



INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

IDENTIFIKATION VON HELIUM UND
LITHIUM IN $AU+AU$ -KOLLISIONEN
BEI 1.23 AGEV MIT HADES

Bachelorarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

vorgelegt von

Kim Sennhenn

im November 2020

Erstgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume

Zweitgutachter: Dr. Manuel Lorenz

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	4
1. Physikalische Grundlagen	6
1.1. Einleitung	6
1.2. Das Standardmodell der Teilchenphysik	6
1.3. Die starke Wechselwirkung	7
1.3.1. Phasen stark wechselwirkender Materie	8
1.4. Schwerionenkollisionen	10
1.5. Entstehung leichter Kerne	11
2. HADES	14
2.1. Aufbau und Funktionsweise	15
2.1.1. Start-Veto-Detektorsystem und Target	15
2.1.2. RICH Detektor	16
2.1.3. Magnetspektrometer	16
2.1.4. META Detektor	18
2.1.5. Forward Wall	19
2.2. Datenverarbeitung, Triggersystem und Analyse Framework	20
2.3. Spurrekonstruktion	20
2.4. Bestimmung des Impuls-Ladungs-Verhältnis	21
2.5. Teilchenidentifikation	22
2.5.1. Identifikation über die rekonstruierte Masse	22
2.5.2. Identifikation über den Energieverlust	23
3. Identifikation leichter Kerne	25
3.1. Energieverlust im TOF Detektor	26
3.2. Parametrisierung des Energieverlustes der einzelnen Szintillatorstäbe	30
3.3. Impulskorrektur	33
3.4. Ergebnisse	34
3.4.1. Zweifach geladene Kerne	34
3.4.2. Dreifach geladene Kerne	38
3.5. Zusammenfassung und Ausblick	41
A. Zusatzmaterial	42

Abbildungsverzeichnis

1.1. Standardmodell	7
1.2. Phasendiagramm von Wasser	8
1.3. Phasendiagramm von stark wechselwirkender Materie	9
1.4. Schwerionenkollision	10
1.5. Teilchenausbeute im Rahmen des statistischen Hadronisierungsmodells	12
1.6. Elliptischer Flow im Rahmen des Nukleon Koaleszenz Modells	13
2.1. HADES Spektrometer	14
2.2. GSI-Beschleunigeranlage	15
2.3. Gold-Target	15
2.4. RICH Detektor	16
2.5. Magnetspektrometer	17
2.6. MDC	17
2.7. TOF Detektor	18
2.8. Pre-Shower	19
2.9. Forward Wall	19
2.10. Spurrekonstruktion	21
2.11. Impulsänderung im Magnetfeld	21
2.12. Impuls-Geschwindigkeits-Korrelation verschiedener Teilchen	23
2.13. Energieverlust verschiedener Teilchen im MDC Detektor	24
3.1. Energieverlust aller Szintillatorstäbe	27
3.2. Energieverlust eines einzelnen Szintillatorstabes	27
3.3. Der Energieverlust innerhalb kleiner Szintillatorstäbe	28
3.4. Energieverlust innerhalb großer Szintillatorstäbe	29
3.5. Veranschaulichung der Sektorgrenzen	29
3.6. Parametrisierung des Energieverlustes zweifach geladener Kerne	30
3.7. Skalierungsfaktor c_1 und Offset c_2 des Helium Fits	31
3.8. Skalierung des Helium Fits	31
3.9. Verschiebung des Helium FITs	32
3.10. Cut-off zur Selektion von dreifach geladenen Kernen (durch Offset und Skalierung)	33
3.11. Skalierungsfaktor c_1 und Offset c_2 des Cut-off's zur Selektion von Lithium	33
3.12. Energieverlust nach der Selektion zweifach geladener Kerne	34
3.13. Verteilung von Masse zu Impuls der zweifach geladenen Kerne vor der Impulskorrektur	35
3.14. Verteilung von Masse zu Impuls nach der Impulskorrektur für ^3He	36
3.15. Massenspektrum von ^3He	36
3.16. Verteilung von Masse zu Impuls nach der Impulskorrektur für ^4He	37
3.17. Massenspektrum von ^4He	37
3.18. Energieverlust nach der Selektion dreifach geladener Kerne	38
3.19. Verteilung von Masse zu Impuls der dreifach geladenen Kerne vor der Impulskorrektur	39
3.20. Verteilung von Masse zu Impuls nach der Impulskorrektur für ^6Li	39
3.21. Massenspektrum von ^6Li	40

3.22. Verteilung von Masse zu Impuls nach der Impulskorrektur für ${}^7\text{Li}$	40
3.23. Massenspektrum von ${}^7\text{Li}$ (ohne Peak)	41
A.1. Energieverlust nach der alternativen Selektion der dreifach geladenen Kerne	42
A.2. Verteilung von Masse zu Impuls der dreifach geladenen Kerne vor der Impulskorrektur	42
A.3. Verteilung von Masse zu Impuls nach der Impulskorrektur für ${}^6\text{Li}$	43
A.4. Massenspektrum von ${}^6\text{Li}$	43

1. Physikalische Grundlagen

1.1. Einleitung

Das Bestreben die Natur der Dinge zu verstehen liegt seit jeher in der Natur des Menschen. Schon Leukipp und Demokrit prägten im 5. Jahrhundert vor Christus die Vorstellung von Atomen als unteilbare Teilchen [1] und somit als elementare Bausteine der Materie. Wieder aufgegriffen wurde dieses Konzept im Jahr 1808 von Dalton im Rahmen seiner Atomtheorie der chemischen Elemente [2]. Wie jedoch spätestens das Rutherford'sche Streuexperiment zeigte [3], sind die chemischen Elemente keine unteilbaren Teilchen, sondern bestehen wiederum aus einem positiv geladenen Atomkern und einer negativ geladenen Elektronenhülle. 1932 bewies Chadwick, dass der Atomkern neben Protonen zusätzlich aus Neutronen aufgebaut ist [4]. Auch diese Vorstellung war jedoch von nicht allzu langer Dauer. Durch die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern mit immer höheren Energien wurden immer mehr Teilchen entdeckt, sodass es eine unüberschaubare Menge an neuen subatomaren Teilchen gab. Die Vermutung lag nahe, dass diese nicht alle elementar sein konnten, daher wurden im Jahr 1964 von Gell-Mann [5] und Zweig [6] Quarks als gemeinsame Substruktur für Teilchen die stark wechselwirken vorgeschlagen.

Laut aktuellem Stand sind mehrere hundert Teilchen bekannt [7], wobei alle durch einige fundamentale Materieteilchen und vier zwischen ihnen wirkende Grundkräfte beschrieben werden können. Darunter nimmt die Gravitation eine Sonderrolle ein, da die sie beschreibende Allgemeine Relativitätstheorie rein klassisch ist und bisher nicht als Quantenfeldtheorie verallgemeinert werden konnte. Diese Wechselwirkung ist jedoch um einige Größenordnungen schwächer als die anderen, sodass sie in der Teilchenphysik eine vernachlässigbare Rolle spielt.

1.2. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Grundsätzlich lassen sich alle Elementarteilchen in zwei Sorten unterteilen, gemäß dem Verhalten der ihnen zugrundeliegenden Wellenfunktion bei Vertauschung zweier Teilchen, da sich aufgrund der Ununterscheidbarkeit von Quanten keine physikalische Veränderung ergeben darf. Teilchen mit antisymmetrischer Wellenfunktion werden Fermionen genannt und haben gemäß dem Spin-Statistik-Theorem einen halbzahligen Spin in Einheiten des Planckschen Wirkungsquantum h . Solche mit symmetrischer Wellenfunktion hingegen werden als Bosonen bezeichnet - ihnen wird ein ganzzahliger Spin zugeordnet. Das Standardmodell umfasst 12 fermionische Materieteilchen (Spin $1/2$), 12 sogenannte Austauschteilchen, gegeben durch Eichbosonen mit Spin 1 und das Higgs-Boson mit Spin 0. Zu allen geladenen Teilchen existiert ebenfalls ein Antiteilchen mit identischen Eigenschaften abgesehen von der Ladung, die entgegengesetzt ist.

Im Rahmen der Quantenfeldtheorie werden Wechselwirkungen durch Felder beschrieben, dessen Feldquanten den Austauschteilchen entsprechen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch den Austausch von masselosen Photonen vermittelt. Bei den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung handelt es sich um 8 verschiedene, ebenfalls masselose Gluonen. W^+ , W^- und Z^0 - Bosonen vermitteln die schwache Wechselwirkung, welche aufgrund der hohen Masse dieser Teilchen eine sehr kurze Reichweite hat.

Die fundamentalen Materieteilchen sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Alle Teilchen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil, die starke Wechselwirkung jedoch spüren nur

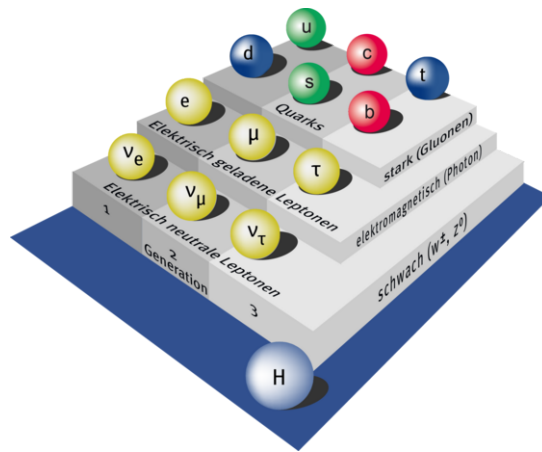


Abb. 1.1.: Graphische Darstellung des Standardmodells zur Verdeutlichung, welche Teilchen an welcher Wechselwirkung teilnehmen. Alle Teilchen auf einer Ebene spüren die jeweils beschriftete Wechselwirkung und die von den Ebenen darunter. [8]

Quarks und Gluonen selbst. Denn sie tragen eine Farbladung, was sie von den Leptonen abgrenzt. Diese wiederum lassen sich in elektrisch geladene Leptonen, die elektromagnetisch wechselwirken, und neutrale Leptonen unterteilen. Anhand ihrer Masse werden die Teilchen außerdem in drei Familien bzw. Generationen gegliedert. Die uns bekannte Materie, bestehend aus Protonen, Neutronen und Elektronen, ist ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut, der Rest wird als exotische Materie bezeichnet.

1964 wurde unter anderem von Peter Higgs das nach ihm benannte Higgs-Feld theoretisch vorhergesagt [9], um die hohen Massen der W^\pm - und Z^0 - Bosonen zu erklären, denn diese sollten aus Symmetriegründen eigentlich masselos sein. Die Existenz des zugehörigen Teilchens, des Higgs-Bosons, wurde im Jahr 2012 am CERN nachgewiesen [10]. Die Masse aller Materieteilchen entsteht ebenfalls durch Kopplung an das Higgs-Feld und ist keine den Teilchen innewohnende Eigenschaft wie ursprünglich angenommen.

1.3. Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird theoretisch durch die Quantenchromodynamik beschrieben, einer Quantenfeldtheorie der nichtabelschen Eichtheorie der $SU(3)$ Symmetriegruppe. Die felderzeugende Ladung der starken Wechselwirkung ist die bereits erwähnte Farbladung, welche sich in ihrer Namensgebung an die klassische Farbenlehre anlehnt. Die drei unterschiedlichen Ladungen werden rot, grün und blau genannt, in der Natur treten diese jedoch nur gebunden als farbneutrale Zustände auf, was als Confinement (engl. für 'Einschluss') bezeichnet wird. Teilchen aus gebundenen Quarks nennt man Hadronen, diese werden wiederum in Mesonen und Baryonen unterteilt. Mesonen erreichen Farbneutralität durch eine Bindung von Quark und Antiquark, wobei Letzteres eine entsprechende Antifarbladung trägt. Baryonen bestehen aus drei Quarks oder Antiquarks, dessen Farb- bzw. Antifarbladungen sich zu Null addieren.

Der Ursprung des Confinements ist theoretisch noch nicht bewiesen, lässt sich aber durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen veranschaulichen, dessen Feldlinien sich zu einer Art Schlauch zusammenziehen, das sich ähnlich wie ein Gummiband verhält. Dies bewirkt eine konstant benötigte Kraft, um Quarks voneinander zu trennen, die nicht mit der Distanz abnimmt. Daher reicht die entstehende Energie irgendwann zur Bildung eines Quark-Antiquark-Paares aus, sodass immer wieder neue Hadronen statt einzelnen Quarks entstehen.

Jedoch wurde 1973 von Gross, Wilczek [11] und Politzer [12] gezeigt, dass sich Quarks und Gluonen bei hohen Impulsüberträgen asymptotisch frei verhalten. Aus der Quantenelektrodynamik war bekannt, dass die Kopplungskonstante α_{QED} bei genauer Betrachtung nicht konstant ist, sondern vom Impulsübertrag abhängt. Denn eine elektrische Ladung im Vakuum ist durch eine Wolke von virtuellen Elektron-Positron-Paaren umgeben, so dass bei niedrigen Impulsüberträgen, welche hohen Abständen entsprechen ($q \propto 1/r$), eine abgeschirmte Ladung wahrgenommen wird. Eine analoge Abschirmung erfolgt durch virtuelle Quark-Antiquark-Paare, jedoch überwiegt im Falle der Farbladung ein verstärkender Effekt, der im englischen als 'anti-screening' bezeichnet wird und ebenfalls durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen zustande kommt. Dies hat zur Folge, dass die Wechselwirkungskonstante der QCD bei niedrigen Impulsüberträgen zwar groß und die Kopplung entsprechend stark ist (Confinement), zu höheren Impulsüberträgen jedoch abnimmt, so dass Quarks und Gluonen im Limes $Q \rightarrow \infty$ quasi-freies Verhalten zeigen. Letzteres wird als asymptotische Freiheit bezeichnet.

Die Summe der einzelnen Quarkmassen macht nur 1-2% der tatsächlichen Masse von Hadronen aus, der Rest entsteht dynamisch durch die starke Wechselwirkung. Veranschaulichen lässt sich dies an der Heisenberg'schen Unschärferelation [13], die besagt, dass sich zwei komplementäre Variablen, wie zum Beispiel Ort und Impuls, nicht beliebig genau bestimmen lassen.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.1)$$

Durch die räumliche Einschränkung der Quarks in Hadronen aufgrund des Confinements folgt daher eine Unsicherheit im Impuls Δp . Gemäß der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.2)$$

entspricht dies der Generierung von dynamischer Masse.

1.3.1. Phasen stark wechselwirkender Materie

Hohe Temperaturen und Drücke können wie beschrieben dazu führen, dass das Confinement aufgehoben wird. Diesen quasi-freien, als Quark-Gluon-Plasma bezeichneten Zustand durchlief das Universum vermutlich kurz nach dem Urknall.

Um die unterschiedlichen Zustände stark wechselwirkender Materie darzustellen wird oft ein Phasendiagramm verwendet. Ein klassisches Phasendiagramm aus dem Gebiet der

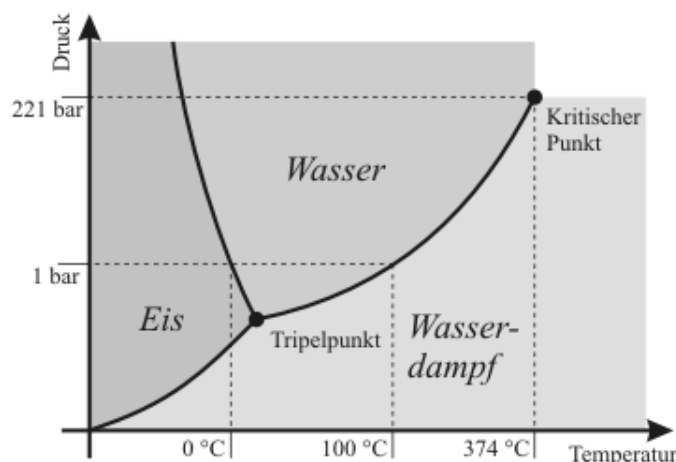


Abb. 1.2.: Phasendiagramm von Wasser [14]

Thermodynamik stellt die Abhängigkeit unterschiedlicher Phasen von Zustandsgrößen wie beispielsweise der Temperatur und dem Druck graphisch dar, wie Abbildung 1.2 zeigt. Charakteristische Punkte sind dabei der Tripelpunkt, an dem alle drei Phasen koexistieren und der kritische Punkt, jenseits dessen keine Unterscheidung der Phasen mehr möglich ist. Die schwarzen Linien kennzeichnen die Ränder der Phasen, dessen Überschreitung als Phasenübergang bezeichnet wird.

Ein Phasendiagramm für stark wechselwirkende Materie wird meist durch die Zustandsgrößen Temperatur und Netto-Baryondichte parametrisiert. Letztere korreliert mit dem baryochemischen Potential, welches ein Maß für die Energie ist, die benötigt wird, um einem System ein Baryon hinzuzufügen oder eines zu entfernen.

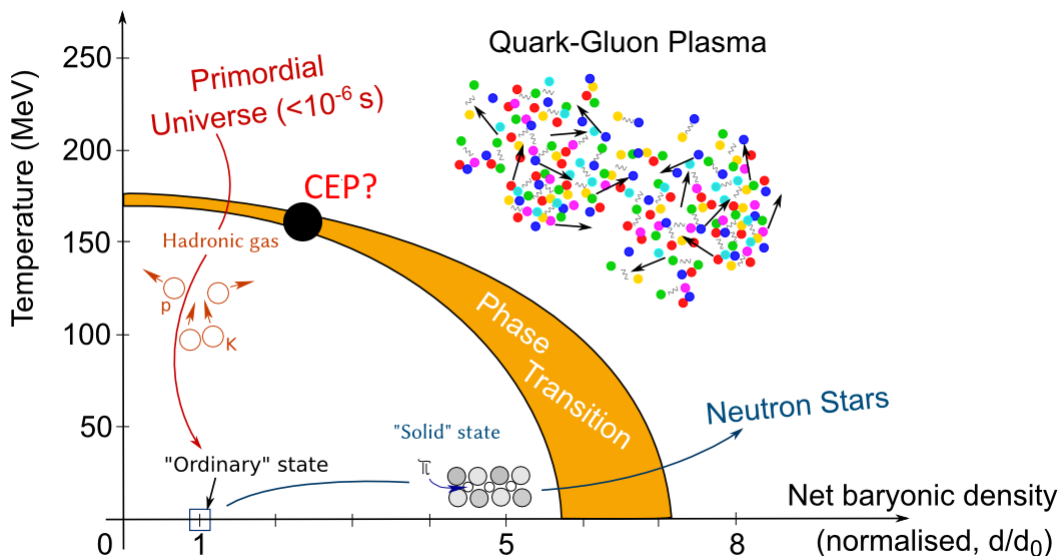


Abb. 1.3.: Phasendiagramm von stark wechselwirkender Materie[15]

Die uns bekannte 'normale' Materie, bestehend aus gebundenen Atomkernen, liegt im Bereich von moderaten Baryondichten um 1 MeV und einer Temperatur nahe 0 MeV. Oberhalb der Kernbindungsenergie von ungefähr 10 MeV [16], liegen die Nukleonen einzelnen, in einem als Hadronengas bezeichneten Zustand, vor.

Ab einer vom baryochemischen Potential abhängigen kritischen Temperatur gehen die gebundenen Hadronen zum quasi-freien Zustand des Quark-Gluon-Plasmas über. Bei niedrigen baryochemischen Potentialen wird ein stetiger Übergang beobachtet, der als Crossover bezeichnet wird. Zu höheren chemischen Potentialen hingegen wird ein Phasenübergang erster Ordnung vermutet. Das bedingt die Existenz eines kritischen Punktes, dessen Lage Gegenstand aktueller Forschung ist. Entstehen trotz niedriger Temperaturen hohe baryochemische Potentiale, wird eine weitere, als Farbsupraleitung bezeichnete Phase erwartet, dessen Vorkommen im Inneren von Neutronensternen vermutet wird.

Die Phasen lassen sich aktuell theoretisch nur begrenzt beschreiben, weshalb Forscher auf Experimente angewiesen sind. Durch Schwerionenkollisionen können Temperaturen und baryochemische Potentiale erzeugt werden, welche die Untersuchung der unterschiedlichen Bereiche im Phasendiagramm ermöglichen.

1.4. Schwerionenkollisionen

Werden schwere Ionen wie Blei- oder Gold-Ionen in Teilchenbeschleunigern auf sehr hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und zur Kollision gebracht, spricht man von Schwerionenkollisionen. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Ionen sind die Kollisionen meistens nicht vollständig zentral, sodass nur eine gewisse Überlappregion entsteht, die in Abbildung 1.4 orange markiert ist. Durch den Aufprall der Lorentz-kontrahierten Kerne entsteht

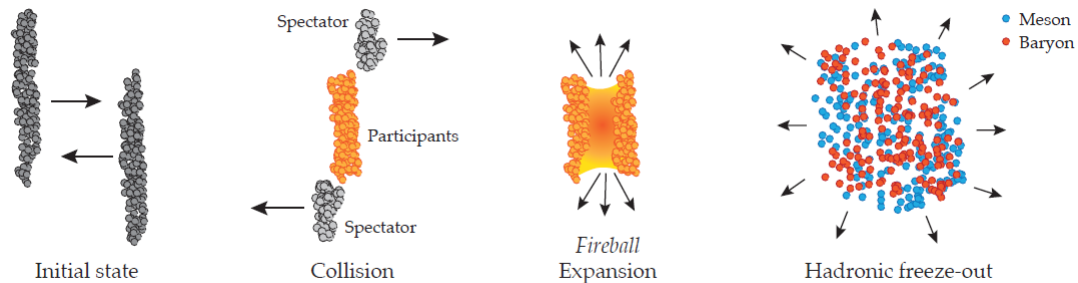


Abb. 1.4.: Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision [17]

in der Überlappregion ein Zustand von heißer, dichter Materie, der Feuerball (engl. *fireball*) genannt wird. Über die Eigenschaften des Feuerballs lassen sich aufgrund seiner sehr kurzen Lebensdauer nur indirekt Schlüsse ziehen. Mit der Expansion des Feuerballs sinkt die Temperatur rasch und die im Falle hoher Strahlenergien quasi-freien Quarks binden sich durch inelastische Stöße zu Hadronen. Diese können inelastisch wechselwirken, bis der chemische Ausfrierpunkt (engl. *chemical freeze out*) erreicht ist. Danach bleibt die Teilchenzahl konstant, es kommt nur noch zu elastischen Stößen. Ab dem thermischen Ausfrierpunkt (engl. *kinetic freeze out*) bleiben auch die Impulse der Teilchen konstant. Die Art von entstanden Teilchen, deren Häufigkeit und geometrische Verteilung können nun detektiert werden und Informationen über den Zustand der stark wechselwirkenden Materie liefern.

Die Geometrie der Kollision wird durch den Abstand der aufeinandertreffenden Kerne, der durch den Stoßparameter b beschrieben wird, sowie dem Winkel der Kerne zueinander, der zusammen mit der Richtung des Ionenstrahls die Reaktionsebene aufspannt, charakterisiert. Beide lassen sich nicht direkt messen und müssen daher rekonstruiert werden. Als experimentelle Näherung der Reaktionsebene wird die Ereignisebene bestimmt. Die Charakterisierung der Zentralität wird in Kapitel 2.5 beschrieben.

Kollisionen mit einem großen Stoßparameter beschreiben eine geringe Zentralität des Aufpralls und werden peripher genannt. Nucleonen, die an einer Reaktion teilgenommen haben, werden als Partizipanten (engl. *participant* für 'Teilnehmer') bezeichnet, solche die nicht an der Reaktion beteiligt waren, als Spektatoren (engl. *spectator* für 'Zuschauer'). Bei peripheren Reaktion mit weniger Partizipanten entstehen folglich auch weniger Teilchen, wobei die Gesamtzahl der in einer Reaktion entstandenen Teilchen als Multiplizität bezeichnet wird.

Bei Schwerionenkollisionen kommt es zu einer korrelierten Expansion der erzeugten Teilchen. Dieser kollektive Effekt wird als Flow (engl. für 'Fluss') bezeichnet. Prinzipiell unterscheidet man zwischen isotropem Flow, einer gleichförmigen Emissionen in alle Raumrichtungen, und anisotropem Flow. Letzterer beschreibt eine Veränderung in der Winkelverteilung der Hadronen, die aus einer Anisotropie im Impulsraum aufgrund des anisotropen Druckgradienten, der bei peripheren Kollisionen entsteht, hervorgeht. Quantifiziert werden

kann dies durch eine Fourier-Entwicklung der azimutalen Winkelverteilung [18]:

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{N_0}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \right) \quad (1.3)$$

Hierbei ist φ der Azimutalwinkel, Ψ_{RP} der Winkel zur Reaktionsebene, N_0 die Gesamtzahl der emittierten Teilchen und v_n der n-te Entwicklungskoeffizient. v_1 wird als gerichteter Fluss (engl. *directed flow*) bezeichnet und quantifiziert eine vom Stoßparameter abhängige bevorzugte Emissionsrichtung. Hingegen bezeichnet man v_2 als elliptischen Fluss (engl. *elliptic flow*), da die bevorzugte Emission in zwei entgegengesetzte Richtungen relativ zur Reaktionsebene auftritt.

Allgemein unterscheidet man zwischen zwei Arten von Experimenten: Collider Experimente, bei denen zwei beschleunigte Ionenstrahlen an einem bestimmten Punkt zur Kollision gebracht werden und Fixed-Target Experimente, bei denen ein Teilchenstrahl auf ein in Ruhe befindliches Target (engl. für 'Ziel') geschossen wird.

1.5. Entstehung leichter Kerne

Im Rahmen von Schwerionenkollisionen werden nicht nur Elementarteilchen, sondern auch leichte Kerne detektiert. Die Entstehung solcher Kerne ist Gegenstand aktueller Forschung, wird gegenwärtig aber im Wesentlichen durch die folgenden zwei unterschiedlichen Modelle beschrieben.

Statistisches Hadronisierungsmodell

Der Ansatz, dass die Teilchenproduktion statistischen Gesetzmäßigkeiten folgt, geht auf E. Fermi zurück [19]. Die grundlegende Annahme statistischer Hadronisierungsmodelle liegt darin, dass sich im Feuerball ein thermisches Gleichgewicht einstellt und das System daher durch das jeweilige statistische Ensemble mit der entsprechenden Zustandssumme Z charakterisiert werden kann.

Für hohe Teilchenstrahlenergien wird üblicherweise das großkanonische Ensemble verwendet, in welchem die Zustandssumme der i -ten Teilchensorte innerhalb eines Volumens V mit der Temperatur T und chemischem Potential μ gegeben ist durch [20]:

$$\ln Z_i^{GC} = \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \pm p^2 dp \ln(1 \pm \exp(-(E_i - \mu_i)/T)) \quad (1.4)$$

Daraus lässt sich die Teilchenmultiplizität bestimmen:

$$N_i^{GC} = T \frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu} = \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{\exp((E_i - \mu_i)/T) \pm 1} \quad (1.5)$$

wobei (+) für Fermionen und (-) für Bosonen gilt. g_i steht für den Spin-Entartungsfaktor und das chemische Potential μ_i ist gegeben durch $\mu_i = B_i \mu_b + I_{3i} \mu_{I_3} + S_i \mu_S$, mit der Baryonenzahl B_i , Isospin I_{3i} und Strangeness S_i .

Im großkanonischen Ensemble sind die Ladungen B , I_3 und S nicht exakt erhalten, sondern nur im Mittel durch das chemische Potential. Diese Beschreibung ist nur dann gerechtfertigt, wenn die Anzahl der Ladung tragenden Teilchen ausreichend groß ist und Fluktuationen daher gemittelt vernachlässigt werden können. Bei kleinen Kollisionssystemen oder niedrigen Energien, mit entsprechend geringer Multiplizität, muss das kanonische Ensemble verwendet werden, in welchem die Ladungen exakt erhalten sind.

Trotz gängiger Kritik, dass die Bindungsenergien von leichten Kernen mit nur wenigen MeV zu niedrig sind, um den heißen Zustand während der Hadronisierung zu überstehen, ermöglicht die Beschreibung der Teilchenproduktion im Rahmen von statistisch-thermischen Modellen auch für leichte Kerne erfolgreiche Vorhersagen. In Abbildung 1.5 ist die Teilchenausbeute, die bei Pb-Pb-Kollisionen mit dem ALICE Detektor gemessen wurde, zusammen mit den theoretisch bestimmten Werten dargestellt.

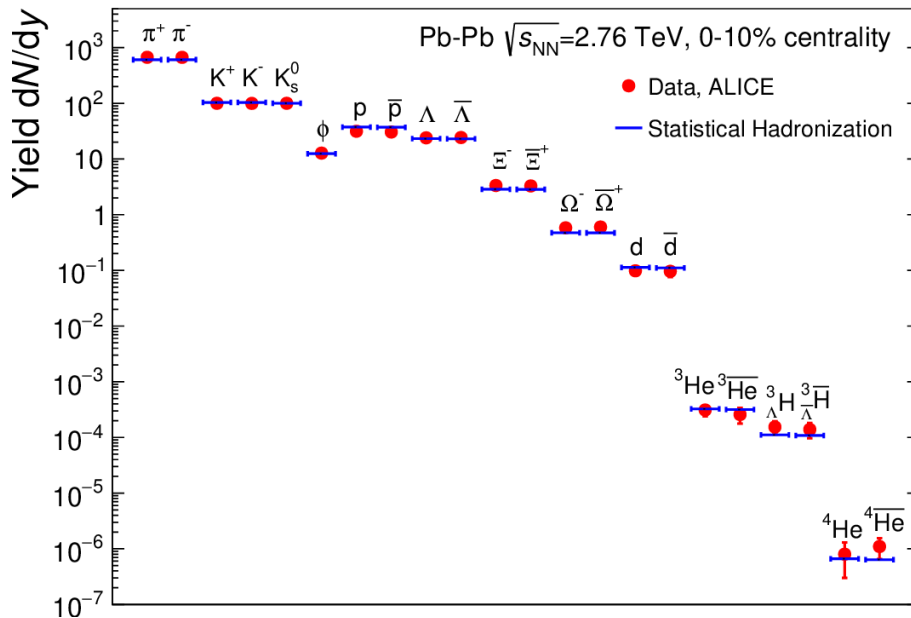


Abb. 1.5.: Vergleich der experimentell bestimmten Teilchenausbeute mit den theoretischen Vorhersagen durch das statistische Hadronisierungsmodell [21]

Nukleon Koaleszenz Modell

Im Nukleon Koaleszenz Modell wird angenommen, dass sich leichte Kerne erst zu einem späteren Zeitpunkt bilden, durch Protonen und Neutronen die während des hadronischen Ausfrierens entstanden sind und koaleszieren wenn sie im Phasenraum nah beieinander liegen.

Der Begriff Koaleszenz leitet sich von dem lateinischen Begriff 'coalesce' ab und bezeichnet das Zusammenwachsen oder Verschmelzen von getrennt wahrnehmbaren Objekten [22]. Dafür müssen die Nukleonen neben räumlicher Nähe einen ähnlichen Impuls aufweisen, da die Impulsdifferenz aufgrund der niedrigen Bindungsenergie der Kerne nur gering sein darf. Zur Erprobung des Nukleon Koaleszenz Modells gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten. [23]

Zum einen kann die invariante Ausbeute an leichten Kernen mit der invarianten Ausbeute der Protonen und Neutronen verglichen werden, wie ursprünglich von Butler & Pearson [24] beschrieben.

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dp_A^3} = B_A \left[\left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right)^Z \left(E_N \frac{d^3 N_n}{dp_n^3} \right)^N \right]_{p_p=p_n=\frac{p_A}{A}} \quad (1.6)$$

Der Koaleszenzparameter B_A gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass zwei Nukleonen koaleszieren und hängt von der Größe und Dynamik des Feuerballs ab.

Jedoch können Neutronen in vielen Experimenten, zu denen auch HADES gehört, nicht detektiert werden. Nimmt man an, dass genau so viele Neutronen wie Protonen entstehen,

vereinfacht sich Gleichung 1.6 zu:

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dp_A^3} = B_A \left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right)_{p_p = \frac{p_A}{A}}^A \quad (1.7)$$

Zum anderen kann der elliptische Flow betrachtet werden, denn nach dem Nukleon Koaleszenz Modell sollte dieser mit der Anzahl der verschmelzenden Nukleonen skalieren. Grund hierfür ist, dass der elliptische Flow durch den Transversalimpuls bestimmt wird und dieser mit der Massenzahl skaliert, vorausgesetzt, dass Nukleonen nur verschmelzen können, wenn sie fast den gleichen Impuls haben.

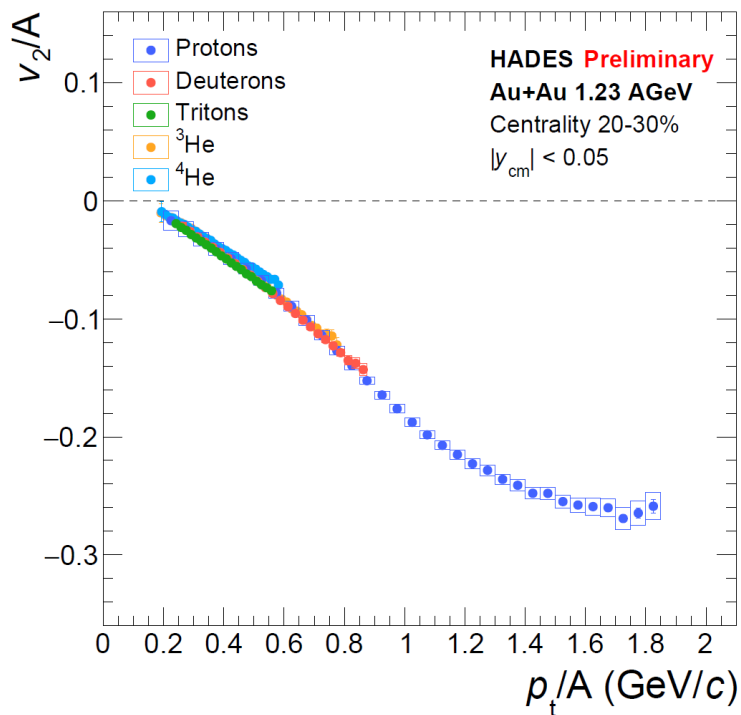


Abb. 1.6.: Betrachtung des skalierten elliptischen Flusses mehrerer Teilchen [25]

In Abbildung 1.6 ist eine gemeinsame Kurve des mit der Nukleonenzahl skalierten, elliptischen Flusses von Protonen, Deuteronen, Tritonen und ^3He zu erkennen, wobei die Steigung von ^4He etwas abweicht.

2. HADES

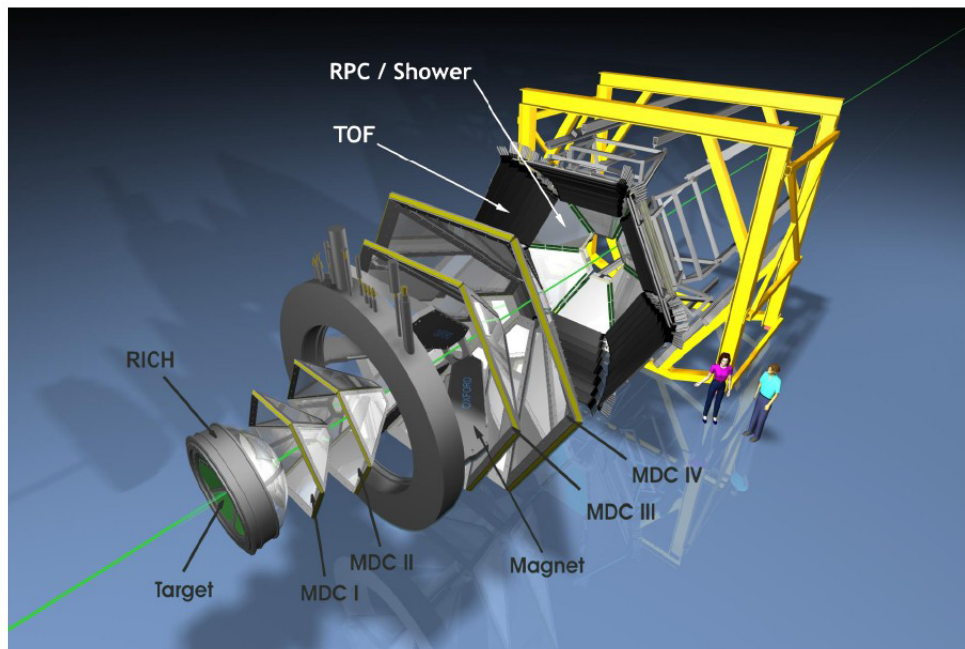


Abb. 2.1.: 3D Schema des HADES Spektrometers [26]

HADES steht für **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer und ist eines der größten Spektrometer am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Bei HADES handelt es sich um ein Fixed-Target Experiment, welches ursprünglich entwickelt wurde, um Dielektronenpaare (e^+e^-) aus dem Zerfall leichter Vektormesonen innerhalb von Schwerionenkollisionen im Energiebereich von 1-2 AGeV zu untersuchen. Der Detektor besteht aus sechs identischen Sektoren, die kreisförmig um die Strahlachse herum angeordnet sind, wie schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Dadurch wird eine große geometrische Akzeptanz erreicht. Weitere Bedingungen, die durch die genannte physikalische Zielsetzung an den Detektor gestellt wurden, sind eine hohe Impulsaufösung, der Umgang mit hohen Multiplizitäten und eine gute Unterscheidung von Leptonen und Hadronen.

Die positiv geladenen Ionen für die Kollision werden in Ionenquellen erzeugt und zunächst mit dem Linearbeschleuniger UNILAC beschleunigt, wodurch sie bis zu 20% der Lichtgeschwindigkeit erreichen können. Von hier aus werden die Ionen in die Experimentierhalle I für atomphysikalische Experimente gelenkt oder in den Ringbeschleuniger eingeschleust, um durch weitere Beschleunigung noch höhere Geschwindigkeiten zu erreichen. Der Schwerionensynchrotron 18 (SIS18) mit einer maximalen magnetischen Steifigkeit (engl. *rigidity*) von 18 Tm, beschleunigt die Ionen auf bis zu 90% der Lichtgeschwindigkeit. Mit einer Energie von 1-2 GeV pro Nukleon können die Ionen dann für unterschiedliche Experimente, zu denen auch HADES zählt, zur Kollision gebracht werden.

Damit gehört HADES aktuell zu den Experimenten, welches den Bereich des Phasenraums mit den höchsten Baryonendichten in Kombination mit niedrigen Temperaturen untersuchen kann, wodurch es sich zusammen mit den oben genannten Detektoreigenschaften hervorragend eignet, um leichte Kerne zu detektieren.

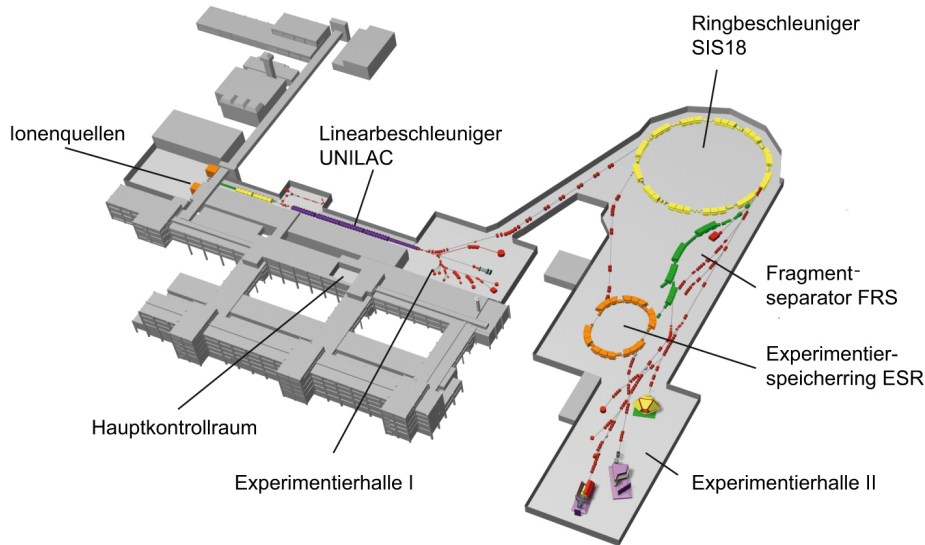


Abb. 2.2.: Beschleunigeranlage der GSI in Darmstadt [27]

Zur Zeit wird die internationale Forschungseinrichtung FAIR (engl. *Facility for Antiproton and Ion Research*) mit dem im Vergleich zu SIS18 fünf mal größeren Schwerionensynchrotron SIS100 gebaut. Der eben beschriebene in 2.2 abgebildete Beschleunigungskomplex soll dann an die FAIR-Beschleunigeranlage angeschlossen werden und als Vorbeschleuniger dienen. Das HADES Experiment wird voraussichtlich im Jahr 2025 umziehen, um die Forschung mit Strahlenergien von 2-11 AGeV fortzusetzen.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten entstammen der Au+Au-Strahlzeit vom 05.04.2012 bis zum 07.05.2012, bei der Gold-Ionen mit einer kinetischen Energie von 1.23 GeV pro Nukleon auf ein stationäres Gold-Target geschossen wurden.

2.1. Aufbau und Funktionsweise

2.1.1. Start-Veto-Detektorsystem und Target

Der Startdetektor befindet sich als erste Komponente des Detektors 2 cm [29] vor dem Target, um die genaue Reaktionszeit t_0 der Strahlteilchen zu messen und die Qualität des Ionenstrahls zu überwachen. Als Detektormaterial wurde Diamant gewählt, aufgrund der hohen mechanischen Stabilität bei geringer Materialdicke und der hohen Wärmeleitfähigkeit, die den Betrieb bei Raumtemperatur ermöglicht.

Das Target besteht bei der genannten Strahlzeit aus 15 hintereinanderliegenden dünnen Gold-Schichten. Durch die Segmentierung wird die Wahrscheinlichkeit für Gamma-Konversionen innerhalb der Targetregion minimiert.

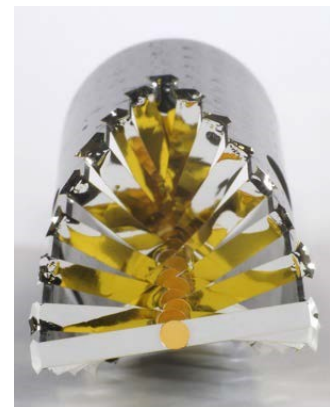


Abb. 2.3.: Target [28]

Der Vetodetektor ähnelt im Aufbau dem Startdetektor und befindet sich 70 cm [29] hinter dem Target. Er dient dazu, Reaktionen, die nicht innerhalb des Targets stattgefunden haben, mit einer großen Wahrscheinlichkeit auszuschließen.

2.1.2. RICH Detektor

Der **Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor** (RICH) ist ein Gasdetektor, der sich um das Target herum befindet und der Identifikation von Elektronen und Positronen dient. Gemäß dem Cherenkov-Effekt wird Strahlung emittiert, wenn sich ein geladenes Teilchen mit einer größeren Geschwindigkeit als der Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegt. Denn dadurch werden die Gasatome asymmetrisch polarisiert, wodurch sich die erzeugten Elementarwellen nicht gegenseitig aufheben, sondern konstruktiv interferieren, sodass es zur Emission von Cherenkov-Strahlung unter dem Winkel θ_C kommt.

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{c}{v \cdot n}\right) \quad (2.1)$$

Diese im Cherenkov-Kegel abgestrahlten Photonen werden von einem Parabolspiegel reflektiert und von Photodetektoren erfasst, wie in Abbildung 2.4 dargestellt.

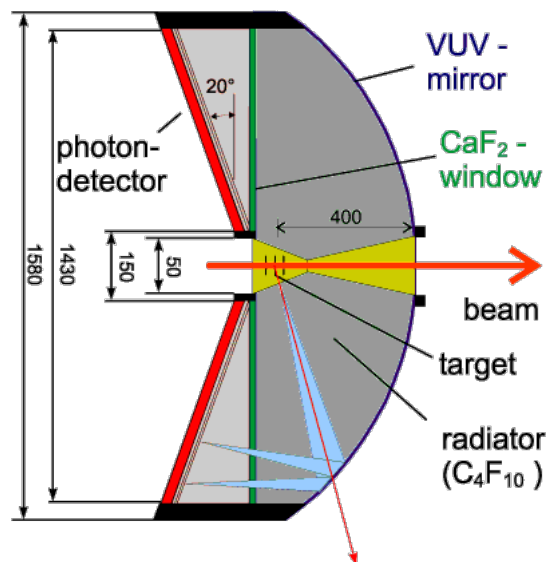


Abb. 2.4.: RICH Detektor [30]

Die Kammern des RICH Detektors sind mit Perfluorbutangas (C_4F_{10}) befüllt, sodass sich das Licht mit einer um den Brechungsindex $n_{C_4F_{10}} = 1.0015$ reduzierten Geschwindigkeit $c' = c/n$ bewegt. Bedingt durch ihre geringe Masse können bei den Kollisionsenergien von HADES nur Elektronen und Positronen schneller als die Lichtgeschwindigkeit c' im Medium werden. Somit ermöglicht der RICH Detektor eine Unterscheidung zwischen Elektronen oder Positronen und anderen geladenen Teilchen, die alle keine Cherenkov-Strahlung im Detektorgas aussenden.

2.1.3. Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer von HADES besteht aus vier Ebenen von Vieldrahtkammern (engl. *Multiwire Drift Chambers*, kurz **MDC's**) und einem supraleitenden toroidalen Magnet, der sich zwischen MDC II und MDC III befindet, siehe Abbildung 2.5. Dieses System dient der Spurrekonstruktion und der Bestimmung des Impuls-Ladungs-Verhältnis.

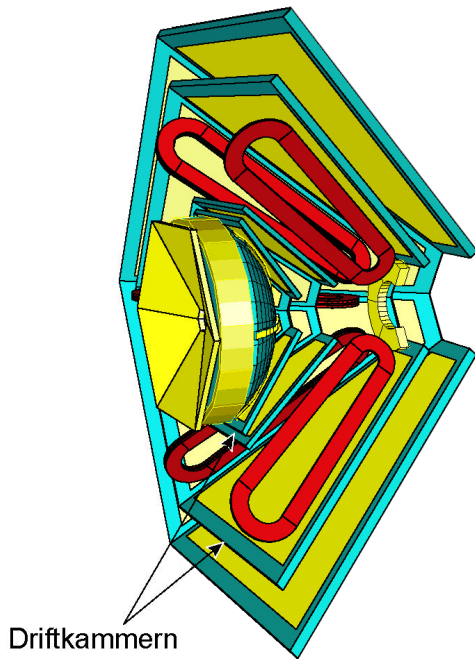


Abb. 2.5.: Magnetspektrometer [31]

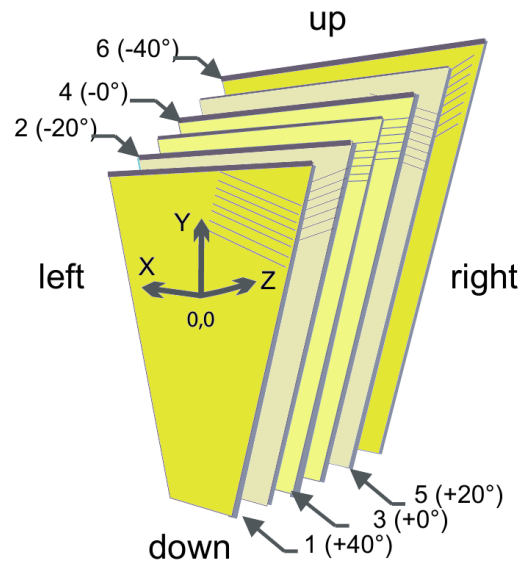


Abb. 2.6.: Anordnung der Drahtebenen in einer Driftkammer [32]

MDC's

Die Vieldrahtdriftkammern bestehen aus sechs Ebenen, welche Signal- und Potentialdrähte enthalten und mit einer Mischung aus Detektions- und Löschgas gefüllt sind. Dazwischen liegen Ebenen aus Kathodendrähten. Durchqueren geladene Teilchen das Gasvolumen, werden einige Gasatome ionisiert und es entstehen freie Elektronen, welche aufgrund der Potentialdifferenz zu den Signaldrähten beschleunigt werden. In der Nähe der Drähte werden die freien Elektronen so stark beschleunigt, dass sie weitere Gasatome ionisieren können, was zu einem lawinenartigen Anstieg an freien Elektronen führt. Die Geschwindigkeit der Lawine wird durch die sogenannte Driftgeschwindigkeit charakterisiert. Trifft die erzeugte Elektronenlawine auf ein Signaldraht, wird ein elektrisches Signal aufgezeichnet. Durch den Zeitpunkt des Signals und den Zeitpunkt der Kollision kann die Driftzeit der Elektronen ermittelt werden. Kombiniert man die Driftzeit mit der Driftgeschwindigkeit, kann die Position bestimmt werden, an der ein Teilchen den Detektor durchquert hat. Zur genauen Positionsbestimmung sind sechs Signaldrahtebenen in unterschiedlichen Winkeln zueinander angeordnet ($0^\circ, \pm 20^\circ, \pm 40^\circ$), siehe Abbildung 2.6.

Magnet

Der Elektromagnet ILSE (engl. *IronLess Superconducting Electromagnet*) besteht aus sechs Niob-Titan (Nb-Ti) Spulen, die ein toroidales Magnetfeld erzeugen. Durchqueren geladene Teilchen das Magnetfeld, werden sie durch die Lorentzkraft $\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ abgelenkt, wobei die Abweichung der Flugbahn der Impulsänderung entspricht und erfasst werden kann, indem die Position vor und nach dem Magneten mithilfe der MDC's bestimmt wird.

Der Elektromagnet wird mit flüssigem Helium auf 4.7 Kelvin heruntergekühlt, sodass die Magnetspulen kaum elektrischen Widerstand haben und ein möglichst starkes magnetisches Feld erzeugen können. So entsteht innerhalb der Spulen ein Magnetfeld von bis zu 3.7 T [33], während die Stärke des Magnetfeldes zwischen den Spulen auf bis zu 0.8 T [33] fällt. Die toroidale Feldgeometrie ermöglicht nahezu feld-freie Regionen für das Target und

den RICH Detektor.

2.1.4. META Detektor

Zusammen mit dem Startdetektor ermöglicht der META (engl. **M**ultiplicity and **E**lectron **T**riple **A**rray) Detektor die essentielle Flugzeitbestimmung der Teilchen. Des Weiteren kann die Multiplizität der Reaktion bestimmt werden. Er setzt sich aus den beiden Detektoren RPC und TOF zur Flugzeitbestimmung, sowie dem Pre-Shower Detektor zur nochmaligen Identifikation von Elektronen und Positronen zusammen. Der RPC deckt dabei den niedrigen Polarwinkelbereich von $18^\circ - 45^\circ$ ab, der TOF Detektor den hohen Winkelbereich von $44^\circ - 88^\circ$.

RPC Detektor

Der RPC (engl. **R**esistive **P**late **C**hamber) Detektor ist ein Gasdetektor, dessen Gasvolumen sich zwischen hochohmigen Widerstandsplatten befindet. Hochspannung sorgt für ein starkes elektrisches Feld zwischen den Widerstandsplatten. Es kommt ähnlich wie bei den MDC's zur Gasverstärkung: Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen werden die Gasmoleküle ionisiert, die Elektronen werden beschleunigt und ionisieren weitere Gasmoleküle bis sie die Platten erreichen und die Elektronenlawinen als Signal detektiert werden können.

TOF Detektor

Bei dem TOF (engl. **T**ime **o**f **F**light) Detektor handelt es sich um einen Plastikszintillationsdetektor, dessen Funktionsweise vorwiegend auf der Fluoreszenz beruht. Das Detektormaterial wird angeregt, indem geladene Teilchen durch den Szintillator fliegen, das heißt, die π -Elektronen des Kohlenstoffes werden auf angeregte Singulett Niveaus gehoben (z.B. S_{10} S_{11} S_{12} oder S_{13} [34], wobei der erste Index für das elektronische Niveau und der zweite Index für den Vibrationszustand steht). Durch strahlungslose Relaxation fallen diese auf den S_{10} Zustand, den ersten angeregten Zustand ohne Vibrationsenergie. Von dort aus können sie sich unter Ausstrahlung von Licht in den elektronischen Grundzustand S_0 abregen. Das emittierte, als Fluoreszenz bezeichnete Licht ist aufgrund des Energieverlustes durch strahlungslose Relaxation zu größeren Wellenlängen hin verschoben, was eine Reabsorption durch das Material verhindert. Dieser Effekt wird als Stokes Verschiebung bezeichnet.

Jeder der sechs Sektoren besteht aus 8 Balken (siehe Abbildung 2.7), die wiederum aus 8 Szintillatorstäben bestehen, sodass sich insgesamt 384 Szintillatorstäbe (engl. *rods*) ergeben. Die Querschnittsfläche der inneren Stäbe beträgt $20 \times 20 \text{ mm}^2$, die der äußeren $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Das Licht bewegt sich mit einer spezifischen Gruppengeschwindigkeit innerhalb der Szintillatorbalken in Richtung beider Enden, wo es durch zwei Photomultiplier in elektrische Impulse umgewandelt wird. Durch die zeitliche Differenz der Auftreffzeitpunkte t_{links} und t_{rechts} ergibt sich die Flugzeit (engl. *time of flight*) zu:

$$t_{tof} = \frac{1}{2} \left(t_{rechts} + t_{links} - \frac{l}{V_g} \right) \quad (2.2)$$

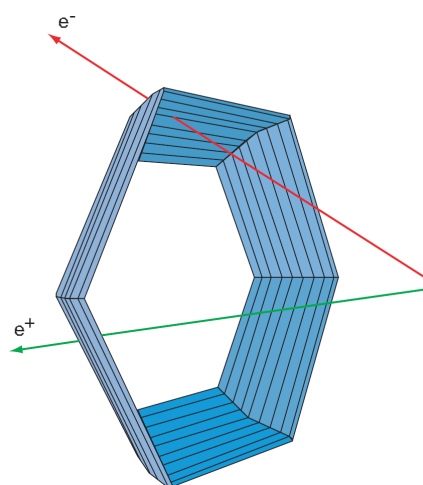


Abb. 2.7.: TOF Detektor [26]

wobei l die Länge des Szintillatorstabes und V_g die Gruppengeschwindigkeit des Lichts innerhalb dessen angibt. Zusätzlich kann mit den unterschiedlichen Amplituden a_{links} und a_{rechts} der beiden Lichtsignale die Energiedeposition der Teilchen bestimmt werden:

$$\Delta E \propto \sqrt{a_{recht} \cdot a_{links} \cdot \exp \frac{L}{\lambda_{at}}} \quad (2.3)$$

Hierbei ist λ_{at} die Abschwächungslänge (engl. *attenuation length*) des Lichts innerhalb des Szintillatorstabes.

Wie der Energieverlust zusammen mit dem rekonstruierten Impuls der Teilchenidentifikation dient, wird in Abschnitt 2.5.2 erläutert.

Pre-Shower-Detektoren

Die Pre-Shower-Detektoren dienen neben dem RICH-Detektor als weiteres System zur Unterscheidung von Leptonen und Hadronen, um eine fehlerfreie Identifikation von Elektronen und Positronen zu gewährleisten. Jeder der 6 identischen Sektoren besteht aus 3 Ebenen von Vieldrahtkammern, zwischen denen sich Blei-Umwandler befinden, wie in Abbildung 2.8 dargestellt. Durchqueren Teilchen das Bleimaterial, verlieren nur Elektronen oder Positronen einen signifikanten Energieanteil durch Bremsstrahlung, bei Hadronen tritt dieser Effekt erst bei deutlich höheren Energien auf. Durch Paarbildung der Bremsstrahlungsphotonen kommt es zu elektromagnetischen Schauern (engl. *electromagnetic shower*). Diese sind durch eine Zunahme der detektierten Ladung von den hinteren zu den vorderen Driftkammern messbar und ermöglichen somit eine Abgrenzung zu Hadronen.

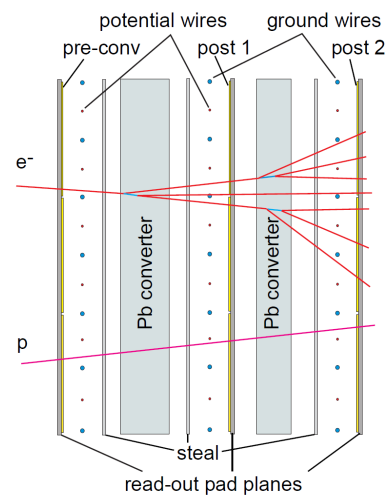


Abb. 2.8.: Pre-Shower [32]

2.1.5. Forward Wall

Die Forward Wall (engl. für 'Vorwärtswand') befindet sich als letzte Komponente des HADES Spektrometers 7 m hinter dem Target. Sie besteht aus mehreren Modulen von Szintillatoren, deren Material den Plastikszintillatoren aus dem TOF Detektor entsprechen. Dieser letzte Detektor dient dazu, die nicht an einer Reaktion beteiligten Spektatoren zu identifizieren. Dadurch kann die Reaktionsebene und die Zentralität einer Kollision rekonstruiert werden.

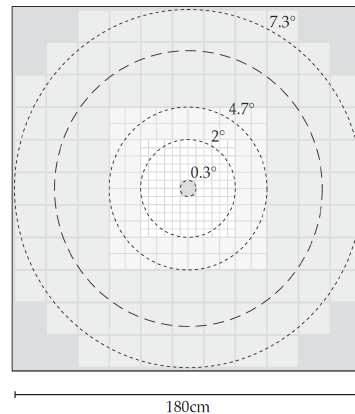


Abb. 2.9.: Forward Wall [17]

2.2. Datenverarbeitung, Triggersystem und Analyse Framework

Bei Schwerionenkollisionen entstehen aufgrund der hohen Multiplizität sehr große Datenmengen bei jedem Event. Um diese auf physikalisch relevante Ereignisse zu reduzieren, wurde das allgemeine Auslese- und Datentransfersystem TRB (engl. *Trigger and Read-out Board*) an der GSI entwickelt.

Das zentrale Triggersystem CTS (engl. *Central Trigger System*) sammelt alle Trigger Signale der einzelnen Detektoren und verteilt die Trigger Entscheidung an alle Ausleseboards (engl. *read out boards*). Während der Au+Au-Strahlzeit im Jahr 2012 waren die zwei Bedingungen PT2 (engl. *physical Trigger*) und PT3 aktiviert. PT2 fordert einen Schwellenwert der Signalstärke, der fünf Treffern im TOF Detektor entspricht, beim PT3 hingegen sind es zwanzig Treffer. Wird einer der Trigger ausgelöst, werden die Daten der einzelnen Subsysteme von Event Buildern gesammelt und im binären HLD (engl. *Hades List Data*) Format gespeichert. Die Weiterverarbeitung erfolgt dann im Rahmen von HYDRA (engl. *HADES System for Data Reduction and Analysis*), ein Analysepaket welches von der HADES Kollaboration entwickelt wurde. Es basiert auf der am CERN entwickelten Paketklasse ROOT, die hauptsächlich in der Programmiersprache C++ geschrieben ist und dank der objektorientierten Gestaltung in vielen Bereichen der Kern- und Teilchenphysik Verwendung findet.

Als Grundlage der physikalischen Datenanalyse dienen DST (engl. *Data Summary Tape*) Dateien, welche die aus der Spurrekonstruktion gewonnenen Teilchen-Kandidaten zusammen mit ihren physikalischen Eigenschaften enthalten.

2.3. Spurrekonstruktion

Teilchen, die das HADES Spektrometer durchqueren, hinterlassen keine kontinuierlich messbare Spur. Die Teilchenspur muss erst aus den unterschiedlichen Signalen der einzelnen Detektoren rekonstruiert werden.

Da sich durch einzelne Treffer keine eindeutige Spur bestimmen lässt, bestehen die vier MDC's aus mehreren Schichten, die in unterschiedlichen Winkeln zueinander angeordnet sind, wie schon in Abbildung 2.6 gezeigt. Ausgelöste Signaldrähte werden auf eine gemeinsame Ebene projiziert, die in Abbildung 2.10 links rot eingezeichnet ist, sodass Stellen, an denen sich mehrere Drähte kreuzen, als Maxima erkennbar werden (siehe Abbildung 2.10 rechts). Diese werden von einem sog. Cluster-Finder iterativ gesucht und zu Clustern (engl. für 'Ansammlung') zusammengefasst. Die Cluster aus MDC I und II werden unter der Annahme eines geraden Spurverlaufes zu einem inneren Spursegment kombiniert, wobei gefordert wird, dass alle Spuren einen gemeinsamen Ursprung in der Targetregion haben, der Vertex genannt wird. Die Ablenkung der Teilchen aufgrund des zwischen MDC II und III befindlichen Magneten wird mit durch einen transversalen Impulsstoß (engl. *kick*) in einer virtuellen, als Kick-Plane bezeichneten Ebene approximiert. Cluster aus MDC III und IV werden zu einem geraden äußeren Spursegment zusammengefasst, unter der Bedingung, dass es einen Schnittpunkt mit dem inneren Spursegment in der Kick-Plane gibt. Eine durchgängige Teilchenspur ergibt sich durch Extrapolation zu den Treffern im jeweiligen META Detektor.

Durch Integration der rekonstruierten Teilchenspur lässt sich zusammen mit der Flugzeitinformation aus den Signalen der Start- und Flugzeitdetektoren die Geschwindigkeit der Teilchen als Anteil der Lichtgeschwindigkeit bestimmen:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{\Delta t \cdot c} = \frac{1}{(t_{META} - t_{Start})c} \cdot \int_{Vertex}^{METAHit} \vec{s}(\vec{x}) d\vec{x} \quad (2.4)$$

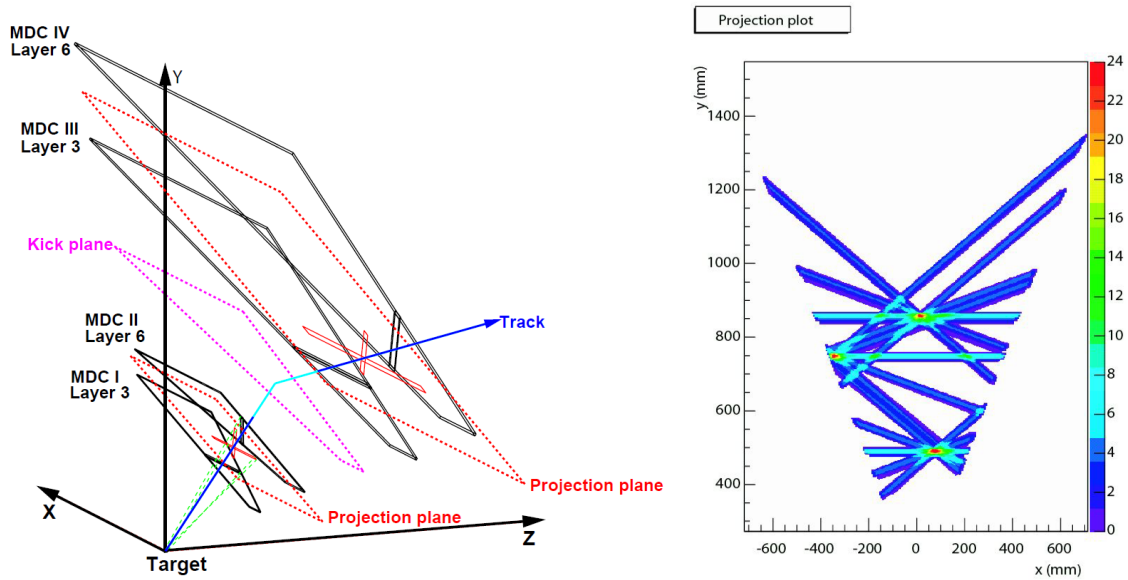


Abb. 2.10.: Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion (links) sowie ein Histogramm der Projektionsebene zur Veranschaulichung der Cluster (rechts) [35]

2.4. Bestimmung des Impuls-Ladungs-Verhältnis

Die Impuls-Ladungs-Bestimmung beruht auf der Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft, die wie bereits beschrieben durch einen einfachen transversalen Impulsstoß approximiert werden kann.

$$\Delta \vec{p}_{kick} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (2.5)$$

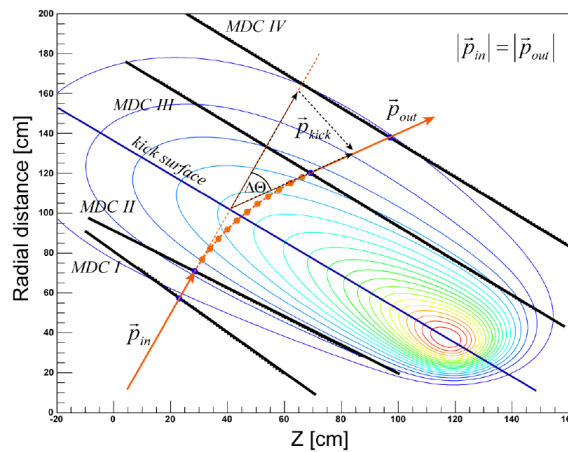


Abb. 2.11.: Veranschaulichung der Änderung des Impulses im Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft [26]

Mithilfe der geometrischen Überlegung, welche in Abbildung 2.11 skizziert ist, lässt sich ein Ausdruck zur Bestimmung des Ablenkwinkels θ angeben.

$$\sin \frac{\Delta\theta}{2} = \frac{|\Delta \vec{p}_{kick}|}{2|\vec{p}|} \quad (2.6)$$

Die Kick-Plane-Methode ist am schnellsten, jedoch in ihrer Genauigkeit begrenzt. Bei

moderatem Rechenaufwand etwas genauer ist die Spline-Methode, in der die Teilchentrajektorie im Magnetfeld als Polynom dritten Grades (engl. *cubic spline*) angenommen wird. Am genauesten wird der Impuls durch das Runge-Kutta-Verfahren bestimmt, welches die Bewegungsgleichung der Teilchen rekursiv numerisch löst.

Es lässt sich jedoch nur das Impuls-Ladungs-Verhältnis bestimmen, nicht der Impuls selbst, da die Ladung wie in Gleichung 2.5 zu erkennen mit in die Berechnung einfließt. Die meisten Teilchen, die bei Schwerionenkollisionen bei HADES entstehen, tragen nur eine Elementarladung, sodass das Impuls-Ladungs-Verhältnis als Impuls verwendet wird. Bei mehrfach geladenen Teilchen wie Helium oder Lithium ergibt sich der reale Impuls also erst durch Multiplikation mit der Ladungszahl.

2.5. Teilchenidentifikation

Die unterschiedlichen bei der Kollision entstanden Teilchen können indirekt über die bereits bestimmten physikalischen Eigenschaften identifiziert werden. Die Teilchenidentifikation wird als PID (engl. *Particle Identification*) abgekürzt und kann bei HADES auf folgende Weise bestimmt werden.

2.5.1. Identifikation über die rekonstruierte Masse

Üblicherweise erfolgt die PID, indem die Masse über die Geschwindigkeit und den Impuls, der bei einfach geladenen Teilchen gerade dem Impuls-Ladungs-Verhältnis entspricht, rekonstruiert wird. Dabei wird die relativistische Energie-Impuls-Beziehung 2.7 nach der Ruhemasse umgestellt:

$$E^2 = \gamma^2 m^2 c^4 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad \text{mit } p = \gamma m \beta c \quad (2.7)$$

$$\Rightarrow m^2 = \frac{p^2}{\beta^2 \gamma^2 c^2} \quad \text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.8)$$

p kennzeichnet den Impuls des Teilchens, γ den relativistischen Lorentzfaktor und β die Geschwindigkeit des Teilchens als Anteil der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit des Teilchens ergibt sich aus der Flugzeitmessung und der rekonstruierten Flugbahn gemäß Gleichung 2.4.

Da wie schon beschrieben nur das Impuls-Ladungs-Verhältnis p/Z bestimmt werden kann, entspricht die so rekonstruierte Masse auch nur dem Masse-Ladungs-Verhältnis m/Z und stimmt lediglich bei einfach geladenen Teilchen mit der tatsächlichen Masse überein. Teilchen, die unterschiedliche Massen, aber dasselbe Verhältnis von positiv geladenen Protonen Z zur Gesamtzahl der massebehafteten Nukleonen A haben, können so nicht unterschieden werden.

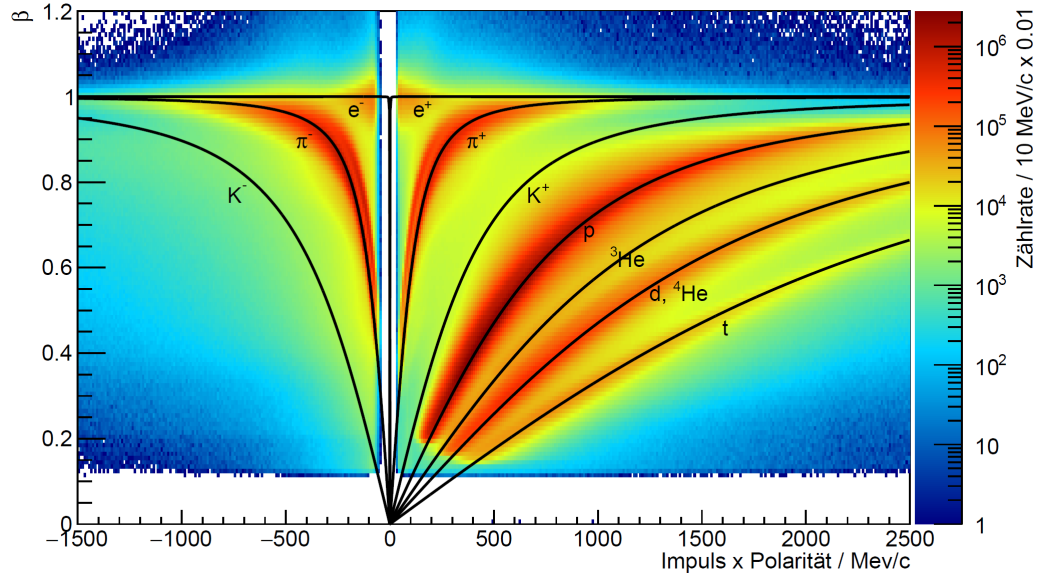


Abb. 2.12.: Korrelation von Impuls und Geschwindigkeit verschiedener detektierter Teilchen. Die schwarz eingezeichneten Linien sind die theoretisch berechneten Kurven. [36]

Abbildung 2.12 zeigt die Geschwindigkeits-Impuls-Korrelation der detektierten Teilchen und verdeutlicht, dass beispielsweise Deuteronen ($Z = 1$, $A = 2$) und Alphateilchen ($Z = 2$, $A = 4$) auf einer Spur liegen, da sie das gleiche Masse-Ladungs-Verhältnis haben.¹

Das HADES Spektrometer ermöglicht die Auftrennung dieser Teilchen anhand ihrer unterschiedlichen Ladungen durch Messung des spezifischen Energieverlustes im TOF Detektor oder in den MDC-Kammern.

2.5.2. Identifikation über den Energieverlust

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie verlieren diese Energie. Inelastische Stöße mit der Atomhülle stellen dabei den dominierende Prozess des Energieverlusts von schweren ($M \gg m_e$) geladenen Teilchen dar. Dieser wird bei HADES Energien durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben, bei der im Gegensatz zur klassischen Gleichung von Bohr auch quantenmechanische Effekte berücksichtigt werden [37].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I_{pot}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.9)$$

¹ An dieser Stelle ist anzumerken, dass die $\frac{m}{Z}$ Werte nicht exakt identisch sind. Gemäß Einstein's Äquivalenz von Masse und Energie geht bei der Bildung von Atomkernen ein Teil der Masse der Nukleonen in Bindungsenergie über. Die Stärke der Bindung skaliert jedoch nicht vollständig linear mit der Anzahl der Nukleonen, beispielsweise hat ${}^4\text{He}$ eine besonders hohe Bindungsenergie pro Nukleon, sodass das Masse-Ladungs-Verhältnis etwas geringer als von ${}^2\text{H}$ bzw. ${}^6\text{Li}$ ist. Dieser Unterschied ist jedoch minimal und wird nicht weiter berücksichtigt, da er unterhalb des Auflösungsvermögens des HADES Detektors liegt.

Hierbei ist:

r_e = klassischer Elektronenradius

m_e = Elektronenmasse

N_a = Avogadro-Konstante

I_{pot} = mittleres Anregungspotential

Z = Kernladungszahl des Absorbermaterials

A = Massenzahl des Absorbermaterials

z = Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung e

β = Teilchengeschwindigkeit als Anteil der Vakuumlichtgeschwindigkeit

δ = Dichte-Korrektur

W_{max} gibt den maximalen Energietransfer in einer Kollision an und ist gegeben durch:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\beta \gamma m_e / M + m_e^2 / M^2} \quad (2.10)$$

Damit gilt für den maximalen Energietransfer schwerer geladener Teilchen näherungsweise

$$W_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.11)$$

Wie Gleichung 2.9 zeigt, hängt der Energieverlust von der Geschwindigkeit der Teilchen und dessen Ladung, nicht jedoch von ihrer Masse ab. Somit ist eine Auftrennung von Teilchen möglich, dessen Verhältnis von Impuls zu Ladung identisch ist. Dies ist beispielhaft für den MDC Detektor in Abbildung 2.13 dargestellt.

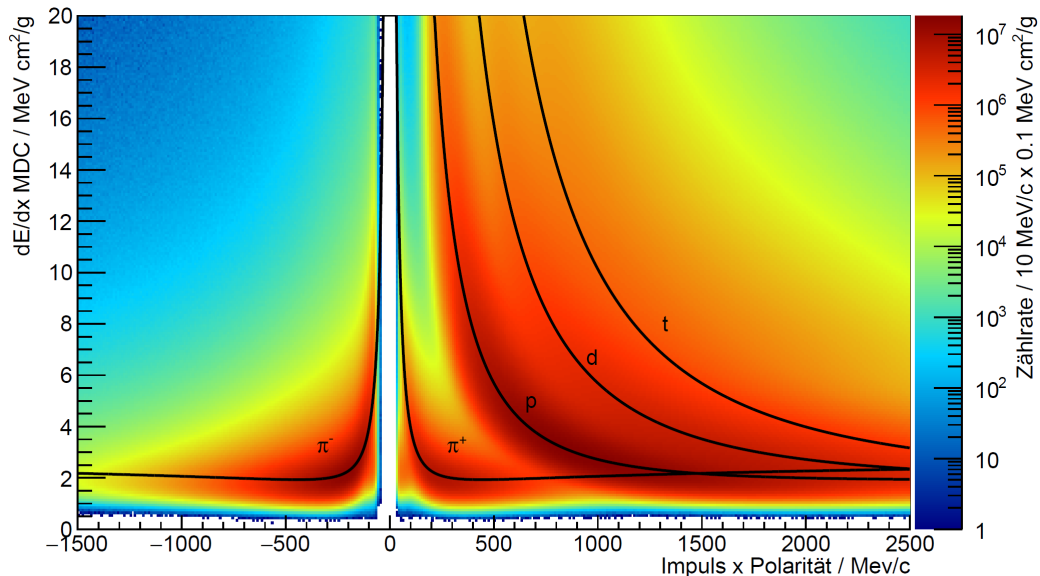


Abb. 2.13.: Darstellung des Energieverlustes verschiedener Teilchen im MDC Detektor, aufgetragen gegen den dessen Impuls. Die schwarz eingezeichneten Linien sind die theoretisch berechneten Kurven. [36]

3. Identifikation leichter Kerne

Ereignis Selektion

Die Analyse beruht auf den Daten, die von Tag 108 bis Tag 112 während der Au+Au-Strahlzeit im Jahr 2012 aufgezeichnet wurden. Um falsche Zuordnungen der unterschiedlichen Signale zu minimieren, wurden zu Beginn der Analyse zusätzliche Auswahlkriterien an die Daten gestellt. Als Ausgangspunkt dienen alle Kollisionen, welche die PT3 Bedingung erfüllt haben.

GoodSTART Eine Signalregistrierung des START Detektors wird gefordert, um eine korrekte Flugzeitmessung zu ermöglichen.

NoVETO Es werden nur Events ausgewählt, bei denen in einem Zeitintervall von ± 15 s kein Signal im VETO Detektor aufgezeichnet wurde, um Reaktionen auszuschließen, die außerhalb der Targetregion stattgefunden haben.

NoPileUpSTART Kollisionen, bei denen in einem Zeitraum von -5 bis 15 ns eine weitere Reaktion registriert wurde, werden ausgeschlossen. Solche Überlappungen (engl. *pile up events*) würden zu falsch bestimmten Startzeiten und somit auch fehlerhaften Flugzeiten und Massen führen.

GoodVertexClust & GoodVertexCand Der Vertex einer Kollision muss durch mindestens zwei identifizierte Teilchen rekonstruiert worden sein (*GoodVertexCand*) und der Ursprung mindestens einer rekonstruierten Teilchenspur sein (*GoodVertexClust*). Zusätzlich muss der Vertex innerhalb der Targetregion liegen, um Reaktionen mit anderen Teilen des Detektors, wie der Kohlenstoffhalterung des START Detektors oder den Halterungen der Gold-Streifen, auszuschließen.

GoodSTARTVETO Events, bei denen ein zweiter Treffer im START Detektor, jedoch kein zugehöriges VETO Signal in einem Zeitintervall zwischen 15 und 350 ns nach der Reaktionszeit aufgezeichnet wurden, werden verworfen, da wahrscheinlich eine weitere Reaktion im Target stattgefunden hat, sodass sich zwei unterschiedliche Ereignisse überlagern würden.

GoodSTARTMETA Wird ein Treffer im START Detektor in einem Zeitintervall von 80 bis 350 ns nach der Reaktionszeit und ein zugehöriger Treffer im META Detektor registriert, werden die Kollisionen ausgeschlossen. Denn solche Flugzeiten sind unphysikalisch und würden dazu führen, dass die Multiplizität zu hoch bestimmt wird.

Zentralitätseinteilung

Des Weiteren wurden nur Kollisionen mit einer Zentralität von mindestens 40% ausgewählt. Wie bereits beschrieben, wird diese durch den Stoßparameter b charakterisiert, der jedoch nicht direkt gemessen werden kann. Im Rahmen des Glauber-Modells werden messbare Observablen in Bezug zu dem Stoßparameter gesetzt. Dabei wird angenommen, dass die Anzahl der entstehenden geladenen Teilchen N_{ch} proportional zu der Anzahl an

der Reaktion beteiligten Kerne A_{part} ist:

$$N_{ch} = k \cdot \sqrt{\mu \cdot A_{part}} \quad (3.1)$$

Die benötigten Parameter zur Einteilung der Zentralitätsklassen sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

Zentralität [%]	b_{max} [fm]	$\langle A_{part} \rangle$	N_{min}	N_{max}
0 - 10	4.60	301 ± 11	≥ 160	250
10 - 20	6.50	212 ± 10	≥ 121	160
20 - 30	7.95	149 ± 8	≥ 88	121
30 - 40	9.18	102 ± 6	≥ 60	88

Tabelle 3.1.: Charakteristischen Werte der ersten vier Zentralitätsklassen, ermittelt im Rahmen des Glauber-Modells. [17]

Dabei ist:

b_{max} = der maximale Stoßparameter einer Zentralitätsklasse

$\langle A_{part} \rangle$ = durchschnittliche Anzahl an Partizipanten

$N_{min/max}$ = die minimale bzw. maximale Anzahl an Treffern im META Detektor

Eigenschaften der betrachteten Kerne

Die für die Analyse relevanten physikalischen Informationen wurden aus *HGeantIons* entnommen und sind in der nachfolgenden Tabelle für die betrachteten Kerne zusammengefasst.

PID	Teilchen	Masse [MeV/c ²]	Kernladungszahl Z	Massenzahl A
47	⁴ He	3727.42	2	4
49	³ He	2809.23	2	3
61	⁶ Li	5603.05	3	6
62	⁷ Li	6535.36	3	7

Tabelle 3.2.: Physikalischen Eigenschaften der betrachteten Teilchen entnommen aus *HGeantIons*.

3.1. Energieverlust im TOF Detektor

Wie im HADES Kapitel beschrieben, ist die Energiedeposition im TOF Detektor proportional zur Lichtausbeute, sodass der Energieverlust der Teilchen durch das Auslesen der Photomultiplier bestimmt werden kann. Trägt man den gemessenen Energieverlust gegen die Geschwindigkeit der Teilchen in einem Histogramm der Klasse *TProfile2D* auf, ergibt sich das in Abbildung 3.1 dargestellte Histogramm. Dabei dient die Farbskala zur Kodierung der Häufigkeit, sodass diese Darstellungsart eine anschauliche Alternative zu dreidimensionalen Histogrammen liefert.

Der TOF Detektor deckt zwar nur die obere Hälfte des von HADES erfassten Polarwinkelbereiches ab, seine Energieauflösung ist jedoch höher als die der MDC-Kammern, sodass dieser bei der sensitiven Selektion von leichten Kernen verwendet wird.

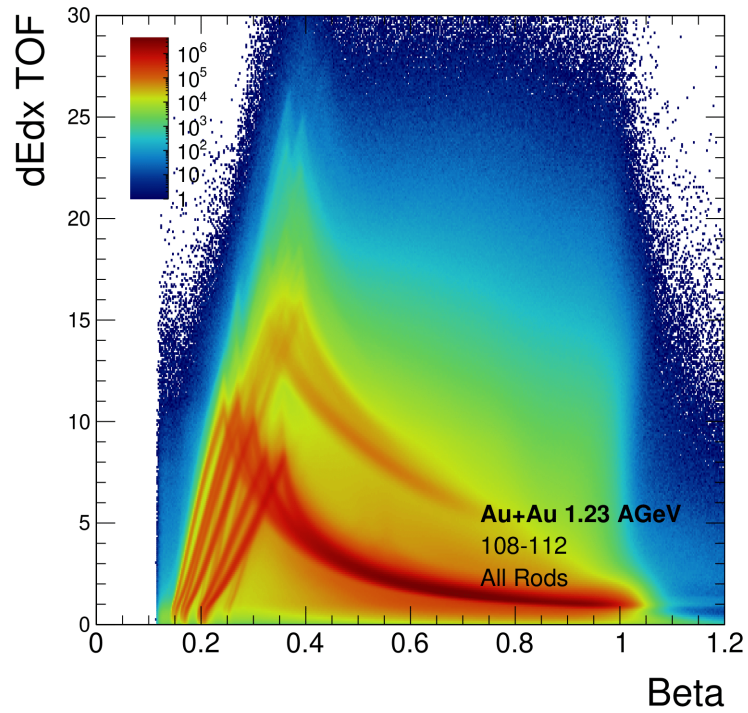


Abb. 3.1.: Gemeinsame Darstellung des Energieverlustes aller Szintillatorstäbe als Funktion von β .

Betrachtet man von den 384 Szintillatorstäben nur einen einzelnen, wie beispielsweise den in Abbildung 3.2 dargestellten Stab, lassen sich scharfe Teilchenspuren erkennen, die eine eindeutige Zuordnung ermöglichen.

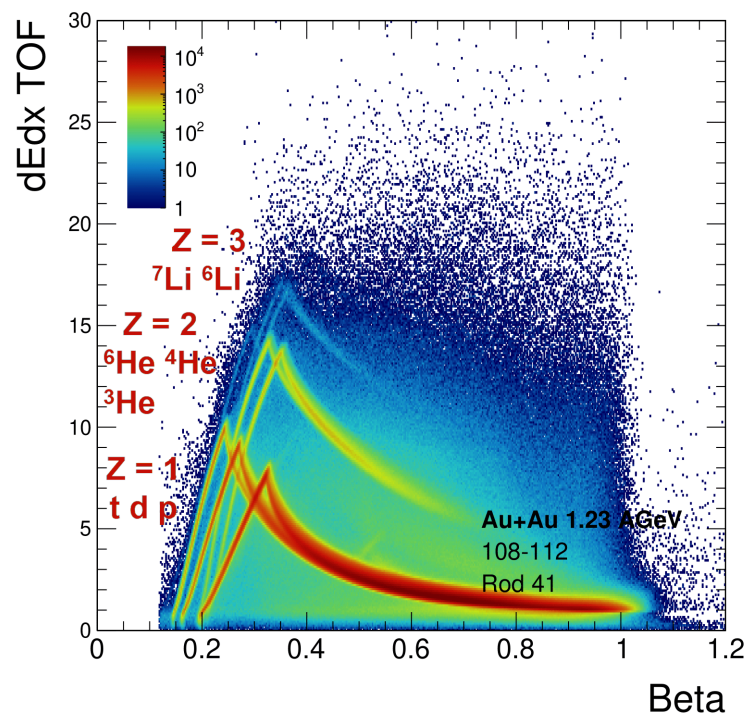


Abb. 3.2.: Darstellung des Energieverlustes innerhalb eines einzelnen Szintillatorstabes, einschließlich der Kennzeichnung aller Spuren.

Die stärksten Spuren mit dem niedrigsten Energieverlust werden durch einfach geladene Teilchen hervorgerufen. Zweifach geladene Kerne haben gemäß Gleichung 2.9 einen höheren Energieverlust und liegen deshalb im dargestellten Histogramm oberhalb der Linien der einfach geladenen Kerne.

Darüber sind in einigen Szintillatorstäben noch weitere Teilchenspuren erkennbar, welche vermutlich durch dreifach geladenen Kerne hervorgerufen werden, was im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden soll.

Die Zuordnung der Spuren zu den Teilchen ist in Abbildung 3.2 gekennzeichnet.

Dass die Spuren bei der gemeinsamen Betrachtung aller Szintillatorstäbe verschwommen sind, hat verschiedene Gründe. Zum einen gibt es zwei unterschiedliche Größen von Szintillatorstäben, wie im HADES Kapitel beschrieben. Durchqueren die Teilchen mehr Detektormaterial, verlieren sie auch mehr Energie durch inelastische Stöße mit dem Material. Der Energieverlust unterscheidet sich jedoch auch innerhalb einer Stabgröße von Rod zu Rod, da die Teilchen in unterschiedlichen Bereichen des TOF Detektors nicht unter dem gleichen Winkel auftreffen. Je nach Einfallswinkel müssen die Teilchen zum Durchqueren des Szintillatorstabes eine längere Strecke durch das Material zurücklegen. Dies ist auch der Grund warum zwischen Kernen der gleichen Ladungszahl eine Aufspaltung zu erkennen ist. Gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung sollten diese nur anhand ihrer Ladungszahl aufgetrennt werden, da Teilchen mit einem unterschiedlichen Masse-Ladungs-Verhältnis jedoch unterschiedlich stark im Magnetfeld abgelenkt werden, fallen diese nicht im selben Winkel auf den jeweiligen Szintillatorstab ein. Kerne mit einem schrägeren Einfallswinkel müssen mehr Detektormaterial durchqueren und haben folglich einen höheren Energieverlust.

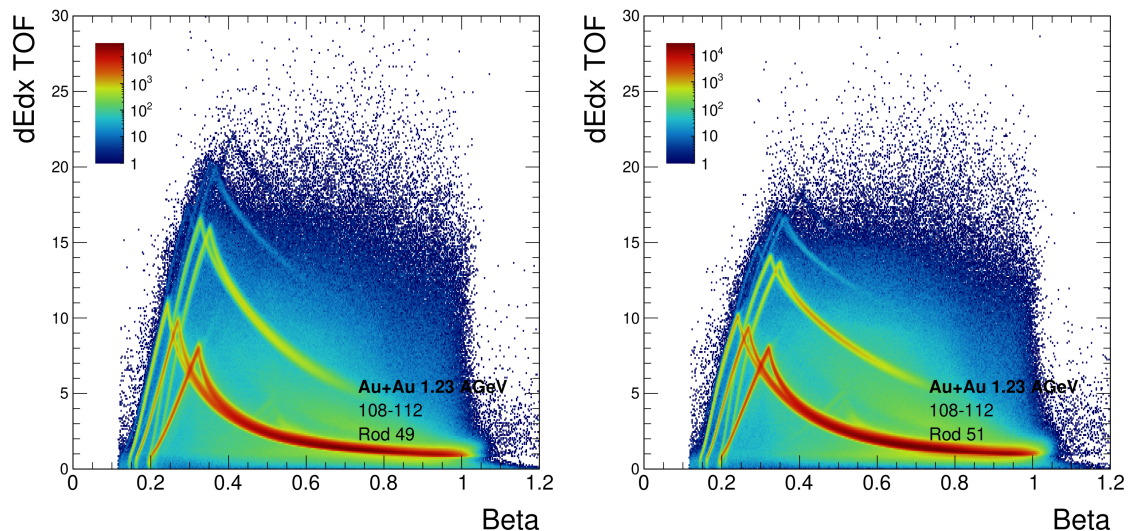


Abb. 3.3.: Energieverlust innerhalb kleiner Szintillatorstäbe ($20 \times 20 \text{ mm}^2$) ist beispielhaft an Stab 49 (links) und Stab 51 (rechts) dargestellt.

Die in Abbildung 3.3 dargestellten kleinen Stäbe unterscheiden sich von den in Abbildung 3.4 gezeigten großen Stäben, jedoch sind auch innerhalb der gleichen Stabgröße deutliche Unterschiede im Energieverlust erkennbar.

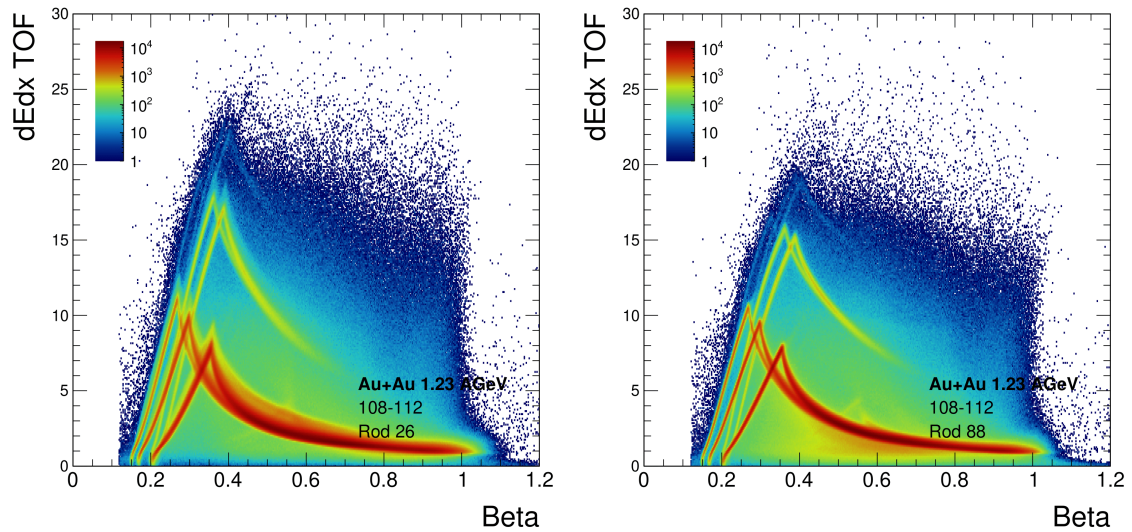


Abb. 3.4.: Der Energieverlust innerhalb großer Szintillatorstäbe ($30 \times 30 \text{ mm}^2$) ist beispielhaft an Stab 26 (links) und Stab 88 (rechts) dargestellt.

Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass Rods an den Grenzen zwischen den 6 identischen Sektoren meistens ungeeignet sind. In Abbildung 3.5 sind die unterschiedlichen Szintillatorstäbe gegen die Teilchengeschwindigkeit (Abb. 3.5 links) und im anderen Fall gegen den Energieverlust (Abb. 3.5 rechts) aufgetragen.

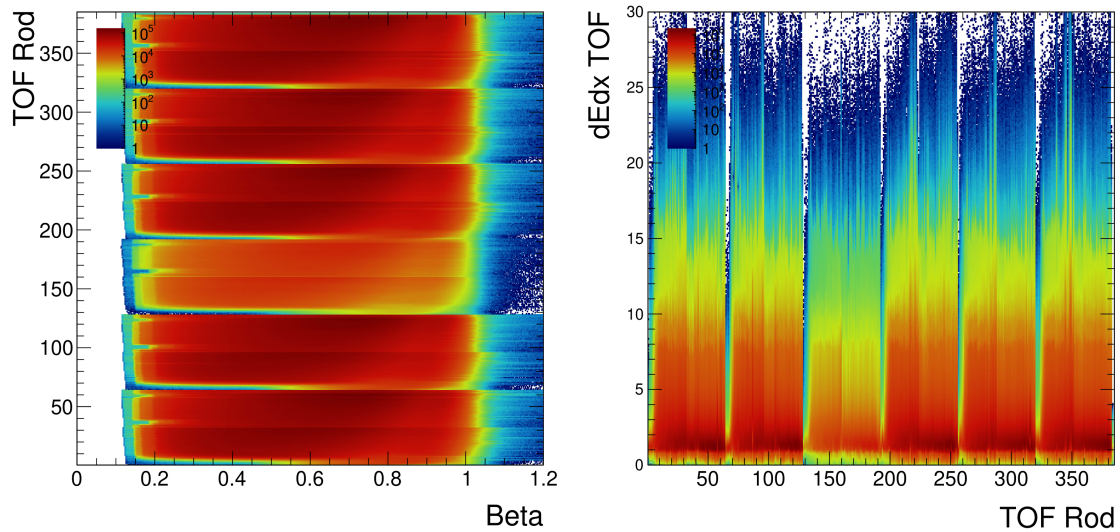


Abb. 3.5.: Auftragung der 384 Szintillatorstäbe gegen die Geschwindigkeit β (links) bzw. gegen den Energieverlust (rechts).

Die Sektorgrenzen lassen sich anhand Farbveränderungen aufgrund mangelnder Einträge deutlich erkennen.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Energieverlust der Teilchen in den einzelnen Szintillatorstäben individuell zu parametrisieren, sodass eine Selektion von Helium und Lithium Kernen sowie eine anschließende Betrachtung der Massenspektren möglich wird.

3.2. Parametrisierung des Energieverlustes der einzelnen Szintillatorstäbe

Wie bereits beschrieben, wird der Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Gleichung charakterisiert. Für Gasgemische kann die Dichte-Korrektur für $\beta\gamma < 4$ vernachlässigt werden, sodass die Gleichung eine vereinfachte Form annimmt. Diese wird für die mit Gas gefüllten MDC-Kammern verwendet, eignet sich näherungsweise aber auch für den TOF Detektor. Da die Szintillatorstäbe mit dieser vereinfachten Gleichung kalibriert wurden, ist dessen Verwendung gerechtfertigt. Zur optimalen Anpassung des theoretischen Energieverlustes an die experimentellen Daten wird ein Skalierungsfaktor c_1 und ein linearer Verschiebungsfaktor c_2 , der auch als Offset bezeichnet wird, eingeführt.

$$-\frac{dE}{dx} = c_1 K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I_{pot}^2} \right) - \beta^2 \right] + c_2 \quad (3.2)$$

Betrachtet man bei den dargestellten Histogrammen der einzelnen Szintillatorstäbe eine Projektion entlang der z-Achse für einen gewissen Geschwindigkeitsbereich, lassen sich Stellen mit erhöhtem Teilchenvorkommen, die in der 3-dimensionalen Darstellung durch die Farbe kodiert sind, als Peaks erkennen. Zur Identifikation dieser Maxima wird innerhalb der *TSpectrum* Klasse von Root die eindimensionale Funktion *Search* verwendet, welche die Peaks innerhalb des Spektrums sucht. Dabei wurde $\sigma = 2.5$ und ein Schwellenwert von 0.0005 gewählt. Mit der Funktion *Background* wurde zusätzlich das Hintergrundrauschen abgeschätzt.

Nur Szintillatorstäbe, denen in allen betrachteten Geschwindigkeitsbereichen ein Peak eindeutig zugeordnet werden konnte, wurden nicht verworfen.

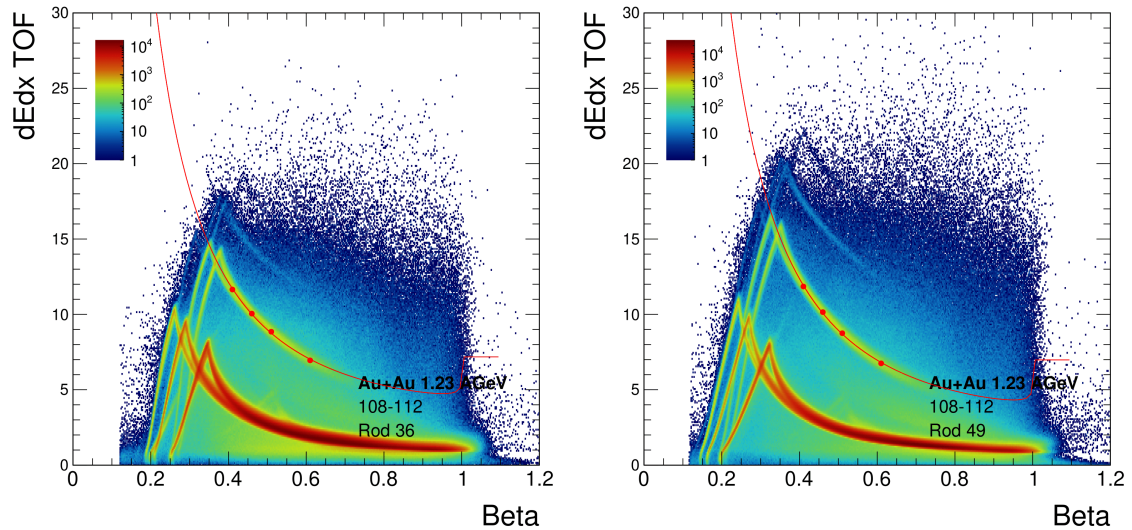


Abb. 3.6.: Parametrisierung des Energieverlustes zweifach geladener Kerne (rote Linie) durch Anpassung der theoretischen Bethe-Bloch-Kurve an die experimentellen Daten, dargestellt anhand von Stab 36 (links) und Stab 49 (rechts).

Da nicht alle Szintillatorstäbe gezeigt werden können, wird in Abbildung 3.6 beispielhaft dargestellt wie die theoretische Bethe-Bloch Kurve an die Spur der zweifach geladenen Kerne angepasst wurde. Die zwei offenen Parameter sind in Abbildung 3.7 für alle Szintillatorstäbe gezeigt, bei denen ein geeigneter Fit gefunden werden konnte.

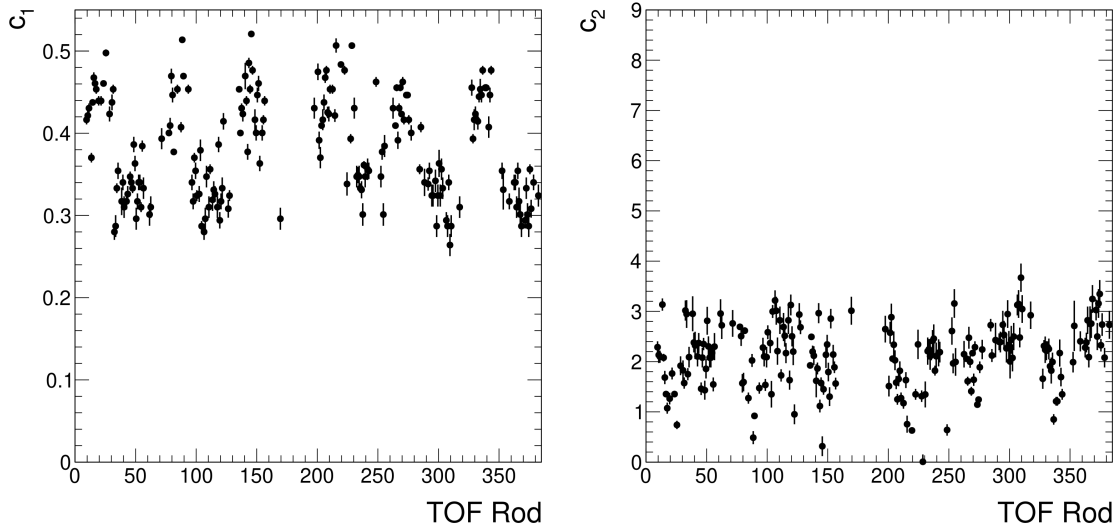


Abb. 3.7.: Skalierungsfaktor c_1 und Offset c_2 zur Parametrisierung des Energieverlustes zweifach geladener Kerne.

Gemäß der Nummerierung der Szintillatorstäbe von 32 großen gefolgt von 32 kleinen Rods, lässt sich diese Verteilung in der Höhe des Skalierungsfaktors erkennen. Jedoch ist ebenfalls deutlich sichtbar, dass sich der Skalierungsfaktor und vor allem auch der Verschiebungsfaktor erheblich innerhalb einer Szintillatorstabgröße unterscheidet, was die Notwendigkeit einer individuellen Parametrisierung unterstreicht.

Die durch Lithium verursachten Spuren sind aufgrund der geringen Häufigkeit sehr schwach und die Peaks entsprechend schwer detektierbar. Daher wurde zur Selektion nicht der Energieverlust von Lithium selbst parametrisiert, sondern der für Helium erstellte Fit verschoben, um alle darunterliegenden Teilchen auszuschließen. Naheliegender wäre hierfür zunächst einmal eine Skalierung. In Abbildung 3.8 wurde der Helium Fit mit dem Faktor 1.3 skaliert und die resultierende, als Cut-off (engl. *cut-off* für 'Schnitt') bezeichnete Linie blau gekennzeichnet. Es ist jedoch ersichtlich, dass diese Linie steiler als die durch Lithium Kerne verursachte Kurve ist. Vor allem im Bereich hoher Geschwindigkeiten würden somit auch viele Helium Kerne selektiert werden.

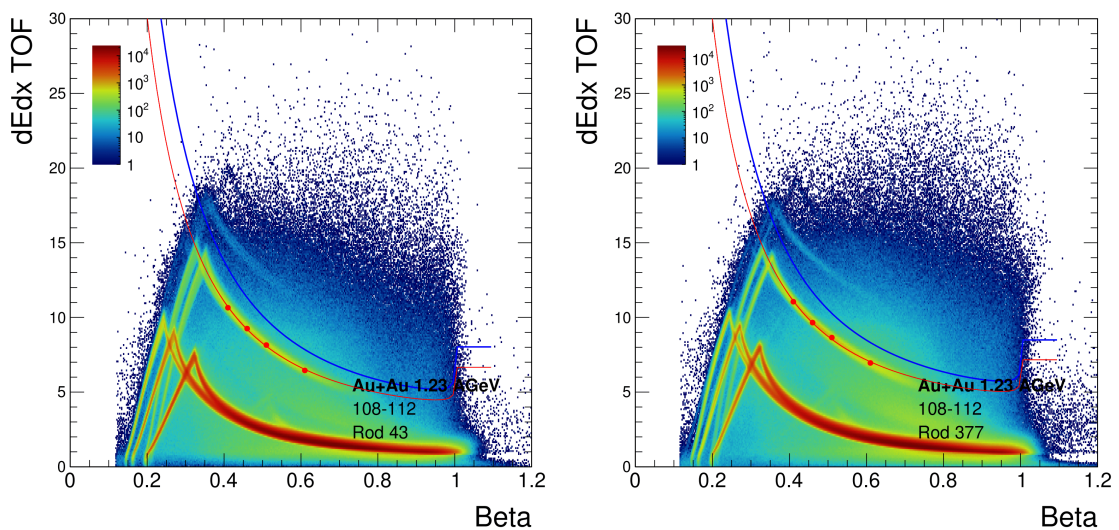


Abb. 3.8.: Anpassung des Fits für zweifach geladene Kerne (rote Linie) durch Skalierung mit einem Faktor von 1.3 (blaue Linie).

Verschiebt man den Fit stattdessen um einen additiven Wert, liegt die resultierende Kurve näher unter dem experimentell bestimmten Energieverlust der Lithium Kerne. Ein konstanter Offset würde jedoch nicht bei allen Szintillatorstäben zu einem geeigneten Cut-off führen, da sich der Energieverlust, wie zuvor geschildert, teilweise erheblich unterscheidet. Eine Möglichkeit dies zu berücksichtigen ist daher den Fit in Abhängigkeit des Energieverlustes der Helium Kerne des jeweiligen Szintillatorstabes zu verschieben. Abbildung 3.9 zeigt die Lithium-Selektion durch einen Offset von 20% des maximalen Energieverlustes der Helium Kerne.

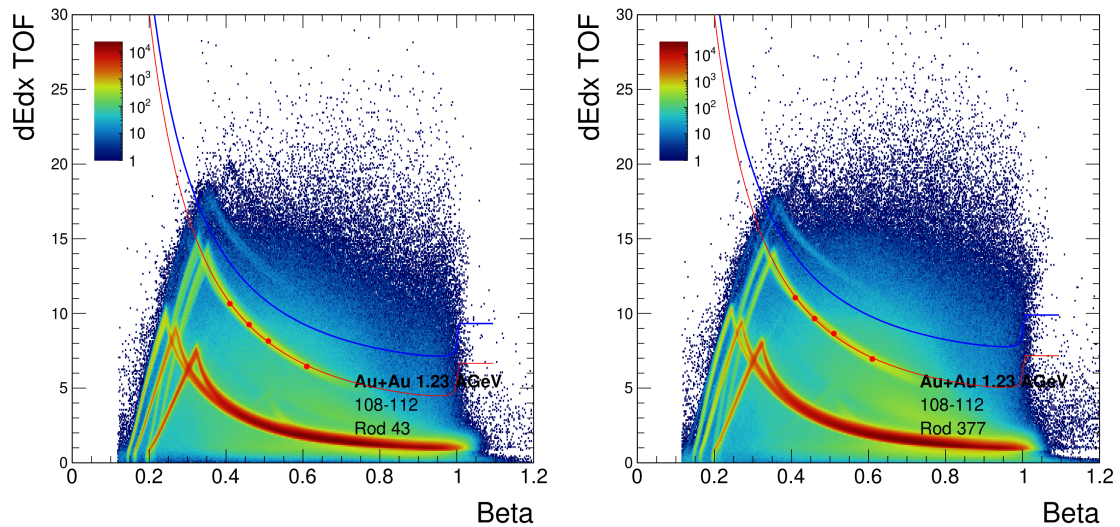


Abb. 3.9.: Anpassung des Fits für zweifach geladene Kerne (rote Linie) durch additive Verschiebung, wobei der Offset 20% des maximalen Energieverlustes von Helium beträgt.

Im Rahmen der Analyse hat sich gezeigt, dass auf diese Weise noch sehr viele Helium Kerne selektiert wurden (siehe Anhang). Da Lithium Kerne im TOF Detektor aufgrund ihrer hohen Masse niedrigere Geschwindigkeiten haben und das Auflösungsvermögen zu höheren Geschwindigkeiten aufgrund von weniger Wechselwirkungen abnimmt, wurden die Cut-off's so angepasst, dass mehr $Z < 3$ Teilchen ausgeschlossen werden konnten. Dafür wurde der Helium Fit mit einem Faktor von 0.9 skaliert und um 30% des maximalen Energieverlustes verschoben. Die resultierenden, für die weitere Analyse verwendeten Cut-off's sind in Abbildung 3.10 dargestellt, die zugehörigen Parameter c_1 und c_2 in Abbildung 3.11.

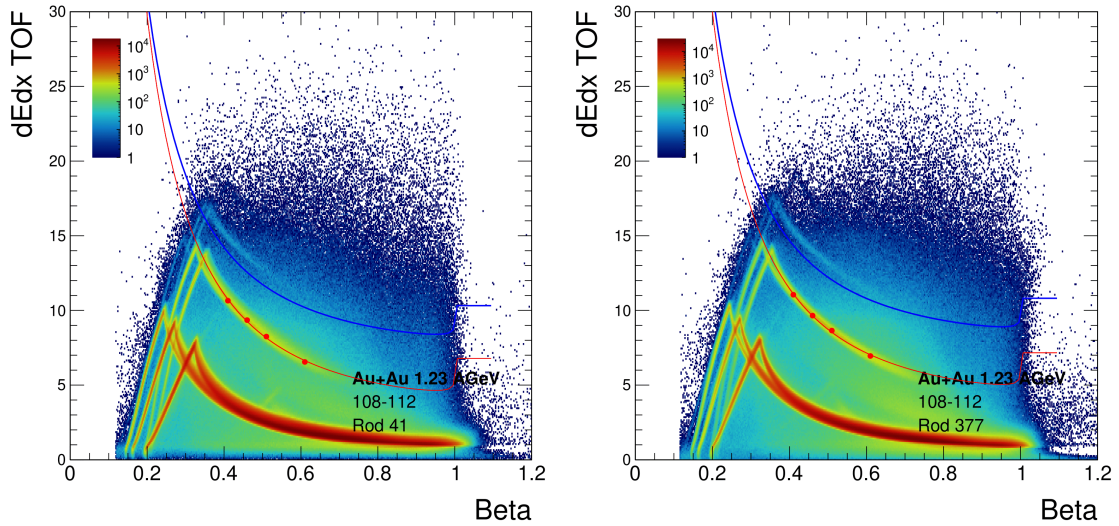


Abb. 3.10.: Veranschaulichung des Cut-off's (blaue Linie), der durch eine Skalierung und additive Verschiebung des Helium Fits (rote Linie) zustande kommt, um alle darunter liegenden Teilchen auszuschließen.

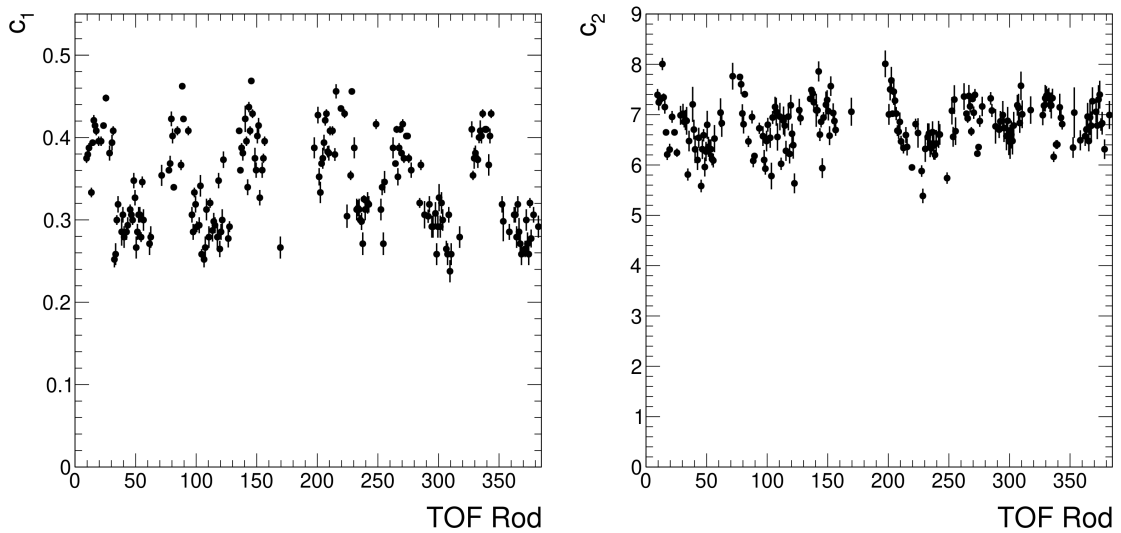


Abb. 3.11.: Skalierungsfaktor c_1 und Offset c_2 des Cut-off's zur Selektion dreifach geladener Kerne.

3.3. Impulskorrektur

Im TOF Detektor wird der spezifische Energieverlust zur Teilchenidentifikation genutzt, doch die Kerne verlieren auch während ihres Fluges schon einen Teil ihrer Energie, wenn sie das vorherige Material des Spektrometers durchqueren. Da der Energieverlust, wie in Gleichung 2.9 zu sehen, proportional zu Z^2 ist, kann er für Teilchen mit einer höheren Kernladungszahl wie Helium oder Lithium nicht mehr vernachlässigt werden. Daher wird der Impuls mithilfe der Klasse *HEnergyLossCorrPar* um die bereits verlorene Menge an Energie korrigiert.

Ein entgegengerichteter Effekt tritt bei hohen Impulsen auf. Simulationen haben gezeigt, dass die Krümmung, der mithilfe des Runge-Kutta-Verfahrens bestimmten Teilchenspur, für hohe Impulse tendenziell zu gerade rekonstruiert wird. Daher wird standardgemäß

eine systematische Impulskorrektur durchgeführt. Jedoch wurde bei den Daten der Gold-Gold-Kollisionen aus dem Jahr 2012 ein Schnitt für hohe Impulse angewendet, für welche die Impulskorrektur nicht mehr durchgeführt wurde. Besonders hohe Impulse sind jedoch bei der Untersuchung leichter Kerne von Bedeutung, weshalb die systematische Korrektur im Rahmen dieser Analyse nachträglich angewendet wurde.

Durch die Korrektur des Impulses, ergibt sich gemäß Gleichung 2.8 auch eine korrigierte Masse.

3.4. Ergebnisse

3.4.1. Zweifach geladene Kerne

Die Helium Kerne wurden selektiert, indem alle Teilchen innerhalb einer Standardabweichung von $\sigma = 3$ um den Fit herum ausgewählt wurden. Die Selektion ist nachfolgend beispielhaft für einen Szintillatorstab dargestellt.

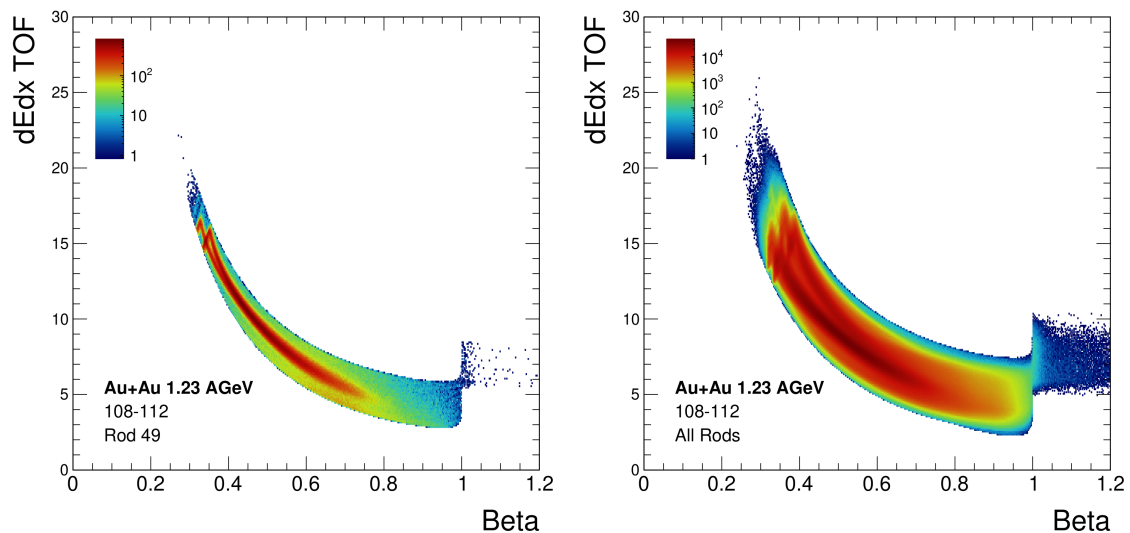


Abb. 3.12.: Darstellung des Energieverlustes eines einzelnen Szintillatorstabes (links) und aller Szintillatorstäbe gemeinsam (rechts), nach der Selektion zweifach geladener Kerne.

Da nicht alle Szintillatorstäbe einzeln gezeigt werden können, sind sie in Abbildung 3.12 rechts gemeinsam dargestellt.

Den selektierten Teilchen kann die Kernladungszahl $Z = 2$ zugeordnet werden. Somit kann aus dem Impuls-Ladungs-Verhältnis durch Multiplikation mit der Ladungszahl der Impuls und dadurch auch die Masse bestimmt werden. Die Verteilung von Masse zu Impuls ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Masse für höhere Impulse zu hoch rekonstruiert wird, da die Verteilung der Teilchen nicht für alle Impulse bei der gleichen Masse bleibt, sondern für hohe Impulse zunimmt, weshalb die Farbkodierung der Teilchenhäufigkeit schräg anstatt gerade erscheint.

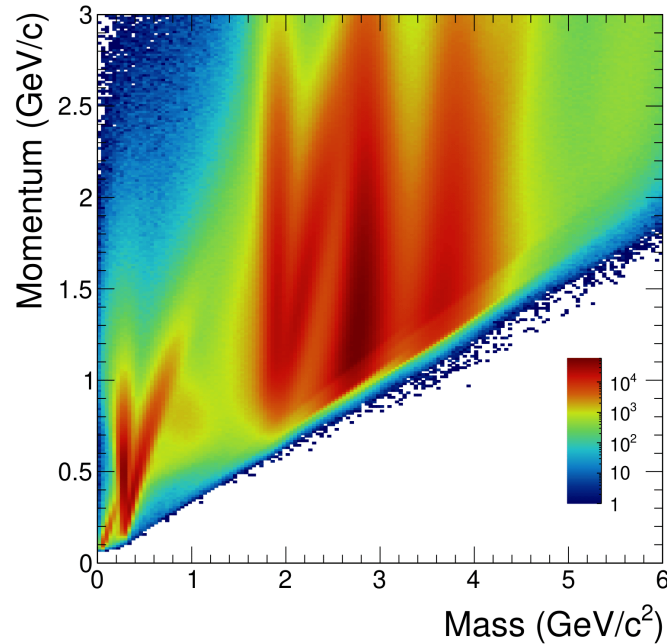


Abb. 3.13.: Verteilung von Masse zu Impuls der als zweifach geladen selektierten Teilchen, bevor die Impulskorrektur angewendet wurde.

Neben den Helium-3 ($m = 2.8 \text{ GeV}/c^2$) und Helium-4 ($m = 3.7 \text{ GeV}/c^2$) Kernen sind noch weitere Teilchen erkennbar, die fälschlicherweise als zweifach geladen selektiert wurden. Zum einen ist besonders im Bereich hoher Geschwindigkeiten aufgrund der geringen Wechselwirkungen ein Ausschmieren einfach geladener Teilchen in den selektierten Bereich möglich. Zum anderen kann der Energieverlust zweier Teilchen gemeinsam erfasst werden, sodass diese durch den addierten Energieverlust als zweifache geladen erscheinen. Hierfür gibt es zwei Arten von Kandidaten: Sind Geschwindigkeit und Impuls der Teilchen richtig zugeordnet, wird die Masse nach der Selektion mit der Ladungszahl multipliziert und es ergibt sich die vervielfachte Masse als gerades Band, wie im Falle der Pionen bei $2m_\pi = 0.3 \text{ GeV}/c^2$ oder der Protonen bei $2m_p = 1.9 \text{ GeV}/c^2$. Es sind jedoch auch schräge Bänder sichtbar, dessen Schiefelage besonders bei niedrigen Impulsen nicht auf die bereits beschriebenen Effekte zurückzuführen ist. Hier wurde vermutlich die Geschwindigkeit eines schnelleren Teilchens mit dem Impuls eines langsameren Teilchens kombiniert.

Die Impulse wurden durch die beschriebene Impulskorrektur korrigiert, sodass alle nachfolgenden Histogramme die korrigierten Werte für Impuls und Masse enthalten. Es ist zu beachten, dass die Korrektur nur für die jeweils betrachtete Teilchensorte gilt, weshalb dessen nominelle Masse durch eine graue Linie gekennzeichnet ist.

Außerdem ist ein Impulsschnitt zu erkennen, welcher in der Korrekturfunktion für den Energieverlust ursprünglich für Pionen bzw. Protonen implementiert wurde, sich aber für die betrachtete Teilchensorte gemäß ihrer Ladungszahl und Masse verschiebt.

Helium-3

In Abbildung 3.14 ist die Verteilung von Masse und Impuls der als zweifach geladen selektierten Teilchen dargestellt, nachdem die Korrekturen für ${}^3\text{He}$ angewandt wurden. Abbildung 3.15 zeigt das Massenspektrum im Impulsbereich von $1.2 - 2.0 \text{ GeV}/c$. Der Helium-3 Peak wird mit einer Gauß Funktion gefittet, dessen Erwartungswert zur Veranschaulichung als gepunktete Linie eingezeichnet ist und nah an der nominellen Masse von ${}^3\text{He}$ liegt.

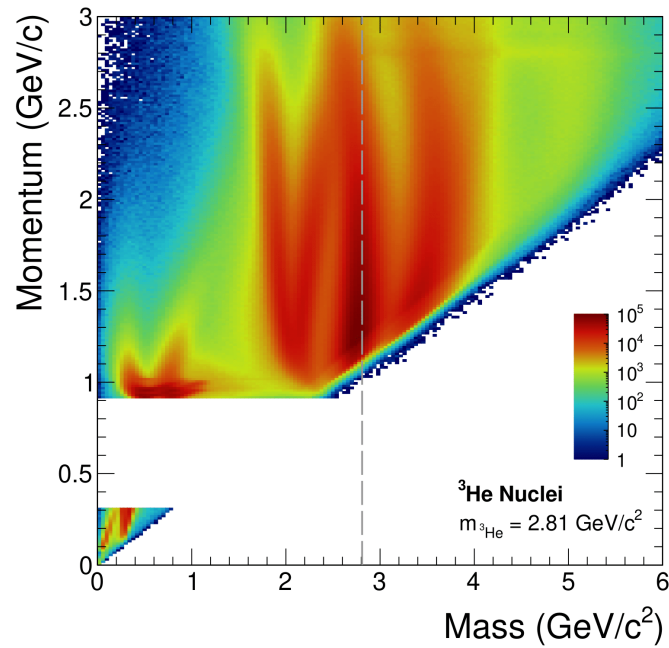


Abb. 3.14.: Verteilung von Masse zu Impuls der als zweifach geladen selektierten Teilchen anhand ihres Energieverlustes im TOF Detektor. Die Korrekturen wurden für ${}^3\text{He}$ angewandt, dessen nominelle Masse als graue Linie eingezeichnet ist.

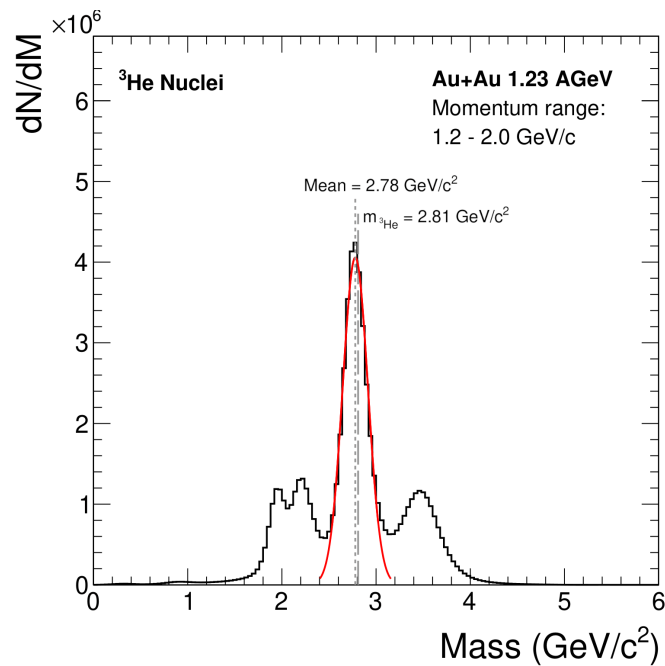


Abb. 3.15.: Massenspektrum im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c der als zweifach geladen selektierten Kerne. Eingezeichnet sind die nominelle Masse von ${}^3\text{He}$, sowie der Erwartungswert des Gaußfits.

Helium-4

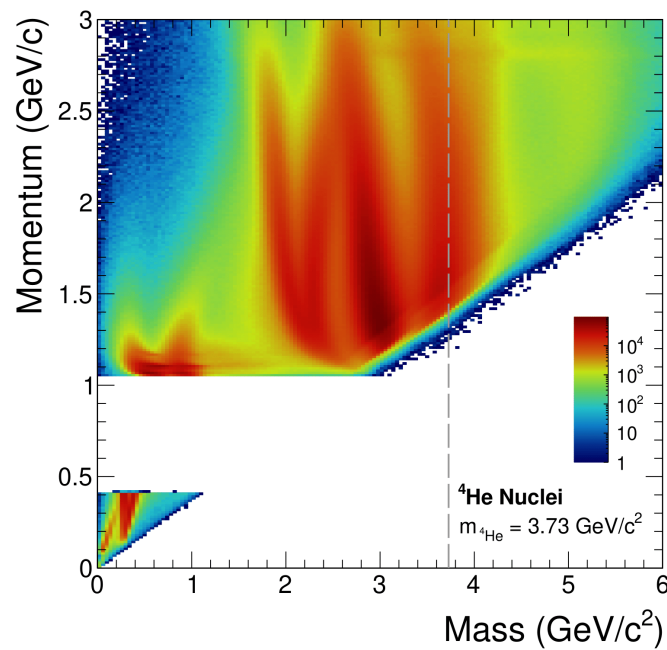


Abb. 3.16.: Verteilung von Masse zu Impuls der als zweifach geladen selektierten Teilchen anhand ihres Energieverlustes im TOF Detektor. Die Korrekturen wurden für ${}^4\text{He}$ angewandt, dessen nominelle Masse als graue Linie eingezeichnet ist.

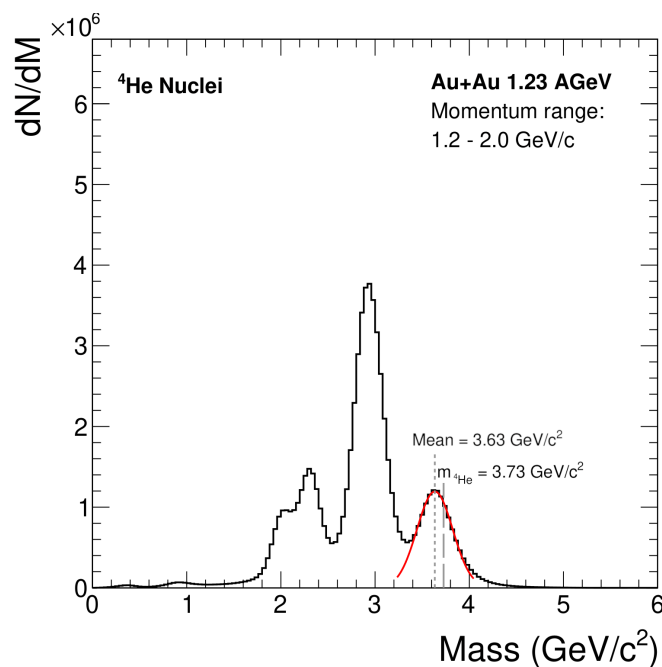


Abb. 3.17.: Massenspektrum im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c der als zweifach geladen selektierten Kerne. Eingezeichnet sind die nominelle Masse von ${}^4\text{He}$, sowie der Erwartungswert des Gaußfits.

Abbildung 3.16 zeigt, dass die Häufigkeit der ${}^4\text{He}$ Kerne deutlich geringer gegenüber von ${}^3\text{He}$ Kernen ist, dass aber dessen Band trotzdem gut sichtbar ist. Die Kennzeichnung der nominellen Massen veranschaulicht, dass die Korrekturfunktion im Bereich hoher Impulse überkorrigiert, da eine Abweichung von der grauen Linie zu niedrigeren Massen hin

erkennbar ist. Daher wird das Massenspektrum auch nur im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c betrachtet.

In Abbildung 3.17 wird verdeutlicht, dass die Teilchenhäufigkeit geringer ist und der Erwartungswert etwas mehr von der nominellen Masse abweicht, als im Falle der Helium-3 Kerne.

3.4.2. Dreifach geladene Kerne

Die Selektion der dreifach geladenen Kerne ist in Abbildung 3.18 rechts und gemeinsam für alle Szintillatorstäbe in Abbildung 3.18 links gezeigt. Es ist ein deutliches Ausschmieren der Teilchen im Bereich höherer Geschwindigkeiten erkennbar.

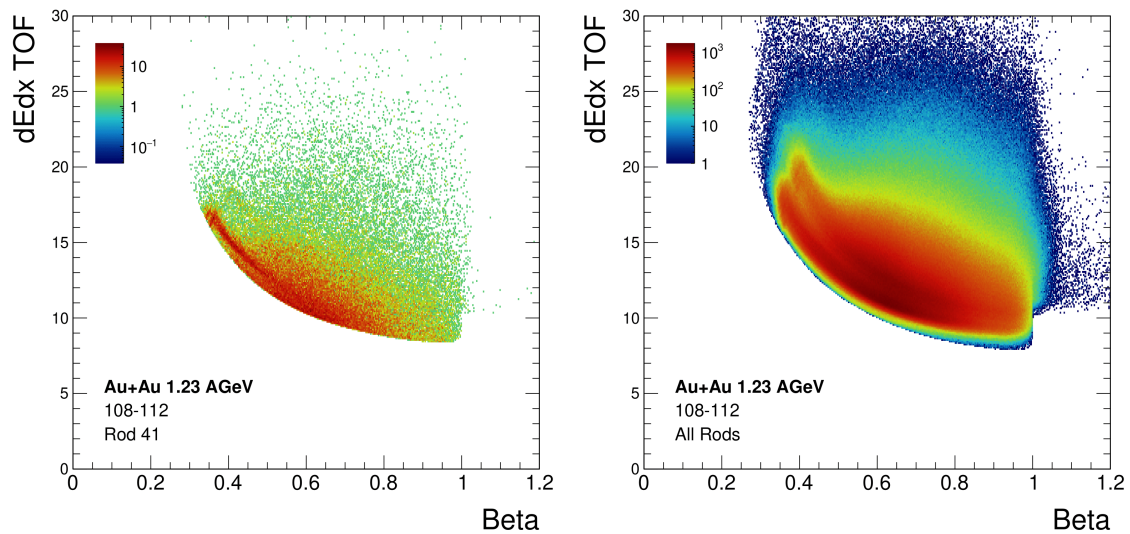


Abb. 3.18.: Darstellung des Energieverlustes eines einzelnen Szintillatorstabes (links) und aller Szintillatorstäbe gemeinsam (rechts), nach der Selektion dreifach geladener Kerne.

In Abbildung 3.19 ist links die Masse der selektierten Teilchen gegen ihren Impuls aufgetragen. Es sind deutlich die bereits in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen geraden und schrägen Bänder der fehlerhaft zugeordneten Pionen und Protonen erkennbar. Es ist jedoch auch ein Band im Bereich zwischen 5 und 6 GeV/c^2 erkennbar, das vermutlich durch Lithium Kerne verursacht wird. Um die niedrige Statistik der Lithium Kerne besser aufzulösen, wird im folgenden nur der Massenbereich zwischen 3.6 und 8 GeV/c^2 betrachtet, wie links in Abbildung 3.19 dargestellt.

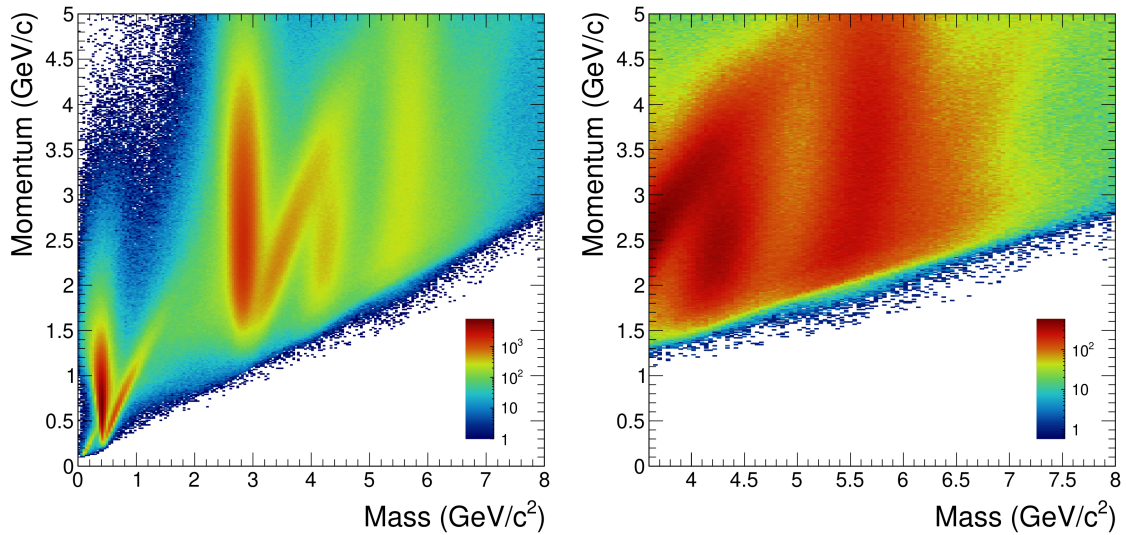


Abb. 3.19.: Verteilung von Masse zu Impuls der als dreifach geladen selektierten Teilchen, bevor die Impulskorrektur angewendet wurde, im Massenbereich von 0 - 8 GeV/c^2 (links) bzw. 3.6 - 8 GeV/c^2 (rechts).

Lithium-6

Nachdem die Impulskorrektur auf die ${}^6\text{Li}$ Kerne angewendet wurde, sind mehrere Effekte erkennbar. Zum einen sind dunkle Linien im Impulsbereich von 3 GeV/c sichtbar, dessen Auftreten noch nicht verstanden sind. Zum anderen wurden die Impulse deutlich überkorrigiert. Zusätzlich zu der Überkorrektur im Bereich hoher Impulse ist das gesamte Band zu niedrigeren Massen verschoben. Dies lässt sich im Massenspektrum 3.21 verdeutlichen.

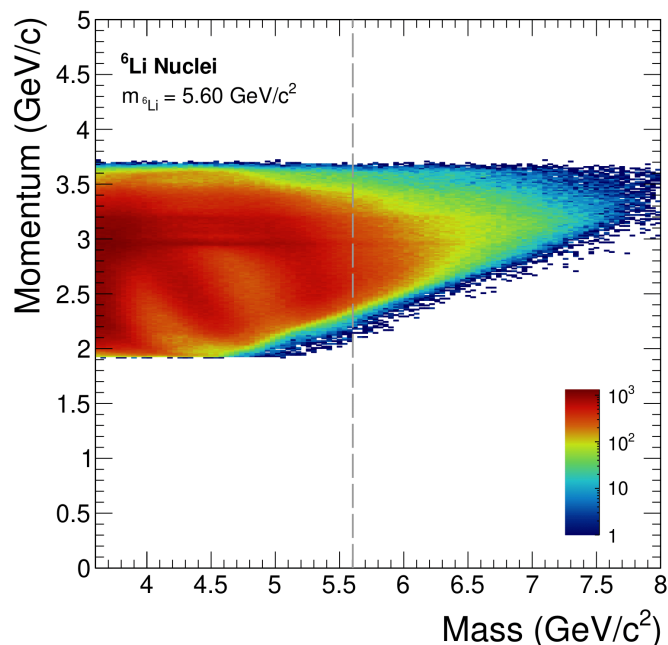


Abb. 3.20.: Verteilung von Masse zu Impuls der als dreifach geladen selektierten Teilchen anhand ihres Energieverlustes im TOF Detektor. Die Korrekturen wurden für ${}^6\text{Li}$ angewandt, dessen nominelle Masse als graue Linie eingezeichnet ist.

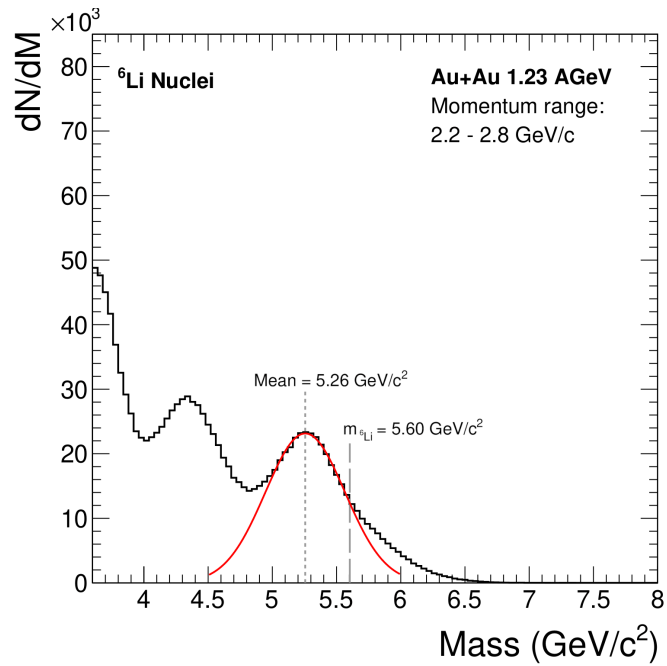


Abb. 3.21.: Massenspektrum im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c der als dreifach geladen selektierten Kerne. Eingezeichnet sind die nominelle Masse von ${}^6\text{Li}$, sowie der Erwartungswert des Gaußfits.

Lithium-7

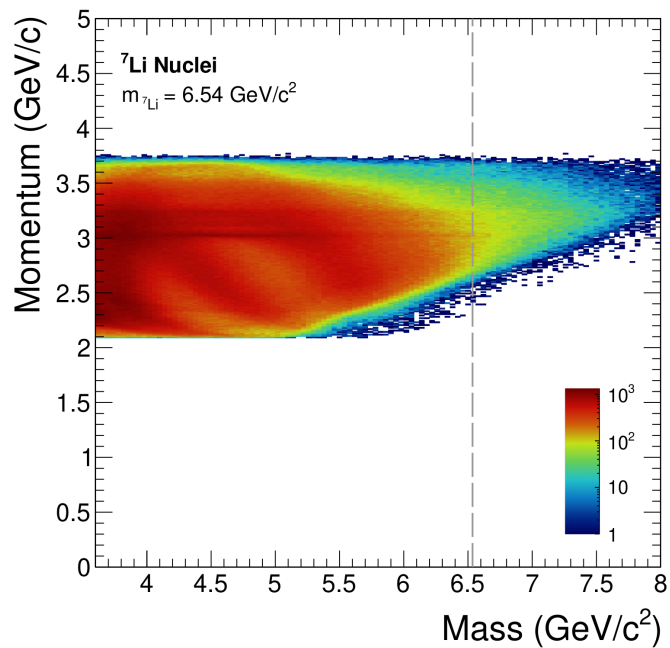


Abb. 3.22.: Verteilung von Masse zu Impuls der als dreifach geladen selektierten Teilchen anhand ihres Energieverlustes im TOF Detektor. Die Korrekturen wurden für ${}^7\text{Li}$ angewandt, dessen nominelle Masse als graue Linie eingezeichnet ist.

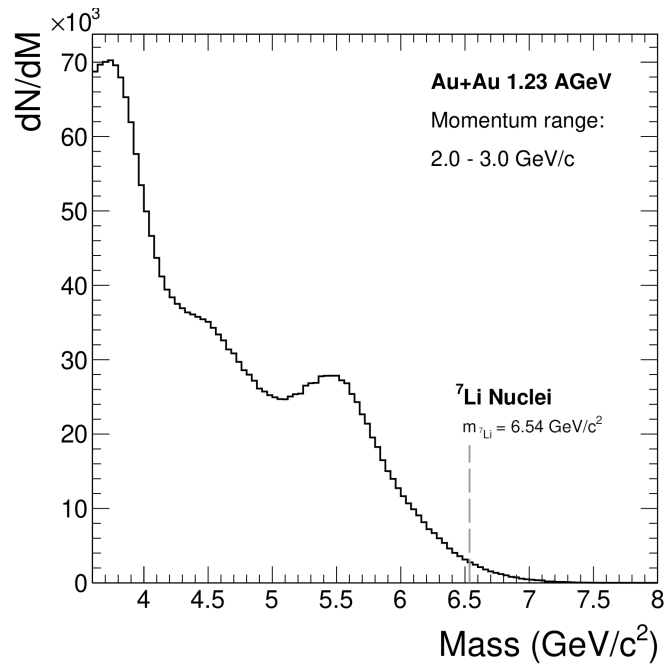


Abb. 3.23.: Massenspektrum im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c der als dreifach geladen selektierten Kerne. Eingezeichnet ist die nominelle Masse von ⁷Li, jedoch ist in diesem Massenbereich kein Peak erkennbar.

Im Bereich der nominellen Masse von ⁷Li Kernen ($m = 6.54 \text{ GeV}/c^2$) ist kein Peak erkennbar. Das ist aufgrund des Hintergrundes jedoch nicht verwunderlich. Bei einer qualitativen Analyse könnte man die anderen Teilchen gemäß ihrer Massenverteilung herauschneiden, um eine reinere Probe zu erhalten und damit möglicherweise auch Lithium-7 nachweisen zu können.

3.5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der spezifische Energieverlust im TOF Detektor genutzt, um leichte Kerne zu identifizieren. Da die gemeinsame Betrachtung aller Szintillatorstäbe bei der aktuellen Kalibrierung des TOF Detektors keine eindeutige Zuordnung ermöglicht, wurde der Energieverlust der einzelnen Stäbe individuell parametrisiert. So konnten Helium und sogar Lithium Kerne selektiert werden. Die Impulskorrektur hat für zweifach geladene Kerne, abgesehen von sehr hohen Impulsen, eine erfolgreiche Korrektur der Masse ermöglicht. Bei Lithium hingegen wurde der Impuls überkorrigiert, sodass die Masse zu niedrig rekonstruiert wurde.

Durch Optimierung der Impulskorrektur könnte zusammen mit einer verbesserten Kalibrierung des TOF Detektors ein sehr hohes Auflösungsvermögen erreicht werden. Daher sollte die systematische Impulskorrektur für hohe Impulse durch weitere Simulationen verbessert und der Energieverlust vor dem Auftreffen auf den META Detektor genauer untersucht werden. Optimalerweise würde zur Kalibrierung des TOF Detektors die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Winkel, in welchem die Teilchen auf den Detektor treffen, berücksichtigt werden. Ziel ist es, alle Stäbe pro zurückgelegter Wegstrecke zu kalibrieren, sodass weder ein Unterschied durch den Einfallwinkel der Teilchen noch durch die verschiedenen Stablängen aufkommt. Folglich wäre eine sehr spezifische Teilchenselektion möglich.

A. Zusatzmaterial

Die folgenden Abbildungen beruhen auf einer alternativen Lithium-Selektion, bei der die Cut-off's durch eine additive Verschiebung des Helium Fits um 20% des maximalen Energieverlustes der Helium Kerne entstehen.

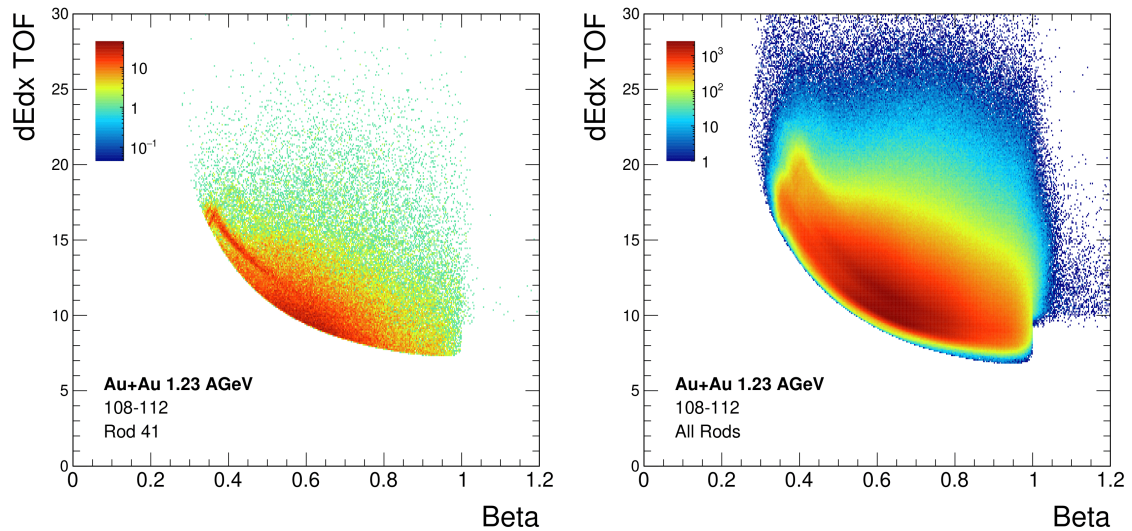


Abb. A.1.: Darstellung des Energieverlustes eines einzelnen Szintillatorstabes (links) und aller Szintillatorstäbe gemeinsam (rechts), nach der alternativen Selektion dreifach geladener Kerne durch einen reinen Offset des Helium Fits von 20% des maximalen Energieverlustes der Helium Kerne.

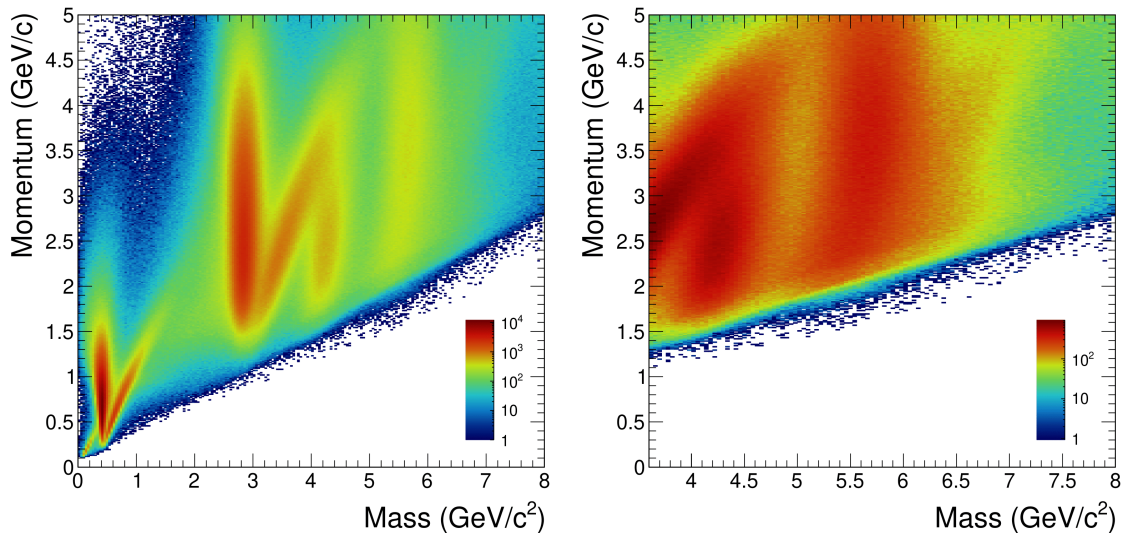


Abb. A.2.: Verteilung von Masse zu Impuls der als dreifach geladene selektierten Teilchen, bevor die Impulskorrektur angewendet wurde, im Massenbereich von 0 - 8 GeV/c^2 (links) bzw. 3.6 - 8 GeV/c^2 (rechts).

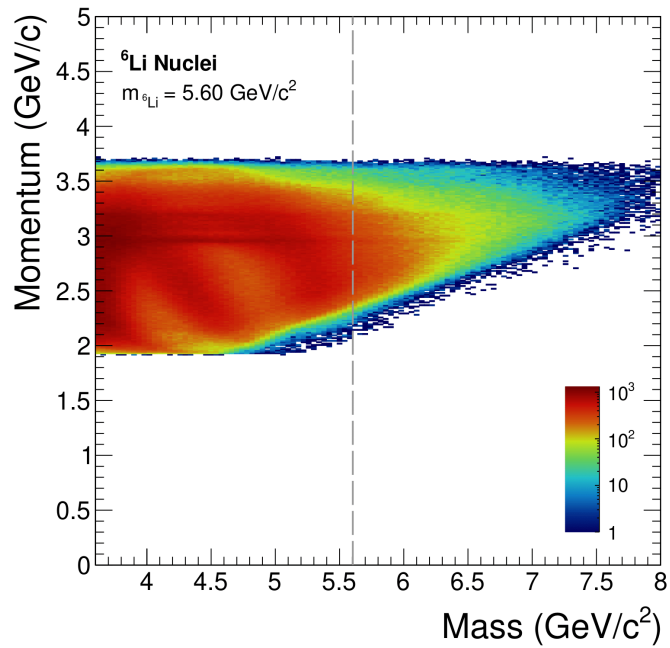


Abb. A.3.: Verteilung von Masse zu Impuls der als dreifach geladen selektierten Teilchen anhand ihres Energieverlustes im TOF Detektor. Die Korrekturen wurden für ${}^6\text{Li}$ angewandt, dessen nominelle Masse als graue Linie eingezeichnet ist.

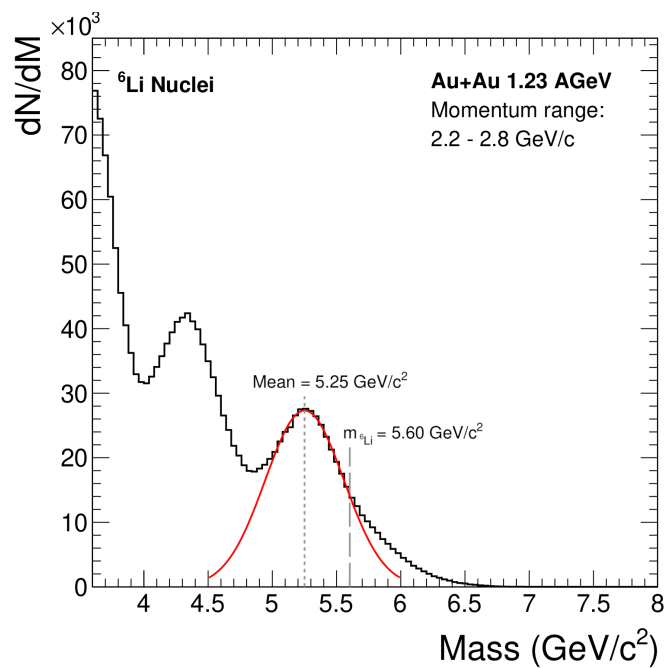


Abb. A.4.: Massenspektrum im Impulsbereich von 1.2 - 2.0 GeV/c der als dreifach geladen selektierten Kerne. Eingezeichnet sind die nominelle Masse von ${}^6\text{Li}$, sowie der Erwartungswert des Gaußfits.

Literatur

1. Russel, B. *Philosophie des Abendlandes* (Anaconda Verlag, 2012).
2. Dalton, J. *A new system of chemical philosophy* (1808).
3. Rutherford, E. LXXIX. The scattering of and particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine Series* **6**, 669–688. <http://dx.doi.org/10.1080/14786440508637080> (1911).
4. Chadwick, J. Possible Existence of a Neutron. *Nature* **129**, 312 (1932).
5. Gell-Mann, M. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters B* **8**, 214 (1964).
6. Zweig, G. in *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978* (Hrsg. Lichtenberg, D. & Rosen, S. P.) 22–101 (1964).
7. Philipsen, O. *Quantenfeldtheorie und das Standardmodell der Teilchenphysik* ISBN: 978-3-662-57819-3 (Springer Spektrum, 2018).
8. Teilchenwelt. *Das Standardmodell der Teilchenphysik und die vier Wechselwirkungen* <https://www.teilchenwelt.de/material/materialien-fuer-lehrkraefte/das-standardmodell-der-teilchenphysik-und-die-vier-wechselwirkungen/> (2020).
9. Higgs, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters* **30**, 508–509 (1964).
10. CERN, the European Organization for Nuclear Research. *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson* Pressemitteilung vom CERN (2012).
11. Gross, D. & Wilczek, F. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Physical Review Letters* **30**, 1343–1346 (1973).
12. Politzer, H. Reliable perturbative results for strong interactions. *Physical Review Letters* **30**, 1346–1349 (1973).
13. Heisenberg, W. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift für Physik* **43**, 172–198 (1927).
14. Wikimedia Commons. *File:Phasendiagramme.svg* (2020).
15. Maire, A. *A commonly conjectured form of the phase diagram* CERN (2011).
16. Rajagopal, K. Mapping the QCD phase diagram. *Nucl. Phys. A* **661** (Hrsg. Riccati, L., Masera, M. & Vercellin, E.) 150–161. arXiv: hep-ph/9908360 (1999).
17. Kardan, B. *Centrality Determination at 1.23 AGeV Gold-Gold Collisions and Readout-Electronics for the HADES Electromagnetic Calorimeter* Diplomarbeit (Goethe Universität Frankfurt, 2015).
18. Poskanzer, A. M. & Voloshin, S. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C* **58**, 1671–1678. arXiv: nucl-ex/9805001 (1998).
19. Fermi, E. High-energy nuclear events. *Prog. Theor. Phys.* **5**, 570–583 (1950).
20. Braun-Munzinger, P., Redlich, K. & Stachel, J. Particle production in heavy ion collisions (Hrsg. Hwa, R. C. & Wang, X.-N.) 491–599. arXiv: nucl-th/0304013 (2003).

21. Kirchhoff, Y. *Study of the influence of modified (non-)strange baryon and meson spectra on hadron densities calculated within the statistical hadronization model* Bachelorarbeit (Universität Heidelberg, 2018).
22. Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. *Koaleszenz* <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Koaleszenz&oldid=198360238> (2020).
23. Hong, B. Critical Evidence for Nucleon Coalescence in Heavy-Ion Collisions at 400 MeV per Nucleon. *Journal of The Korean Physical Society - J KOREAN PHYS SOC* **51** (2007).
24. Butler, S. & Pearson, C. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter. *Phys. Rev. Lett.* **7**, 69–71 (1961).
25. Heybeck, B. *Messung des kollektiven Flusses von Helium mit HADES in Au+Au-Kollisionen bei 1.23 AGeV* Bachelorarbeit (Goethe Universität Frankfurt, 2020).
26. Schmah, A. M. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES* Dissertation (TU Darmstadt, 2008).
27. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. *Beschleunigeranlage* <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/beschleunigeranlage.htm> (2017).
28. Otto, G. *HADES Gold Target* https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/forschung_ein_ueberblick/hades_experiment/aufbau_des_hades_experiments.htm (2020).
29. HADES GSI. *START Detector* <https://www-hades.gsi.de/?q=node/32> (2020).
30. Nuclear and Heavy-Ion Physics Website. *RICH Detektor* http://www-np.ucy.ac.cy/HADES/experiment/rich_detector.html (2020).
31. Pachmayer, Y. *Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung* Diplomarbeit (Goethe Universität Frankfurt, 2003).
32. Markert, J. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der VieldrahtDriftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes* Dissertation (Goethe Universität Frankfurt, 2005).
33. Bretz, T. *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES* Diplomarbeit (2004).
34. Blume, C. *Physik der Teilchendetektoren* Vorlesungsskript (2020).
35. Rustamov, A. *Exclusive eta Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking* Dissertation (TU Darmstadt, 2006).
36. Spies, S. *Rekonstruktion schwacher Zerfälle in Au+Au Kollisionen bei 1,23A GeV* Masterarbeit (Goethe Universität Frankfurt, 2018).
37. C. Patrignani et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Chinese Physics C* **40** (2016).

Danksagung

Zuerst einmal möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. Christoph Blume für die Möglichkeit bedanken, meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe anfertigen zu können. Zudem war es eine wertvolle Erfahrung, am HADES Collaboration Meeting in Dresden teilnehmen zu dürfen.

Ich bedanke mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme! Ein besonderer Dank gilt auch Behruz Kardan für die Betreuung meiner Arbeit.

Ohne meine Wegbegleiter Naomi Oei und Philip Sommer, die mir sowohl inhaltlich als auch zwischenmenschlich immer zur Seite standen, wäre die Studienzeit nicht dasselbe gewesen. Danke für alles!

Abschließend möchte ich mich von ganzem Herzen bei meinen Eltern bedanken, ohne dessen Unterstützung mein Studium in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Eigenständigkeitserklärung

Erklärung nach §30 Absatz 12 Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik

Hiermit erkläre ich, dass ich die 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 die Arbeit nicht – auch nicht auszugsweise – für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den _____

Unterschrift: _____