausreichend.

Im Folgenden wird der übliche Messablauf für die Vermessung der Submodule und die erforderliche Interaktion des Operateurs beschrieben.

3.5.1 Messablauf für die Vermessung der Submodule

Damit ein möglichst reibungsloser Messbetrieb für die Submodule realisierbar ist, soll die Messung einfach durchzuführen sein und wenige Interaktionen mit dem Operateur erfordern. Zu diesem Zweck wurde der Messablauf im Rahmen dieser Arbeit optimiert und mehrere Hilfsmittel konstruiert.

Der erste Schritt zur Vorbereitung der Messung ist die Ablage des Submoduls in der entsprechenden Mulde der (im Rahmen dieser Arbeit konstruierten) Kippvorrichtung mithilfe des im Labor verfügbaren Krans. Die Submodulhalterung aus Bochum wurde modifiziert, sodass eine Anhebung mit dem Kran oberhalb des Submodulschwerpunktes möglich ist (vgl. linker Teil von Abb. 3.14). Im Anschluss kann das Teststation-Modul ebenfalls auf der Ablage platziert werden und die Steckverbindungen zwischen beiden Komponenten können hergestellt werden (vgl. auch Abb. 3.15). Dabei müssen im Fall des VPTT-Submoduls 16 Signalleitungen mit dem Teststation-Patchpanel verbunden werden. Zusätzlich müssen die je 4 Hochspannungs- sowie 4 Niederspannungsstecker verbunden werden. Zuletzt müssen die Lichtfasern für die Lichtpulsermessung angebracht werden, sodass das Interface angeschraubt werden kann. Anschließend wird der untere Triggerdetektor in Position gebracht, die Bodenplatte des Teststation-Moduls befestigt und eine Schraubverbindung zwischen Submodul und Teststation-Modul hergestellt. Daraufhin kann der Drehmechanismus der Halterung betätigt und das Submodul in eine aufrechte Position gebracht

²⁶ Die Stopfen werden mit einem um 10 % höheren Durchmesser als die Kabeldurchführungen verwendet, damit ein guter Verschluss der Durchführung gewährleistet werden kann.



Abbildung 3.14: Beispielhafte Verwendung der Kipphilfe für das Submodul. Zunächst wird das Submodul mit Kran und Transporthilfe auf der vorgesehenen Mulde platziert (links). Anschließend wird das Submodul mit dem Teststation-Modul verkabelt und verschraubt (Mitte). Im letzten Schritt (rechts) wird das Teststation-Modul in eine aufrechte Position gekippt, sodass es mit dem Kran auf dem schubladenartigen Auszug der Klimakammer platziert werden kann.

werden.²⁷ Das Teststation-Modul kann mit dem Kran in die Klimakammer gebracht werden, wo anschließend noch 5 farblich unterschiedlich markierte Kabelverbindungen hergestellt werden müssen. Durch das Starten der entsprechenden Software mit wenigen Handgriffen kann zunächst der Lichtpulserlauf begonnen werden und damit alle Kabelverbindungen geprüft werden, bevor der zeitintensive Kühlvorgang gestartet wird. Dadurch kann ein eventuell auftretender Fehler sofort korrigiert werden. Nach einer Benutzereingabe wird der automatisierte Messzyklus gestartet. Dieser beinhaltet:

1. Abkühlung des Kühlvolumens mit 4 °C/h auf -25 °C → 12,5 h
2. Warteperiode bis zu gleichmäßiger Temperatur → 1,5 h
3. Messung mit kosmischer Höhenstrahlung → 93 h
4. Aufwärmen mit gleicher Geschwindigkeit → 12,5 h
5. Umbau der Submodule → 2 h

Damit ergibt sich ein Messzyklus von 5 Tagen. Dabei können zwei Submodule parallel pro Klimakammer vermessen werden. Insgesamt gibt es 214 volle Submodule mit 26 Kanälen (VPTT und APD-Submodule zusammen) sowie 54 halbe Submodule mit nur 8 Positionen [97]. Da die Verschraubung der halben Module lediglich ein Submodul pro Teststation-Modul erlaubt, müssen 268 Submodule einzeln vermessen werden. Dadurch ergibt sich bei zwei Klimakammern und jeweils 2 Teststation-Modulen eine theoretische Messdauer von 335 Tagen.

Im folgenden Abschnitt wird die für die Steuerung der Teststation notwendige Software beschrieben.

²⁷ Die Verkipfung des Submoduls wird durch zwei sogenannte Rotationsdämpfer gedämpft, um eine möglichst erschütterungsarme Absenkung zu gewährleisten.

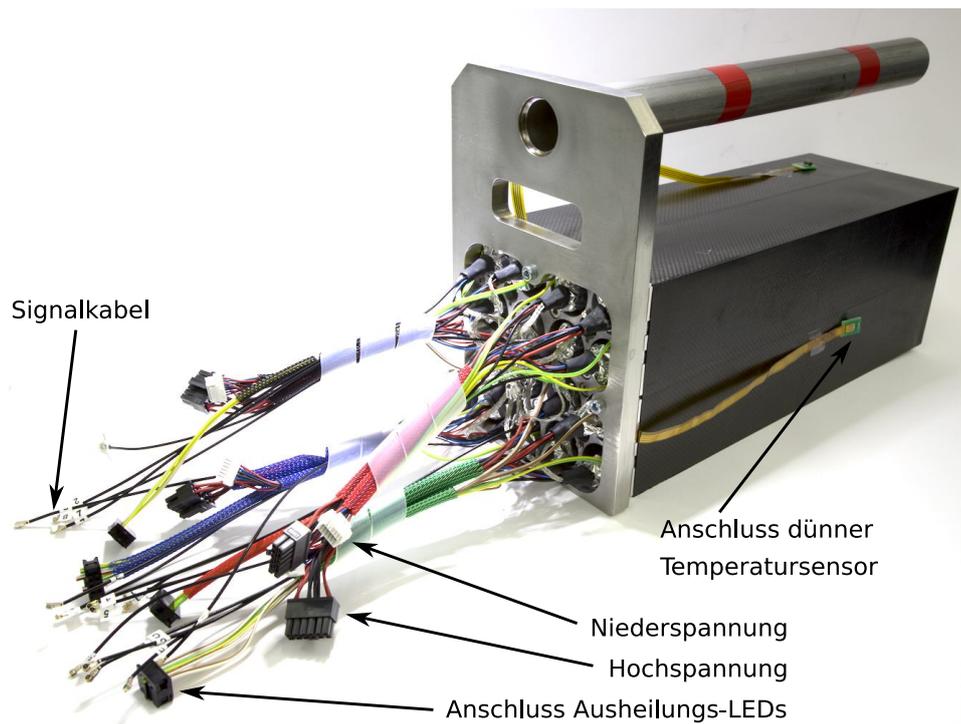


Abbildung 3.15: Zusammengebautes Submodul mit daran befestigtem Haltegriff für den Transport. Die Gruppierung der Kabel ist entsprechend der einzelnen Quadranten erfolgt, damit ein schneller Anschluss erfolgen kann.

Software des Teststands

Für den Betrieb des Teststandes der Endkappensubmodule werden im Wesentlichen zwei Softwarebestandteile benötigt. Dazu gehört zunächst eine *Slowcontrol* genannte Steuerung für die „langsameren“ Rahmenparameter des Experiments, welche mit dem EPICS-Softwarepaket realisiert wurde. Die Slowcontrol überwacht und steuert die Infrastruktur des Experiments wie zum Beispiel benötigte Versorgungsspannungen oder die Temperatur in der Klimakammer.

Der zweite Bestandteil ist eine Software zur Steuerung der Digitalisierung aller Energie- und Zeitsignale des jeweiligen Submoduls sowie zur Steuerung der bereits in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Triggerlogik. Diese Softwarekomponente muss, im Gegensatz zur Slowcontrol, schnell reagieren und geringe Totzeiten aufweisen, sodass sie daher in gesonderten Prozessen strukturiert ist. Beide Prozesse (oder auch *threads*) der Software kommunizieren über einen dritten Prozess, das *Daqinterface*, sodass sie voneinander entkoppelt sind. Die gesamte DAQ soll über eine grafische Oberfläche vom Benutzer gesteuert werden können. Dabei soll ein hohes Maß an Automatisierung vorherrschen, sodass eine Messung, sobald gestartet, keine Interaktion mit dem Operateur mehr erfordert.

4.1 Slowcontrol

Die Slowcontrol soll, wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, die „langsamen“ der Infrastruktur zugehörigen Komponenten des Experiments überwachen, steuern und gegebenenfalls auch archivieren. Durch die Archivierung lässt sich der Messbetrieb im Nachhinein nachvollziehen, sodass eventuelle Störeinflüsse, wie eine schwankende Labortemperatur, auch nach Abschluss der Messung identifiziert werden können.

Die Slowcontrol benötigt eine übersichtliche Benutzeroberfläche, mit der der Messoperateur eine Messung in wenigen Schritten starten kann. Dadurch wird eine effiziente Vermessung aller Submodule ermöglicht und kann gegebenenfalls durch Hilfskräfte unterstützt werden. Während der Messung soll es ebenfalls möglich sein, die wesentlichen Experimentparameter von externer Stelle durch einen Aufruf der Benutzeroberfläche zu überprüfen.

Für den Bonner Teststand wird das EPICS-Kontrollsystem verwendet, auch da für das spätere PANDA-Experiment das gleiche System vorhergesehen ist. Daher folgt eine Beschreibung des EPICS-Softwarepakets im nachfolgenden Abschnitt.

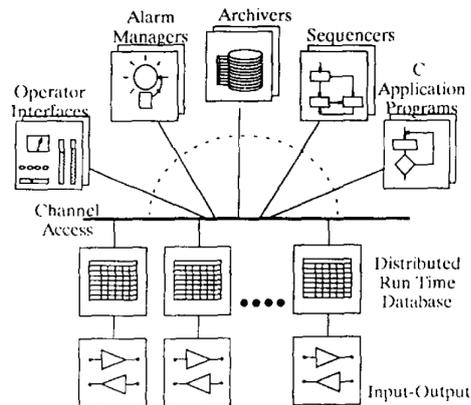


Abbildung 4.1: Softwarearchitektur des EPICS-Systems mit den verschiedenen beteiligten Komponenten. [99]

4.1.1 EPICS-Kontrollsystem

Das *Experimental Physics and Industrial Control System* (EPICS) enthält eine Reihe von Softwarekomponenten und sogenannte Werkzeuge, welche für die Umsetzung eines Kontrollsystems genutzt werden können. Das EPICS-System wird in einer Vielzahl von Forschungseinrichtungen auf der ganzen Welt verwendet. Dabei beruht die Entwicklung ursprünglich auf der Initiative des Argonne National Laboratory und des Lawrence Berkeley Laboratory, wo drei Vorgängersysteme Ende der 1980er Jahre zusammengeführt wurden. Die Motivation hierfür war die Erkenntnis, dass in vielen komplizierten Großexperimenten ähnliche Anforderungen an ein Detektorkontrollsystem herrschen und dass sich durch eine Kooperation erhebliche Synergieeffekte nutzen lassen. [98]

Das EPICS-Kontrollsystem stellt prinzipiell eine Reihe von (Laufzeit-)Variablen zur Verfügung, die an unterschiedlichen Endgeräten abgefragt bzw. bearbeitet werden können und im Normalfall einer Messgröße oder einem Steuerparameter entsprechen. Das bedeutet, dass eine Änderung der entsprechenden Variable eine hardwareseitige Änderung des Experimentparameters veranlassen kann.

Im EPICS-Kontrollsystem werden physikalisch drei verschiedene Komponenten unterschieden. Arbeitsplätze mit der Möglichkeit, verschiedene EPICS-Werkzeuge über Benutzereingabe auszuführen, werden OPIs (engl. *Operators Interface*) genannt. Endgeräte, welche Zugriff auf die Datenbanken der Laufzeitvariablen von EPICS haben und die Kommunikation mit Sensoren oder einem anderweitigen Hardwarebestandteil steuern, werden IOCs (engl. *Input/Output Controller*) genannt. Die unterschiedlichen Bestandteile werden durch eine LAN(engl. *Local Area Network*)-Verbindung miteinander verbunden, sodass eine Kommunikation zwischen OPIs und IOCs möglich wird. EPICS liefert einen Softwarebestandteil, den sogenannten *Channel Access*, welcher diese Aufgabe koordiniert. Dabei ist die Kommunikation zwischen jeweils einem Channel Access Teilnehmer und einer beliebigen Anzahl von Channel Access Servern möglich. Neben diesen Grundbestandteilen kann das Kontrollsystem um weitere Bestandteile erweitert werden, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die verschiedenen IOCs jeweils einen Teil der Datenbank für die Laufzeitvariablen beinhalten. Dies bedeutet, dass die IOCs als Channel Access Server für die jeweilig von ihnen beeinflussten Variablen dienen. Neben der bereits erwähnten Variante, dass eine Operation über das OPI veranlasst werden kann, ist es ebenso möglich, dass externe Programme diese Aufgabe übernehmen. Außerdem können Variablen über *Alarmmanager* überwacht oder über den *Archiver* abgespeichert werden.

EPICS zeichnet sich durch eine Reihe von Eigenschaften aus, welche hier im Folgenden kurz umrissen werden. Das EPICS-Softwarepaket liefert eine Reihe von nutzbaren Werkzeugen, um ein Kontrollsystem

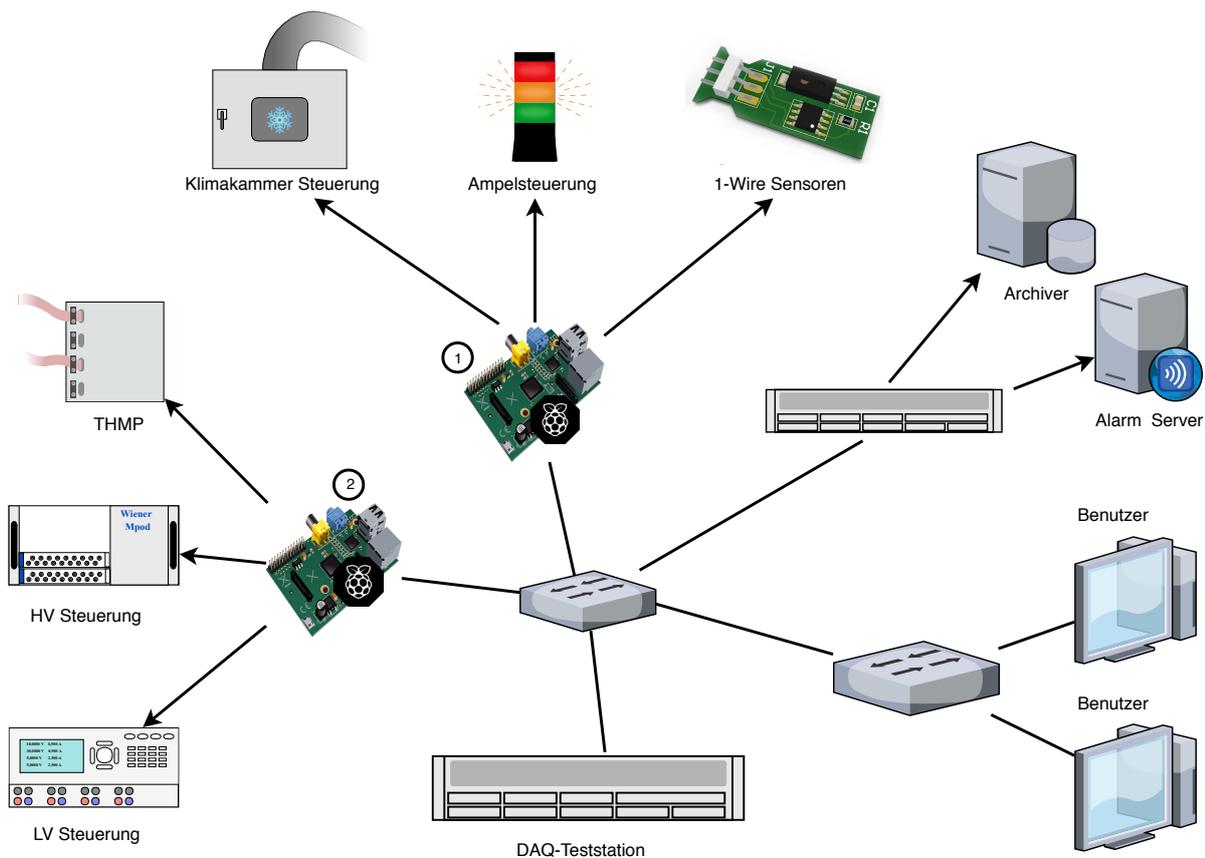


Abbildung 4.2: Die verschiedenen Bestandteile der Slowcontrol der Teststation. Neben den beiden Raspberry Pi IOCs zur Steuerung der Hardwarekomponenten wird der Computer zur Steuerung der Datenerfassungssoftware sowie ein System zur Archivierung und Kontrolle der EPICS-Variablen eingesetzt. Außerdem kann die Slowcontrol von verschiedenen Endgeräten per Benutzereingabe gesteuert werden.

zu erstellen. Dadurch wird der notwendige individuelle Programmieraufwand minimiert und gewährleistet einheitliche Benutzeroberflächen. Ein weiterer Vorteil des EPICS-Pakets ist, dass die Anzahl der IOCs und OPIs nicht beschränkt ist, solange das Netzwerk nicht ausgelastet ist. Dabei können die IOCs flexibel auf verschiedene Endgeräte aufgeteilt werden. Außerdem können unterschiedliche Anwendungen auf mehrere OPIs verteilt und so zusätzlich Engpässe vermieden werden. [100]

4.1.2 Umsetzung der Slowcontrol in der Teststation

Die Slowcontrol zur Steuerung der einzelnen Teststationkomponenten ist auf mehrere Computer aufgeteilt und über eine LAN-Verbindung miteinander verbunden. Die Zuständigkeiten der unterschiedlichen Computer kann in Abbildung 4.2 nachvollzogen werden.

Dabei wird der in einem 19Zoll-Gehäuse untergebrachte Computer *DAQ-Teststation* für die Ausführung der DAQ-Software benutzt, welche in Abschnitt 4.2 beschrieben wird. Die DAQ besitzt eine EPICS-Schnittstelle, sodass EPICS-Variablen von ihr per *Channel Access* abgefragt und verändert werden können.

Die direkte Kommunikation und Steuerung der Slowcontrol-Hardware wird jedoch von kleineren Computern des Typs *Raspberry Pi* übernommen. Dabei übernehmen die Mini-Computer nicht nur die Steuerung

der Endgeräte, sondern bilden zusätzlich die Serverstruktur der betreffenden EPICS-Laufzeitvariablen. Ergänzend zu dieser Serverstruktur wird von jedem der Mini-Computer eine Instanz des *CA-Repeater*s betrieben. Dieses Programm sorgt für eine Synchronisation der verschiedenen EPICS-Teilnehmer, indem jeweils ein UDP-Server¹ gestartet wird und über eine Netzwerkverbindung sogenannte Beacon-Informationen mit anderen Endgeräten über vorhandene Variablen ausgetauscht werden. Die Grundzüge der jetzigen Slowcontrol mit dem EPICS-System wurden im Rahmen der Masterarbeit von Claudia Lütz entwickelt [101]. Anschließend wurde von Andrew Wilson und Karsten Koop das aktuelle Softwaregerüst der Slowcontrol implementiert, im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von Anpassungen an diesem Softwarerahmen vorgenommen und einige Funktionen hinzugefügt.

Spannungsversorgung

Im Falle des in Abbildung 4.2 links dargestellten Raspberry-Pis (Nummer 2) werden die Spannungsversorgungen gesteuert. Dabei wird die Hochspannung (HV) durch Module des Herstellers ISEG-Spezialelektronik aus der EHS-F Serie bereitgestellt. Diese Module werden über den CAN-Bus² mit einem *Mpod* Gehäuse des Herstellers Wiener verbunden, welches über ein LAN-Steuergerät verfügt. Das bedeutet, dass der Raspberry-Pi über eine spezielle Befehlsstruktur Kommandos per Netzwerkverbindung an das Wiener Modul sendet. Gleichzeitig wird durch den Mini-Computer eine Reihe von verschiedenen EPICS-Variablen zur Verfügung gestellt, mit denen sich alle relevanten Funktionen der Hochspannungsversorgung von anderen Endgeräten aus überwachen und steuern lassen.

Die Namen aller EPICS-Variablen folgen der gleichen Namenskonvention, wie sich am Beispiel der Variable zur Feststellung des fließenden Stroms in einem der Hochspannungskanäle erkennen lässt. Dabei setzt sich der Variablenname stets aus einem Textstring zusammen, der aus verschiedenen mit Doppelpunkten getrennten Substrings aufgebaut ist. Die Variable startet mit der Laborseite des Versuchsaufbaus, anschließend folgt das aktuelle Subsystem sowie der entsprechende Kanal. Da es für einige Kanäle mehrere Variablen geben kann, folgt unter Umständen ein weiterer Substring. Ein Beispiel für eine EPICS-Variable ist die Auslese des Stroms in einem der Hochspannungskanäle:

`LEFT:HV:MOD1:CH4:CurrentRead`

Dabei steht das *LEFT* am Anfang für den linken der zwei identischen Messaufbauten, das nachfolgende *HV* für das Hochspannungssystem, das folgende *MOD1* für das erste der beiden integrierten Module mit Kanal 4 (*CH4*). Schließlich gibt *CurrentRead* an, dass es sich um die Variable zum Ermitteln des ausgegebenen Stromes handelt. Zusätzlich zu dieser Variable gibt es für jeden Kanal die Möglichkeit, den maximalen Ausgangsstrom festzulegen, die anliegende Spannung einzustellen und auszulesen oder die Änderungsrate der Spannung im Falle einer Neueinstellung festzulegen. Des Weiteren existiert für jeden Kanal eine Variable zum Aktivieren bzw. Deaktivieren der Spannungsversorgung und zur Anzeige des Status.

Eine solche Variable kann unter der Nutzung des Befehls *caget* an einem beliebigen Endgerät des EPICS-Verbundsystems mit dem Aufruf

`caget LEFT:HV:MOD1:CH4:CurrentRead`

abgefragt werden. Analog können andere Variablen ebenfalls gelesen oder eine veränderbare Variable mit dem Befehl *caput* gesetzt werden. Neben der Verwaltung der Hochspannung, ist der Raspberry-Pi

¹ *User Data Protocol*: minimales Netzwerkprotokoll zum Datenpaketversand in Netzwerkkumgebungen

² *Controller Area Network*: von Bosch und Intel 1983 gemeinsam vorgestelltes serielles Bussystem

links unten in Abb. 4.2 auch für die Steuerung und Diagnose der Niederspannungsversorgung (LV) zuständig. Die Steuerung des Hameg Netzteils mit vier regelbaren Kanälen erfolgt über einen USB Anschluss zum Mini-Computer. Das Netzgerät unterstützt eine Festlegung der Ausgangsspannungen der jeweiligen Kanäle, eine individuelle Begrenzung der zugelassenen Ströme und eine gesammelte oder einzelne Aktivierung der Ausgänge.

Auslese der THMP-Sensoren für die Submodultemperatur

Für die Temperaturüberwachung der Vorwärts-Endkappe sind in jedem Submodul 2 sehr dünne Temperatursensoren mit hoher Empfindlichkeit verbaut (vgl. Abschnitt 1.3.4). Diese Temperatursensoren werden an die THMP-Box angeschlossen und können auch in der Bonner Teststation ausgelesen werden. Dazu übernimmt der im vorherigen Abschnitt vorgestellte Raspberry-Pi die Funktion der Kommunikation mit der Sensorsteuerung über den CAN-Bus. Hierzu wird eine von Florian Feldbauer (Ruhr-Universität Bochum) entwickelte Aufsteckplatine für den Raspberry Pi genutzt, welche eine direkte Kommunikation über den CAN-Bus ermöglicht. Die Ergebnisse der Temperaturmessungen werden in die zuständigen EPICS-Variablen übertragen, sodass eine Funktionsüberprüfung der THMP-Sensoren während der Submodultests erfolgen kann. Ausführlichere Informationen über das THMP-System können Abschnitt 1.3.4 und der Masterarbeit von Miriam Kümmel entnommen werden. [53]

Steuerung der Klimakammer

Die Klimakammer wird benötigt, um die beiden benutzten Teststation-Module pro Laborseite auf die gewünschte Messtemperatur von -25 °C abzukühlen und diese Temperatur zuverlässig zu halten. Für diese Aufgabe wurden zwei Klimageräte der Firma Mytron erworben. Die Geräte bestehen aus einem getrennten Kühlvolumen und Kühlaggregat und bieten jeweils Platz für 2 Teststation-Module. Die Klimakammern erlauben eine Regelung der Temperatur mit einer Genauigkeit von $0,1\text{ °C}$ und lassen eine permanente Spülung des Kühlvolumens mit Trockenluft zu. Auf diese Weise kann eine Eisbildung während des Aufheizvorgangs vermieden und so die empfindliche Elektronik vor kondensierender Feuchtigkeit geschützt werden. Die Aggregate der Klimakammern sind mit einem Eurotherm 2416 Regler ausgestattet, welcher eine Fernsteuerung zulässt. Die Kommunikation erfolgt dabei mit dem Industriestandard des *Binary Synchronous Communication*³ Protokolls zwischen der RS232 Schnittstelle der Klimakammer und dem USB-Port des Raspberry Pi. Der Eurotherm-Regler steuert die Temperatur der Klimakammer und erhält Rückmeldung über einen im Luftstrom des Kühlvolumen installierten Temperatursensor Pt100. Auch wenn der Temperaturregler eine Reihe von Funktionen unterstützt, werden für die Slowcontrol lediglich die Funktionen für das Setzen der Zieltemperatur und die für Rückgabe der Momentan- bzw. Zieltemperatur genutzt. Für die Vermessung der Submodule wird die Temperatur der Klimakammer über eine Rampe mit festgelegter Änderungsrate verändert. Dieser Prozess wird von der Datenerfassungssoftware gesteuert koordiniert. Einzelheiten zur Umsetzung der Steuerung finden sich in [101].

Steuerung der Mehrfachleuchte

Auf der Oberseite des Kühlvolumens der Klimakammer ist eine Mehrfachleuchte nach dem Prinzip einer Verkehrsampel angebracht, welche den aktuellen Status des Teststands erkennbar macht. Dabei soll

³ Ein durch IBM definiertes, bidirektionales Kommunikationsprotokoll auf der Basis von ASCII-Zeichen. Details sind in [102] geschildert.

insbesondere signalisiert werden, ob ein problemloses Öffnen der Klimakammer möglich ist. Für diese Information werden Temperatur und Hochspannung überprüft. Dabei wird für eine Temperaturdifferenz von mehr als 10 °C zwischen dem Labor und dem Innenvolumen der Klimakammer als nicht sicher zum Öffnen der Klimakammer definiert. Aus einer aktivierten Hochspannung erfolgt ebenfalls ein rotes Signal der Ampelschaltung. Eine Temperaturdifferenz zwischen 5 °C und 10 °C wird durch ein gelbes Warnsignal angezeigt, wohingegen eine angepasste Temperatur sowie ausgeschaltete Hochspannung mit einer grünen Leuchte signalisiert wird.

Die Steuerung der Mehrfachleuchte erfolgt über eine externe Platine durch die Schaltung verschiedener Ausgangspins über einen programmierbaren 8-fachen Schalter DS2408 und die Einbindung jeweils eines Relais pro Ausgang für größere Lasten. Der programmierbare Schalter wird dabei über die GPIO-Pins⁴ des Raspberry Pi gesteuert.

Auslese der Temperatur- und Feuchtigkeitssensoren zur Klimakammerüberwachung

Die Überwachung der Temperatur und der Feuchtigkeit erfolgt an verschiedenen Stellen innerhalb des Kühlvolumens der Klimakammer und an einer Stelle im Labor neben der Klimakammer. Die verwendeten Sensoren werden über das 1-Wire Protokoll angesteuert, benötigen daher prinzipiell nur zwei Anschlusskabel und können kaskadiert angeschlossen werden [103]. Dennoch wird die Betriebsspannung gesondert über ein zusätzliches Kabel zur Verfügung gestellt und so die Ausfallsicherheit erhöht. Die einzelnen Sensoren beinhalten jeweils zwei aktive Komponenten und wurden im Rahmen der Masterarbeit von Claudia Lütz entwickelt. [101]

Die Überwachung der Temperatur erfolgt über den 1-Wire Temperatursensor DS1820, welcher ein 12-Bit Thermometer für den Anwendungsbereich von –55 °C bis 125 °C bietet. Die Aufgabe der Feuchtigkeitsmessung wird von weiteren Bauteilen übernommen [104]. Da der ausgewählte Feuchtigkeitssensor HIH5030 von Honeywell über keine eigene 1-Wire Kommunikationsmöglichkeit verfügt und lediglich ein der Luftfeuchtigkeit proportionales Spannungssignal ausgibt, wird noch ein weiteres Bauteil benötigt [105]. Dieses weitere Bauteil ist der Batterieüberwachungschip DS2438, der gleichzeitig eine 1-Wire Schnittstelle bietet. Der DS2438 hat einen integrierten ADC und kann daher die das analoge Feuchtigkeitssignal des HIH5030 digitalisieren und schließlich über den 1-Wire Bus an den Raspberry Pi übermitteln. Dort werden die ADC-Werte über eine im Rahmen von [101] bestimmte Kalibrierung in eine Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit umgerechnet und diese Werte als EPICS-Variablen zur Verfügung gestellt.

Archiver und Alarmserver

Das sogenannte *Archiver*-Programm läuft permanent und archiviert die wichtigsten der Prozessvariablen. Dabei werden die Variablen in einem PostgreSQL-Datenbanksystem abgelegt, sodass im Anschluss an eine Messung der Wert jeder archivierten Variable zu einem bestimmten Zeitpunkt nachvollzogen werden kann. Derart kann auch rückwirkend eine potentielle Störung der Messung untersucht werden, falls es beispielsweise eine Temperaturveränderung im Labor gegeben hat. Der Alarmserver ist ein weiterer Dienst für die Überwachung der Laufzeitvariablen. Hier kann für jede Variable ein Normbereich gesetzt werden und beim Verlassen dieses Normbereichs bestimmte Ereignisse ausgelöst werden. Dabei ist zum Beispiel das Versenden einer Email als Folge eines Klimaanlagenausfalls und dem anschließenden Anstieg der Raumtemperatur im Labor denkbar.

⁴ engl: *General purpose input output pins*: Programmierbare Ein- und Ausgangspins.

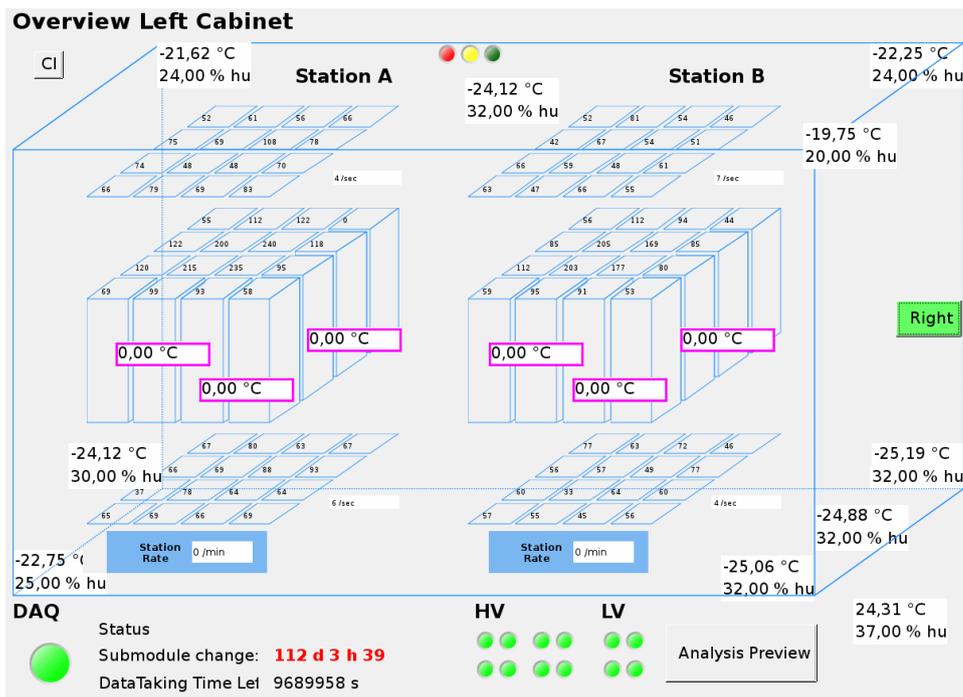


Abbildung 4.3: CSS-Seite zur Übersicht über die beiden Teststation-Module in der linken Klimakammer. In dieser Ansicht kann ein Überblick über die Temperaturen und Luftfeuchtigkeiten an den verschiedenen Messpunkten innerhalb und außerhalb der Klimakammer gewonnen werden sowie eine Statusmeldung der Versorgungsspannungen. In der linken unteren Ecke kann der aktuelle Schritt der Messung und die Zeitspanne bis zum nächsten Submodulwechsel nachvollzogen werden. Des Weiteren können die gemessenen Ereignisse in jedem der Trigger und Kristallkanäle abgelesen werden und ein unkalibriertes Energiespektrum beim Klick auf einen der Submodulkkanäle angezeigt werden. In der rechten unteren Ecke kann die Teststation Analyse (vgl. Abschnitt 6) für die aktuelle Messung gestartet werden und so eine Vorschau auf die Ergebnisse der Messung gewährt werden.

CSS-Benutzeroberfläche

Das Control System Studio (CSS) System ist eine von verschiedenen Laboren und Universitäten entwickelte Plattform für die Steuerung von komplexen Kontrollsystemen. Neben CSS gibt es ähnliche Systeme, welche jedoch ausschließlich entweder für Linux- oder Windows-Plattformen entwickelt wurden. Ein mit lediglich CSS entwickeltes Kontrollsystem hat daher den Vorteil eines homogenen Aussehens auf beiden Betriebssystemen und des besseren Austauschs von Daten zwischen den einzelnen Subsystemen. Das CSS-Softwarepaket verspricht mit seiner Ausführung in einer Virtuellen Maschine eine plattformunabhängige Software mit der Implementierung von einheitlichen Schnittstellen zwischen unterschiedlichen Softwareplugins. CSS basiert auf dem *Rich Client Platform (RCP) Eclipse* und wurde in Java programmiert. Es bietet nicht nur Zugang zum EPICS System, sondern auch zu allen anderen Kontrollsystemen, welche Zugriff auf das *Data Layer System (DAL)* Protokoll bieten. [106]

Aus diesen Gründen verwendet das PANDA-Experiment und auch der Bonner Submodulteststand das CSS-System als Detektorkontrollsystem. CSS liefert in der Bonner Teststation die graphische Benutzeroberfläche zur Überprüfung und Steuerung verschiedener EPICS-Variablen. In Abbildung 4.3 ist ein Beispiel für die CSS-Oberfläche der Teststation dargestellt. Hier ist die Übersichtsseite für die linke Klimakammer mit den darin enthaltenen Stationen A und B angezeigt. Von dieser Seite lassen sich alle wichtigen Eigenschaften des Teststandes steuern und überwachen. Beispielsweise können die Span-

nungsversorgungen eingestellt werden, indem auf das entsprechende Statussymbol geklickt wird und die Übersichtsseite für HV- oder LV-Regelung aufgerufen wird. Dort können alle Spannungen individuell gesetzt werden oder per Knopfdruck die optimalen Betriebsspannungen des jeweiligen Submoduls aus dem Matching importiert und angewendet werden (vgl. 2.5.7). Außerdem lassen sich die Verläufe von verschiedenen Statusvariablen wie z. B. Temperatur anzeigen und eine Vorschau auf die Datenanalyse erzeugen. Der reguläre Messablauf kann über das DAQ-Menü gestartet werden.

4.2 Datenerfassungssoftware

Die Datenerfassungssoftware DAQ steuert die Digitalisierung der zu bestimmenden Messgrößen und muss daher deutlich schneller agieren als die im vorherigen Abschnitt beschriebene Slowcontrol zur Steuerung der Infrastruktur. Die in der Teststation verwendete Digitalisierungshardware besteht aus sogenannten *single-hit* Komponenten zur jeweiligen Aufnahme eines einzelnen Ereignisses. Dies bedeutet, dass die Hardware ab der Registrierung eines Ereignisses bis zum Abschluss der Digitalisierung und dem Zurücksetzen blind für weitere Ereignisse ist. Aus diesem Grund sollte die DAQ ein Ereignis möglichst schnell erkennen und die Auslese rasch abschließen, damit keine unnötig langen Totzeiten auftreten. Zu diesem Zweck ist die DAQ in mehrere parallel arbeitende Prozessstrukturen aufgeteilt, welche in Abbildung 4.4 dargestellt werden.

Eine Messung wird durch die im letzten Abschnitt beschriebene CSS-Schnittstelle per Benutzereingaben gestartet. Dazu wird von der CSS-Oberfläche ein Netzwerkkommando über das TCP-Protokoll⁵ an die DAQ gesendet und daraufhin die drei verschiedenen Prozesse *Masterthread*, *Daqinterface* und *Daqthread* erzeugt.

Die drei unterschiedlichen Prozesse und ihre jeweiligen Aufgaben werden im Folgenden beschrieben.

4.2.1 Daqinterface

Das Daqinterface steuert im Wesentlichen die Kommunikation zwischen den beiden anderen Prozessen der DAQ. Der Vorteil gegenüber einer direkten Kommunikation zwischen beiden Prozessen ist eine geringere Abhängigkeit der Prozesse voneinander. Im Falle einer direkten Kommunikation zwischen den Prozessen A und B hätte eine Verzögerung in Prozess B durch das Ausbleiben einer Antwort auf die gestellte Anfrage ebenfalls eine Verzögerung in Prozess A zur Folge. Das Daqinterface umgeht diese Problematik, da die Kommunikation über das Setzen bzw. Auslesen einer Variable im Interface erfolgt. Diese beiden Aktionen erfolgen nun nicht mehr zeitgleich und führen daher zu keiner wechselseitig verursachten Verzögerung.

Für das Daqinterface gibt es eine Reihe von relevanten Signalen, welche zwischen Masterthread (vgl. Abschnitt 4.2.3) und Daqthread (vgl. Abschnitt 4.2.2) ausgetauscht werden müssen. Dabei gibt es für jedes Signal je eine Funktion für den Lese- und Schreibzugriff. Relevante Signale können Kommandos zum Steuern des Daqthreads oder ein Bestätigungssignal sein. Des Weiteren werden verschiedene Variablen im Daqthread wie die Ansprechrate eines bestimmten Triggerkanals gesetzt. Diese Variablenwerte können schließlich im Masterthread verwendet werden, um sie per EPICS-Channelaccess für die Ansicht in der CSS-Oberfläche zur Verfügung zu stellen.

⁵ engl. *Transmission Control Protocol* ist ein Netzwerkprotokoll auf Paketbasis.

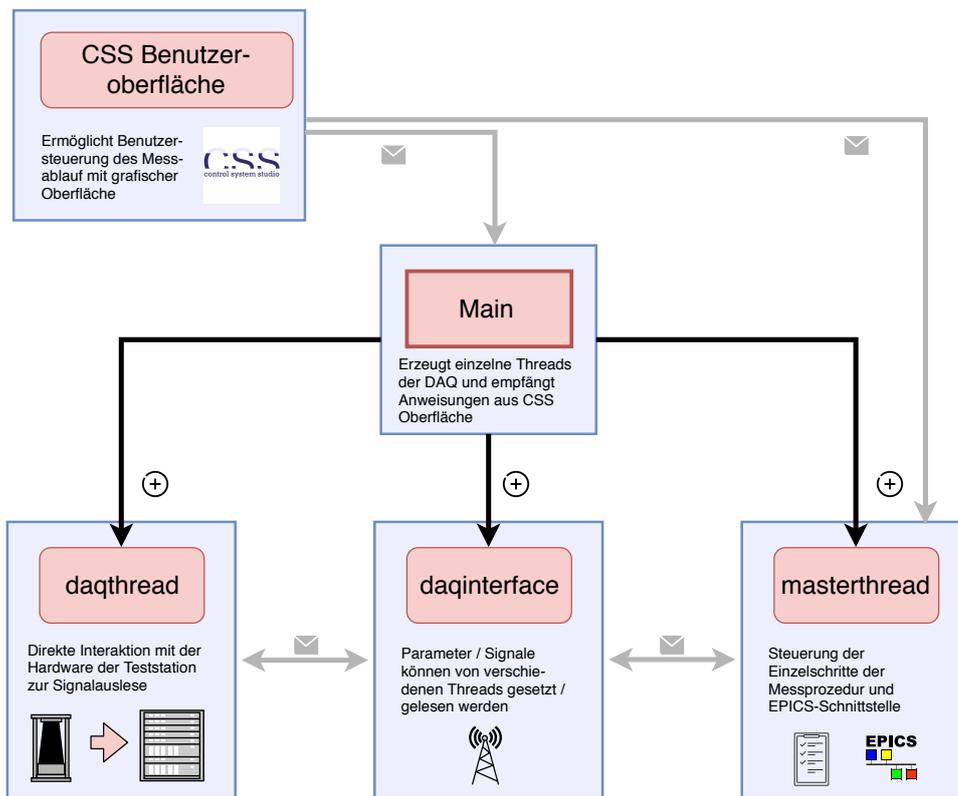


Abbildung 4.4: Grundsätzliche Organisation der verschiedenen Threads (Prozesse) in der DAQ.

4.2.2 Daqthread

Der Daqthread ist für die direkte Auslese, Steuerung und Interpretation der Signalauslese zuständig. Dabei bildet der Daqthread die Schnittstelle zum Logikmodul (vgl. Abb. 3.10), sodass dessen Signale interpretiert werden und die Auslese der ADC bzw. TDC-Module initialisiert und durchgeführt wird. Eine detailliertere Beschreibung der Einzelschritte der Aufgaben des Daqthread während der Messprozedur ist in Abbildung 4.5 zusammengestellt. Nachdem der Daqthread initialisiert wurde, pausiert er und fragt in regelmäßigen Abständen den Status des „StartDaq“-Signals über das Daqinterface ab. Sobald aus dieser Abfrage eine positive Antwort erfolgt, fährt der Daqthread mit den weiteren Aufgaben fort, indem er zunächst eine Ausgabedatei im *.csv*-Dateiformat⁶ im Dateiordner für die Messdaten anlegt und einen Datenkopf mit Spaltenbeschriftung in der Datei erstellt. Im nächsten Schritt wird das (in Abschnitt 3.4.3 erwähnte) I/O-Modul über eine CAMAC-Schreibfunktion⁷ angesteuert, ein Reset-Signal auf den betreffenden Ausgang gegeben und so das Logikmodul in den Ursprungszustand gesetzt. Anschließend wird entweder die Datennahme eines regulären kosmischen Ereignisses oder eine Lichtpulser- bzw. Pedestalmessung eingeleitet. Diese Entscheidung erfolgt durch die Abfrage des aktuellen Schrittes der Messprozedur. Im Falle einer regulären Messung ohne weitere Einschränkungen wird nun

⁶ engl. comma-separated values: durch Kommata getrenntes Tabellenformat

⁷ engl.: *computer automated measurement and control* (CAMAC): ein in der Teilchen- und Kernphysikexperimenten weit verbreitetes Bussystem zum Austausch von Daten unterschiedlicher Module in einem Rack genannten Einbaurahmen mit dem entsprechenden Steuergerät

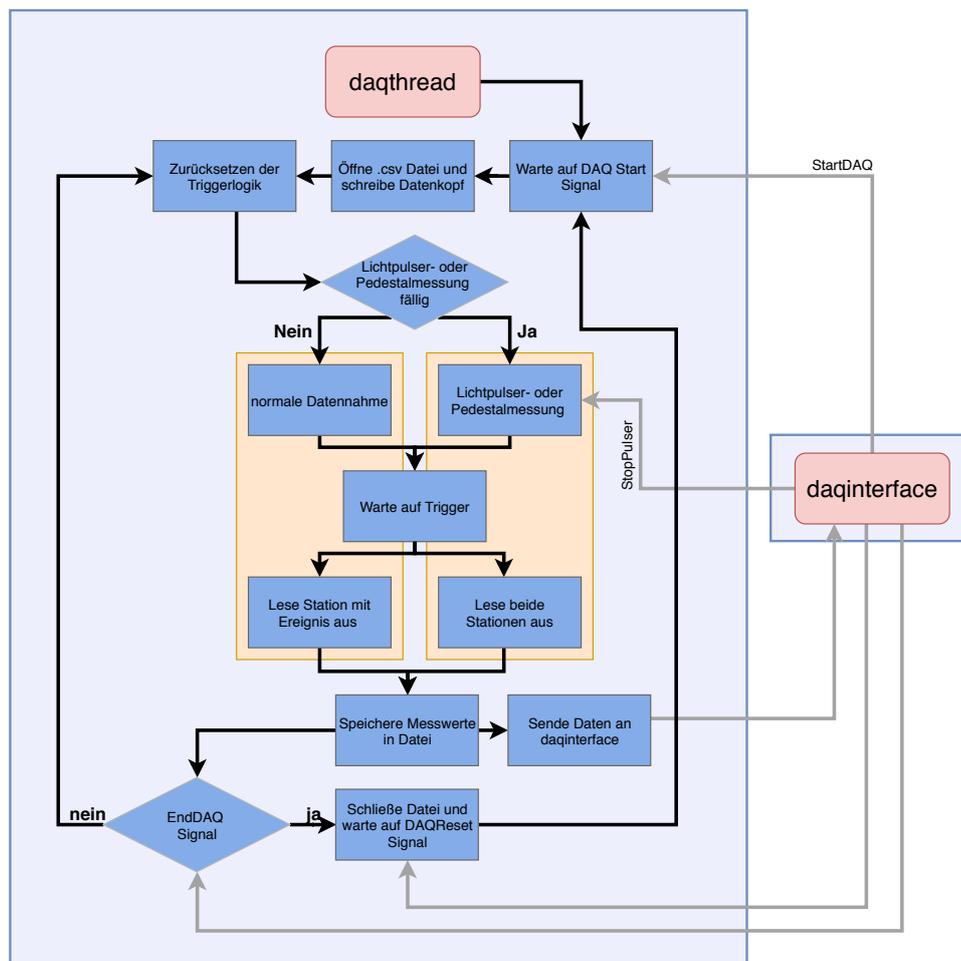


Abbildung 4.5: Schematische Funktionsweise des Dathread mit den verschiedenen Zwischenschritten und ausgewählten Interaktionen mit dem Daqinterface.

auf ein kosmisches Ereignis in einer der beiden Teststationen gewartet. Dabei wird in regelmäßigen Abständen der Status des I/O-Moduls abgefragt und überprüft, ob an einem der Ereignisanzeigeeingänge eine logische 1 anliegt. Ist dies der Fall, werden die der Station zugehörigen ADC- und TDC-Module ausgelesen. Dabei wird wie im Fall des I/O-Moduls über das CAMAC-Protokoll kommuniziert. Für die Auslese der Module werden nacheinander eine Reihe von Befehlen zur einzelnen Auslese der vier TDC- und zwei ADC-Module abgesetzt. Die Module werden zunächst ausgelesen und anschließend in den Ausgangszustand zurück gesetzt. Dazu wird der sogenannte *Command-stack* (Befehlsstapel) des CAMAC-Steuergeräts benutzt. Dieser ermöglicht eine schnelle Ausführung aufeinanderfolgender Befehle, ohne dass zwischenzeitlich Kommunikation zur DAQ erforderlich ist.

Alternativ zum Wartevorgang auf ein kosmisches Ereignis kann auch im regulären Messbetrieb eine Pedestalmessung gestartet werden. Diese wird alle 15 Minuten durchgeführt, um während der ganzen Messung die Lage des Pedestals zu überwachen. Daraus können eventuelle Schwankungen, beispielsweise durch eine schleichende Veränderung der Labortemperatur, kompensiert werden. In jedem dieser Pedestalmesszeiträume werden in rascher Folge 150 Pedestaleereignisse generiert, indem je ein Integrationsfenster ohne tatsächliches Energiesignal auf den ADC gegeben und der resultierende Wert ausgelesen wird. Dazu wird über das I/O-Modul das Startsignal für eine Pedestalmessung an das Logikmodul

gegeben, woraufhin dort das Integrationsfenster erzeugt wird und anschließend ein Ereignis in beiden Stationen gemeldet wird.

Falls der aktuelle Schritt der Messprozedur eine Lichtpulsermessung ist, muss zusätzlich die LED auf der Lichtpulserplatine aktiviert werden. Abgesehen davon, erfolgt eine äquivalente Abfolge der Ereignisse wie im Fall der Pedestalmessung mit dem Unterschied eines verschiedenen Ausgabemusters des I/O-Moduls.

Nachdem das aktuelle Ereignis ausgelesen wurde, wird es als neue Zeile in der Ausgabedatei für die spätere Analyse festgehalten. Außerdem werden die wesentlichen Informationen des Ereignisses, wie zum Beispiel alle ADC-Werte sowie Informationen über die angesprochenen Triggerkanäle an das Daqinterface gesendet. Anschließend wird das *StopDAQ* Signal im Daqinterface überprüft. Ist dieses nicht gesetzt, wird die komplette Ereignisschleife nochmals durchlaufen. Im Fall eines gesetzten Stoppsignals wird die aktuelle Ausgabedatei geschlossen und eine Empfangsbestätigung an das Daqinterface gesendet. Das Daqinterface wiederum sendet anschließend ein Signal zum Zurücksetzen der DAQ in den Ausgangszustand, woraufhin die DAQ neu initialisiert wird und auf ein Signal zum nochmaligen Starten wartet.

4.2.3 Masterthread

Die Hauptaufgabe des Masterthreads ist die Steuerung der einzelnen Schritte des Messablaufs und die damit verbundene Kommunikation mit dem EPICS-Kontrollsystem. In Abbildung 4.6 sind die einzelnen Arbeitsschritte und die notwendige Kommunikation zu anderen beteiligten Partnern schematisch dargestellt. Der Masterthread kann ebenfalls direkte Anweisungen von der CSS-Benutzeroberfläche per TCP-Verbindung empfangen. Diese Kommandos können ein Starten, Beenden, Pausieren oder Reinitialisieren des Programms steuern. Im Falle eines empfangenen Startsignals wird durch den Masterthread zunächst die Liste aller benötigten EPICS-Variablen geladen. Dies bedeutet allerdings nicht, dass diese Variablen durch die DAQ in EPICS angelegt oder in der Aufgabe als Server im Kontrollsystem zur Verfügung gestellt werden. Es werden lediglich die Zeichenketten für deren Namen importiert, sodass ein *Channelaccess* erfolgen kann. Der Masterthread signalisiert jedoch dem *Archiver* den Start- und Endpunkt für eine Archivierung der Momentanwerte der EPICS-Laufzeitvariablen.

Nach dem Abschluss dieser vorbereitenden Maßnahmen wird der Programmteil *Runseq* ausgeführt, welcher die Einzelschritte der Messung entsprechend der eingelesenen Ereignisliste ausführt. Die typische Abfolge einer solchen Messung wird in Abschnitt 3.5.1 erläutert und besteht aus dem Absenken der Temperatur, dem eigentlichen Messvorgang und dem anschließenden Wiederaufwärmen. Die verschiedenen Schritte der Messung beginnen jeweils mit dem Setzen des aktuellen EPICS-Status, sodass der Ablauf der Messung in der Datenbank ersichtlich ist.

Vor jeder Messung muss die Temperatur in der Klimakammer schrittweise über eine im Eventfile definierte Rampe auf -25 °C eingestellt werden. Dabei wird die Temperatur über den EPICS *Channelaccess* gesetzt, regelmäßig kontrolliert und schließlich mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeit verändert. Nach dem Erreichen der gewünschten Temperatur von -25 °C , wird eine vorher definierte Zeitspanne von 90 min abgewartet, um für ein Temperaturgleichgewicht im gesamten Aufbau zu sorgen. Anschließend kann der nächste Schritt der Messabfolge begonnen werden.

Die Aktivierung der Niedrigspannungsversorgung erfordert lediglich das korrekte Setzen der EPICS-Variablen für die Spannungen der vier Kanäle des Moduls und die Aktivierung der Ausgänge. Die direkte Steuerung des Moduls wird anschließend über den dem LV-Modul angeschlossenen Raspberry-Pi durchgeführt. Das Setzen der Hochspannung erfolgt analog über EPICS-Variablen und den betreffenden Raspberry-Pi, wobei hier die Änderung der Ausgangsspannungen mit einer fest definierten Rampengeschwindigkeit erfolgt, um die Photosensoren nicht zu beschädigen. Der nachfolgende Schritt der

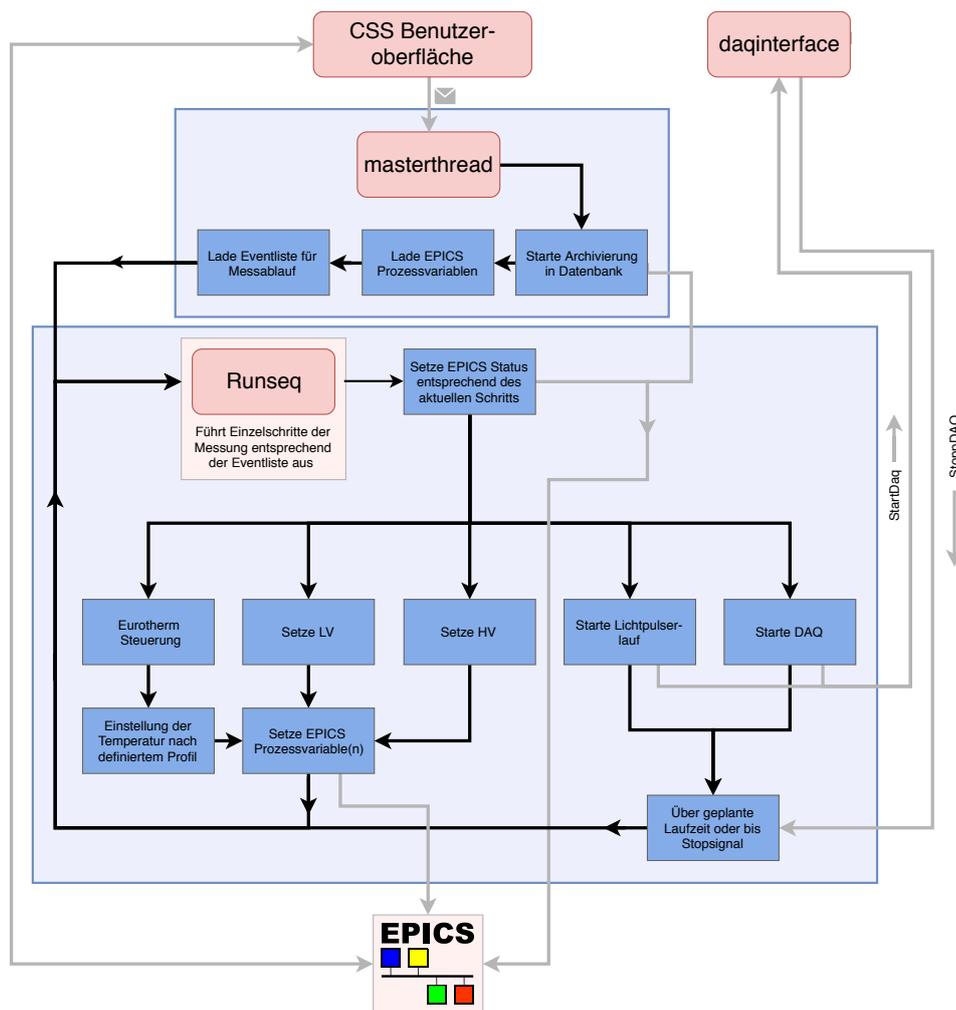


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der verschiedenen Aufgaben des Masterthreads. Dabei ist die wichtigste Aufgabe die Koordinierung und Durchführung der Einzelschritte der Messprozedur.

Messprozedur wird auch hier erst nach dem Erreichen der Zielspannung begonnen. Im Fall eines Lichtpulserlaufs oder einer „regulären“ Datennahme wird das Signal zum Starten der DAQ an das Daqinterface übermittelt und dadurch die entsprechende Aktion im Daqthread begonnen. Währenddessen läuft in der Runseq ein a priori definierter Timer über die Laufzeit der Datennahme ab. Parallel können ebenfalls Signale des Benutzers über die CSS-Oberfläche empfangen werden, zum Beispiel zum vorzeitigen Beenden der Datennahme. In diesem Fall oder falls die vorgesehene Messdauer erreicht ist, wird ein Stoppsignal an die DAQ gesendet und die Datennahme beendet.

Simulation der Kosmischen Höhenstrahlung

Für die spätere Kalibrierung der Submodule ist es essentiell, die erwartete Verteilung der Energiedeposition durch die genutzte kosmische Strahlung zu kennen. Nur dadurch wird es möglich, das vermessene Energiespektrum mit dem erwarteten zu vergleichen und so eine Aussage über die Verstärkung der einzelnen Submodulkkanäle zu tätigen.

Für eine solche Simulation wird im Fall der Teststation das quelloffene Software-Modul *Geant4*¹ genutzt, um die Energiedeposition in den beteiligten Detektormodulen zu bestimmen. *Geant4* ist eine Monte-Carlo basierte Softwaresammlung, welche die Passage von Teilchen durch Materie modelliert. Dabei bietet *Geant4* eine Reihe von Funktionalitäten zur Simulation von Ereignissen in komplexeren experimentellen Aufbauten, um Teilchenspuren in aufwändigen Geometrien zu berechnen und zu verfolgen. *Geant4* berücksichtigt eine Vielzahl physikalischer Prozesse und lässt die Modellierung in benutzerspezifisierten Materialien über einen großen Energiebereich zu. [107]

Damit jedoch eine Simulation der Energiedeposition in den Detektoren der Teststation erfolgen kann, wird eine Ausgangsverteilung von eintreffenden kosmischen Teilchen im Labor benötigt. Diese Verteilung wird über einen Teilchengenerator der externen *CRY* Bibliothek bereitgestellt und ist im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.0.1 Cosmic-ray Bibliothek

Die *Cosmic-ray Shower*-Bibliothek *CRY* ist eine äußerst nützliche Erweiterung zu *Geant4*, um die Einflüsse der kosmischen Höhenstrahlung zu simulieren. Sie stellt Teilchen der primären und sekundären Höhenstrahlung mit den entsprechenden Winkel- und Energieverteilungen in verschiedenen Höhen über dem Meeresspiegel zur Verfügung.

Der Erweiterung liegt eine vollständige Simulation mithilfe des *MCNPX 2.5.0* Softwarepakets² zugrunde, um die Interaktion der kosmischen Höhenstrahlung mit der Atmosphäre zu simulieren. Die Atmosphäre wird basierend auf dem 1976 veröffentlichten *US-Atmosphärenmodell* modelliert und besteht aus fast 3300 Schichten mit unterschiedlicher Dichte, welche jeweils um 10 % zwischen zwei Schichten variiert [108]. Das obere Ende der Atmosphäre wird in einer Höhe von ~ 33 km angenommen, sodass dort die primären Protonen mit einer Energie zwischen 1 GeV und 100 TeV eintreffen. Dabei wird der Fluss der Protonen entsprechend der solaren Aktivität modifiziert wie im linken Teil von Abbildung 5.1

¹ engl: *Geometry And Tracking*

² engl: *Monte Carlo N-Particle extended* ist ein im Los Alamos National Laboratory entwickeltes Programm zur Simulation von Interaktion von Strahlung mit Materie. Es ist im Gegensatz zu *Geant4* weder quelloffen noch frei zugänglich.

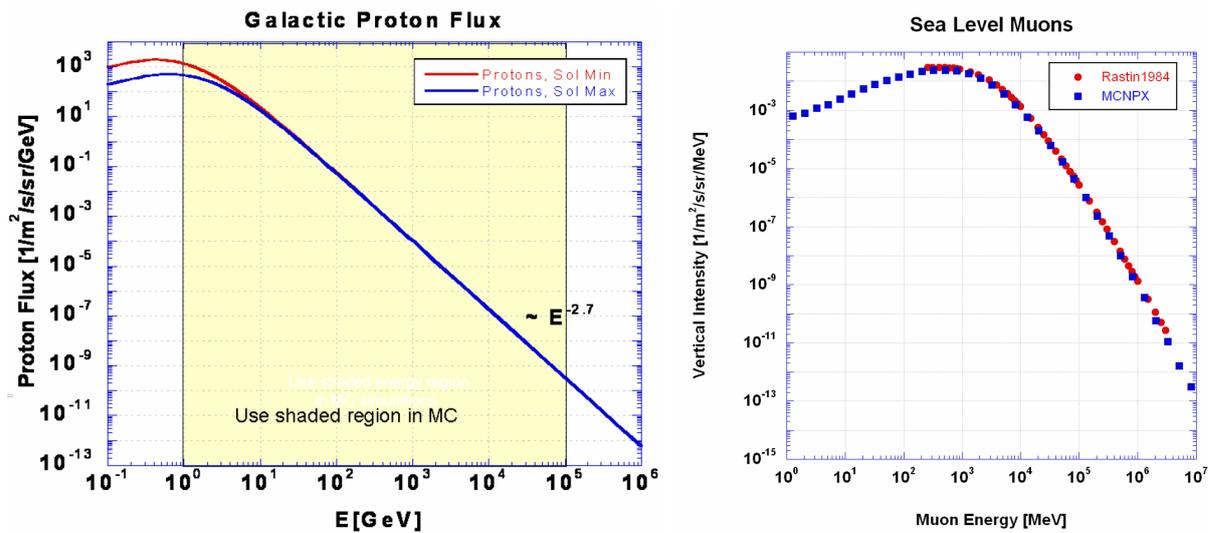


Abbildung 5.1: Links: Protonenfluss innerhalb der primären kosmischen Strahlung im Vergleich für minimale (rot) und maximale (blau) solare Aktivität. Bei Energien unter 10 GeV ist ein Unterschied erkennbar. Der gelb eingezeichnete Bereich markiert den für die MCNPX-Simulation einbezogenen Energiebereich [109, 110]. Rechts: Vergleich des simulierten Myonenflusses in der MCNPX-Simulation mit der gemessenen Größe [109, 111].

dargestellt. Wegen der geringen Beiträge zum Gesamtfluss wird auf eine Modellierung von primären kosmischen Teilchen höherer Ordnung (Heliumkerne oder schwerer) verzichtet.

In der Analyse wird die Breitengradabhängige geomagnetische Schwelle als Folge des Erdmagnetfelds berücksichtigt, jedoch nicht die Abhängigkeit vom Längengrad und der damit verbundene Ost-West-Effekt (vgl. 1.5.2).

Die volle MCNPX-Simulation erzeugt eine Vielzahl von Tabellen, welche schließlich im Moment der Benutzung der CRY-Software derartig miteinander gewichtet werden, dass die gewünschte kosmische Intensitätsverteilung für den Versuchsort am gewünschten Zeitpunkt erzeugt werden kann. Dabei können die Intensitäten, Energie- und Winkelverteilungen sowie Raten für Myonen, Neutronen, Protonen, Elektronen, Photonen und Pionen ausgegeben werden. Diese Abfrage kann auf einer von drei verschiedenen Höhen auf einer Fläche von bis zu 300 m x 300 m erfolgen. Ein Beispiel für das aus der Simulation stammende Spektrum der Myonen und dazugehörige Messwerte sind im rechten Teil von Abbildung 5.1 dargestellt.

Die Leistungsfähigkeit der im CRY-Paket hinterlegten Simulation wird in [109] mit unabhängigen Messwerten verglichen und eine gute Übereinstimmung im kompletten Energiebereich festgestellt.

5.0.2 Umsetzung der Simulation

Die Simulation für den Teststand im Keller des Helmholtz-Instituts für Strahlen- und Kernphysik wurde von Karsten Koop implementiert und im Rahmen dieser Arbeit weiter verfeinert.

Wie bereits erwähnt, wurde die Simulation der Energiedeposition mit *Geant4* unter Verwendung eines Teilchengenerators aus dem CRY-Paket umgesetzt. Dazu ist zunächst spezifiziert, an welchem Ort und zu welcher Zeit die Messung durchgeführt wird, sodass Teilchen gemäß der zu erwartenden Winkel- und Energieverteilungen erzeugt und an *Geant4* übergeben werden können.

Auf der Höhe des Meeresspiegels tragen weiche Komponenten wie Elektronen und Gammastrahlen

Tabelle 5.1: Anteil der einzelnen Komponenten der kosmischen Höhenstrahlung zum gesamten Fluss auf Meereshöhe. [62]

| Totaler Fluss | relativer Anteil / % | | | |
|--|----------------------|---------------------|------------|------------------|
| | Myonen | Sekundäre Neutronen | Elektronen | Protonen, Pionen |
| $3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | 63 | 21 | 15 | <1 |

aus elektromagnetischen Schauern, hadronische Komponenten und die harte Myonen-Komponente zur Gesamtintensität der kosmischen Strahlung bei (vgl. Tabelle 5.1). Bereits eine ~ 15 cm starke Bleiabschirmung reicht für eine nahezu komplette Unterdrückung der weichen Komponente. [112]

Der Versuchsaufbau befindet sich im Keller des Instituts und die kosmische Strahlung wird durch 4 Betondecken sowie das Dach des Gebäudes abgeschirmt. Dies entspricht einer Dicke von mindestens $\sim 1,5$ m bis 2 m Beton bzw. einer ähnlichen Dicke Felsäquivalent. Damit sollte das Institutsgebäude ebenfalls in der Lage sein, die weiche Komponente der kosmischen Strahlung näherungsweise komplett abzuschirmen. Neutronen aus Reaktionen der primären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre sind nicht so einfach abzuschirmen, hier wäre für eine Abschwächung um den Faktor 100 eine Dicke von ~ 4 m Felsäquivalent notwendig. Das Institutsgebäude erbringt daher vermutlich nicht die notwendige Abschirmung, sodass im Aufbau noch ein nicht verschwindender Beitrag durch Neutronen erwartet wird. Da jedoch die mittels Plastikszintillatoren realisierten Triggerdetektoren nur geladene Teilchen nachweisen können, werden solche Neutronenereignisse nicht aufgenommen. [112]

Aus diesen Gründen werden lediglich Myonen als Eingangsteilchen aus der CRY-Bibliothek abgefragt und in der *Geant4*-Simulation verarbeitet. In der Simulation ist eine simple Geometrie des Versuchsaufbaus bestehend aus den einzelnen Kanälen der Triggerdetektoren und den Kristallen des Submoduls abgelegt. Jegliche Haltestrukturen oder die Geometrie des Gebäudes oberhalb des Aufbaus werden nicht berücksichtigt. Lediglich die Decke der Klimakammer ist in Form einer dünnen Stahlplatte modelliert. Diese Herangehensweise stützt sich auf die Veröffentlichung von L. Bogdanova, wonach sich die Winkelverteilung der kosmischen Myonen bei der Durchquerung von weniger als 100 m Fels kaum verändert. [112]

In Abbildung 5.2 werden einige Ergebnisse der Simulation visualisiert, die eigentliche Verwendung der Daten aus der Simulation wird jedoch erst in Abschnitt 6 erläutert, sobald die Datenanalyse motiviert und beschrieben wird.

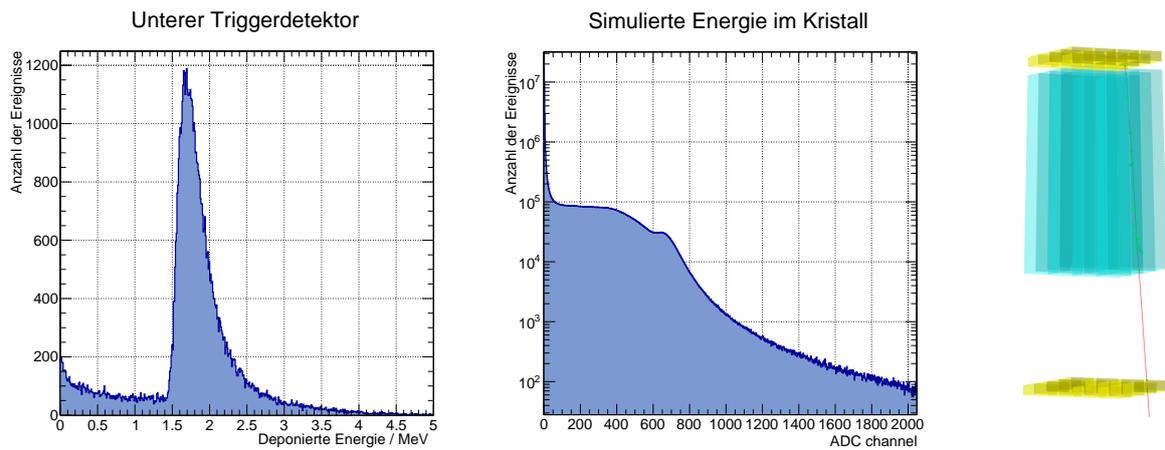


Abbildung 5.2: Links: Simulierte deponierte Energie in einem der Kanäle des unteren Triggerdetektors. Mitte: Simulierte Energiedeposition in einem der Submodulkanäle. Hier wurden alle Ereignisse eingetragen, bei denen auch die Teststation ausgelöst hätte, d.h. wenn einer je ein Kanal des unteren und oberen Triggerdetektors ausgelöst hat. Rechts: Visualisierung der in der Simulation verwendeten Geometrie des Versuchsaufbaus mit einem einzelnen Ereignis.

Analyse der gemessenen Daten

Im vorherigen Abschnitt wurden Aufbau und Steuerung der Teststation sowie die Digitalisierung der gemessenen Ereignisse beschrieben. In diesem Abschnitt sollen nun die Prinzipien der Interpretation jener gemessenen Werte erläutert werden. Dazu ist es zunächst wichtig, die aufgenommenen Daten sinnvoll zu kategorisieren und zu ordnen, sodass im Anschluss eine Energiekalibration durchgeführt werden kann. Dazu muss das in ADC-Kanälen aufgenommene Signal durch den Vergleich mit der simulierten Energiedeposition in kalibrierte Energieeinheiten überführt werden, um eine individuelle Verstärkung des jeweiligen Detektorkanals zu bestimmen. Diese Prozedur wurde mit dem ROOT-Softwarepaket umgesetzt und wird im Folgenden beschrieben.[74]

6.1 Datenaufbereitung

Die Daten sind ereignisbasiert aufgenommen, sodass zu jedem Triggersignal alle verfügbaren Informationen von ADC, TDC etc. ausgelesen werden. Daher enthält jedes Ereignis in den Messdaten eine Vielzahl von überflüssigen Informationen, wenn z. B. ein Detektor nicht getroffen wird. Solche Informationen sollen aussortiert und lediglich die relevanten Anteile für eine Interpretation herangezogen werden.

Durch die Segmentierung der Triggerdetektoren ist eine selektive Betrachtung verschiedener Spurtypen zu jedem der Submodulkanäle möglich und wird im Folgenden beschrieben.

Die naheliegendste Spur durch jeden Kristall verläuft genau senkrecht durch ihn hindurch, sodass die jeweils direkt darüber und darunter liegenden Kanäle der Triggerdetektoren ausgelöst werden. Diese Spur wird Spurtyp 0 genannt und kann in Abbildung 6.1 mit den anderen Möglichkeiten verglichen werden. Im Fall der senkrechten Spur ist eine Interpretation am einfachsten, da die relative Unsicherheit, mit der das Myon den Kristall durchquert hat, in der Wegstrecke relativ klein ist. Die Wegstrecke der Myonen durch den Kristall kann verhältnismäßig genau mit ~ 20 cm angegeben werden, sodass für die Annahme der Myonen als minimalionisierendes¹ Teilchen ein Maximum im Energieverlust bei ~ 200 MeV erwartet werden kann. [45]

Alle weiteren Spurtypen setzen sich aus nichtsenkrechten Bahnen zusammen, sodass die Energiedeposition im Kristall nicht trivial abzuschätzen ist. Daher ist die in Abschnitt 5 beschriebene Simulation nötig, um die im Kristall deponierte Energie zu bestimmen. Neben Spurtyp 0 sind auch die Spurtypen 1, 5, 6 und 7 für jeden Kristallkanal möglich. Die restlichen Spurtypen kommen nicht in allen Kristallkanälen vor, z. B. können die Eckpositionen des Submoduls nicht von Spurtypen 2 - 4 durch-

¹ und damit $E_{MIP} \sim 10,2$ MeV/cm in PWO [45]

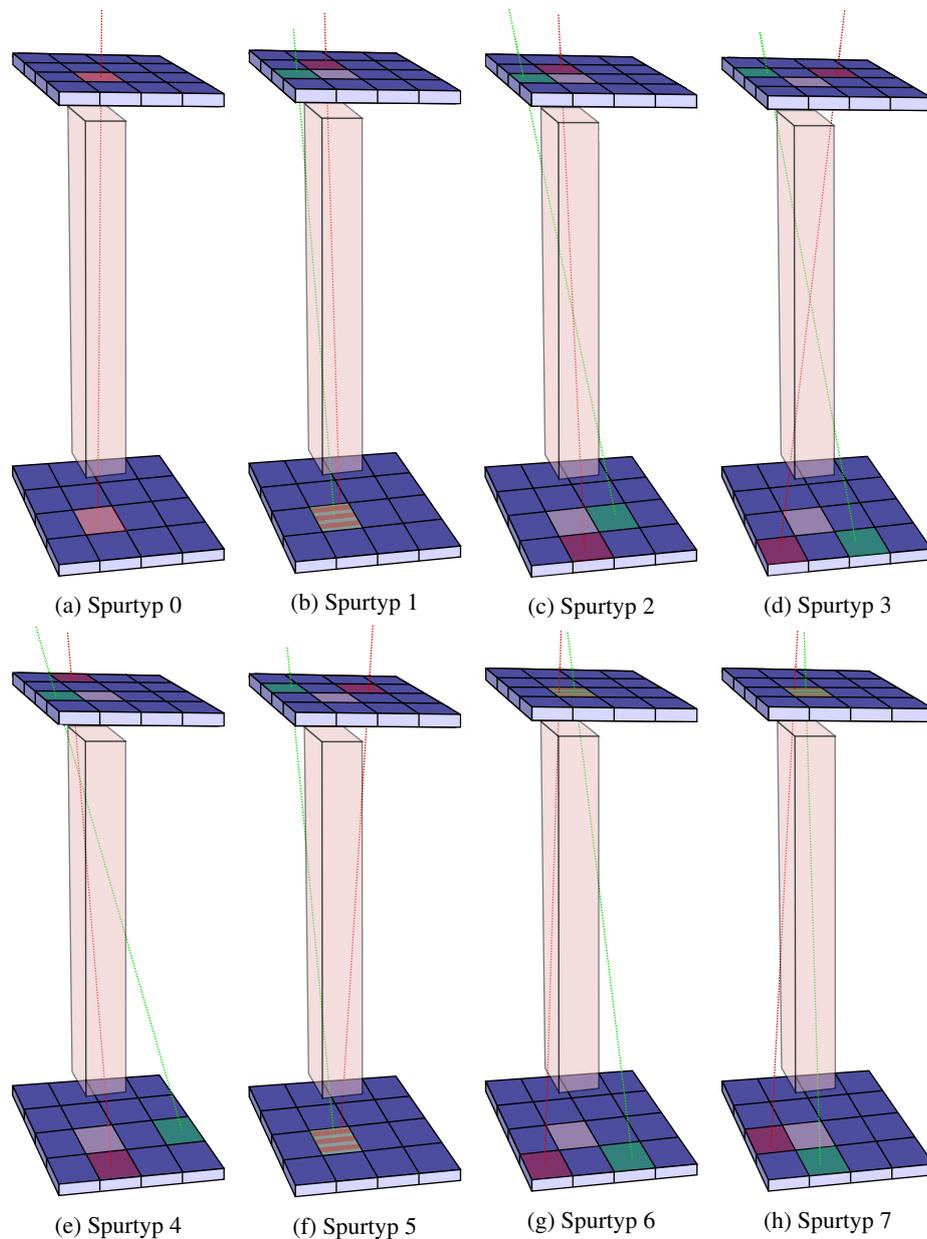


Abbildung 6.1: Verschiedene Spurtypen, welche zur Auswertung hinzugezogen werden. Dabei sind die ansprechenden Kanäle der beiden Triggerdetektoren farblich hervorgehoben. Alle Spurtypen sind hier beispielhaft für denselben getroffenen Submodulkanal (Kanal 6, vgl. auch Tab. 6.2 für mögliche Kombinationen, bzw. Abb. 6.2 für die Kanalanordnung) verzeichnet. Aus Übersichtsgründen wurden ab Spurtyp 1 nur zwei der möglichen Kombinationen jedes Typs in der Grafik dargestellt. Der Kristall befindet sich in vertikaler Richtung deutlich näher am oberen der beiden Triggerdetektoren, sodass die Spurtypen 1 und 7 bzw. 5 und 6 getrennt interpretiert werden.

quert werden. Des Weiteren gibt es unterschiedlich viele Realisierungsmöglichkeiten für die Spurtypen in verschiedenen Submodulkanälen. Als direkte Konsequenz ergibt sich, dass für die Eckkanäle eine geringere statistische Signifikanz in der Bestimmung der Kalibrationskonstante erreichbar ist als für zentral gelegene Kanäle. Abbildung 6.1 zeigt jeweils maximal 2 Beispiele jedes Spurtypen, um eine bessere Übersicht zu bieten. Die Anzahl der Realisierungen der Spurtypen für alle Submodulkanäle können in Tabelle 6.1 nachvollzogen werden. In Tabelle 6.2 hingegen werden beispielhaft für Kanal 6 des Submoduls alle möglichen Triggermuster zur Realisierung der einzelnen Spurtypen vorgestellt.

Tabelle 6.1: Verschiedene Spurtypen und die Anzahl der möglichen Realisierungen pro Spurtyp. Die Anzahl der möglichen Kombinationen für die einzelnen Spurtypen ist ebenfalls ein Maß für die zu erwartende Statistik.

| Kanal | Spurtyp und # Realisierungen | | | | | | | |
|-------|------------------------------|---|---|---|---|---|---|---|
| | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 0 | 1 | 2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 2 |
| 1 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 2 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 3 | 1 | 2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 2 |
| 4 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 5 | 1 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 6 | 1 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 7 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 8 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 9 | 1 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 10 | 1 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 11 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| 12 | 1 | 2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 2 |
| 13 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| 14 | 1 | 3 | 2 | 0 | 2 | 2 | 2 | 3 |
| 15 | 1 | 2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 | 2 |

Tabelle 6.2: Übersicht der möglichen Spurtypen für Kanal 6 des Submoduls und die jeweils möglichen Triggermuster. Dabei zeigt jeweils eine Kombination X/Y eine mögliche Kombination aus aktiven Triggerkanälen an. Hier steht X für den ausgelösten Kanal des oberen und Y für den ausgelösten Kanal des unteren Triggerdetektors.

| Spurtyp | Triggermuster (oben / unten) | | | |
|---------|-------------------------------|--------|-------|--------|
| 0 | 6 / 6 | | | |
| 1 | 2 / 6 | 5 / 6 | 7 / 6 | 10 / 6 |
| 2 | 2 / 10 | 5 / 7 | 7 / 5 | 10 / 2 |
| 3 | 1 / 11 | 3 / 9 | 9 / 3 | 11 / 1 |
| 4 | 2 / 14 | 14 / 2 | 7 / 4 | 4 / 7 |
| 5 | 1 / 6 | 3 / 6 | 9 / 6 | 11 / 6 |
| 6 | 6 / 1 | 6 / 3 | 6 / 9 | 6 / 11 |
| 7 | 6 / 2 | 6 / 5 | 6 / 7 | 6 / 10 |

| | | | |
|---|---|----|----|
| 0 | 4 | 8 | 12 |
| 1 | 5 | 9 | 13 |
| 2 | 6 | 10 | 14 |
| 3 | 7 | 11 | 15 |

Abbildung 6.2: Anordnung der Kanäle für das Submodul. Die Kanäle der Triggerdetektoren sind gleich angeordnet.

6.1.1 Klassifizierung verschiedener Spurtypen

Die Triggerdetektoren oberhalb bzw. unterhalb des Submoduls erlauben eine Selektion der verschiedenen Spurtypen, indem auf die Auslösung bestimmter Kanäle geschnitten wird. Sobald innerhalb des Koinzidenzfensters von ~ 100 ns ein Überschreiten der Triggerschwelle sowohl im oberen Triggerdetektor als auch im unteren Triggerdetektor stattfindet, wird das entsprechende Ereignis aufgezeichnet. Dazu werden die digitalen Signale der Triggerdetektoren verzögert, sodass die relative zeitliche Lage mit dem TDC-Modul bestimmt werden kann. Dadurch lässt sich der Detektionszeitpunkt jedes Ereignisses in einem Triggerkanal relativ zum Zeitpunkt des Ereignissignals bestimmen. In Abbildung 6.3 sind exemplarisch die TDC-Spektren von Kanal 4 in beiden Triggerdetektoren dargestellt. Hier ist erkennbar, dass nur bei je ca. 1500 von 92000 Ereignissen ein Signal im aktiven Fenster des jeweiligen Kanals vorgelegen hat. In den restlichen Fällen ist bis zum Ende des aktiven Fensters kein Signal am entspre-

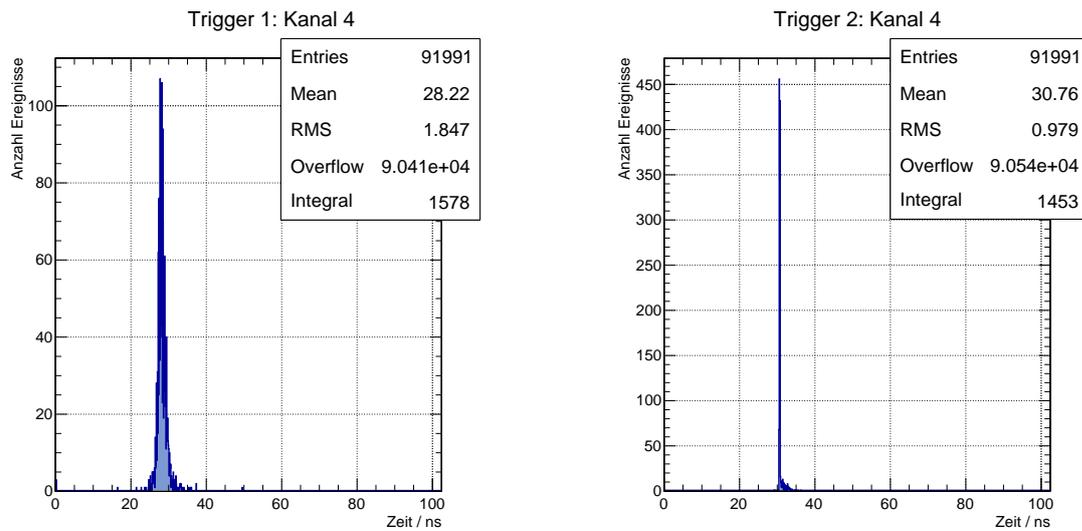


Abbildung 6.3: Beispiele für TDC-Spektren des Kanals 4 der beiden Triggerdetektoren ober- bzw. unterhalb des Submoduls.

chenden TDC-Eingang angekommen, sodass der Messwert den maximalen Wert (=Overflow) erreicht hat. Daher wird definiert, dass ein Teilchen den Triggerdetektor koinzident zum momentanen Ereignis passiert hat, falls ein TDC-Wert kleiner als der Overflow-Wert und größer als Null gemessen wird.

In Abbildung 6.3 lässt sich ebenfalls erkennen, dass das Zustandekommen der zeitlichen Koinzidenz fast in allen Fällen durch die Ankunft des Signals aus Trigger 2 bestimmt wird. Dies liegt an der größeren zeitlichen Verzögerung seines Signals und äußert sich in der schmalen Peakstruktur im entsprechenden TDC-Spektrum.

6.1.2 Untergrundbereinigung der Spektren

Jeder Kanal der im Teststand verwendeten ADCs weist eine derart eingestellte Basislinie auf, dass sie einer von Null verschiedenen Kanalnummer entspricht. Auf diese Weise kann flexibel auf Veränderungen der Basislinie reagiert werden und eventuell auftretende externe Einflüsse kompensiert werden. Würde die Basislinie so eingestellt, dass sie einem ADC-Wert von Null entspräche, gäbe es keine Möglichkeit Veränderungen zu kleineren ADC-Kanälen zu überwachen. Die Lage der Basislinie - auch Pedestal genannt - ist in jedem Kanal geringfügig unterschiedlich und muss korrigiert werden, damit lediglich der Einfluss des tatsächlichen kosmischen Signals zur Auswertung beiträgt. Um die Position der Basislinie zu bestimmen, gibt es verschiedene Ansätze.

Beispielsweise ist es möglich, solche Ereignisse als Pedestalereignisse zu deklarieren, in denen der betrachtete Kristall keinem der 8 verwendeten Spurtypen zugeordnet ist. Dabei besteht dennoch die Möglichkeit, dass zufällig eine Mehrfachstreuung oder ein ähnlich nicht triviales Ereignis vorliegt und es eine Energiedeposition im entsprechenden Kristall gegeben hat. Nichtsdestotrotz liefert die Mittelung über einige dieser Ereignisse einen einigermaßen zuverlässigen Wert für die aktuelle Lage des Pedestals. Kurzzeitige Ausreißer können mit einem gleitenden Mittelwert und der geschickten Wahl eines Fensters um die Lage des letzten Wertes vermieden werden. Problematisch ist diese Methode jedoch, falls es kurzfristige und massive Änderungen der Basislinie gibt. Diese können z. B. durch eine kurzfristige Änderung der Umgebungstemperatur im Labor entstehen, da die Basislinie des ADC von dieser Temperatur

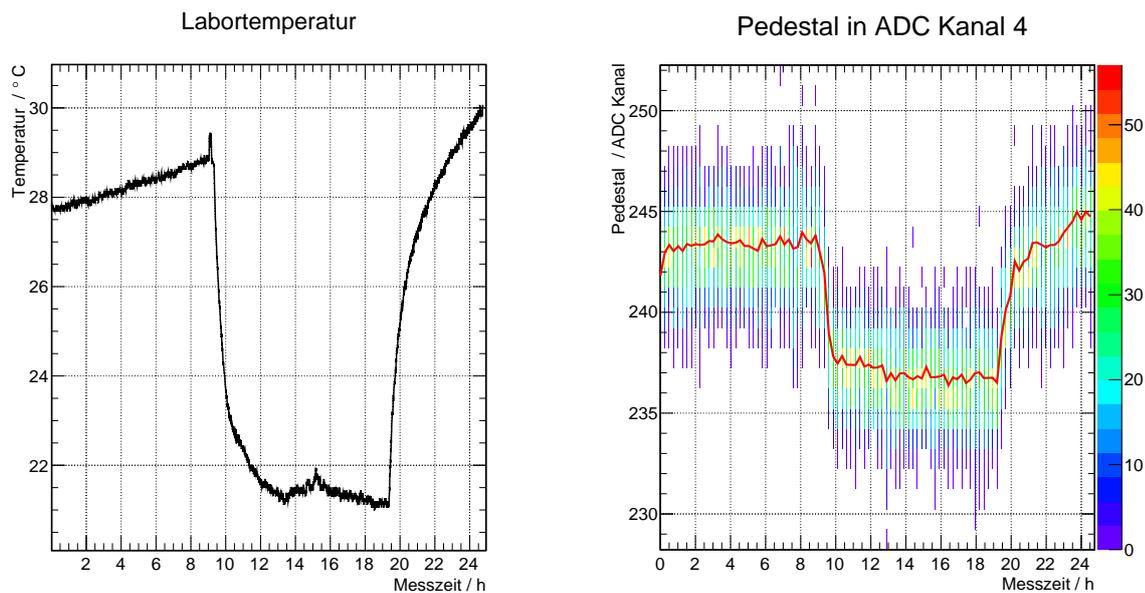


Abbildung 6.4: Verlauf der Labortemperatur während einer Messung mit Klimaanlageausfall (links) und das der Labortemperatur folgende Pedestal (rechts). Dabei werden rechts sowohl die einzelnen gepulsten Ereignisse histogrammiert, als auch die daraus folgende Mittelung als roter Verlauf darstellt.

abhängt. Im Labor des Teststandes ist es bereits zu Ausfällen der Klimaanlage gekommen, sodass die erwärmte Abluft der Klimakammern nicht ausreichend abgeführt werden konnte und die Temperatur im Labor um einen Betrag von bis zu $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ angestiegen ist (vgl. Abb. 6.4 links). In solchen Fällen beschreibt ein gleitender Mittelwert die Veränderung des Pedestals nicht verzögerungsfrei, sodass die Messdaten verfälscht werden.

Daher wird im Messaufbau in regelmäßigen Abständen eine gepulste Messung aufgenommen, um die Lage des Pedestals zu überwachen. Dabei wird nach jeweils 900 s Messzeit eine Reihe von ~ 100 gepulsten Ereignissen ausgelöst. Aufgrund der geringen Rate der kosmischen Ereignisse und des nur wenige Sekunden dauernden Pulsvorgangs kann der Einfluss von Zufallsereignissen in guter Näherung ausgeschlossen werden. Die aufgenommenen Ereignisse eines Blocks werden gemittelt und der Mittelwert zum jeweiligen Zeitpunkt festgehalten. Die dadurch ermittelten Pedestalpunkte werden zwischen den verschiedenen Messungen linear interpoliert. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Im linken Teil ist der Verlauf der Labortemperatur bei einem zweifachen Ausfall des Wärmetauschers der Klimaanlage dargestellt. Der zweite Ausfall erfolgt nach 19,5 h Messzeit und verursacht einen relativ schnellen Anstieg der Labortemperatur. Ein ähnliches Verhalten lässt sich auch im rechten Teil der Abbildung in der Pedestallage derselben Messung beobachten. Die Anzahl der gepulsten Ereignisse ist farblich in den einzelnen Bändern kodiert. In roter Farbe ist die gemittelte Position des Pedestals eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass der berechnete Wert auch bei dieser schnellen Veränderung der Raumtemperatur die Lage hinreichend genau und ohne nennenswerte Verzögerung beschreibt. Durch die Interpolation ist es möglich, zu jedem Zeitpunkt während der Messung einen Wert für das Pedestal jedes einzelnen ADC-Kanals abzufragen und damit eine Untergrundbereinigung durchzuführen.

Die dargestellte Situation in Abbildung 6.4 ist im normalen Messbetrieb eher ungewöhnlich, da sie durch einen Ausfall verursacht wird. Die Untergrundbereinigung ist trotzdem so ausgelegt, dass sie auch in solchen Situationen zuverlässig funktioniert. In Abbildung 6.5 lässt sich ein Beispiel für einen normalen und störungsfreien Betrieb betrachten. Dabei ist farblich kodiert die jeweilige Häufigkeitsver-

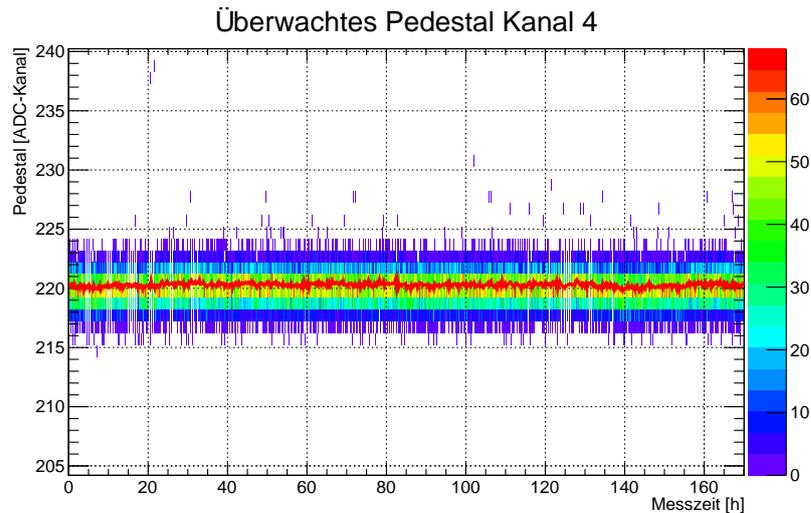


Abbildung 6.5: Verlauf des gepulsten Pedestals während einer störungsfreien Messung und die sich hieraus ergebende zeitliche Annäherung.

teilung der gepulsten Messung dargestellt sowie deren Approximation als rote Kurve darüber. Mit dieser Annäherung wird für jedes einzelne Ereignis aufgrund des Zeitpunktes ein individueller Wert für das Pedestal bestimmt und anschließend vom unbearbeiteten Wert des ADC abgezogen. Die entsprechend pedestalkorrigierten Ereignisse können anschließend einem bestimmten Spurtyp zugeordnet und in das entsprechende Spektrum eingetragen werden.

6.1.3 Erstellung der unkalibrierten Energiespektren

Zur Erzeugung der unkalibrierten ADC-Spektren wird eine Schleife über alle Ereignisse ausgeführt und jedes Ereignis gesondert prozessiert. Dabei werden zunächst anhand der TDC-Einträge die ausgelösten Triggerkanäle identifiziert und anschließend das vorhandene Triggermuster mit den möglichen Spurtypen jedes Kanals verglichen. Falls sich im aktuellen Ereignis eine Übereinstimmung mit einem oder mehreren Spurtypen ergibt, wird das Ereignis für die Sortierung in das entsprechende Histogramm vorbereitet. Beispielsweise könnte in einem Ereignis Kanal 2 des oberen und Kanal 10 des unteren Triggerdetektors ausgelöst haben. Dieses Triggermuster legt fest (vgl. mit Tab. 6.2, bzw. Abb. 6.1), dass es sich um ein Ereignis des Spurtyps 2 in Kristallkanal 6 handelt. Daher wird vom Roh-ADC-Wert des Kristallkanals 6 der zum Ereigniszeitpunkt in Kanal 6 herrschende Wert des Pedestal abgezogen und der resultierende ADC-Wert schließlich in das Spurtyp 2 zugehörige Spektrum von Kanal 6 gefüllt.

6.1.4 Erstellung der Energiespektren aus simulierten Ereignissen

Die Daten mit simulierten kosmischen Ereignissen liegen, wie in Abschnitt 5 bereits beschrieben, in der gleichen Form eines tabellenbasierten *csv*-Dateiformats² wie die tatsächlich gemessenen Daten vor. Die Energieeinträge sind in Form von kalibrierten ADC-Kanälen festgehalten und es ist ein einfaches TDC-Verhalten implementiert. Auf diese Weise ist es möglich, den ersten Teil der Analyse mit dem gleichen Programmaufruf für die simulierten Daten durchzuführen. Dabei werden simulierte Daten selbstständig

² engl. comma separated value

vom Programm erkannt und einige Operationen nicht durchgeführt. Dazu gehört die Überwachung des Pedestals, die Analyse des Temperaturverlaufs im Labor und andere experimentspezifische Beobachtungen. Die Nutzung eines einzigen Programms garantiert die prinzipielle Gleichbehandlung von simulierten und gemessenen Daten. In Abbildung 6.6 werden die den verschiedenen Spurtypen entsprechenden kalibrierten Histogramme für die simulierte Energiedeposition am Beispiel von Kristallkanal 6 dargestellt. Hier wird deutlich, dass eine getrennte Betrachtung der Spurtypen 1 und 7 (genau wie im Fall von 5 und 6) einen Mehrwert bieten, da eine Überlagerung der Beiden die charakteristischen Stellen im Verlauf der Histogramme abschwächen würde und eine Funktionsanpassung signifikant erschweren würde. Die simulierten Spektren weisen eine erheblich größere Statistik als die gemessenen Daten auf. Dadurch gibt es weniger statistische Fluktuationen in der Beschreibung der Energiedeposition im Detektor, sodass sich besser zuverlässige Aussagen treffen lassen.

6.2 Analysesoftware

Ziel der Analyse ist es, die verschiedenen pedestalbereinigten Spurtypen mit den äquivalenten simulierten Datensätzen (mit deutlich höherer Statistik) in Verbindung zu bringen. Dabei steht eine zentrale Frage im Raum: Wie können die in ADC-Kanälen gemessenen Energiedepositionen in kalibrierte Energieeinheiten überführt werden? Nach der Form:

$$E \cdot c = \text{ADC ch} \quad \text{mit} \quad [c] = 1 \frac{\text{ADC ch}}{\text{MeV}}.$$

Der Kalibrierungsfaktor c spiegelt die Verstärkung des individuellen Detektorkanals bei einem bestimmten Spurtypen wieder, sodass daraus ein gemessener Verstärkungsfaktor für den jeweiligen Detektorkanal berechnet werden kann. Dieser Verstärkungsfaktor kann mit den theoretisch erwarteten Werten aus dem Matching verglichen werden und so ein Bewertungsmaß für die Qualität des Matchings abgeleitet werden. Falls sich dort große Diskrepanzen ergeben, sollte das Matching und die zugrundeliegenden Annahmen überprüft werden. Beim ersten Matching ergab sich beim Vergleich der erwarteten Verstärkungsfaktoren mit den gemessenen eine erhebliche Diskrepanz, sodass die zugrundeliegenden Annahmen überprüft und aktualisiert wurden (vgl. Abschnitt 2.5).

6.2.1 Mögliche Analysemethoden

Prinzipiell sind verschiedene Methoden für die Ermittlung des Skalierungsfaktors c denkbar. Ein konzeptionell einfacher Ansatz besteht darin, einzelne markante Punkte im gemessenen sowie simulierten Spektrum zu identifizieren und anschließend zu vergleichen. Die Identifizierung der einzelnen Punkte erfolgt dabei beispielsweise über eine Funktionsanpassung und die Auswahl eines Funktionsparameters. Im in Abbildung 6.7 dargestellten Beispiel für einen senkrechten Spurtyp kann über die Anpassung einer Landauverteilung der MPV-Wert in beiden Spektren bestimmt werden und so dessen Lage für die kalibrierte Energie und den ADC-Kanal verglichen werden. Aus verschiedenen Funktionsanpassungen für die verschiedenen Spektren können so mehrere Punkte im Zusammenhang ADC-Kanal \leftrightarrow kalibrierte Energie ermittelt werden. Diese Punkte können aufgetragen werden und in der Summe linear approximiert werden, sodass sich aus der Steigung der Geraden der Faktor c ergibt. Allerdings setzt diese Methode das Vorhandensein von zumindest abschnittsweise passenden Fit-Funktionen für jeden Spurtyp voraus. Für die Spurtypen 0, 2 und 3 funktioniert dies mit der Landau- bzw. Gaußfunktion noch verhältnismäßig zuverlässig, für die restlichen Spurtypen sind jedoch keine geeigneten vorgefertigten

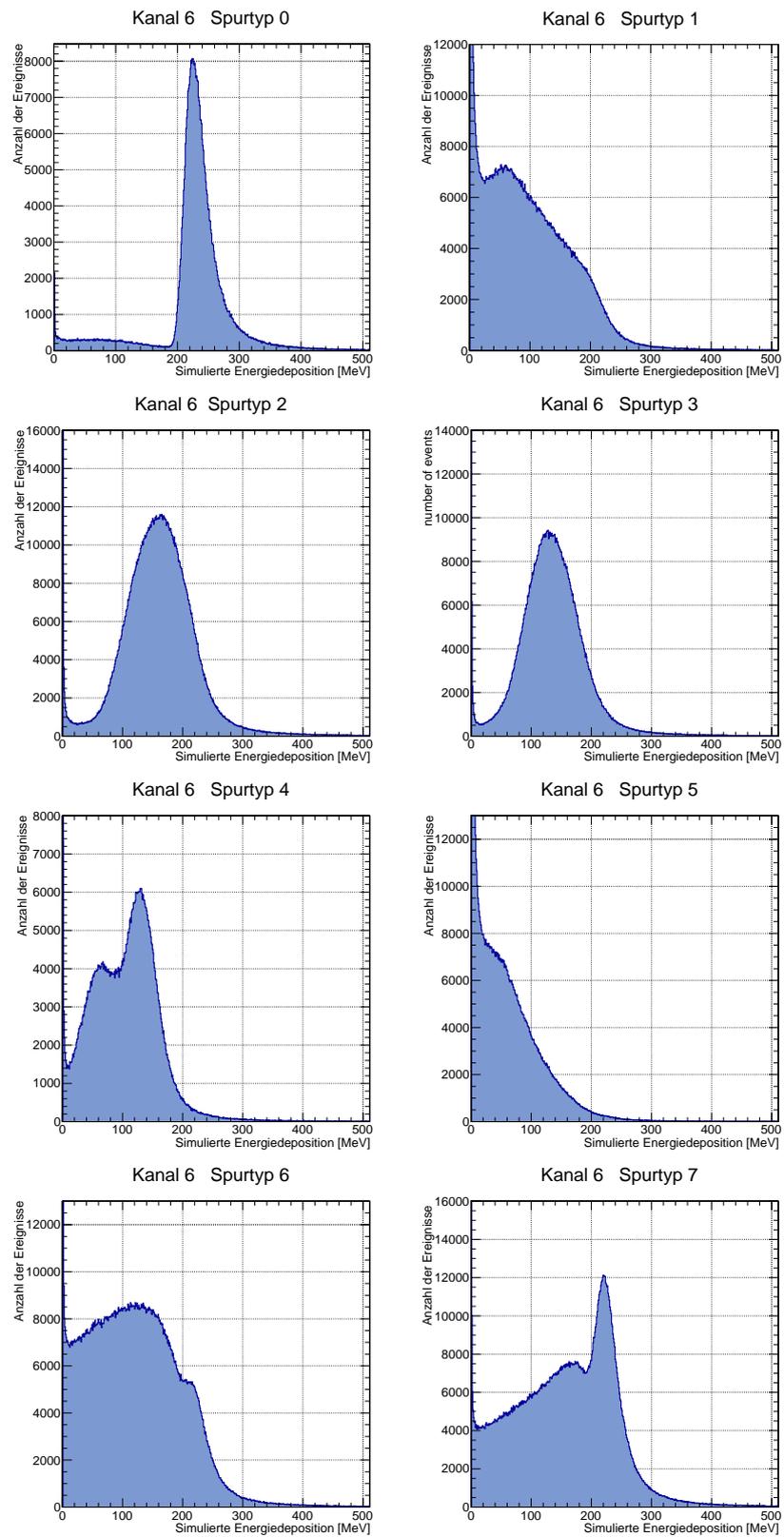


Abbildung 6.6: Beispielhafte simulierte Spektren der Energiedeposition für Kristallkanal 6 mit den acht verschiedenen möglichen Spurtypen.

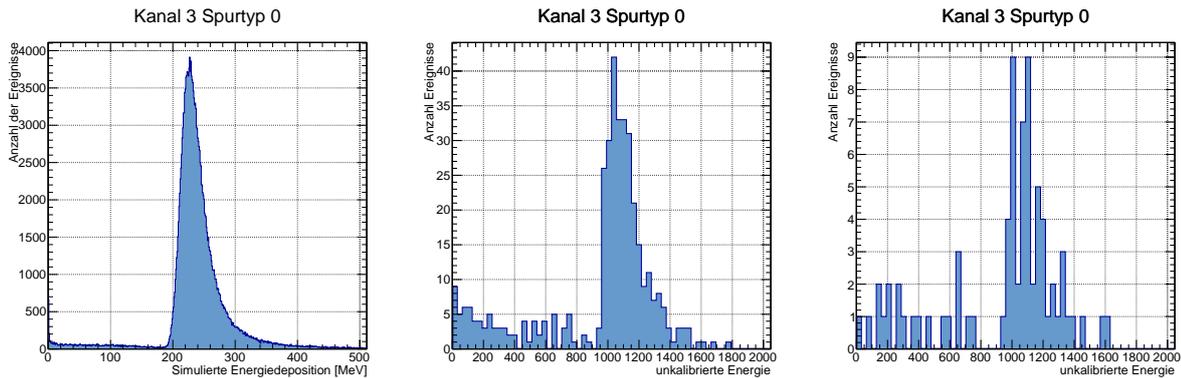


Abbildung 6.7: Vergleich der simulierten und gemessenen Spektren für Spurtyp 0 des Submodulkanaals 3. Links: Simulierte Energieverteilung mit geringer statistischer Fluktuation. Mitte: Gemessene unkalibrierte Energieverteilung mit hoher Statistik (ca. 500 h). Rechts: Gemessene unkalibrierte Energieverteilung mit einer für reguläre Messungen repräsentativen Statistik (ca. 90 h).

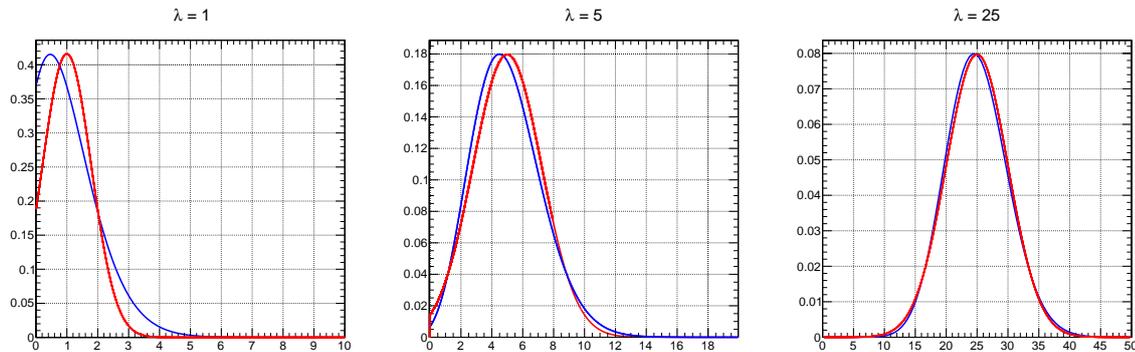


Abbildung 6.8: Vergleich der verschiedenen Poisson- (blau) und Gaußverteilungen (rot) für die Erwartungswerte $\lambda = 1$, $\lambda = 5$ und $\lambda = 25$ mit der jeweiligen Breite $\sigma = \sqrt{\lambda}$. Bei niedrigen Erwartungswerten ergibt sich eine große Diskrepanz zwischen beiden Verläufen, wohingegen sich bei hohen Werten ein ähnlicher Verlauf einstellt.

Funktionen verfügbar.

Eine Alternative hierzu bietet der direkte Fit der simulierten Daten an die Gemessenen mithilfe einer herkömmlichen χ^2 -Anpassung. Dies bietet den entscheidenden Vorteil, dass die Fitfunktion (im Idealfall) den kompletten Bereich des gemessenen Spektrums abdeckt und dadurch die Aussagekraft der gegebenen Statistik erhöht. Diese Methode ist bei hoher Statistik in der Tat erfolgreich, liefert jedoch bei den erwarteten niedrigen Ereigniszahlen, wie im rechten Teil von Abbildung 6.7 dargestellt, keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Der Grund hierfür liegt darin, dass die χ^2 -Anpassung eine gaußförmige Verteilung der Ereignisse in jedem Bin des ADC-Spektrums zugrunde liegt, welche für Zählexperimente bei niedriger Ereigniszahl jedoch nicht zutreffend ist. Gerade bei niedrigen Ereigniszahlen ergeben sich größere Unterschiede zur zugrundeliegenden Poissonverteilung, wie auch in Abbildung 6.8 dargestellt wird. Dort sind die jeweiligen Gauß- und Poissonverteilungen für unterschiedlich hohe Erwartungswerte dargestellt. Infolgedessen wird für die Auswertung der Teststationdaten die auf niedrige Statistik spezialisierte *Likelihood-Methode* verwendet, welche im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

6.3 Maximum-Likelihood-Methode

6.3.1 Motivation

Der naheliegendste Ansatz bei Funktionsanpassungen ist in der Regel die Methode der χ^2 -Minimierung. Allerdings stellen ereignisbasierte Histogramme, besonders solche mit niedriger Statistik, spezielle Anforderungen an mögliche χ^2 -Anpassungen. Die klassische Form ist durch

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left(\frac{n_i - f(i, \alpha)}{\sigma_i} \right)^2$$

gegeben. Dabei stellt n_i die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Intervall (Bin) i , σ_i deren Unsicherheit und $f(i, \alpha)$ die theoretisch erwartete Verteilung der Messwerte dar. Für eine optimale Beschreibung zwischen Theorie und Experiment wird der Parameter α_i solange variiert, bis χ^2 minimal ist. Diese Beschreibung von χ unterstellt eine gaußförmige statistische Verteilung mit der Breite σ_i um jeden Messwert n_i . Diese Breite σ_i ist allerdings in Zählexperimenten nicht gegeben, sodass mithilfe des Zentralen Grenzwertsatzes der Statistik eine Abschätzung für den Fehler von $\sqrt{n_i}$ sinnvoller erscheint. In diesem Fall ergibt sich

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left(\frac{n_i - f(i, \alpha)}{\sqrt{n_i}} \right)^2.$$

Falls die gemessene Verteilung lediglich niedrige Statistik aufweist, kann es vorkommen, dass eine verschwindende Ereigniszahl $n_i = 0$ gemessen wird, sodass ein Fehler von $\sqrt{n_i} = 0$ folgt und damit eine Polstelle in χ^2 verursacht. Folglich wird das Minimum für $\sigma_i = \sqrt{n_i} = 1$ gesetzt. Alternativ kann der Fehler σ_i durch $\sqrt{f(i, \alpha)}$ approximiert werden. Wird jedoch eine Verteilung beschrieben, in deren Randbereichen keine Ereignisse erwartet werden, löst diese Näherung keinesfalls das Problem auftretender Polstellen. Daher soll im Folgenden ein anderer Ansatz mithilfe der Maximum-Likelihood-Methode verfolgt werden. [113]

6.3.2 Erläuterung der Methode

Die Maximum-Likelihood-Methode bietet im Gegensatz zu einer herkömmlichen χ^2 -Analyse die Möglichkeit auch Verteilungen anzupassen, welche nicht aus Daten mit gaußförmigen Fehlern entstammen [114]. Dabei gibt die Likelihoodfunktion L ein Maß dafür an, wie wahrscheinlich es ist, dass bei gegebener Messung und festem Parameter α der vorliegende Datensatz durch die postulierte Verteilung $f(\alpha)$ beschrieben wird. Durch Variation der Parameter α kann L maximiert werden, sodass eine optimale Schätzung für α vorliegt und die Daten die höchste Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage aufweisen. [115]

Im vorliegenden Fall muss zunächst unterschieden werden, ob es sich im vorhandenen Datensatz um poisson- oder multinomialverteilte Daten handelt. Da hier im Experiment lediglich die Messdauer festgelegt ist, kann nicht von einer a priori bekannten und damit festgelegten Ereigniszahl N ausgegangen werden. Daraus folgt, dass es sich um poissonverteilte Daten handelt. Die gemessenen Daten liegen in Histogrammform mit B Bins vor und haben im i -ten Bin n_i Einträge, sodass $\sum_i n_i = N$ gilt. Die Anzahl der theoretisch erwarteten Ereignisse lässt sich durch y_i im i -ten Bin mit dem Parameter α beschreiben, sodass für die Anzahl der vorhergesagten Ereignisse $N_0 = \sum_i y_i$ gelten muss. Dabei entstammt die diskrete Verteilung der erwarteten Ereignisse y_i einer kontinuierlichen Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(\alpha)$, sodass sich die Anzahl der Einträge in jedem Intervall i nach $y_i = \int_i f(\alpha)$ ergibt. Die komplette Fläche unter der Kurve $f(\alpha)$ entspricht daher genau N_0 . Die Einhaltung dieses Kriteriums ist entscheidend

dafür, dass die Likelihoodfunktion konvergiert und daher ein Extremum gefunden werden kann. Die Likelihoodfunktion für poissonverteilte Daten lautet

$$L_p(\mathbf{y}, \mathbf{n}) = \prod_i \exp(-y_i) \frac{y_i^{n_i}}{n_i!}$$

Eine weitere Likelihoodfunktion $L(\mathbf{m}, \mathbf{n})$ kann für die Beziehung zwischen den gemessenen Werten n_i und den idealen, d.h. nicht fehlerbehafteten Messwerten m_i aufgestellt werden, sodass sich das Likelihoodverhältnis zur Bestimmung von Fitgüten

$$\lambda = \frac{L(\mathbf{y}, \mathbf{n})}{L(\mathbf{m}, \mathbf{n})}$$

ergibt. Das Theorem bezüglich des Likelihoodverhältnisses kann (vgl. [116]) herangezogen werden, um λ hin zu einer generellen χ^2 Statistik zu transformieren, sodass

$$\chi_L^2 = -2 \ln(\lambda) = -2 \ln(L(\mathbf{y}, \mathbf{n})) + 2 \ln(L(\mathbf{m}, \mathbf{n}))$$

gilt. Durch das Einführen eines negativen Vorzeichens wird das Maximierungsproblem in ein Minimierungsproblem überführt. Da jedoch $L(\mathbf{m}, \mathbf{n})$ nicht von der theoretisch erwarteten Verteilung der Ereignisse \mathbf{y} abhängt, ist eine Minimierung von χ_L^2 gleichbedeutend mit einer Minimierung von $-L(\mathbf{y}, \mathbf{n})$. Die Beschreibung durch χ^2 bietet jedoch zusätzliche statistische Möglichkeiten, wie z.B. eine Abschätzung der Fitgüte. Zur Bestimmung von λ werden die idealen Werte m_i mittels der tatsächlich gemessenen Werten n_i angenähert. [114]

$$\begin{aligned} \lambda_p &= \frac{L(\mathbf{y}, \mathbf{n})}{L(\mathbf{m}, \mathbf{n})} \approx \frac{L(\mathbf{y}, \mathbf{n})}{L(\mathbf{n}, \mathbf{n})} = \prod_i \exp(n_i - y_i) \left(\frac{y_i}{n_i}\right)^{n_i} \\ \rightarrow \chi_{L,p}^2 &= -2 \ln(\lambda_p) = 2 \sum_i \left(y_i - n_i + n_i \ln\left(\frac{n_i}{y_i}\right) \right) \end{aligned}$$

Diese aus dem Likelihoodverhältnis abgeleitete Vorschrift wird in in dieser Arbeit zur Bestimmung eines optimalen Schätzwertes der Parameter herangezogen. Die Bestimmung eines Fehlers für die mit dieser Methode bestimmten Schätzwerte ist eingänglich in [117] und [118] beschrieben. Dabei stellt sich die Situation gewöhnlich so dar, dass der Bereich um das Minimum durch eine parabolische Funktion beschrieben werden kann. Dieser Fall ist im linken Teil von Abbildung 6.9 dargestellt. Der Fehler kann durch den Abstand σ zum Minimum ermittelt werden, bei dem sich der Funktionswert gegenüber dem des Minimums um eins erhöht hat.

Alternativ zur Beschreibung des Bereichs um das Minimum der Likelihoodfunktion mit einer symmetrischen quadratischen Funktion ist auch eine asymmetrische Beschreibung der Region um das Minimum möglich. Dies kann in bestimmten Situationen von Vorteil sein, wenn die Minimierungsfunktion keinen symmetrischen Verlauf aufweist. Dieses Beispiel ist im rechten Teil von Abbildung 6.9 dargestellt. Als Folge der asymmetrischen Beschreibung des Minimums ergibt sich ebenfalls ein asymmetrischer Fehler für die Lage des Minimums. [115, 119, 120]

6.3.3 Anwendung der Likelihood-Methode

Im Folgenden soll die Anwendung der Likelihood-Methode auf die in der Teststation gemessenen Daten beschrieben werden. Dabei werden zunächst die Histogramme der einzelnen Spurtypen getrennt

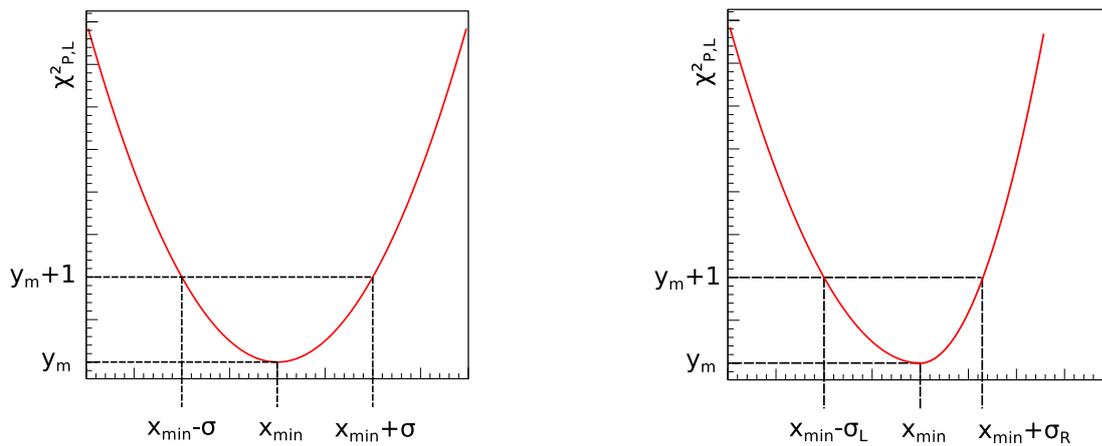


Abbildung 6.9: Bestimmung des Fehlers der Parameterabschätzung in der Log-Likelihood Methode. Die Definition der Minimierungsfunktion $-2 \ln(\lambda_p)$ ermöglicht eine Bestimmung des Fehlers aus der unmittelbaren Umgebung um das Minimum. Dabei kann der Fehler abgelesen werden, indem der Abstand zum Minimum bestimmt wird, an dem sich der Funktionswert um den Zahlenwert eins erhöht hat. Im linken Teil der Abbildung kann der Bereich um das Minimum durch eine symmetrische quadratische Funktion beschrieben werden. Dies ist im rechten Teil der Abbildung nicht möglich, da sich kein symmetrischer Verlauf um das Minimum ergibt. Das Ablesen des Fehlers erfolgt hier analog, es ergibt sich jedoch ein asymmetrischer Fehlerbereich. Abgeleitet aus [117].

behandelt. Ein Histogramm eines beliebigen Spurtyps hat B Bins (Intervalle) mit dem jeweiligen Eintrag n_i und der Binmitte x_i . Die Binmitte x_i wird in der unkalibrierten Einheit ADC-Kanäle angegeben und wird mithilfe der Auswertung in eine kalibrierte Energie überführt. Damit die Likelihood-Methode angewendet werden kann, muss eine theoretisch vorhergesagte Anzahl von Ereignissen für jeden Bin des gemessenen Energiespektrums vorliegen. Als Ergebnis der in Abschnitt 6.1.4 beschriebenen Erzeugung von kalibrierten Energiespektren liegen durch Interpolation kontinuierliche Funktionen $S(E)$ für jeden Spurtyp vor. Aus $S(E)$ lässt sich die Anzahl der Ereignisse für eine deponierte Energie E vorhersagen. Dabei ist zu beachten, dass die Funktion $S(E)$ die in der Simulation berechnete Datenmenge beschreibt und daher eine weit höhere Statistik als eine Einzelmessung in der Teststation aufweist. Es ist daher von entscheidender Bedeutung, die Anzahl der Ereignisse in der Simulation auf die tatsächlich gemessene Statistik anzupassen, um eine aussagekräftige Vorhersage zu erhalten. Eine Abfrage der postulierten Ereignisse in der Messung erfordert eine Umrechnung der ADC-Kanäle x_i in geeichte Energieeinheiten E des simulierten Spektrums nach der Form

$$\frac{x_i}{c} = E.$$

Dieses Vorgehen wird in Abbildung 6.10 verdeutlicht. Besondere Aufmerksamkeit erfordert die Tatsache, dass die simulierten Daten $S(x_i/c)$ durch den Faktor c gestreckt werden und sich so der Flächeninhalt unter S verändert. Daher ist es erforderlich, für jeden Skalierungsfaktor c eine eigene Normierung zu berechnen. Die Anpassung der Statistik der simulierten Daten erfolgt daher nach

$$y_i(x_i, c) = N_0 \cdot \frac{S\left(\frac{x_i}{c}\right)}{\int_x dx S\left(\frac{x}{c}\right)} \quad \text{mit} \quad \int_x dx S\left(\frac{x}{c}\right) = \sum_{i=1}^B S\left(\frac{x_i}{c}\right) \quad \text{und} \quad N_0 = \sum_{i=1}^B y_i,$$

sodass ein simulierter Bininhalt mit der Größe y_i beschrieben werden kann. Dabei beschreibt der Index i die Nummer des Bins im gemessenen Spektrum. Zur Bestimmung des Flächeninhalts wird S durch

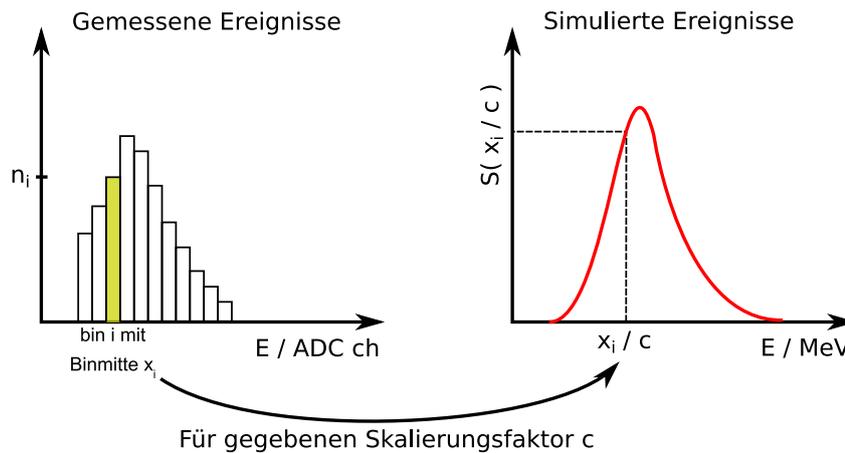


Abbildung 6.10: Vorgehensweise für die Ermittlung des optimalen Skalierungsfaktors. Für jeden Bin mit der Mitte x_i im gemessenen Spektrum wird bei gegebenem Skalierungsfaktor c die entsprechend korrespondierende vorhergesagte Wahrscheinlichkeit $S(x_i/c)$ bei der kalibrierten Energie angefragt und mit dem Bininhalt von i im gemessenen Spektrum (nach Gl. 6.1) verglichen. Dieser Vergleich wird für verschiedene Skalierungsfaktoren durchgeführt, um die passende Konfiguration zu erhalten.

den Faktor c auf die gemessenen Daten projiziert und dort die Beiträge zu den Bininhalten summiert. Diese Normierung ist essentiell für die erfolgreiche Suche eines Minimums der zu bestimmenden Likelihood-Funktion. Die auf den Flächeninhalt eins normierte Funktion von S wird anschließend mit der gemessenen Ereigniszahl im entsprechenden Spektrum skaliert, sodass sich eine zuverlässige Vorhersage der Ereignisse y_i im i -ten Intervall der gemessenen Daten ergibt. Damit lässt sich nun für ein einzelnes Spektrum die Güte eines gewählten Skalierungsfaktors c über die bereits in Abschnitt 6.3.2 vorgestellte Vorschrift

$$\chi_{L,P}^2 = 2 \sum_i \left(y_i - n_i + n_i \ln \left(\frac{n_i}{y_i} \right) \right) \quad (6.1)$$

beschreiben. Ein Maß $\chi_{L,P}^2$ für einen einzelnen Wert von c ist noch nicht ausreichend, um jenen Wert c mit der besten Übereinstimmung zwischen Modell und Daten zu bestimmen. Stattdessen wird die Berechnung von $\chi_{L,P}^2$ für 1000 verschiedene Werte c im Intervall von 2 bis 8 durchgeführt und die resultierenden Werte für $\chi_{L,P}^2$ in einem Histogramm aufgetragen. Dadurch ergibt sich bei korrekter Normierung der vorhergesagten Ereignisse eine Reihe von Datenpunkten, welche ein Qualitätsmaß für die Übereinstimmung von Daten und simulierten Ereignissen für jeweils einen gewählten Wert von c beschreiben. Dabei bildet sich ein absolutes Minimum an der Stelle der besten Abschätzung für c aus. Die Position des Minimums kann im Fall eines symmetrischen Verlaufs mit einer quadratischen Funktionsanpassung ermittelt werden.

Ein Vergleich mit Abbildung 6.11 verdeutlicht allerdings, dass es sich im hier vorliegenden Fall nicht um den symmetrischen Fall handelt. Daher wird das Minimum nicht durch eine herkömmliche Parabel, sondern durch eine Kombination aus zwei unterschiedlichen Parabelhälften mit einem gemeinsamen Minimum beschrieben. Das Minimum ist einer der freien Parameter der Funktion und wird durch die Anpassung bestimmt. Dazu werden zunächst eine Reihe von Funktionsanpassungen ausgeführt und jeweils die Lage des Minimums bestimmt, sodass in der darauffolgenden Iteration der anzupassende Funktionsbereich auf die Nachbarregion des zuvor bestimmten Minimums beschränkt werden kann. Diese Vorgehensweise ermöglicht eine präzise Bestimmung des Minimums eines Spurtyps für einen Submodulkanal und damit den optimalen Wert für c .

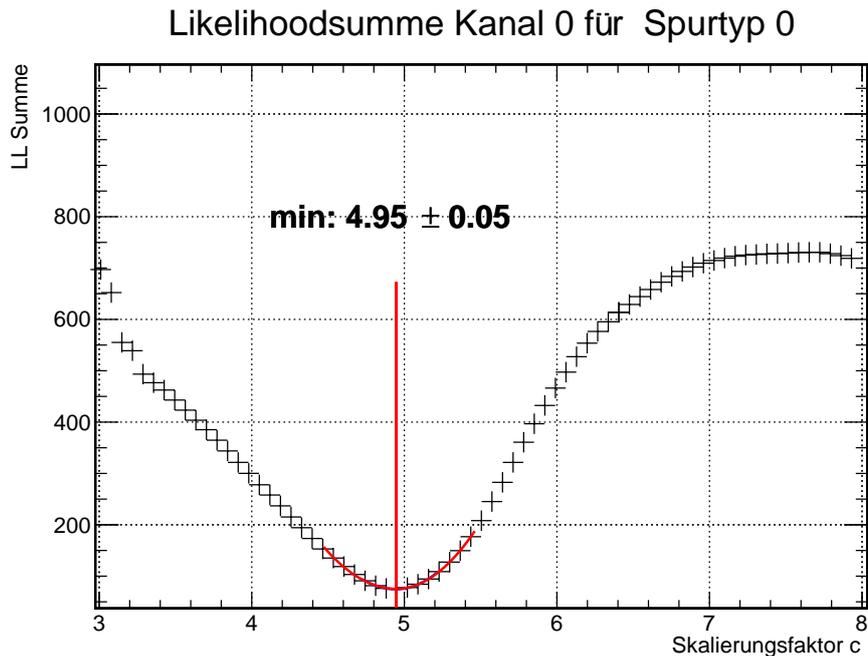


Abbildung 6.11: Beispiel für die Ermittlung der Likelihoodsumme für verschiedene Einstellungen des Skalierungsfaktors c . Das Minimum für die bestmögliche Einstellung von c ist deutlich zu erkennen. Die Lage des Minimums wird durch eine Reihe iterativer Funktionsanpassungen mit eingeschränktem Funktionsbereich bestimmt. In der finalen Iteration wird schließlich eine Kombination aus zwei unterschiedlichen Parabeln mit gemeinsamem Minimum als Fitfunktion gewählt, um eine möglichst genaue Beschreibung des Minimums zu erreichen. Die sich dadurch ergebende Asymmetrie des Fehlers ist minimal, sodass für die weitere Betrachtung lediglich der mittlere Beitrag beider Komponenten benutzt wird.

Da nur ein einzelner Skalierungsfaktor für die gesammelten Spurtypen eines Submodulkansals erforderlich ist, müssen die Informationen der verschiedenen Spurtypen kombiniert werden. Dazu wird die nach Gleichung 6.1 bestimmte Summe der Einzelspektren für jeden Wert des Skalierungsfaktors c addiert. So ergibt sich für die maximal acht möglichen Spurtypen (TT) die Vorschrift

$$\chi_{\text{Ges}}^2 = \sum_{TT=0}^7 (\chi_{TT}^2)$$

für jeden Wert des Skalierungsfaktors c . Allerdings stehen aufgrund der Triggergeometrie lediglich für die inneren vier Kristallpositionen jedes Submoduls alle Spurtypen zur Verfügung. In allen anderen Kristallpositionen verschwinden die Beiträge χ_{TT}^2 nicht zu realisierender Spurtypen. Analog zum zuvor beschriebenen Vorgehen ergibt sich aus der Summe der Beiträge für verschiedene Spurtypen ein Histogramm vergleichbar zu dem in Abbildung 6.11, für welches das Minimum und damit der optimale Wert für c bestimmt wird.

6.3.4 Bewertung der Likelihood-Methode

In diesem Abschnitt soll die Leistungsfähigkeit des implementierten Verfahrens zur Bestimmung der optimalen Konfiguration des Skalierungsfaktors bewertet und auf diese Art bestätigt werden, dass das Verfahren zuverlässige Ergebnisse liefert. Dazu werden simulierte Daten mit dem bereits in Ab-

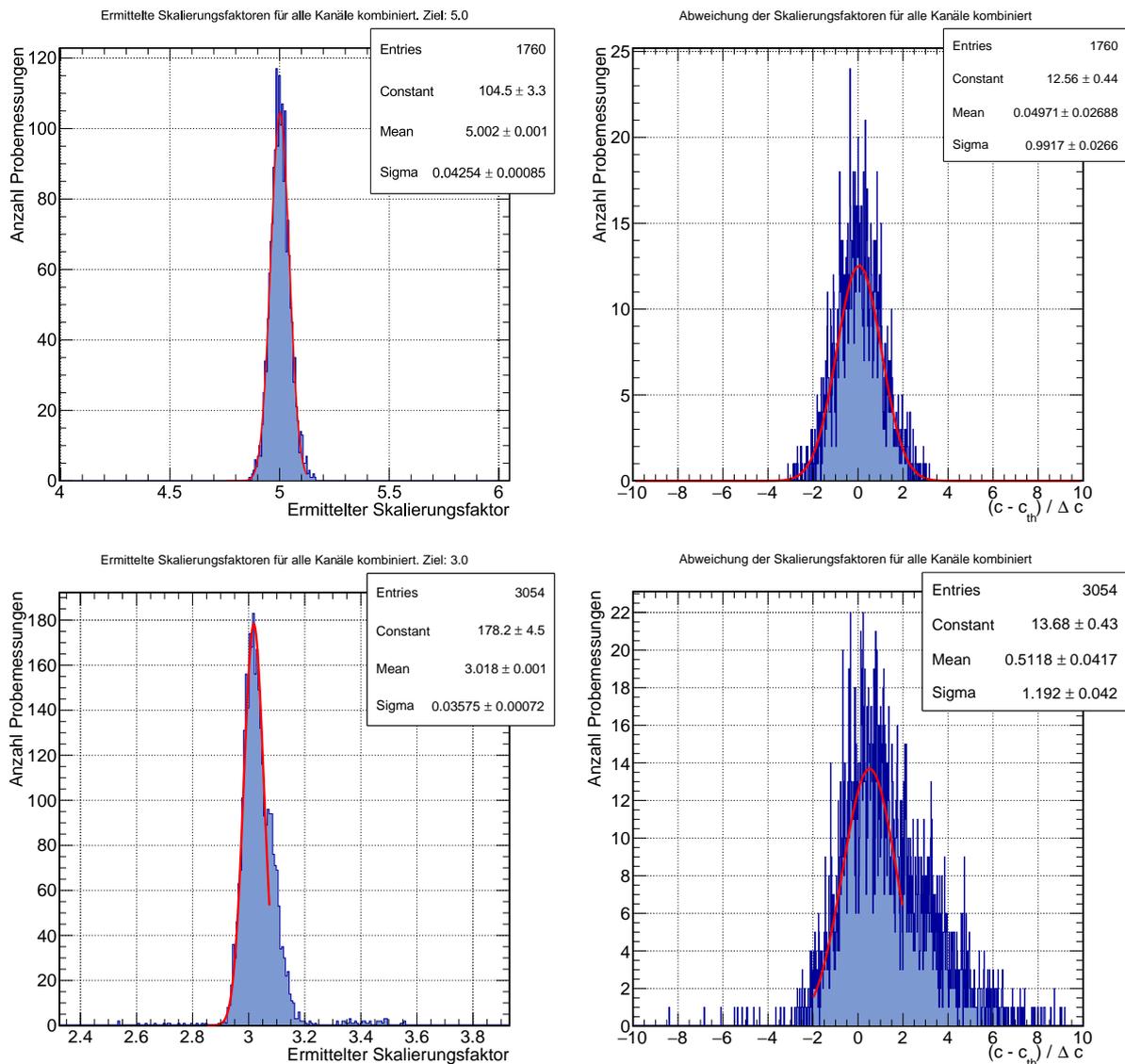


Abbildung 6.12: Ergebnisse der mit der Likelihood-Methode analysierten Monte-Carlo Daten. Die Daten sind mit einem auf $c_{th} = 4,0$ festgelegten Skalierungsfaktor simuliert und anschließend mit der Analyseprozedur ausgewertet.

schnitt 5 beschriebenen Verfahren erzeugt. Diese Daten werden allerdings nun mit einem festgelegten Skalierungsfaktor c_{th} multipliziert und mit der Analysesoftware für gemessene Daten untersucht. Dazu werden zunächst Spektren für die verschiedenen Spurtypen jedes Kanals erzeugt und schließlich mit der Likelihood-Methode ein Skalierungsfaktor bestimmt. Aus dem Vergleich des mit der Likelihood-Methode ermittelten Faktors c und des vorher bei der Simulation festgelegten Faktors c_{th} lassen sich mehrere Erkenntnisse ableiten.

Für eine quantitative Aussage werden eine größere Anzahl von Messungen (mehrere hundert) mit jeweils verschiedenen simulierten Messdauern und theoretischen Skalierungsfaktoren c_{th} benötigt. Im oberen Teil von Abbildung 6.12 sind die Ergebnisse für eine Messdauer äquivalent zu 85 Stunden Messung im Teststand dargestellt. Dabei wurde der theoretische Skalierungsfaktor 5 mit den simulierten verrechnet.

Im linken Teil sind die von der Analysesoftware aus den Datensätzen bestimmten Skalierungsfaktoren aufgetragen. Dabei ist erkennbar, dass der Mittelwert der Verteilung der rekonstruierten Faktoren bis auf eine nicht signifikante Abweichung den Wert 5 ergibt. Rechts daneben ist die sogenannte Pull-Verteilung nach

$$\text{pull} = \frac{c - c_{th}}{\Delta c}$$

dargestellt [118]. Der Fehler Δc ergibt sich hier aus der Bestimmung von c mit der Likelihood-Methode (vgl. mit σ in Abb. 6.9 bzw. Abb. 6.11). Dabei sollte sich hier eine Normalverteilung um 0 mit der Breite 1 ergeben. Die Breite der Verteilung ist hier 1, die Lage des Mittelwertes zeigt auch die geringfügige Überschätzung des Ergebnisses im Maß von 5 % einer Fehlerbreite. Dieses Ergebnis ist dennoch sehr zufriedenstellend und bietet eine ausreichende Präzision für die Messung. Die untere Reihe von Abbildung 6.12 zeigt eine vergleichbare Reihe von Simulationen mit einem theoretischen Skalierungsfaktor von 3 und der gleichen simulierten Messdauer. Die Verteilung der rekonstruierten Skalierungsfaktoren ist asymmetrisch und zeigt einen wahrscheinlichsten rekonstruierten Wert 3,02 und liegt damit ca. 1 % über dem erwarteten Wert. Die Asymmetrie der Verteilung sowie die vielen „Ausreißer“ verstärken diesen überschätzenden Effekt noch weiter. Dieser Zusammenhang ist auch in der daneben dargestellten zugehörigen Pull-Verteilung zu sehen. Dabei zeigt sich eine mittlere Überschätzung von einem halben Fehlerbeitrag und eine zu große Breite der Verteilung, was auf eine zu kleine Abschätzung des Fehlers schließen lässt.

Ein Grund für die Überschätzung liegt in der in Abschnitt 7.1 motivierten Einschränkung des für die Likelihood-Methode einzubeziehenden Bereichs des gemessenen Spektrums. Laut Gleichung 6.1 wird für die Likelihood-Methode über alle Bins des gemessenen Spektrums und der darin vorausgesagten Anzahl von Ereignissen summiert. Wegen Unstimmigkeiten zwischen den simulierten Energiespektren und ihren gemessenen Gegenstücken wird der Bereich der Summierung im gemessenen Spektrum jedoch auf ADC-Werte größer als 350 beschränkt (vgl. Abschnitt 7.1). Kleinere Skalierungsfaktoren bedeuten eine geringere Amplitude in den gemessenen Daten, daher werden bei fester Schwelle für den ADC-Bereich größere Teile des Histogramms abgeschnitten. Demnach gehen für geringere Skalierungsfaktoren weniger negative Summanden in die Likelihoodsumme ein. In der Folge zeigt sich ein starker Anstieg der Likelihoodsumme hin zu kleinen Skalierungsfaktoren, wie in Abbildung 6.13 dargestellt. Falls das Minimum der Likelihoodsumme in der Nähe dieses starken Anstiegs liegt, wird es von diesem überlagert und seine Position ändert sich geringfügig. Diese Überlagerung spielt bei höheren Skalierungsfaktoren keine Rolle mehr. Da in der Teststation alle Skalierungsfaktoren deutlich über dem Zahlenwert 3 liegen sollten, fällt diese Überlagerung nicht nennenswert ins Gewicht. Andernfalls müsste der ermittelte Skalierungsfaktor entsprechend korrigiert werden.

In Abbildung 6.14 wird das beschriebene Vorgehen der Auswertung simulierter Daten durch den Analysealgorithmus durch eine Vielzahl weiterer Kombinationsmöglichkeiten verschiedener Messdauern und verschieden eingestellter theoretischer Skalierungsfaktoren erweitert. Dadurch lässt sich ein ausführlicher Eindruck von der Qualität der Auswertung bei unterschiedlichen Ausgangslagen gewinnen. In der Abbildung werden die Häufigkeitsverteilungen der ermittelten Skalierungsfaktoren für vier verschiedene simulierte Messdauern angezeigt. Farblich codiert werden hier die Häufigkeitsverteilungen logarithmisch dargestellt, darüber der jeweils per Gaußfit bestimmte Mittelwert und Breite (σ) der Verteilung. Es zeigt sich, dass die Überschätzung des ermittelten Skalierungsfaktors bei einem theoretischen Wert $c_{th} = 3$ bei unterschiedlichen Messdauern konstant bleibt. Davon abgesehen kann entnommen werden, dass der mittlere ermittelte Skalierungsfaktor bei allen Messdauern bis auf das Subprozentniveau der theoretischen Eingangsgröße entspricht. Lediglich die Streuung der ermittelten Faktoren nimmt bei höherer Messstatistik ab. Bei einer Messdauer von 34 h ergibt sich mit ca. 1,5 % ein noch recht hoher relativer Fehler, welcher ab einer Messdauer von ca. 85 h ein akzeptables Maß von unter einem Prozent

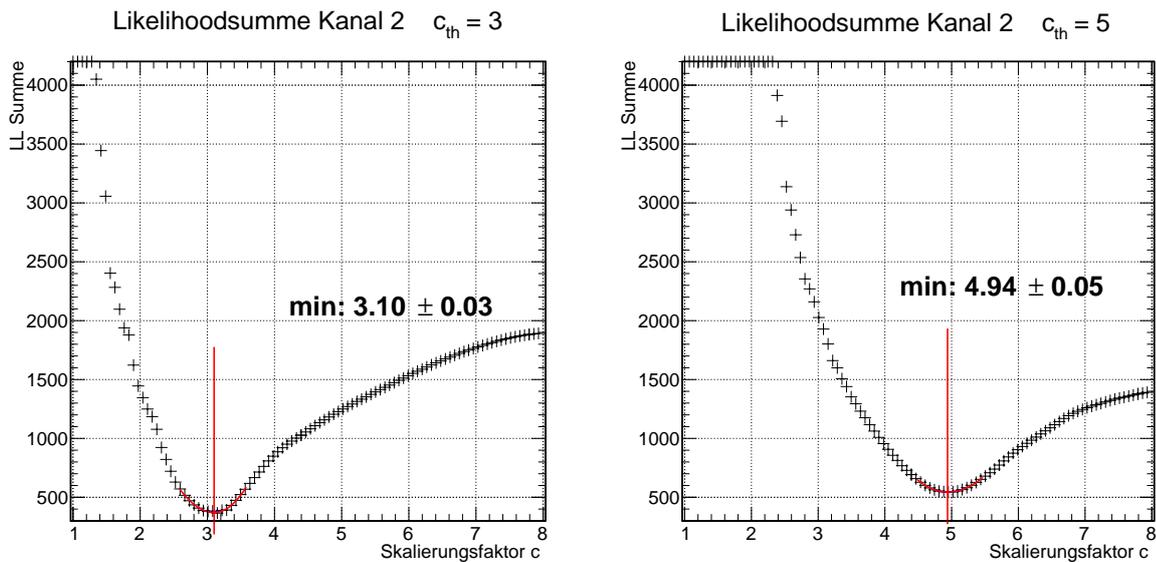


Abbildung 6.13: Gebildete Likelihoodsummen für zwei analysierte Monte-Carlo Datensätze. Die Daten sind links mit einem auf $c_{th} = 3,0$ und rechts mit einem auf $c_{th} = 5,0$ festgelegten Skalierungsfaktor simuliert und anschließend mit der Analyseprozedur ausgewertet. Durch die Beschneidung des aufzusummierenden ADC-Bereichs fehlen bei niedrigen Skalierungsfaktoren (negative) Summanden in der Likelihoodsumme. Dies hat einen starken Anstieg der Summe im Bereich kleiner Skalierungsfaktoren zur Folge und damit eine Überlagerung der eigentlichen Minimumsstruktur. Durch die asymmetrische Überlagerung wird die Position des Minimums bei kleinen Skalierungsfaktoren geringfügig zu höheren Werten verschoben.

erreicht. Aus diesem Grund wurde die geplante Messdauer pro Submodul im Teststand mit 93 Stunden oberhalb dieser Schwelle von 85 h angesetzt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Likelihood-Methode für die Auswertung der Skalierungsfaktoren zuverlässig und ausreichend genau verwendet werden kann. Lediglich bei einem Skalierungsfaktor < 4 sollte beim aktuell reduzierten ADC-Bereich das Ergebnis geringfügig hin zu niedrigeren Werten korrigiert werden.

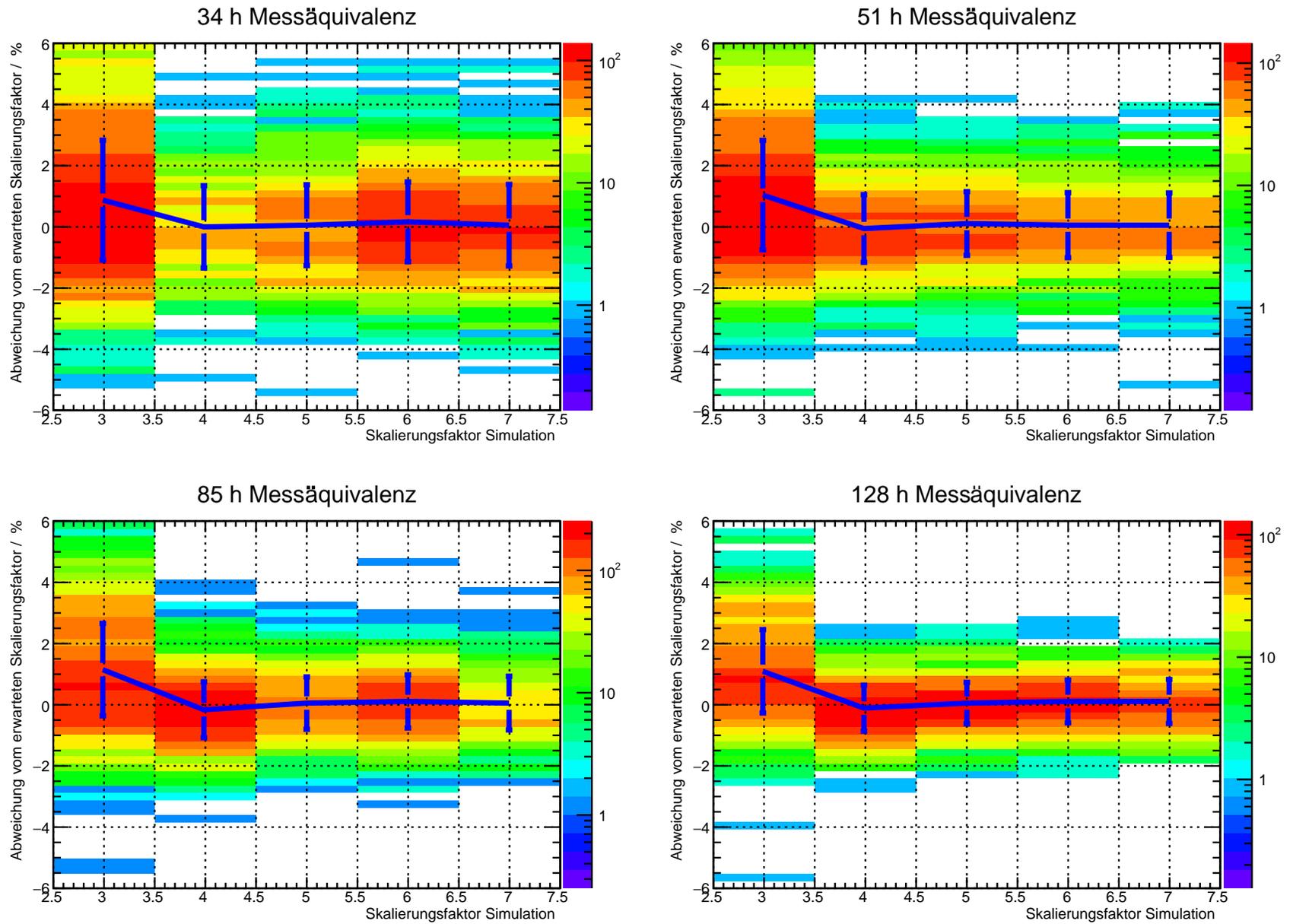


Abbildung 6.14: Gesammelte Ergebnisse der Datenanalyse für Monte-Carlo-generierte Testdaten

6.3.5 Amplitudenkorrekurfaktoren

Der Teststand für die PANDA-Submodule in Bonn besteht insgesamt aus vier identischen Teststation-Modulen. Da jedoch die Submodule jeweils nur an einer der Stationen vermessen werden, ist es eklatant wichtig, dass die einzelnen Stationen vergleichbare Ergebnisse aus der Vermessung liefern. Dabei kommt dem analogen Signalzweig der Kristallsignale eine besondere Bedeutung zu, da dieser die Verstärkung maßgeblich beeinflusst. Die Signalzweige für die einzelnen Kanäle können leicht unterschiedliche elektrische Transmissionseigenschaften aufweisen. So ist es möglich, dass die Lötstellen an verschiedenen Stellen variierende Güte haben oder dass der Kontaktwiderstand eines Steckers nicht in allen Kanälen identisch ist.

Die daraus resultierende Variation der elektrischen Transmissionsamplitude sollte quantifiziert und anschließend kompensiert werden. Dazu wird in allen Kanälen der Messaufbauten ein repräsentatives elektrisches Signal eingespeist und mit der vorhandenen Ausleseketten ausgewertet. Als repräsentatives Signal wird ein zuvor per Oszilloskop aufgezeichnetes, kosmisches Ereignis verwendet. Das digitalisierte Signal ist im linken Teil von Abbildung 6.15 dargestellt. Es wird am Ort seiner Messung mittels eines Signalgenerators in die UFL-Buchse des Teststation-Patchpanels eingespeist und der resultierende Signalpegel mithilfe des ADC bestimmt.

Die digitalisierte Signalform des kosmischen Signals kann mit dem verwendeten Signalgenerator modifiziert werden, sodass das Signal nacheinander mit 8 verschiedenen Amplituden eingespeist wird. Im Anschluss wird die Messung ohne anliegendes Signal zur Pedestalbestimmung wiederholt. Die Einspeisung der Signale erfolgt mit hoher Rate für jeweils ein paar Sekunden pro Amplitude, sodass sich nach der Histogrammierung aller Ereignisse eine Darstellung wie rechts oben in Abbildung 6.15 ergibt. Mit einem Skript von Christoph Schmidt erfolgt die Auswertung der Messung, indem zunächst alle Peaks in jenem Histogramm identifiziert und anschließend gegen die jeweils eingespeiste Amplitude aufgetragen werden (vgl. Abb. 6.15 unten links). Aus der Steigung der linearen Anpassung lässt sich ein Maß für die Verstärkung des individuellen Kanals des jeweiligen Teststation-Moduls ableiten.

Diese Messung wird für alle Kanäle der verfügbaren Teststation-Module wiederholt, sodass die Ergebnisse miteinander verglichen werden können. Dazu wird der Mittelwert aller gemessenen Steigungen (zunächst nur in beiden Stationen der linken Laborseite) bestimmt und die relativen Abweichungen der Einzelsteigungen dazu festgehalten. Nach der Vermessung eines Submoduls müssen die individuellen Kanäle um genau diesen Beitrag korrigiert werden. Das Ergebnis der Messung für die linke Klimakammer ist im Teil rechts unten von Abb. 6.15 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Transmission T der Einzelkanäle um bis zu 5 % vom Mittelwert abweicht. Die resultierenden Fehler sind, wie auch im vorherigen Abbildungsteil, zu klein um dargestellt zu werden. Damit im Folgenden die Skalierungsfaktoren c_i der Einzelkanäle aus unterschiedlichen Messungen miteinander verglichen werden können, muss der gemessene Gain E_i nach

$$E_i = c_i/T_i$$

aus der zuvor berechneten Transmission T_i bestimmt werden.

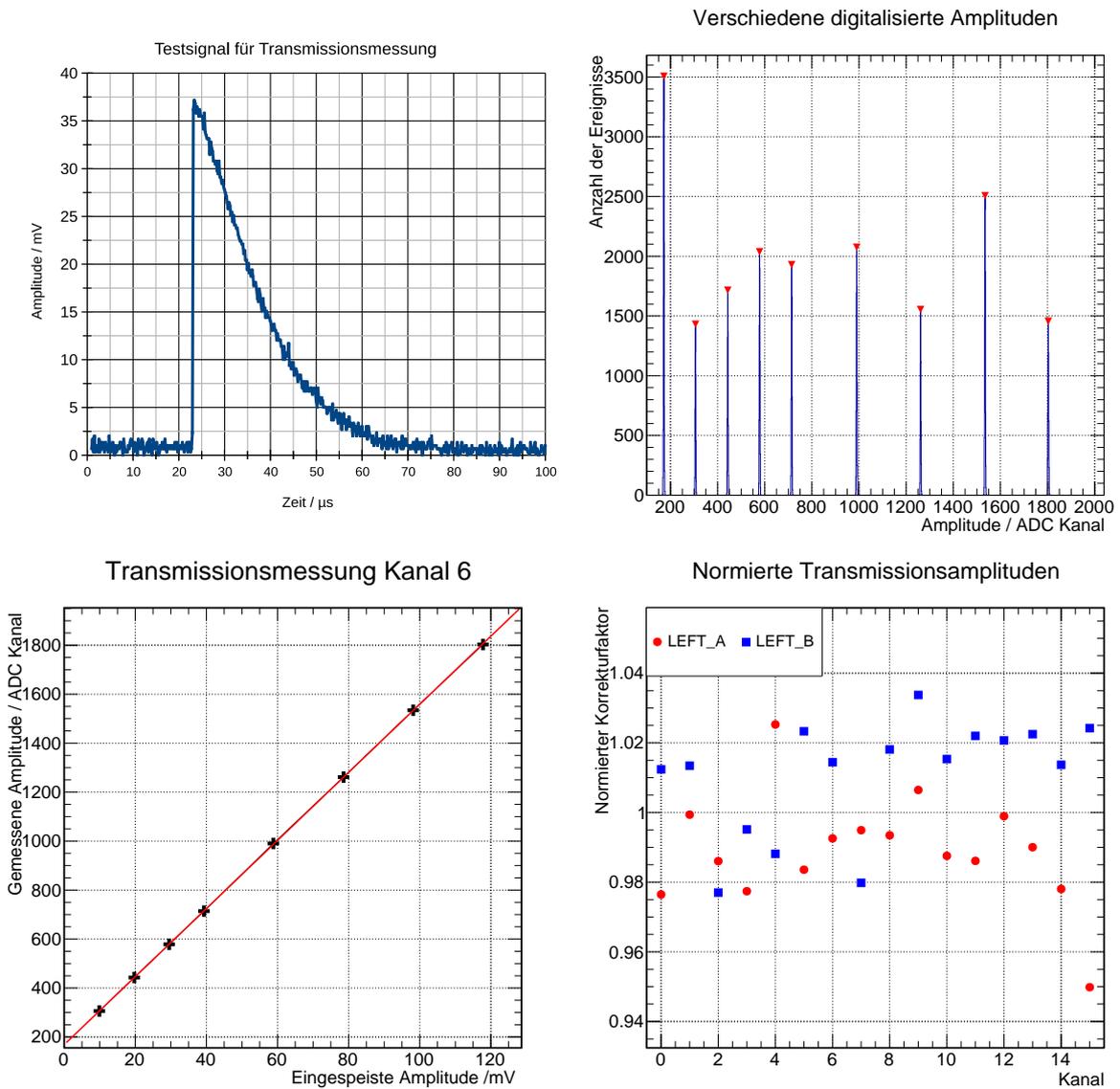


Abbildung 6.15: Links oben: Digitalisiertes Signal eines kosmischen Teilchens, welches für die Transmissionsmessung unterschiedlich skaliert in die Signalkette eingespeist wird. Oben rechts: Histogrammierte, während der Transmissionsmessung für einen Kanal eingespeiste, Amplituden. Unten links: Linearer Zusammenhang zwischen den gemessenen ADC-Werten der Amplitudenschwerpunkte des Kanals 6 und der eingespeisten Amplitude in Millivolt. Aus der Steigung des Zusammenhangs wird der Amplitudenkorrekturfaktor bestimmt. Unten rechts: Relative Korrekturfaktoren der Signalpegel für beide Stationen der linken Seite. Die Unterschiede ergeben sich aus variierenden elektrischen Transmissionsamplituden der einzelnen Signalwege und sind auf ein mittleres Signal aller Stationen normiert.

Interpretation der Messergebnisse der Teststation

Mit der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise zur Prozessierung und Auswertung der Daten können die Rohdaten verschiedener Messungen ausgewertet werden. Die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen und Optimierungen am Messaufbau werden in diesem Abschnitt beschrieben. Insbesondere wird ein Vergleich der berechneten Qualitätsfaktoren der einzelnen Einheiten mit den gemessenen Größen durchgeführt. Ziel ist dabei, die Genauigkeit der Matchingmethode und die Güte der Produktion abzuschätzen. Außerdem soll überprüft werden, ob der dynamische Bereich der produzierten Einheiten den Vorgaben entspricht.

7.1 Vermessung der Submodule aus erstem Matching

Die Vermessung des Submoduls der Position 2-X2Y4¹ mit der Messnummer 1277 (linke Klimakammer, Station A) erfolgte über fast 21 Tage und weist damit eine sehr hohe Statistik auf. Daher ist es möglich, eine Untersuchung der Fitqualitäten vorzunehmen, ohne dass eine wesentliche Beeinflussung durch statistische Fluktuation gegeben ist. In Abbildung 7.1 werden drei gesonderte Anpassungen für die Spurtypen 0, 3 und 7 von Kanal 9 dargestellt. Dabei wird deutlich, dass die separat ausgeführten Minimierungsvorgänge um bis zu 10 % unterschiedliche optimale Skalierungsfaktoren ermitteln. Die drei Spurtypen wurden ausgewählt, da sie die größte statistische Relevanz aufweisen (vgl. Abschnitt 7.3). Spurtyp 4 liefert ebenfalls einen relevanten Beitrag, zeigt allerdings ein ähnliches Verhalten wie Spurtyp 3 und ist daher nicht gesondert dargestellt.

Die Bestimmung der Minima im Rahmen der Likelihood-Methode funktioniert (in Abb. 7.1) zuverlässig und die automatisch gefundenen Koordinaten der Minima passen zum Erscheinungsbild der Darstellung. In der unteren Reihe der Abbildung sind die zuvor bestimmten Skalierungsfaktoren in Form einer Überlagerung zwischen Messdaten und Simulation visualisiert. Dabei ist die „Stauchung“ der Daten in x-Richtung von der zuvor vorliegenden Einheit ADC-Kanäle zu der kalibrierten Energie in MeV durch die Division des Skalierungsfaktors c gesteuert. Das bedeutet, ein höherer Skalierungsfaktor entspricht einer stärkeren Stauchung der gemessenen Spektren.

Damit eine optische Vergleichbarkeit für die Darstellung gegeben ist, müssen die simulierten Daten an die Statistik der gemessenen Daten angepasst werden. Diese Anpassung erfolgt über den Vergleich der Flächeninhalte beider Spektren und ist daher nicht sehr genau. Die y-Skalierung der simulierten Daten dient jedoch lediglich der Darstellung in diesem Diagramm und hat daher keinen Einfluss auf die

¹ aus der ersten Matching-Iteration

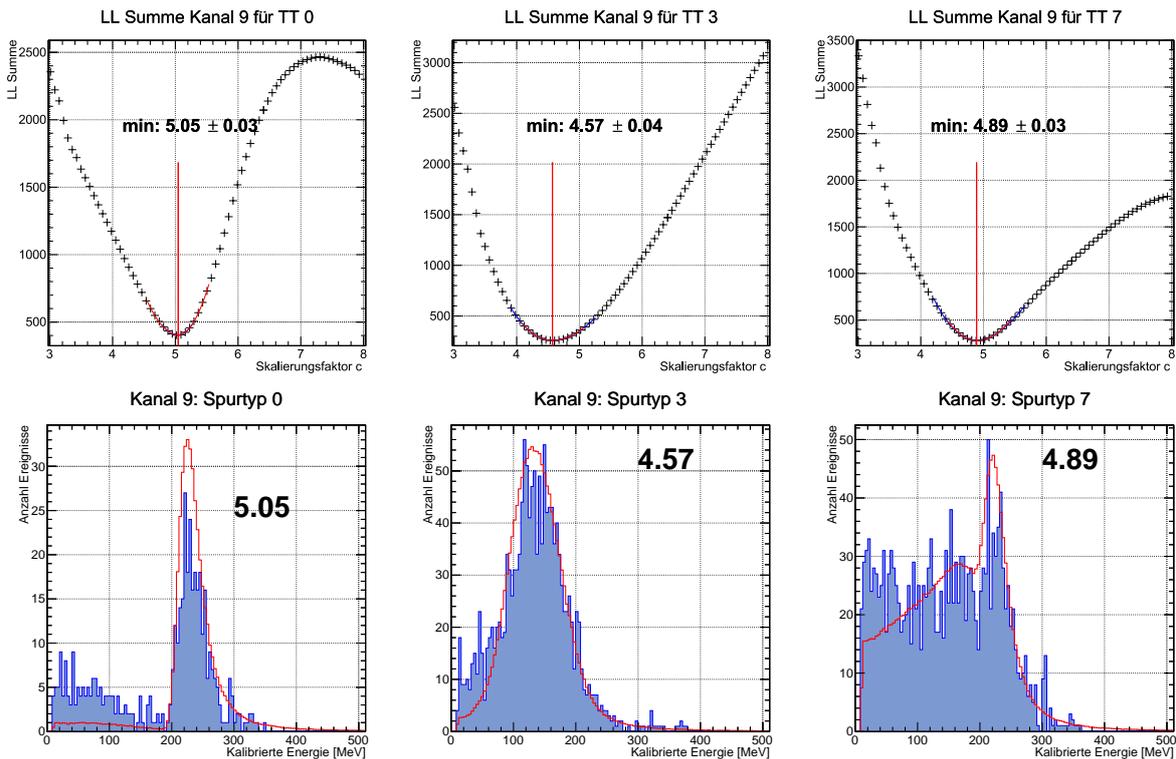


Abbildung 7.1: Likelihoodminimierungen für Kanal 9 des Submoduls 2-X2Y4 aus der ersten Iteration des Matchings. Die verschiedenen Spurtypen oder TT (von engl.: *track type*) weisen erheblich unterschiedliche optimale Skalierungsfaktoren c auf (vgl. Einblendung). Die Visualisierung der ermittelten optimalen Werte für c ist jeweils darunter dargestellt. Des Weiteren zeigt sich eine Diskrepanz zwischen simulierten und gemessenen Spektren bei niedrigen Energien.

Ermittlung des Skalierungsfaktors c .

Die visuelle Überprüfung der Fitdarstellungen zeigt eine Diskrepanz zwischen simulierten und gemessenen Daten bei niedrigen Energien. Hier zeigen die aufgenommenen Spektren eine höhere Ereigniszahl als die simulierten Daten. Im Vergleich der gemessenen Spuren 3 und 7 mit den jeweiligen simulierten Verteilungen zeigt sich, dass die gegenüber der Simulation *überzähligen* Ereignisse eine Verschiebung des resultierenden Fits hin zu niedrigeren Skalierungsfaktoren zur Folge haben. Diese Verschiebung kann dadurch erklärt werden, dass eine höhere Überlappung der *überzähligen* Ereignisse mit dem Peak der Simulation eine höhere Likelihoodsumme zur Folge hat. Dieser Umstand kann provisorisch umgangen werden, indem der Fitbereich für die Bildung der Likelihoodsumme eingeschränkt wird. Da die Summierung über die Einzelbins des gemessenen Spektrums realisiert wird, muss die Einschränkung für den Bereich des gemessenen Spektrums erfolgen. Die Einschränkung wird derart gewählt, dass keine Ereignisse unterhalb des ADC-Wertes 350 berücksichtigt werden. Im Nachfolgenden wird die Ursache für diese überzähligen Ereignisse untersucht.

Da in den gemessenen Spektren im Vergleich zur Simulation übermäßig viele Ereignisse bei niedrigen Energien auftreten, liegt die Vermutung nahe, dass Ereignisse mit falscher Energiedeposition in die Spektren eingefüllt werden. Die Selektion der Ereignisse wird durch den Nachweis in den einzelnen Triggerkanälen vorgegeben, daher ist eine Unregelmäßigkeit in diesem Schritt wahrscheinlich. Durch den Umstand, dass zu viele Ereignisse in die entsprechenden Spektren gefüllt werden, kann entweder die Nachweisschwelle der Triggerdetektoren zu niedrig gewählt sein oder die Triggerdetektoren lösen

durch eine zu hohe Rauschrate zu viele Zufallskoinzidenzen aus. Die Auswirkung einer falsch eingestellten Triggerschwelle soll in der Simulation kosmischer Ereignisse untersucht werden und wird in Abbildung 7.2 dargestellt.

Beim Vergleich der beiden gewählten Nachweisschwellen 0,5 MeV und 1,0 MeV kann festgestellt werden, dass diese kaum Einfluss auf die Gestalt der Spektren haben. Diese Feststellung legt nahe, dass reguläre Ereignisse in beiden Fällen zuverlässig nachgewiesen werden können. Ein Vergleich des simulierten Energiespektrums einer der Triggerkanäle im linken Teil von Abbildung 5.2 untermauert diese Überlegung, da das Integral der simulierten Ereignisse im Triggerspektrum zwischen 0,5 MeV und 1 MeV kaum ins Gewicht fällt.

Neben dem Einfluss der Nachweisschwelle in Abbildung 7.2 werden zusätzlich die Beiträge verschieden starker Rauschamplituden simuliert. Dabei zeigt sich, dass diese Beiträge ein den gemessenen Spektren ähnliches Verhalten hervorbringen. Daher liegt die Vermutung nahe, dass der Rauschbeitrag der SiPM-basierten Triggerdetektoren einen zu starken Einfluss hat.

Die Ursache hierfür liegt in der Pixelstruktur der SiPMs und dem spontanen Durchbruch einzelner Pixel. Die Einpixeldurchbrüche können zufällig auch in sehr kurzem Abstand zueinander erfolgen, sodass sich die Signale überlagern und einem Zweipixelsignal entsprechen. Ebenfalls ist es durch optischen *Crosstalk* möglich, dass ein benachbarter Pixel ebenfalls ausgelöst wird. Mit verminderter Häufigkeit sind auch Durchbrüche mit höherer Anzahl der beteiligten Pixel vorstellbar. Die Rate solcher Rauschereignisse steigt mit steigender Betriebsspannung oberhalb der Durchbruchsspannung der SiPMs stark an und fällt mit abnehmender Temperatur.

Es besteht die Möglichkeit, dass die Schwellen der einzelnen Triggerkanäle in den Diskriminatormodulen nicht korrekt eingestellt sind und im Fall einer zu niedrigen Schwelle zu viele der Rauschsignale aufgezeichnet werden. Daher sollen die optimalen Triggerschwellen im Folgenden für jeden Kanal für die vorliegende Betriebsspannung bei einer Temperatur von -25 °C durch die Aufnahme eines Energiespektrums kosmischer Teilchen ermittelt werden.

Die Messung wurde in Zusammenarbeit mit Sonja Gehring und mithilfe eines von ihr geschriebenen Programms zur Messung und Auswertung durchgeführt. Dabei wird ein Oszilloskop mittels SCPI-Protokoll gesteuert und ausgelesen [121]. Die Triggerzeitpunkte werden jeweils durch das ODER-Signal aus allen Kanälen des jeweils anderen Triggerdetektors derselben Station vorgegeben. Parallel können jeweils vier Kanäle des Triggerdetektors aufgenommen werden. Für jedes der Triggerereignisse wird überprüft, ob in einem der Kanäle ein Signal vorliegt und bei Bedarf der entsprechende Signalverlauf über eine Netzwerkverbindung gespeichert. Durch die sehr offene Triggerbedingung liegt in den meisten Fällen kein Signal vor. Pro Tag kann auf diese Weise für 4 Kanäle die korrekte Schwelle bestimmt werden. Die abgespeicherten Signale können im Anschluss an die Messung mit einem von Sonja Gehring geschriebenen Programm ausgewertet werden. Dabei werden die einzelnen Signalformen verarbeitet, indem Basislinie sowie Minimum ermittelt werden und der entsprechend pedestalkorrigierte Amplitudenwert in ein Histogramm gefüllt wird (vgl. Abb. 7.3). Anschließend wird eine Landau-Verteilung an das Maximum der Energiedeposition angepasst und der MPV-Wert extrahiert. Schließlich wird die Lage der optimalen Schwelle durch die Form

$$\langle \text{Pedestal} \rangle + 62,5\% \cdot \text{MPV}$$

bestimmt und für den jeweiligen Kanal der Triggerdetektoren eingestellt. Diese Prozedur wird für alle Kanäle der verschiedenen Triggerdetektoren wiederholt. Bei Anwendung dieses Kriteriums auf die simulierten Energiedepositionen in den Triggerdetektoren ergibt sich für die Simulation eine Schwelle von 1,1 MeV (vgl. Abb. 5.2 links), welche implementiert wurde und seitdem für simulierte Daten verwendet wird.

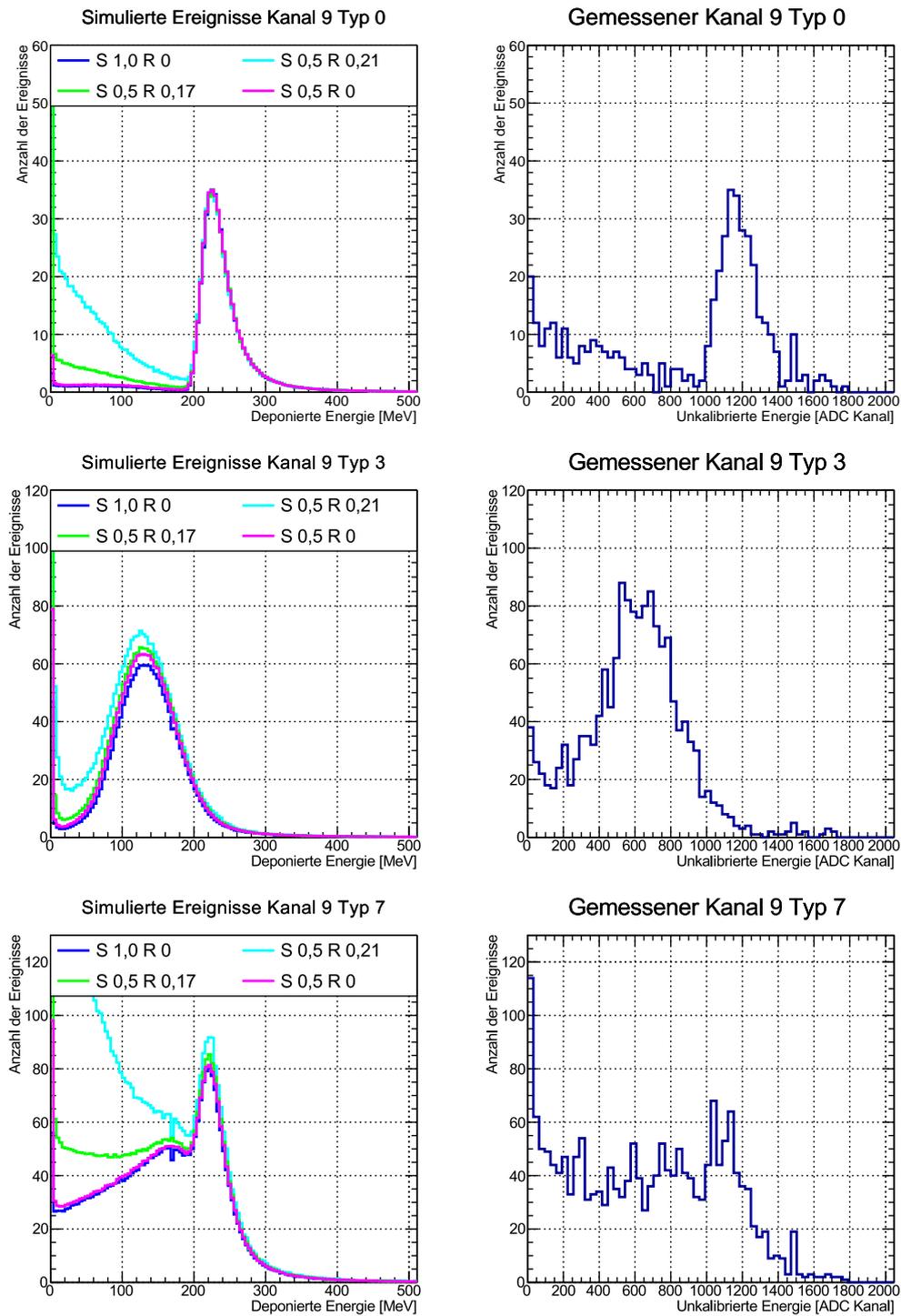


Abbildung 7.2: Auswirkung verschiedener Schwellen (S) und Rauschbeiträge (R) der Triggerbeiträge auf den simulierten Kristallkanal 9. Hier sind die simulierten Spektren der Spurtypen 0, 3 und 7 neben dem jeweiligen gemessenen Spektrum dargestellt. Als verschiedene Parameter der Simulation wurden zwei verschiedene Nachweisschwellen 0,5 MeV (magenta) und 1 MeV (dunkelblau) sowie verschiedene Rauschbeiträge bei der Schwelle von 0,5 MeV eingetragen. Die Rauschbeiträge werden dabei durch die Addition des positiven Teils einer Gaußverteilung mit Mittelwert Null und variabler Breite zur simulierten Energiedeposition beschrieben. Überschreitet die so im Detektor deponierte Energie die vorgegebene Schwelle, wird der Triggerdetektor ausgelöst. Die Breiten der Gaußverteilungen sind 0,17 MeV (grün) und 0,21 MeV (cyan).

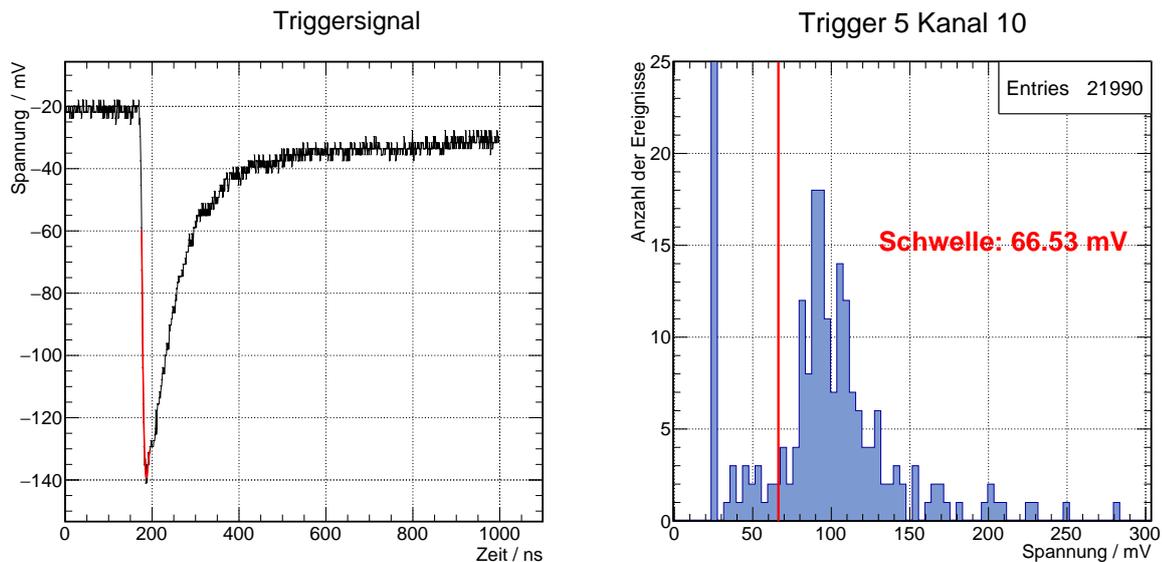


Abbildung 7.3: Beispiel für die Vermessung der korrekten Triggerschwellen. Links: Gespeicherte Signalform für einzelnes Ereignis. Aus dieser wird vor dem Minimum die Basislinie bestimmt und anschließend das Minimum über eine Anpassung eines Polynoms dritten Grades bestimmt. Die Differenz beider Werte wird schließlich in das Histogramm auf der rechten Seite eingefüllt, sodass sich ein Spektrum für die Energie depositions ergibt und die optimale Schwelle bestimmt werden kann.

7.2 Vermessung der Submodule aus neuer Matchingiteration

Nach der Einstellung der korrekten Schwellen der Triggerdetektoren können Messungen mit besserer Ereigniselektion durchgeführt werden. Dabei werden weniger unpassende Ereignisse aufgenommen, sodass sich eine bessere Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Daten ergibt.

Dabei soll im Folgenden die Messung mit der Nummer 3417 (Submodul 1-X1Y4) nach Neueinstellung der Triggerschwellen betrachtet werden. Die Messung wurde in der linken Klimakammer auf Station A durchgeführt. Gerade Messnummern bedeuten eine Messung in Station B, ungerade Messnummern Station A. Die Messung erfolgte über eine effektive Dauer von 300 Stunden (12,5 Tage). An dieser Stelle wird aus Übersichtsgründen lediglich auf die Spektren von Submodulkanal 6 detailliert eingegangen. Eine vollständige Darstellung der einzelnen pedestalkorrigierten Spektren findet sich in den Abbildungen A.6 bis A.9 im Anhang. Die Visualisierungen aller Fits werden anschließend in den Abbildungen A.10 bis A.13 gezeigt.

Das Ausmaß des Einflusses eines einzelnen Spurtyps auf die endgültige Bestimmung von c kann aus der Gestalt der LL-Minimierungsfunktion entnommen werden, wie am Beispiel der unterschiedlichen Spurtypen des Kanal 6 in Abbildung 7.4 sichtbar ist. Dabei bestimmt die Ausprägung des Minimums die Aussagekraft der jeweiligen Minimierung. Je deutlicher das Minimum ausgeprägt ist (d.h. je stärker die Likelihoodsumme um das Minimum wieder ansteigt), desto größer ist der jeweilige Einfluss auf den gesamten Skalierungsfaktor c . Ein Vergleich mit Abbildung 7.4 zeigt, dass die Beiträge der Spurtypen 0 und 7 die größte statistische Signifikanz und den geringsten Fehler in dem bestimmten Beitrag zum Skalierungsfaktor bieten. Ebenfalls eine hohe Signifikanz bieten die Spurtypen 2 bis 4, welche jedoch nicht in allen Submodulkännen vorhanden sind (vgl. Tab. 6.1). Die verschieden starke Ausprägung der Minima kann durch einen Vergleich mit dem jeweiligen Teil von Abbildung 7.5 nachvollzogen werden. Während der Minimierung wird, vereinfacht ausgedrückt, die Überlappung des verschieden skalierten

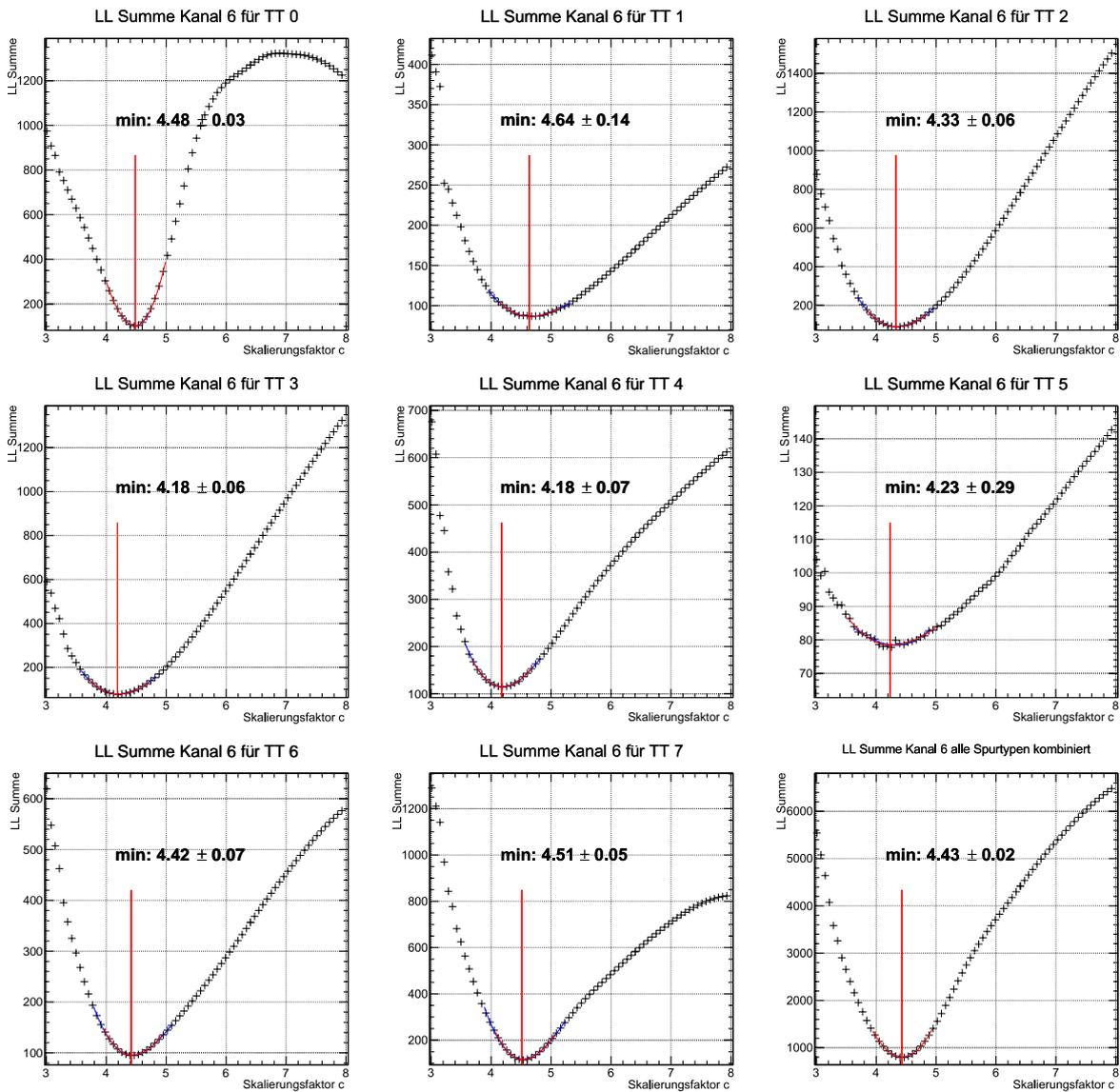


Abbildung 7.4: Likelihoodminimierungen für die verschiedenen Spurtypen von Kanal 6 des Submoduls 1-X2Y4 aus der zweiten Iteration des Matchings (Messung 3417) nach der Neueinstellung der Triggerschwellen. Die jeweiligen Spurtypen werden mit TT (von engl.: *track type*) abgekürzt. Dargestellt sind die sich für verschiedene Skalierungsfaktoren c ergebenden Likelihoodsummen. Die Lage des jeweiligen Minimums wird durch eine Kombination zweier Parabelhälften mit dem gleichen Minimum beschrieben. Das resultierende Minimum ist mit einer roten Linie markiert sowie der jeweilige Zahlenwert mit den jeweiligen symmetrisierten Fehlern dargestellt.

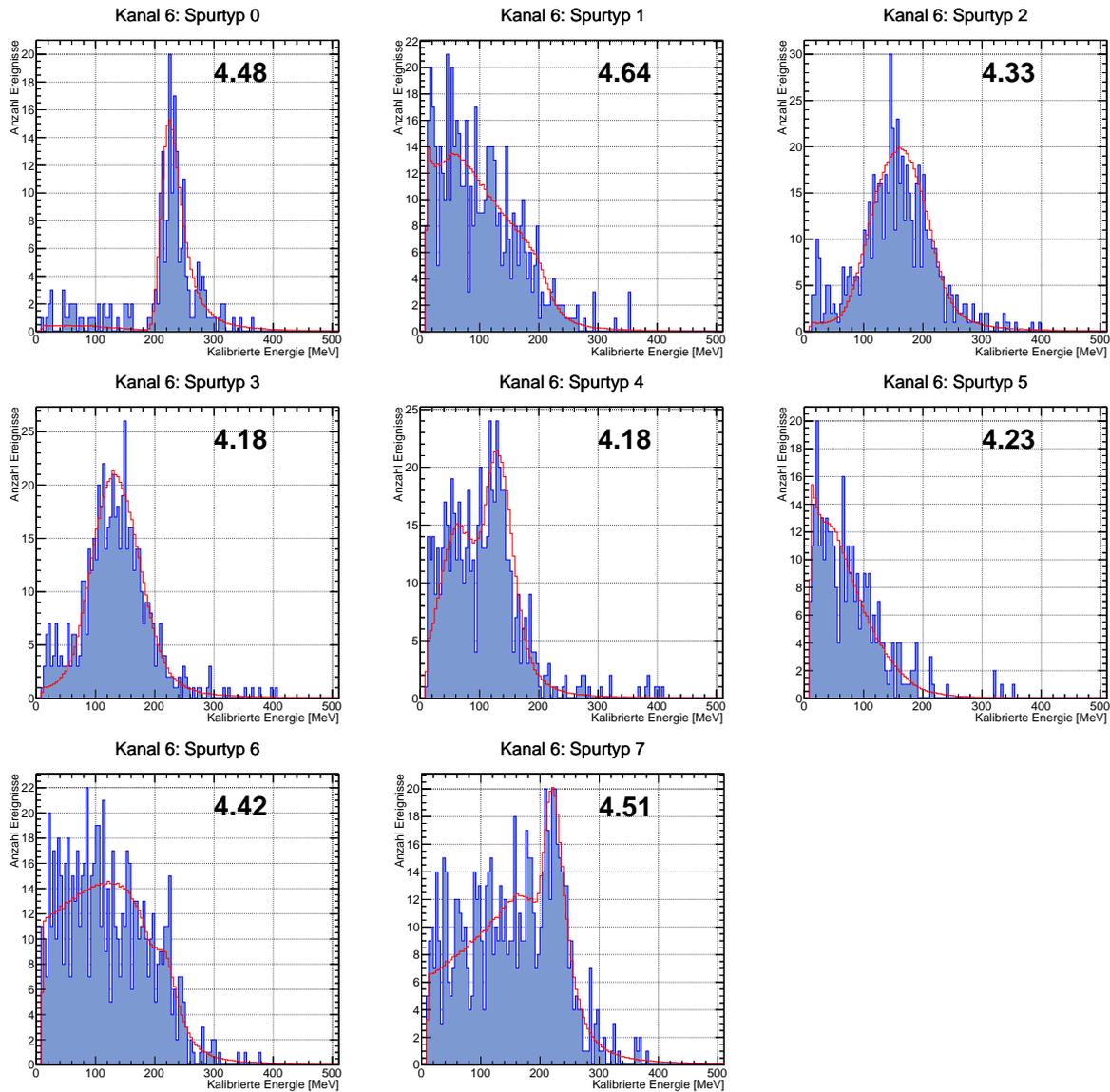


Abbildung 7.5: Visualisierungen der simulierten und gemessenen Energiespektren für die verschiedenen Spurtypen von Kanal 6 des Submoduls 1-X1Y4 aus der zweiten Iteration des Matchings (Messung 3417) nach der Neueinstellung der Triggerschwellen. Die für die verschiedenen Spurtypen dargestellten Skalierungen der gemessenen Spektren werden jeweils mit dem individuell bestimmten Skalierungsfaktor modifiziert. Die parallel dazu dargestellten simulierten Spektren werden in y-Richtung skaliert, sodass die Flächeninhalte beider Kurven identisch sind. Diese Anpassung dient lediglich der Visualisierung der Fitergebnisse und hat keine Auswirkung auf den ermittelten Skalierungsfaktor.

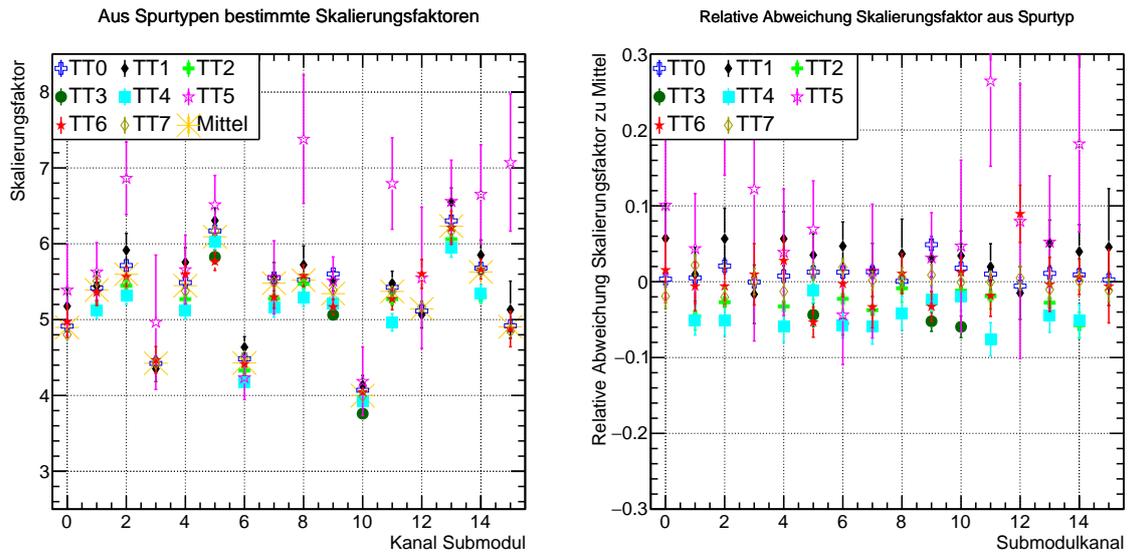


Abbildung 7.6: Durch verschiedene Spurtypen bestimmte Skalierungsfaktoren in der Messung 3417.

gemessenen Spektrums mit dem simulierten überprüft. Dabei ergibt sich ein besonders akzentuiertes Minimum, wenn zwei prägnante Strukturen, wie z.B. der „Landauppeak“ in Spurtyp 0, ¼bereinander geschoben werden. Im Unterschied dazu stehen die Minimierungen der Spurtypen 1 und 5, welche keine prägnanten Strukturen in der Energiedeposition aufweisen und damit kein deutlich ausgeprägtes Minimum in der Likelihoodoptimierung besitzen.

Im letzten Teil von Abbildung 7.4 ist die ¼berlagerung der Einzelminimierungen f¼r alle Spurtypen kombiniert dargestellt. Der sich daraus ergebende Faktor stellt bei gegebener Statistik die bestmögliche Abschätzung f¼r den Skalierungsfaktor dar. Trotz optimal eingestellter Triggernachweisschwelle in allen Kan채len zeigt sich, dass teilweise weiterhin Unterschiede zwischen der Struktur der simulierten und gemessenen Spektren bestehen.

Diese Unterschiede treten weiterhin bei niedrigen Energien auf und ihre Ursache konnte nicht abschlie¼end gekl¼rt werden. Daher wird auch im Folgenden die bereits im vorherigen Abschnitt erw채hnte Beschr채nkung des ADC-Bereichs beibehalten. Demnach werden alle ADC-Werte im gemessenen Spektrum kleiner als 350 und die auf diesem Bereich projizierten simulierten Daten nicht ber¼cksichtigt. Neben den Unstimmigkeiten zwischen den beiden Energiespektren ist wie bisher eine deutliche Unterschätzung der Skalierungsfaktoren in den schr채gen Spurtypen 2, 3 und 4 zu erkennen. In Abbildung 7.6 sind die Abweichungen der individuell aus einem Spurtypen bestimmten Skalierungsfaktoren im Vergleich zum mittleren Wert dargestellt².

Bei dem Vergleich der Abweichungen der einzelnen Skalierungsfaktoren gegen¼ber den mittleren Werten f채llt auf, dass Spurtyp 5 sehr stark von den restlichen Faktoren abweicht. Dabei zeigt die Minimierung der Likelihood-Methode passend dazu einen sehr flachen Verlauf, da im zugeh¼rigen Spektrum keine charakteristische, prägnante Form vorhanden ist. Dementsprechend sind die Fehler der ermittelten Faktoren sehr gro¼.

Der Skalierungsfaktor aus Spurtyp 4 weicht immer zu niedrigeren Faktoren c ab, genau wie die aus den Spurtypen 2 und 3 ermittelten. Es scheint, dass die Skalierungsfaktoren umso stärker abweichen, je schräger die Spur ist (vgl. mit Abb. 6.1). Hierbei zeigt sich vermutlich, dass in der Simulation f¼r die

² Hier ist nicht das arithmetische Mittel, sondern das Minimum aus der LL-Minimierung aller ¼berlagerten Spurtypen gemeint.

kosmischen Teilchen lediglich die Volumina für Kristalle und die Triggerszintillatoren abgebildet sind. Insbesondere das Fehlen der aus Aluminium gefertigten Inserts mit zylinderförmigen Aussparungen für die Photodetektoren (vgl. Abb. 1.17) dürfte sich bei den sehr schrägen Spuren bemerkbar machen. In der Messung können daher bei schrägen Spuren durch den erheblich höheren Materialeintrag häufiger Mehrfachstreuungen auftreten. Eine solche Mehrfachstreuung hat eine falsche Spurrekonstruktion zur Folge, welche in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Aus diesem Grund könnte für eine höhere Genauigkeit der Simulation die Geometrie mit zusätzlichen Bauteilen ausgestattet werden. Aufgrund der komplexen Geometrie der Bauteile wurde diese Anpassung jedoch nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit verwirklicht. Diese Anpassung der Geometrie könnte ebenfalls zu einer besseren Übereinstimmung der simulierten Energiespektren mit den gemessenen bei niedrigen Energien führen.

7.2.1 Test der Aussagekraft der Messung bei geringer Statistik

Die Ergebnisse der bisher analysierten Messungen weisen alle eine hohe Statistik auf und damit eine deutlich höhere Messdauer als für die Vermessung aller Submodule zur Verfügung steht. Daher muss gezeigt werden, dass sich auch mit reduzierter Statistik von lediglich 94 Stunden Messzeit das gleiche Ergebnis reproduzieren lässt. Für diese Aussage wird die 400 Stunden (16,6 Tage) dauernde Messung 3372 herangezogen. Dabei wird die Messung in 4 gleichgroße, aufeinanderfolgende Teilmessungen (mit der Dauer von 94 Stunden) aufgespalten und separat analysiert. Dadurch ist für jede der Teilmessungen ein individuell bestimmter Skalierungsfaktor vorhanden, welche mit dem aus dem kompletten Datensatz ermittelten Skalierungsfaktor verglichen werden kann. Dieser Vergleich wird für die aus jedem Kanal ermittelten Skalierungsfaktoren durchgeführt und die Abweichung untersucht. Die Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Im linken Teil der Abbildung werden die relativen Abweichungen der Einzelmessungen zum Mittelwert für alle Kanäle gemeinsam dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die verkürzten Messdauern zu einer Überschätzung des tatsächlichen Skalierungsfaktors von fast einem Prozent führen. Die mittlere relative Streuung der Einzelmessungen beträgt weniger als ein Prozent und stellt damit ein verträgliches Maß dar, solange die Überschätzung der Skalierungsfaktoren entsprechend kompensiert wird. Im rechten Teil von Abbildung 7.7 wird die sogenannte Pull-Verteilung der Messung dargestellt. Dabei wird die Einzelmessung c auch hier mit dem Erwartungswert \bar{c} aus der längeren Messung verglichen und mit den Fehlern beider Werte nach

$$\text{pull} = \frac{c - \bar{c}}{\sqrt{(\Delta c)^2 - (\Delta \bar{c})^2}}$$

normiert. Die Fehler von längerer Messung $\Delta \bar{c}$ und der kürzerer Messung Δc ergeben sich jeweils aus der mittels Likelihood-Methode bestimmten Unsicherheit auf den Skalierungsfaktor c . Dabei zeigt sich dieselbe Überschätzung des Skalierungsfaktors wie im vorherigen Diagramm. Die Verteilung sollte eine Gauß'sche Normalverteilung um 0 mit der Breite 1 ergeben. Die Abweichung des Mittelwertes von 0 ist auf die Überschätzung des Ergebnisses zurückzuführen, die abweichende Breite von 1 auf eine mittlere 10-prozentige Überschätzung der Fehlergröße. Trotz dieser Einschränkungen lässt sich feststellen, dass die Messung auch mit der für den Testbetrieb vorgesehenen Messdauer eine zuverlässige Aussage über die Verstärkung der Submodulkkanäle möglich ist.

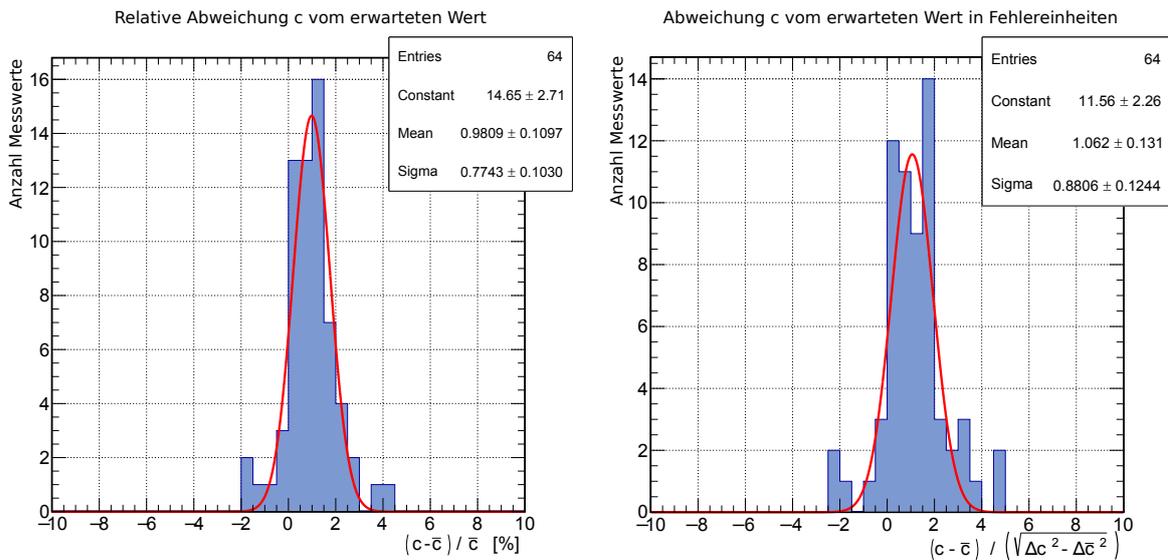


Abbildung 7.7: Aussagekraft der Messung bei auf 94 Stunden reduzierter Messdauer, was der vorgesehenen Statistik für den regulären Messbetrieb in der Teststation entspricht. Links: relative Abweichung der Teilmessungen aller Kanäle zum jeweiligen Skalierungsfaktor der langen Messung. Rechts: Pull-Verteilung der Messung.

7.3 Vergleich der Messungen mit Erwartungen aus dem Matching

7.3.1 Fehlerabschätzung für die Qualitätsfaktoren aus dem Matchingprozess

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, setzen sich die Qualitätsfaktoren entweder aus

$$Q = G_0 \cdot PG \cdot G(U, B) \cdot skb \cdot LY \quad \text{oder} \quad Q' = \frac{PGP}{\gamma \cdot skb} \cdot G(U, B) \cdot skb \cdot LY$$

zusammen, je nachdem ob es sich bei der fraglichen Einheit um eine vollständig charakterisierte Einheit oder eine „alte“ Einheit aus dem ersten Matching handelt. Dabei wird der Qualitätsfaktor Q_i einer neu kombinierten Einheit über die in Gleichung A.1 dargestellten, allgemeinen Formeln der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung berechnet. Dabei fließt in den Gain der VPTTs G_0 ein relativer Fehler von 1,5 % [122] und in den gemessenen Preamplifier-Gain PG ein Fehler von 11 mV [90] ein. Der Fehler der Lichtausbeute LY wird von den Gießener Kollegen mit einem Beitrag von 1 phe/MeV abgeschätzt, was sich jedoch bei Vergleich mit Abbildung 2.11 als sehr groß herausstellt, da der Wert über die Schwankungsbreite aller vermessenen Kristalle hinausgeht [123]. Stattdessen wird die Breite der Verteilung $\sigma = 0,66$ phe/MeV für den Fehlerbeitrag angenommen.

Die Messung zur Bestimmung von skb wurde beim Hersteller Hamamatsu durchgeführt, sodass wegen fehlender Informationen ein verschwindender Fehler angenommen wird. Die Fehlerabschätzung für Abnahme des Gains in Bezug auf Spannung und Magnetfeld $G(U, B)$ wird aus einer Reihe von mehrfach vermessenen VPTTs abgeleitet. Dabei werden 14 VPTTs teilweise mit großem zeitlichen Abstand zwei- oder dreimal vermessen und die resultierende relative Abnahme der Verstärkung miteinander verglichen. So ergibt sich ein mittlerer relativer Fehler von $\Delta G(U, 0 T) / G(U, 0 T) = 0,1 \%$ ohne Beteiligung des Magnetfelds, bzw. ein relativer Fehler von 0,8 % unter Berücksichtigung des Magnetfelds im Bereich von 1 T.

Der Fehlerbeitrag zum Qualitätsfaktor Q' der bereits nach dem ersten Matching montierten Einheiten mit

unbekanntem Preamp-Gain wird maßgeblich über die Lichtpulsermessung beeinflusst. Dabei ergibt sich der relative Fehler nach

$$\Delta \left(\frac{\text{PGP}}{\gamma \cdot \text{skb}} \right) / \frac{\text{PGP}}{\gamma \cdot \text{skb}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \text{PGP}}{\gamma \cdot \text{skb}} \right)^2 + \left(\frac{\text{PGP} \cdot \Delta \gamma}{\gamma^2 \cdot \text{skb}} \right)^2} \cdot \frac{\gamma \cdot \text{skb}}{\text{PGP}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \text{PGP}}{\text{PGP}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma} \right)^2}$$

aus dem Fehler der Messung ΔPGP und dem Fehler des Normierungsfaktors $\Delta \gamma$ für die Lichtpulsermessung. Der Messfehler der Lichtpulsermessung wird durch die Auswertung der jeweils dreifachen Vermessung von 12 verschiedenen Einheiten abgeschätzt. Nach jeder Einzelmessung wurde dabei die Einheit ausgetauscht, sodass zwischen zwei Messungen immer die normalen Verkabelungsschritte durchgeführt wurden. Dabei ergibt sich eine mittlere relative Abweichung von 0,5 % zwischen den drei Messungen für dieselbe Einheit [122]. Der dominierende Beitrag ist jedoch die 4,6 % betragende relative Unsicherheit des Normierungsfaktors γ (vgl. Abschnitt 2.5).

Außerdem bleibt an dieser Stelle zu erwähnen, dass während der Lichtpulsermessung eine erhebliche Variation des Ausgangssignals aufgrund der reflektierenden Folie beobachtet wurde. Dabei zeigten sich bei unterschiedlichen Anpressungen der Folie Abweichungen bis in den zweistelligen Prozentbereich. Als Folge hiervon wurden alle nachfolgenden Lichtpulsermessungen ohne die Folie wiederholt. Aufgrund dieser Beobachtung wurde die Masterarbeit von Janina Schweitzer durchgeführt, jedoch konnte eine solch starke Variation nicht reproduziert werden [124]. Vielmehr ließen sich durch verschiedene Anpressungen der Folie lediglich Variationen von maximal 5 % in einem für $\bar{\text{PANDA}}$ unwahrscheinlichen Szenario erreichen. Dabei wurde nur an einer der vier Seitenflächen Druck auf die Folie ausgeübt. Daher ist dieses Szenario im späteren Einsatzzweck in $\bar{\text{PANDA}}$ mit verklebter Karbonalveole sehr unwahrscheinlich. In allen anderen Konfigurationen wurde eine maximale Unsicherheit von 2 % beobachtet.

Bei der Vermessung in Bonn sind die Submodule jedoch aufrecht und damit anders als im späteren Experiment orientiert, außerdem besteht noch keine Klebverbindung zwischen Aluminium-Inserts und Karbonalveole. Dadurch können defekte Einheiten noch ausgetauscht werden, jedoch sind die einzelnen Einheiten bis zur Verklebung noch nicht vollständig in der Karbonalveole fixiert und können sich minimal bewegen. Eine Herstellung der Klebverbindung erfolgt erst nach erfolgreicher Vermessung. Wegen dem unbestimmten Einfluss der Spiegelfolie auf das Ausgangssignal wurde der Beitrag bei der Fehlerabschätzung außer Acht gelassen.

Die Berechnung der Fehlergrößen offenbart einen mittleren relativen Beitrag von $\Delta Q_i / Q_i \sim 4 \%$ für die neu kombinierten Einheiten und einen Beitrag von $\Delta Q'_i / Q'_i \sim 6 \%$ für die indirekt durch die Lichtpulsermessung charakterisierten Einheiten.

7.3.2 Anpassung der erwarteten Qualitätsfaktoren an gemessene Verstärkungsfaktoren

Damit ein Vergleich zwischen erwarteten und gemessenen Werten der Gainfaktoren erfolgen kann, müssen die erwarteten Qualitätsfaktoren Q_i auf den Wertebereich der gemessenen Werte E_i skaliert werden. Diese Anpassung erfolgt über den Durchschnitt der Verhältnisse x_i der gemessenen Verstärkungsfaktoren E_i zu den berechneten Qualitätsfaktoren Q_i nach

$$x_i = \frac{E_i}{Q_i} \quad \text{mit} \quad \Delta x_i = \Delta \left(\frac{E_i}{Q_i} \right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_i}{Q_i} \right)^2 + \left(\frac{E_i \Delta Q_i}{Q_i^2} \right)^2}.$$

Dabei ergibt sich der Fehler für den gemessenen Verstärkungsfaktor ΔE_i aus der Fehlerangabe der Likelihoodminimierung. Das bedeutet, dass in der Fehlerangabe keine systematischen experimentellen

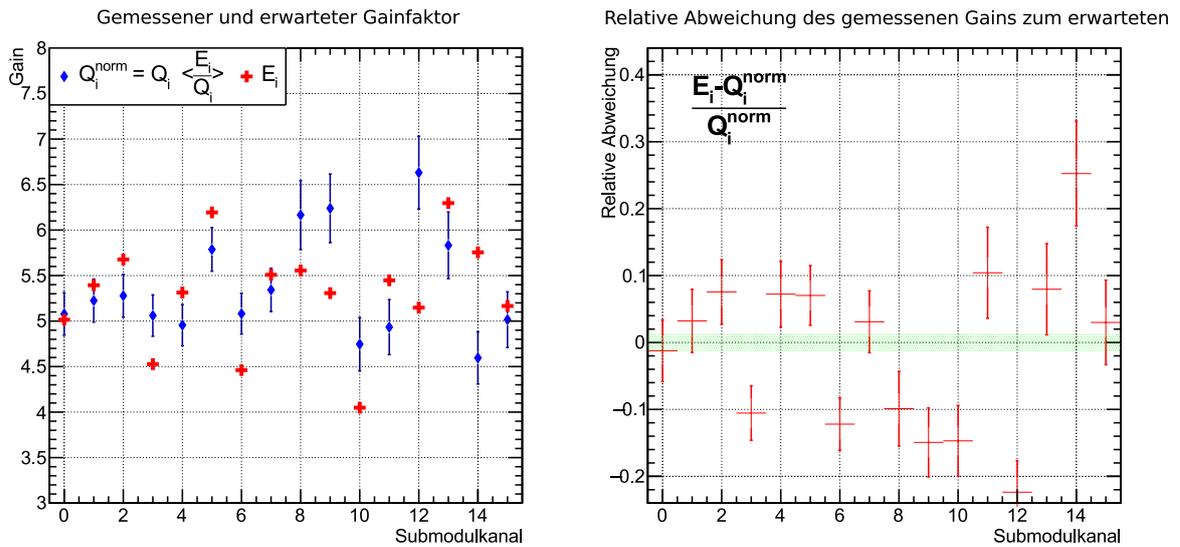


Abbildung 7.8: Vergleich gemessener Verstärkungsfaktoren mit den im Matching bestimmten Qualitätsfaktoren für das Submodul 1-X1Y4 (Messung 3417 bei optimaler Spannung). Das Submodul war in der aktuellen Iteration des Matchings fixiert und enthält 8 Referenzeinheiten auf den Positionen 0-7 sowie indirekt charakterisierte Einheiten aus dem ersten Matching auf den restlichen Positionen. Links: Darstellung der gemessenen Verstärkungsfaktoren E_i und an die Messung angepasste berechnete Qualitätsfaktoren Q_i^{norm} . Die Skalierung erfolgt über das durchschnittliche Verhältnis von E_i zum erwarteten Qualitätsfaktor Q_i der Kanäle i mit Referenzeinheiten. Rechts: Relative Abweichung der gemessenen Verstärkungsfaktoren E_i zum jeweilig erwarteten angepassten Gainfaktor Q_i^{norm} .

Fehler enthalten sind. Lediglich der Einfluss der Fitmethode wird berücksichtigt. Die Bildung des mittleren Verhältnisses erfolgt über die Berechnung eines gewichteten Mittelwerts nach der Form

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x_i}{\sum_i 1} \quad \Delta \langle x \rangle = \left(\sum_i \frac{1}{\Delta x_i^2} \right)^{-1}$$

In Abbildung 7.8 werden die Messergebnisse aus der Messung mit der Nummer 3417 dargestellt. In dieser Messung wurde das Submodul mit der vorgesehenen Position 1-X1Y4 bei optimalen Betriebsspannungen vermessen. Die optimalen Betriebsspannungen der einzelnen Kanäle sind in Tabelle 7.1 festgehalten. Das Submodul 1-X1Y4 hat eine besondere Stellung, da es während der ersten Iteration des zweiten Matchings gruppiert wurde und in der aktuellen Version des Matchings fixiert war, um im Bonner Teststand vermessen zu werden. Aus diesem Grund ist die Qualitätsbewertung der darin enthaltenen „alten“ umsortierten Einheiten lediglich auf der Grundlage der mittels 2 Referenzeinheiten normierten Lichtpulsermessung erfolgt. Da sich der Qualitätsfaktor durch die 8 neuen Referenzeinheiten verändert hat, werden die entsprechenden „alten“ Einheiten mittlerweile anders bewertet und würden dementsprechend nicht mehr zusammengruppiert. Dies ist bereits in der aktuellen Matching-Iteration zu erkennen (vgl. Abb. 2.32, dort sticht 1-X1Y4 deutlich durch abweichende Qualitätsfaktoren hervor). Im Submodul sind die Positionen 0-7 mit den 8 neuen Referenzeinheiten und die Positionen 8-15 mit („alten“) Einheiten aus dem ersten Matching bestückt. Der linke Teil von Abbildung 7.8 zeigt sowohl die gemessenen Verstärkungsfaktoren mit roten Kreuzen als auch die normierten Qualitätsfaktoren Q_i^{norm} in blau. Die gemessenen Verstärkungsfaktoren E_i ergeben sich aus den Skalierungsfaktoren der Einzelkanäle, sobald diese durch die Transmissionskorrektur aneinander angeglichen wurden (vgl. Abschnitt 6.3.5).

Tabelle 7.1: Optimale Betriebsspannungen für das Submodul 1-X1Y4

| Kanäle Submodul | optimale Spannung / V |
|-----------------|-----------------------|
| 0, 1, 4, 5 | 937 |
| 2, 3, 6, 7 | 916 |
| 8, 9, 12, 13 | 782 |
| 10, 11, 14, 15 | 1000 |

Aufgrund der langen Dauer dieser Messung ergeben sich für E_i sehr kleine Fehlerbalken, welche in der aktuellen Darstellung nicht sichtbar sind.

Die Normierung der Qualitätsfaktoren erfolgt wegen der höheren Genauigkeit der zugrundeliegenden Werte Q_i lediglich über das zu mittellnde Verhältnis E_i/Q_i der Referenzeinheiten auf den Positionen 0 - 7. Beim Vergleich der einzelnen gemessenen Verstärkungsfaktoren mit den theoretisch erwarteten Qualitätsfaktoren fällt auf, dass die Abweichung teilweise noch zu erheblich ist, um im Rahmen der vorhergesagten Fehlerbreite erklärbar zu sein. Für eine bessere Einordnung sind im rechten Teil der Abbildung die relativen Abweichungen der Werte E_i gegenüber dem jeweiligen normierten Wert Q_i^{norm} dargestellt. Dabei ergibt sich der Fehler nach

$$\Delta\left(\frac{E_i - Q_i^{\text{norm}}}{Q_i^{\text{norm}}}\right) = \Delta\left(\frac{E_i}{Q_i^{\text{norm}}}\right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_i}{Q_i^{\text{norm}}}\right)^2 + \left(\frac{E_i \Delta Q_i^{\text{norm}}}{(Q_i^{\text{norm}})^2}\right)^2}$$

Für 6 der 8 Referenzeinheiten im betreffenden Submodul ergibt sich eine relative Abweichung von weniger als 10 % zum errechneten Qualitätsfaktor. Lediglich die Kanäle 2 und 6 zeigen eine Abweichung von über 10 %. Die indirekt charakterisierten Einheiten aus dem ersten Matching weisen hingegen eine viel größere Abweichung von bis zu 25 % auf. Daher sollte davon ausgegangen werden, dass die Lichtpulsermessung nicht so genau ist wie angenommen und zum Beispiel der Einfluss der reflektiven Folie in der Fehlerbetrachtung relevant wird. Alternativ könnte eine andere Fehlerquelle in der Lichtpulsermessung bisher unberücksichtigt sein.

Trotz dieser Ungenauigkeiten stellt die Lichtpulsermessung die einzige Möglichkeit zur Charakterisierung der „alten“ Einheiten dar und wird demnach auch weiterhin genutzt. Sollte sich daher eine zu große Abweichung in der Qualität einzelner Einheiten bei der Vermessung im Bonner Teststand ergeben, müssen die entsprechenden Einheiten durch ähnliche Einheiten mittels Teil-Matching ausgetauscht werden. Alternativ können die Einheiten unter Umständen auch mit einem anderen Vorverstärker bestückt werden, was jedoch eine mühsame Entfernung der Elastosilumhüllung erfordert.

Einige Einheiten des aktuellen Submoduls 1-X1Y4 weichen stark von der gewünschten Qualität ab, sodass das ganze Submodul in der nächsten Iteration des Matchings neu angeordnet wird.

Nach der Vorschrift des aktuellen Matchings wurden weitere 10 Referenzeinheiten produziert und im Bonner Teststand charakterisiert. Diese Einheiten wurden zufällig aus dem ganzen VPTT-Bereich der Vorwärts-Endkappe ausgewählt und schließlich mit 6 „alten“ Einheiten zusammen in einem Submodul zur Vermessung platziert. Die Referenzeinheiten befinden sich auf den Positionen 0 bis 9, die Positionen 10, 14 und 15 werden von Einheiten des ersten Matchings belegt. Die restlichen Einheiten stammen aus Verklebungstests und werden daher nicht bei PANDA eingesetzt. Für diese Einheiten stehen teilweise keine Lichtpulserdaten zur Verfügung, sodass keine Erwartung für Q_i bestimmt werden kann. In Abbildung 7.9 sind die Ergebnisse der Vermessung dieses Submoduls dargestellt. Analog zum vorherigen Fall werden hier die Werte für Q_i^{norm} aus dem mittleren Verhältnis E_i/Q_i der Referenzeinheiten dieser

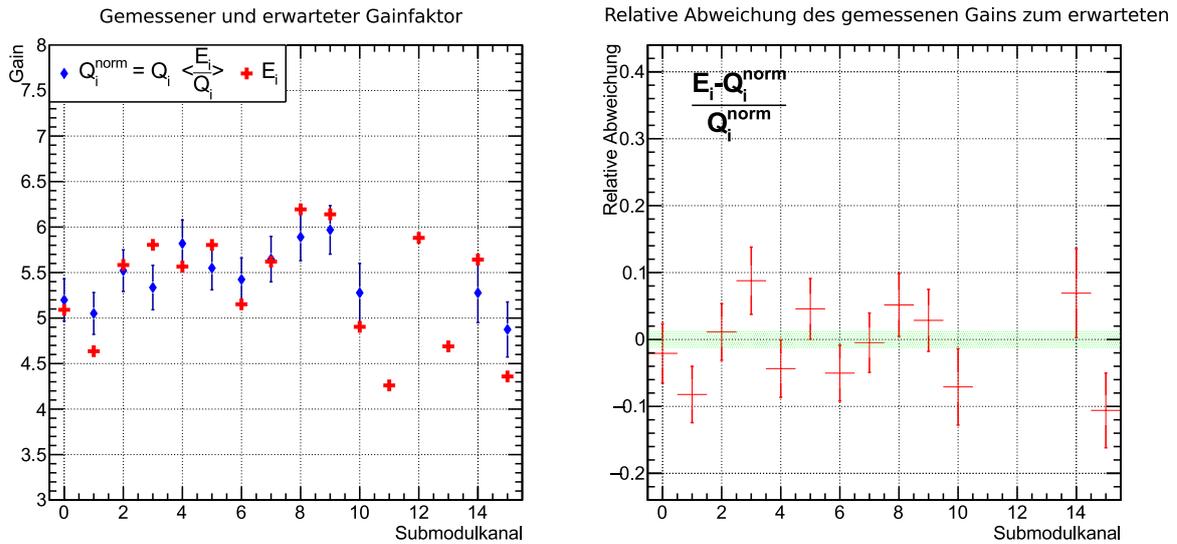


Abbildung 7.9: Messergebnisse für das Submodul mit 10 zufällig ausgewählten Referenzeinheiten aus Messung 3573 bei einer Betriebsspannung von 950 V. Die 10 Referenzeinheiten wurden aus unterschiedlichen Positionen in der FEC für diese Messung in einem Submodul gruppiert (Positionen 0-9). Die Kanäle 10, 14 und 15 im Submodul wurden mit Einheiten aus dem ersten Matching bestückt, welche per Lichtpulsermessung bewertet wurden. Die verbleibenden drei Einheiten stammen aus Verklebungstest und sind nicht für den Einsatz im Experiment vorgesehen, sodass keine Erwartung für den Verstärkungsfaktor Q_i formuliert werden kann. Links: Vergleich der gemessenen Verstärkungsfaktoren E_i mit den für diese Messung normierten Qualitätsfaktoren Q_i^{norm} aus dem Matching. Rechts: relative Abweichung der einzelnen gemessenen Verstärkungsfaktoren von den normierten Qualitätsfaktoren, sofern entsprechende Qualitätsfaktoren Q_i vorliegen.

Messung berechnet. In der Messung zeigt sich eine bessere Übereinstimmung zwischen theoretischer Vorhersage und gemessener Verstärkung der Einheiten. Die relativen Abweichungen der Referenzeinheiten liegen unter 10 % und auch die Abweichungen der restlichen 3 Einheiten betragen maximal $\sim 10\%$.

Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messungen

Der reibungsfreie Messbetrieb im Teststand für die Submodule der Vorwärts-Endkappe setzt eine Vergleichbarkeit der Resultate aus verschiedenen Messungen voraus. Dabei müssen sowohl in verschiedenen Teststationen durchgeführte Messungen vergleichbar sein als auch die Wiederholung einer Messung ein gleichbleibendes Ergebnis produzieren. Um zu zeigen, dass diese Anforderung erfüllt ist, wurde das Submodul 1-X1Y4 wiederholt in beiden Teststationen der linken Klimakammer vermessen und die daraus resultierenden Ergebnisse verglichen. Neben der Vermessung auf beiden Teststationen wurde des Weiteren das Submodul im Teststation-Modul um 90° entlang der Symmetrieachse rotiert (Messung 3372), sodass eine mögliche Abhängigkeit von einzelnen Kanälen in der Signalkette aufgedeckt werden kann. Dies ist jedoch nicht gegeben, es zeigt sich keine systematische Abweichung aufgrund der Drehung. Die Ergebnisse der verschiedenen Messungen sind in Abb. 7.10 dargestellt. Messung 3417 wurde bei den aus dem Matching bestimmten optimalen Versorgungsspannungen (vgl. Tab. 7.1) durchgeführt. Erwartungsgemäß weichen die dort gemessenen Verstärkungsfaktoren umso stärker von denen aus den restlichen Messungen ab, je weiter die jeweilig eingestellte Betriebsspannung von 950 V entfernt ist. Wird jedoch die relative Abweichung der gemessenen Verstärkungsfaktoren zu dem jeweilig normierten Qualitätsfaktor dargestellt, ergibt sich der rechte Teil von Abbildung 7.10. Da in dem erwarteten

normierten Qualitätsfaktor Q_i^{norm} die entsprechende Betriebsspannung berücksichtigt wird, werden die unterschiedlichen Messungen trotz verschiedener Spannungen vergleichbar. Hier werden analog zum Vorgehen in Abschnitt 7.3.2 die relativen Abweichungen nach $(E_i - Q_i^{\text{norm}})/Q_i^{\text{norm}}$ berechnet. Die Normierung von Q_i erfolgt nach dem globalen Verhältnis E_i/Q_i aller bisher vermessenen Referenzeinheiten (vgl. Abschn. 7.5) und ist damit nicht alleinig von der aktuellen Messung abhängig. Dabei wird in dem Wert von Q_i die jeweils während der Messung angelegte Hochspannung berücksichtigt. Der Vergleich dieser Abweichungen für die verschiedenen Messungen zeigt Variationen von unter 10 Prozentpunkten zwischen den Einzelmessungen in allen Kanälen. Insgesamt zeigt sich ein sehr stimmiges Bild.

Damit die Ungenauigkeit für die Messung charakterisiert werden kann, müssen die Abweichungen zwischen den Einzelmessungen quantifiziert werden. Dazu wird für jeden der Kanäle der fehlergewichtete Mittelwert zwischen den relativen Abweichungen (wie in Abb. 7.10 dargestellt) der Einzelmessungen zum erwarteten Gainfaktor berechnet. Anschließend wird die individuelle Abweichung vom jeweiligen Mittelwert berechnet und im unteren Teil von Abbildung ?? für alle Kanäle gemeinsam histogrammiert. Dabei ergibt sich eine durchschnittliche Streuung der Messwerte von 1,6 % um den jeweilig mittleren Wert. Eine Einzelmessung weicht um bis zu 6 % ab. Der mittlere relative Fehler von $\sim 2\%$ stellt eine akzeptable Größe dar, sodass Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Messung als ausreichend für den Betrieb der Teststation zu bewerten sind.

7.4 Überprüfung des dynamischen Bereichs

Die Homogenisierung der Detektorantworten im Matchingvorgang zielt auf eine optimale Ausnutzung des dynamischen Bereichs der im PANDA-Experiment verwendeten SADCs ab. Dabei soll ein Signal mit einer Energiedeposition von bis zu 12 GeV detektiert werden können. Der begrenzende Faktor ist hierbei die maximale Ausgangsamplitude des Vorverstärkers von 2,2 V. Die Messergebnisse der Teststation lassen sich nutzen, um eine Aussage über die maximal messbare Energie im entsprechenden Submodul zu treffen. Dabei wird zunächst der Zusammenhang aus der in Abschnitt 6.3.5 beschriebenen Transmissionsmessung zwischen ADC-Kanal und digitalisierter Amplitude des Signals in Millivolt ausgenutzt. Außerdem wird mit dem Skalierungsfaktor aus der Submodulvermessung ein Zusammenhang zwischen deponierter Energie und ADC-Kanal entnommen. Durch Kombination beider Informationen kann eine Abhängigkeit zwischen der Spannungsamplitude des Signals und der Energiedeposition abgeleitet werden, sodass die maximal messbare Energie in diesem Kanal bestimmt werden kann.

An dieser Stelle soll bereits angemerkt werden, dass diese Methode, da sie von einer deponierten Energie von ~ 220 MeV auf 12 GeV extrapoliert, lediglich eine grobe Abschätzung darstellt.³ Die Abschätzung der maximal messbaren Energiedeposition für Submodul 1-X1Y4 ist im linken Teil von Abbildung 7.11 dargestellt. Schwarze Kreuze stellen die jeweilig bei der Spannung der Messung (vgl. Tab. 7.1) erreichbare Energie dar, rote Rauten markieren die Abschätzung aus dem Matching und die farbigen Rechtecke markieren den per Hochspannung jeweils maximal erreichbaren Bereich (750 V bis 1 000 V). Die Einheiten eines einzelnen Kompartiments und damit der gemeinsamen Spannungsversorgung sind jeweils mit derselben Farbe markiert.

Wünschenswert ist es, dass sich jede Einheit durch Spannungsregulation auf eine maximale Energie von knapp über 12 GeV einstellen lässt. Dies ist lediglich für die Referenzeinheiten auf den Positionen 0 bis 7 des Submoduls zuverlässig möglich, für die restlichen Kompartimente kann der dynamische Bereich nicht optimal eingestellt werden. Die Kanäle 10, 11, 14, 15 werden mit der maximalen Betriebsspannung von 1 000 V betrieben, jedoch kann das erwartungsgemäß kleine (vgl. rechter Teil von Abb. 7.11) Ausgangs-

³ Die wahrscheinlichste Energiedeposition kann einem der simulierten Spektren entnommen werden, z. B. aus Abbildung 6.7 links.

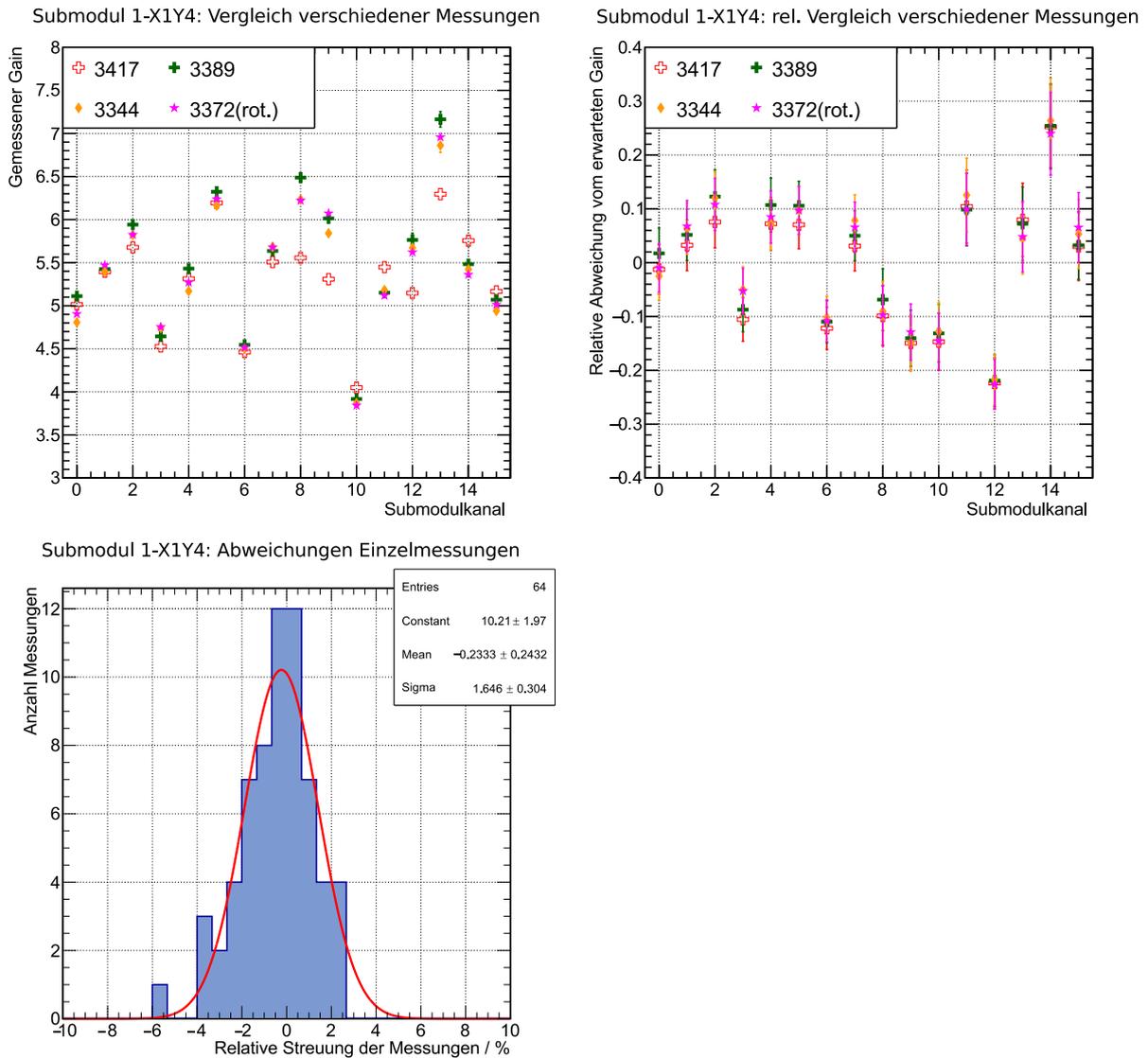


Abbildung 7.10: Vergleich verschiedener Messungen mit demselben Submodul 1-X1Y4 aus dem aktuellen Matching. Dabei wurden die Messungen mit verschiedenen Teststation-Modulen der linken Klimakammer durchgeführt. Die Messungen mit geraden Nummern wurden auf Teststation-Modul B, die mit ungeraden auf Teststation-Modul A durchgeführt. Eine weitere Besonderheit besteht in Messung 3372, wo das Submodul um 90 Grad gedreht wurde sowie bei Messung 3417, welche bei den jeweilig optimalen Betriebsspannungen der Einheiten durchgeführt wurde. Dies ist in der deutlich unterschiedlichen Höhe der entsprechenden gemessenen Verstärkungsfaktoren (rote Kreuze) aus 3417 im oberen linken Teil der Abbildung zu sehen. Im oberen rechten Teil der Abbildung werden die relativen Abweichungen zu den erwarteten Qualitätsfaktoren dargestellt. Hier wird in der Erwartung für Q_i^{norm} die entsprechend unterschiedliche Spannung berücksichtigt. Im unteren Teil der Abbildung werden die Abweichungen zum jeweiligen, pro Kanal gebildeten, Mittelwert der verschiedenen Messungen aus der vorherigen Teilabbildung dargestellt.

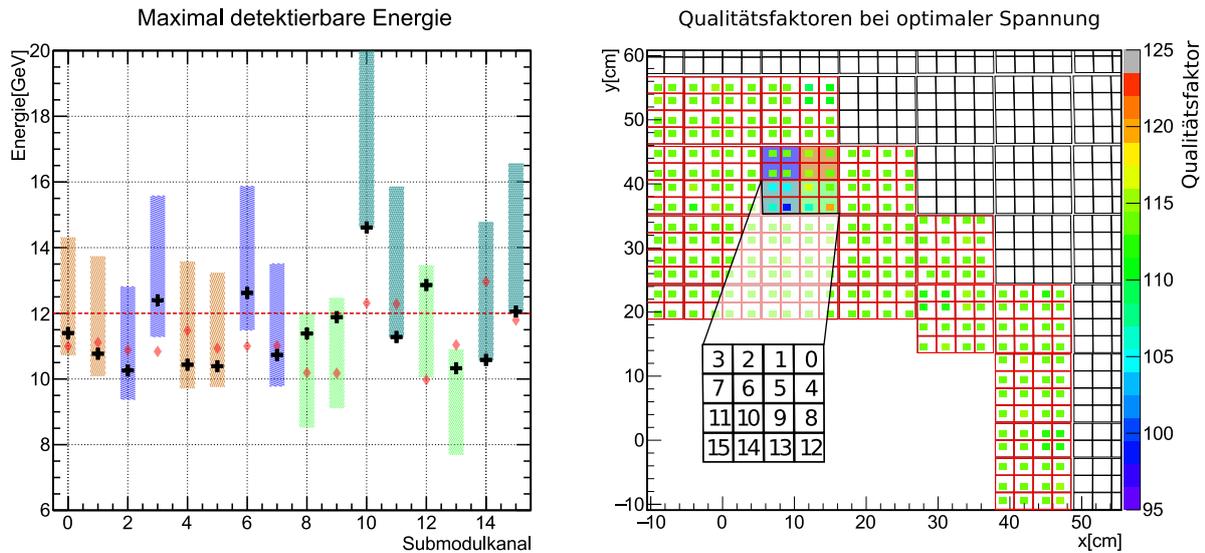


Abbildung 7.11: Links: Obergrenze des dynamischen Bereichs der vermessenen Submodulkäle (Kreuz, schwarz): Fehlerbalken dargestellt, sind jedoch nicht sichtbar. Boxen symbolisieren mit Spannungseinstellung abdeckbaren Bereich des gemessenen dynamischen Bereichs (farblich gruppiert nach dem jeweiligen Kompartiment). Rote Rauten: erwartete Obergrenze nach Qualitätsfaktor aus Matching bei optimaler Spannung. Rechts: Die aus dem Matching vorhergesagten Qualitäten sind räumlich dargestellt. Dabei ist das relevante Submodul 1-X1Y4 farblich entsprechend der einzelnen Kompartimente markiert. Außerdem werden die Positionen der jeweiligen Kanäle illustriert. Dabei geht der Blick in der Darstellung in Targetrichtung. Die Vorhersage der Qualitätsfaktoren bei der optimalen Spannung bildet dabei die Grundlage für die roten Rauten im linken Teil der Abbildung.

signal nicht ausreichend kompensiert werden. Am deutlichsten zeigt sich das Problem in Kanal 10, wo die Ausgangsamplitude so schwach ist, dass erst eine Energiedeposition von $\sim 14,5$ GeV ein maximales Signal zur Folge hätte. Damit jedoch Kanal 14 auf ein maximales Signal von 12 GeV kommen würde, müsste die Spannung im Kompartiment reduziert werden. Daher ergäbe sich eine maximal nachweisbare Energie von fast ~ 17 GeV in Kanal 10, was in einem Auflösungsverlust resultieren würde.

Bedeutender als ein Auflösungsverlust ist jedoch die Situation in Kanal 13, welcher ein derart hohes Ausgangssignal aufweist, dass auch durch Hochspannungsreduktion keine maximale Energie höher als 12 GeV messbar wird. Es soll an dieser Stelle jedoch nochmal erwähnt werden, dass das entsprechende Submodul in der letzten Iteration des Matchings fixiert war und die Einheiten daher nicht nach bestem Kenntnisstand platziert werden konnten. Zum Zeitpunkt der Zuweisung der Einheiten in Submodul 1-X1Y4 waren lediglich 2 Referenzeinheiten zur Normierung der Lichtpulsermessung verfügbar. In der nächsten Iteration des Matchings wurde das Submodul schließlich fixiert, jedoch fand eine Neubewertung der „alten“⁴ Einheiten mit den zusätzlich verfügbaren Referenzeinheiten statt. Die neuen Qualitätsfaktoren sind im rechten Teil von Abbildung 7.11 dargestellt.

In der nächsten Iteration des Matchings können die Einheiten wieder neu positioniert werden, damit z. B. die Einheit auf Kanal 14 in einer Region mit schwächerem Magnetfeld positioniert werden kann und sich so ein höheres Ausgangssignal ergeben kann. Stellt sich diese Maßnahme in der nächsten Matchingiteration als nicht ausreichend heraus, muss die Einheit aus dem Matching ausgeschlossen werden und ggf. mit einem leistungsstärkeren Vorverstärker bestückt werden. Demzufolge kann davon ausgegangen werden, dass der dynamische Bereich durch die Umsetzung einer weiteren Matchingiteration korrekt

⁴ und damit nur indirekt charakterisierbaren

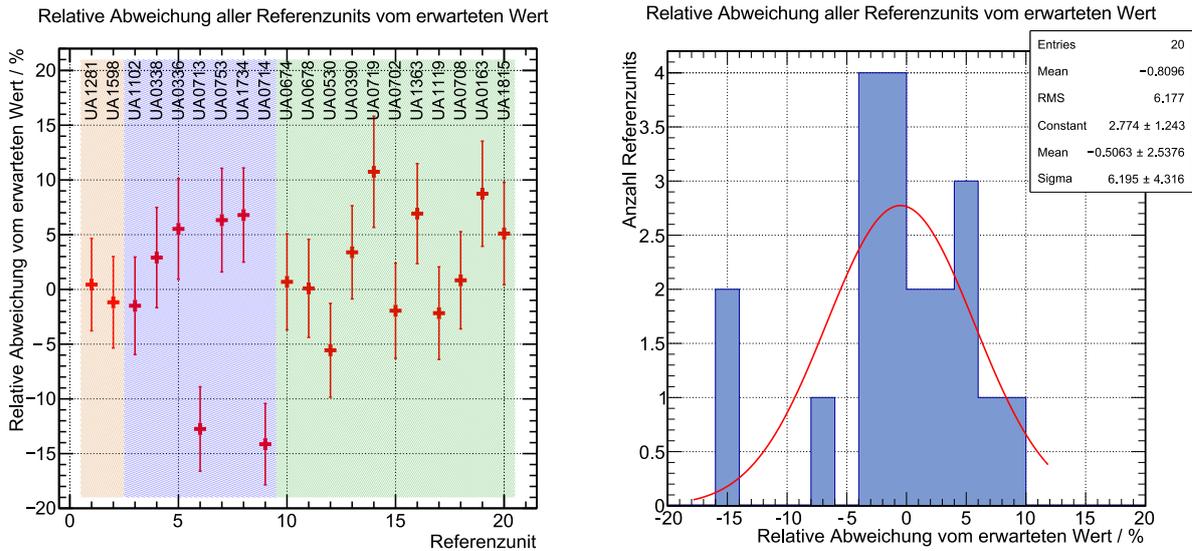


Abbildung 7.12: Aufgetragene relative Abweichung der gemessenen Gainfaktoren gegenüber dem erwarteten Wert. Dabei sind die erwarteten Gainfaktoren Q_i über das Globale Verhältnis E_i/Q_i normiert. Die Farben symbolisieren die drei aufeinanderfolgenden Schritte der Produktion von Referenzeinheiten. Außerdem sind die Seriennummern der jeweils in den Referenzeinheiten verbauten VPTTs am oberen Rand vermerkt. Im rechten Teil werden alle Beiträge histogrammiert, dabei ist eine relative Breite von 6,2 % sichtbar.

ausgenutzt werden kann.

7.5 Bewertung des Fertigungsprozesses

Im Rahmen der Charakterisierung der zusammengebauten Einheiten besteht die Möglichkeit der Bewertung des Fertigungsprozesses und der Übereinstimmung der Qualitätsfaktoren aus dem Matching mit den gemessenen Verstärkungsfaktoren. Dazu werden die gemessenen Faktoren aller 20 bereits neu kombinierten Einheiten (welche ebenfalls Referenzeinheiten zur Normierung der Lichtpulsermessung sind) mit den jeweiligen Erwartungswerten für die Qualitätsfaktoren aus dem Matching verglichen. Dabei wird, wie auch in Abschnitt 7.3.2, das globale Verhältnis $\langle E_i/Q_i \rangle$ für die Normierung von Q_i herangezogen. Dadurch werden die Ergebnisse der Einzelmessungen vergleichbar. Im linken Teil von Abbildung 7.12 werden die relativen Abweichungen der Verstärkungen vom Erwartungswert der einzelnen Einheiten in der Fertigungsreihenfolge dargestellt. Dabei zeigen sich sofort zwei Ausreißer aus dem allgemeinen Trend: die Referenzeinheiten mit den Nummern 6 und 9. Danach scheint sich der Trend mit einer annehmbaren Streuung zu stabilisieren. Der Grund hierfür könnte in einer mittlerweile eingespielten Routine im Produktionsprozess und damit gleichbleibenderer Qualität der gebauten Einheiten liegen. Der rechte Teil von Abbildung 7.12 zeigt eine Projektion der entsprechenden Abweichungen mit einer Gaußanpassung (Fit). Dabei zeigt sich eine relative Breite von $(6,4 \pm 4,0) \%$. Damit liegt die vermessene Abweichung etwas oberhalb der Fehlerabschätzung für die aus dem Matching abgeleitete Qualität von $\sim 4 \%$. Wenn sich daher die aktuelle Fertigungsgüte fortsetzt, ist eine relative Streuung der Qualitätsfaktoren von unter 10% zu erwarten.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine iterative Matchingmethode für die Detektorcomponenten der VPTT-Region der FEC des PANDA-EMCs entwickelt. Dabei wurden die Photodetektoren (VPTTs), die Szintillationskristalle aus Bleiwolframat sowie die Vorverstärker derart kombiniert, dass sich eine homogene Detektorantwort im Magnetfeld der FEC ergibt und der dynamische Bereich abgedeckt werden kann. Die platzierten Einheiten können teilweise direkt durch die Kenntnis aller einzelnen beteiligten Größen charakterisiert werden, teilweise jedoch lediglich indirekt durch eine Lichtpulsermessung. Für die Anordnung kam zuerst ein sogenannter *Ungarischer Algorithmus* zur anfänglichen Platzierung der Komponenten mit dem Ziel einer möglichst geringen Streuung der Detektorantworten zur Anwendung. Anschließend wurde ein *Markow-Algorithmus* zur weiteren Verbesserung der Qualität der Zuordnung eingesetzt. Mit diesem Vorgehen kann unter den gegebenen Genauigkeiten der einbezogenen Eigenschaften eine erfolgreiche Zuordnung der verschiedenen Detektorbestandteile verwirklicht werden.

Zur Überprüfung der Submodule nach der Fertigung entsprechend der Matchingvorgabe wurde eine Teststation für die Submodule in Bonn aufgebaut und optimiert. Die Teststation erlaubt mithilfe von kosmischer Strahlung einen realistischen Funktionstest der Submodule bei $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dadurch kann die Qualität der Submodul-Fertigung überwacht werden und eine relative Kalibrierung der Submodule erfolgen.

Die Teststation besteht aus 2 Klimakammern mit jeweils 2 Aufbauten, damit 4 Submodule parallel vermessen werden können. Die Daten der Teststation werden mit einer auf der *Log-Likelihood-Methode* basierenden Auswertung analysiert. Dadurch können auch bei begrenzter Statistik stichhaltige Aussagen getroffen werden. Während einiger Messungen konnte die Leistungsfähigkeit von Teststation und nachfolgender Analyse demonstriert werden.

Eine Überprüfung der Abweichungen zwischen den Qualitätsabschätzungen des Matchings und den Ergebnissen der Messung ist für die ersten produzierten Submodule nach Matchingvorschrift erfolgt. Dabei zeigt sich, dass die Qualitätsabschätzung des Matchings und die Ergebnisse der Messung für die direkt charakterisierten Einheiten weniger als 10 % voneinander abweichen. Für die indirekt charakterisierten Einheiten wurde eine schlechtere Genauigkeit festgestellt.

Bei einzelnen Einheiten mit extremen Qualitätsabweichungen kann der Vorverstärker ausgetauscht oder die komplette Einheit ersetzt werden, daher ist mit zusätzlicher Anpassung der Hochspannung eine Qualitätsverteilung mit einer Breite von weniger als 10 % realistisch.

Nach einer weiteren Matchingiteration, welche mittlerweile erfolgt ist, können nun die Submodule in beiden Klimakammern im regulären Vermessungsbetrieb charakterisiert werden. Dabei muss der Produktionsfortschritt sorgfältig überwacht werden und nach einer ausreichenden Zahl vermessener Einheiten bestimmt werden, ab welcher Abweichung einzelne Einheiten modifiziert bzw. ausgetauscht werden

müssen. Im Anschluss an die Vermessung in Bonn werden die einzelnen Submodule im Forschungszentrum Jülich zur betriebsbereiten Vorwärts-Endkappe aufgebaut werden. Dort sollen zunächst Test- und Kalibrationsmessungen mit kosmischen Teilchen und später mit dem Teilchenstrahl des Beschleunigers COSY durchgeführt werden. Dadurch kann die Endkappe bereits vor der Fertigstellung der Infrastruktur des PANDA-Experiments in Darmstadt in Betrieb genommen und getestet werden.

Literatur

- [1] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22.4** (1961) 579, ISSN: 0029-5582, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692> (siehe S. 2).
- [2] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (21 1967) 1264, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264> (siehe S. 2).
- [3] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Conf. Proc. **C680519** (1968) 367 (siehe S. 2).
- [4] Particle Data Group: C. Patrignani u. a., *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C40.10** (2016) 100001 (siehe S. 2–4, 13, 15, 16, 35, 36).
- [5] CMS Collaboration: S. Chatrchyan u. a., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 30, arXiv: 1207.7235 [hep-ex] (siehe S. 2).
- [6] ATLAS Collaboration: G. Aad u. a., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1, arXiv: 1207.7214 [hep-ex] (siehe S. 2).
- [7] J. J. Thomson, *Cathode Rays*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **44.269** (1897) 293, URL: <https://doi.org/10.1080/14786449708621070> (siehe S. 2).
- [8] Y. Chen u. a., *Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices*, Phys. Rev. D **73** (1 2006) 014516, URL: <https://arxiv.org/abs/hep-lat/0510074v1> (siehe S. 4).
- [9] R. G. Edwards u. a., *Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD*, Phys. Rev. **D84** (2011) 074508, arXiv: 1104.5152 [hep-ph] (siehe S. 5).
- [10] J. J. Dudek u. a., *Toward the excited isoscalar meson spectrum from lattice QCD*, Phys. Rev. **D88.9** (2013) 094505, arXiv: 1309.2608 [hep-lat] (siehe S. 5).
- [11] L. Liu u. a., *Excited and exotic charmonium spectroscopy from lattice QCD*, JHEP **07** (2012) 126, arXiv: 1204.5425 [hep-ph] (siehe S. 5).
- [12] D. Molina, M. De Sanctis und C. Fernandez-Ramirez, *Charmonium spectrum with a Dirac potential model in the momentum space*, Phys. Rev. **D95.9** (2017) 094021, arXiv: 1703.08097 [hep-ph] (siehe S. 5).
- [13] E. Eichten u. a., *The Spectrum of Charmonium*, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 369, [Erratum: Phys. Rev. Lett.36,1276(1976)] (siehe S. 5).
- [14] PANDA Collaboration: W. Erni u. a., *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*, ArXiv e-prints (2009), arXiv: 0903.3905 [hep-ex] (siehe S. 5).
- [15] J. J. Aubert u. a., *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33** (23 1974) 1404, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404> (siehe S. 5).
- [16] J. Augustin u. a., *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (23 1974) 1406, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406> (siehe S. 5).

- [17] H.-X. Chen u. a., *The hidden-charm pentaquark and tetraquark states*, Physics Reports **639** (2016) 1, The hidden-charm pentaquark and tetraquark states, ISSN: 0370-1573, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037015731630103X> (siehe S. 5).
- [18] K. Peters, Hrsg., *Status of PANDA @ FAIR*, BeliNP, Minsk, 2017, URL: https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/k.peters/TA-CON-2017-029.pdf (siehe S. 6).
- [19] PANDA Collaboration: W. Erni u. a., *Technical design report for the PANDA Straw Tube Tracker*, Eur. Phys. J. **A49** (2013) 25, arXiv: 1205.5441 [physics.ins-det] (siehe S. 7, 13–15).
- [20] PANDA Collaboration: B. Singh u. a., *Technical Design Report for the PANDA Barrel DIRC Detector*, (2017), arXiv: 1710.00684 [physics.ins-det] (siehe S. 7, 16–18).
- [21] PANDA Collaboration: W. Erni u. a., *Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*, (2008), arXiv: 0810.1216 [physics.ins-det] (siehe S. 7, 19–21, 24, 26, 33, 168).
- [22] PANDA Collaboration: B. Singh u. a., *Technical Design Report for the Panda Forward Spectrometer Calorimeter*, (2017), arXiv: 1704.02713 [physics.ins-det] (siehe S. 7, 12).
- [23] U. Ratzinger u. a., „The 70 MeV p-Injector Design for FAIR“, *High Intensity and High Brightness Hadron Beams*, hrsg. von R. W. Hasse, J. M. Lagniel und I. Hofmann, Bd. 773, American Institute of Physics Conference Series, 2005 249 (siehe S. 8).
- [24] *Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)*, 2018, URL: https://www.gsi.de/fileadmin/oeffentlichkeitsarbeit/fair/FAIR-beschriftet_MSV_DE_Feb18.jpg (besucht am 18.08.2018) (siehe S. 8).
- [25] A. Dolinskii u. a., *Antiproton complex at the FAIR project*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **629**.1 (2011) 16, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021002499X> (siehe S. 8, 9).
- [26] PANDA Collaboration, „The PANDA Database (internal access)“, 2017, URL: <https://panda.gsi.de/material> (siehe S. 9, 10, 24).
- [27] A. Lehrach u. a., *Beam performance and luminosity limitations in the high-energy storage ring (HESR)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **561**.2 (2006) 289, Proceedings of the Workshop on High Intensity Beam Dynamics, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206000477> (siehe S. 9).
- [28] R. Maier u. a., *The high energy storage ring (HESR)*, Proceedings of PAC2011, New York, USA (2011) 2104 (siehe S. 9).

-
- [29] L. Schmitt, „Status of PANDA“, Proton Linac Workshop, GSI, 2018, URL: https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/l.schmitt/TA-WKS-2018-011.pdf (siehe S. 9, 10).
- [30] PANDA Collaboration: A. Khoukaz u. a., „Technical Design Report for the PANDA Internal Targets“, The Cluster-Jet Target and Developments for the Pellet Target, 2012, URL: https://panda.gsi.de/system/files/user_uploads/u.kurilla/RE-TDR-2012-002.pdf (siehe S. 11).
- [31] PANDA Collaboration, W. Erni u. a., *Technical Design Report for the PANDA Solenoid and Dipole Spectrometer Magnets*, (2009), arXiv: 0907.0169 [physics.ins-det] (siehe S. 12).
- [32] PANDA Collaboration u. a., *Technical Design Report for the: PANDA Micro Vertex Detector*, ArXiv e-prints (2012), arXiv: 1207.6581 [physics.ins-det] (siehe S. 13–15).
- [33] N. D. Veis u. a., *Performance studies of the PANDA planar GEM-tracking detector in physics simulations*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **884** (2018) 150, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217313529> (siehe S. 15).
- [34] K. Große, Hrsg., *GSI Scientific Report 2009 [GSI Report 2010-1]*, Bd. 2010-1, GSI Report, Wissenschaftlicher Ergebnisbericht der GSI, GSI Annual Report, Darmstadt: GSI, 2010 665 p. URL: <https://repository.gsi.de/record/53522> (siehe S. 15).
- [35] F. Sauli, *The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **805** (2016) 2, Special Issue in memory of Glenn F. Knoll, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980> (siehe S. 15).
- [36] C. Schwarz u. a., *The PANDA DIRC detectors at FAIR*, JINST **12.07** (2017) C07006, arXiv: 1707.09269 [physics.ins-det] (siehe S. 16, 17).
- [37] PANDA Collaboration, W. Erni u. a., „Technical Design Report for the PANDA Muon System“, 2012 (siehe S. 16).
- [38] M. Albrecht und the PANDA collaboration, *The Forward Endcap of the Electromagnetic Calorimeter for the PANDA Detector at FAIR*, Journal of Physics: Conference Series **587.1** (2015) 012050, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/587/i=1/a=012050> (siehe S. 19, 20, 27–29).
- [39] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, 1994, ISBN: 9783540572800 (siehe S. 19).
- [40] A. Borisevich u. a., „PWO-II scintillation crystals for the PANDA electromagnetic calorimeter“, *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008 2698 (siehe S. 20).

- [41] R. Novotny u. a., *Scintillators for photon detection at medium energies—a comparative study of BaF₂, CeF₃ and PbWO₄*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **486.1** (2002) 131, Proceedings of the 6th International Conference on Inorganic Scintillators and their Use in Scientific and Industrial Applications, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202006897> (siehe S. 21).
- [42] R. Novotny u. a., *Electromagnetic calorimetry with PbWO₄ in the energy regime below 1 GeV*, IEEE Transactions on Nuclear Science **47.4** (2000) 1499, ISSN: 0018-9499 (siehe S. 21).
- [43] M. Kavatsyuk u. a., *Trigger-less readout system with pulse pile-up recovery for the PANDA electromagnetic calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **718** (2013) 217, Proceedings of the 12th Pisa Meeting on Advanced Detectors, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212011394> (siehe S. 22–24).
- [44] L. Capozza u. a., *The backward end-cap for the PANDA electromagnetic calorimeter*, Journal of Physics: Conference Series **587.1** (2015) 012051, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/587/i=1/a=012051> (siehe S. 23).
- [45] Particle Data Group: C. Patrignani u. a., *Atomic and nuclear properties of lead tungstate (PbWO₄)*, 2018, URL: http://pdg.lbl.gov/2017/AtomicNuclearProperties/HTML/lead_tungstate.html (siehe S. 23, 117).
- [46] M. Kavatsyuk, V. Rodin und P. Schakel, „Toward the Trigger-Less DAQ: EMC and STT joint readout“, PANDA Collaboration Meeting 18/1, 2018 (siehe S. 24).
- [47] I. Keshelashvili u. a., *Development of Low-Noise / Low-Power Preamplifier for the Readout of Inorganic Scintillators and their Mass Production Test System*, Journal of Physics: Conference Series **587.1** (2015) 012024, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/587/i=1/a=012024> (siehe S. 25, 51).
- [48] E. Guliyev u. a., *VHDL implementation of feature-extraction algorithm for the PANDA electromagnetic calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **664.1** (2012) 22, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211019267> (siehe S. 25).
- [49] H. Moeini u. a., *Design studies of the PWO Forward End-cap calorimeter for \bar{P} ANDA*, The European Physical Journal A **49.11** (2013) 138, ISSN: 1434-601X, URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13138-0> (siehe S. 25, 167).
- [50] M. Moszyński u. a., *Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **485.3** (2002) 504, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201021179> (siehe S. 27).

- [51] J. Schulze, *Analyse des Zerfalls $\chi_{c0} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$ bei BESIII und Entwicklung von mechanischen Komponenten für einen Prototypen des PANDA-EMC*, Dissertation: Ruhr Universität Bochum, 2012 (siehe S. 28–30).
- [52] J. Becker, *Analyse des Zerfalls $\chi_{cJ} \rightarrow K^+ K^- \eta$ bei BESIII und Entwicklung eines Kühlsystems für den Prototypen des PANDA-EMC*, Dissertation: Ruhr Universität Bochum, 2012 (siehe S. 30, 31).
- [53] M. Kümmel, *Investigations Concerning the Spatial and Energy Resolution of the PANDA Electromagnetic Calorimeter*, Masterarbeit: Ruhr Universität Bochum, 2014 (siehe S. 30, 31, 105).
- [54] P. Friedel, *Studien zum Prototypaufbau des elektromagnetischen Kalorimeters für den PANDA-Detektor*, Diplomarbeit: Ruhr Universität Bochum, 2009 (siehe S. 31).
- [55] P. Friedel, *Analyse des Zerfalls $J/\Psi \rightarrow \gamma \phi \phi$ bei BESIII und Entwicklungen für den Prototyp des PANDA-EMC*, Dissertation: Ruhr Universität Bochum, 2012 (siehe S. 31).
- [56] E. Auffray u. a., *Performance of ACCOS, an Automatic Crystal quality Control System for the PWO crystals of the CMS calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **456.3** (2001) 325, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200006653> (siehe S. 32, 33, 52).
- [57] V. F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, Physikalische Zeitschrift **13** (1912) 1084 (siehe S. 34).
- [58] T. Wulf, *Beobachtungen über Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm*, Physikalische Zeitschrift **11** (1910) 811 (siehe S. 34).
- [59] S. H. Neddermeyer und C. D. Anderson, *Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles*, Phys. Rev. **51** (10 1937) 884, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.884> (siehe S. 34).
- [60] C. D. Anderson, *The Positive Electron*, Phys. Rev. **43** (6 1933) 491, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.491> (siehe S. 34).
- [61] J. R. Hörandel, „Early Cosmic-Ray Work Published in German“, *AIP Conf. Proc.*, Bd. 1516, 2013 52 (siehe S. 34).
- [62] P. K. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, 1. edition, Amsterdam: Elsevier, 2001, ISBN: 978-0-444-50710-5, URL: <https://www.sciencedirect.com/science/book/9780444507105> (siehe S. 35, 36, 38, 39, 115).
- [63] R. Bellotti u. a., *Measurement of the negative muon spectrum between 0.3 and 40 GeV/c in the atmosphere*, Phys. Rev. D **53** (1 1996) 35, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.53.35> (siehe S. 36).
- [64] R. Bellotti u. a., *Balloon measurements of cosmic ray muon spectra in the atmosphere along with those of primary protons and helium nuclei over midlatitude*, Phys. Rev. D **60** (5 1999) 052002, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.60.052002> (siehe S. 36).

- [65] M. Boezio u. a., *Measurement of the flux of atmospheric muons with the CAPRICE94 apparatus*, Phys. Rev. D **62** (3 2000) 032007,
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.032007> (siehe S. 36).
- [66] M. Boezio u. a.,
Energy spectra of atmospheric muons measured with the CAPRICE98 balloon experiment, Phys. Rev. D **67** (7 2003) 072003,
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.67.072003> (siehe S. 36).
- [67] S. Coutu u. a., *Energy spectra, altitude profiles, and charge ratios of atmospheric muons*, Phys. Rev. D **62** (3 2000) 032001,
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.032001> (siehe S. 36).
- [68] S. Haino u. a.,
Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer, Physics Letters B **594.1** (2004) 35, ISSN: 0370-2693,
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269304007567>
(siehe S. 36).
- [69] G. Pfozter, *Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre*, Zeitschrift für Physik **102.1** (1936) 23, ISSN: 0044-3328,
URL: <https://doi.org/10.1007/BF01336829> (siehe S. 37, 38).
- [70] S. Chapman und V. C. A. Ferraro, *A new theory of magnetic storms*, Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity **36.2** () 77,
URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/TE036i002p00077>
(siehe S. 38).
- [71] W. Swider und M. E. Gardner, *On the Accuracy of Chapman Function Approximations*, Appl. Opt. **8.3** (1969) 725, URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-8-3-725>
(siehe S. 38).
- [72] T. H. Johnson, *Comparison of the Angular Distributions of the Cosmic Radiation at Elevations 6280 ft. and 620 ft.*, Phys. Rev. **43** (5 1933) 307,
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.307> (siehe S. 38).
- [73] M. Y. Hofer und E. O. Flückiger, *Cosmic ray spectral variations and anisotropy near Earth during the March 24, 1991, Forbush decrease*, Journal of Geophysical Research: Space Physics **105.A10** () 23085,
URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999JA900472>
(siehe S. 39).
- [74] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT — An object oriented data analysis framework*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **389.1** (1997) 81, New Computing Techniques in Physics Research V, ISSN: 0168-9002,
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>
(siehe S. 41, 52, 117).
- [75] T. Holtmann, *Persöhnliche Kommunikation*, 2016 (siehe S. 42).
- [76] G. Urff, *Konstruktion eines Teststandes zur Charakterisierung von VPTTs*, Bachelorarbeit: HISKP Universität Bonn, 2013 (siehe S. 42, 44, 50).
- [77] C. Schmidt, *Persöhnliche Kommunikation*, 2017 (siehe S. 48).

- [78] R. W. Novotny u. a., *High-quality PWO crystals for the PANDA-EMC*, Journal of Physics: Conference Series **293.1** (2011) 012003, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/293/i=1/a=012003> (siehe S. 49).
- [79] A. Wright, *The Photomultiplier Handbook*, Oxford University Press, 2017 (siehe S. 49).
- [80] W. Erni, *Manual/Datasheet Preamplifier SP883d*, 2011 (siehe S. 51, 52, 69).
- [81] V. Dormenev und H. Zaunick, *Differences of PWO crystals with different levels of the radiation hardness*, Vortrag EMC Session, Panda Collaboration Meeting 17/1, II. Physikalisches Institut JLU Giessen, 2017 (siehe S. 53).
- [82] M. Pelizäus, „Monte Carlo simulations of the radiation dose of APDs for the forward endcap“, 2012 (siehe S. 54).
- [83] F. Yang u. a., *A Study on Radiation Damage in BGO and PWO-II Crystals*, Journal of Physics: Conference Series **404.1** (2012) 012025, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/404/i=1/a=012025> (siehe S. 54).
- [84] H. W. Kuhn, *The Hungarian method for the assignment problem*, Naval Research Logistics Quarterly **2.1-2** (1955) 83, ISSN: 1931-9193, URL: <http://dx.doi.org/10.1002/nav.3800020109> (siehe S. 59).
- [85] *DLIB Package* (siehe S. 59).
- [86] N. Metropolis u. a., *Equation of State Calculations by Fast Computing Machines*, The Journal of Chemical Physics **21.6** (1953) 1087, URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699114> (siehe S. 61).
- [87] V. Černý, *Thermodynamical approach to the traveling salesman problem: An efficient simulation algorithm*, Journal of Optimization Theory and Applications **45.1** (1985) 41, ISSN: 1573-2878, URL: <https://doi.org/10.1007/BF00940812> (siehe S. 62).
- [88] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt und M. P. Vecchi, *Optimization by Simulated Annealing*, Science **220**.4598 (1983) 671, ISSN: 00368075, 10959203, URL: <http://www.jstor.org/stable/1690046> (siehe S. 63, 64).
- [89] J. S. Arora, M. W. Huang und C. C. Hsieh, *Methods for optimization of nonlinear problems with discrete variables: A review*, Structural optimization **8.2** (1994) 69, ISSN: 1615-1488, URL: <https://doi.org/10.1007/BF01743302> (siehe S. 64).
- [90] M. Albrecht, *Persönliche Kommunikation*, 2017 (siehe S. 70, 71, 146).
- [91] D. Renker, *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **567.1** (2006) 48, Proceedings of the 4th International Conference on New Developments in Photodetection, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206008680> (siehe S. 86).
- [92] *General purpose plastic scintillator EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212*, ELJEN TECHNOLOGY, 2016, URL: https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-200_EJ-204_EJ-208_EJ-212.pdf (besucht am 16. 07. 2018) (siehe S. 86).

- [93] M. Roszbach,
Development of a trigger detector for the PANDA EMC-forward-endcap module test station,
Masterarbeit: HISKP Universität Bonn, 2013 (siehe S. 87, 91).
- [94] M. Kube, *Aufbau einer Teststation für Submodule der Vorwärtsendkappe des elektromagnetischen Kalorimeters des PANDA-Experiments*, in Bearbeitung,
Dissertation: HISKP Universität Bonn (siehe S. 87, 92).
- [95] *XC95144XL High Performance CPLD*, Version DS056 (v2.0), Xilinx Inc., 2007,
URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds056.pdf
(besucht am 17.07.2018) (siehe S. 94).
- [96] J. Schweitzer, *Entwurf und Test einer signalformenden, invertierenden Platine zur Auslese der PbWO4-Detektormodule des PANDA-Experiments im Bonner Testmessstand*,
Bachelorarbeit: HISKP Universität Bonn, 2014 (siehe S. 96).
- [97] M. Albrecht u. a., „Submodule production for the PANDA Forward Endcap EMC“,
PANDA EMC Note, internal document, 2017 (siehe S. 99).
- [98] M. Knott u. a., *EPICS: A control system software co-development success story*,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,
Detectors and Associated Equipment **352.1** (1994) 486, ISSN: 0168-9002,
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294915776>
(siehe S. 102).
- [99] L. R. Dalesio u. a.,
The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,
Detectors and Associated Equipment **352.1** (1994) 179, ISSN: 0168-9002,
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294914931>
(siehe S. 102).
- [100] M. R. Kraimer u. a., *EPICS Application Developer's Guide*, (siehe S. 103).
- [101] C. Lütz,
Development and Setup of a Control System for the PANDA-Calorimeter-Submodule Test Station,
Masterarbeit: HISKP Universität Bonn, 2013 (siehe S. 104–106).
- [102] J. Cullen, *Binary Synchronous Communications*,
IEEE Transactions on Communication Technology **17.6** (1969) 654, ISSN: 0018-9332
(siehe S. 105).
- [103] D. Awtrey und D. Semiconductor, *Transmitting data and power over a one-wire bus*,
Sensors-The Journal of Applied Sensing Technology **14.2** (1997) 48 (siehe S. 106).
- [104] maxim integrated, *DS1820 High-Precision 1-Wire Digital Thermometer*,
Version 19-5474; Rev 3; 4/15,
URL: <https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/DS18S20.pdf> (besucht am
09.07.2018) (siehe S. 106).
- [105] Honeywell, *HIH-5030/5031 Series Low Voltage Humidity Sensors*,
URL: <https://sensing.honeywell.com/honeywell-sensing-hih5030-5031-series-product-sheet-009050-2-en.pdf> (besucht am 09.07.2018) (siehe S. 106).
- [106] J. Hatje u. a., „Control System Studio (CSS)“, *ICALEPCS07*, 2007 (siehe S. 107).

- [107] S. Agostinelli u. a., *Geant4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506.3** (2003) 250, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688> (siehe S. 113).
- [108] N. Oceanic und A. Administration, *U.S. Standard Atmosphere*, 1976 (siehe S. 113).
- [109] C. A. Hagmann, D. J. Lange und D. M. Wright, *Monte Carlo Simulation of Proton-induced Cosmic Ray Cascades in the Atmosphere*, (2007) (siehe S. 114).
- [110] P. Papini und S. A. Grimani C. and Stephens, *An estimate of the secondary-proton spectrum at small atmospheric depths*, Il Nuovo Cimento C **19.3** (1996) 367, ISSN: 0390-5551, URL: <https://doi.org/10.1007/BF02509295> (siehe S. 114).
- [111] B. C. Rastin, *An accurate measurement of the sea-level muon spectrum within the range 4 to 3000 GeV/c*, Journal of Physics G: Nuclear Physics **10.11** (1984) 1609, URL: <http://stacks.iop.org/0305-4616/10/i=11/a=017> (siehe S. 114).
- [112] L. N. Bogdanova, M. G. GavriloV und A. S. Kornoukhov V. N. and Starostin, *Cosmic muon flux at shallow depths underground*, Physics of Atomic Nuclei **69.8** (2006) 1293, ISSN: 1562-692X, URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778806080047> (siehe S. 115).
- [113] W. Gins u. a., *Analysis of counting data: Development of the SATLAS Python package*, Computer Physics Communications **222** (2018) 286, ISSN: 0010-4655, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465517302990> (siehe S. 126).
- [114] S. Baker und R. D. Cousins, *Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **221.2** (1984) 437, ISSN: 0167-5087, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784900164> (siehe S. 126, 127).
- [115] V. Blobel und E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Vieweg+Teubner Verlag, 1998, URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-663-05690-4> (siehe S. 126, 127).
- [116] M. Kendall und A. Stuart, *The advanced theory of statistics*, Bd. 2, 1979 (siehe S. 127).
- [117] F. James, *Interpretation of the shape of the likelihood function around its minimum*, Computer Physics Communications **20.1** (1980) 29, ISSN: 0010-4655, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465580901034> (siehe S. 127, 128).
- [118] F. James, *Statistical Methods in Experimental Physics: 2nd Edition*, World Scientific Publishing Company, 2006, ISBN: 9812705279, URL: <https://www.barnesandnoble.com/w/statistical-methods-in-experimental-physics-frederick-james/1101217079> (siehe S. 127, 132).
- [119] P. Bevington und D. K. Robinson, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill Education, 2003, ISBN: 0072472278 (siehe S. 127).

- [120] F. Grard,
A general program for statistical analysis using the maximum-likelihood method. Malik program,
Nuclear Instruments and Methods **34** (1965) 242, ISSN: 0029-554X,
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X65903034>
(siehe S. 127).
- [121] S. Consortium u. a., *Standard commands for programmable instruments*, 1999,
URL: <http://www.ivifoundation.org/docs/SCPI-99.pdf> (besucht am 16.08.2018)
(siehe S. 139).
- [122] T. Holtmann, *Persönliche Kommunikation*, 2018 (siehe S. 146, 147).
- [123] V. Dormenev, *Persönliche Kommunikation*, 2018 (siehe S. 146).
- [124] J. Schweitzer, *Measurement of the Position Dependent Light Yield of a PbWO₄ Crystal of the PANDA Electromagnetic Calorimeter*, Masterarbeit: HISKP Universität Bonn, 2017
(siehe S. 147).
- [125] *Technical Data: Photomultiplier Tube R11375 MOD3*, Version V0.5.8,
Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division, 2011 (siehe S. 168).

Zusätzliche Informationen

$$\Delta(\Pi x_i) = \sqrt{\sum_i (\Delta x_i)^2} \quad \Delta\left(\frac{a}{b}\right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{b}\right)^2 + \left(\frac{a \Delta b}{b^2}\right)^2} \quad (\text{A.1})$$

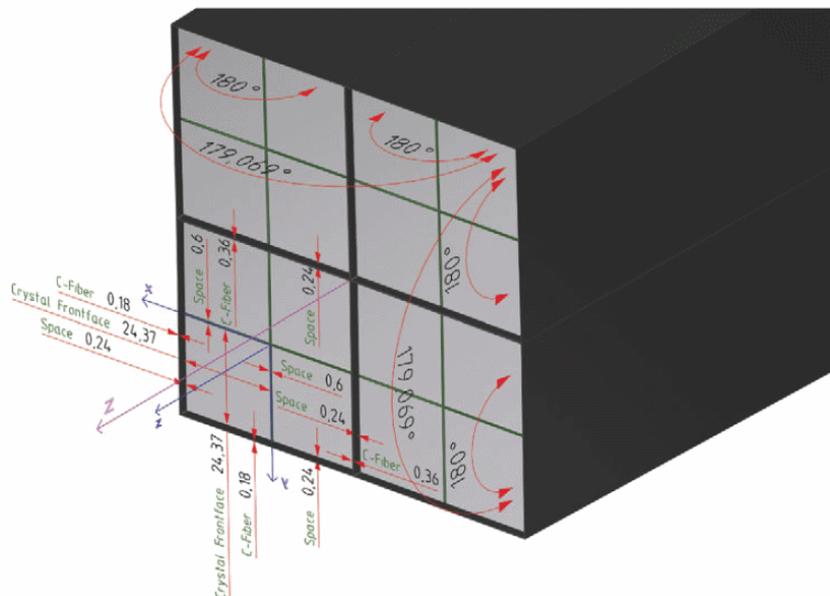


Abbildung A.1: Abmessungen und vorhandene Winkel an der Frontseite eines Submoduls. Die targetseitige Wand der Karbonalveole ist aus Übersichtsgründen in dieser Abbildung ausgeblendet.[49]

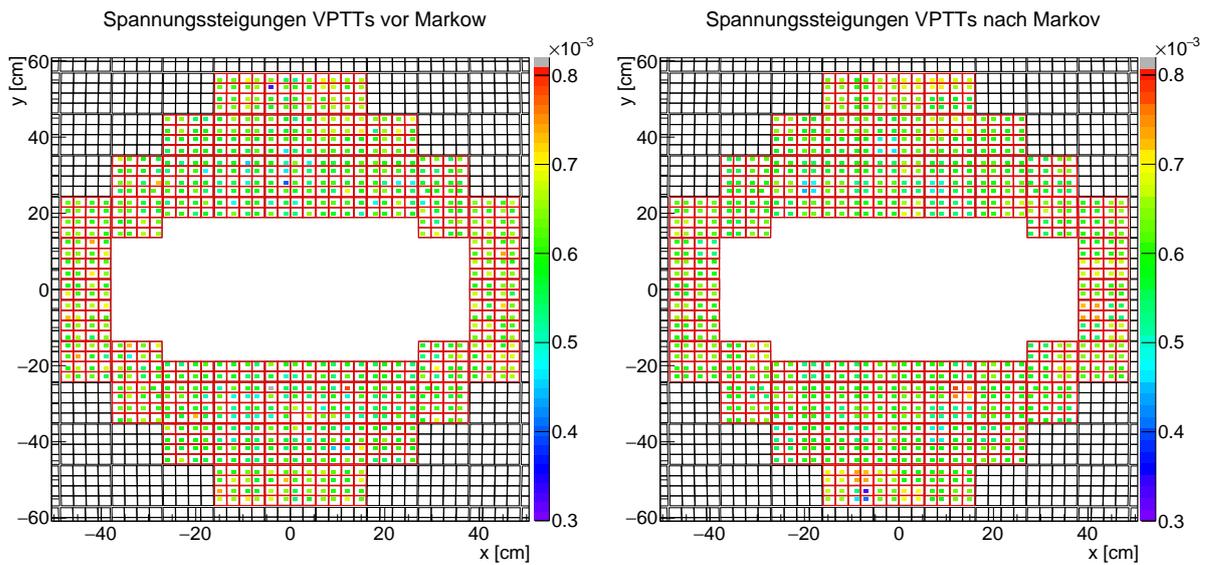


Abbildung A.2: Auswirkung des Markow-Algorithmus auf die Spannungsabhängigkeit der Verstärkung der VPTTs. Dabei wird die Abhängigkeit in der Form $(dG/dU) / G$ bei der für das Matching ausgewählten Spannung von 950 V angegeben. Das bedeutet, dass die relative Abhängigkeit im Mittel ca. 0,6 %/ V beträgt. Durch den Einfluss des Markow-Algorithmus ist eine Gruppierung ähnlicher Spannungsabhängigkeiten in den jeweiligen Kompartimenten zu erkennen.

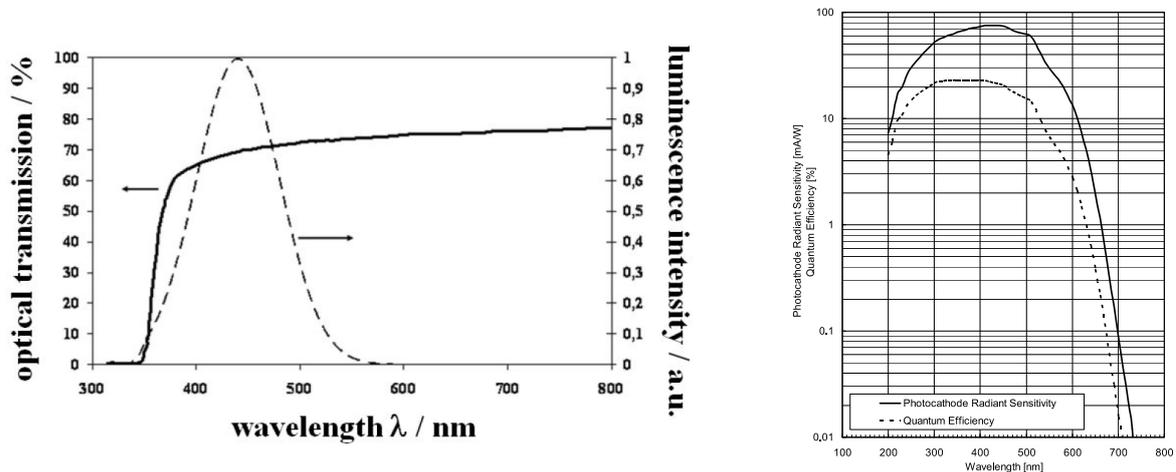


Abbildung A.3: Links: Spektrale Abhängigkeit der optischen Transmission und der Szintillationslichterzeugung der PW0-II Kristalle [21]. Rechts: Spektrale Abhängigkeit der Quanteneffizienz der VPTTs nach Herstellerangaben. Beide Komponenten weisen eine Übereinstimmende maximale Intensität/Effizienz bei ~ 420 nm auf [125].

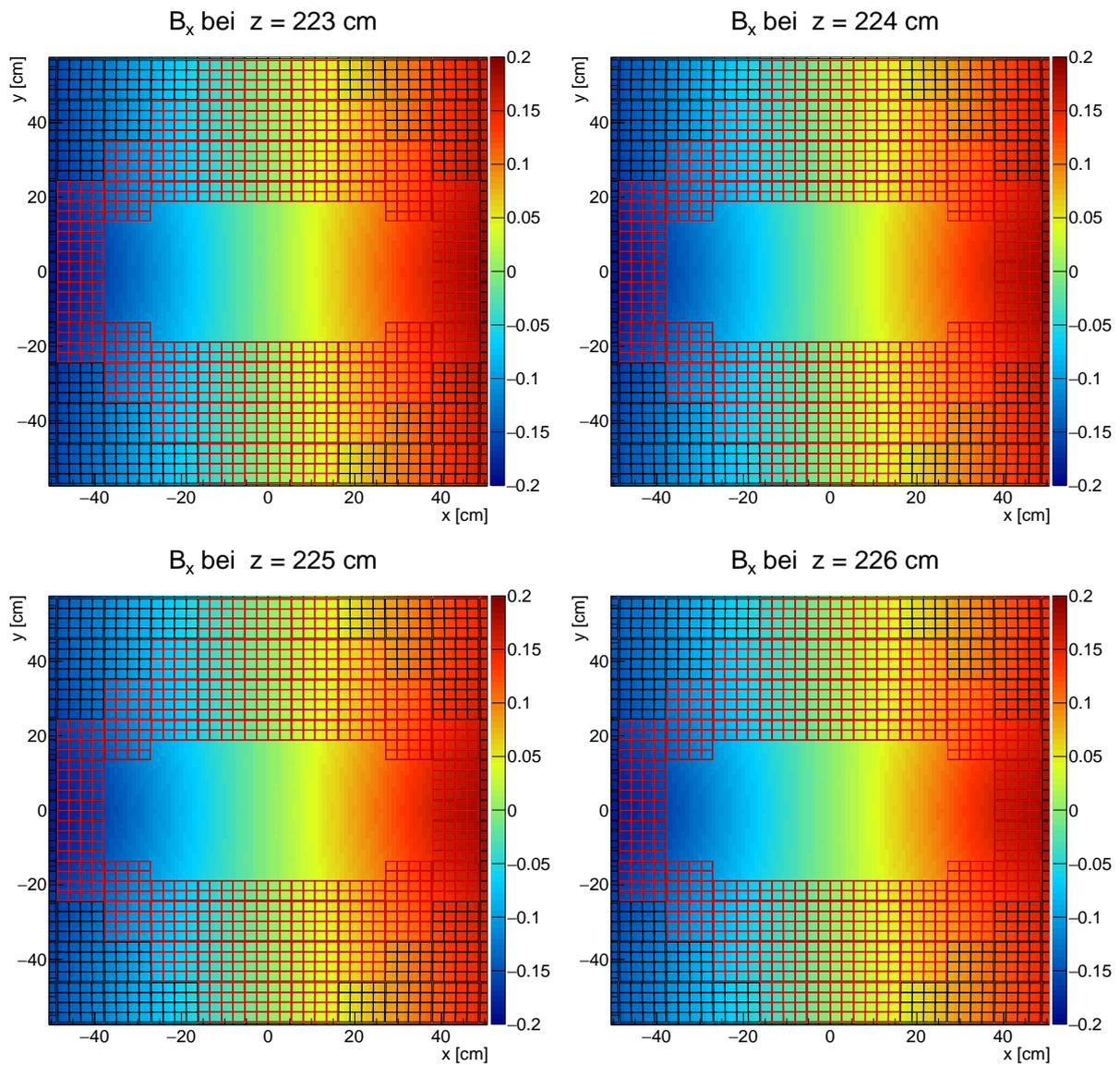


Abbildung A.4: x-Komponenten des magnetischen Feldvektors B für verschiedene Entfernungen z vom primären Interaktionspunkt. Der Blick geht hier in Richtung des Targets (entgegen der Strahlrichtung).

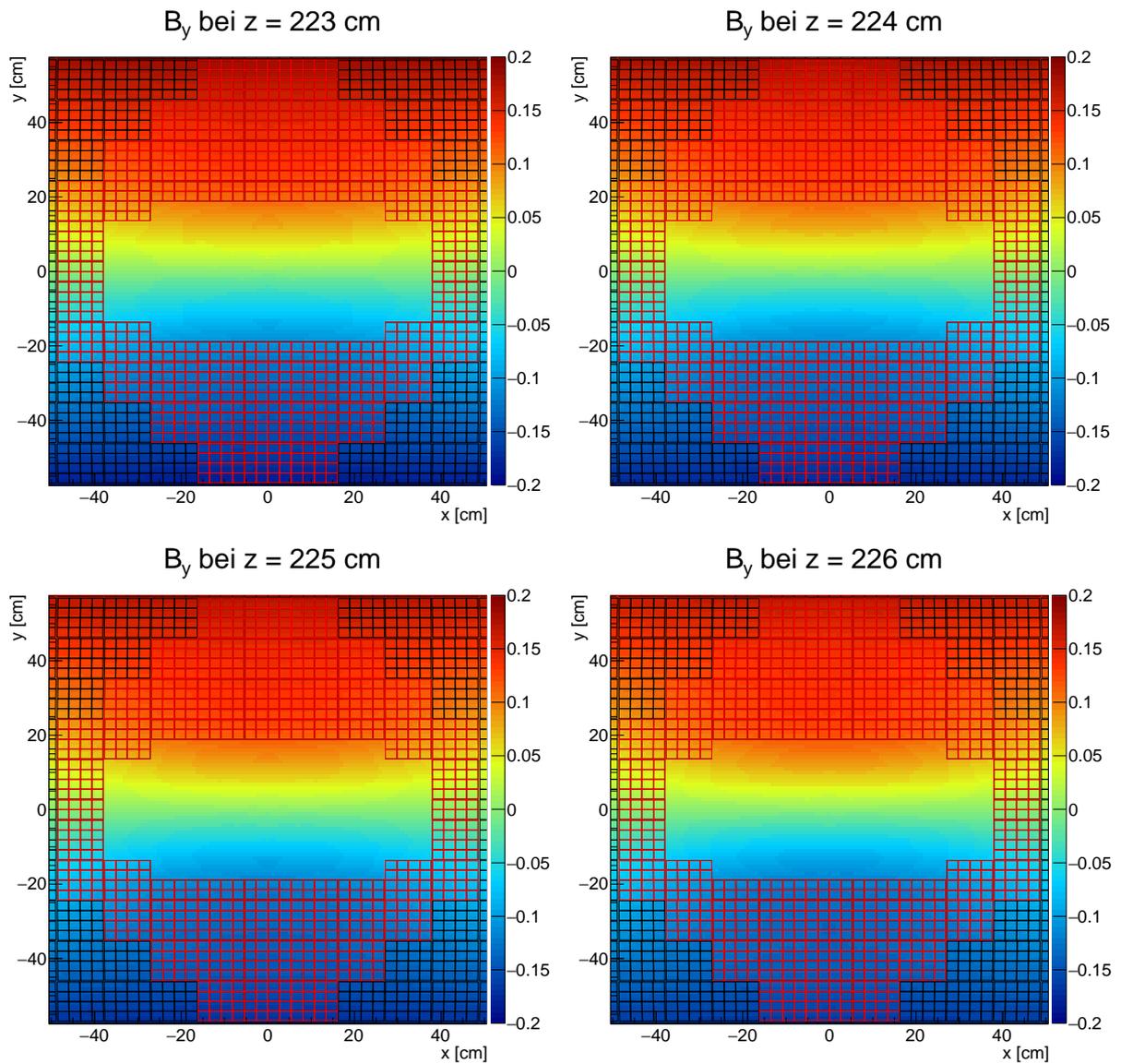


Abbildung A.5: y-Komponenten des magnetischen Feldvektors B für verschiedene Entfernungen z vom primären Interaktionspunkt. Der Blick geht hier in Richtung des Targets (entgegen der Strahlrichtung).

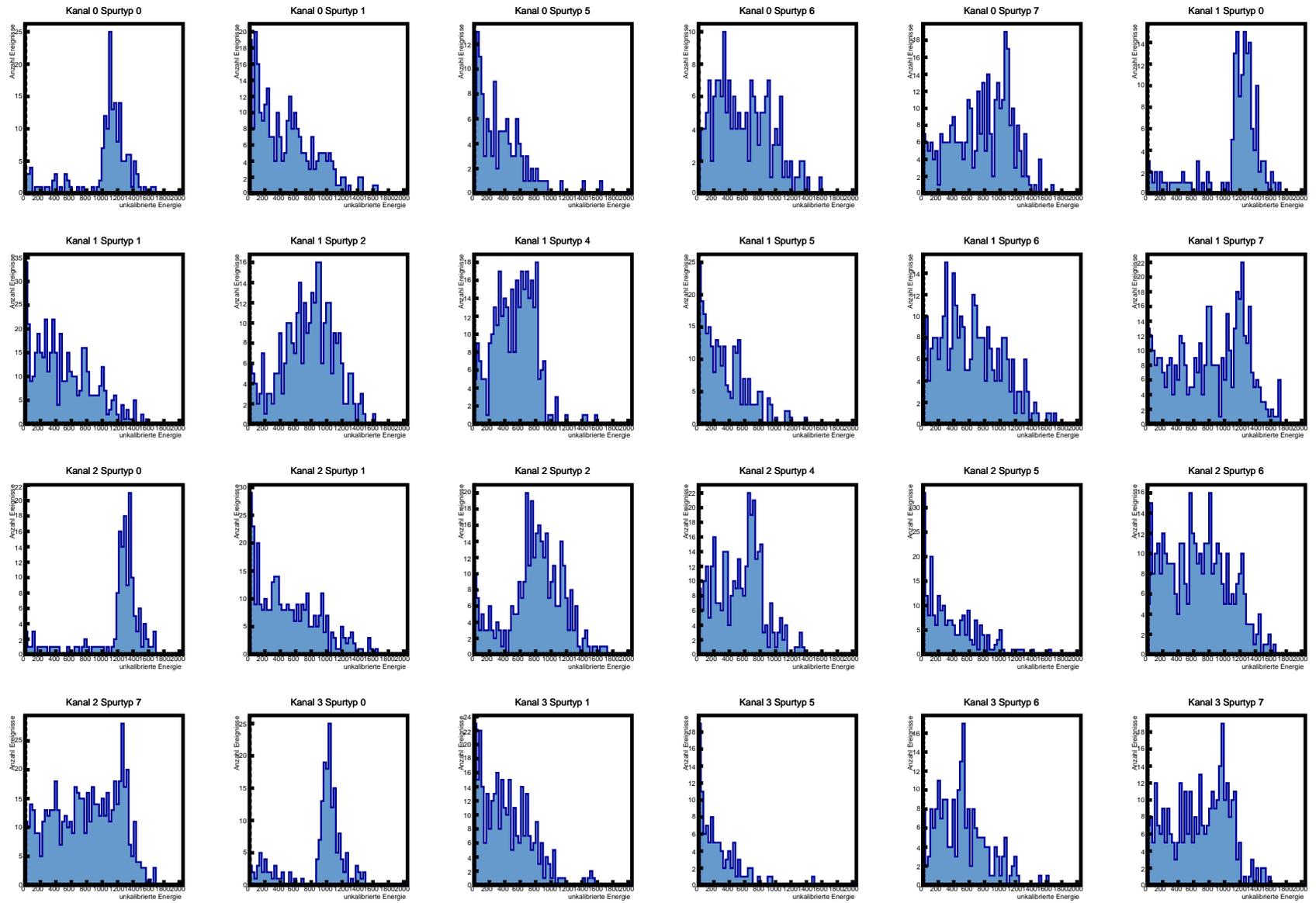


Abbildung A.6: Run 3417: Rohspektren 1/4

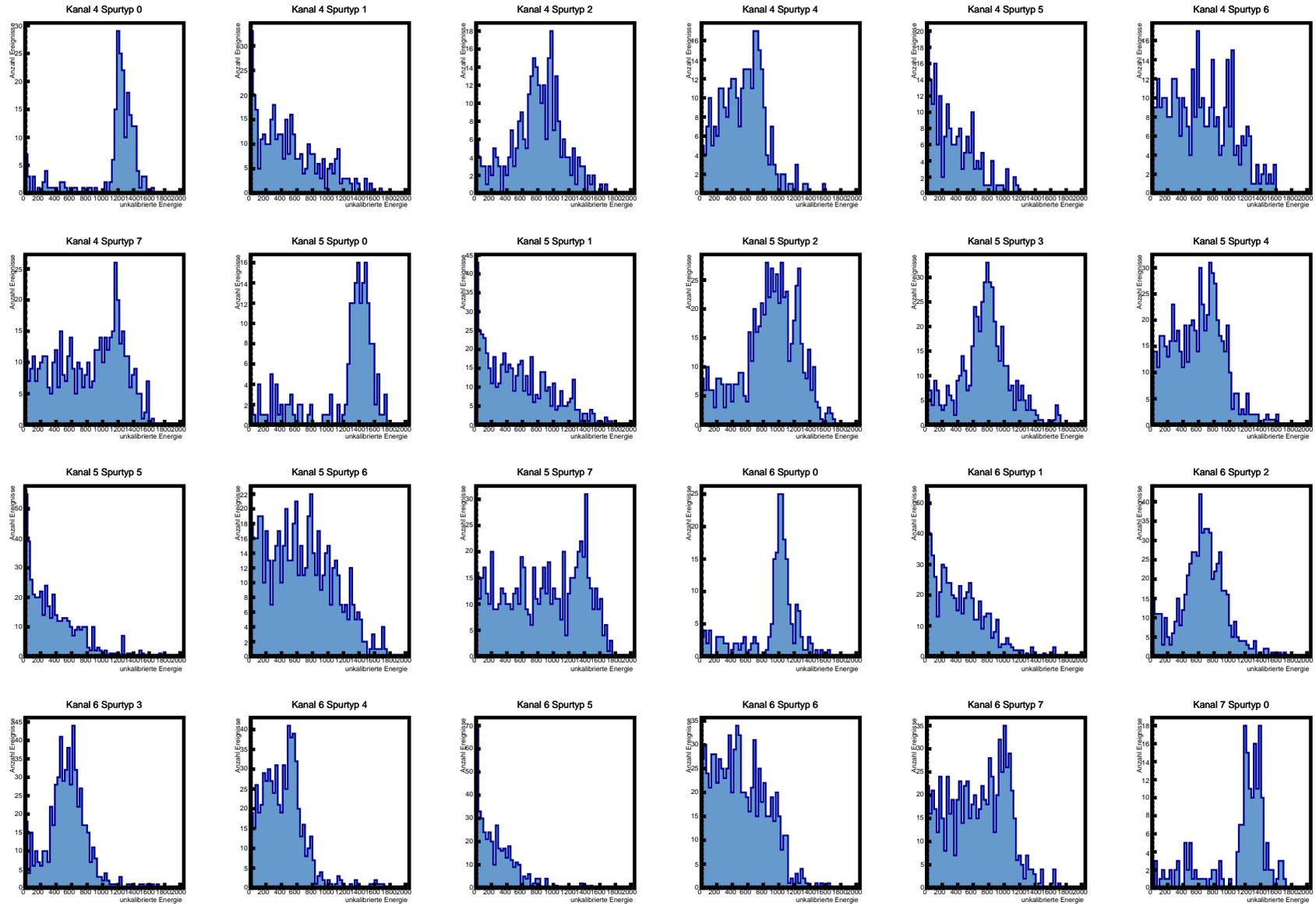


Abbildung A.7: Run 3417: Rohspektra 2/4

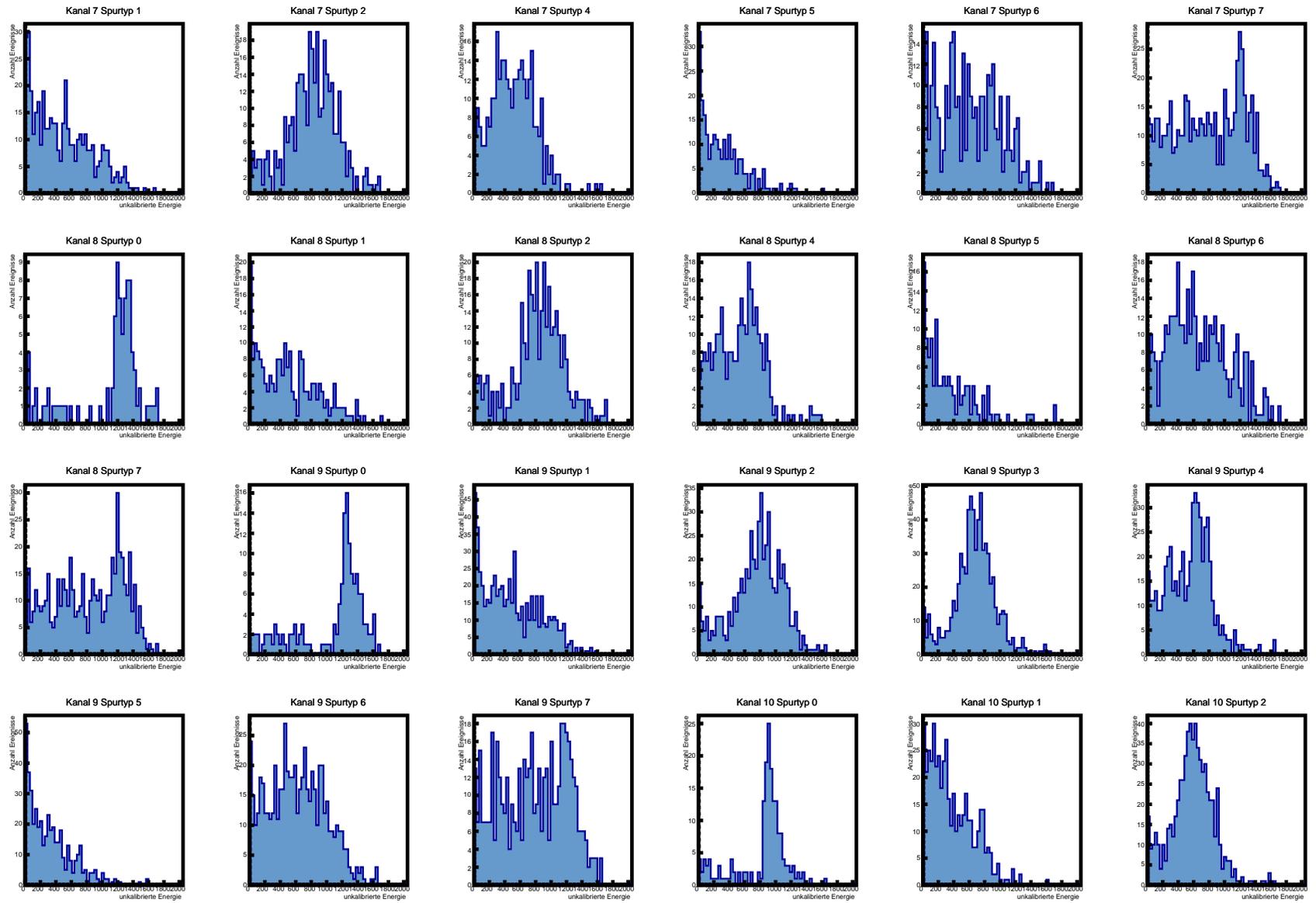


Abbildung A.8: Run 3417: Rohspektren 3/4

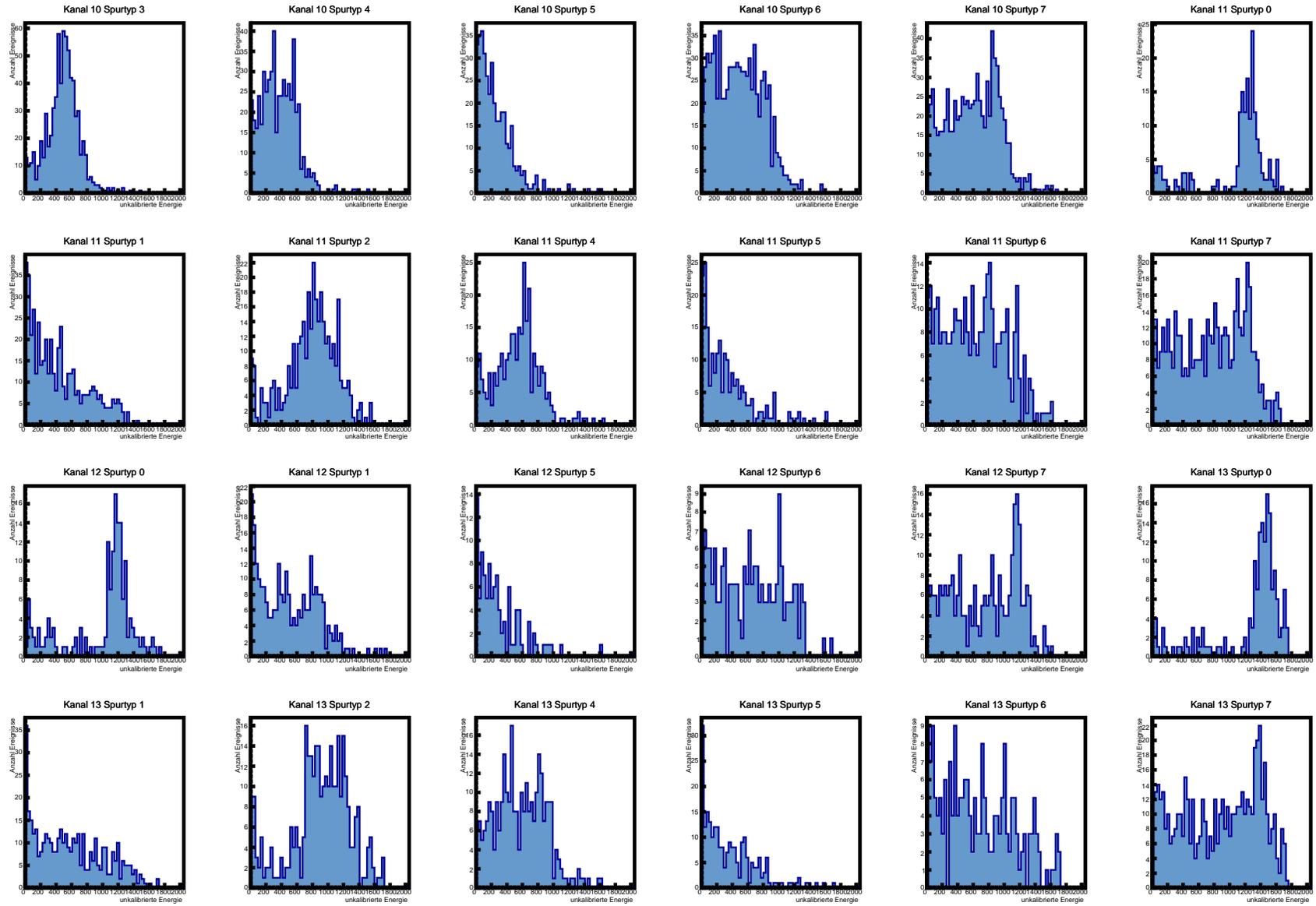


Abbildung A.9: Run 3417: Rohspektra 4/4

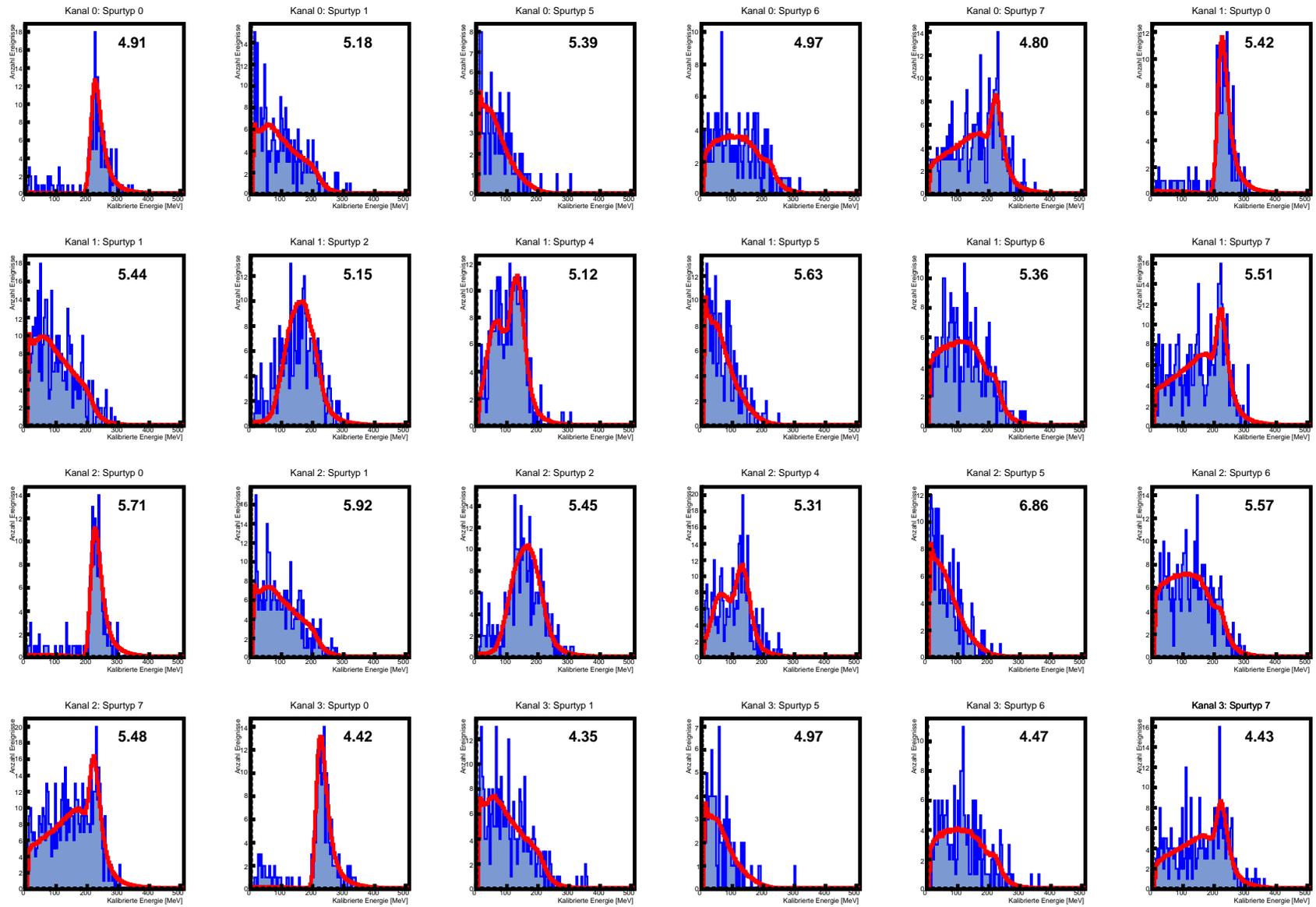


Abbildung A.10: Run 3417: Fitvisualisierungen 1/4

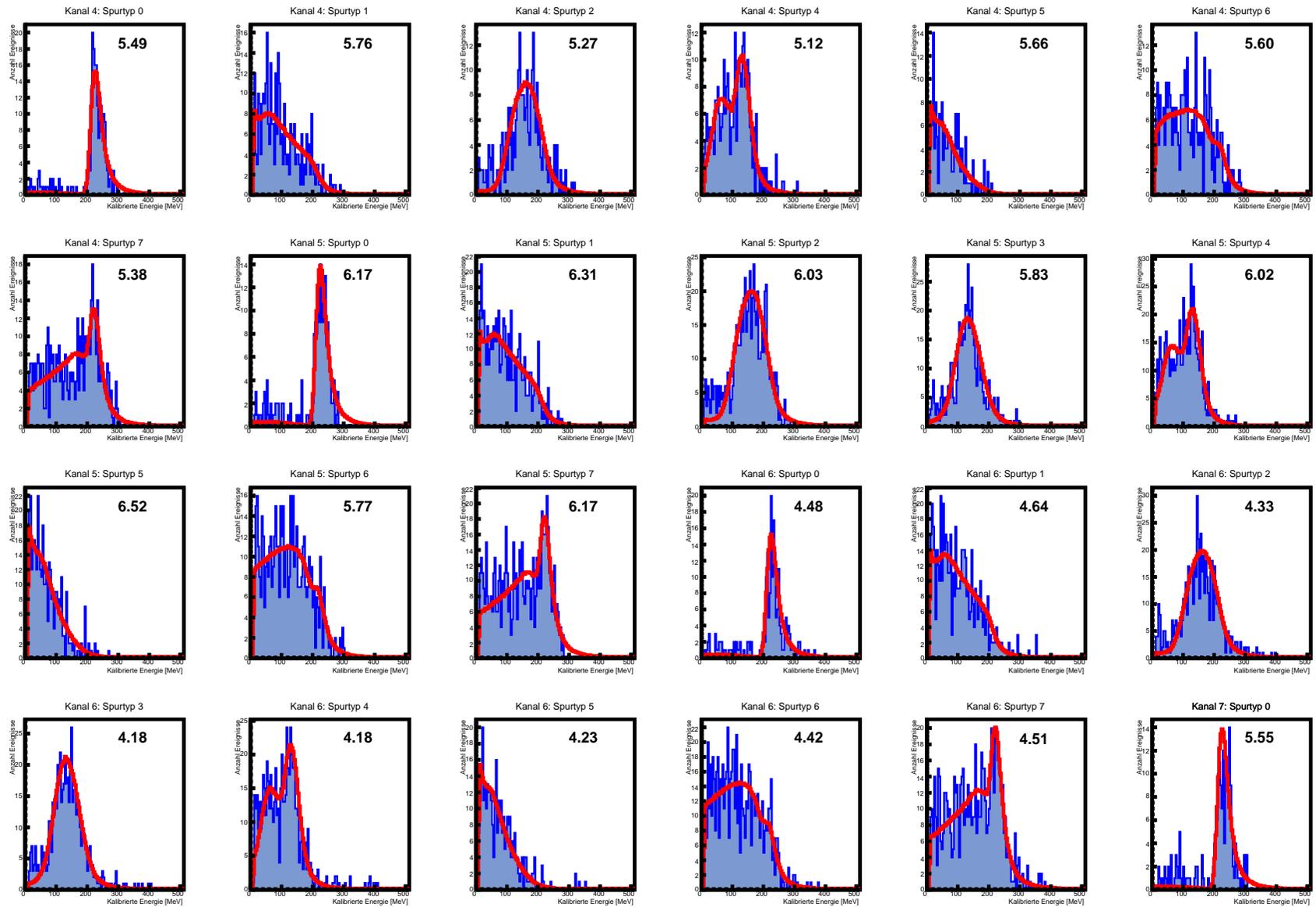


Abbildung A.11: Run 3417: Fitvisualisierungen 2/4

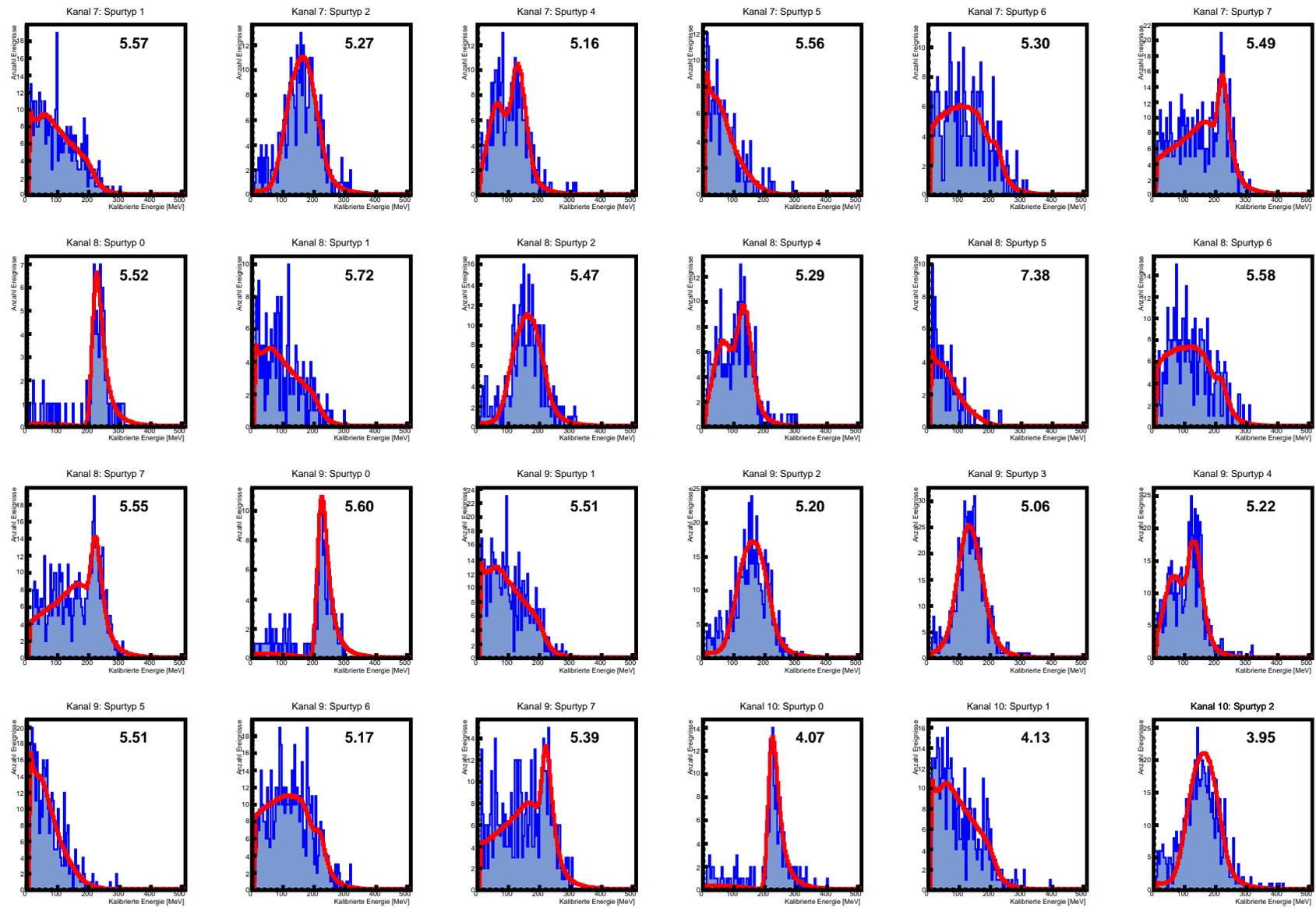


Abbildung A.12: Run 3417: Fitvisualisierungen 3/4

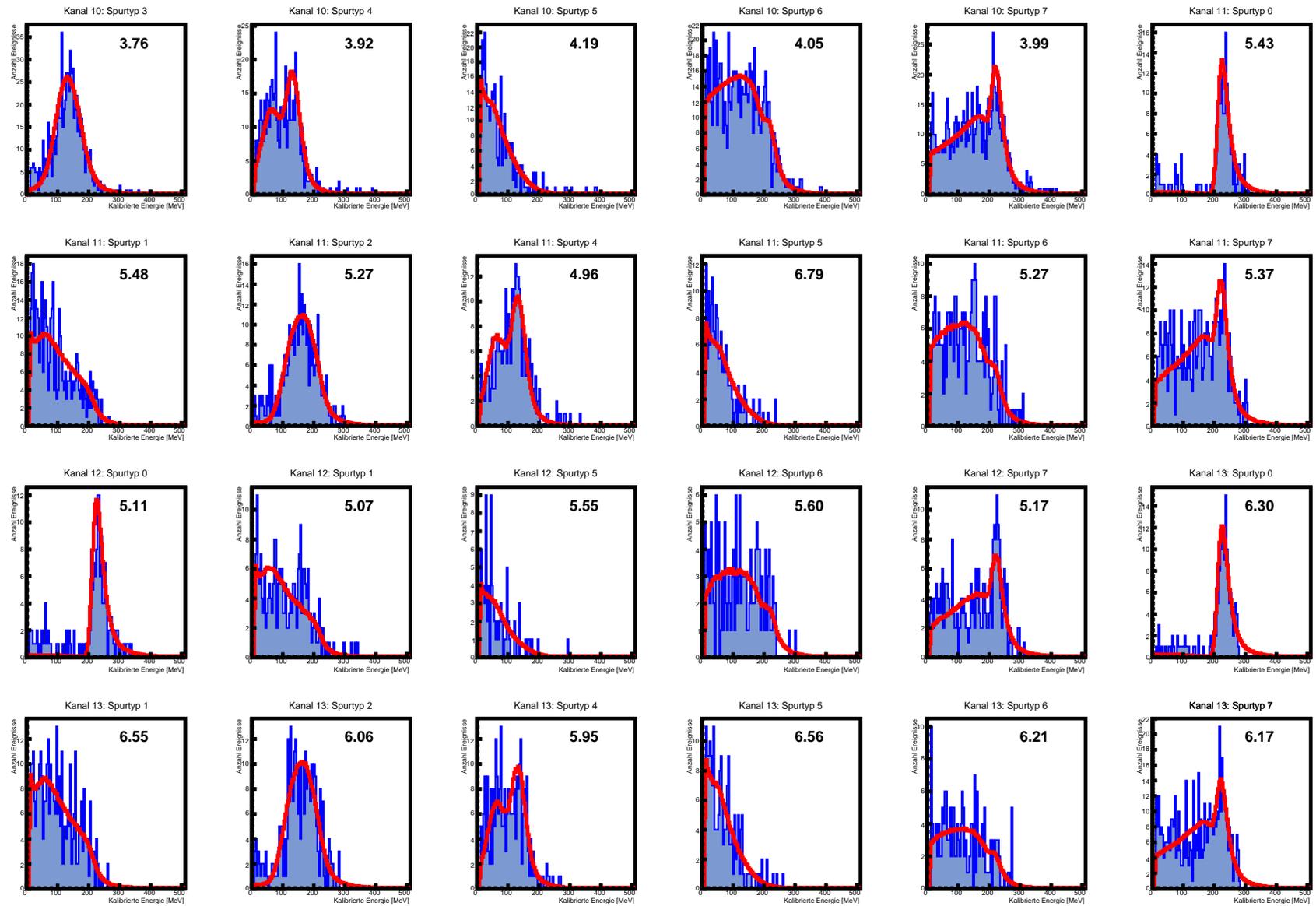


Abbildung A.13: Run 3417: Fitvisualisierungen 4/4

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Mesonen-Multipletts | 4 |
| 1.2 | Kopplungskonstante in der QCD und Spektrum Glueball | 4 |
| 1.3 | PANDA Energiebereich | 6 |
| 1.4 | Detektionskonzept des PANDA-Experiment | 7 |
| 1.5 | FAIR-Beschleunigerkomplex | 8 |
| 1.6 | HESR | 9 |
| 1.7 | PANDA Übersicht | 10 |
| 1.8 | MVD und STT Ansichten | 13 |
| 1.9 | Spezifischer Energieverlust für Myonen | 16 |
| 1.10 | Barrel-DIRC | 17 |
| 1.11 | Einflüsse Energieschwelle EMC | 19 |
| 1.12 | Temperaturabhängigkeit LY von PWO-II | 21 |
| 1.13 | PWO-II Kristall | 22 |
| 1.14 | PANDA-EMC Übersicht | 22 |
| 1.15 | Digitalisierung der EMC-Signale | 23 |
| 1.16 | Ereignisraten in der FEC des EMC und daraus resultierende Photodetektorverteilung | 24 |
| 1.17 | Aufbau eines Submoduls der FEC | 26 |
| 1.18 | Schematischer Aufbau APD und Feldkonfiguration | 27 |
| 1.19 | Aufbau VPTT | 28 |
| 1.20 | Nummerierung Quadranten und Submodulposition | 29 |
| 1.21 | Nummerierung der Submodulkanäle und Befestigung des Submoduls | 29 |
| 1.22 | THMP und dünner Temperatursensor | 30 |
| 1.23 | Schema ACCOS-System | 32 |
| 1.24 | Schema Luftschauber und Höhenabhängigkeit verschiedener Flusskomponenten | 36 |
| 1.25 | Pfotzer-Maximum und Zenitwinkelabhängigkeit der Intensität | 38 |
| | | |
| 2.1 | Magnetfeld in der Vorwärts-Endkappe | 43 |
| 2.2 | Messergebnisse Gainverlust im Magnetfeld | 45 |
| 2.3 | Interpolation Gainverlust im Magnetfeld | 46 |
| 2.4 | Relativer Gainverlust aller VPTTs | 47 |
| 2.5 | Spannungsabhängigkeit des Gains der VPTTs | 47 |
| 2.6 | Winkelabhängige VPTT-Magnetfeldmessung | 48 |
| 2.7 | Winkelverteilung und Betrag Magnetfeldvektor am Ort der VPTT | 49 |
| 2.8 | VPTT-Röntgenaufnahme und Verteilung Magnetfeld an der VPTT | 50 |
| 2.9 | skb und G_0 der VPTTs | 50 |
| 2.10 | Teststand Preampcharakterisierung | 51 |
| 2.11 | LY und Transmissionskoeffizienten der Kristalle | 53 |
| 2.12 | Lichtausbeute Kristalle nach Bestrahlung | 53 |

| | | |
|------|---|-----|
| 2.13 | Positionsabhängigkeit der Strahlendosis in der Endkappe | 54 |
| 2.14 | Strahlenhärte und Lichtausbeute sowie Strahlenhärte der platzierten Kristalle | 55 |
| 2.15 | Einfluss Vorverstärkerzuordnung | 57 |
| 2.16 | Verdeutlichung „Kostenmaß“ | 60 |
| 2.17 | Ergebnis Ungarischer Alorithmus: 1. Matching | 61 |
| 2.18 | Einfluss der „Temperatur“ auf Tauschwahrscheinlichkeit | 64 |
| 2.19 | Qualitätsmaß Markow | 65 |
| 2.20 | 1. Matching: Detektorantworten nach dem Markow-Algorithmus | 66 |
| 2.21 | 1. Matching: Auswirkung Markow auf Streuung der Spannungsabhängigkeit der VPTTs | 67 |
| 2.22 | Erster Vergleich Matching mit Messung: 2-X2Y4 | 68 |
| 2.23 | Messungen Gain Bochum | 69 |
| 2.24 | Gemessene Amplituden der Vorverstärker | 70 |
| 2.25 | Einfluss Preamp-Matching | 72 |
| 2.26 | Lichtpulsermesseung und Korrekturfactor | 73 |
| 2.27 | Iterativer Matchingprozess | 74 |
| 2.28 | Neuplatzierung Kristalle | 76 |
| 2.29 | Ungarischer Algorithmus 2. Matching | 76 |
| 2.30 | Qualitätsentwicklung Markow | 78 |
| 2.31 | Qualität nach Markow-Algorithmus | 79 |
| 2.32 | Örtliche Verteilung der Qualität nach Markow-Algorithmus | 80 |
| 2.33 | Optimale Betriebsspannung VPTTs | 82 |
| 3.1 | Schema Koinzidenzmessung | 85 |
| 3.2 | Ansicht Teststation-Modul | 86 |
| 3.3 | CAD-Modell Trigger | 87 |
| 3.4 | Triggerdetektor und Vorverstärkerplatine | 88 |
| 3.5 | Teststation-Patchpanel | 89 |
| 3.6 | Lichtpulser- und Spannungsteilerplatine. | 90 |
| 3.7 | Signalkette Teststation | 91 |
| 3.8 | Reconversion-Platine und Diskriminator | 92 |
| 3.9 | Logikmoduls | 93 |
| 3.10 | Schema Logikmodul | 94 |
| 3.11 | Shaper der Teststation | 96 |
| 3.12 | Kabeldurchführungen | 97 |
| 3.13 | Ansicht Labor, Abkühlvorgang | 97 |
| 3.14 | Kipphilfe mit Submodul | 99 |
| 3.15 | Submodul finale Verkabelung | 100 |
| 4.1 | Schema EPICS | 102 |
| 4.2 | Netzwerkstruktur Teststand | 103 |
| 4.3 | CSS-Seite Übersicht linke Klimakammer | 107 |
| 4.4 | Threadübersicht DAQ | 109 |
| 4.5 | Schema Daqthread | 110 |
| 4.6 | Schema Masterthread | 112 |
| 5.1 | Fluss primäre und sekundäre Höhenstrahlung | 114 |
| 5.2 | Ergebnisse Simulation | 116 |

| | | |
|------|---|-----|
| 6.1 | Schema Spurtypen | 118 |
| 6.2 | Kanalordnung Trigger | 119 |
| 6.3 | Beispiele TDC-Spektren | 120 |
| 6.4 | Verlauf Pedestal bei Klimaanlageausfall | 121 |
| 6.5 | Normaler Verlauf Pedestal | 122 |
| 6.6 | Simulierte Energiespektren Kanal 6 | 124 |
| 6.7 | Vergleich Daten und Simulation für Kanal 3 Spurtyp 0 | 125 |
| 6.8 | Vergleich Poisson- und Gaußverteilung | 125 |
| 6.9 | Fehlerabschätzung Log-Likelihood Methode | 128 |
| 6.10 | Vorgehensweise für die Ermittlung des Skalierungsfaktors | 129 |
| 6.11 | LL-Summe Beispiel | 130 |
| 6.12 | Teilergebnis MC-Daten aus Datenanalyse | 131 |
| 6.13 | Beispiele LL-Summe MC-Daten | 133 |
| 6.14 | Alle MC-Ergebnisse Datenanalyse | 134 |
| 6.15 | Transmissionsmessung der Teststation-Modulkanäle | 136 |
| | | |
| 7.1 | Problematische Likelihoodoptimierung 2-X2Y4 (1.Matching) | 138 |
| 7.2 | Auswirkung Triggerschwellen auf Simulation | 140 |
| 7.3 | Vermessung der Triggerschwellen | 141 |
| 7.4 | LL-Minimierungen für Kanal 6 des Submoduls 1-X2Y4 | 142 |
| 7.5 | Fits für Kanal 6 des Submoduls 1-X2Y4 | 143 |
| 7.6 | Skalierungsfaktoren nach Spurtyp: 1-X1Y4 | 144 |
| 7.7 | Aussagekraft reduzierte Messdauer | 146 |
| 7.8 | Vergleich gemessene Verstärkung mit der Erwartung: 1-X1Y4 aus Messung 3417 | 148 |
| 7.9 | Vergleich gemessene Verstärkung mit der Erwartung: Probesubmodul aus Messung 3573 | 150 |
| 7.10 | Vergleich verschiedener Messungen für 1-X1Y4 | 152 |
| 7.11 | Abschätzung dynamischer Bereich 1-X1Y4 | 153 |
| 7.12 | Fertigungsstreuung Referenzeinheiten | 154 |
| | | |
| A.1 | Abmessungen Submodul | 167 |
| A.2 | Auswirkungen Markow: Spannungssteigungen Gain VPTT | 168 |
| A.3 | Spektrale Empfindlichkeit VPTT und Emission PWO-II | 168 |
| A.4 | x-Komponente des Magnetfeldes | 169 |
| A.5 | y-Komponente des Magnetfeldes | 170 |
| A.6 | Run 3417: Rohspektren 1/4 | 171 |
| A.7 | Run 3417: Rohspektren 2/4 | 172 |
| A.8 | Run 3417: Rohspektren 3/4 | 173 |
| A.9 | Run 3417: Rohspektren 4/4 | 174 |
| A.10 | Run 3417: Fitvisualisierungen 1/4 | 175 |
| A.11 | Run 3417: Fitvisualisierungen 2/4 | 176 |
| A.12 | Run 3417: Fitvisualisierungen 3/4 | 177 |
| A.13 | Run 3417: Fitvisualisierungen 4/4 | 178 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Teilchen Standardmodell | 3 |
| 1.2 | Eigenschaften PWO | 20 |
| 2.1 | Anzahl Vorverstärkerchargen | 56 |
| 2.2 | Gemessene Verstärkungen Vorverstärker | 71 |
| 5.1 | Fluss Höhenstrahlung Meeresniveau | 115 |
| 6.1 | Spurtypen Anzahl | 119 |
| 6.2 | Spurtypen und Triggerkanäle | 119 |
| 7.1 | Optimale Spannungen 1-X1Y4 | 149 |

Glossar

- ACCOS** *Automatic Crystal quality Control System.* 50
- ADC** *Analogue-to-digital converter:* Analog zu Digitalwandler. 33, 40, 91–94, 115, 118–121, 123, 126, 130, 133–135, 142, 183
- CR** *Collector Ring.* 8
- DAQ** *Data-acquisition:* Software zur Datenerfassung. 91, 99, 101, 106, 108–110
- DIRC** *Detection of internally reflected cherenkov light.* 16–18
- ECL** *Emitter coupled logic:* Emitttergekoppelte Logik. Standard für schnell operierende Logikkomponenten. durch ein vorgestelltes „n“ kann eine negative Polarität andeuten . 90–92
- EMC** *Electromagnetic calorimeter:* Elektromagnetisches Kalorimeter. 15, 19–21, 23–26, 30, 177
- EPICS** *Experimental Physics and Industrial Control System:* Software-Kontrollsystem zur Steuerung komplexer experimenteller oder industrieller Anlagen. 99–106, 109
- FAIR** Facility for Antiproton and Ion Research. 7–9
- FEC** Vorwärtsendkappe des Elektromagnetischen Kalorimeters. 39, 64, 75, 148, 153
- HESR** High Energy Storage Ring. 8, 9, 12
- LAAPD** *Large-Area-Avalanche-Photodiode:* Photodetektor auf halbleiterbasis, welcher im EMC des PANDA-Experiments eingesetzt wird.. 25, 27, 28, 30, 93
- MPV** *Most probable value:* Der wahrscheinlichste Wert einer Verteilung muss nicht gleich ihrem Mittelwert sein. 121, 137
- MVD** Micro-Vertex-Detector. 13–15
- PID** *Particle identification:* Teilchenidentifikation als Aufgabe der Unterscheidung unterschiedlicher Teilchenarten für ein Detektorsystem.. 15, 16
- PMT** *Photomultiplier tube:* Photodetektor, auch Sekundärelektronenvervielfacher genannt, zur Detektion einzelner Photonen über eine lawinenartige Vervielfachung.. 18, 184
- SADC** *Sampling ADC:* Instrument, welches ein Abrastern und Digitalisieren eines analogen Signals ermöglicht. 23–25, 50, 149

- SCPI** *Standard Commands for Programmable Instruments*: Ein Protokoll zur Fernsteuerung von Messgeräten. 137
- STT** Straw-Tube-Tracker. 13–15
- TDC** *Time to digital converter*: Modul zur Zeitmessung. 91–93, 115, 117, 118, 120
- TTL** Transistor-Transistor-Logik : Logikstandard, indem verschiedene Spannungslevel mit unterschiedlichen binären Logikzuständen spezifiziert sind. 92
- VPTT** *Vacuum photo tetrode*: Photodetektor ähnlich einem PMT, jedoch mit weniger Dynodenstufen. 39–50, 53–55, 57–61, 64–67, 69–75, 77–80, 144, 152, 153

Danksagung

Ich möchte mich bei einigen Leuten für das Gelingen dieses Projektes bedanken.

Besonders meiner Familie, dafür dass sie mein Studium ermöglicht und mich in jeglicher Hinsicht unterstützt hat.

Meiner Betreuerin Prof. Dr. Ulrike Thoma für die Betreuung und die guten Ratschläge in den wöchentlich stattfindenden Meetings sowie persönlichen Unterredungen.

Den weiteren Gutachtern meiner Arbeit Prof. Dr. Bernhard Ketzer, Prof. Dr. Bastian Kubis und Prof. Dr. Olav Schiemann für die Übernahme des Amtes.

Dr. Christoph Schmidt für die gute Unterstützung und Hilfestellungen sowie die produktive Zusammenarbeit.

Sonja Gehring, Dr. Karsten Koop, Matthias Kube, Johannes Müllers, Janina Schweitzer und Georg Urff für die gute und unterhaltsame Zusammenarbeit.

Für das Korrekturlesen bei Sonja Gehring, Johannes Müllers, Kevin Luckas, Tobias Seifen, Dimitri Schaab und besonders bei Anna-Marie Jörss.

Den Bochumer Kollegen Dr. Malte Albrecht, Dr. Thomas Held, Tobias Holtmann, Miriam Kümmel Claudius Schnier für die produktive und angenehme Zusammenarbeit.

Christian Hammann, Dr. Jan Hartmann, Florian Kalischewski, Philipp Mahlberg und Tobias Seifen für die programmiertechnischen Ratschläge.

Allen ungenannten Mitgliedern der PANDA-Kollaboration für die fruchtbaren Diskussionen und die gute Zusammenarbeit während meines Projektes.