
Simulationsstudien zur Identifikation von leichten Kernen und Hyperkernen mit dem CBM-TRD

Masterarbeit

von

Susanne Gläsel

Institut für Kernphysik FB 13

Goethe-Universität Frankfurt am Main

vorgelegt am 17.01.2019 zur Erlangung des akademischen Grades

Master of Science

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Hintergrund.....	9
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik.....	9
1.2	Die starke Wechselwirkung und das QCD-Phasendiagramm.....	11
1.3	Hyperkerne	13
1.4	Untersuchung von Materie in Schwerionenkollisionen	18
1.4.1	Untersuchung des QCD-Phasendiagramms	18
1.4.2	Untersuchung von Hyperkernen.....	20
1.4.3	Identifikation von kurzlebigen Teilchen	26
2	Das CBM-Experiment.....	29
2.1	Forschung mit dem CBM-Experiment.....	29
2.2	Die Beschleunigeranlage FAIR	31
2.3	Das CBM-Detektorsystem	33
3	Der Transition Radiation Detector für das CBM- Experiment	37
3.1	Identifikation von leichten Kernen mit dem CBM-TRD.....	37
3.2	Funktionsweise eines Transition-Radiation-Detektors	42
3.3	Design des CBM-TRD	46
4	Simulationsstudie zur Trennung der leichten Kerne Helium und Deuterium mit dem CBM-TRD	51
4.1	Simulations-Setup.....	51
4.2	Simulationen zur Analyse der Detektorleistung mit drei, vier und fünf TRD-Lagen.....	55
4.3	Simulationen zur Optimierung der Detektorleistung auf Grundlage der Berechnung von $\langle dEdx \rangle$	64
5	Simulationsstudie zur Identifikation des Hyperkerns ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ mit dem CBM-TRD.....	69
5.1	Simulations-Setup.....	69
5.2	Simulationen zur Detektoreffizienz für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$	77
5.3	Simulationen für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in einem realistischen Teilchen-Umfeld	86
6	Zusammenfassung und Fazit	93

Literaturverzeichnis..... 96

1 Theoretischer Hintergrund

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Ziel der Hochenergiephysik ist es, die Eigenschaften und Bestandteile der Materie auf möglichst grundlegende Prinzipien zurück zu führen. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) (siehe Abbildung 1.1) sind die nach heutigem Stand fundamentalen Materieteilchen (Fermionen) und Wechselwirkungsteilchen (Eichbosonen) zusammengefasst. Fermionen haben einen halbzahligen Spin, Bosonen haben einen ganzzahligen Spin. Drei Wechselwirkungen¹, die durch Eichbosonen übertragen werden, bestimmen die Dynamik der Materieteilchen: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die einzelnen Wechselwirkungen werden durch ihre zugehörige Quantenfelder mithilfe von Feldtheorien beschrieben. Ein Teilchen wird hier als angeregter Zustand des entsprechenden Quantenfeldes dargestellt. Fermionen werden in zwei Gruppen eingeteilt [1, 2, 3, 4]:

- Quarks: besitzen einen inneren Freiheitsgrad, der als Farbladung bezeichnet wird, und koppeln deshalb an die starke Kraft. Sechs verschiedene Quarksorten (Flavour) sind bekannt: up, down, strange, charm, top und bottom. Quarks sind in der Natur nicht einzeln beobachtbar.
- Leptonen: koppeln nicht an die starke Kraft. Zu dieser Gruppe gehören beispielsweise Elektronen oder Neutrinos. Sie kommen auch einzeln in der Natur vor.

Zu jedem Fermion existiert ein entsprechendes Antiteilchen mit gleicher Masse, aber entgegengesetzten Ladungen. Massebehaftete Elementarteilchen erhalten ihre Masse durch Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld.

Quarks sind in Hadronen gebunden. Mögliche gebundene Zustände werden mithilfe der Baryonenzahl charakterisiert. Quarks tragen eine Baryonenzahl von $1/3$, Antiquarks von $-1/3$. Zustände mit einer Gesamtbaryonenzahl von 1 oder -1 werden als Baryonen bzw. als Antibaryonen bezeichnet. Mesonen haben eine Baryonenzahl

¹Die Gravitation, die ebenfalls zur Dynamik von Materieteilchen beiträgt, ist nicht im SM enthalten.

1.2 Die starke Wechselwirkung und das QCD-Phasendiagramm

Die starke Wechselwirkung bindet Quarks in Hadronen. Gebundene Zustände sind immer farbneutrale Objekte. Sie entstehen durch die Kombination der drei Farbzustände der Quarks, die als rot, grün und blau bezeichnet werden, sowie der entsprechenden Antifarben der Antiquarks. Charakteristisch für die starke Wechselwirkung ist, dass auch ihre Austauscheteilchen, die Gluonen, selbst Farbe tragen und daher ebenfalls untereinander wechselwirken. Die starke Wechselwirkung ermöglicht Prozesse zur Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren. Ebenso dominiert sie den Zerfall von Teilchen, sofern sich nicht der Flavour der Fermionen verändert. Grund dafür ist, dass die Kopplungskonstante der starken Kraft groß und somit die Lebensdauer von Teilchen, die über die starke Wechselwirkung zerfallen, kurz ist. Die Phänomene der starken Wechselwirkung werden quantitativ durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben [1, 2, 3, 4, 6, 7].

Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Quarks wird durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben. Sie ist energieabhängig, das heißt sie hängt vom Viererimpulsübertrag Q^2 und damit von der Entfernung zwischen zwei Quarks ab. Sie nimmt mit wachsendem Quark-Abstand zu, so dass einzelne Quarks nicht aus einem Hadron entfernt werden können. Dieser Einschluss von Quarks zu farbneutralen Teilchen wird als *Confinement* bezeichnet. Für sehr kleine Distanzen (oder sehr große Impulsüberträge) geht die Anziehung gegen null und Quarks können sich quasifrei bewegen, was auch asymptotische Freiheit genannt wird. Die Kopplungsstärke der QCD ist durch die folgende Gleichung beschrieben, wobei der Viererimpulsübertrag Q^2 umgekehrt proportional zum Abstand ist:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

n_f bezeichnet die Zahl der Quark-Flavour, die an einem Prozess beteiligt sind (zwei bis sechs) und Λ die QCD-Konstante, welche die Stärke der Kopplung beschreibt [1].

Die QCD-Zustandsgleichung ist – abhängig von der Temperatur T und dem baryochemischen Potential μ_B – durch unterschiedliche Freiheitsgerade gekennzeichnet. Das baryochemische Potential μ_B ist ein Maß für das Verhältnis von Quarks zu Antiquarks, der Netto-Baryonendichte. Das QCD-Phasendiagramm (siehe Abbildung 1.2) stellt die Phasen von Kernmaterie abhängig von Temperatur und baryochemischem Potential basierend auf modelltheoretischen Überlegungen dar, QCD-Gitterrechnungen und störungstheoretischen Rechnungen sowie auf experimentellen Daten [6, 7]. Die Eigenschaften des QCD-Phasendiagramms konnten bisher aber

noch nicht vollständig experimentell bestätigt werden. Neben kalter Kernmaterie und hadronischer Materie werden folgende Phasen vermutet: partonische Materie und quarkyonische Materie und hochverdichtete kalte Kernmaterie, für die eine Reihe von Hypothesen bestehen.

- *Kalte Kernmaterie* besteht aus Protonen und Neutronen (d. h. Nukleonen).
- Mit steigender Temperatur und Dichte, werden die Nukleonen zu kurzlebigen Zuständen (Baryon-Resonanzen) angeregt, die unter Aussendung von Pionen wieder in ihren Grundzustand zerfallen. Bei höheren Temperaturen werden auch Baryon-Antibaryon-Paare gebildet. Diese Materieform wird als *hadronische Materie* bezeichnet.
- Bei sehr hohen Temperaturen ist die Teilchendichte so weit erhöht, dass die Hadronen überlappen. Quarks und Gluonen können nicht mehr einem bestimmten Hadron zugeordnet werden [2, 3, 4]. Sie können sich quasifrei bewegen und bilden eine neue Phase: *partonische Materie* oder auch *Quark-Gluon-Plasma* [4, 8, 9]. Die Materie ist *deconfined* und die chirale Symmetrie², die in der Natur gebrochen ist, wird wieder hergestellt.
- Bei hohem baryo-chemischem Potential und bei mittleren Temperaturen wird *quarkyonische Materie* vermutet [11]. Sie ist *confined* und chiral symmetrisch [13, 14].
- *Hochverdichtete kalte Kernmaterie* wird im Inneren von Neutronensternen erwartet, wenn ein kalter Kern ($T = 0$) auf etwa das Zehnfache seiner normalen Dichte verdichtet wird [9]. In der Nähe des Phasenübergangs wird ein nukleares Superfluid erwartet; für extrem hohe Dichten und niedrige Temperaturen wird angenommen, dass korrelierte Quark-Quark-Paare einen *Farbsupraleiter* bilden [12].

Von besonderem Interesse sind auch die Phasenübergänge zwischen den verschiedenen Materieformen. Abhängig von Temperatur und Netto-Baryonendichte wird vorhergesagt:

- Kleine Dichten, hohe Temperatur: Wenn die Anzahl der Teilchen und Anti-Teilchen etwa gleich groß ist, entsteht bei Temperaturen von etwa 160 MeV ein QGP [12, 15, 16]. Der Phasenübergang ist kontinuierlich (*Crossover*) [17, 18], das heißt, dass keine Unstetigkeiten in den thermodynamischen Eigenschaften des Systems auftreten.

²Chirale Symmetrie ist eine der Symmetrien der QCD-Lagrangedichte. Sie ist exakt realisiert, wenn Quarks eine Masse von 0 haben. Die QCD-Lagrangedichte ist dann invariant unter separaten unitären globalen Transformationen von links- und rechtshändigen Quarks. Chirale Symmetrie ist in der Natur gebrochen. Es wird erwartet, dass bei einer bestimmten Temperatur der QCD-Beitrag zur Quark-Masse verschwindet und die chirale Symmetrie wieder hergestellt wird [10].

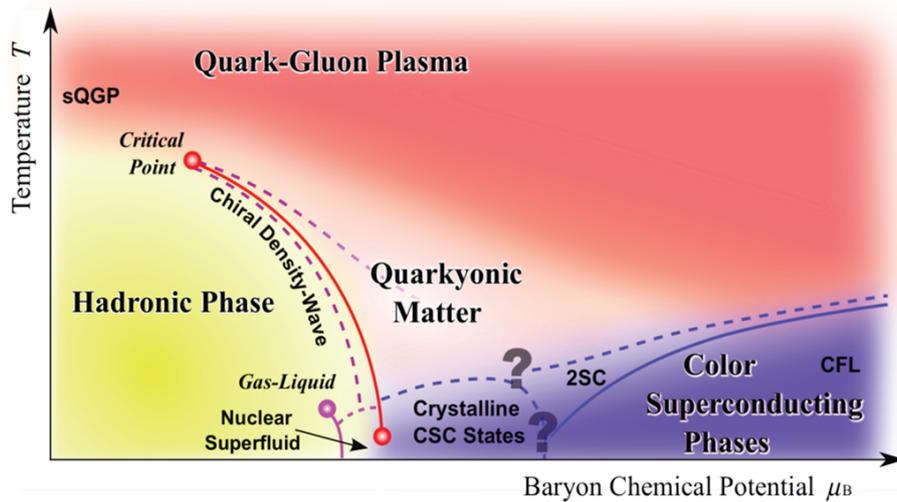


Abbildung 1.2: QCD-Phasendiagramm mit den verschiedenen Phasen stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Temperatur und der Netto-Baryonen-Dichte [20].

- Mittlere Dichten, hohe Temperatur: Es wird ein *kritischer Endpunkt* mit einem *Phasenübergang zweiter Ordnung* vermutet [19].
- Mittlere Dichte, mittlere Temperatur: Hinter dem kritischen Endpunkt wird ein sprunghafter Übergang (*Phasenübergang erster Ordnung*) erwartet [8, 9, 12, 21]. Für den Phasenübergang erster Ordnung wird eine Koexistenzregion zwischen hadronischer zu partonischer bzw. quarkyonischer Materie vermutet [12]. Hier sind Tröpfchen von quasifreier Materie in ein Hadrongas eingebettet [13].

1.3 Hyperkerne

Hyperkerne sind Atomkerne, die ein oder mehrere Strange-Quarks enthalten. Als exotische Materieform sind sie von besonderem wissenschaftlichem Interesse.

Konventionelle Atomkerne, wie sie in der Natur vorkommen, setzen sich aus den beiden leichtesten Quarksorten, Up- und Down-Quarks, zusammen. Der leichteste Kern ist das Deuterium, das aus einem Proton (uud) und einem Neutron (ddu) besteht. Es besitzt eine Masse von $m(d)=1.876,12432 \text{ MeV}/c^2$ [22], eine Ladung von $Z = 1$ und ist stabil. ^4He , das sich aus zwei Protonen und zwei Neutronen zusammensetzt und eine Ladung von $Z = 2$ hat, besitzt das gleiche Masse-Ladungs-Verhältnis. Es hat eine Masse von $m(^4\text{He})=3.728,40013 \text{ MeV}/c^2$ [5] und ist ebenfalls stabil. Für den Aufbau der Kerne ist die zwischen den Nukleonen wirkende Kernkraft verantwortlich. Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung hat einen abstoßenden Charakter bei kleinen Abständen (kleiner 0,8 fm) und einen anziehenden Charakter bei großen

Abständen. Bei kleinen Abständen dominiert die Abstoßung durch die Spin-Spin-Wechselwirkung. Da die Nukleonen überlappen, nimmt die potentielle Energie des Systems zu, denn die Zahl der Quarkpaare mit parallel ausgerichtetem Spin wird größer. Der anziehende Anteil der Kernkraft wird durch direkten Quark austausch sowie durch Mesonenaustausch verursacht. Beim direkten Quark austausch entsteht eine Bindung durch den Austausch von Einzelquarks. Beim Mesonenaustausch wird der effektive Quark austausch durch farbneutrale Quark-Antiquark-Paare übermittelt. Diese virtuellen Mesonen werden kontinuierlich aus Gluonen erzeugt und wieder vernichtet. Der Austausch von Mesonen der Masse m führt zu einem Potential der Form [23]:

$$V = g \cdot \frac{e^{-\frac{mc}{\hbar}r}}{r} . \quad (1.2)$$

Das Potential wird als *Yukawa-Potential* bezeichnet. g ist eine Konstante, die die Rolle einer Ladung übernimmt [4].

Aufgrund der Abstoßung bei kleinen Abständen ist die Kerndichte klein. Kerne können daher mit dem Fermigasmodell beschrieben werden: Ein Atomkern wird in erster Ordnung durch freie Nukleonen in einem Potentialtopf dargestellt, wobei Protonen und Neutronen als zwei unabhängige Nukleonensysteme gesehen werden. Da sie Spin-1/2-Teilchen sind, folgen sie der Fermi-Dirac-Statistik. Sie besetzen die Energiezustände im Grundzustand vom niedrigsten Zustand bis zum maximalen Impuls. Jeder Zustand kann nach dem Pauli-Prinzip zwei Fermionen gleicher Art beherbergen, also zwei Protonen und zwei Neutronen mit jeweils Spin up und down [4].

Die konventionelle Kernphysik wird durch das Hinzufügen des Strange-Quarks zur Hyperkernphysik erweitert. Strange-Quarks sind mit einer Masse von etwa 95 MeV nach den Up- und Down-Quarks die nächst schwereren Quarks und tragen eine elektrische Ladung von $q = -1/3$. Sie kommen auf der Erde nicht in stabiler Form vor. Als erstes seltsames Teilchen wurde 1947 das Kaon ($d\bar{s}$) von G. D. Rochester und C. C. Butler in Nebelkammeraufnahmen kosmischer Strahlung beobachtet [24].

Ein Strange-Quark s besitzt laut Konvention die Seltsamkeits-Quantenzahl $n_s = -1$, sein Antiteilchen \bar{s} dementsprechend $n_{\bar{s}} = 1$. Die Strangeness S eines Systems berechnet sich wie folgt:

$$S = -n_s + n_{\bar{s}} . \quad (1.3)$$

Baryonen, die ein oder mehrere Strange-Quark enthalten, aber kein schwereres Quark, heißen *Hyperonen*. Beispielsweise besteht das Λ -Teilchen aus einem u-, einem d- und einem s-Quark. Baryonen mit den drei leichtesten Quarksorten werden im Rahmen

der QCD aufgrund gruppentheoretischer Überlegungen klassifiziert [25]. Ausgehend von der SU(3)-Flavour-Symmetrie können sie in Multipletts angeordnet werden [26]. Die dritte Komponente des Isospins wird in der x-Achse, die Strangeness durch die y-Achse abgebildet. Abbildung 1.3 zeigt ein Baryon-Oktett mit Spin 1/2.

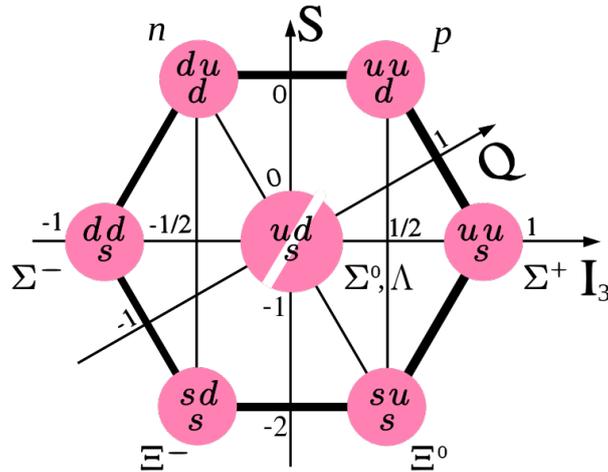


Abbildung 1.3: Baryon-Oktett mit Spin 1/2 für die SU(3)-Flavour-Symmetrie. Auf der x-Achse wird die dritte Komponente des Isospins angezeigt, auf der y-Achse die Seltsamkeit [5].

Ein *Hyperkern* ist ein Kern, der mindestens ein Hyperon enthält. Hyperkerne erweitern damit die konventionelle Nuklidkarte. Die (N, Z) -Ebene, in der die Anzahl der Neutronen N (Neutronenzahl) und der Protonen Z (Kernladungszahl) gegeneinander aufgetragen sind, wird um eine Achse erweitert, die die Seltsamkeit S einbezieht (siehe Abbildung 1.4). Der leichteste gebundene Hyperkern ist das Hypertriton (${}^3_{\Lambda}H$), der aus einem Λ -Hyperon, einem Proton und einem Neutron besteht. Er hat eine Masse von $m({}^3_{\Lambda}H) = 2,99131 \pm 0,00005 \text{ GeV}/c^2$ [27] und den Isospin $I = 0$. Es ist nicht stabil; der wahrscheinlichste Zerfallskanal (ca. 55 %) ist der geladene Zerfall in ein Deuteron, ein Proton und in ein π^- . Ein Kern, der zwei Λ -Hyperonen enthält, wird als doppelter Hyperkern bezeichnet. Der Hyperkern ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ z.B. setzt sich aus zwei Protonen, zwei Neutronen und zwei Λ -Hyperonen zusammen und zerfällt über den folgenden Zerfallskanal: ${}^6_{\Lambda\Lambda}He \rightarrow {}^5_{\Lambda}He + p + \pi^-$; ${}^5_{\Lambda}He \rightarrow {}^4He + p + \pi^-$ [12].

Die Hyperkernphysik unterscheidet sich von der konventionellen Kernphysik, da Hyperonen nicht aufgrund des Pauli-Prinzips von den Einteilchenzuständen der Protonen und Neutronen ausgeschlossen sind. Sie können Phasen- und Impulsraumkoordinaten mit den konventionellen Kernzuständen teilen. Das heißt, wenn ein Neutron aus einem höheren Zustand in ein Λ -Teilchen umgewandelt wird, kann dieses jeden beliebigen diskreten Energiezustand im Kern einnehmen. Daher muss z. B. der Grundzustand von ${}^5_{\Lambda}He$, 4He ähnlicher sein als 5He oder 5Li . Abgesehen vom letztendlichen Zerfall des Λ -Teilchens ist er stabil. Es wird sogar angenommen, dass die Aufnahme eines oder mehrere Hyperonen die Stabilität eines Kernes erhöhen

siert auf einer Beschreibung verfügbarer Daten und theoretischer Schätzungen. Die *Samanta-Formel* wird auch verwendet, um relative Felder von Hyperkernen, die als Fragmente in Spectator-Materie entstehen (siehe Abschnitt 1.4.2), vorherzusagen [32].

Hyperkerne sind unter normalen Bedingungen nicht stabil, da Hyperonen in kürzester Zeit zerfallen, auch wenn sie in einem Kern gebunden sind. Aufgrund der Strangeness-Erhaltung kann der Zerfall nur über die schwache Wechselwirkung stattfinden. Dies führt im Vergleich zu den unter der starken Wechselwirkung zerfallenden, kurzlebigen Teilchen zu signifikant größeren Lebenszeiten von etwa 13 Größenordnungen. Die Lebensdauer eines Hyperkerns, der das leichteste Baryon, das Λ enthält, ist etwa so groß wie für ein freies Λ -Teilchen, also ca. 10^{-10} s [4].

Neutronensterne

Die Erforschung von Hyperkernen steht in engem Zusammenhang mit Erkenntnissen zur Zusammensetzung von Neutronensternen (siehe Abschnitt 1.4.2). Neutronensterne gehören zu den dichtesten massereichen Objekten im Universum. Sie könnten Bedingungen und Phänomene aufweisen, die sonst nirgendwo beobachtet werden können [33]. Ein Neutronenstern entsteht bei der Explosion einer Supernova, das heißt am Ende des „Lebens“ eines massereichen Sterns. Sobald der Wasserstoff im Kern des Sternes zu Helium fusioniert ist (Wasserstoffbrennen), sinkt der durch die Fusionsenergie erzeugte Innendruck des Sterns und der Stern fällt unter dem Einfluss seiner Gravitation in sich zusammen. Dabei erhöhen sich Temperatur und Dichte und es setzen weitere Fusionsstufen ein bis hin zur Synthetisierung von Eisen, dem Atomkern mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon. Die Fusionsstrahlung, die der Gravitation entgegengewirkt, endet und das ausgebrannte Zentrum des Sterns kollabiert [36]. Durch die hohe Dichte steigt die Fermi-Energie der Elektronen soweit an, dass der inverse beta-Zerfall $\beta + p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ stattfindet, während die Umkehrreaktion $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ durch das Pauli-Prinzip verboten ist. In den Atomkernen werden nach und nach alle Protonen zu Neutronen umgewandelt [4]. Gravitation und Druck übersteigen die starke Kraft und die Kerne werden immer kleiner bis das Innere des Sterns nur noch aus Neutronen besteht. Im Innersten des Kernes herrschen Dichten vom Fünf- bis Zehnfachen [34] eines Atomkerns. Dort wird eine entartete Neutronenflüssigkeit konstanter Dichte vermutet. Aber auch exotischere Materieformen sind möglich, wie eine Beimischung von Hyperonen. Denkbar wäre auch eine Kernzone mit Pionen oder Kaonen zusätzlich zu den Neutronen. In schwereren Neutronensternen ab etwa 1,5 Sonnenmassen könnte unter genügend großem Druck der Gravitation, durch den Überlapp der Neutronen, der Einschluss der Quarks in Neutronen aufgehoben werden, wobei sich eines der beiden Down-Quarks in ein Strange-Quark umwandelt. Man bezeichnet ein solches

Objekt als seltsamen Stern oder Quarkstern. Da sie dichter und damit kleiner sind, sollten sie schneller rotieren als reine Neutronensterne [35].

1.4 Untersuchung von Materie in Schwerionenkollisionen

Bei der Kollision hochenergetischer, schwerer Ionen werden sehr hohe Energiedichten erreicht. So können Materieformen erzeugt werden, wie sie nur unter extremen Bedingungen entstehen und bestehen, z. B. beim Urknall oder im Inneren von Neutronensternen. Grundlegende Eigenschaften der starken Wechselwirkung und von Materie, besonders auch von exotischen Materieformen, können untersucht werden.

1.4.1 Untersuchung des QCD-Phasendiagramms

Ein wichtiges Feld der Hochenergiephysik ist die Untersuchung der verschiedenen Phasen von stark wechselwirkender Materie. Die zeitliche Entwicklung des heißen Feuerballs, der nach einer Schwerionenkollision entsteht, kann in verschiedene Stufen eingeteilt werden. Die einzelnen Stufen sind mit der Produktion und Emission verschiedener Teilchensorten verbunden [37]. In einer Kollision mit einer Strahlenergie von etwa 20 AGeV werden fast 1000 geladenen Teilchen produziert, in erste Linie Pionen [12]. Eine Schwerionenkollision durchläuft die folgenden Phasen (siehe auch Abbildung 1.5):

- In der ersten Phase, der *Vor-Gleichgewichtsphase*, wenn die Kerne überlappen, wird eine große Menge an Energie über harte Parton-Parton-Stöße im Medium deponiert. Es können unter anderem auch Mesonen produziert werden, die Charm-Quarks enthalten.
- Nach einem kurzen Zeitraum von etwa $1 \text{ fm}/c$ ist beim Überschreiten des kritischen Wertes der Energiedichte von etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ein Phasenübergang zur *partonischen* oder *quarkyonischen Phase* für etwa 10^{-22} s möglich. Parton-Parton-Wechselwirkungen erreichen einen *thermischen Gleichgewichtszustand*. Während des Reaktionsprozesses werden kontinuierlich Vektormesonen, die leichte Quarks und Strange-Quarks enthalten, produziert.
- Aufgrund des großen vorherrschenden thermischen Druckes führt eine schnelle Expansion des Plasmas zur Abkühlung und Reduzierung der Energiedichte. Unterhalb einer gewissen Temperatur T_C ist die Energiedichte nicht mehr ausreichend, um den quasi-freien Zustand der Partonen aufrechtzuerhalten. Quarks und Gluonen verbinden sich zu Hadronen, was als *Hadronisierung* bezeichnet wird.

- Das System kühlt durch Hadron-Hadron-Wechselwirkungen weiter ab bis die inelastischen Hadron-Hadron-Stöße stoppen. Es kommt zum chemischen Ausfrieren (*chemischer Freeze-out*).
- Zuletzt setzt der *thermische Freeze-out* ein. Die Teilchenimpulse werden nicht mehr durch elastische Stöße verändert und die Hadronen erreichen den kinematischen Endzustand, in dem sie den Detektor durchfliegen werden [38].

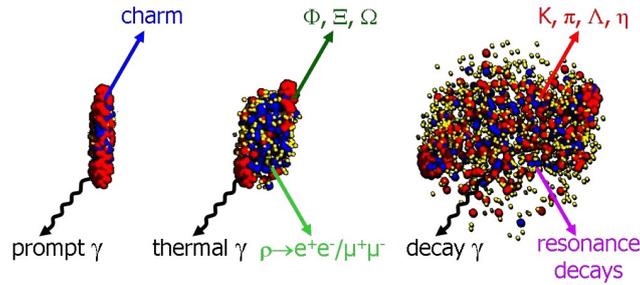


Abbildung 1.5: Drei Stufen einer U+U-Kollision bei einer Strahlenergie von 23 AGeV mit einem Urqmd-Modell [37] kalkuliert: Die Vergleichsgleichgewichtsphase (links), die Gleichgewichtsphase (Mitte) und der chemische Freeze-out (rechts) [12].

Die verschiedenen Phasen der QCD-Materie können durch Modulation der Strahlenergie und der Reaktionssysteme erzeugt werden. Abhängig von der Kollisionsenergie werden unterschiedliche Wege im QCD-Phasendiagramm durchlaufen. Untersuchungen zeigen, dass die Temperatur beim chemischen Freeze-out mit steigender Strahlenergie zunächst ansteigt und ab etwa $\sqrt{s_{NN}} = 10$ GeV konstante Werte nahe $T = 160$ MeV erreicht. Das baryo-chemische Potential nimmt als Funktion der Kollisionsenergie langsam ab [39, 40, 41].

Experimentelle Untersuchungen des QCD-Phasendiagramms werden seit den 1980er Jahren bis heute durchgeführt, zum Beispiel am *Large Hadron Collider* (LHC) und am *Super Proton Synchrotron* (SPS) am *CERN* sowie am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) in Brookhaven. In den Experimenten konnten Energiebereiche von wenigen AGeV am *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) [42] bis zu ATeV am LHC [43] abgedeckt werden. Die Experimente am RHIC und am LHC sind insbesondere darauf ausgerichtet, die Eigenschaften des QCD-Phasendiagramms bei sehr hohen Temperaturen und einer Netto-Baryonen-Dichte nahe Null zu untersuchen [12]. Experimente, die sich auf den Bereich hoher Netto-Baryonen-Dichten konzentrieren sind beispielsweise STAR am RHIC und NA49 am CERN-SPS. Beide Experimente untersuchten mit entsprechenden Strahlenergien den Bereich des hypothetischen kritischen Endpunktes [44, 45]. Mit dem geplanten *NICA Collider* am *Joint Institute for Nuclear Research* (JINR) in Dubna soll die Koexistenzregion

von Kernmaterie untersucht werden [46, 47]. Aufgrund von Luminositäts- oder Detektoreinschränkungen sind alle diese Experimente im Bereich mittlerer und hoher Baryondichten jedoch darauf beschränkt, Teilchen, die mit einer hohen Multiplizität produziert werden, zu untersuchen. Das CBM-Experiment ermöglicht eine präzise Messung mit einer hohen Statistik im Bereich mittlerer und hoher Netto-Baryondichten. Zum ersten Mal können damit auch seltene Proben aus der dichten Phase des heißen Feuerballs bei diesen Strahlenergien gemessen werden [48].

Die Untersuchung der Kollisionsentwicklung ist nicht ohne weiteres möglich, sondern bedarf geeigneter Sonden. Informationen aus den verschiedenen Phasen müssen auf Grundlage der detektierten Teilchen rekonstruiert werden. Einer der direktesten Ansätze, um Informationen über das QCD-Phasendiagramm zu erhalten, ist die Untersuchung der Hadronenproduktion [39]. Es wird angenommen, dass die Produktionsmechanismen verschiedener Hadronen empfindlich auf die Bedingungen in den Kollisionsphasen reagieren. Der Vergleich gemessener Teilchenzahlen mit ihren erwarteten Produktionswahrscheinlichkeiten soll Aussagen über Zustandsphase, Eigenschaften und Entwicklung des beobachteten Mediums liefern. Die Messraten aus Kern-Kern-Kollisionen werden mit den entsprechenden Raten aus Proton-Kern-Kollision verglichen, um einen Phasenübergang zu partonischer oder quarkyonischer Materie zu identifizieren. Unter anderem ist eine hohe Produktionsrate von Hadronen, die Strangeness enthalten, eine Signatur für einen Phasenübergang, wobei erst die Kombination vieler Signaturen klare Aussagen ermöglicht. Die Produktion von Hyperkernen ist dabei in Puzzlestück, das bisher nur wenig erforscht wurde [39].

1.4.2 Untersuchung von Hyperkernen

Schwerionenkollisionen sind eine vielversprechende Möglichkeit, um Hyperkerne zu untersuchen. Zwar werden in den Kollisionen nur wenige Hyperkerne produziert, aber diese sind von fundamentalem Interesse. Die Untersuchungen der Eigenschaften von Hyperkernen und ihrer Produktion haben Implikationen für die Kernphysik, die Teilchenphysik, die Astrophysik und die Kosmologie [50]. Neue Erkenntnisse zur Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung, zur Zustandsgleichung von dichter Materie sowie zu dynamischen Aspekten der Produktionsmechanismen von Hyperkernen werden erwartet. Andererseits können Hyperkerne Informationen zur Entwicklung der Kollision sowie zur Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas und zur Teilchenproduktionen im chemischen Gleichgewicht liefern.

Die erste experimentelle Beobachtung eines Hyperkerns wurde in den 1950er Jahren in einer nuklearen Multifragmentationsreaktion, verursacht durch kosmische Strahlung, gemacht [4]. Seitdem wurden Hyperkernen bisher hauptsächlich in Experimenten mit sekundären Mesonen-Strahlen, z. B. K-Meson-Strahlen [51], und leichten Kernen in einer nuklearen Emulsion als Target erzeugt, zum Beispiel in Experimen-

ten an der GSI und MAMI C in Deutschland, am DAΦNE in Italien, am J-PARC in Japan, am JINR in Russland und am JLab in USA [52]. Die Anzahl der bisher beobachteten Hyperkerne ist jedoch klein [53] und die Studien waren für eine lange Zeit ausschließlich auf spektroskopische Informationen von Hyperkernen fokussiert [51, 54, 55].

Mithilfe aktueller experimenteller Methoden sollen neue Erkenntnisse gewonnen werden. Eine Möglichkeit ist die Produktion von Hyperkernen in Schwerionenkollisionen. Sie wurde 1973 erstmals theoretisch vorhergesagt [56], doch erst neuere Experimente liefern eine ausreichende Statistik in den relevanten Energiebereichen, um eine experimentelle Untersuchung möglich zu machen. Der Mechanismus ist vielversprechend und erlaubt es, gut entwickelte Methoden zur Beschreibung von Reaktionen in Schwerionenkollisionen auf Hyperkerne zu übertragen.

Ein wichtiger Forschungsbereich im Rahmen geplanter und bereits gestarteter Experimente ist die immer noch unverstandene Baryon-Baryon-Wechselwirkung im Strangeness-Sektor. Hyperon-Nukleon(YN)- bzw. Hyperon-Hyperon(YY)-Wechselwirkungen tragen zur Bindung von Hyperkernen bei und sind von fundamentalem Interesse für ein tiefergehendes Verständnis der Kernphysik und der nuklearen Astrophysik. Auf Grundlage der YN-Wechselwirkung kann auch die nukleare Zustandsgleichung bei hohen Dichten und niedrigen Temperaturen, wie sie im Inneren von Neutronensternen vermutet wird, bestimmt werden. Unter diesen Bedingungen werden aufgrund der Eigenschaften der Drei-Baryon-Interaktion zentrale Modifikationen der nuklearen Zustandsgleichung erwartet [55, 57]. Aktuelle Beobachtungen von Neutronensternen [55, 58, 59] schränken die Zustandsgleichung von hadronischer Materie bei hohen Dichten signifikant ein, aber erlauben noch keine endgültige Aussage über die Flavour-Zusammensetzung von Neutronensternen. Eine exakte Kenntnis des YN-Potentials ist damit auch grundlegend, um die noch unverstandene innere Struktur von Neutronensternen zu verstehen [60, 61].

Eine direkte Bestimmung der Stärke der Baryon-Baryon-Wechselwirkung im SU(3)-Flavour-Sektor ist extrem schwierig. Während die Wechselwirkung zwischen Nukleonen mit Hilfe von Nukleon-Nukleon-Stößen untersucht werden kann, besteht im Falle der YN-Wechselwirkung aufgrund der begrenzten Lebenszeit der Hyperonen die Schwierigkeit Hyperonstrahlen oder -targets zu erzeugen [60]. Die präzise experimentelle Bestimmung der Lebensdauer von Hyperkernen, die in Schwerionenkollisionen erzeugt wurden, liefert eine direkte Informationen zur Stärke der YN-Wechselwirkung [27, 62, 63]. Darüber hinaus eröffnen relativistischen Schwerionenkollisionen weitere Untersuchungsfelder, die schwer mit traditionellen Hyperkern-Experimenten zu realisieren sind: Die produzierten Hyperkerne haben eine breite Verteilung von Masse und Isospin. Auch Multi-Hyperon-Kerne, sogar über die Neutron- und Proton-Driplines hinaus, können produziert werden. Das eröffnet die

Chance, Eigenschaften exotischer Hyperkerne zu erforschen und Grenzen der Stabilität im Isospin- und Strangeness-Raum zu untersuchen.

Das Interesse an der Produktion von Hyperkernen in zentralen Kollisionen ist aktuell insbesondere auch darauf gerichtet, Hyperkerne als Sonde für einen möglichen Phasenübergang zu partonischer oder quarkyonischer Materie zu nutzen [60]. Teilchen die Strangeness enthalten sind eine interessante Probe für das Medium, das in Schwerionenkollisionen produziert wird und spielen eine wichtige Rolle in der QCD: Aufgrund ihrer Masse sind Strange-Quarks im heißen Feuerball thermisch produzierbar, während die schweren Quarks (c , b) in der initialen harten Kollision erzeugt werden. Die relative Häufigkeitsverteilung von Hyperkernen ermöglichen einen Einblick in die Entwicklung der Materie nach einer Kollision und liefert damit einen weiteren Baustein zur Erforschung des QCD-Phasendiagramms.

Produktion von Hyperkernen

Hyperkerne entstehen in Schwerionenkollisionen während der späten Phase der Kollisionentwicklung, beim *chemischen Freeze-out*. Voraussetzung ist, dass die Energiedichte bei der Kollision hoch genug ist, um Strange-Quarks zu produzieren. Die Produktion eines Strange-Quarks kann nur gemeinsam mit der Erzeugung eines Anti-Strange-Quarks erfolgen, was als assoziierte Produktion bezeichnet wird. Der energetisch günstigste Produktionskanal in Nukleon-Nukleon-Stößen ist der folgende: $N + N \rightarrow N + \Lambda + K^+$ mit einem Kaon⁺ ($s\bar{u}$) und einem Λ -Teilchen (uds). Ebenso ist eine Produktion durch die Kollision sekundärer Mesonen möglich, z. B. $\pi^+ + N \rightarrow \Lambda + K^+$ [55, 64].

Für die Produktion der Hyperkerne sind in Schwerionenkollisionen zwei Mechanismen möglich. Die beiden Mechanismen unterscheiden sich darin, in welchem Bereich der Kollision die Produktion stattfindet (siehe Abbildung 1.6): im *Participant*-Bereich, dem Überlappbereich der beiden kollidierenden Kerne, oder im *Spectator*-Bereich, wo die Target- und Projektilnukleonen nahezu unbeeinflusst sind [55]. Im Participant-Bereich wird das Λ -Baryon produziert. Hyperkerne können im Participant-Bereich durch Koaleszenz erzeugt werden, indem sich ein oder mehrere Hyperonen mit Nukleonen zusammenschließen und so einen Hyperkern bilden [55, 64, 65, 66]. Es wird angenommen, dass nur leichte Hyperkerne mit einer Massenzahl von $A \leq 4$ auf diese Weise produziert werden können. Eine andere Möglichkeit ist, dass Hyperonen aus dem Participant-Bereich mit Fragmenten des Spectator-Bereichs eine Bindung eingehen [55]. Verschiedene Reaktionen ermöglichen, ein oder mehrere Strange-Quarks in einem Kern zu integrieren: Ein Kern kann ein Λ oder ein K -Meson einfangen und dann Neutronen abdampfen. Wenn ein Ξ^- -Teilchen (uss) in einen Kern eingebunden wird, können zwei Λ und somit ein doppelter Hyperkern gebildet werden. Möglich ist auch eine direkte Strangeness-Austauschreaktion, bei der ein s -Quark aus einem Kaon auf das Neutron des Kerns transferiert wird. Das

Neutron wird so in ein Λ umgewandelt: $K^- + N \rightarrow \Lambda + \pi^-$ [4]. Auf Kernebene bedeutet dies: $K^- + {}^A X_N \rightarrow \pi^- + {}^A X_{N-1}$.

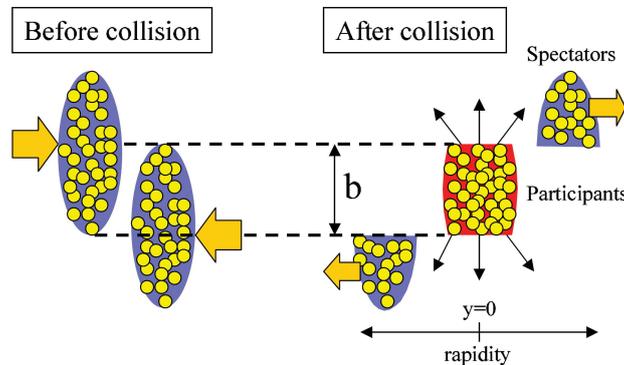


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision. Links: Zwei einfliegende Kerne vor der Kollision mit dem Stoßparameter b . Rechts: Während die Spectators unbeeinflusst ihren Flug fortsetzen, ist die Überlappungsregion (Participants) von Teilchenproduktion dominiert [38, 67].

Abhängig vom Produktionsmechanismus der Hyperkerne ändern sich auch die beobachtbaren Observablen der untersuchten Objekte. Schwere Hyperkerne kommen – in diesem Modellansatz – in erster Linie aus Projektil- und Target-Residuen, während leichte Kerne bei allen Rapiditäten³ y produziert werden können [68]. Hyperkerne, die im Beobachterbereich produziert wurden, besitzen im Schwerpunktsystem Geschwindigkeiten nahe denen der der Projektile und des Targets [55].

Aktuelle Forschung

Messungen von Masse und Lebensdauer der Hyperkerne erlauben Rückschlüsse auf die N-Y-Wechselwirkung und die Zustandsgleichung für den Bereich hoher Dichten. Zur Untersuchung des QCD-Diagramms und der Phasenübergänge sind die experimentellen Observablen in erster Linie Multiplizitäten der beobachteten Hyperkerne. Die Messergebnisse werden mit den entsprechenden Vorhersagen aus modelltheoretischen Rechnungen verglichen, um die dort eingehenden Annahmen überprüfen. Beispielsweise wird angenommen, dass die erhöhte Produktion des Hypertrions bei mittlerer Rapidity im ultra-relativistischen Energiebereichs eine Signatur des Phasenübergangs zum QGP ist [60, 64, 69]. Um spezifische Vorhersagen über die Produktion von Hyperkernen in Schwerionenkollisionen zu machen, werden insbesondere thermische Modelle und Koaleszenz-Modelle eingesetzt. Durch den Vergleich experimenteller Ergebnisse mit Modelldaten können auch Rückschlüsse auf die

³Die Rapidity $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z c}{E-p_z c}$ ist ein Maß für den Winkel relativ zur Richtung des Beams. Es gilt: $y \rightarrow +\infty$, wenn sich ein Teilchen parallel zur Beam-Achse bewegt, $y \rightarrow 0$, wenn es sich senkrecht zur Beam-Achse bewegt.

Produktions- und Reaktionsmechanismen und die Dynamik zwischen Participant- und Spectator-Bereich, geschlossen werden, insbesondere mithilfe der Untersuchung verschiedener Rapiditäts-Bereiche.

Thermische Modelle schlagen einen statistischen Ansatz vor, um die Multiziplicitäten der Teilchen, Kerne und Hyperkerne zu beschreiben. Der Ansatz geht davon aus, dass die relativen Teilchen-Multiziplicitäten beim chemischen *Freeze-out* [39, 60] festgelegt werden. Als Parameter werden im großkanonischen Ensemble⁴ die Temperatur und das baryo-chemische Potential beim *Freeze-out* (und das Volumen des Feuerballs) eingesetzt werden [39, 40, 41]. Mithilfe von experimentellen Daten können die Parameter immer weiter eingegrenzt und verifiziert werden [39]. Beispielsweise skaliert das Ratio $n\overline{\text{He}}/n\text{He}$ mit $e^{-2n\mu_b/T}$. Koaleszenzmodelle, auf der anderen Seite, beschreiben mithilfe von Transportmodellen die hypernukleare Bildung von Hyper-Clustern beim chemischen *Freeze-out* [60, 68, 69].

Experimente, die bisher Hyperkerne in Schwerionenkollisionen untersucht haben, sind unter anderem ALICE am LHC, STAR am RHIC, E864 am AGS sowie HADES, FOPI und HypHI an der GSI. Geplante Experimente sind CBM, PANDA, Super-FRS/NUSTAR am FAIR sowie BM@N und MPD am NICA. Die Experimente decken unterschiedliche Schwerpunktsenergiebereiche ab und Hyperkerne können bei verschiedenen Rapiditäts-Bereichen beobachtet werden [60, 64] (siehe Abbildung 1.7).

Folgende Erkenntnisse konnten aus den bisherigen experimentellen Ergebnissen gewonnen werden:

- Lebensdauer und YN-Wechselwirkung: Die direkte Rekonstruktion von Sekundärvertices erlaubt die Messung der Lebensdauer τ über die Gleichung $N_t = N_0 e^{-t/\tau}$ mit $t = l/(\beta\gamma c)$ und $\beta\gamma c = p/m$, wobei l die gemessene Zerfallstrecke, p der Teilchenimpuls und m die Teilchenmasse ist [50]. Aus Messungen für das Hypertriton (STAR) wurde eine Lebensdauer von $\tau = 182 \pm 89(45) \pm 27$ ps ermittelt. Bisher sind die ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Lebensdauer-Messungen jedoch nicht ausreichend genau um zwischen verschiedenen Modellen zur Beschreibung der Y-N-Wechselwirkung zu unterscheiden, wie Abbildung 1.8 links gezeigt.
- Phasenübergang: Die gemessenen Multiziplicitäten von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ sind für hohe Energien gleich und signifikant größer als für kleine Energien. Es ist daher anzunehmen, dass für höhere Energien ein Gleichgewicht in der Orts- und Impulsraum-Besetzung von up-, down- und strange-Quarks besteht [50, 60].

⁴In der großkanonischen Formulierung des thermischen Modells wird die Erhaltung der Quantenzahlen im Mittel auf Basis des baryo-chemischen Potentials implementiert, wohingegen in kanonischen Modellen die Erhaltung der Quantenzahlen lokal exakt eingeht.

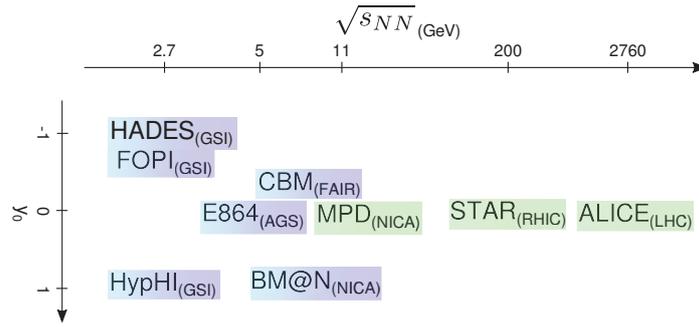


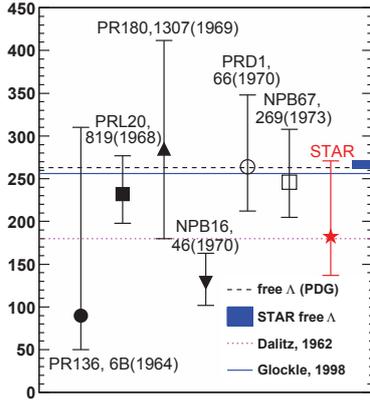
Abbildung 1.7: Übersicht über (geplante) Schwerionen-Experimente, an denen Hyperkerne untersucht werden, angeordnet nach ihrer Schwerpunktenergie und des untersuchten Rapidity-Bereichs. *Fixed Target*-Experimente sind in blau, *Collider*-Experimente in grün eingefärbt [60].

Ein Phasenübergang kann im Rahmen von Koaleszenz-Modellen mithilfe von $S_3 = {}^3_\Lambda\text{H}/{}^3\text{He} \cdot p/\Lambda$ untersucht werden. S_3 schätzt den zusätzlichen *Penalty factor*, wenn ein s-Baryon in den Koaleszenz-Prozess involviert ist [60]. Ein Wert bei 1 würde ein Sichtbarwerden des *Deconfinement* bedeuten („AMPT+melting string+Koaleszenz“-Modell). Der Ansatz wird bestätigt durch die Ergebnisse von STAR. ALICE-Daten sind konsistent mit der Annahme des thermischen Modells, dass S_3 unabhängig von der Kollisionsenergie ist (vgl. Abbildung 1.8 rechts) [69, 70, 71].

- Produktionsmechanismus: Anhand der experimentellen Befunde ist bisher keine eindeutige Bestätigung für eines der Modelle möglich [60]. In einigen Fällen liefert das thermische Modell übereinstimmende Ergebnisse [39, 40, 41, 72, 73, 75], teilweise werden die Ergebnisse durch das Koaleszenz-Modell gut beschrieben [60, 74].

Auch wenn noch signifikante Fragen offen sind, ist klar, dass die Studie von komplexen Kernen mit Strangeness in Schwerionenkollisionen ein neues Kapitel eröffnet, um die Zustandsgleichung für dichte Materie und die Beziehung zwischen der Teilchenproduktion und der QCD-Phasengrenze besser zu verstehen. Eine Verbesserung der experimentellen Schätzungen wird helfen klarerer Rückschlüsse zu den Modellvorhersagen zu ziehen [60].

Im FAIR-Energiebereich wird ein eindeutiges Maximum für die Produktion von einzelnen und doppelten Hyperkernen erwartet [68, 76] (siehe Abbildung 1.9). Denn bei relativ kleinen Strahlenenergien, wenn die Netto-Baryondichte maximal ist,



World data

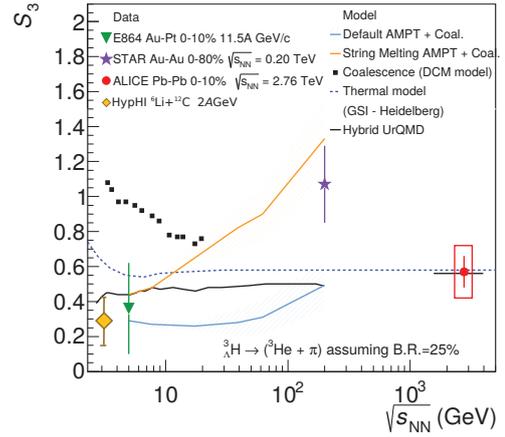


Abbildung 1.8: Links: Ergebnisse für Messungen der Hypertriton-Lebensdauer. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Unsicherheiten [50]. Rechts: S_3 -Faktor in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie für STAR und ALICE Daten sowie für Berechnungen mit verschiedenen Koaleszenz-Modellen und thermischen Modellen [60, 71, 75].

können Objekte mit einer hohen Baryonenzahl und moderater Anzahl von Strangeness in signifikanter Anzahl produziert werden. Dies liegt an der Überlagerung von zwei Effekten: Die Produktion von Λ -Hyperonen steigt mit wachsender Strahlenergie. Die Multiziplicitäten erreichen ihr Maximum bei 40 AGeV, aber auch bei 4 AGeV in zentralen Au+Au-Kollisionen werden immer noch ca. vier Λ -Teilchen pro Event erzeugt. Auf der anderen Seite werden mit steigender Strahlenergie immer weniger leichte Kerne wie Helium erzeugt. Dies führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit für Koaleszenz ihr Maximum bei SIS100-Energien hat. Dies wird auch vom thermischen Modell vorhergesagt [53]. Das Maximum der ${}^6_{\Lambda\Lambda}$ Helium-Produktion wird für Kollisionsenergien von 4-5 GeV erwartet, was einer Strahlenergie von 7-11 AGeV bei einem stationären Target entspricht.

1.4.3 Identifikation von kurzlebigen Teilchen

Produktionsraten von kurzlebigen Teilchen wie Hyperkernen lassen sich nicht direkt messen. Ihre Lebensdauer ist nicht lange genug, dass sie das Detektorsystem durchfliegen könnten. Zur indirekten Messung werden daher ihre Zerfallsprodukte herangezogen. Eine Zuordnung zum Mutterteilchen ist anhand seiner invarianten Masse möglich [49]. Die invariante Masse entspricht der Schwerpunktsenergie der Tochterteilchen 1 und 2 $m_{inv} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2/c^4 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2/c^2}$ aus dem Zerfallsprozess (wobei der Zusammenhang $E = mc^2$ gilt) und erlaubt so einen Rückschluss auf die Masse des Ursprungsteilchens. Beispielsweise kann der Hyperkern ${}^5_{\Lambda}$ He durch die Rekonstruktion der Spuren seiner Teilchen 4 He, p und π^- identifiziert werden.

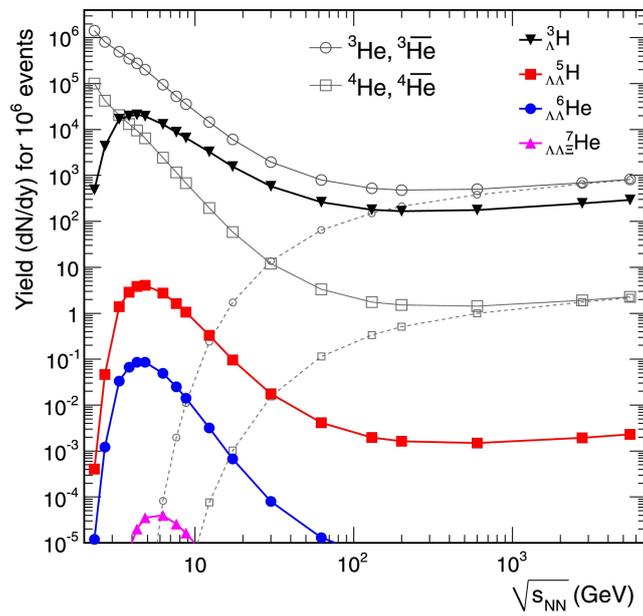


Abbildung 1.9: Hyperkern-Multiziplicitäten in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie bei mittlerer Rapidität für 10^6 zentrale Au+Au Events, kalkuliert mit dem statistischen Modell [39]. Zum Vergleich sind auch die Kerne ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ eingezeichnet.

2 Das CBM-Experiment

Die Simulationsstudien in dieser Arbeit haben das Ziel die Leistungsfähigkeit des TRD für das zukünftige CBM-Experiment an der Beschleunigeranlage FAIR zu untersuchen und zu optimieren. Die Forschungsschwerpunkte des CBM-Experiments, die Beschleunigeranlage FAIR und der CBM-Detektor-Setup werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

2.1 Forschung mit dem CBM-Experiment

Ziel des *Compressed Baryonic Matter-Experiments* (CBM) ist die Untersuchung stark wechselwirkender Materie im Bereich hoher Netto-Baryonendichten. In diesem Bereich des QCD-Phasendiagramms wird eine vielfältige Struktur erwartet, z. B. der kritische Endpunkt und ein Phasenübergang erster Ordnung von hadronischer zu partonischer oder quarkyonischer Materie. Die experimentelle Erforschung dieser Region wäre ein großer Durchbruch für das Verständnis der Eigenschaften von Kernmaterie [12]. Besonders durch die Untersuchung seltener Teilchen werden neue Erkenntnisse erwartet. Außerdem eröffnet sich eine einzigartige Möglichkeit, doppelte Hyperkerne zu produzieren und zu untersuchen.

Aktuelle Beschleuniger-Experimente decken in erster Linie niedrige (SIS18) und hohe (RHIC, LHC) Energiebereiche ab. Bei niedrigen Energien kann kein QGP gebildet werden; bei sehr hohen Energien wird eine große Zahl von Teilchen produziert, das Materie-Antimaterie-Verhältnis ist jedoch im Gleichgewicht. Diese Experimente untersuchen daher den Bereich kleiner Netto-Baryonen-Dichten und hoher Temperatur. Experimente, die auf die Untersuchung des Bereichs höherer Netto-Baryonen-Dichten ausgerichtet sind, sind der *Beam Energy Scan* (BES) am RHIC [77], NA61 am SPS [45] und zukünftig auch NICA in JINR [46]. Diese Experimente können jedoch aufgrund von Luminositäts- und Detektoreinschränkungen keine seltenen Observablen messen [12].

Das CBM-Experiment an der Beschleunigeranlage FAIR [48] in Darmstadt hingegen ermöglicht eine systematische und präzise Messungen vielfältiger Observablen, inklusive sehr seltener Teilchen. Der SIS100-Beschleuniger am FAIR verfügt mit Strahlenergien von bis zu 11 AGeV über die geeigneten Voraussetzungen, um hohe Netto-Baryonen-Dichten zu erzeugen können (vgl. Abbildung 2.1) [78]. Die Kollisi-

onsraten sind mit bis zu 10^7 Hz hoch genug, um Teilchen mit einer geringen Produktionsrate von 10^5 - 10^7 Teilchen pro Kollision mit einer signifikanten Statistik zu messen [79]. Mithilfe von Hochraten-Detektoren können die Dilepton-, die Strangeness- und die Charmproduktion über das gesamte Spektrum von schweren Ionen und Strahlenergien durchgeführt werden [53]. Die untersuchten Teilchen geben Hinweise auf thermodynamische Eigenschaften, der Lebensdauer des heißen Feuerballs, thermische Strahlung, in-Medium Potentiale, Anisotropien in der Dichteverteilung im frühen Feuerball und damit auf die Kompressibilität von Kernmaterie.

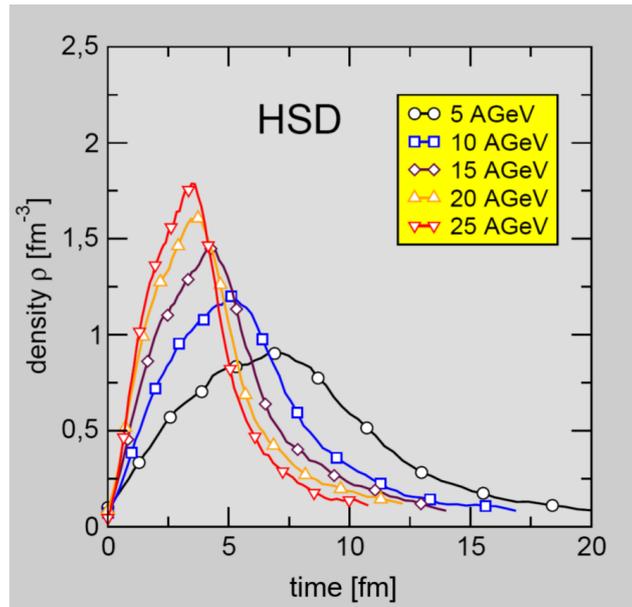


Abbildung 2.1: Baryonen-Dichte als Funktion der Zeit für eine zentrale Au+Au-Kollision bei verschiedenen Strahlenergien, berechnet mit dem *HSD transport code* [78].

Das CBM Forschungsprogramm [61] ist in der ersten Ausbaustufe mit dem SIS100 auf die folgenden Felder fokussiert [14, 53]:

1. Zustandsgleichung von QCD-Materie bei hohen Netto-Baryondichten (bis zu 6-7 mal der Sättigungsdichte ρ_0) wie sie auch im Inneren von Neutronen-Sternen vermutet wird
 Observablen: kollektiver Teilchen-Flow und Multi-Strange-Hyperonen
2. Phasenübergang von hadronischer zu partonischer oder quarkyonischer Materie bei hohem baryo-chemischem Potential sowie die Koexistenz-Region beim Phasenübergang erster Ordnung
 Observablen: Multi-Strange-Hyperonen und Hyperkerne, Hadronen mit Charm-Quarks, kalorische Kurve (gemessen mit Dileptonpaaren) [12]
3. Kritischer Endpunkt
 Observablen: Event-by-Event Fluktuationen von Erhaltungsgrößen wie Stran-

geness, Ladung oder Baryonenzahl, Dichtefluktuation von leichten Kernen, Dileptonen

4. Veränderungen der Eigenschaften von Hadronen in dichter baryonischer Materie durch die Wiederherstellung chiraler Symmetrie verbunden mit dem Ursprung von Hadronenmassen und die Existenz von quarkyonischer Materie
Observablen: invariante Masse des Dilepton-Spektrums (Vektormesonen), Multiplizitäten und Verteilungen von Mesonen mit Charm
5. Hyperon-Nukleon- und Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung und verbunden mit der Frage nach der Materieform dem Inneren von Neutronensternen
Observablen: Hyperkerne
6. Exotika
Di-Baryonen mit Strangeness und schwere Multi-Strange-Objekte
7. Charmproduktion bei Schwellenenergien und Eigenschaften von Charm-Teilchen in dichter baryonischer Materie (siehe Punkt 4)

Das CBM-Experiment bietet eine vielversprechende Möglichkeit Hyperkerne zu untersuchen. Wie in Kapitel 1 dargestellt, sollte die in Produktion von Hyperkernen ein Maximum bei FAIR-Energien haben. Da bis heute nur sehr wenige doppelte Hyperkerne identifiziert werden konnten, könnten die Messungen von Doppel-Hyperkernen mit hoher Statistik einen Durchbruch in diesem Feld der Physik bedeuten [14]. Unter anderem soll der doppelte Hyperkern ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ mit dem Zerfall ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi$ untersucht werden. Für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ wird eine Multiplizität von $4,78 \cdot 10^{-8}$ [39, 80] pro zentraler Au+Au Kollision bei einer Beamenergie von 8 AGeV berechnet. Geht man von einer Interaktionsrate von 10^6 zentralen Events/Sekunde (10 MHz), einem Verzweungsverhältnis von 10 % für zwei sequentielle schwache Zerfälle und einer Rekonstruktionseffizienz von 1 % aus, werden innerhalb eines Monats ca. 160 gemessene ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ erwartet [12]. Für eine realistische Einschaltdauer des Beschleunigers entspricht dies ein paar wenige Kandidaten pro Jahr [39]. Aus diesem Grund ist eine gute Teilchen-Identifikation extrem wichtig.

2.2 Die Beschleunigeranlage FAIR

Als einer der Forschungsschwerpunkte der zukünftigen Beschleunigeranlage *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt (siehe Abbildung 2.2) kann das CBM-Experiment mit extrem hohen Strahlintensitäten in dem erforderlichen Energiebereich versorgt werden. Die hohen Intensitäten des Primärstrahls \dot{N}_I (Zahl der einfallenden Ionen pro Zeiteinheit), die der *Schwerionensynchrotron* SIS100/300

liefert, ermöglichen sehr hohe Luminositäten ($\mathcal{L} = \dot{N}_I \cdot n_T \cdot d$). Dies ist eine zentrale Voraussetzung für die erforderliche Statistik. Da CBM ein *Fixed Target*-Experiment ist, kann eine hohe Targetdichte n_T und Dicke des Targets d gewählt werden [53]. Der entstehende Doppelsynchrotron SIS100/300 mit einem Umfang von etwa 1100 m wird Schwerionenstrahlen für das CBM-Experiment bereitstellen, wobei UNILAC und SIS18, die existierenden Beschleuniger an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), nach einem Upgrade als Vorbeschleuniger dienen werden. Der Beschleuniger SIS100 soll Energien von bis zu 11 AGeV in Gold-Gold-Kollisionen liefern und die Erzeugung hochdichter Kernmaterie in einem niedrigen Temperaturbereich ermöglichen. Das CBM-Forschungsprogramm wird mit dem Strahl des SIS100 starten. Bei dem Beschleuniger SIS300 handelt es sich um einen weiteren Beschleuniger, wobei die Steifigkeit der Magnete von 100 Tm auf 300 Tm erhöht wird. Zur Steigerung der Luminosität an dem neuen SIS100 wird unter anderem die Anzahl von Paketen und Ionen pro Paket um fast drei Größenordnungen erhöht. Mit $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Paket werden Intensitäten von bis zu 10^9 Goldionen pro Sekunde und damit bei einer Interaktionswahrscheinlichkeit von 1 % Reaktionsraten von bis zu 10 MHz erreicht [81]. FAIR wird darüber hinaus weitere einzigartige Forschungsmöglichkeiten im Bereich der Nuklear-, der Hadron-, der Atom-, der Astro-, der Plasma- und der Biophysik sowie der Medizin liefern [61].

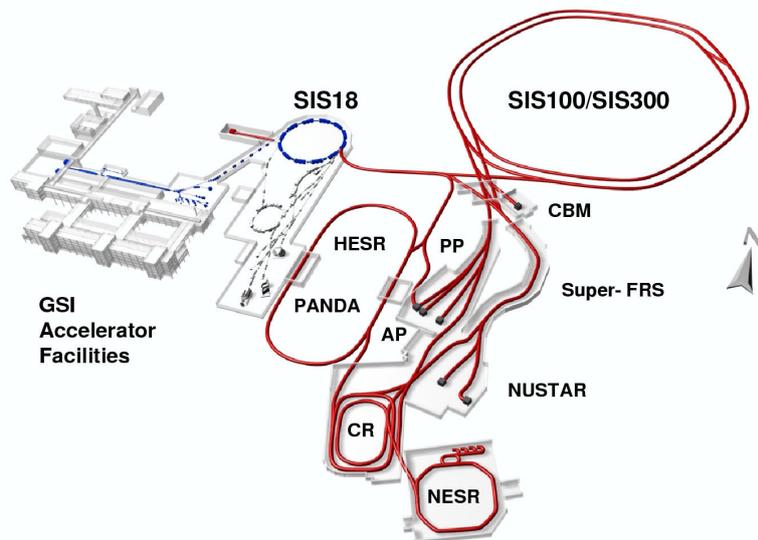


Abbildung 2.2: Plan der zukünftigen *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) in Darmstadt [48].

2.3 Das CBM-Detektorsystem

Das CBM-Detektorsystem ist darauf ausgerichtet Hadronen, Elektronen und Myonen sowie leichte Kerne im gesamten FAIR-Energie-Bereich mit noch nie da gewesener Präzision und Statistik zu messen. Die extrem hohen Kollisionsraten und Multiziplitäten sind eine Herausforderung für die Detektoren. Außerdem müssen diese gleichzeitig sowohl Teilchen mit einer sehr geringen Produktionswahrscheinlichkeit ebenso wie Teilchen, die in hoher Anzahl produziert werden, detektieren. Zwischen den am häufigsten erzeugten Pionen und den am seltensten erzeugten Ψ' s liegen zwölf Größenordnungen in den Produktionsraten. Abbildung 2.3 zeigt die Multiplizitäten für verschiedene Teilchensorten [79]. Die Messungen beinhalten die Bestimmung der Teilchenimpulse und die präzise Rekonstruktion der Teilchenspuren mit einer Genauigkeit von $50 \mu\text{m}$ [82]. Eine hochauflösende Bestimmung der Teilchentrajektorien ist zentral, da die Identifikation von seltenen Teilchen eine effiziente Hintergrundunterdrückung erfordert [12]. Die Genauigkeit der Trackparameter definiert die Qualität der rekonstruierten Signale und die Wahrscheinlichkeit seltene Signale zu detektieren.

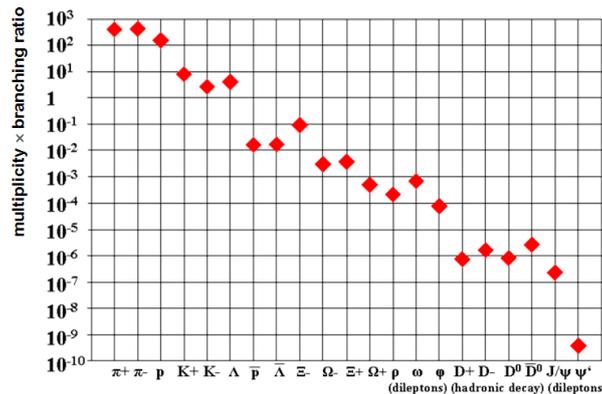


Abbildung 2.3: Teilchen-Multiplizitäten für zentrale Au+Au-Kollisionen bei 4 AGeV mit dem statistischen Modell berechnet [79].

Die Detektoren, die Online Event Selection und die Datenerfassung sind für Ereignisraten von bis zu 10 MHz mit einer Multiziplität der produzierten geladenen Teilchen von bis zu 1000 pro Event ausgelegt. Für gute Messungen müssen die Detektoren schnell und, bei einem möglichst geringen Materialbudget, strahlenhart und ratenfest sein. Das CBM-Dektorsystem für den SIS100, abgebildet in Abbildung 2.4, besteht aus den folgenden Subdetektoren:

Der *Micro-Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS) direkt hinter dem Kollisionspunkt dienen der Vertex- und Spurenrekonstruktion [84]. Der MVD identifiziert in erster Linie Hadronen mit Charm-Quarks über ihre Zerfallsvertizes. Mit Hilfe des STS werden Spuren und Impulse geladener Teilchen rekon-

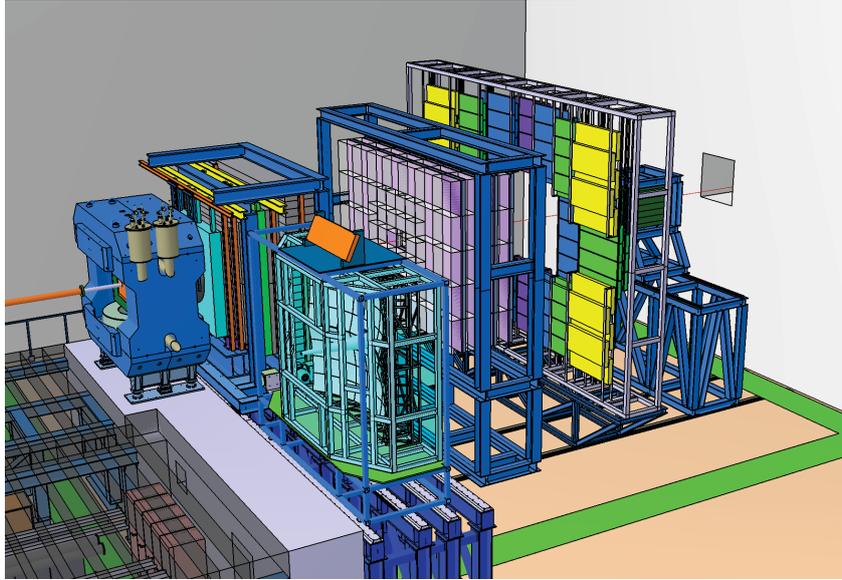


Abbildung 2.4: Zeichnung des CBM für den SIS100.

struiert. Beide Detektoren sind Halbleiterdetektoren, der MVD besteht aus *Monolithic Active Pixel Sensor* (MAPS) Detektoren, der STS aus *Silicon Strip Detectors*. Die Spuren der geladenen Teilchen werden mithilfe eines Dipolmagneten gekrümmt, um eine Impulsmessung zu ermöglichen. Der Dipolmagnet umschließt die beiden Tracking-Detektoren, ist supraleitend und liefert ein Feld von 1 Tm [12].

Zur Messung und Identifikation von Elektronen und Positronen wird der *Ring Imaging Cherenkov Detector* (RICH) gemeinsam mit dem *Transition Radiation Detector* (TRD) eingesetzt. Der RICH-Detektor detektiert Elektronen und Positronen im kleinen bis mittleren Impulsbereich bis zu $8 \text{ GeV}/c$ mithilfe von Cherenkov-Ringen [83]. Elektromagnetische Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn geladene Teilchen ein Medium, hier ein CO_2 -Gasvolumen, mit einer höheren Geschwindigkeit als der Lichtgeschwindigkeit im Medium durchfliegen. Die Cherenkov-Strahlung wird in einem Gasradiator erzeugt und mithilfe von Spiegeln und Photonendetektoren detektiert. Die Hauptaufgabe des TRD ist die Messungen von Elektronen und Positronen mit Impulsen über $1 \text{ GeV}/c$. Gleichzeitig wird er zur Messung des Energieverlustes von leichten Kernen und zur Spurenmessung geladener Teilchen und verwendet. Der TRD besteht aus mehreren Lagen von Gasdetektoren und Radiatoren (siehe Kapitel 3). Auch bei Impulsen innerhalb des Arbeitsbereichs des RICH wird durch die Kombination beider Subsysteme eine Verbesserung der Elektronenidentifikation erreicht [12].

Zur Identifikation von Myonen kann an Stelle des RICH der *Muon Chamber Detector* (MuCh) platziert werden. Der Detektor besteht aus Gasdetektoren für eine impulsabhängige Myonen-Identifikation, die mithilfe von Hadron Absorbern aus Eisenplatten abgeschirmt werden.

Geladene Hadronen werden anhand ihrer Masse, die mittels Flugzeitmessung von einem *Time-of-Flight-Detector* (TOF) bestimmt wird, identifiziert. Hierzu werden *Multi-Gap Resistive Plate Chambers* (MRPC) verwendet. Zusätzlich kann der TOF zur Identifizierung von Elektronen mit kleinem Impuls eingesetzt werden.

Mit dem *Electromagnetic Calorimeter* (ECAL) werden direkte Photonen und neutrale Mesonen, die in Photonen zerfallen, identifiziert; sie werden vollständig abgebremst und die frei werdende Energie wird gemessen. Der ECAL besteht aus mehreren Szintillator- und Blei-Lagen.

Zuletzt wird mithilfe des *Projectile Spectator Detector* (PSD) die Zentralität der Kollision und die Orientierung der Reaktionsebene bestimmt. Der Detektor misst die Anzahl der Spectator-Nukleonen des Projektil-Kerns. Er besteht aus einem modularen Blei-Szintillator-Kalorimeter.

Die hohen Event- und Datenraten sind auch für die Datenverarbeitung und -speicherung eine Herausforderung. Pro Au+Au-Kollision wird ein Datenvolumen von 10 kBytes erwartet. Bei einer Archivierungsrate von 1 GByte/s sind somit Eventraten von 100 kHz akzeptabel für die Datenerfassung. Das heißt, dass bei Raten von 10 MHz im Experiment nur bis zu einem Hundertstel der Ereignisse gespeichert werden können. Der Datenfluss muss daher auf potentiell interessante physikalischen Ereignisse reduziert werden. Im CBM-Experiment stehen jedoch basierend auf den Rohdaten der Detektoren keine einfachen Kriterien zur Auswahl der Ereignisse (*Triggering*) zur Verfügung. Denn viele der gesuchten Observablen werden sehr selten erzeugt und sind in einen hohen Untergrund produzierter Teilchen eingebettet. Daher wird eine *Self-Trigger-Readout*-Elektronik eingesetzt: Die Daten werden von den Detektoren zunächst ohne direkte Zuordnung zu einem Ereignis permanent ausgelesen und an einen *First-level Event Selector* (FLES) weitergegeben. Dort werden die Tracks vollständig online rekonstruiert und gefiltert [12]. Basierend auf den rekonstruierten Teilchen wird die Kollision dann getriggert und in einem *Datenerfassungssystem* (DAQ) gespeichert [82]. Die Zuweisung der Daten zu einem Ereignis erfolgt nachträglich mit Hilfe eines globalen Zeitstempels. Für die Verarbeitung und Speicherung der hohen Datenmengen wird eine Computerfarm mit *Many-Core*-CPUs (*Central Processing Unit*) eingesetzt.

3 Der Transition Radiation Detector für das CBM- Experiment

Im folgenden Kapitel wird zunächst dargestellt, wie der TRD im CBM-Experiment dazu beitragen kann, leichte Kerne und Hyperkerne zu identifizieren. Die Funktionsweise eines TRD und das Design des TRD für das CBM-Experiment werden in Abschnitt 3.2 und 3.3 beschrieben.

3.1 Identifikation von leichten Kernen mit dem CBM-TRD

Die Aufgabe eines Transition Radiation Detectors (TRD) ist die Detektion und Identifikation von hochenergetischen geladenen Teilchen wie Elektronen und Hadronen ab Impulsen von etwa $1 \text{ GeV}/c$. Im CBM-Experiment wird er insbesondere zur Trennung von Elektronen und Pionen, zum Beispiel aus dem Zerfall von Vektormesonen, sowie zur Identifikation von leichten Kernen verwendet. Dabei geht es vor allem um die Unterscheidung zwischen Deuterium und Helium-4 verwendet. Zusätzlich kann er zur Spurrekonstruktion für Messungen mit dem MUCH eingesetzt werden. Die Identifikation von geladenen Teilchen mit dem TRD basiert auf einer Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eines Teilchens [12].

Hadronen und Kerne werden im CBM-Experiment grundsätzlich mithilfe des *Time-of-Flight-Detectors* (TOF) identifiziert. Jedoch kann eine Time-of-Flight-Messung nicht zwischen zwei unterschiedlichen Ladungs-Zuständen unterscheiden. Beispielsweise kann der TOF-Detektor nicht Deuterium ($Z=1$) und Helium ($Z=2$) trennen. Die Bestimmung der Teilchenmasse basiert auf der Messung der Flugzeit T und der Tracklänge L . Die Impulsinformation p liefern die Trackingdetektoren. Mit der relativistischen Geschwindigkeits-Impuls-Beziehung $p = mv\gamma$, $\gamma = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}$ und der Flugzeit $T = L/v$ ergibt sich für die Masse:

$$T = \frac{L}{v} = \frac{L}{pc^2} \cdot \sqrt{(m^2c^4 + p^2c^2)} \quad , \quad (3.1)$$

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{T^2c^2}{L^2 - 1}\right)} \quad . \quad (3.2)$$

Die Trackingdetektoren ermitteln den Impuls aus der durch das Magnetfeld gekrümmten Spur. Da die Radialkraft $F_R = mv^2/r$ gleich groß wie die durch das Magnetfeld hervorgerufene Kraft $F_M = qvB$ sein muss, liefert die gemessene Information für die Spurkrümmung r gemeinsam mit der Magnetfeldstärke B :

$$\frac{p}{q} = \frac{r}{B} \quad . \quad (3.3)$$

Die Impulsinformation, die in die Bestimmung der Masse eingeht, ist folglich das Impuls-Ladungs-Verhältnis. d, das sich aus einem Proton und einem Neutron zusammensetzt, und ^4He , bestehend aus zwei Protonen und zwei Neutronen, können nicht unterschieden werden.

Mithilfe des TRD wird auch die Unterscheidung von Hadronen möglich, die nicht alleine mit dem TOF-Detektor identifiziert werden können. Der Energieverlust pro Weglängeneinheit dE/dx eines schnellen geladenen schweren Teilchens beim Durchgang durch Materie entsteht durch inelastische Stöße mit den Elektronen, die eine Anregung oder Ionisation der Atome im Material bewirken. Er hängt ab von der Geschwindigkeit v und der Ladung Z der Projektteilchen sowie vom Targetmaterial. Er wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben [85]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad . \quad (3.4)$$

n ist die Elektronendichte im Material, m_e die Elektronenmasse und I das mittlere Anregungspotential des Materials. Der Verlauf des Energieverlustes dE/dx in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Da der Energieverlust dE/dx von Z^2 abhängt, wird durch die zusätzliche TRD-Information die Unterscheidung zwischen zwei Zuständen mit dem gleichen Masse-Ladungs-Verhältnis möglich [12], wie beispielsweise von d und ^4He . Insbesondere im Bereich niedriger Geschwindigkeiten, bevor der Verlauf sein Minimum erreicht, ist die Ladungsabhängigkeit ausgeprägt und ermöglicht eine gute Teilchenidentifikation. Da ^4He seinen minimalen ionisierenden Impuls erst bei $p = 14 \text{ GeV}/c$ erreicht, erlaubt dies die Identifikation über einen weiten Impulsbereich. Die Ladungsinformation erlaubt darüber hinaus, den $Z = 2$ -Teilchen den korrekten Impuls zuzuordnen. Das durchschnittliche $\langle dE/dx \rangle$ -Signal für eine Detektorlage, simuliert für einen vierlagigen TRD, ist als Funktion des Teilchenimpulses in Abbildung 3.2 auf der linken

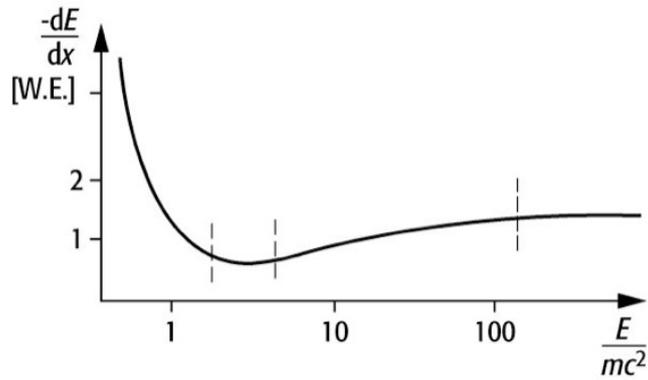


Abbildung 3.1: Allgemeiner Verlauf des spezifischen Energieverlustes dE/dx hochenergetischer Teilchen in Abhängigkeit der Teilchenenergie [22].

Seite gezeigt, wobei jeweils vier rekonstruierte Hits gefordert waren. Protonen, Deuterium, Tritium, ^3He und ^4He sind für $\langle dE/dx \rangle$ -Wert über etwa $100 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ deutlich zu unterscheiden. Wie eine Identifikation von d und ^4He durch die Kombination von TOF- und TRD-Information möglich wird, ist in Abbildung 3.2 rechts beispielhaft für das Impulsintervall $1.5 < p < 2.0 \text{ GeV}/c$ gezeigt. Die m^2 -Messung des TOF alleine ermöglicht nicht, die beiden leichten Kerne zu separieren. Erst das zusätzliche TRD- $\langle dE/dx \rangle$ -Signal führt zu einer klaren Trennung der beiden. Zu beachten ist, dass das Impulsintervall auf Basis des rekonstruierten Impulses, der nicht die unterschiedlichen Ladungen berücksichtigt, definiert wurde. Die $\langle dE/dx \rangle$ -Werte für z. B. d und ^4He liegen daher näher aneinander als in der Realität. Der mit dem TRD gemessene Energieverlust trägt auch dazu bei, den Hintergrund bei der Identifizierung anderer Kerne, beispielsweise von ^3He , zu reduzieren. Wie im unteren Teil der Abbildung zu sehen ist, ist das TOF-Signal alleine von Untergrund-Signalen überlagert, die aus falsch identifizierten Tracks resultierten. Der Untergrund kann separiert werden, indem die TRD- $\langle dE/dx \rangle$ -Information hinzugezogen wird.

Die Unterdrückung des Hintergrundes wird in Abbildung 3.3 nochmals verdeutlicht. Links ist das TOF- m^2 -Spektrum zu sehen, rechts wurde zur Trennung von Deuterium und ^4He $\langle dE/dx \rangle > 25 \text{ keV cm}^2$ gefordert. Ein Unterdrückungsfaktor von ≈ 20 kann für d in der Region über $p > 1.5 \text{ GeV}/c$ erreicht werden [12]. Auch hier ist nochmals zu sehen, dass der TRD sogar verwendet werden könnte, um die Teilchenidentifikation von leichteren Hadronen, wie Protonen und Kaonen zu bereinigen.

Die Trennung von d und ^4He kann auch für die Identifikation von doppelten Hyperkernen wie $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ eingesetzt werden. $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ hat die Zerfallskette $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow ^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi^-$, $^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p + \pi^-$. Diese wäre ohne die zusätzliche TRD-Information zur Trennung von ^4He und d nicht von $^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow d + p + \pi^-$ zu unterscheiden. Da $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ aber extrem selten produziert wird, ist eine effiziente Untergrundunterdrückung extrem wichtig. Der TRD wird daher dazu beitragen die Anzahl von Hyperkern-Zuständen, die mit dem CBM Physik-Programm erreichbar sind, signifikant zu erhöhen [12].

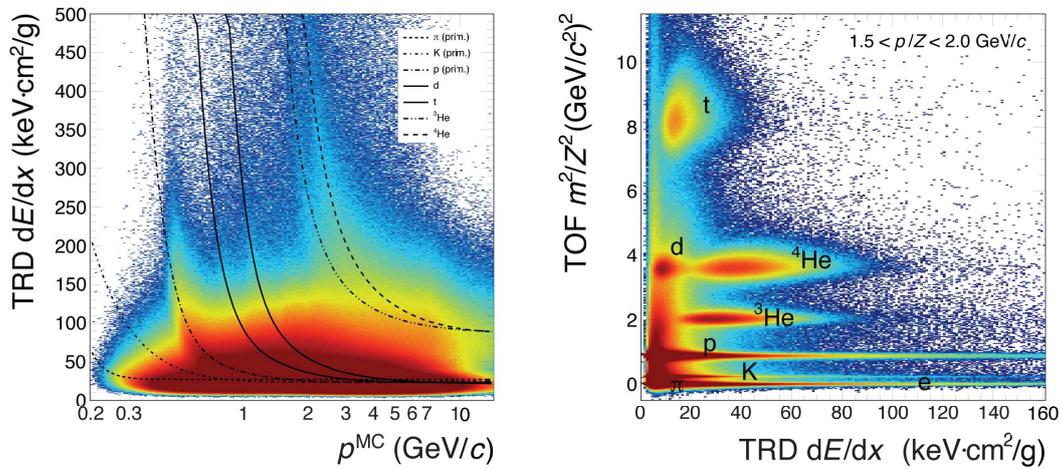


Abbildung 3.2: Links: Das $\langle dE/dx \rangle$ -Signal rekonstruiert mit dem TRD als Funktion des Impulses p . Die nach Bethe-Bloch erwarteten Verteilungen für die verschiedenen Teilchen sind als schwarze Linien dargestellt. Rechts: m^2/Z^2 , gemessen mit dem TOF-Detektor in zentralen Au + Au Kollisionen bei 8 AGeV, in Abhängigkeit des TRD-Signals. Dargestellt ist das Impulsintervall von $1.5 < p/Z < 2.0 \text{ GeV}/c$, wobei p hier der rekonstruierte Impuls ist [12].

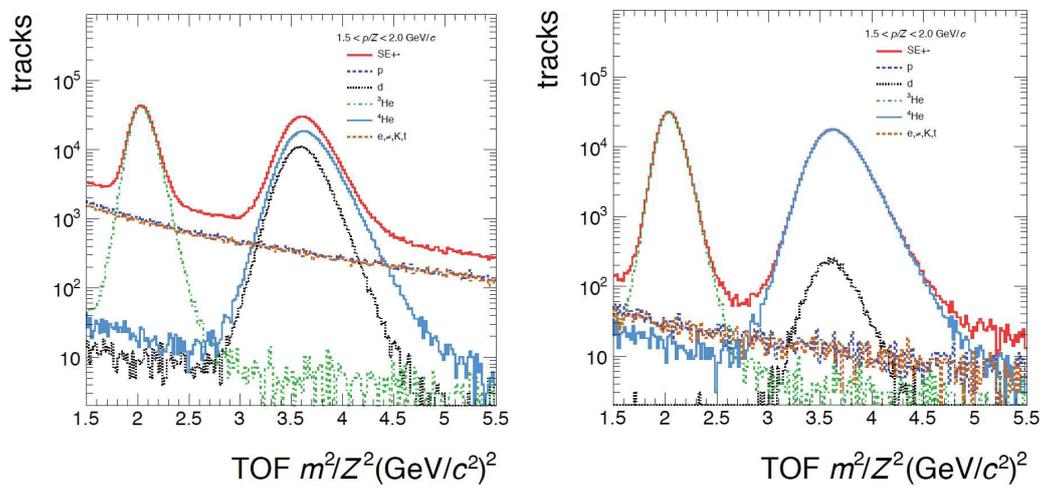


Abbildung 3.3: m^2/Z^2 -Messung des TOF-Detektors im Impulsintervall von $1.5 < p/Z < 2$ GeV/c, mit (links) und ohne TRD PID-Auswahl (rechts) für ⁴He [12].

3.2 Funktionsweise eines Transition-Radiation-Detektors

Ein Transition-Radiation-(Übergangsstrahlungs-)Detector (TRD) setzt sich aus Vieldrahtproportionalkammern (*Multi-wire proportional Chamber*) (MWPC), auch *Read-Out Chamber* (ROC), und Radiatoren zusammen. In den mit Gas gefüllten Kammern können elektrisch geladene Teilchen sowie Photonen anhand ihres spezifischen Energieverlustes dE/dx durch Primärisionisation identifiziert werden.

Zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen wird zusätzlich die mithilfe eines Radiators erzeugte Übergangsstrahlung gemessen. Die Teilchen durchqueren den Radiator bevor sie in die Kammer gelangen. Die viel leichteren Elektronen erzeugen im Radiator im Gegensatz zu den schweren und langsamen Pionen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung. Übergangsstrahlung bezeichnet die elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn ein schnelles, geladenes Teilchen die Grenzflächen zwischen Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Konstanten durchfliegt. Die Intensität I der emittierten elektromagnetischen Strahlung ist abhängig vom Lorentzfaktor $\gamma = E/m_0c^2$. Damit Übergangsstrahlung auftreten kann, muss der Lorentzfaktor γ größer als 1000 sein [86]. Dies ist bei Impulsen von über 1 GeV/c für Elektronen möglich, wohingegen Pionen aufgrund ihrer viel größeren Masse im Impulsbereich des CBM-Experiments keine TR-Photonen emittieren. Zur Erzeugung der Übergangsstrahlung wird ein Radiator eingesetzt, der durch seinen Aufbau mit sehr vielen Materialübergängen die Emission einer Vielzahl von TR-Photonen ermöglicht. Übergangsphtononen können ebenso wie die Elektronen und Pionen in der darauf folgenden Vieldrahtproportionalkammer nachgewiesen werden. Das TR-Spektrum wird in erster Linie durch die Dicke der Materialschichten und der Zwischenräume bestimmt. Eine gute Abstimmung zwischen dem TR-Photonen-Produktionsspektrum des Radiators und dem Spektrum der Photonenabsorptionswahrscheinlichkeit der Auslesekkammer ist ausschlaggebend für eine gute PID(*Particle Identification*)-*Performance*.

Der Auslesedetektor im TRD ist ein Gasionisationsdetektor, der Strahlung im Röntgenbereich messen kann. Die Auslesekkammern sind mit einer Gasmischung gefüllt und beruhen auf dem Prinzip, dass Teilchen beim Durchfliegen von Materie Energie verlieren. Die Signalauslese erfolgt in drei Schritten: Ionisation des Gases, Verstärkung mithilfe eines elektrischen Feldes und die Signalmessung. Die Energieabgabe an das Gas in der Kammer, das auch als Zählgas bezeichnet wird, geschieht durch Ionisation, das heißt geladene Teilchen mit ausreichender Energie übertragen beim Zusammenstoß mit Gasatomen Energie und schlagen Elektronen aus der Hülle der Gasatome heraus. Diese Form der Erzeugung eines Elektron-Ion-Paars wird als Primärisionisation bezeichnet. Der Energieverlust pro Weglängeneinheit von schnellen

geladenen Teilchen ist beim Durchgang durch Materie abhängig von der Geschwindigkeit und der Ladung der Projektilteilchen sowie vom Targetmaterial und wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* (siehe Gleichung 3.4) beschrieben [87]. Die entstehenden freien Elektronen können grundsätzlich als Strom gemessen werden, zunächst ist das produzierte Signal jedoch zu schwach und muss verstärkt werden.

Zur Identifikation von Teilchen muss die im Detektor deponierte Energie proportional verstärkt werden [88]. Zur Verstärkung des Signals wird ein elektrisches Feld angelegt. Dadurch werden die freien Elektronen beschleunigt (mit $\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m}$) und erhalten ausreichend Energie, um weitere Gasatome zu ionisieren und neue Elektron-Ion-Paare zu produzieren. Dies wird als Sekundärionisation bezeichnet. Bei entsprechend hohen Feldstärken gewinnen die freien Elektronen soviel Energie, dass sie mehrere Elektron-Ion-Paare erzeugen können und die Sekundärelektronen wiederum weitere Atome ionisieren. Eine Elektronenlawine, die sich entlang der Feldlinien bewegt und ein messbares Signal erzeugt, wird ausgelöst. Das elektrische Feld wird so gewählt, dass die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare proportional zu der vom zu identifizierenden Teilchen im Gasvolumen deponierten Energie ist. Der Prozess wird als Gasverstärkung (*Gain*) bezeichnet, wobei die Höhe der Gasverstärkung G dem Verhältnis der Elektronenanzahl N in der Lawine zur Anzahl der Primärelektronen N_0 entspricht [88]:

$$G = \frac{N}{N_0} . \quad (3.5)$$

Zur Erzeugung des elektrischen Feldes, mit dessen Hilfe die freien Elektronen beschleunigt werden, dient in Vieldrahtproportionalkammern eine Ebene feiner Anodendrähte, die zwischen zwei Kathodenebenen in der Mitte der Kammer parallel gespannt sind [89], wie in Abbildung 3.4 dargestellt. Durch eine an den Anodendrähten angelegte Hochspannung entsteht in der Kammer ein elektrisches Feld, dessen Feldstärke in Richtung der Anodendrähte ansteigt und in deren nächster Umgebung sehr groß ($\approx 10^5$ V/cm) wird. Seine Stärke ist abhängig von der Kammergeometrie, das heißt vom Abstand zwischen den Anodendrähten und den Kathodenebenen. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare pro Wegstrecke hängt neben der elektrischen Feldstärke vom Anregungs- und Ionisationswirkungsquerschnitt des Gases sowie dessen Gasdichte ab und wird durch den ersten Townsend-Koeffizient α beschrieben. Durch Integration über die Strecke vom Radius um den Draht s_{min} , an dem die Mehrfachionisation einsetzt, bis zum Drahradius a kann die Gasverstärkung N/N_0 errechnet werden [90]:

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{s_{min}}^a \alpha(s) ds . \quad (3.6)$$

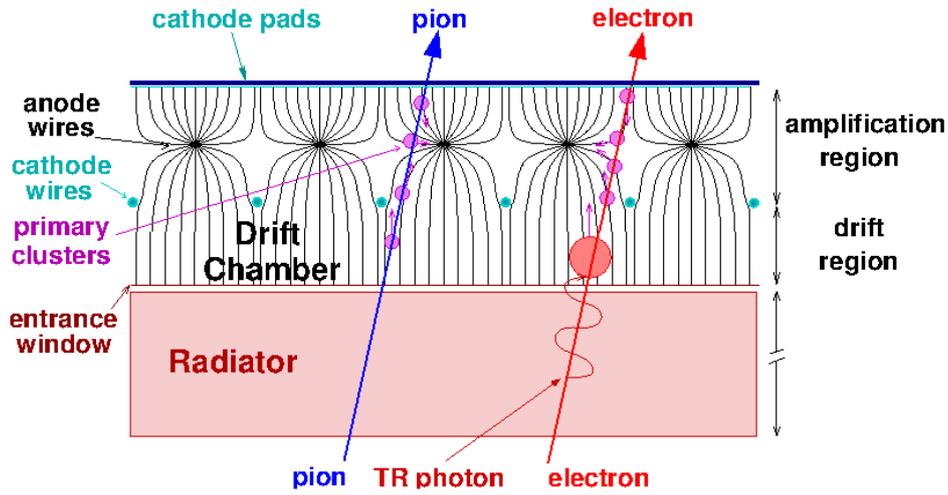


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Arbeitsprinzips des CBM-TRD [12].

Durch Umformung kann über das elektrische Feld - von der minimalen elektrischen Feldstärke für Mehrfachionisation E_{min} bis zur Feldstärke E_a direkt am Draht mit Drahtradius a - anstelle über die Strecke s integriert werden. Die veränderte Gleichung erfordert die Berechnung von ds/dE , dem Kehrwert des elektrischen Feldgradienten. Er ergibt sich (für einen kleinen Drahtradius a relativ zum Drahtabstand) aus dem elektrischen Feld in der Umgebung eines Drahts nach dem Coulombgesetz, wobei r der Abstand vom Draht und λ die Ladung pro Längeneinheit auf dem Draht ist:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \quad \Rightarrow \quad ds/dE = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 E^2} . \quad (3.7)$$

λ lässt sich mit Hilfe der Kapazität C und der Anodenspannung U für die Drahtlänge L ausdrücken: $\lambda = \frac{Q}{L} = \frac{C \cdot U}{L}$. Die Kapazität einer MWPC wird für den kleinen Anoden-Kathoden-Abstand relativ zum Drahtabstand L beim CBM-TRD durch eine Näherung für jeden Draht als Zylinderkondensator beschreiben und beträgt für einen Anoden-Kathoden-Abstand R :

$$C = 2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{L}{\ln\left(\frac{R}{a}\right)} . \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich für die Gasverstärkung G :

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int_{E_{min}}^{E_a} \frac{U}{\ln\left(\frac{R}{a}\right)} \cdot \frac{\alpha(E)}{E^2} dE . \quad (3.9)$$

Die Gasverstärkung G hängt vom Abstand R der Anodendrähte zu den Kathodenebenen ab und wird bei konstanter Spannung U mit steigendem Abstand kleiner [86].

Die driftenden Elektronen und Ionen influenzieren an den Kathodenebenen ein elektrisches Signal proportional zur Anzahl der in der Lawine erzeugten Elektronen. Für die Signalmessung ist in erster Linie die durch die Bewegung der Ionen influenzierte Ladung von Bedeutung [88, 89]. Elektronen, die in der Lawine nahe bei den Anodendrähten erzeugt werden, erreichen aufgrund ihrer kleinen Masse und ihres kleinen Durchmessers die Drahtoberfläche in weniger als einer Nanosekunde und lösen so einen nur sehr kurzen Ladungsimpuls aus. Ionen sind wesentlich langsamer und benötigen eine Driftzeit im Bereich von 1/10 Mikrosekunden für die Distanz bis zu den Kathodenebenen, was zu einem Signal mit sehr langsam abfallender Amplitude führt. Für eine verbesserte Ortsauflösung und Signalanalyse ist eine Auslese über segmentierte Pads an der hinteren Kathodenebene sinnvoll. Je nachdem an welchem Ort eine Elektronen- bzw. Ionenlawine produziert wurde, können Impulse auf einem oder mehreren Pads induziert werden. Durch Bildung des Signalschwerpunkts erhält man ein Maß für die Position der Lawine [86].

Elektronen und Pionen können mithilfe des Signals der TR-Photonen, das nur für Elektronen zusätzlich gemessen wird, unterschieden werden. Zwar können die Signale von TR-Photonen und Elektron $dEdx$ weder zeitlich noch räumlich getrennt werden, da sie fast zeitgleich den Detektor durchqueren und nahezu die gleiche Richtung haben, jedoch unterscheidet sich ihr Gesamtsignal in seiner Höhe von der des Pions. Die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen ist proportional zur Dicke des Gasvolumens. Um die Detektoreffizienz zu erhöhen, wird daher ein zusätzlicher Driftbereich vor dem eigentlichen Verstärkungsbereich, in dem die Lawinenbildung statt findet, integriert. Eine zusätzliche Drahtebene trennt die beiden Bereiche und sorgt für ein homogenes elektrisches Feld im Driftbereich.

Bei der Wahl des Zählgases werden häufig Edelgase wie Argon oder Xenon gewählt. Da ihre äußere Schale abgeschlossen ist, können sie kein Elektron aufnehmen, welches sonst für die Lawinenbildung verloren wäre. Für Übergangsstrahlungsdetektoren ist ein Zählgas mit einer möglichst hohen Kernladungszahl Z geeignet, da die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen mit wachsendem Z steigt. Oft mischt man zum Zählgas einen kleinen Anteil eines organischen Lösch- oder Quenchinggases bei. Nicht alle ionisierten Gasatome gehen direkt wieder in ihren Grundzustand zurück, sondern verbleiben erst in einen angeregten Zustand. Bei der Rückkehr in den Grundzustand senden sie dann ein zusätzliches Photon aus [12]. Diese Photonen können unter Umständen den Ort der Lawinenbildung verlassen, eine zweite Lawine und damit ein zweites Signal auslösen und die Präzision der Messung beeinträchtigen. Organische Moleküle mit vielen Freiheitsgraden wie CO_2 können diese Photonen außerhalb der Lawine absorbieren ohne bei ihrer Abregung Energie durch die Aussendung eines weiteren Photons zu verlieren [90].

3.3 Design des CBM-TRD

Um die Ziele CBM-Forschungsprogramms zu erreichen, muss das Design des TRD für den SIS-100 die folgenden Aufgaben erfüllen [12].

- Identifikation von geladenen Teilchen: Um Kerne mit einer Masse, die größer als die Protonenmasse ist, zu identifizieren, ist in der $1/\beta^2$ -Region eine Energieverlustauflösung von mindestens 30 % erforderlich.
- Pionenunterdrückung: Elektronen sollen mit einer Effizienz von 90 % gemessen und dabei eine Pionunterdrückung vom Faktor 20 erreicht werden, was einer fehlerhaften Identifizierung von Pionen als Elektronen von 5 % entspricht.
- Tracking: Für eine korrekte Zuordnung einzelner Hits zu einem Track ist eine Ortsauflösung von etwa 300 μm erforderlich.
- Interaktionsraten: Bei den geplanten Ereignisraten von bis zu 10 MHz, müssen die TRD-Kammern schnell genug sein, um mittlere *Trigger*-Raten von 100 kHz/cm² in den zentral platzierten Detektoren verarbeiten zu können [88]. Die Signalverarbeitungsdauer sollte unter 0,3 μs liegen.

Die verschiedenen Anforderungen haben unterschiedliche und teilweise konkurrierende Implikationen für das TRD-Design. Die PID-Performance ist abhängig von der Anzahl der Detektorlagen, von der Dicke des aktiven Gasvolumens eines Detektormoduls ebenso wie von der Gasmischung und dem Radiatormaterial. Die Leistungsfähigkeit steigt mit der Dicke des Gasvolumens. Für einen schnellen Detektor muss die Dicke des Gasvolumens jedoch so klein wie möglich sein. Eine höhere Anzahl von Detektorlagen verbessert ebenso so die Leistungsfähigkeit, führt aber gleichzeitig zu einem höheren Materialbudget im aktiven Bereich und ist mit hohen Kosten verbunden. Eine Minimierung des Materials im aktiven Bereich des Detektors ist wichtig, um Mehrfachstreuung am Material und die Produktion von Sekundärteilchen zu limitieren. Dies ist wiederum ausschlaggebend für das *Track-Matching* (Zuordnung der Messungen in den einzelnen Detektorlagen, das heißt Hits, zu einem Teilchen) vom TRD zum TOF, aber ebenso eine Voraussetzung für eine gute Leistung des TRD selbst [12].

Das Grundkonzept für den CBM-TRD ist der im vorherigen Abschnitt beschriebene Aufbau. Ein TRD-Modul besteht aus einer Auslesekommer (ROC), einem Radiator und der *Front-End-Elektronik* (FEE). Die Detektorstation ist 4,1 m bis 5,9 m hinter dem Target aufgebaut. Im SIS100-Setup wird sie aus einer Station mit vier Lagen einzelner Detektoren bestehen, wobei die insgesamt 216 Module eine aktive Fläche von ca. 114 m² abdecken. Der Frage welchen Einfluss eine Veränderung des Detektorlayouts auf die Trennung von Helium und Deuterium hat wird in Kapitel

4 untersucht. Für den SIS300 soll der TRD auf drei Stationen mit insgesamt bis zu 10 Detektorlagen und einer aktiven Detektorfläche von 1000 m² erweitert werden.

Die Auslesekkammer basiert auf einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) mit einem 12 mm dicken Gasvolumen, unterteilt in einen Verstärkungsbereich von 3,5 + 3,5 mm und einen 5 mm dicken Driftbereich (siehe Abbildung 3.5). Die Dicke des Gasvolumens wurde so klein wie möglich gewählt, um kurze Driftzeiten für eine schnelle Signalverarbeitung zu ermöglichen. Die zusätzliche Driftregion erhöht die TR-Absorptionswahrscheinlichkeit. Zudem wird durch den Driftbereich eine höhere Gain-Stabilität unter externen Druckveränderungen (siehe unten) erreicht. Ein Nachteil des zusätzlichen Driftbereiches ist eine Erhöhung der Signalverarbeitungsdauer. Die positiven Ladungen bewegen sich länger durch das Gasvolumen und bewirken eine Veränderung des elektrischen Feldes für nachfolgende Teilchen. Für den SIS300 mit Triggerraten von 100 kHz sollte daher ein Detektordesign ohne Driftregion eingesetzt werden.

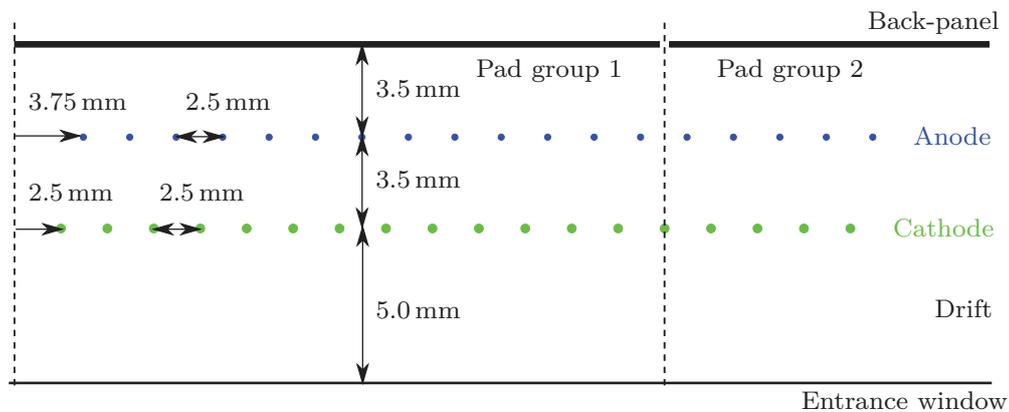


Abbildung 3.5: Schematische Zeichnung der Positionen der Anoden- und Kathodenebenen zwischen dem Eingangsfenster und der Padplane [12].

Eine Kammer besteht aus einem dünnen Kathodeneintrittsfenster, zwei Drahtebenen und einer hinteren Kathodenebene mit Auslese pads. Drift- und Verstärkungsbereich werden durch eine Kathodendrahtebene getrennt. In der Mitte des Verstärkungsbereichs wird die Anodendrahtebene befestigt. Zur Minimierung des Materialbudgets werden dünne, leichtgewichtige MWPC mit einer Rahmenstruktur aus Aluminium und Vetronit eingesetzt [12].

Das Eingangsfenster ist eine aluminisierte, 25 μm dicke Kapton-Folie, die auch als Kathode für das Driftfeld dient. Die dünne Folie minimiert das Material zwischen Radiator und Auslesekammer, ist aber sehr leicht verformbar. Deformationen durch externe Druckveränderungen müssen daher in einem verantwortbaren Bereich gehalten werden, um eine Stabilität des elektrischen Feldes und damit der Gasverstärkung zu gewährleisten. Bereits Deformationen von ± 1 mm können zu sichtbaren Veränderungen des elektrischen Feldes im Verstärkungsbereich führen. Aus diesem Grund wird die Folie mit einer gitterähnlichen Unterstützungsstruktur aus Karbon $10 \times 10 \text{ cm}^2$, 0,8 mm dick stabilisiert. Die lokalen Gain-Veränderungen bleiben so unter 10 %. Die verbleibenden Veränderungen werden mithilfe einer Kalibrationsmethode ausgeglichen.

Das Gasvolumen wird an der Rückseite der Kammer mit der *Padplane* abgeschlossen. Dort influenzieren die Ladungen, die im Verstärkungsbereich produziert werden, ein Signal. Durch die Segmentierung der Padplane ist eine präzise Rekonstruktion der Position des Ionisationsprozesses möglich. Die Breite der Pads ist so gewählt, dass eine optimale Ladungsverteilung auf den Pads für eine gute Energie- und Ortsauflösung erreicht wird. Ebenso muss die Triggerrate für die Pads unter 100 kHz bleiben, um das Datenvolumen, das an die Readout-Elektronik gesendet wird, auf einem tolerierbaren Niveau so halten. Die Größe der Pads ist damit auch abhängig von den Hit-Dichten in den verschiedenen Detektorbereichen. Aus diesem Grund sind 4 verschiedene Pad-Größen geplant zwischen $1,2 \text{ cm}^2$ und $8,0 \text{ cm}^2$ mit einer *Pad*-Breite von 0,68 cm. So wird eine Ortsauflösung von 300 μm quer zu den Pads erreicht. Für eine gute Auflösung in x - und y -Richtung wird die Ausrichtung der Pads in den Detektorlagen abwechselnd um 90° rotiert. Die Padplane aus PCB ist auf eine *Honeycomb*-Karbonfaserstruktur [91] geklebt, um Stabilität zu sichern und der mechanischen Spannung, die durch die Drahtebenen auf die Rahmen ausgeübt wird, entgegenzuwirken.

Die Signale werden von den Pads direkt an die *Front-End-Boards* (FEBs) weitergeleitet, die an der Außenseite der Kammer montiert sind. Die FEBs liefern die Auslese und die Infrastruktur für die *SPADIC ASICs*. Die Auslese wird zusätzlich zum Datentransfer eine effiziente Online-Datenreduzierung und *Feature Extraction* enthalten (*Digital Filtering* und *Online Clustering*). Die verarbeiteten Daten werden von dort an die *FLIB/FLES*-Datenerfassung für die weitere Analyse und Speicherung weitergeleitet. Es sind drei FEB-Typen mit 128, 160 und 320 Kanälen geplant.

Es wird eine Xe/CO₂ (85/15) Gasmischung eingesetzt. Xenon wird aufgrund seines hohen Photonen-Absorptionsquerschnitts im Spektrum der Übergangsstrahlung als Zählgas gewählt. Eine ausreichend kurze Absorptionslänge ist unabdingbar, um eine effiziente Elektronenidentifikation bei der gegebenen geringen Dicke des Gasvolumens zu erreichen. Der Wirkungsquerschnitt steigt mit der Atomzahl und Xenon

ist das schwerste nicht radioaktive Gas. Es hat eine Absorptionslänge von 10 mm für TR-Photonen-Energien von 10 keV. Als Quenching-Gas wird CO₂ beigemischt. Die Beimischung von CO₂ beeinträchtigt allerdings wiederum die Driftgeschwindigkeit, sodass ein geeignetes Mischungsverhältnis gefunden werden musste, insbesondere in Anbetracht der hohen Interaktionsraten, die eine kurze Signalverarbeitungsdauer erfordern.

Im CBM-TRD wird ein irregulärer Radiator eingesetzt, das heißt er hat keine regelmäßigen Materialübergänge, sondern besteht aus schaumartigen, mit 2 mm großen Luftlöchern durchzogenen, Polyethylen Schaum-Folien.

Die Detektorperformance wurde in verschiedenen Teststrahlzeiten am CERN-PS und am CERN-SPS sowie am DESY getestet. Sowohl in Hochratentest als auch in Tests mit hohen Multiziplicitäten lieferten die Prototypen eine sehr gute Leistung. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Detektorsimulationen.

Die 216 Detektormodule für das finale Experiment werden von Instituten in Frankfurt, Münster und Bucharest produziert, getestet und installiert.

4 Simulationsstudie zur Trennung der leichten Kerne Helium und Deuterium mit dem CBM-TRD

Der CBM-TRD übernimmt eine zentrale Rolle für die Unterscheidung der beiden leichten Kerne ${}^4\text{He}$ und d . Da beide Kerne das gleiche Masse-Ladungs-Verhältnis besitzen, sind sie nicht auf Grundlage der Masse-Bestimmung des TOF-Detektors auseinanderzuhalten (siehe Kapitel 3). Mithilfe von Simulationen wurde die Leistungsfähigkeit des TRD zur Trennung der beiden Kerne untersucht. Abhängig von der Qualität der Trennung zwischen den beiden Fragmenten kann auch die Identifikation des Mutterkerns ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ und dessen Trennung von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ verbessert werden, was im nächsten Kapitel untersucht wird.

Der Fokus der Analyse in diesem Kapitel lag zunächst auf einem Vergleich der Detektorleistung mit einer unterschiedlichen Anzahl von Detektorlagen (Abschnitt 4.2). Dies war insbesondere im Hinblick auf die Planung und Konstruktion der Detektorgeometrie von Bedeutung, wobei die auf Grundlage anderer Kriterien (Materialbudget und Kosten (siehe Kapitel 3)) bevorzugte Variante die Geometrie mit 4 Lagen war. Der zweite Schritt galt der Optimierung der Detektorleistung auf Basis der Berechnung des durchschnittlichen $\langle dEdx \rangle$ -Wertes aus den Energieverlust-Messungen in den verschiedenen Detektorlagen (Abschnitt 4.3), was vor allem für die spätere Datenanalyse wichtig sein wird. Bevor die Ergebnisse der Analyse präsentiert werden, wird im ersten Abschnitt der Simulations-Setup vorgestellt.

4.1 Simulations-Setup

Die Simulationen zur Identifikation leichter Kerne mit dem CBM-TRD wurden mit dem *CBMROOT-Framework* ausgeführt, das auf der objektorientierten C++ *ROOT*-Softwareumgebung [92] basiert. CBMROOT unterstützt mehrere Teilchengeneratoren und Transportalgorithmen und beinhaltet detaillierte Beschreibungen der Geometrien und des Response-Verhaltens der CBM-Detektoren, basierend auf Messungen von Teststrahlzeiten. Es enthält alle Komponenten, die für eine vollständige Detektorsimulation und -rekonstruktion benötigt werden (siehe Abbildung 4.1) und ermöglicht somit eine realistische Studie der CBM-Detektor-Leistung. Der im-

plementierte Detektor-Setup ist der gleiche wie in Kapitel 2 beschrieben mit MVD, STS, RICH, TRD, TOF und dem Magneten. Das Simulations-Framework beinhaltet drei Komponenten. Zuerst werden die Events mit dem UrQMD-Eventgenerator [37] generiert, dann folgt die Simulation, die den Transport durch den Detektor und die Rekonstruktion simuliert, und zuletzt die physikalische Analyse [12]. Im folgenden ist der Simulationsablauf mit dem Fokus auf den TRD beschrieben.

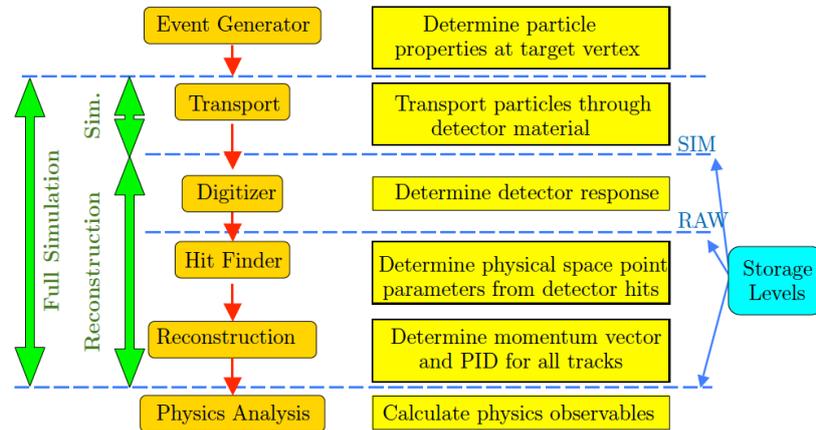


Abbildung 4.1: Simulations-Framework mit den verschiedenen Simulations- und Rekonstruktionsschritten, die im CBMROOT-Framework implementiert sind [93].

Die Simulation der Signalentstehung und -entwicklung ist in zwei Schritte unterteilt. Die Transportsimulation beschreibt die Teilchenproduktion und den -transport, ebenso werden alle relevanten Energieverlusteffekte berechnet. In einem zweiten Schritt, der Rekonstruktion, werden dann die Detektor-Response, die Hit- und die Track-Rekonstruktion durchgeführt. Ein Hit bezeichnet die Messung in einer Detektorlage (z. B. den Energieverlust dE/dx für eine einzelne TRD-Lage), ein Track ist die Spur des Teilchens, die mithilfe der einzelnen Hits über mehrere Detektorlagen bzw. Detektoren rekonstruiert wird.

Schritt 1: Transportsimulation

Die Signalentstehung, das heißt der Energieverlust im Detektor, wird mit *GEANT3* simuliert [94]. GEANT3 verwendet eine Implementierung des Photo-Absorptions-Ionisations-Modells für die Kalkulation des Spektrums von Primärelektronen, die in einer inelastischen Kollision eines geladenen Teilchens entstehen [95]. Um eine effiziente Detektor-Response zu erhalten, werden nur der totale Energieverlust pro aktivem Detektorvolumen (= *Hit*) sowie der Ein- und Austrittspunkt aus der Detektorlage gespeichert¹.

¹Auch die Übergangsgangstrahlung, die im TRD zur Trennung von Elektronen und Pionen verwendet wird, wird simuliert; sie ist aber für die Untersuchung von leichten Kernen nicht relevant.

Schritt 2: Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Signalentwicklung ist in drei Stufen eingeteilt: Digitization, Hit-Finding und Track-Rekonstruktion.

Digitization

Die Digitalisierung beinhaltet die Detektor-Response bis zur Ladungsverteilung auf der Padplane und die Integration der Ladung (siehe Abbildung 4.2). Da die Simulation im vorhergehenden Schritt nur den Gesamt-Energieverlust pro Tracksegment speichert, muss das Clustering des Primärionisationsprozesses entlang der Teilchentrajektorie wiederhergestellt werden. Der Algorithmus teilt den gesamten MC-Energieverlust daher innerhalb des aktiven Detektorvolumens in mehrere einzelne Cluster pro Tracklängeneinheit auf. Die einzelnen Primärionisationscluster werden zum nächstgelegenen Anodendraht transportiert. Die induzierte Ladungsverteilung auf den Pads wird mithilfe der *Pad Response Function* (PRF) geschätzt [96]:

$$\begin{aligned} PRF(d/h) &= \int_{d/h-W/2}^{d/h+W/2} \rho(d'/h) \quad (4.1) \\ &= \frac{\arctan\left(K_1 \tanh\left(K_2 \cdot \frac{W-2 \cdot d}{h}\right)\right)}{K_3} - \frac{\arctan\left(K_1 \tanh\left(K_2 \cdot \frac{W+2 \cdot d}{h}\right)\right)}{K_3}. \end{aligned}$$

Die PRF beschreibt den normalisierten induzierten Ladungsanteil als Funktion der Parameter K_1 , K_2 und K_3 , die die Kammergeometrie repräsentieren, der Padbreite W , dem Abstand zwischen Anodendrahtebene und Padplane h und der Verschiebung des Clusters relativ zum Padmittelpunkt d . Der berechnete induzierte Ladungsanteil wird mit der Single Cluster Ladung multipliziert. Die Signale der Single Cluster werden auf dem Kanal- (*digi*)-Level aufaddiert.

Hit-Finder

Der kontinuierliche und gemischte *digi*-Strom wird basierend auf einer detektor- und kanalabhängigen ID sortiert. Alle *digis* über einem Grenzwert von 1 keV Gesamtenergieverlust werden als *Cluster-Seed* verwendet. Alle *digis*, die mindestens eine Seite entlang der Anodendrahttrichtung mit dem Seed-*digi* teilen, werden in einem Cluster zusammengefasst, wobei *digis* verschiedenen Seeds zugeordnet werden können. Ein Hit korrespondiert mit einem Ladungs-Cluster mit der zugehörigen Positionsinformation. Die Position in der x - y -Ebene wird festgelegt, indem der Schwerpunkt der Ladungen, die einem Cluster zugeordnet werden, berechnet wird. Die z -Position des Hits entspricht der z -Position der Pad-Reihe der entsprechenden Kammer.

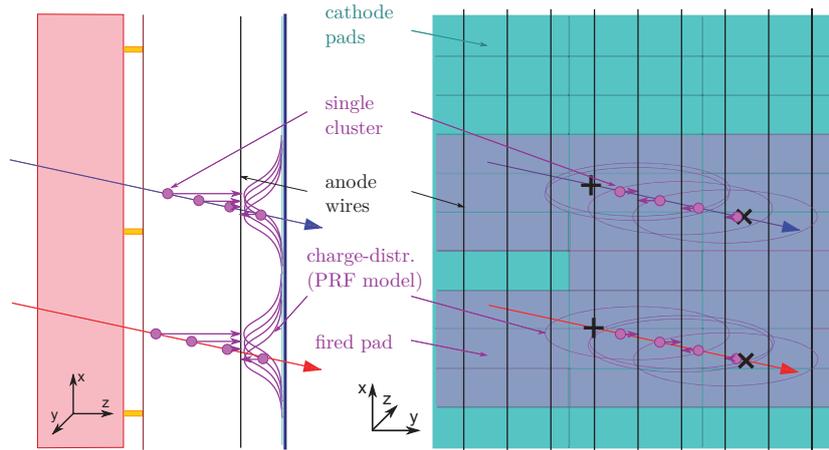


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Simulation der CBM-TRD-Detektor-Response mit CBMROOT [1].

Track-Rekonstruktion

Die zentrale Herausforderung für die Trackerkennung im CBM-TRD resultiert aus den hohen Multiziplicitäten in Schwerionenkollisionen, die zu einer hohen Track- und Hit-Dichte im TRD führen. Der Track-Rekonstruktionsalgorithmus für den TRD basiert auf einem *Track Following*-Algorithmus, der die rekonstruierten STS-Tracks als Startpunkt für die folgende Track-Propagation verwendet. Die Track-Verfolgung basiert auf dem *Standard Kalman Filter* [97] (vgl. Abschnitt 5.1) und wird für die Schätzung der Trackparameter [98] und die Trajektorienerkennung verwendet. Sie enthält folgende Komponenten: Track-Propagation, Track-Finding, Track-Fitting und Track-Selection.

Der *Track-Propagation-Algorithmus* schätzt die Teilchen-Trajektorien und ihre Fehler, wobei die drei folgenden physikalischen Prozesse berücksichtigt werden: Energieverlust im Material, Mehrfachstreuung und das magnetische Feld. Der Effekt des Materials auf den Trackimpuls ist berücksichtigt, indem der erwartete durchschnittliche Energieverlust pro Ionisation (*Bethe-Bloch-Formel*) und die Bremsstrahlung (*Bethe-Heitler-Formel*) [99] berechnet wird. Die Propagation der Trajektorie wird mithilfe der Bewegungsgleichung ausgeführt [100].

Der *Track-Finding-Algorithmus* fügt sukzessive in jeder Detektorstation Hits zu dem propagierten Track mithilfe zweier Methoden hinzu: Entweder wird mit der Nächste-Nachbar-Methode der nächstliegende Hit ausgewählt oder – mit der *Branching-Methode* – alle Hits in einer bestimmten Umgebung. Die Branching-Methode ermöglicht, dass mehrere Track-Branches verfolgt werden. Unwahrscheinliche Branches werden basierend auf ihrem χ^2 -Wert verworfen. Für beide Methoden werden

die Track-Parameter mit der Kalman Filter Methode aktualisiert, nachdem in einer Station mögliche Hits hinzugefügt wurden. Für die Zuordnung von Hits, wird ein Konfidenzintervall kalkuliert, basierend auf dem Residualvektor r (Abstand zwischen gefittetem Track und Hit) und der Residualkovarianzmatrix R in der Hit-zu-Track-Zuordnung. Dabei wird eine Selektion so durchgeführt, dass die Wahrscheinlichkeit einen korrekten Hit zu verwerfen, bei 0,001 liegt [12].

Der Selektions-Algorithmus sortiert die Tracks zuerst nach ihrer Qualität, die durch die Tracklänge und χ^2 definiert ist. Dann werden, beginnend mit dem Track mit der höchsten Qualität, alle Hits, die zu einem Track gehören, überprüft. Tracks, die mehr als 15 % ihrer Hits mit anderen Tracks teilen, werden verworfen. Ziel ist es, *Clone tracks* (bestehend aus einem sehr ähnlichen Satz von Hits) und *Ghost Tracks* (bestehend aus einem zufälligem Satz von Hits) zu verwerfen, wobei die korrekt identifizierten Tracks mit einer hohen Effizienz behalten werden sollen.

Zuletzt werden im Rahmen der physikalischen Analyse, physikalische Observablen, die PID (= *Particle Identity*), die Zerfallsvertizes und die Mutterteilchen sowie ihre Impulse, Massen, Lebensdauer und weitere physikalische Eigenschaften festgelegt. Dazu wird das *Pair Analysis Package* (PAPa) eingesetzt [101]. PAPa ermöglicht die Analyse von Zwei-Teilchen-Zerfällen.

4.2 Simulationen zur Analyse der Detektorleistung mit drei, vier und fünf TRD-Lagen

Als Input für die Simulationen zur Identifikation von ^4He und d wurden 5.000 Au+Au-Events (10 % most central, d. h. mit einem Impact Parameter von $b < 4.65$ fm) bei einer Strahlenergie von 8 AGeV mit dem UrQMD-Eventgenerator [37] generiert. Ein Au-Target mit einer Dicke von 25 μm wurde ausgewählt, um die Konversionen im Target minimal zu halten. Die UrQMD-Events liefern einen hadronischen Hintergrund mit realistischen Teilchenmultiziplicitäten. In diesen Hintergrund wurden die Kerne Deuterium, Tritium, Helium-3 und Helium-4 eingebettet. Da der UrQMD-Eventgenerator praktisch keine leichten Kerne produziert, wurden die Kerne mit dem *Fair-Boxgenerator* mit einer flachen p_t -Verteilung zwischen $0 < p_t < 3$ GeV/c erzeugt. Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurde alle Kerne mit einer Rate von einem Teilchen pro Event generiert. Die simulierten Events wurden mit dem oben beschriebenen CBMROOT-Programmpaket (Release Juni 2016) und dem PAPa-Framework rekonstruiert. Simulation wurden mit drei verschiedenen TRD-Geometrien mit drei, vier oder fünf Detektorlagen im SIS100-Setup durchgeführt.

Folgenden Kriterien wurden in der Analyse für die rekonstruierten Tracks gefordert: Die Tracks mussten innerhalb der geometrischen Akzeptanz des TRD und des RICH liegen und einen Transversalimpuls von $p_t > 200 \text{ MeV}/c$ haben. Für alle TRD-Lagen musste ein Hit registriert werden, das heißt ein Teilchen musste in drei, vier bzw. fünf Lagen (abhängig von der eingesetzten Detektorgeometrie) detektiert werden. Außerdem wurde mindestens ein MC-Hit im TRD verlangt. Für den RICH wurde eine Hitzahl von $N_{hits} \geq 6$ gefordert. Um eine ausreichende Rekonstruktionsqualität sicherzustellen, wurde zusätzlich verlangt, dass ein Track einen Hit im MVD und mindestens vier Hits in MVD und STS gemeinsam hat, sowie einen Primärvertexfit mit $\chi^2/n_{df} < 3$.

Der TRD misst für ein durchfliegendes geladenes Teilchen in jeder Detektorlage den Energieverlust $dEdx$. Zur Bestimmung der Teilchen-Identität wird dann aus den Messwerten für die einzelnen Detektorlagen (Hits) der Durchschnittswert $\langle dEdx \rangle$ errechnet. Im einfachsten Fall ergibt sich dieser aus dem Gesamtenergieverlust geteilt durch die Anzahl der Detektorlagen N :

$$\langle dEdx \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (4.2)$$

Der durchschnittliche Energieverlust $\langle dEdx \rangle$ in Abhängigkeit des Impulses p für alle geladenen Teilchen, die vom TRD-Detektor (mit vier Lagen) registriert wurden, ist in Abbildung 4.3 links oben dargestellt. Der Energieverlust entspricht hier dem Mittelwert über alle 4 Detektorlagen. Zu beachten ist, dass der rekonstruierte Impuls nicht die Teilchen-Ladung berücksichtigt (siehe Abschnitt 3.1), sodass die Impulsverteilung der beiden Kerne in der Darstellung näher beieinander liegt als in der Realität. In der Abbildung in der Mitte wurden alle ${}^4\text{He}$ auf Basis ihrer MC-Identität herausgefiltert, unten ist die entsprechende Verteilung für d zu sehen. Es wird direkt deutlich, dass sich die beiden Kerne sehr gut mithilfe ihres Energieverlustes trennen lassen, insbesondere im Impulsbereich bis etwa $p < 7 \text{ GeV}/c$; der Energieverlust für die Mehrheit der ${}^4\text{He}$ -Einträge liegt für $p > 1 \text{ GeV}/c$ in etwa zwischen $10 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ und $60 \text{ keV cm}^2/\text{g}$, während die meisten d -Einträge unter $10 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ liegen. Die $\langle dEdx \rangle$ -Werte nehmen zu größeren Impulsen hin entsprechend der Bethe-Bloch-Kurve (siehe Abschnitt 3.1) ab. Daher ist durch einen impulsabhängigen $\langle dEdx \rangle$ -Cut eine weitere Verbesserung der Trennung zu erwarten. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die detektierten Teilchen in Abhängigkeit ihrer vom TOF-Detektor ermittelten Masse m^2 und dem Energieverlust $\langle dEdx \rangle$ gezeigt, oben wieder für alle Teilchen, in der Mitte für ${}^4\text{He}$ und unten für d . Hier ist nun klar zu sehen, dass eine eindeutige Bestimmung der Teilchenidentität für die beiden Kerne anhand der TOF-Masse nicht möglich ist, jedoch mithilfe der zusätzlichen $\langle dEdx \rangle$ -Information des TRD.

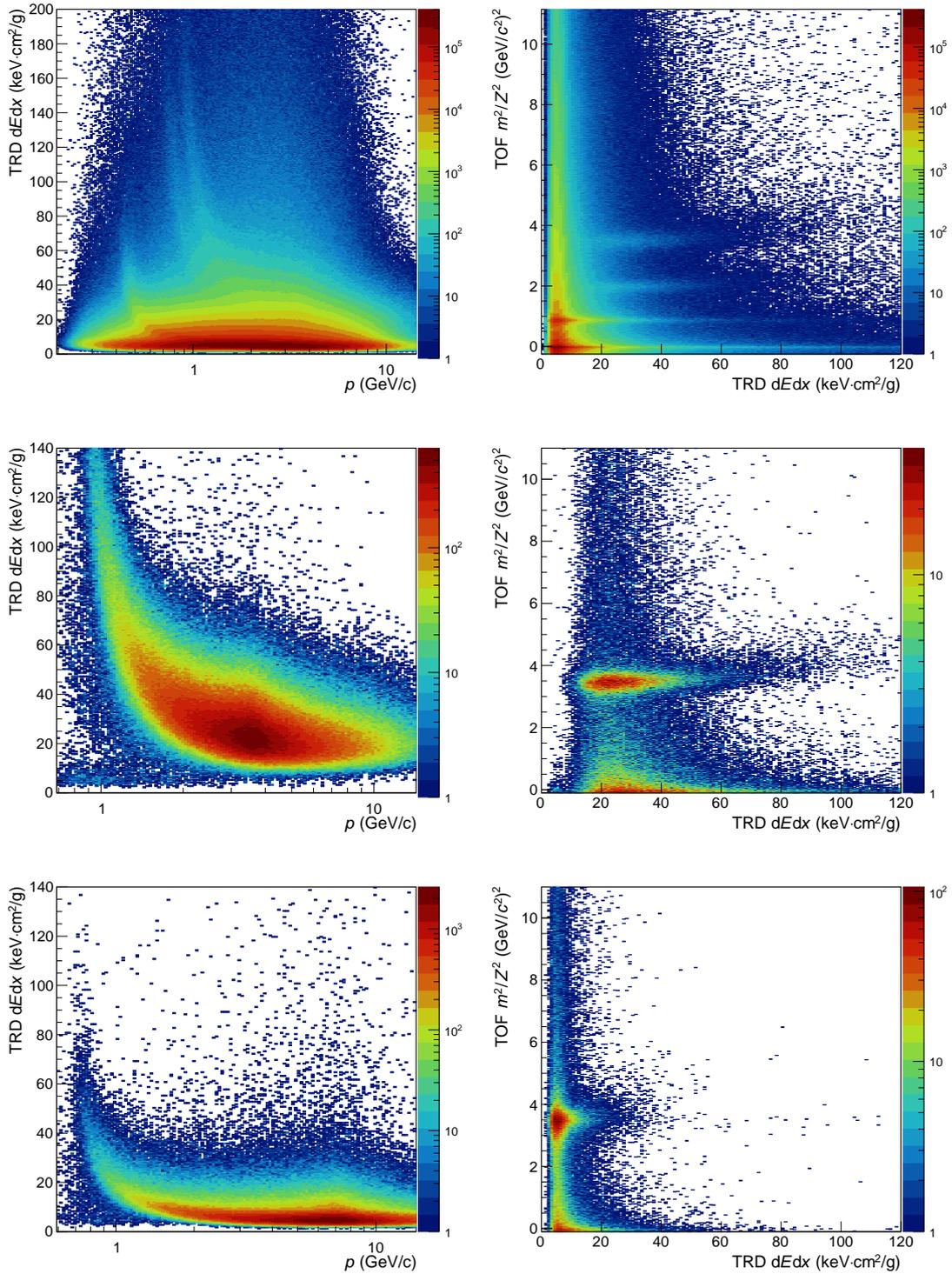


Abbildung 4.3: Links: Mit dem TRD rekonstruierter durchschnittlicher Energieverlust $\langle dEdx \rangle$ als Funktion des rekonstruierten Impulses p . Rechts: TOF-Masse m^2/Z^2 in Abhängigkeit des durchschnittlichen Energieverlustes $\langle dEdx \rangle$ für den Impulsbereich von $0 < p < 14$ GeV/c. Die Verteilungen zeigen jeweils alle geladenen Teilchen (oben), ⁴He (Mitte) und d (unten).

Für die weitere Analyse wurden zunächst verschiedene Impulsintervalle der $\langle dEdx \rangle$ - p -Verteilung betrachtet. In Abbildung 4.4 sind die Verteilungen des durchschnittlichen Energieverlustes $\langle dEdx \rangle$ für beide Fragmente für zwei Impulsintervalle, $1.5 < p < 1.7 \text{ GeV}/c$ und $4.4 < p < 4.7 \text{ GeV}/c$, dargestellt. Für das niedrigere Impulsintervall liegen die Peaks der Verteilungen bei etwas höheren $\langle dEdx \rangle$ -Werte als für das höhere Impulsintervall. Für ${}^4\text{He}$ liegt das Maximum von $\langle dEdx \rangle$ bei etwa $40 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ für das kleinere Impulsintervall und bei etwa $20 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ für das größere Intervall. Für d fällt das Maximum von ca. $10 \text{ keV cm}^2/\text{g}$ auf etwa $5 \text{ keV cm}^2/\text{g}$. Eine klare Trennung für den überwiegenden Teil der d- und ${}^4\text{He}$ -Einträge ist für beide Impulsintervalle eindeutig sichtbar. Die Breite der Verteilungen ist für das erste Impulsintervalle größer, aber im zweiten Intervall liegen die Peaks näher beieinander. Wie sich dies letztendlich auf die Identifikation durch den TRD auswirkt wird im Laufe der weiteren Analyse untersucht.

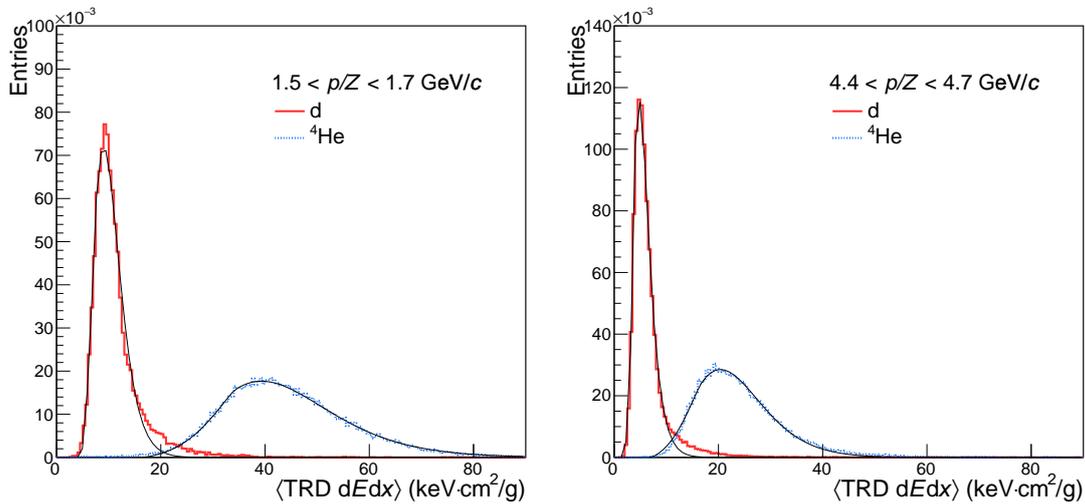


Abbildung 4.4: $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für ${}^4\text{He}$ (in blau) und d (in rot), rekonstruiert mit dem TRD in zentralen (10 %) Au+Au-Kollisionen bei 8 AGeV für zwei Impulsintervalle. Es wurden mindestens 4 TRD-Hits gefordert. Die Verteilungen sind mit dem generalisierten Gauß (Gleichung 4.3) gefittet (in schwarz).

Die $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen wurden auf Grundlage einer *generalisierten Gauß-Funktion* gefittet. In die bekannte *Gauß-Funktion* werden zwei zusätzliche Parameter eingeführt, die die Asymmetrie (Parameter α) berücksichtigen und eine von der Normalverteilung abweichende Beschreibung der Breite (Parameter β) erlauben [102]. Die Funktion hat die folgende Form:

$$f(x) = A e^{-(|x-\mu|/\sigma)^\beta} \left(1 + \alpha \operatorname{erf} \left[\frac{|x-\mu|}{\sigma\sqrt{2}} \right] \right). \quad (4.3)$$

A ist die Amplitude, μ der Erwartungswert und σ die Standardabweichung der Verteilung. Wie sich die Einführung von α und β auf den Verlauf der Gauß-Verteilung

auswirken, ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Für $\alpha > 0$ ist die Verteilung nach rechts geneigt, für $\alpha < 0$ ist sie nach links geneigt und für $\alpha = 0$ ist sie symmetrisch. Die Flanken der Verteilung sind für $\beta < 2$ ausgeprägter und für $\beta > 2$ weniger ausgeprägt als für die Normalverteilung. $\beta = 2$ reproduziert die Flanken der Normalverteilung.

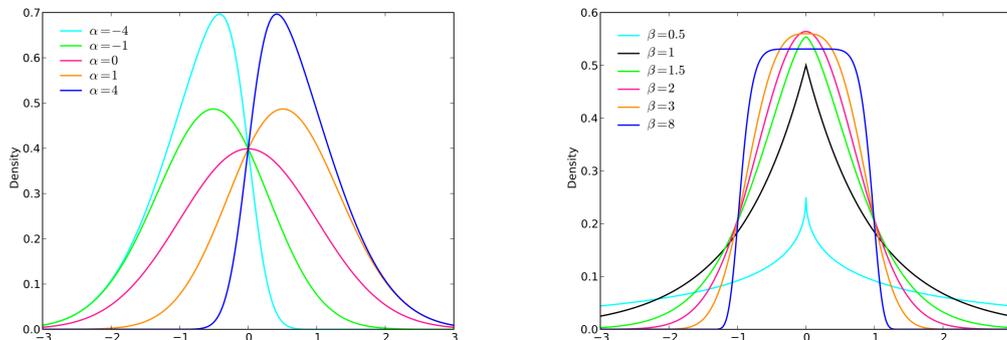


Abbildung 4.5: Generalisierte Gauß-Verteilung für unterschiedliche Werte von α (links) und β (rechts).

Ein Vergleich der Leistungsfähigkeit des TRD mit drei, vier und fünf Detektorlagen ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Hier sind die $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für zwei Impulsintervalle nun für alle drei Detektorgeometrien dargestellt. Es wird direkt deutlich, dass die Peaks der $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen mit wachsender Anzahl der Lagen deutlicher ausgeprägt sind und eine weniger breite Verteilung zeigen. Die Region in der sich die Verteilungen von d und ${}^4\text{He}$ überlappen wird dementsprechend kleiner, verbunden mit einer höheren Trennschärfe.

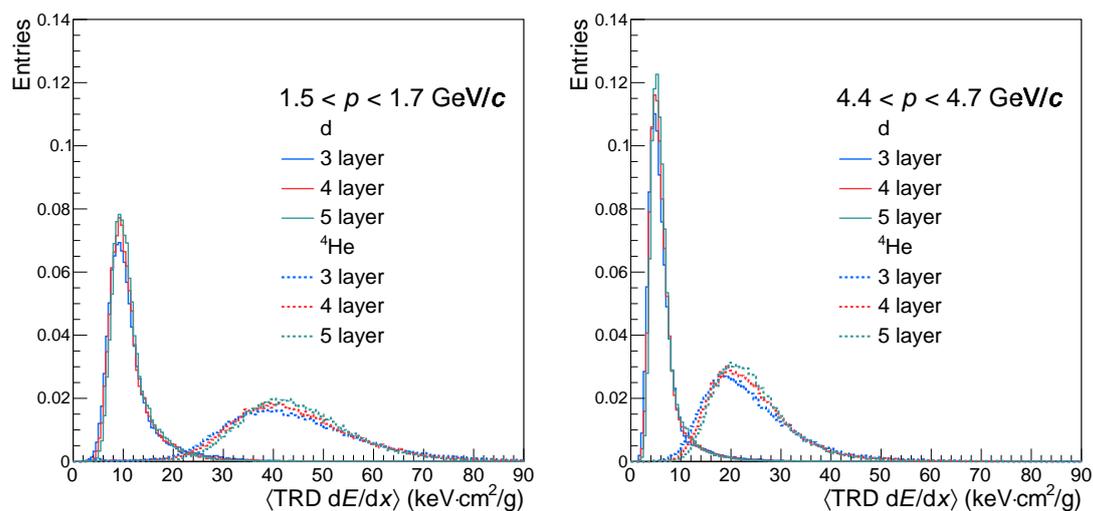


Abbildung 4.6: $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für ${}^4\text{He}$ und d, rekonstruiert mit TRD-Geometrien mit drei, vier und fünf Lagen für zwei Impulsintervalle. Es wurde jeweils ein TRD-Hit in jeder Lage gefordert.

Die Leistungsfähigkeit des Detektors zur Identifikation von Fragmenten kann mithilfe verschiedener Größen quantifiziert werden. Hier wurden die Auflösung, die *Sepa-*

ration Power sowie die *Purity* für die simulierten Daten berechnet und als Kriterium herangezogen. Dazu wurden die detektierten Teilchen zunächst in 18 Impulsintervalle von $p = 0,72 \text{ GeV}/c$ bis $p = 6,9 \text{ GeV}/c$ eingeteilt. Für alle Intervalle wurde die gleiche *bin*-Breite gewählt; aufgrund der logarithmischen Darstellung von p in der $\langle dEdx \rangle$ - p -Verteilung nimmt die Größe der Impulsintervalle mit wachsendem Impuls zu. Auf diese Weise wird der höheren Anzahl von Teilchen bei größeren Impulsen Rechnung getragen. Für die einzelnen Impulsintervalle wurden als Ausgangsbasis für die weiteren Berechnungen die $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für ^4He und d , die anhand ihrer MC-Identität identifiziert wurden, mit dem generalisierten Gauß-Fit gefittet (siehe Abbildung 4.7).

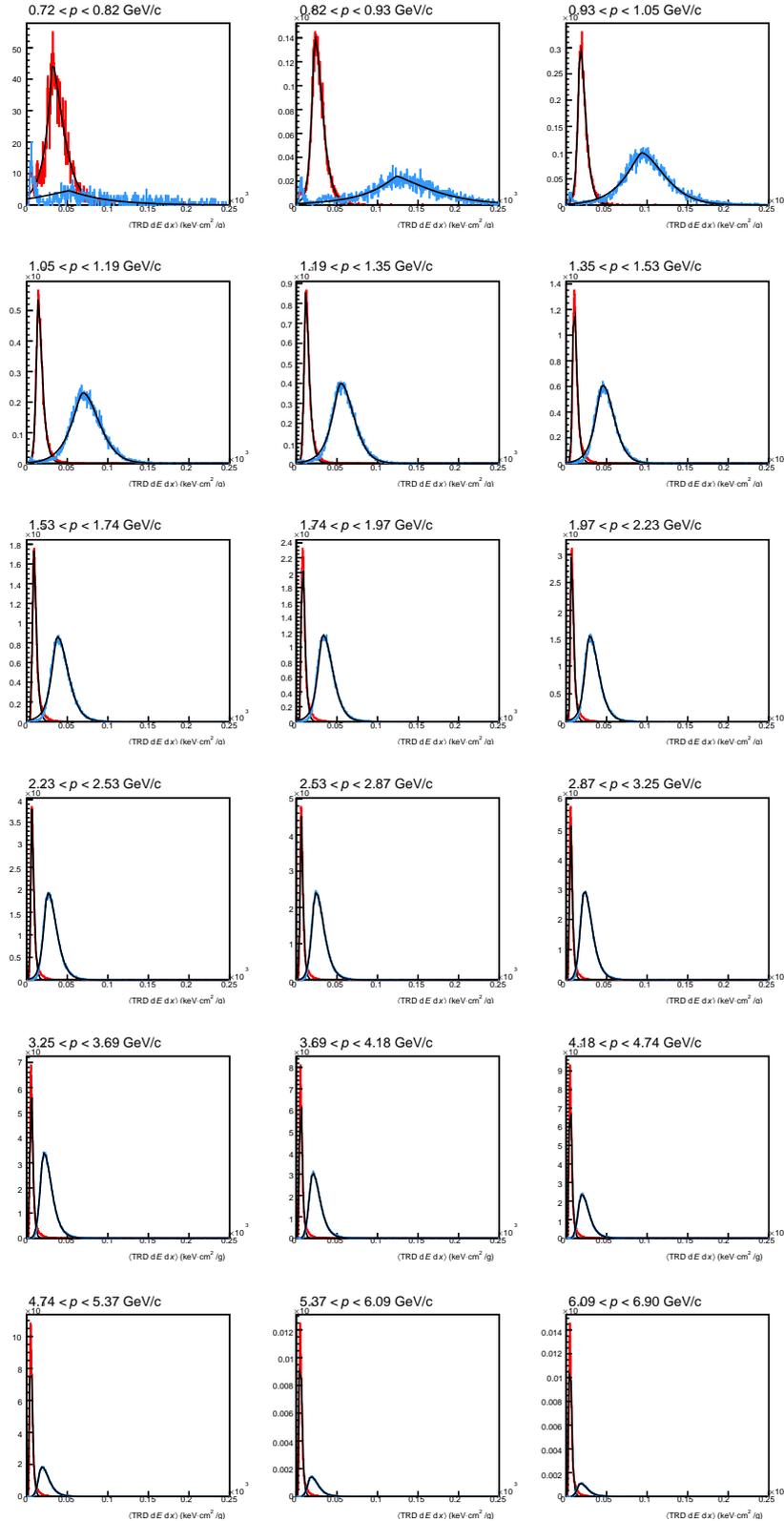


Abbildung 4.7: $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für ${}^4\text{He}$ (in blau) und d (in rot), rekonstruiert mit dem TRD mit 4 Detektorlagen für 18 Impulsintervalle. Es wurden mindestens 4 TRD-Hits gefordert. Die Verteilungen sind mit dem generalisierten Gauß gefittet (in schwarz).

Die Auflösung des Energieverlustes $\sigma_{\langle dEdx \rangle} = \frac{\sigma}{\mu}$ wurde auf Basis des generalisierten Gauß-Fits der $\langle dEdx \rangle$ -Verteilung für die 18 einzelnen Impulsintervalle berechnet. Die Auflösung in Abhängigkeit des Impulses ist in Abbildung 4.8 links für d und rechts für ${}^4\text{He}$ für die drei verschiedene Detektorgeometrien dargestellt. Sie verbessert sich erwartungsgemäß mit der Anzahl der Detektorlagen. Für ${}^4\text{He}$ erreicht sie bei etwa 1 GeV ihr Optimum von etwa 24 % für 4 Lagen, für 5 Lagen wäre es sogar bei 22 %, ab etwa $p = 3$ GeV erreicht sie ein weitgehend konstantes Niveau im dargestellten Bereich bis 7 GeV. Für 3 Lagen liegt sie dann bei etwa 30 %, für 4 Lagen bei etwa 28 % und für 5 Lagen bei etwa 26 %. Da sie für 4 Lagen immer unter 30 % liegt, ist diese Konfiguration geeignet, um die Leistungsanforderungen ohne Probleme zu erfüllen.

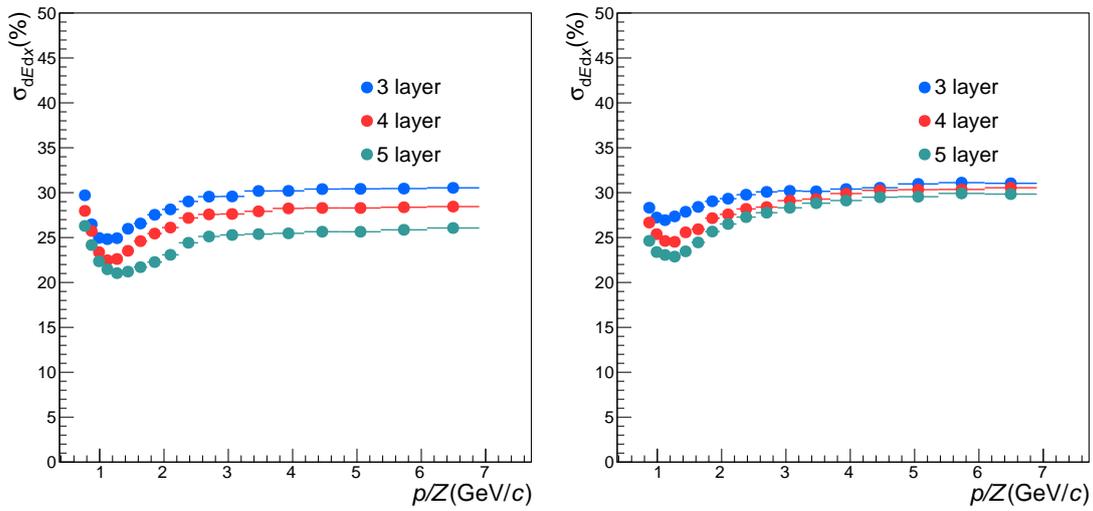


Abbildung 4.8: $\langle dEdx \rangle$ -Auflösung als Funktion des Teilchenimpulses, rekonstruiert mit einer drei-, vier- und fünf-lagigen TRD-Geometrie, links für d und rechts für ${}^4\text{He}$.

Die Separation Power $S_{ij}(p)$ ist ein Maß dafür, wie gut sich die beiden Fragmente voneinander trennen lassen und wird ebenso mithilfe von σ aus dem generalisierten Gauß-Fit bestimmt [12]:

$$S_{ij}(p) = \frac{\langle dEdx \rangle_i(p/Z) - \langle dEdx \rangle_j(p/Z)}{\sigma_i(p/Z)} \quad (4.4)$$

Die Separation Power für ${}^4\text{He}$ und d ist in Abbildung 4.9 links dargestellt. Eine Trennung von ${}^4\text{He}$ und d von $S_{d/{}^4\text{He}} \geq 4$ ist für den gesamten Impulsbereich mit allen Detektorgeometrien erreichbar. Bei Impulsen von $p \approx 1,3$ GeV/c werden sogar Werte von $S_{d/{}^4\text{He}} \geq 5$ erreicht. Auch hier sei wieder in Erinnerung gerufen, dass der rekonstruierte Impuls nicht die korrekte Ladung berücksichtigt. Die *Separation Power* kann demnach weiter verbessert werden, wenn die richtige Ladung in die Impulsbestimmung mit einbezogen wird. Dies ist möglich sobald die Fragmente identifiziert wurden.

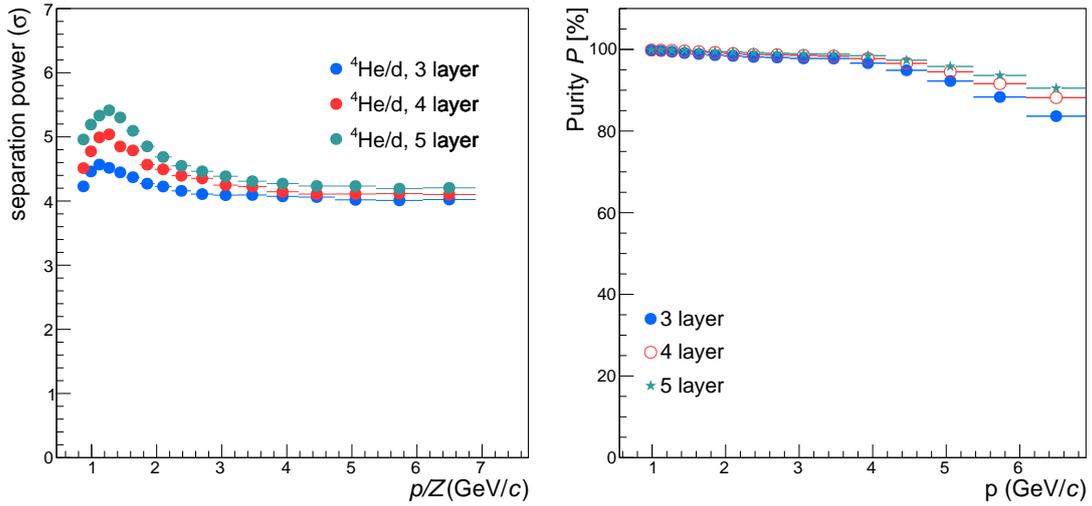


Abbildung 4.9: Links: Separation Power für d und ${}^4\text{He}$ als Funktion des Teilchenimpulses, rekonstruiert mit einer drei-, vier- und fünf-lagigen TRD-Geometrie. Rechts: Purity für ${}^4\text{He}$ in Bezug auf falsch identifizierte d bei einer Effizienz von 90 % für ${}^4\text{He}$.

Die Purity ist ein weiteres Maß für die Trennleistung des Detektors. Sie bestimmt wie hoch der Anteil richtig identifizierter Teilchen in einem festgelegten Bereich der Verteilung liegt. Das heißt, sie misst die Überlagerung der Energieverlust-Verteilungen der beiden Fragmente d und ${}^4\text{He}$ in einem $\langle dEdx \rangle$ -Intervall. Das Intervall wird so bestimmt, dass ein vorgegebener Anteil aller ${}^4\text{He}$ -Einträge, hier von 90 %, darin liegt. Die Intervallgrenze $\langle dEdx \rangle_{90\%}$ wird durch Integration über alle ${}^4\text{He}$ -Einträge beginnend mit dem höchsten Wert $\langle dEdx \rangle_{max}$ zu kleineren $\langle dEdx \rangle$ -Werten hin berechnet. $\langle dEdx \rangle_{90\%}$ wird bei 90 % der ${}^4\text{He}$ -Einträge festgelegt. Dann wird die Anzahl der Einträge von d im vorgegebenen Intervall $[\langle dEdx \rangle_{90\%}; \langle dEdx \rangle_{max}]$ ermittelt. Die *Purity* errechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl von ${}^4\text{He}$ -Teilchen N^{4He} zur Anzahl der Summe von d und ${}^4\text{He}$ N^{4He+d} im vorgegebenen 90 %-Intervall:

$$P_{90\%}^{4He} = \frac{N^{4He}}{N^{4He} + N^d} = \frac{\sum_{i=dEdx_{90\%}}^{dEdx_{max}} N_i^{4He}}{\sum_{i=dEdx_{90\%}}^{dEdx_{max}} N_i^{4He} + \sum_{i=dEdx_{90\%}}^{dEdx_{max}} N_i^d} \quad (4.5)$$

Die Purity von ${}^4\text{He}$ für ein 90 %-Intervall ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Sie liegt im gesamten Impulsbereich über 85 %, für Impulse bis $p \approx 4,5 \text{ GeV}/c$ für eine Detektorgeometrie mit vier oder fünf Lagen sogar über 95 %. Die *Purity* nimmt zu größeren Impulsen hin ab, da hier die beiden Verteilungen zwar weniger breit sind, aber näher aneinander rücken.

Abschließend lässt sich sagen, dass eine Trennung der beiden Kerne d und ${}^4\text{He}$ mit den TRD mit einer hohen Präzision erreicht werden kann. Die Trennung mit fünf Detektorlagen weist zwar die höchste Qualität auf. Die Verbesserung im Vergleich zu vier Lagen ist aber nur gering, sodass sie nicht das höhere Materialbudget mit den in Kapitel 3 beschriebenen Nachteilen rechtfertigt. Ob eine weitere Verbesserung der

Detektorleistung auf Grundlage des Algorithmus zur Teilchenidentifikation möglich ist, wird im nächsten Abschnitt untersucht.

4.3 Simulationen zur Optimierung der Detektorleistung auf Grundlage der Berechnung von $\langle dEdx \rangle$

Der durchschnittliche Energieverlust $\langle dEdx \rangle$ aus den Messungen $dEdx$ für die einzelnen Detektorlagen wurde in der bisherigen Analyse auf Grundlage einer Berechnung des Durchschnittswertes mit Gleichung 4.2 berechnet. Der Energieverlust eines Teilchens in Materie ist jedoch nicht deterministisch, sondern folgt einer Landau-Verteilung wie sie in Abbildung 4.10 dargestellt ist. Die Verteilung ist durch ein Maximum im unteren Drittel der Energieverlust-Verteilung und einen langsamen Abfall zu hohen Energien hin gekennzeichnet. Das heißt eine einzelne Messung des $dEdx$ -Wertes unterliegt großen Fluktuationen. Ein gemessener Wert kann unter Umständen viel größer sein als der wahrscheinlichste Wert des spezifischen Energieverlusts für das entsprechende Teilchen. Insbesondere für nur vier Messwerte kann dies zu großen statistischen Schwankungen für den errechneten Mittelwert kommen, was zu einer Fehlidentifikation des Teilchens führen kann. Daher wurde alternativ zur oben dargestellten Berechnung des Mittelwertes eine Berechnung mithilfe des *truncated mean* getestet. Für eine hohe Anzahl an Messwerten wird der truncated mean grundsätzlich ermittelt, indem ein bestimmter Prozentsatz der höchsten $dEdx$ -Werte für einen Track verworfen wird. Für nur vier Messung ist dieses Vorgehen aber nicht möglich. Für Messungen mit dem CBM-TRD wurden daher verschiedene alternative Varianten für die Auswahl der $dEdx$ -Werte getestet.

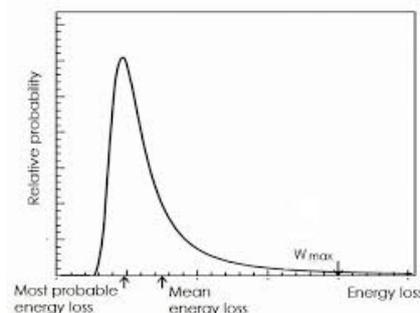


Abbildung 4.10: Landau-Verteilung des spezifischen Energieverlustes $dEdx$ [22].

- *Truncation A*: Die zwei Hits mit den niedrigsten $dEdx$ -Werten werden gewählt.
- *Truncation B*: Die drei Hits mit den niedrigsten $dEdx$ -Werten werden gewählt, wobei die Hits mit dem niedrigsten und dem dritt-niedrigsten $dEdx$ -Wert mit 0,5 gewichtet werden.

- *Truncation C*: Die zwei Hits mit den niedrigsten $dEdx$ -Werten werden gewählt, wobei der Hit mit dem niedrigsten $dEdx$ -Wert mit 0,5 gewichtet wird.
- *Truncation D*: Der Hit mit dem zweit-niedrigsten $dEdx$ -Wert wird gewählt
- *Truncation E*: Die drei Hits mit den niedrigsten $dEdx$ -Werten werden gewählt.

Der Einfluss auf die Trennung der beiden Kerne d und ^4He durch die verschiedenen Methoden zur Ermittlung des truncated mean wurde auf Grundlage der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Simulationen für vier Detektorlagen analysiert. In Abbildung 4.11 wird zunächst die m^2 - $\langle dEdx \rangle$ -Verteilung für alle geladenen, detektierten Teilchen (oben), ^4He (Mitte) und d (unten) verglichen. Links ist die Verteilung zu sehen, in der $\langle dEdx \rangle$ als einfacher Durchschnitt berechnet wurde, rechts mithilfe des truncated mean (*Truncation A*). Es wird direkt deutlich, dass die Berechnung mithilfe des truncated mean die Verteilung der Entries verbessert und Teilchen mit stärker gestreutem $\langle dEdx \rangle$ herauschneidet. Die Maxima für beide Teilchen werden zu kleineren $\langle dEdx \rangle$ -Werten hin verschoben.

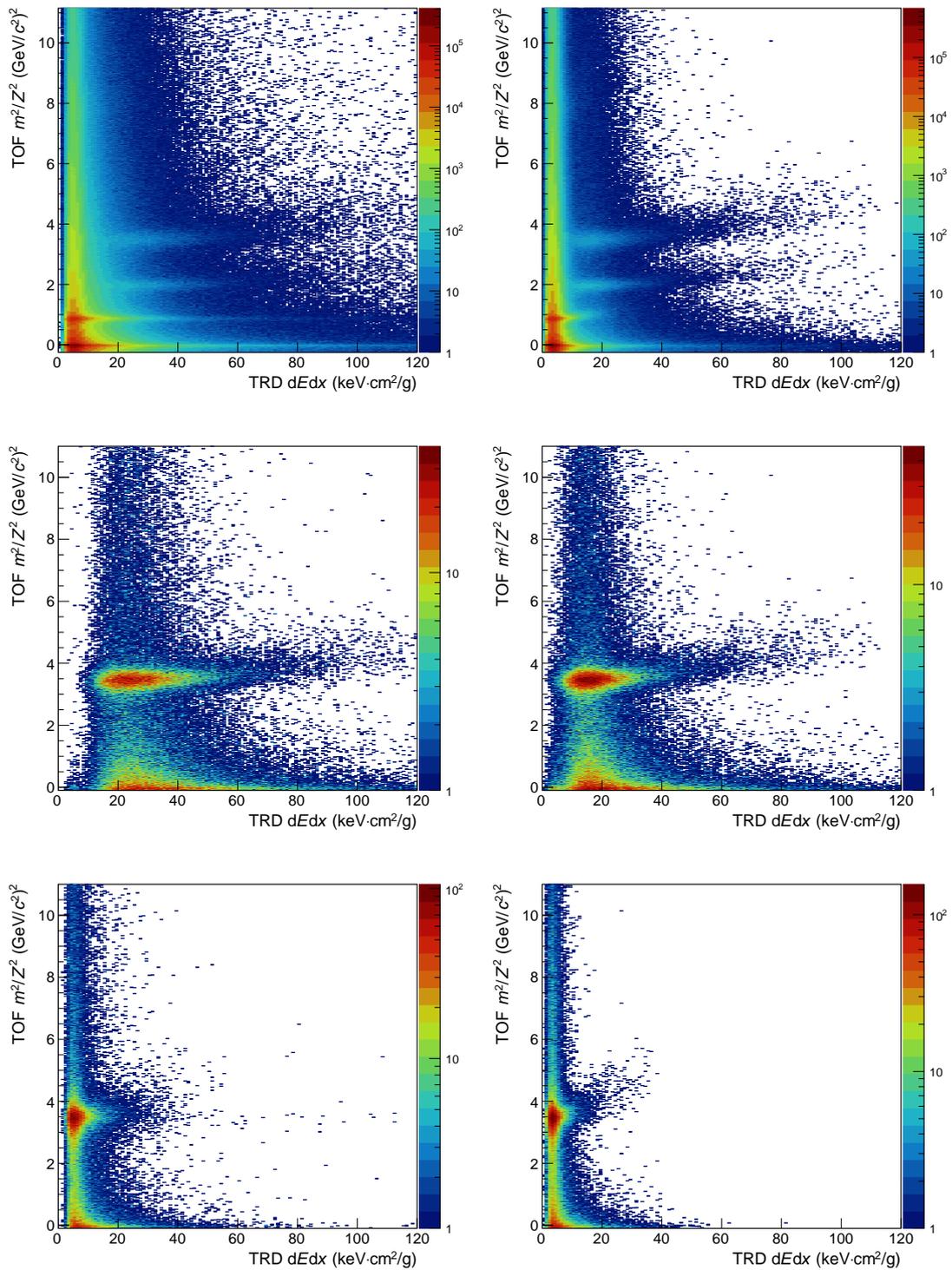


Abbildung 4.11: TOF-Masse m^2/Z^2 in Abhängigkeit des durchschnittlichen Energieverlustes $\langle dEdx \rangle$. Links: $\langle dEdx \rangle$ wurde als Durchschnitt über alle vier Detektorlagen berechnet. Rechts: $\langle dEdx \rangle$ wurde mit dem truncated mean A aus den zwei niedrigsten $dEdx$ -Werten berechnet.

Die Verteilungen zeigen jeweils alle geladenen Teilchen (oben), ⁴He (Mitte) und d (unten).

Im nächsten Schritt wurden wieder die $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für die beiden Impulsintervalle $1.5 < p < 1.7 \text{ GeV}/c$ und $4.4 < p < 4.7 \text{ GeV}/c$ betrachtet (Abbildung 4.12). Die Peaks werden durch den Einsatz des truncated mean deutlich schärfer. Die schmalsten Energieverteilungen ergeben sich für *Truncation A* und *B*. Der Durchschnitt wurde hier auf Grundlage der zweite niedrigsten $dEdx$ bzw. aus dem niedrigsten gewichtet mit 0,5 und dem zweitniedrigsten ermittelt. Zusätzlich verschieben sich die Maxima für ${}^4\text{He}$ von etwa $\langle dEdx \rangle \approx 40 \text{ GeV cm}^2/\text{g}$ zu etwa $25 \text{ GeV cm}^2/\text{g}$ für das kleinere Impulsintervall und von etwa $\langle dEdx \rangle = 20 \text{ GeV cm}^2/\text{g}$ zu etwa $15 \text{ GeV cm}^2/\text{g}$ für das größere Intervall. Ebenso verschieben sich die $\langle dEdx \rangle$ -Werte für d zu kleineren Werten.

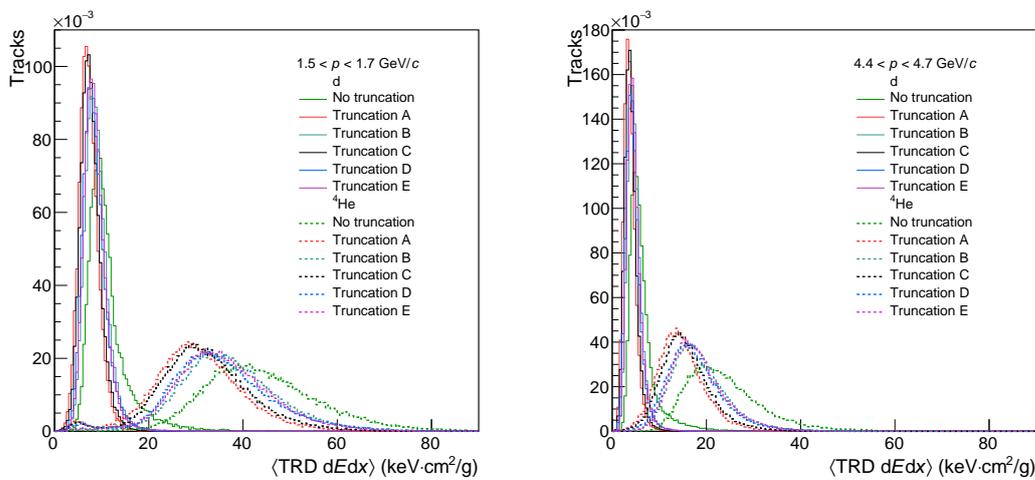


Abbildung 4.12: $\langle dEdx \rangle$ -Verteilungen für ${}^4\text{He}$ und d , rekonstruiert mit dem TRD für verschiedene Berechnungen von $\langle dEdx \rangle$ (siehe Text) für zwei Impulsintervalle. Es wurden mindestens 4 TRD-Hits gefordert.

Für die Auflösung (Abbildung 4.13) und die Separation Power (Abbildung 4.14) führt die Berechnung mithilfe des truncated mean zu keiner Verbesserung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Peaks der beiden Kerne zwar schärfer sind, aber die Maxima auch bei kleineren $\langle dEdx \rangle$ -Werten liegen. Aus diesem Grund ist hier für ein aussagekräftiges Bild der Vergleich der Purity zentral, der rechts in der Abbildung zu sehen ist. Hier liefert der truncated mean eine eindeutige Verbesserung. Die Purity verbessert sich von 86 % auf über 97 % und für Impulse bis etwa $p \approx 5 \text{ GeV}/c$ sogar auf über 99 %.

Zusammenfassend kann bestätigt werden, dass die Trennung der beiden Kerne ${}^4\text{He}$ und d auf Grundlage der $\langle dEdx \rangle$ -Messung des TRD mit vier Lagen mit hoher Präzision möglich wird. Noch bessere Ergebnisse ergeben sich auf Basis der Berechnung mit dem truncated mean. Wie gut der TRD zur Identifikation von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ auf Grundlage dieser Trennung beitragen kann, wird im nächsten Kapitel untersucht.

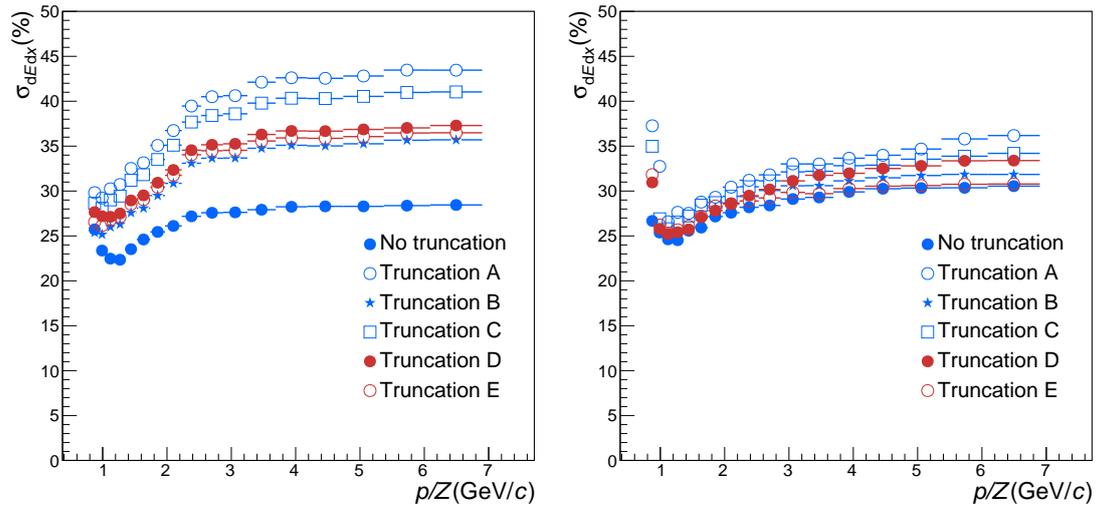


Abbildung 4.13: $\langle dEdx \rangle$ -Auflösung als Funktion des Teilchenimpulses, rekonstruiert mit dem TRD, für verschiedene Berechnungen von $\langle dEdx \rangle$ (siehe Text), links für d und rechts für ${}^4\text{He}$.

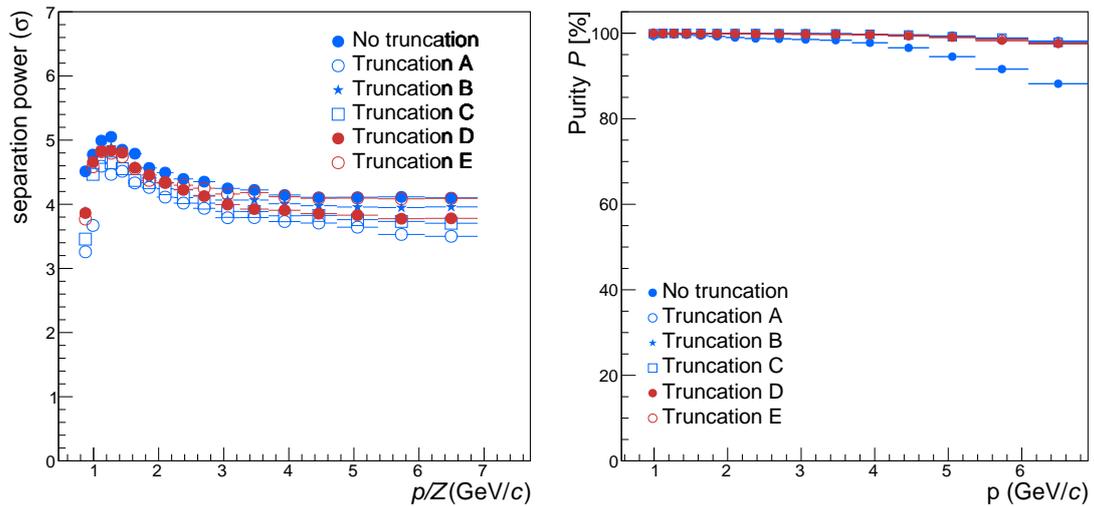


Abbildung 4.14: Links: Separation Power für d und ${}^4\text{He}$ als Funktion des Teilchenimpulses, rekonstruiert mit dem TRD, für verschiedene Berechnungen von $\langle dEdx \rangle$ (siehe Text). Rechts: Purity für ${}^4\text{He}$ in Bezug auf falsch identifizierte d.

5 Simulationsstudie zur Identifikation des Hyperkerns ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ mit dem CBM-TRD

Die im vorherigen Kapitel untersuchte Trennung von Helium und Deuterium mit dem TRD ist besonders für die Identifikation des Hyperkerns ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ wichtig. Der Hyperkern wird über den Zerfallskanal ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + \text{p} + \pi^{-}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \pi^{-}$ identifiziert. Vor allem ist ohne eine korrekte Trennung von ${}^4\text{He}$ und d nicht die Unterscheidung zum Zerfall des Hypertriton ${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \text{d} + \text{p} + \pi^{-}$ möglich. Die Produktionsrate für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{Helium}$ in Au-Au-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 8 GeV liegt bei $4,780 \cdot 10^{-8}$ pro Event [39, 80]. Eine präzise Identifikation für das extrem seltene Teilchen ist daher entscheidend für eine valide Untersuchung. Die Leistungsfähigkeit des TRD in Bezug auf die Identifikation von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{Helium}$ und die Optimierung der Analyse wird in diesem Kapitel mithilfe einer Simulationsstudie untersucht. Im ersten Abschnitt wird zunächst der Simulations-Setup und das Analysetool KFParticleFinder dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird dann die Detektoreffizienz für die Detektion der Hyperkerne ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ohne Einbettung in einen Hintergrund betrachtet. Im dritten Abschnitt wird der Hyperkern ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in einen realistischen Hintergrund eingebettet, um zu untersuchen wie hoch der Anteil an richtig als identifizierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ an den insgesamt rekonstruierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ist.

5.1 Simulations-Setup

Für die Simulation von Hyperkernen wird das in Abschnitt 4.1 vorgestellte Simulations-Framework CBMROOT eingesetzt. Für den letzten Schritt, die Physikanalyse, kann jedoch nicht auf PAPA zurückgegriffen werden. PAPA wurde entwickelt, um Zwei-Teilchen-Zerfälle von Teilchen am Primärvertex zu identifizieren. Hyperkerne sind Mehrkörperzerfälle mit Sekundärvertex. Daher wird für die Physikanalyse ein Analysetool eingesetzt, das mit dieser Zielsetzung für die Geometrie des CBM-Detektors entwickelt wurde: der KFParticleFinder [103].

Der KFParticleFinder ermöglicht die Online-Rekonstruktion und -Selektion von Schwerionenkollisionen. Das Paket rekonstruiert über 70 Zerfälle von kurzlebigen Teilchen, wie seltsamen Teilchen und Resonanzen, Hyperkernen, leichten Vektor-

mesonen, Charmonia und Open-Charm-Teilchen. Es ist auf die Anforderungen von Schwerionenkollisionen mit hohen Multiziplicitäten und hohen Raten wie dem CBM-Experiment ausgerichtet und ist in das CBM-FLES-Paket integriert. Es basiert auf der Kalman-Filter-Methode. Das Paket ist extrem effizient und schnell und erreicht Rekonstruktionsgeschwindigkeiten von 1,5 ms pro Kollision auf nur einem CPU(*Central Processing Unit*)-Core. Es ist vollständig vektorisiert und parallelisiert; die Anzahl der verarbeiteten Ereignisse skaliert mit der Anzahl der CPU-Cores auf Many-Core-Rechnerarchitekturen.

Die Kalman-Filter-Methode

Die Kalman-Filter(KF)-Methode [97, 104, 105, 106], auf der der KFParticleFinder basiert, ist eine rekursive Methode zur Analyse von linearen diskreten dynamischen Systemen. Sie wird häufig in der Eventrekonstruktion in der Hochenergiephysik eingesetzt [106], um die Parameter von Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren. Sie liefert einen vollständigen Satz der Teilchenparameter und ihrer Fehler. Die Teilchen trajektorien werden auf Grundlage der Interaktionspunkte, die von den Detektoren registriert werden, rekonstruiert.

Ein Vorteile der Methode ist, dass die einzelnen Messungen sukzessive unabhängig voneinander hinzugefügt werden. Im Falle eines magnetischen Feldes ermöglicht dies, die nichtlinearen Teilchenspuren in einer einfachen Weise zu berücksichtigen: Das Teilchen wird zwischen den Messpunkten transportiert, wobei alle nicht-linearen Effekte berücksichtigt werden, und die Trajektorie wird nur in der Umgebung der einzelnen Messungen linearisiert. So können Matrizen kleiner Größe eingesetzt werden (bis zu 5×5).

Ausgangspunkt der Kalman-Filter-Methode für eine präzise Schätzung der Teilchen spurparameter ist der Zustandsvektor r^t , der alle relevanten Trackparameter enthält. r^t kann sich von einer diskreten Messung zur nächsten ändern. Für den Fehler der Schätzung wird die Kovarianzmatrix $C = \langle \epsilon \cdot \epsilon^T \rangle$ eingeführt. In C geht auch die Kovarianzmatrix Q der Störsignale durch Mehrfachstreuung eines geladenen Teilchens am Detektormaterial ein. Die Messung m_k^t für die k-te Messung hängt linear von r^t ab:

$$m_k^t = H_k r^t . \tag{5.1}$$

Die Matrix H_k wird als Modell der Messung bezeichnet. Der Kalman Filter startet mit einer beliebigen initialen Näherung der Parameter und entwickelt den Zustandsvektor sukzessive mit jeder neuen Messung weiter. Die Methode beinhaltet die folgenden Schritte:

1. Initialisierung: Die initiale Näherung des Parameters r_0 wird gemeinsam mit der Kovarianzmatrix C_0 geschätzt.

2. Vorhersage: Die Schätzung des Zustandsvektors r_k^- für die Messung m_k wird durch Extrapolation der vorhergehenden Messung r_{k-1}^+ ermittelt.

$$r_k^- = F_{k-1} \cdot r_{k-1}^+ \quad (5.2)$$

Die Extrapolationsmatrix F_k beschreibt die Entwicklung des linearen Systems zwischen der aktuellen Messung m_k und der nächsten m_{k+t} als eine lineare Gleichung.

3. Filterung: Die Schätzung r_k wird aktualisiert mit der neuen Messung m_k , die die optimale Schätzung des Zustandsvektors r_k^t entsprechend der ersten k Messungen liefert.

$$r_k^+ = r_k^- + K_k(m_k - H_k r_k^-) \quad (5.3)$$

$(m_k - H_k r_k^-)$ ist das Residuum zwischen Messung und Schätzung des Zustandsvektors; die Gainmatrix K bestimmt den Beitrag des Residuums.

Die letzten beiden Schritte werden iterativ für jede Messung $\langle m_k \rangle$ wiederholt. Der optimale Wert der Schätzung r_n^+ des Zustandsvektors werden nach der Addition der letzten Messung n erhalten. Alle Schritte werden auch für die Kovarianzmatrix C_k ausgeführt.

Trackparameterschätzung mit dem Kalman Filter im CBM Experiment

Da das CBM-Experiment ein Fixed-Target-Experiment ist, können die Trajekturen der geladenen Teilchen außerhalb des Magneten annähernd durch eine Gerade beschrieben werden. Liegt ein magnetisches Feld an, ist die Steigung kein konstanter Wert, sondern variiert von Punkt zu Punkt entsprechend der Bewegungsgleichungen.

Ein Track wird durch seine Koordination x und y an einem gegebenen Punkt mit einer festen z -Koordinate (Position des Detektors) beschrieben (die z -Achse ist entlang des Strahls orientiert, die x - y -Ebene liegt senkrecht zur Strahlrichtung). Zusätzlich liefert das Detektorsystem eine Information zum Impuls-Ladungs-Verhältnis p/q (vgl. Abschnitt 4.2). Aus den Bewegungsgleichung lassen sich die Steigungen der Tracks in x - y -Ebene ($t_x = dx/dz$) und in YZ -Ebene ($t_y = dy/dz$) berechnen. Ein vollständiger Satz von Trackparametern zur Beschreibung des Teilchenzustandes ist:

$$r = \{x, y, t_x, t_y, q/p\} \quad (5.4)$$

Für die initiale Näherung der Trackparameter r wird die Kleinste-Quadrate-Methode angewandt unter der Annahme eines eindimensionalen magnetischen Feldes [52]. Zur Lösung der Bewegungsgleichungen sind im CBM-Experiment zwei numerische Methoden implementiert, um die Parameter eines Tracks in einem Punkt der $(k+1)$ -ten

Messung zu finden: die *Standard Fourth Order Runge-Kutta Methode* [107] und eine analytische Formel basierend auf der Taylorentwicklung [108]. Das magentische Feld im CBM Experiment ist gleichmäßig und kann daher lokal durch eine Polynomfunktion beschrieben werden [105]. Die Kovarianzmatrix C wird damit zu einem Skalar C , da die Tracking-Detektoren im CBM-Experiment unabhängige eindimensionale Messungen für die x - und y -Koordinaten liefern. Für das Störsignal Q kann die Verteilung des totalen Ablenkungswinkel der Teilchen durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden. Da die Tracking-Detektoren mit dünnen Modulen (etwa 300 μm) arbeiten, tritt die Streuung im Detektormaterial unter kleinen Winkeln auf. Gleichzeitig ist das Materialbudget hoch genug, damit die Teilchen etwa 20 mal streuen.

Rekonstruktion von kurzlebigen Teilchen mit dem KF Particle Package

Der *KF Particle Package* [109, 110], ermöglicht die Rekonstruktion von kurzlebigen Teilchen. Sie werden indirekt über ihre Zerfallsprodukte identifiziert. Ihr Zerfallspunkt wird als Zerfalls- oder Sekundärvertex bezeichnet - im Gegensatz zum Primärvertex, an dem die Teilchenkollision stattfindet und an der alle primären Teilchen produziert werden. Kurzlebige Teilchen können mithilfe der Kalman-Filter-Methode [70,71] durch einen Sekundärvertexfit rekonstruiert werden. Die Methode schätzt die Position des Zerfallsvertex und den Impuls der Tochterteilchen am rekonstruierten Vertex. Das KF Particle Package basiert auf der KF-Methode, wurde aber weiterentwickelt. Es ist flexibler in Bezug auf die Anzahl der Tochterteilchen, schneller und numerisch stabiler, da es mit kleineren Matrizen arbeitet. Zusätzlich ermöglicht es die Nutzung von parallelen Computerarchitekturen. Das KF Particle Package beinhaltet unter anderem:

- Rekonstruktion von Mutterteilchen aus ihren Tochterteilchen;
- Addition und Subtraktion von Tochterteilchen;
- Bestimmung der Physikparameter der Teilchen und ihrer Fehler: Masse, Impuls, Zerfallslänge, Lebensdauer, Rapidität, usw.;
- Transport der Teilchen zu einem beliebigen Punkt, z. B. zu einem Vertex oder zu einem anderen Teilchen;
- Berechnung einer Distanz von einem Teilchen zu einem Punkt sowie die Berechnung eines Winkels zwischen zwei Teilchen;
- Berechnung einer Differenz in Form von χ^2 von einem Punkt, einem anderen Teilchen oder einem Vertex;
- Festlegung von Bedingungen für den Zustandsvektor der Teilchen für die Masse und den Produktionspunkt der Teilchen.

Es hat die folgenden zentralen Eigenschaften:

- Es basiert auf der Kalman-Filter-Ansatz.
- Tochter- und Mutterteilchen werden mit dem gleichen Satz von Parametern beschrieben und auf genau die gleiche Weise behandelt.
- Tochterteilchen werden unabhängig voneinander dem Mutterteilchen zugeordnet.
- Es erlaubt die Rekonstruktion von Zerfallsketten.

Der Zustandsvektor eines Teilchens ermöglicht eine vollständige Rekonstruktion und enthält: drei Ortskoordinaten des Teilchens (x, y, z) , drei Impulskomponenten (p_x, p_y, p_z) , die Teilchenenergie E und die Zeit zwischen Produktion- und Zerfallspunkt s , gemessen als Abstand l und normalisiert mit dem p ($s = l/p$):

$$r = \{x, y, z, p_x, p_y, p_z, E, s\} . \quad (5.5)$$

Die Kovarianzmatrix C liefert die Genauigkeit der Parameter und die Qualität der Rekonstruktion und kann mithilfe des χ^2 -Kriteriums berechnet werden. Die Messung m_k des Zustandsvektors ist in KF Particle ein Zustandsvektor eines Tochterteilchens. Da Impuls und Energie der Tochterteilchen aufsummiert werden und nur der Vertex gefittet wird, muss das Messmodell (Gleichung 5.1) mit der Matrix G_k erweitert werden:

$$G_k m_k^t = H_k r^t . \quad (5.6)$$

Im Falle von kurzlebigen Teilchenrekonstruktionen kann die Messung m_k in Bezug auf die Vertexposition mit jedem weiteren Tochterteilchen verbessert werden, da angenommen wird, dass alle Tochterteilchen am selben Vertexpunkt produziert wurden. Die Filtergleichungen werden entsprechend modifiziert. Für die Rekonstruktion von kurzlebigen Teilchen mit dem KF Particle Package wird ein Schema ähnlich dem Kalman Filter verwendet (siehe Abbildung 5.1):

- Initialisierung der Parameter.
- Extrapolation der Messung (Tochterteilchen) zu dem Punkt mit der kürzesten Entfernung (*Point-of-the-closest-approach*) mit der aktuellen Schätzung des Zerfallspunktes.
- Korrektur des Mutterteilchens für jedes weitere Tochterteilchen mit den modifizierten Filtergleichungen.

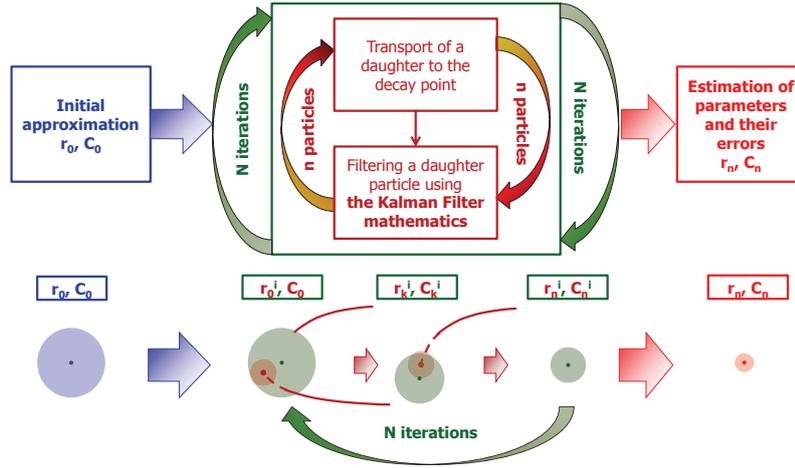


Abbildung 5.1: Blockdiagramm für die Rekonstruktion kurzlebiger Mutterteilchen mit dem KF Particle Package [103].

Die Extrapolation von geladenen Teilchen in einem nichthomogenen Magnetfeld erfordert die Lösung eines nicht-linearen Problems. Dazu müssen Näherungen und numerische Methoden eingesetzt werden. Für eine schnelle und effiziente Online-Rekonstruktion und -Selektion kurzlebiger Teilchen wurden die Point-of-closest-approach-Methode entwickelt.

Point-of-the-closest-approach-Methode

Den Punkt mit dem kleinsten Abstand zwischen einer Teilchenspur und einem Vertex zu finden, ist beispielsweise erforderlich, wenn ein Teilchen zum Primärvertex extrapoliert wird. So kann überprüft werden, ob das Teilchen in der Kollision produziert wurde oder beim Zerfall eines Mutterteilchens. Da das Magnetfeld im CBM-Experiment nicht homogen ist, kann das Problem nur mit Näherungsmethoden gelöst werden. Im CBM-Experiment ist die Hauptkomponente des magnetischen Feldes B_y , die beiden anderen Komponenten können vernachlässigt werden. Es ergeben sich Bewegungsgleichungen für x , y und z in Abhängigkeit der Ausgangsposition des Teilchens $\{x_0, y_0, z_0\}$ und der die initialen Impulskomponenten $\{p_{x0}, p_{y0}, p_{z0}\}$, der Hauptkomponente des Magnetfeldes B_y und der Zerfallszeit $s = l/p$.

Um den nächsten Punkt zum Vertex mit den Koordinaten $\{x_v, y_v, z_v\}$ zu finden, wird der Abstand R zwischen Teilchen und Vertex in Abhängigkeit des Parameters s minimiert:

$$R = \sqrt{((x_v - x)^2 + (y_v - y)^2 + (z_v - z)^2)}$$

$$\frac{dR}{ds} = 0 \tag{5.7}$$

Die Gleichung, die sich durch das Einsetzen der Bewegungsgleichungen für x , y und z ergibt, kann nicht explizit gelöst werden. Da aber für die Mehrheit der geladenen Teilchen der Punkt der nächsten Entfernung in der x - z -Ebene sehr nahe bei dem Punkt der nächsten Entfernung im 3-dimensionalen Raum liegt, kann zunächst eine Lösung s_r für die x - z -Ebene gefunden werden, wie in Abbildung 5.2 dargestellt ist. Die Lösung im 3-dimensionalen Raum ist die Summe des transversalen s_r und des longitudinalen s_y Terms: $s = s_r + s_y$. Mit der Lösung s_r und unter der Annahme, dass s_y klein ist, lässt sich s_y und daraus dann auch s berechnen. Eine zweite Iteration verbessert die Genauigkeit der Lösung.

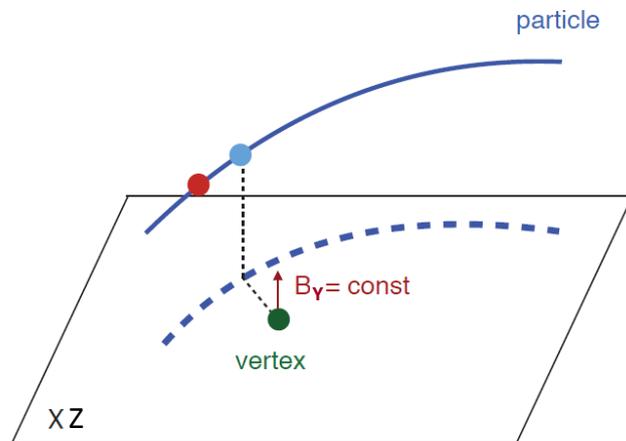


Abbildung 5.2: Bestimmung des Point-of-the-closest-approach zwischen einem Teilchen und einem Vertex. Es wird ein konstantes, eindimensionales Magnetfeld B_y angenommen. Zuerst wird der Punkt in der XZ-Ebene (blauer Punkt) gesucht, dann wird eine kleine Korrektur in der y -Koordinate hinzugefügt (roter Punkt) [103].

Die Point-of-closest-approach-Methode kann auch zur Minimierung des Abstandes R zwischen zwei Teilchentrajektorien eingesetzt werden. Dies ist erforderlich, wenn nach der initialen Näherung des Zerfallsvertexes kurzlebiger Teilchen gesucht wird. Die oben beschriebene Methode wird dann entsprechend modifiziert.

Nichtlineare Massenbedingung

Die Massenbedingung erlaubt, die Masse- und Impulsinformation eines identifizierten Teilchens zu verbessern und ermöglicht so eine präzisere Rekonstruktion der Zerfallskette. Die Massenbedingung des Zustandsvektors ist ein spezielles nicht-lineares Problem. Sie kann für die Parameter des Zustandsvektors folgendermaßen geschrieben werden :

$$f(r) = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 - m_0^2 = 0 ; \quad (5.8)$$

wobei m_0 der Wert der Masse ist, der bestimmt werden soll. Der KFPparticle verwendet diese nicht-lineare Massenbedingung. So kann beispielsweise die Rekonstruktionsgenauigkeit für die Zerfallskette $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ erhöhen. In diesem Fall hat der Λ -Kandidat eine Massenverteilung nach dem Gaußschen Gesetz, was eine zusätzliche Unsicherheit für die Masse des rekonstruierten Ξ -Hyperons bedeutet. Eine nicht-lineare Massenbedingung für Λ verbessert die Massenauflösung des Ξ .

Identifikation kurzlebiger Teilchen

Zur Identifikation kurzlebiger Teilchen werden zuerst alle Tracks, die mit dem Trackingsystem registriert wurden, in zwei Gruppen eingeteilt: Sekundärtracks, die innerhalb der Fehler nicht mit dem Primärvertex überlappen, und Primärtracks, die innerhalb der Fehler am Primärvertex im Target erzeugt wurden. Sekundärtracks werden beim Zerfall von kurzlebigen Teilchen produziert, deren Lebensdauer lange genug ist, um sich vom Primärvertex wegzubewegen. Dazu gehören auch Hyperkerne. Tracks von Teilchen, die am Detektormaterial produziert werden, werden meistens als Sekundärtracks eingeordnet, was den Hintergrund für die Zerfallsrekonstruktion erhöht. Um zwischen Tracks von Primär- und Sekundärteilchen zu unterscheiden, wird ein χ_{prim}^2 -Kriterium kalkuliert, es entspricht der Distanz zwischen Track und Primärvertex, normalisiert mit dem totalen Fehler:

$$\chi_{prim}^2 = \Delta r^2 (C_{track} + C_{PV}^{-1}) \Delta r ; \quad (5.9)$$

wobei Δr die Differenz zwischen Track- und Primärvertex-Position ist, C_{track} ist die Kovarianzmatrix des Tracks, C_{PV} ist die Kovarianzmatrix des Primärvertex. Das χ_{prim}^2 -Kriterium definiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Track den Primärvertex innerhalb der Fehler schneidet, unter der Annahme, dass die Tracks Gauß-verteilt sind und χ_{prim}^2 χ^2 -verteilt mit zwei Freiheitsgraden n_{df} ist. n_{df} ist hier zwei, da nur zwei von drei Koordinaten des Tracks unabhängig sind, denn das Trackingsystem liefert eine Messung für die die z -Koordinate fixiert ist. Wenn die Wahrscheinlichkeit kleiner als 0,01 Prozent ist ($\chi_{prim}^2 > 18,4$), wird der Track als Sekundärtrack klassifiziert – ansonsten als Primärtrack. Das bedeutet, ein echter Primärtrack kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,01 Prozent falsch als Sekundärtrack identifiziert werden. Um χ_{prim}^2 zu berechnen, werden alle Tracks in die Region des Primärvertex extrapoliert.

Kurzlebige Mutterteilchen werden mithilfe der im KFPparticleFinder hinterlegten Zerfälle identifiziert. Zuerst werden Teilchen mit zwei Töchtern im Zerfallskanal rekonstruiert. Mutterteilchen mit einer Lebensdauer, die lange genug ist, um vom Primärvertex getrennt zu werden (von D-Mesonen mit einer Größenordnung von $c\tau \approx 100\mu\text{m}$ zu Strange- und Multi-Strange-Hyperonen mit $c\tau$ von mehreren cm), werden aus Sekundärtracks mit der entsprechenden PID-Hypothese rekonstruiert. Neben realen physikalischen Kandidaten, können durch beliebige Kombinationen

von Tracks auch falsche Kandidaten produziert werden. Diese Kombinationen formen den Hintergrund zu den physikalischen Signalen und werden als kombinatorischer Untergrund bezeichnet. Teilchenkandidaten, die aus Tracks rekonstruiert werden, denen eine falsche PID-Hypothese zugeordnet wurde, sind eine weitere Untergrund-Quelle. Während der kombinatorische Untergrund mit Cuts auf die Fitqualität und die Zerfallstopologie unterdrückt werden kann, läßt sich dieser Untergrund nur durch eine korrekte Teilchenidentifikation reduzieren. Um kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken, wird ein Satz von Cuts auf die Kandidaten angewendet. Für Hyperkerne sind dies die folgenden Cuts:

- χ^2/n_{df} -Cut: Wahrscheinlichkeit, mit der sich die Trajektorien der Tochterpartikeln innerhalb der Fehler am Sekundärvertex schneiden.
- $l/\delta l$ -Cut: Mindestentfernung vom Zerfallspunkt des Kandidaten zum Primärvertex (normalisiert mit den Fehler δl)
- Masse-Cut $m < m_{lit} \pm 3\sigma$: Vergleich mit Literaturwert der Teilchenmasse.

Für die Rekonstruktion von Drei-Tochterzerfällen werden Kandidaten aus der Zwei-Tochterzerfall-Rekonstruktion mit einem weiteren Sekundärtrack kombiniert. Beispielsweise werden für die Rekonstruktion von ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ zunächst Kombinationen aus ${}^4\text{He}$ und π^- (entspricht ${}^4_{\Lambda}\text{H}$) gefunden und diese dann mit einem Proton kombiniert. Es wird also die folgende Zerfallskette konstruiert: ${}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^4_{\Lambda}\text{H} + \text{p}$; ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$.

5.2 Simulationen zur Detektoreffizienz für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$

Zur Analyse der Detektoreffizienz wurden zunächst Simulationsstudien für die beiden Hyperkerne ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ durchgeführt. In den simulierten Events wurde jeweils nur ein Hyperkern produziert ohne einen zusätzlichen Untergrund aus Teilchen, die in einem realen Event bei der Kollision von zwei schweren Ionen entstehen würden. Ziel war es, zu bestimmen, wie viele der ohne den TRD richtig identifizierte Hyperkerne durch verschiedene TRD-Cuts eliminiert werden. Die $\langle dEdx \rangle$ -Cuts wurden basierend auf den in Kapitel 4 mit der generalisierten Gaußfunktion ermittelten Erwartungswerten μ und Standardabweichungen σ für 18 verschiedene Impulsintervalle kalkuliert. Folgende Cuts wurden für die Analyse eingesetzt: $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 1 \sigma$ (68,27 % aller Messwerte der gefitteten Funktion), $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 2 \sigma$ (95,45 % aller Messwerte), $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 2,5 \sigma$ und $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 3 \sigma$ (99,73 % aller Messwerte). Dabei wurde der Mittelwert über die vier Messungen in den einzelnen Detektorlagen einmal als Durchschnitt gebildet und einmal als truncated mean, wie

Kapitel 4 dargestellt, berechnet. Der hier eingesetzte truncated mean wurde jeweils aus den zwei Messungen mit dem niedrigsten $dEdx$ -Wert errechnet.

Für jeden der beiden Hyperkerne wurden etwa 1.000.000 Events mit jeweils einem einzelnen Hyperkern produziert. Für die Darstellung wurden sie auf 2.800 Events normiert, um eine Vergleichbarkeit mit den Simulationen aus dem nächsten Abschnitt zu erhalten. Die Impulsverteilung der Hyperkerne wurde mit einem thermischen Modell simuliert.

Die mit dem KFParticleFinder rekonstruierten Signale für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Links ist das Signal für ${}^4\text{He}$ in Abhängigkeit von der Teilchenmasse dargestellt, wobei der KFParticleFinder jedoch allen direkt detektierten Teilchen einen festen Masse-Wert zuordnet. Rechts ist die Massenverteilung Signal für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ zu sehen. Das rekonstruierte Signal ohne TRD-Cut ist in blau dargestellt. Der Anteil der rekonstruierten Kerne, die tatsächlich dem entsprechenden simulierten MC-Kern entsprechen, ist in rot eingezeichnet. Da in den Events nur ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ produziert wurde, ist der Anteil an falsch identifizierten Teilchen extrem klein. Wurde ein Teilchen dennoch falsch identifiziert wurde, liegt dies daran, dass ein detektiertes Teilchen auf Basis seiner TOF-Masse eine falsche PID zugeordnet bekam, beispielsweise wurde ein Proton aus dem ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Zerfall als ${}^4\text{He}$ identifiziert. Oder es handelt sich um ein so genanntes *Ghost*-Teilchen, das heißt, dass bei der Spurrekonstruktion Hits unterschiedlicher Teilchen kombiniert wurden. *Split tracks* entstehen, wenn Hits, die eigentlich einer Spur angehören, in zwei oder mehr Tracks aufgeteilt werden. Zusätzlich zum rekonstruierten Signal sind in der Abbildung der Masse-Cut $m < m_{\text{Literatur}} \pm 3 \sigma$ (in violett gestrichelt), den der KFParticleFinder auf Basis der TOF-Masse grundsätzlich ausführt, sowie der TRD-Cut $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 2 \sigma$ (in orange gestrichelt) dargestellt. Der Signal-Peak wird durch den TRD-Cut um etwa ein Drittel reduziert.

Abbildung 5.4 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Simulationen. Für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ist ein kleinerer Peak bei einer Masse von etwa $4,847 \text{ GeV}/c^2$ zu sehen, der in den ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Simulationen nicht auftaucht. Dieser Peak resultiert aus einer Kombination von einem ${}^4\text{He}$ aus einem ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Zerfall mit einem Proton und einem Pion aus einem ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Zerfall. Da die Massendifferenz zwischen ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ kleiner ist als die Massendifferenz zwischen ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ ist die kinetische Energie von p und π^- aus dem ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Zerfall kleiner als für den ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Zerfall, sodass diesen *Ghost*- ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ eine etwas kleinere Masse zugeordnet wird. In der Rekonstruktion von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ fällt dieser Peak dann nicht mehr ins Gewicht, da er außerhalb des Masse-Cuts des KFParticleFinders liegt und die entsprechenden Teilchen für die weitere Analyse eliminiert werden. Auch hier wird Signal-Peak wird durch den TRD-Cut um etwa ein Drittel reduziert.

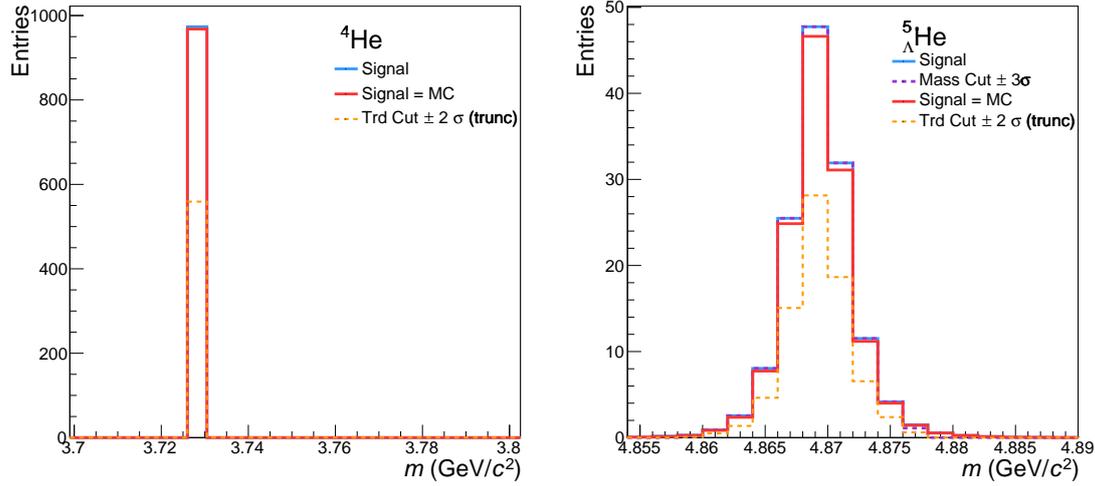


Abbildung 5.3: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ - und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Signale (in blau), den 3σ -Masse-Cut (in violett), einen 2σ -TRD-Cut (in orange) und für die Signale, die mit dem MC-Signal übereinstimmen (in rot), für 2.800 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events.

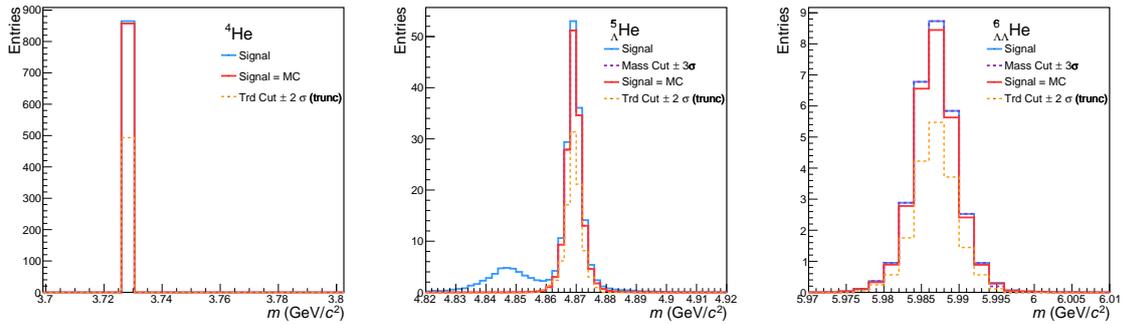


Abbildung 5.4: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale (in blau), den 3σ -Masse-Cut (in violett), einen 2σ -TRD-Cut (in orange) und für die Signale, die mit dem MC-Signal übereinstimmen (in rot), für 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events.

Ein detaillierter Vergleich für die verschiedenen TRD-Cuts für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Simulationen zeigt Abbildung 5.5. Oben sind die TRD-Cuts mit $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$, $\pm 2,5\sigma$ und $\pm 3\sigma$ basierend auf dem truncated mean dargestellt. In der Mitte sind die entsprechenden Cuts für eine Berechnung des Energieverlust-Durchschnitts $\langle dEdx \rangle$ aus allen vier Messungen zu sehen. Ein Vergleich zwischen Cuts auf Basis des truncated mean und des Mittelwertes für $\langle dEdx \rangle < \mu \pm 2\sigma$ und $\pm 3\sigma$ ist ganz unten gezeigt. Für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Simulationen sind die verschiedenen Cut-Vergleiche in Abbildung 5.6 dargestellt. Für beide Simulationen zeigt sich für alle Teilchen ein ähnliches Bild: Für die Truncated-mean-Cuts eliminieren der 3σ -Cut, der $2,5\sigma$ -Cut und der 2σ -Cut etwa ein Drittel des Signals, für den 1σ -Cut ist es bereits über die Hälfte. Die Mittelwert-Cuts mit $2,5\sigma$ und 3σ liegen auf einem ähnlichen Niveau wie die entsprechenden Truncated-mean-Cuts, die beiden Cuts mit 1σ und 2σ liegen deutlich darunter. Ein direkter Vergleich zwischen den beiden Cut-Arten in den unteren Ab-

bildungen deutlich zeigt, das der Mittelwert-Cut mit 3σ am leistungsfähigsten in Bezug auf die Effizienz ist, das heißt er eliminiert die wenigsten richtig identifizierten Signale. Für den 2σ -Cut ist aber eine Berechnung auf Basis des truncated mean deutlich effizienter.

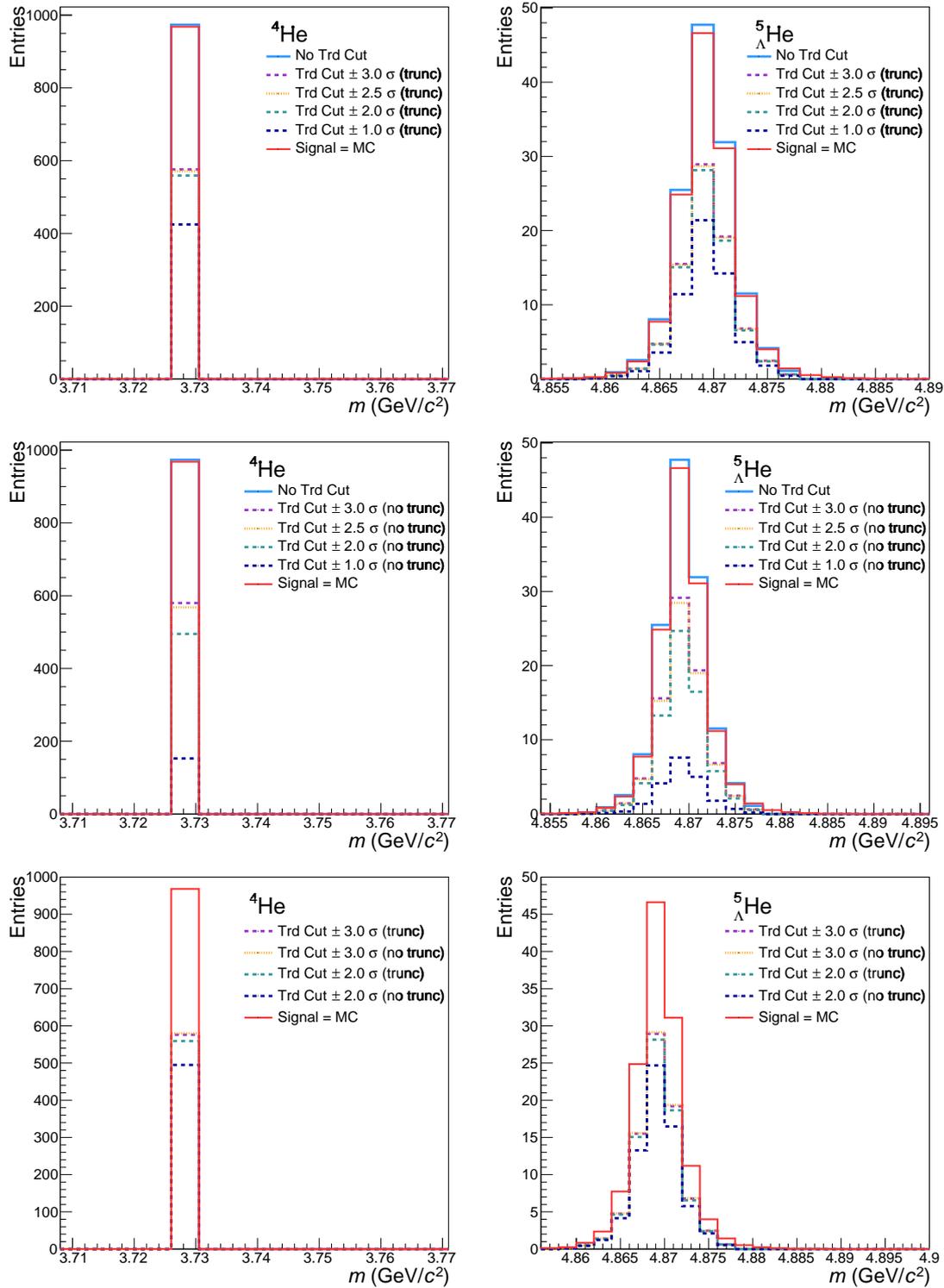


Abbildung 5.5: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ - und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Signale für verschiedene TRD-Cuts für $2.800 {}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events. Oben ist ein Vergleich für verschiedene Cuts, die auf Basis des truncated mean berechnet wurden, zu sehen, in der Mitte für Cuts basierend auf dem Mittelwert und unten ein Vergleich zwischen Cuts basierend auf dem truncated mean mit Cuts basierend auf dem Mittelwert. (Alle Signale wurden mit dem 3σ -Masse-Cut gefiltert.)

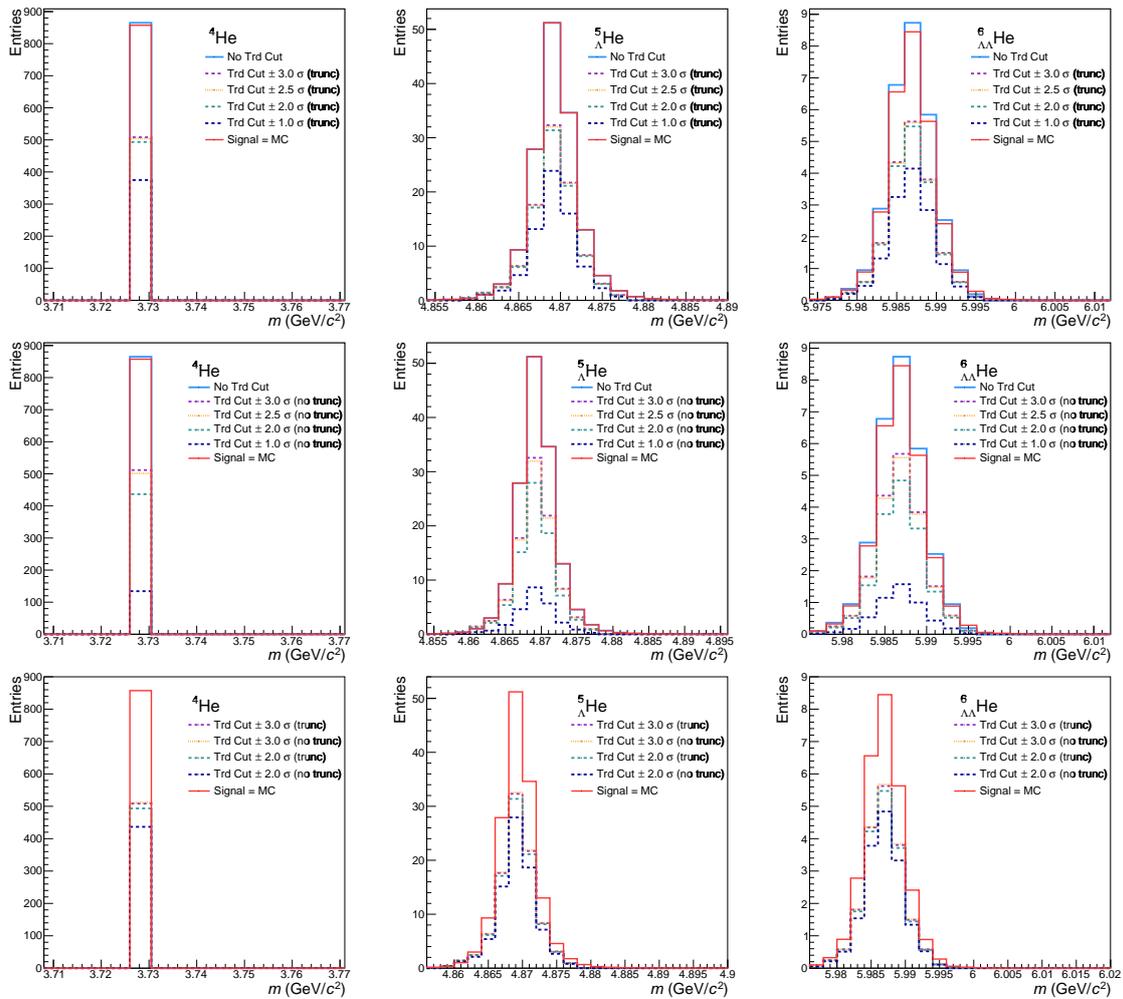


Abbildung 5.6: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events. Oben ist ein Vergleich für verschiedene Cuts, die auf Basis des truncated mean berechnet wurden, zu sehen, in der Mitte für Cuts basierend auf dem Mittelwert, und unten ein Vergleich zwischen Cuts basierend auf dem truncated mean mit Cuts basierend auf dem Mittelwert. (Alle Signale wurden mit dem 3σ -Masse-Cut gefiltert.)

Aus den Simulationen mit den unterschiedlichen Cuts wurde jeweils die Anzahl der detektierten Teilchen ermittelt, für das rekonstruierte Signal, den Masse-Cut und für die rekonstruierten Kerne, die mit dem MC-Signal übereinstimmen. Die Ergebnisse sind in einer Übersicht in Abbildung 5.7 für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Simulationen dargestellt. Die Anzahl der rekonstruierten ${}^4\text{He}$ - und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Tracks liegt nur minimal über der Anzahl von richtig identifizierten Tracks, was für die Simulationen ohne Hintergrund zu erwarten war. Die TRD-Cuts mit 3σ , $2,5\sigma$ und 2σ (mit truncation) reduzieren die Track-Anzahl um etwa ein Drittel. Für den 2σ -Cut (mit truncation) und die 1σ -Cuts sinkt die Anzahl der rekonstruierten Tracks schrittweise ab; für den 1σ -Cut (ohne truncation) wird nur noch ein ca. 15 % der Teilchen identifiziert. Für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Simulationen in 5.8 zeigt sich ein sehr ähnliches Bild. Nur für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ liegt die Anzahl der rekonstruierten Tracks für alle Cuts um etwa ein Drittel über den tatsächlichen MC-

Tracks, aufgrund der falschen Kombinationen mit Protonen und Pionen aus einem ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Zerfall (wie oben beschrieben). Diese Differenz lässt sich jedoch weitestgehend mithilfe des Masse-Cuts beseitigen.

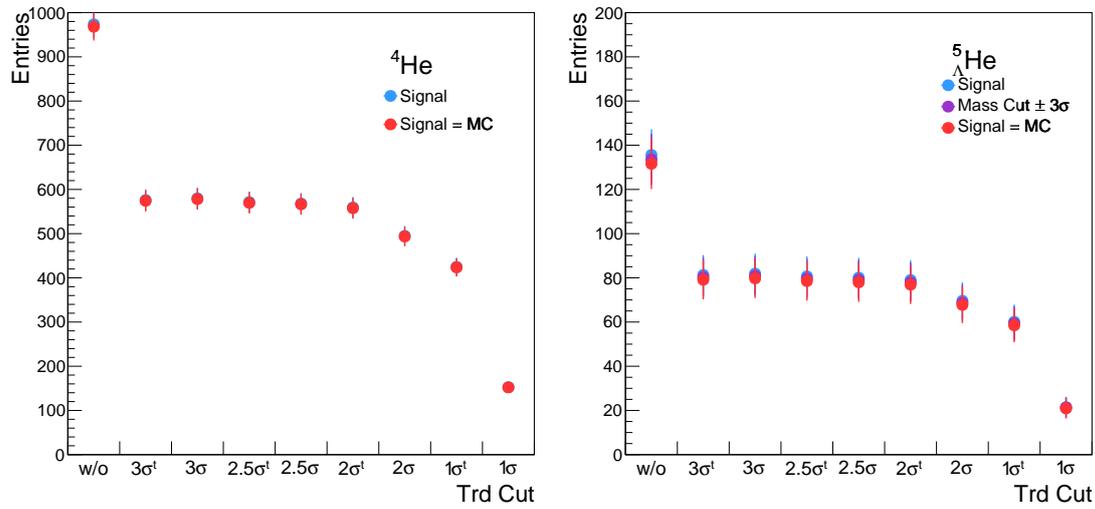


Abbildung 5.7: Anzahl der rekonstruierten ${}^4\text{He}$ - und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Signale für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events.

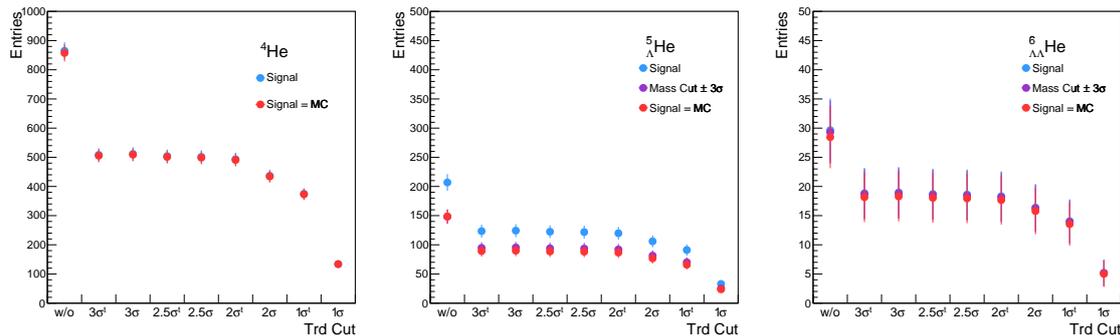


Abbildung 5.8: Anzahl der rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events.

Aus den Teilchenanzahlen für die verschiedenen Cuts wurden die Effizienzen ϵ berechnet. Basierend auf der Anzahl der rekonstruierten Signale, die mit der MC-Identität übereinstimmen, n_{sig}^{MC} und der Anzahl der simulierten Teilchen n_{sim} ergibt sich: $\epsilon = \frac{n_{sig}^{MC}}{n_{sim}}$. Die Effizienz drückt damit aus, wie viele der produzierten Teilchen richtig identifiziert wurden. Die Effizienzen für die verschiedenen Cuts für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Für ${}^4\text{He}$ liegt die Effizienz ohne TRD-Cut bei 35 %, für die ersten fünf Cuts von $\pm 3\sigma$ (mit truncation) bis $\pm 2\sigma$ (mit truncation) liegt sie bei etwa 20 % und reduziert sich dann weiter. Für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ist die Effizienz ohne den TRD-Cut auf einem Niveau von etwa 4,7 %, für die ersten fünf Cuts sinkt sie auf ein Level von etwa 2,7 %. Für die drei übrigen Cuts sinkt sie weiter und liegt für den 1σ -Cut bei unter 1 %. Für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events in Abbildung 5.10 zeigt sich ein ähnlicher Verlauf. Für ${}^4\text{He}$ sinkt die Effizienz von etwa 30 % (ohne TRD-CUT) auf

ca. 18 % (für die ersten 5 Cuts). ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ wird ohne TRD-Cut mit einer Effizienz von 5,5 % und mit den fünf ersten Cuts von 3,2 % identifiziert. ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ kann mit einer Effizienz von etwa 1 % ohne den TRD-Cut identifiziert werden und für die ersten 5 Cuts von etwa 0,65 %. Die Effizienz für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ wird folglich durch einen TRD-Cut um etwa ein Drittel gesenkt.

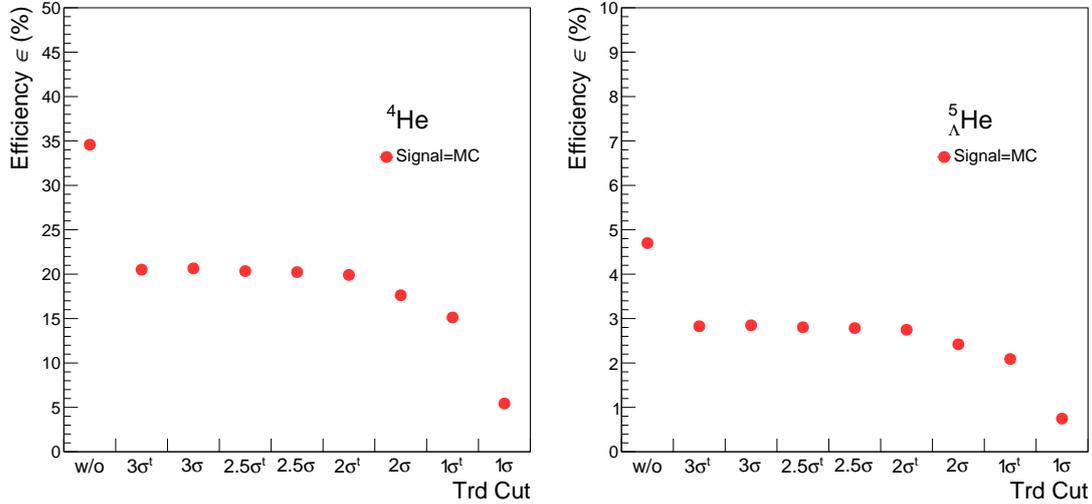


Abbildung 5.9: Effizienz (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl simulierter Teilchen) für ${}^4\text{He}$ und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events.

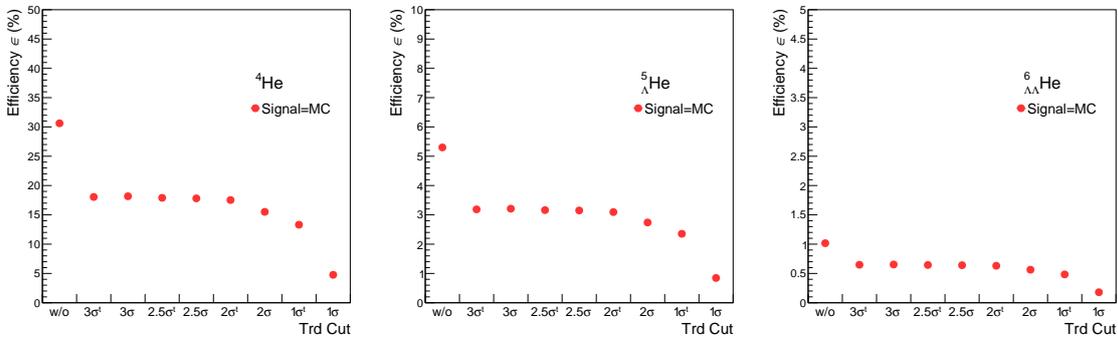


Abbildung 5.10: Effizienz (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl simulierter Teilchen) für ${}^4\text{He}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events.

Wichtig für die Teilchendetektion ist besonders auch die Purity P . Sie ist ein Maß für den Anteil korrekt identifizierter Teilchen n_{sig}^{MC} am rekonstruierten Signal n_{sig}^{MC} : $P = \frac{n_{sig}^{MC}}{n_{sig}}$. Die berechneten Purity-Werte sind in Abbildung 5.11 und 5.12 für die beiden Hyperkern-Simulationen dargestellt. Da es sich bei den Simulationen um reine Hyperkern-Events ohne Hintergrund handelt, ist die *Purity* erwartungsgemäß für alle Teilchen und Cuts sehr hoch und beträgt mindestens 96 %. Lediglich für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ in den ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Simulationen zeigen sich aufgrund der bereits beschriebenen Fehlkombinationen Unregelmäßigkeiten. Für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ liefern der 2σ -Cut (mit truncation) und

1 σ -Cut (mit truncation) mit 96,4 % die höchsten Purity. Unter Berücksichtigung der Effizienz ist der 2 σ -Cut (mit truncation) für die analysierten Events optimal. Für ein realistisches Bild der Purity wird im nächsten Abschnitt zusätzlich zu den ${}^6_{\Lambda\Lambda}$ He-Kernen ein Teilchen-Hintergrund simuliert.

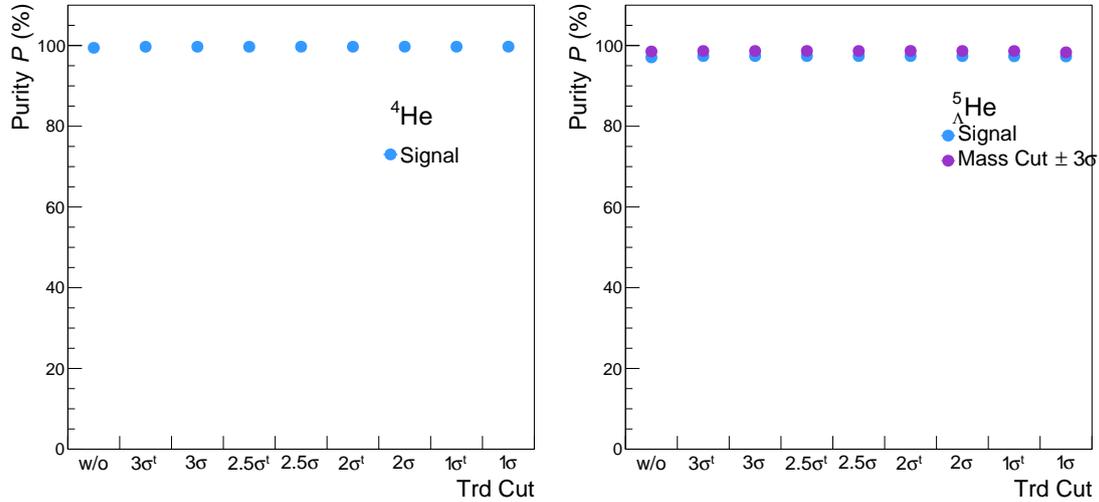


Abbildung 5.11: Purity (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl rekonstruierter Teilchen) für ${}^4\text{He}$ und ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events.

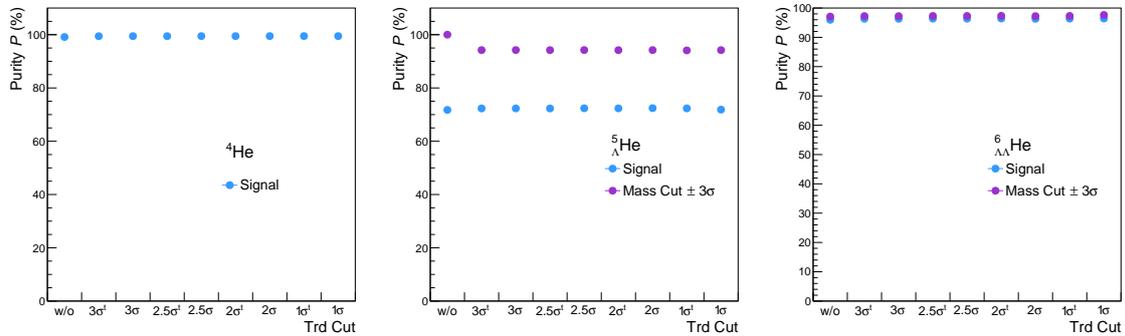


Abbildung 5.12: Purity (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl rekonstruierter Teilchen) für ${}^4\text{He}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ für verschiedene TRD-Cuts für 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events.

5.3 Simulationen für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in einem realistischen Teilchen-Umfeld

Für eine Analyse unter realistischen Bedingungen wurde das ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signal im zweiten Schritt in ein UrQMD-Event eingebettet. Wie für die Analyse von leichten Kernen wurden Au+Au-Events (10 % most central, d. h. mit einem Impact Parameter $b < 4.65$ fm) bei einer Strahlenergie von 8 AGeV mit dem UrQMD-Eventgenerator generiert [B98]. Die Dicke des Au-Targets wurde wieder auf $25 \mu\text{m}$ festgesetzt. Zusätzlich wurde der leichte Kern Deuterium in einem realistischen Verhältnis, das heißt sechs Deuteriums pro Event (Berechnung mit dem thermischen Modell [39, 80]), hinzugefügt. Insgesamt ca. 2.100.000 solcher Events wurden erzeugt. Da mithilfe des TRD insbesondere der ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Zerfall vom Zerfall des Hypertriton getrennt werden, kann wurden außerdem ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Hyperkerne, ebenfalls eingebettet in ein UrQMD-Event und sechs Deuteriums, produziert. Da nur sehr wenige ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in einem solchen Event falsch als solche identifiziert werden, wurden ca. 10.000.000 Hypertriton-Events simuliert. Die beiden separaten Simulationen für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ und ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ wurden anschließend normiert und in einem realistischen Verhältnis zusammengefügt. Nach einer Berechnung mit dem thermischen Modell werden $4,780 \cdot 10^{-8}$ ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ und $1,686 \cdot 10^{-2}$ ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ pro Event produziert [39, 80]. Das entspricht einem Verhältnis für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}/{}^3_{\Lambda}\text{H}$ von $2,8 \cdot 10^{-6}$. Für die folgenden Darstellung wurde für eine anschauliche Darstellung eine Normierung der ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Events auf 1.000.000.000 Ereignisse gewählt. Dementsprechend wurde die Anzahl der ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events auf 2.800 festgelegt.

In Abbildung 5.13 sind zunächst die detektierten Signale für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events mit dem oben dargestellten Teilchen-Hintergrund gezeigt, das Signal ohne TRD-Cut (in blau), mit 3σ -Masse-Cut (in violett) und dem 2σ -TRD-Cut (in orange). Oben sind die nicht normierten Signale abgebildet. Es zeigt sich eine weit breitere Verteilung als sie für die reinen ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events zu sehen war. Unten wurden die Signale für eine bessere Vergleichbarkeit auf 2.800 Events normiert, die Details in den Bereichen mit niedriger Teilchenanzahl sind nun nicht mehr zu sehen. Im Vergleich zu den reinen Events haben die Peaks in der Verteilung etwa die halbe Höhe; der Peak für das rekonstruierte Signal von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ lag dort etwa bei 9 Events. Durch den zusätzlichen Hintergrund wird die Leistungsfähigkeit der Detektoren vermindert, indem es aufgrund des kombinatorischen Hintergrundes zu einer höheren Zahl fehlidentifizierter Teilchen kommt. Der Peak für das rekonstruierte Signal von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ liegt nun etwa bei 4,5 Events. Auch die Differenz zwischen der Zahl der rekonstruierten Teilchen und Teilchen mit korrekter MC-Identität ist nun angestiegen und liegt bei etwa 10 %. Der 2σ -TRD-Cut eliminiert nach wie vor etwa ein Drittel der rekonstruierten Teilchen. Die produzierten Events, die ein ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ enthalten, sind jedoch sehr selten. Es

ist deshalb besonders wichtig, diese von den Events zu trennen, in denen ein ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ als ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ fehlidentifiziert wird. Daher werden im nächsten Schritt ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Events simuliert.

Die Signale aus den Events mit ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, eingebettet in denselben UrQMD-Teilchen-Hintergrund wie die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events, sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Oben sind zunächst wieder die nicht-normierten Signale gezeigt. Obwohl kein ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ produziert wurde, hat das ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Signal für in 10.000.000 Events einen Peak mit etwa 100.000 Teilchen, und auch etwa 40 falsche ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ werden rekonstruiert. Ein Großteil der Teilchen liegt nicht innerhalb der Akzeptanz des Masse-Cuts und wird so bereits eliminiert, jedoch nicht alle. Mithilfe des 2σ -TRD-Cuts können aber alle falsch rekonstruierten Untergrund- ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ unterdrückt werden. Anhand der normierten Signale in der Abbildung unten wird nun deutlich, dass, wenn die Signale aus den ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Events in ein realistisches Verhältnis zu den ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events gesetzt werden, die wenigen falsch identifizierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ sehr stark ins Gewicht fallen. Denn es sind nun mehrere hundert Teilchen, die ohne den TRD falsch als ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ identifiziert werden, während nur etwa 4,5 echte ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in den normierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events identifiziert werden.

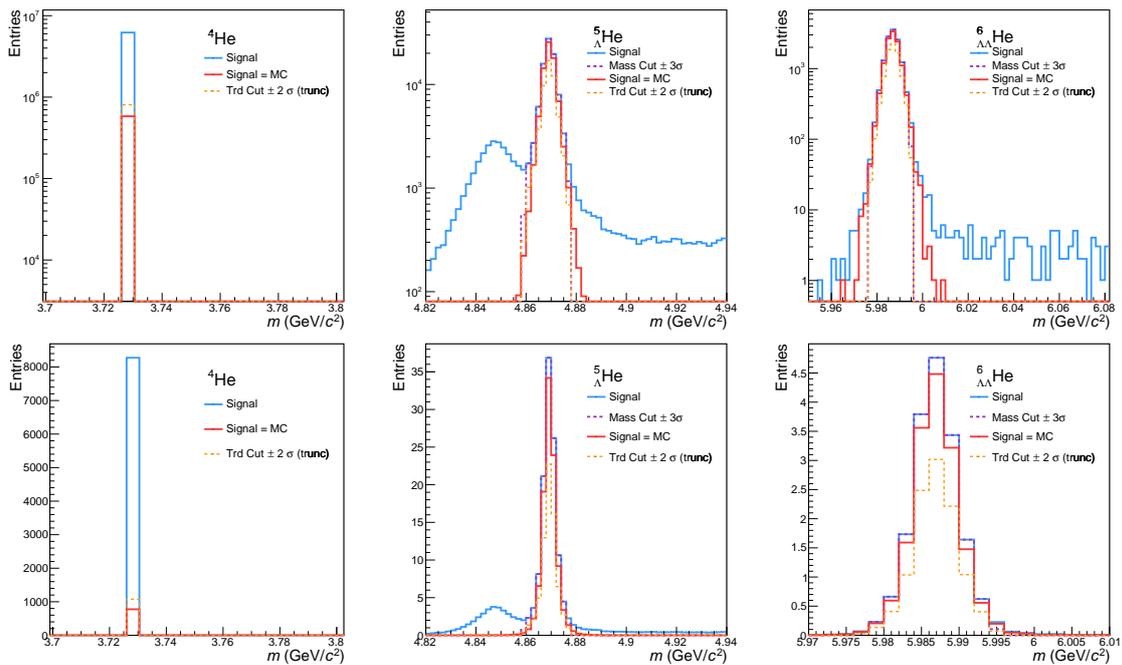


Abbildung 5.13: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale (in blau), den 3σ -Masse-Cut (in violett), einen 2σ -TRD-Cut (in gelb) und die rekonstruierten Signale, die mit dem MC-Signal übereinstimmen (in rot). Oben sind die Signale aus 1.000.000 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}+d+\text{UrQMD}$ -Events dargestellt, unten wurden die Events für eine bessere Vergleichbarkeit mit den produzierten ${}^3_{\Lambda}\text{H}+d+\text{UrQMD}$ -Events auf 2.800 Events normiert.

Die aus den ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events und den ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Events mit entsprechender Normierung zusammengesetzten Signale sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Hier wird nun ganz eindeutig sichtbar, wie der TRD einen unverzichtbaren Beitrag zur korrekten Identifikation

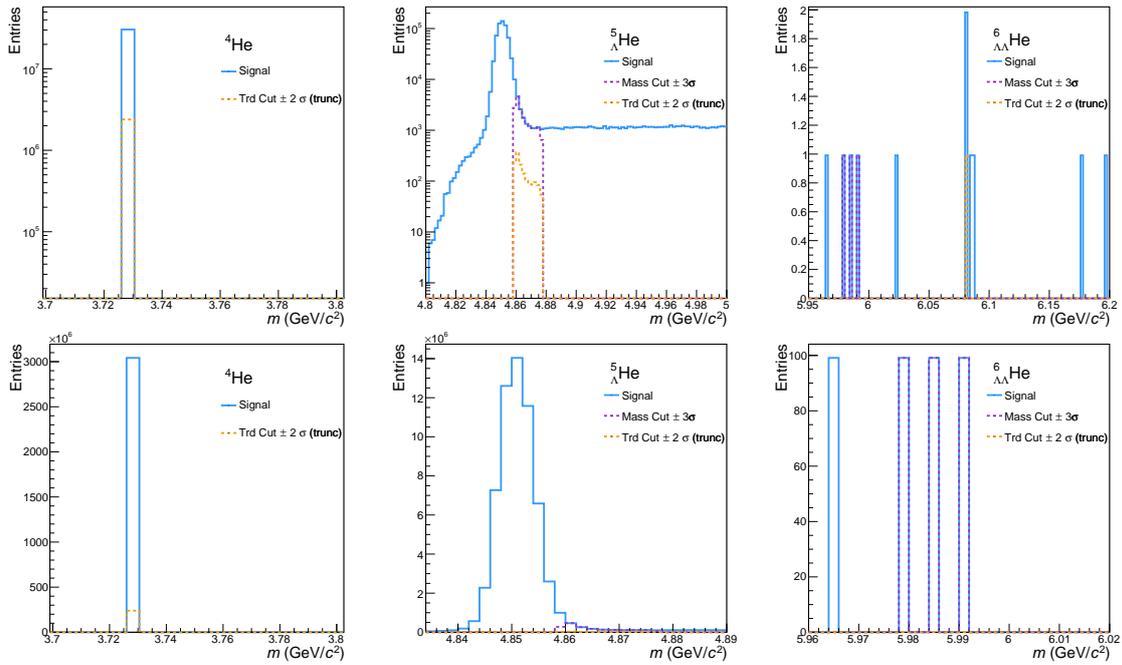


Abbildung 5.14: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale (in blau), den 3σ -Masse-Cut (in violett), einen 2σ -TRD-Cut (in gelb) und die rekonstruierten Signale, die mit dem MC-Signal übereinstimmen (in rot). Oben sind die Signale aus 10.000.000 ${}^3_{\Lambda}\text{H}+\text{d}+\text{UrQMD}$ -Events dargestellt, unten wurden die Events für eine bessere Vergleichbarkeit mit den produzierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}+\text{d}+\text{UrQMD}$ -Events auf 1.000.000.000 Events normiert.

von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ liefert. Die ohne den TRD identifizierten Hyperkerne liegen mehrere Größenordnung über dem korrekten Signal, während mit einem TRD-Cut die falsch identifizierten Kerne komplett eliminiert werden.

Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Cuts wurde wie vorherigen Abschnitt erstellt und wird in Abbildung 5.16 dargestellt. Oben werden die Cuts basierend auf dem truncated mean, in der Mitte die Cuts auf Basis des Mittelwertes und unten Cuts mit 2σ und 3σ für die unterschiedlichen Mittelwert-Berechnungen mit und ohne truncation dargestellt. Es zeigt sich, dass die 3σ -Cuts und der $2,5\sigma$ -Cut (mit truncation) nicht in der Lage sind, alle ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ aus den Hypertriton-Events herauszufiltern. Mithilfe aller anderen Cuts in Kombination mit dem Masse-Cut ist dies hier möglich, wobei der 2σ -Cut mit truncation und der $2,5\sigma$ -Cut ohne truncation am geeignetsten erscheinen, da sie die wenigsten richtig identifizierten ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ herausschneiden.

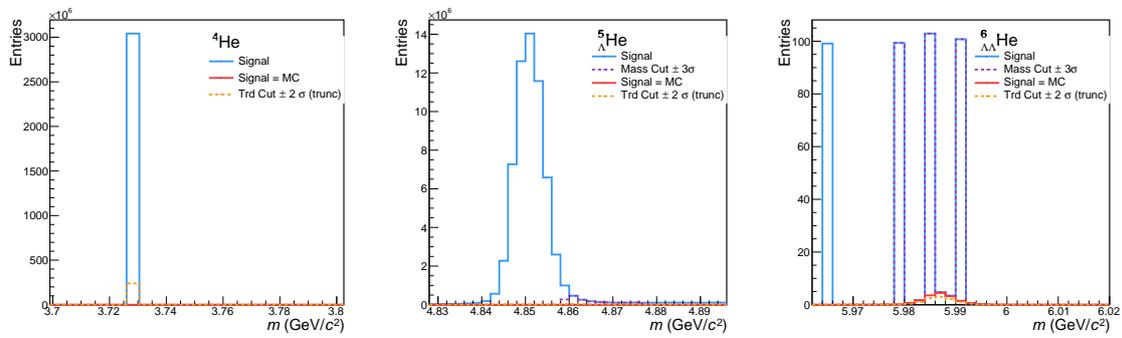


Abbildung 5.15: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale (in blau), den 3σ -Masse-Cut (in violett), einen 2σ -TRD-Cut (in gelb) und die rekonstruierten Signale, die mit dem MC-Signal übereinstimmen (in rot). Die Signale wurden aus zwei Simulationen kombiniert und realistisch normiert: $2.800 {}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}+d+\text{UrQMD}$ -Events und $1.000.000.000 {}^3_{\Lambda}\text{H}+d+\text{UrQMD}$ -Events.

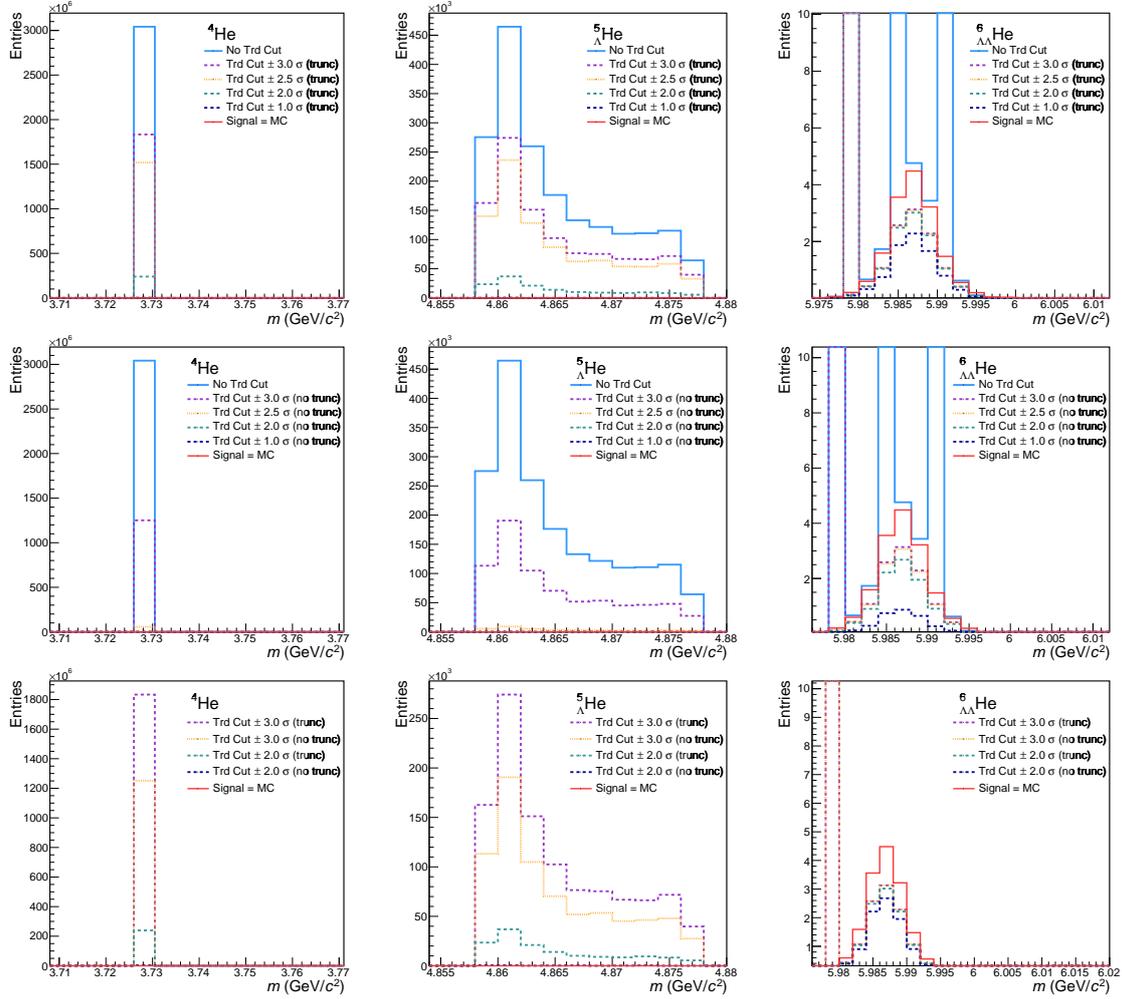


Abbildung 5.16: Massenverteilung für die rekonstruierten ${}^4\text{He}$ -, ${}^5\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale für verschiedene TRD-Cuts. Oben ist ein Vergleich für verschiedene Cuts, die auf Basis des truncated mean berechnet wurden, zu sehen, in der Mitte für Cuts basierend auf Mittelwert und unten ein Vergleich zwischen Cuts basierend auf dem truncated mean mit Cuts basierend auf dem Mittelwert. Die Signale wurden aus zwei Simulationen kombiniert und realistisch normiert: 2.800 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}+d+\text{UrQMD}$ -Events und 1.000.000.000 ${}^3_{\Lambda}\text{H}+d+\text{UrQMD}$ -Events. (Alle Signale wurden mit dem Masse-Cut 3σ -Masse-Cut gefiltert.)

Abschließend ist in Abbildung 5.17 eine Übersicht über die Teilchenanzahl (oben), die Effizienz (Mitte) und die Purity (unten) für die verschiedenen Cuts dargestellt. Mit einem Blick auf die Teilchenanzahl wird nun direkt deutlich, dass ohne den TRD-Cut eine extrem hohe Anzahl von falsch identifizierten Kernen und Hyperkernen detektiert wird; das rekonstruierte Signal liegt für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ zwei Größenordnungen über dem MC-Signal und selbst mit dem Masse-Cut noch um eine Größenordnung. Auch die weiter gefassten 3σ -Cuts sind noch nicht ausreichend, um ein akzeptables Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis zu generieren. Erst für den $2,5\sigma$ -Cuts (ohne truncation) und die 2σ - und 1σ -Cuts wird eine akzeptable Identifikation erreicht. Für diese Cuts kann entsprechend auch die Purity von unter 1 % auf 90 % erhöht werden. Die Effizienz liegt für die ersten 5 Cuts auf einem Niveau von etwa 3,8 % bevor sie weiter absinkt. Der 2σ -Cut (mit truncation) erweist sich damit als der optimale Cut für eine effiziente ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Identifikation mit einem hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit dem TRD.

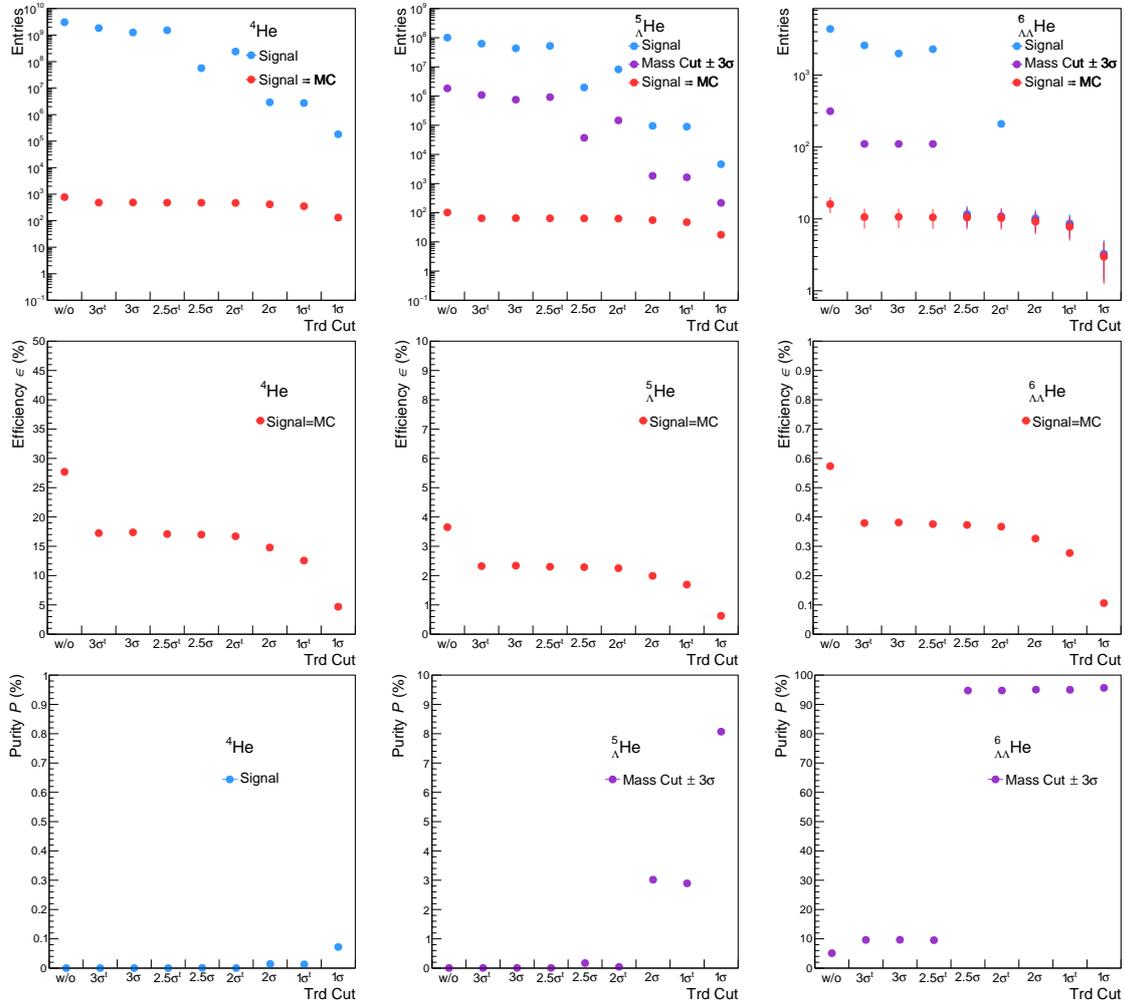


Abbildung 5.17: Anzahl rekonstruierter ${}^4\text{He}$ -, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ - und ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Signale (oben), Effizienz (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl simulierter Teilchen (Mitte)) und Purity (=Anzahl richtig identifizierter Teilchen/Anzahl rekonstruierter Teilchen) (unten) für verschiedene TRD-Cuts. Die Signale wurden aus zwei Simulationen kombiniert und realistisch normiert: $2.800 {}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}+d+\text{UrQMD}$ -Events und $1.000.000.000 {}^3_{\Lambda}\text{H}+d+\text{UrQMD}$ -Events.

6 Zusammenfassung und Fazit

Ziel der Simulationsstudien in dieser Arbeit war es, die Leistungsfähigkeit des Transition Radiation Detectors zur Identifikation von leichten Kernen und Hyperkernen im CBM-Experiment zu untersuchen. Die Trennung von Helium und Deuterium mithilfe ihres spezifischen Energieverlustes im TRD ist zentral, um eine Rekonstruktion des seltenen Hyperkerns ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ mit einem hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse zu leisten. Zur Erfüllung der Anforderungen, die sich aus dem CBM-Forschungsprogramm ergeben, wird eine Auflösung des Energieverlustes $dEdx$ von Helium von höchstens 30 % verlangt.

Die Studien in Kapitel 4 waren darauf ausgerichtet, die TRD-Leistung für verschiedene Detektorgeometrie mit drei, vier und fünf Detektorlagen zu vergleichen sowie um den Algorithmus zur Trennung der beiden Kerne zu optimieren. Die Simulationen wurden mit CBMROOT ausgeführt. Mit dem Urqmd-Eventgenerator wurden 5.000.000 Au+Au-Kollisionen (minimum bias) bei einer Strahlenergie von 8 GeV simuliert, in die jeweils ein d, ein ${}^4\text{He}$ sowie ein t und ein ${}^3\text{He}$ eingebettet wurden. Für die Analyse wurde das PAPA-Framework eingesetzt. Die Auflösung für Helium lag für den Impulsbereich von $0,82 < p < 6,90$ bei höchstens 31 % für 3 Lagen, bei höchstens 29 % für 4 Lagen und bei maximal 26 % für 5 Lagen. Die Separation Power, ein Maß für die Trennschärfe zwischen den beiden leichten Kernen, lag bei mindestens 4 für alle Geometrien und verbessert sich mit der Anzahl der Lagen. Die Purity für ein $dEdx$ -Intervall, in dem 90 % aller He liegen, beträgt über 80 % für alle Geometrien. Die Detektorgeometrie mit vier Lagen erreicht für alle untersuchten Größen sehr gute Ergebnisse. Auch wenn mit einer Detektorgeometrie mit 5 Lagen in dieser Untersuchung etwas bessere Werte erreicht werden, so rechtfertigt diese geringfügige Verbesserung gegenüber der Geometrie mit 5 Lagen nicht das zusätzliche Materialbudget.

Zur Optimierung des Algorithmus zur Trennung der beiden Kerne auf Grundlage des spezifischen Energieverlustes, wurden verschiedene Berechnung des durchschnittlichen Energieverlustes $\langle dEdx \rangle$ aus den Messungen der einzelnen Detektorlagen durchgeführt. Neben des gleichgewichteten Durchschnitts über alle Lagen, wurde $dEdx$ mit verschiedenen Varianten eines truncated mean berechnet. Mithilfe des truncated mean wurden die $dEdx$ -Werte ausgewählt, die in ihrer Höhe am nächsten am wahrscheinlichsten spezifischen $dEdx$ für Helium liegen. Eine Berechnung mit

dem truncated mean führt zu keiner Verbesserung der maximalen Auflösung sowie der Separation Power. Dies liegt darin begründet, dass mithilfe des truncated mean, die Breite der Peaks zwar verkleinert werden kann, jedoch ihre Position zu kleineren $dEdx$ -Werten hin verschoben wird. Daher ist an dieser Stelle die Purity das geeignete Kriterium für eine aussagekräftige Analyse. Die Purity verbessert sich von etwa 86 % auf über 97 % und wird zu kleineren Impulsen hin größer. Zwischen den einzelnen Varianten der Berechnung des truncated mean ergeben sich geringfügige Veränderungen. Die besten Werte werden für die Variante erreicht, bei der nur die beiden niedrigsten $dEdx$ -Messungen in die Berechnung des Durchschnitts eingehen.

Wie sich die Trennung der beiden leichten Kerne mithilfe des TRD auf die Identifikation und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ auswirkt wurde in Kapitel 5 untersucht. Der Auswirkung verschiedener $dEdx$ -Cuts basierend auf der $dEdx$ -Verteilung für Helium, die in Kapitel 4 ermittelt wurde, auf die Rekonstruktion der Hyperkerne, wurde getestet. Die gewählten TRD-Cuts lagen zwischen $dEdx < \mu \pm 1$ bis ± 3 und berücksichtigten auch Auswertungen mit dem truncated mean. Die Simulationen wurden wieder mit CBMROOT ausgeführt, für die Rekonstruktion und Analyse wurde der KFPparticleFinder eingesetzt. Zunächst wurde die Detektoreffizienz untersucht. Dazu wurden 1.000.000 Events, die jeweils ein ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, und 1.000.000 Events, die jeweils ein ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ enthielten, – ohne einen realistischen Teilchen-Untergrund – simuliert. Die Impulsverteilung der Hyperkerne wurde mit einem thermischen Modell simuliert. Zusätzlich zu den TRD-Cuts wurde ein 3σ -Masse-Cut ausgeführt. Für die ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ -Events wurde für die verschiedenen TRD-Cuts eine Effizienz $\epsilon = n_{MC}/n_{sim}$ von etwa 0,6 % bis 2,8 % für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ermittelt; die Effizienz für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events lag für ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ zwischen 0,1 % und 0,7 %. Da in den einzelnen Events jeweils nur ein Hyperkern produziert wurde, war die Purity ($P = n_{MC}/n_{sig}$) erwartungsgemäß für alle Cuts in beiden Simulationen für alle Teilchen bei nahezu 100 %. Im nächsten Schritt wurden die Hyperkerne daher in ein realistisches Teilchenumfeld eingebettet.

Untersuchung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für die ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, wurde der Hyperkern ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ in ein Urqmd-Event (Au+Au mit einer Strahlenergie von 8 GeV) integriert. Zusätzlich wurde d in einem relativen Verhältnis produziert (6 pro Event). Insgesamt 1.000.000 solcher Events wurden produziert. Außerdem Urqmd-Events, die anstelle eines ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$, ein ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ und wieder 6 d enthielten produziert. Dies ermöglichte eine Untersuchung der Fehlidentifikationen von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ aufgrund einer falschen Identifikation eines d als He. Da diese Rekonstruktion für ein einzelnes Event relativ unwahrscheinlich ist, wurden 10.000.000 Events simuliert. In diesen 10.000.000 Events werden ohne einen TRD-Cut etwa 40 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ identifiziert. Mit verschiedenen Cuts lassen sich diese falsch identifizierten ganz eliminieren oder zumindest drastisch reduzieren. Für eine realitätsnahe Analyse der Effizienz und der Purity wur-

den die beiden Simulationen mit ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ -Events und ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ -Events in einem realistischen Verhältnis von ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}/{}^3_{\Lambda}\text{H} = 2,8 \cdot 10^{-6}$ zusammengesetzt. Die Purity kann nun mit einigen TRD-Cut von fast 0 % auf über 90 % verbessert werden. Die Effizienz ist liegt zwischen 0,1 % und 0,4 %. Auf Basis der Simulation wird mit einem $2,5\sigma$ -Cut eine Purity von über 90 % bei einer Effizienz von 0,4 % erreicht.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der TRD einen zentralen Beitrag zur Trennung von Helium und Deuterium leistet, auf dessen Grundlage ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ mit einem guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis identifiziert werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Amsler, Kern- und Teilchenphysik, vdf Hochschulverl. AG an der ETH Zürich, 2007.
- [2] J. Bleck-Neuhaus, Elementare Teilchen, Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [3] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, WILEY-VCH Verlag, 2008.
- [4] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [5] www.wikipedia.org, Zugriff 30.12.2018.
- [6] Particle Data Group, J. Beringer et al., Review of Particle Physics (RPP), Phys.Rev. D86, 2012.
- [7] E. Lohrmann, Hochenergiephysik. 5., überarb. und erw. Aufl. Teubner, 2005.
- [8] W. Florkowski, Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions, World Scientific, 2010.
- [9] E. V. Shuryak, The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter, 2. Edition, World Scientific, 2004.
- [10] B. Dönigus, Investigation of baryons with strangeness and search for weakly decaying exotics with ALICE at the LHC, Technische Universität Darmstadt, 2013.
- [11] A. Andronic et al., Hadron production in ultra-relativistic nuclear collisions: quarkyonic matter and a triple point in the phase diagram of QCD, Nucl. Phys. A837, 2010, p. 65–86.
- [12] Blume et al. The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD), GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, 2018.

- [13] T. Galatyuk, HADES overview, Nucl. Phys., A931, 2014, pp. 41–51.
- [14] T. Ablyazimov et al. Challenges in QCD matter physics — The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR. Eur. Phys. J. A, 53:60, 2017.
- [15] Wuppertal-Budapest Collaboration, S. Borsanyi et al., Is there still any Tc mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III, JHEP 1009:073, 2010.
- [16] A. Bazavov et al., The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition, Phys. Rev. D85, 054503, 2012.
- [17] Y. Aoki et al., The order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics, Nature 443, 2006, p. 675–678.
- [18] F. Karsch, Moments of charge fluctuations, pseudo-critical temperatures and freeze-out in heavy ion collisions, J. Phys. G 38, 124098 2011.
- [19] Z. Fodor and S. D. Katz, Critical point of QCD at finite T and μ_B , lattice results for physical quark masses, JHEP 0404:050, 2014.
- [20] K. Fukushima and T. Hatsuda, The phase diagram of dense QCD, Rept. Prog. Phys. 74, 014001, 2011.
- [21] Z. Fodor and S. D. Katz, The Phase diagram of quantum chromodynamics, Landolt-Boernstein 1-23A, 2009.
- [22] Lexikon der Physik, www.spektrum.de, Zugriff am 03.01.2019.
- [23] D. M. Brink: Nuclear Forces, Pergamon Press, Oxford 1965.
- [24] G. D. Rochester, C. C. Butler: Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles, 1947.
- [25] W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, Quantum chromodynamics Springer Science and Business Media, 2002.
- [26] M. Gell-Mann and Y. Ne’eman, The Eightfold Way: A Review - With Collection of Reprints, Frontiers in Physics, ed. D. Pines, W. A. Benjamin, Inc. New York - Amsterdam, 1964.
- [27] M. Juric et al., A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei ($15 \geq a$), Nucl. Phys. B 52, 1973, p. 1-30.
- [28] C. Samanta, P. Roy Chowdhury and D.N.Basu, Lambda hyperonic effect on the normal driplines, Journal of Physics G. 35 (6), 2008.

- [29] H. Stöcker P.-G. Reinhard, Multi-lambda hypernuclei and the equation of state of hypermatter, *Physical Review C* 42(6), 1991.
- [30] C. Samanta, P. Roy Chowdhury, D. N. Basu, A Mass Formula from Light to Hypernuclei, XXIX Mazurian Lakes Conference on Physics: Nuclear Physics and the Fundamental Processes, 2005.
- [31] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York 1977.
- [32] A.S. Botvina; J. Pochodzalla, Production of hypernuclei in multifragmentation of nuclear spectator matter, *Physical Review C*. 76 (2), 2007.
- [33] J. M. Lattimer, M. Prakash, The Physics of Neutron Stars, *Science* 304, 5670, 2004, pp. 536-542.
- [34] Gordon Baym, Ultrarelativistic heavy ion collisions: the first billion seconds, *Nucl. Phys. A* 956, 2016, p. 1-10.
- [35] I. Bombaci, The maximum mass of a neutron star, *Astronomy and Astrophysics*, 305, 1996.
- [36] H. Bethe, Supernova mechanisms. *Reviews of Modern Physics*, 62, 4, 1990.
- [37] S. A. Bass et al., Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41, 1998, p. 255–369.
- [38] A. Enokizono, Space-time evolution of hot and dense matter probed by Bose-Einstein correlation in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Ph.D. thesis, University of Hiroshima, Higashi-Hiroshima, 2004.
- [39] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, H. Stöcker, Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions, *Phys.Lett. B*697, 2011, p. 203-207.
- [40] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels and N. Xu, Thermal Equilibration and Expansion in Nucleus-Nucleus Collision at the AGS, *Phys. Lett. B* 344, 1995, pp. 43.
- [41] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: the hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition, *Phys. Lett. B* 673, 2009, pp. 142.
- [42] R. A. Beth and C. Lasky, The Brookhaven Alternating Gradient Synchrotron, *Science* 5, 128, 3336, 1958, pp. 1393-1401.

- [43] M. Harrison, T. Ludlam, S. Ozaki, RHIC project overview, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499, 2-3, 2003, pp. 235-244.
- [44] STAR Collaboration, A. Schmah et al., Highlights of the beam energy scan from STAR, *Central Eur. J. Phys.* 10, 2012 p. 1238–1241.
- [45] NA61 Collaboration, A. Aduszkiewicz et al., NA61/SHINE at the CERN SPS: plans, status and first results, *Acta Phys. Polon.* B43, 2012, pp. 635.
- [46] D. Blaschke et al., Topical issue on exploring strongly interacting matter at high densities - NICA white paper, *Eur. Phys. J. A* 52 no. 8, 2016, pp. 1.
- [47] A. Kovalenko et al., NICA — Nuclotron-based Ion Collider fAcility — a base for fundamental research and innovation development.
- [48] H. Gutbrod et al., FAIR baseline technical report, 2006.
- [49] R. Rapp, Theory of Soft Electromagnetic Emission in Heavy-Ion Collisions, *Acta Phys. Polon.* B42 2011, p. 2823–2852.
- [50] STAR Collaboration, B. I. Abelev et al, Observation of an Antimatter Hypernucleus, *Nuclear Experiments*, 2010.
- [51] O. Hashimoto, H. Tamura, Spectroscopy of Lambda Hypernuclei, in: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57, 2006, p. 564-653.
- [52] J. Chen et al, STAR Reports Discovery of Heaviest Known Antimatter Nucleus and First Antinucleus Containing an Anti-Strange Quark, Brookhaven National Laboratory, 2010, www.bnl.gov.
- [53] CBM Collaboration, P. Senger, V. Friese, et al., Nuclear matter physics at SIS-100, CBM Report 2012-01, 2011.
- [54] H. Bando, T. Motoba, J. Zofka, Production, Structure and Decay of Hypernuclei, *Int. J. Mod. Phys. A* 5, 4021, 1990.
- [55] A.S. Botvina, M. Bleicher, J. Pochodzalla, et al., Relativistic ion collisions as the source of hypernuclei, *Eur. Phys. J. A*, 52: 242, 2016.
- [56] A. Kerman, M. Weiss, Superstrange Nuclei, *Phys. Rev. C* 8 408, 1973.
- [57] Y. Yamamoto, T. Furumoto, N. Yasutake, Multi-Pomeron repulsion and the neutron-star mass, Th.A. Rijken, *Phys. Rev. C* 88, 022801(R), 2013.

- [58] P.B. Demorest et al., A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay, *Nature* 467, 7319, 2010 pp. 1081-1083.
- [59] J. Antoniadis et al., A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary, *Science* 340, 6131, 2013.
- [60] C. Rappold, Overview of the hypernuclear production in heavyion collision experiments, *J. Phys.: Conf. Ser.* 668 012025, 2016.
- [61] B. Friman et al., The CBM physics book: Compressed baryonic matter in laboratory experiments, *Lect. Notes Phys.* 814 , 2011, pp. 1-980.
- [62] R. H. Dalitz, G. Rajasekharan, The spins and lifetimes of the light hypernuclei, *Phys. Lett.* 1, 58, 1962.
- [63] H. Kamada, J. Golak, K. Miyagawa, H. Witala, W. Glöckle, π -mesonic decay of the hypertriton, *Phys. Rev. C* 57, 1998, p. 1595–1603.
- [64] STAR Collaboration, Observation of an Antimatter Hypernucleus, *Science* 328, 2010, p. 58-62.
- [65] ALICE Collaboration, B. Dönigus et al., (Anti-)matter and hyper-matter production at the LHC with ALICE, *Nucl. Phys. A* 904, 547c, 2013.
- [66] L. Xue et al., Production of light (anti)nuclei, (anti)hypertriton, and di- Λ in central Au+Au collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider, *Phys. Rev. C* 85, 064912, 2012.
- [67] T. Scheib, Rekonstruktion des Hypertritons in Ar+KCl bei 1,76 AGeV mit HADES, Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt, 2012.
- [68] J. Steinheimer, K. Gudima, A. Botvina, I. Mishustin, M. Bleicher, H. Stöcker, Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. Coalescence, *Physics Letters B* 714, 2012, pp. 85-91.
- [69] S. Zhang, J. H. Chen, H. Crawford, D. Keane, Y. G. Ma Z.B. Xu, Searching for onset of deconfinement via hypernuclei and baryon-strangeness correlations, *Phys. Lett. B* 684, 2010, p. 224-227.
- [70] Armstrong T. A. et al., Production of ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ in central 11.5 GeV/c Au+Pt heavy ion collisions, *Phys. Rev. C* 70 024902, 2004.
- [71] STAR collaboration, Y. G. Ma, Detecting the anti-hypertriton and anti-helium-4 from the RHIC, *EPJ Conf.* 66 04020, 2014.

- [72] ALICE Collaboration, D. Elia, Strange and identified particle production with ALICE at the LHC, EPJ Conf. 95 03008, 2015.
- [73] F. Becattini, M. Gaździcki, J. Manninen, F. Becattini, M. Gaździcki, J. Manninen, Phys. Rev. C 73 (2006) 044905, Phys. Rev. C 73, 044905, 2006.
- [74] Cleymans J. et al., Antimatter production in proton-proton and heavy-ion collisions at ultrarelativistic energies, Phys. Rev. C 84 054916, 2011.
- [75] ALICE Collaboration, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, Phys. Lett. B 754, 2015, p. 360-372.
- [76] J. Steinheimer et al., Strangeness fluctuations and MEMO production at FAIR, Phys. Lett. B 676, 2009, pp. 126.
- [77] STAR Collaboration, M. M. Aggarwal et al., An Experimental Exploration of the QCD Phase Diagram: The Search for the Critical Point and the Onset of De-confinement, 2010, arXiv:1007.2613.
- [78] W. Ehehalt and W. Cassing, Relativistic transport approach for nucleus nucleus collisions from SIS to SPS energies, Nucl. Phys. A602, 1996, p. 449–486.
- [79] A. Andronic et al., Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out, Nucl. Phys. A772, 2006, p. 167–199.
- [80] Persönliche Korrespondenz mit A. Andronic, 2018.
- [81] H. Stöcker, Cosmic Matter in the Lab, European Nuclear Physics Conference, Bochum, 2009.
- [82] CBM Collaboration, CBM Progress Report 2008, Technical report, CBM, 2008.
- [83] C. Höhne et al., Technical Design Report for the CBM Ring Imagine Cherenkov (RICH), GSI, Darmstadt, 2013.
- [84] CBM Progress Report 2014, GSI, Darmstadt, 2015.
- [85] H. A. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. Physik 5, 1930, pp. 325.
- [86] K. Kleinknecht. Detektoren für Teilchenstrahlung. B. G. Teubner, 1992.
- [87] H. A. Bethe, J. Ashkin, Passage of radiation through matter, in: E. Segre (Hrsg.): Experimental Nuclear Physics, 1, Part II, New York 1953, p. 253.

- [88] CBM Collaboration, Technical Status Report CBM experiment 2005.
- [89] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN-77-09.
- [90] W. Blum, W. Riegler und L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Second Edition, Springer, 2008.
- [91] ALICE Collaboration, P. Cortese et al., ALICE transition-radiation detector: technical design report, Technical Design Report ALICE, CERN, Geneva, 2001.
- [92] R. Brun and F. Rademakers, ROOT, An object oriented data analysis framework, Nucl. Instrum. Meth. A389, 1997, pp. 81–86.
- [93] C. Bergmann, Development, simulation and test of transition radiation detector prototypes for the Compressed Baryonic Matter experiment at the Facility for Antiproton and Ion Research, PhD thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2014.
- [94] R. Brun et al., GEANT3, CERN-DD-EE-84-1, 1987.
- [95] W. W. M. Allison and J. H. Cobb, Relativistic charged particle identification by energy loss, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30, 1980, p. 253–298.
- [96] E. Mathieson, Cathode charge distributions in multiwire chambers. 4: empirical formula for small anode - cathode separation, Nucl. Instrum. Meth. A270, 1988, pp. 602–603.
- [97] R. E. Kalman, A new approach to linear filtering and prediction problems, Transactions of the ASME–Journal of Basic Engineering 82 no, Series D, 1960, p. 35–45.
- [98] R. Frühwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. Meth. A262, 1987, p. 444–450.
- [99] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., Review of particle physics, Chin. Phys. C38, 090001, 2014.
- [100] A. Lebedev and G. Ososkov, LIT track propagation for CBM, CBM-SOFT-note-2008-002, 2008.
- [101] J. Book, J/Ψ production in Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC, PhD thesis, Goethe-Universität Frankfurt, 2014.
- [102] Nadarajah, Saralees, A generalized normal distribution. Journal of Applied Statistics. 32 (7), 2006, p. 685–694.

- [103] M. Zyzak, Online selection of short-lived particles on many-core computer architectures in the CBM experiment at FAIR, PhD thesis, Goethe-Universität Frankfurt, 2015.
- [104] D. Simon, Optimal State Estimation, Kalman, H-infinity, and Nonlinear Approaches, John Wiley and Sons, 2006, p. 526.
- [105] S. Gorbunov, U. Keschull, I. Kisel, V. Lindenstruth and W.F.J. Müller, Fast SIMDized Kalman filter based track fit, Comp. Phys. Comm. 178, 2008, p. 374.
- [106] R. Frühwirth et al., Data Analysis Techniques for High-Energy Physics, Cambridge Univ. Press, 2000, p. 421.
- [107] W. H. Press et. al., Numerical Recipes in C, Cambridge Univ. Press, 1992, p. 965.
- [108] S. Gorbunov and I. Kisel, Analytic formula for track extrapolation in nonhomogeneous magnetic field, Nucl. Instrum. Meth. A 559, 2006, 148.
- [109] S. Gorbunov and I. Kisel, Reconstruction of decayed particles based on the Kalman filter, CBM-SOFT-note-2007-003, 2007.
- [110] S. Gorbunov, On-line reconstruction algorithms for the CBM and ALICE experiments, PhD thesis, Goethe-Universität Frankfurt, 2012.

Eidesstattliche Erklärung

nach §30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, 17.01.2019

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Christoph Blume, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Masterarbeit am IKF anzufertigen. Ich danke ihm für seine Ideen zu dieser Arbeit, für die sehr hilfreiche Betreuung und für die Unterstützung mit seinem Wissen, für seine Geduld, sein Vertrauen und für die Zeit, die er sich für Fragen genommen hat.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. Manuel Lorenz bedanken, der sich als Zweitkorrektor zur Verfügung gestellt hat. Ich danke ihm auch für die Zeit als Tutorin für seine Vorlesung und die gute Zusammenarbeit.

Bei Dr. Iouri Vassiliev und Dr. Maksym Zyzak möchte ich mich für die Unterstützung bei der Arbeit mit dem KFParticleFinder bedanken. Prof. Dr. Anton Andronic danke ich für die wichtigen inhaltlichen Informationen für meine Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Heidi Schuldes und Etienne Bechtel für die Unterstützung bei den Simulationen für meine Arbeit und bei der Lösung auftretender Probleme. Florian Roether danke ich für die hilfreiche Unterstützung bei vielen Fragen und für seine Hilfsbereitschaft. Ebenso möchte ich Pascal Dillenseger für seinen fachlichen Input danken.

Zum Schluss möchte ich mich bei der ganzen Arbeitsgruppe Blume bedanken, für die freundschaftliche Atmosphäre und das kollegiale Miteinander.