
Performance Studie zur Messung von J/ψ -Mesonen
in p+Au Kollisionen mit dem CBM Experiment

BACHELORARBEIT

DANIEL GIANG
28. AUGUST 2017,
FRANKFURT AM MAIN

Erstgutachter : Prof. Dr. Christoph Blume
Zweitgutachter : Dr. Heidi Schuldes

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2	Quark-Gluon-Plasma	3
2.3	J/ψ -Meson	5
3	FAIR und das CBM Experiment	8
3.1	FAIR Komplex	8
3.2	CBM Experiment	9
3.2.1	Silicon Tracking System (STS)	10
3.2.2	Ring-Imaging Cherenkov Detector (RICH)	11
3.2.3	Transition Radiation Detector (TRD)	12
3.2.4	Time-Of-Flight (TOF)	13
4	Analyse	14
4.1	Simulation	14
4.2	J/ψ Rekonstruktion	15
4.2.1	Selektion der Teilchenspuren	15
4.2.2	Effizienz	18
4.2.3	Invariantes Massenspektrum	21
4.3	Fast Simulation	26
4.3.1	Effizienztabellen	27
4.3.2	Verschmierung	29
4.3.3	Invariantes Massenspektrum und J/ψ -Signal	31
5	Zusammenfassung	35

1 Einleitung

Es ist nur logisch, dass die Menschheit sich mit der Zeit mit einer der grundlegendsten Fragen befasst: Aus was ist die Welt, in der wir Leben, gebaut? Die Frage ist zu dieser Zeit sehr umfassend erforscht worden und die Antwort darauf liegt im Standardmodell der Teilchenphysik. Vor einigen Jahrzehnten war man der Auffassung, dass Protonen und Neutronen die kleinsten Bausteine eines Atomkerns seien. Zum jetzigen Wissensstandpunkt wissen wir, dass die kleinsten Bausteine eines Atomkerns Quarks und Gluonen sind. Es ist nicht auszuschließen, dass sich das in Zukunft ändert und noch kleinere Bausteine entdeckt werden.

Doch zur heutigen Zeit steht die Forschung über die Quarks und Gluonen noch im Vordergrund. Ein Phänomen dieser Teilchen ist, dass sie nicht vereinzelt in der Natur vorkommen. Die einzige Möglichkeit Quarks als quasi-freie Teilchen zu untersuchen besteht darin, das Quark-Gluon-Plasma zu erforschen. Das Quark-Gluon-Plasma ist ein Zustand aus hochdichter, heißer und stark wechselwirkender Materie, in der das Confinement der Quarks aufgehoben ist. Ein großes Thema ist die Erforschung des Phasendiagrammes von stark wechselwirkender Materie. Wie und unter welchen Bedingungen ist es möglich ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen? Große Forschungseinrichtungen wie das Brookhaven National Laboratory und das CERN haben bereits zu diesem Thema geforscht. Dazu soll die neue Forschungseinrichtung FAIR an der GSI in Darmstadt kommen, die sich zurzeit noch im Aufbau befindet. Das CBM Experiment ist eines der vier geplanten Experimente an der Einrichtung FAIR und wird sich hauptsächlich mit der Erforschung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie beschäftigen. Das Quark-Gluon-Plasma wird in relativistischen Schwerionenkollisionen produziert. Eine direkte Untersuchung des Plasmas ist nicht möglich, da sie nur für eine sehr kurze Zeit besteht. Man ist auf Proben angewiesen, die Informationen über das Plasma tragen. Eines dieser Proben ist das J/ψ -Meson, deren Produktionsrate durch die Anwesenheit des Quark-Gluon-Plasmas beeinflusst wird.

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Performance der verwendeten Detektoren, die ausschlaggebend für die Detektion von seltenen Proben wie das J/ψ -Meson ist. Es werden mithilfe von ROOT Proton+Gold Kollisionen simuliert. Anschließend wird eine Analyse über die gewonnenen Daten durchgeführt, in der die Effizienz und Rekonstruktion der J/ψ -Mesonen untersucht werden. Zusätzlich wird die Benutzung einer Fast Simulation Methode in Betracht gezogen, die es ermöglichen soll, langwierige Simulationsprozesse zu überspringen. Dadurch besteht die Möglichkeit eine größere Anzahl an Ereignissen zu generieren und folglich ein besseres J/ψ Signal zu erhalten.

2 Grundlagen

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Im 20. Jahrhundert bewegte sich die Physik einen signifikanten Schritt voran. Die Entdeckung von neuen Teilchen schien nicht aufzuhören und brachte dadurch Unordnung in die Teilchenwelt. Der Gedanke, dass Protonen und Neutronen die kleinsten Bausteine der Welt sind, wurde schnell verworfen. Alle bis zum heutigen Tag entdeckten elementaren Teilchen und deren Wechselwirkungen sind im Standardmodell zusammengefasst. Zu den Elementarteilchen zählen insgesamt 6 Quarks, 6 Leptonen, 4 Eichbosonen und das Higgs-Boson.

Gell-Mann und Zweig stellten, unabhängig voneinander, im Jahr 1964 das Quark-Modell auf. Das Modell brachte schlussendlich eine Struktur in den Teilchen-Zoo. Nukleonen gelten nicht mehr als elementar, sondern sind viel mehr aus sogenannten Quarks aufgebaut. Der Radius eines Quarks liegt unterhalb von 10^{-4} fm. Im Vergleich dazu hat ein Nukleon einen Radius von ungefähr 1 fm und ein Kern einen Radius von 1-10 fm. Bis zum heutigen Tag sind sechs verschiedene Quarks bekannt: up, down, strange, charm, top und bottom. Teilchen die aus Quarks aufgebaut sind, werden allgemein als Hadronen kategorisiert. Des Weiteren wird zwischen Baryonen und Mesonen unterschieden. Baryonen bestehen aus mindestens drei Quarks bzw. drei Anti-Quarks. Mesonen dagegen aus einem Quark und einem Anti-Quark.

Quarks			Leptonen		
u	c	t	e	μ	τ
up	charm	top	Elektron	Myon	Tau
d	s	b	ν_e	ν_μ	ν_τ
down	strange	bottom	Elektron-Neutrino	Myon-Neutrino	Tau-Neutrino

Tabelle 1: Quarks und Leptonen im Standardmodell.

Eine weitere Gruppe der Elementarteilchen sind die Leptonen. Zu ihnen gehören Elektron, Myon, Tauon, Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino und dem Tauon-Neutrino. Leptonen treten in der Natur auch isoliert auf. Im Gegensatz dazu sind noch keine freien Quarks in der Natur beobachtet worden, worauf in Abschnitt 2.2 näher eingegangen wird. Quarks und Leptonen besitzen einen halbzahligen Eigendrehimpuls, den sogenannten Spin, und werden somit als Fermionen klassifiziert. Bosonen haben dagegen einen ganzzahligen Spin. Dazu zählen beispielsweise Mesonen und die Eichbosonen des Standardmodells.

Die Eichbosonen sind die Austauschteilchen der fundamentalen Wechselwirkun-

gen. Die vier Wechselwirkungen (WW) sind Gravitation, elektromagnetische, schwache und starke WW. Die Gravitation ist die einzige Wechselwirkung, die in der Teilchenphysik keine nennenswerte Rolle besitzt. Im subatomaren Bereich ist die Gravitation zu schwach, um Einfluss zu nehmen. Ferner ist das theoretische Austauschteilchen der Gravitation, das 'Graviton', bisher noch nicht experimentell nachgewiesen worden. Die elektromagnetischen WW ist die am frühesten entdeckte und am besten verstandene WW. Wie der Name schon impliziert, vereint die WW die Elektrizität und den Magnetismus. Ihr Austauschteilchen ist das Photon. Die starke Kraft wirkt zwischen Quarks und Gluonen im Kern eines Atoms und hält diesen zusammen. Sie wird durch acht verschiedenen Gluonen übermittelt. Die schwache WW ist für Zerfälle bzw. auch für die Umwandlung eines Quarks in ein anderes Quark verantwortlich. Hier übermitteln die drei Bosonen W^+ , W^- und Z^0 die schwache WW. Damit Teilchen auf eine WW ansprechen, müssen sie eine, der WW entsprechende Ladung tragen. Quarks können alle Wechselwirkungen erfahren. Die Leptonen können nicht stark wechselwirken. Neutrinos tragen zusätzlich keine elektrische Ladung und können somit nur schwach wechselwirken.

Wechselwirkungen	Austauschteilchen	Ladung
starke Wechselwirkung	Gluon	Farbladung
schwache Wechselwirkung	W^+, W^-, Z^0	schwache Ladung
elektromagnetische Wechselwirkung	Photon(γ)	elektrische Ladung
Gravitation	(Graviton)	Masse

Tabelle 2: Übersicht der fundamentalen Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen.

Das Higgs-Boson schließt das Standardmodell ab. Teilchen erhalten durch den Higgs-Mechanismus ihre Masse. Das Higgs-Teilchen wurde relativ früh vorhergesagt, konnte aber erst durch den Large Hadron Collider am CERN erzeugt und nachgewiesen werden. Deren Entdeckung bestätigte das Vorhandensein des Higgs-Feldes [1].

2.2 Quark-Gluon-Plasma

Dass Quarks nicht vereinzelt in der Natur vorkommen, ist kein Zufall. Um dieses Phänomen zu verstehen, ist ein besseres Verständnis von der starken Wechselwirkung nötig. Die starke Wechselwirkung lässt sich durch die Quantenchromodynamik beschreiben. Analog zur elektrischen und schwachen Ladung besitzen stark wechselwirkende Teilchen eine sogenannte Farbladung. Die Farbladungen haben jedoch nichts mit den visuellen Farben zu tun. Insgesamt gibt es die Farben rot, grün, blau und deren Antifarbe. Die Quarks tragen eine einzelne Farbladung bzw. tragen Anti-Quarks eine Anti-Farbladung. Bisher wurden nur freie farbneutrale Teilchen in der Natur beobachtet, was das erste Indiz dafür darstellt, dass Quarks nicht vereinzelt vorkommen. Farbneutralität wird durch die Kombination von drei Farben bzw. drei

Anti-Farben erreicht. Bei Mesonen erzielt man dies durch die Kombination einer Farbe und der entsprechenden Anti-Farbe. Im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen ist es eine Besonderheit, dass Gluonen selbst Farbladungen tragen und somit mit sich selber wechselwirken können. Das Gluon trägt eine Farbe und eine Anti-Farbe zugleich. Das Quark-Antiquark-Potential der starken WW ist gegeben durch:

$$V = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r)hc}{r} + kr \quad (1)$$

Das Potential wächst durch den zweiten linearen Term je größer der Abstand zweier Quarks wird. Was im Praktischen bedeutet, dass beim Versuch zwei Quarks auseinanderziehen, die Feldenergie zwischen ihnen ansteigt und ab einem bestimmten Punkt die Energie ausreicht ein neues Quark-Paar zu bilden. Was einen wiederum zu zwei neuen farbneutralen Quark-Paaren führt. Das Phänomen ist als Confinement bekannt, das besagt, dass Teilchen mit Farbladung nicht isoliert vorkommen, sondern nur als farbneutrale Objekte in der Natur in Erscheinung treten [1].

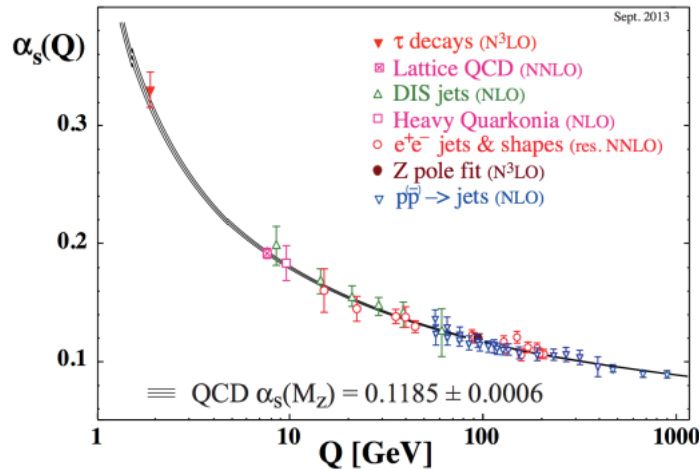


Abbildung 1: Die Kopplungskonstante der QCD α_S ist als Funktion vom Impulsübertrag Q aufgetragen. Verschiedene theoretische Vorhersagen und experimentelle Messungen sind im Graphen eingetragen [2].

Betrachtet man die Kopplungskonstante der starken WW in Abb. 1, wird die Abhängigkeit zwischen α_S und dem Impulsübertrag Q deutlich. Die Kopplungskonstante wächst bei kleinen Impulsüberträgen bzw. großen Abständen, was mit dem oben genannten Phänomen übereinstimmt. Andersherum sinkt die Kopplungskonstante bei immer höheren Impulsüberträgen bzw. kleinen Abständen. Folglich ist die Bindung der Quarks bei kleinen Abständen schwach. Es wird von einer 'asymptotischen Freiheit' der Teilchen gesprochen. Um eine solche Bedingung im Labor zu erzeugen, werden sehr hohe Energien benötigt. Bei der Kollision von ultrarelativistischen Ionen entsteht, für den winzigen Bruchteil einer Sekunde, ein Quark-Gluon-Plasma (QGP). Es kommt zur Auflösung des Confinement-Zustandes und

die Quarks und Gluonen bewegen sich quasi frei im Medium [3].

Es existieren verschiedene Herangehensweisen ein QGP zu erzeugen. Zum einen ist dies durch sehr große Temperaturen möglich, zum anderen ist dies auch mit sehr hohen Netto-Baryondichten zu erreichen. Werden beide Parameter gegeneinander aufgetragen, erhalten wir ein Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Ähnlich dem Phasendiagramm des Wassers existieren auch hier verschiedene Phasenzustände und Phasenübergänge.

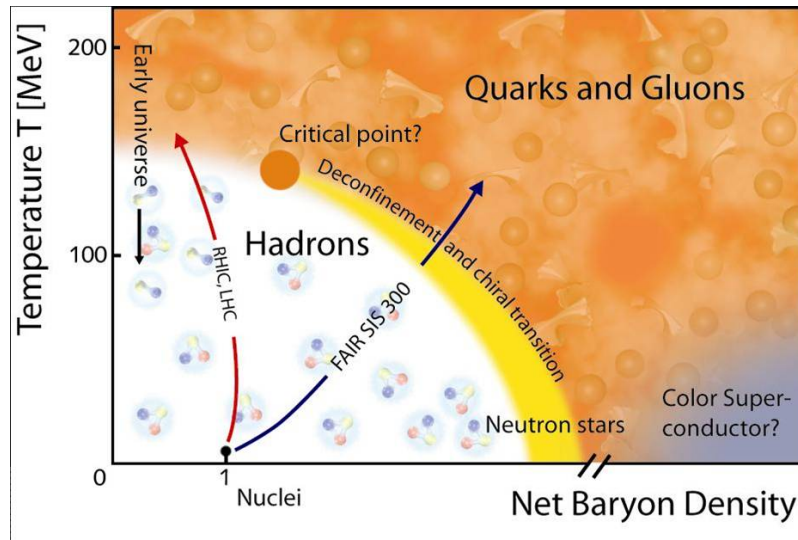


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie [4].

Nach seiner Formierung hadronisiert und kühlt das QGP instantan ab. Demzufolge kann das QGP selbst nicht beobachtet werden. Stattdessen werden die produzierten Teilchen genutzt, um auf die Bildung des QGPs und deren Eigenschaften rückschließen zu können. Dazu werden verschiedene Observablen, wie leichte Vektor-Mesonen oder Teilchen mit Strange-Inhalt, in Betracht gezogen. Ein wichtiges Indiz für die Präsenz des QGPs ist die veränderte Produktionsrate des J/ψ -Mesons. Das J/ψ -Meson ist das zu untersuchende Teilchen dieser Arbeit und wird daher ausführlicher im nächsten Abschnitt behandelt.

2.3 J/ψ -Meson

Im Jahr 1974 wurde das J/ψ -Meson von zwei voneinander unabhängigen Forschungsgruppen entdeckt. Das Meson wurde jeweils in $p + \text{Be} \rightarrow \gamma^* \rightarrow J/\psi$ [5] und $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow J/\psi$ [6] Reaktionen erzeugt und nachgewiesen. Das J/ψ -Meson ist ein gebundener Zustand aus einem Charm-Quark und einem Anti-Charm-Quark. Alle gebundenen Zustände aus Charm-Quark und Anti-Charm-Quark werden als Charmonia kategorisiert. Neben dem J/ψ existieren mehrere Anregungszustände, wie die

verschiedenen χ_c Zustände oder das ψ' , das auch als $\psi(2S)$ bezeichnet wird. Bis zu diesem Zeitpunkt wurde die Existenz eines vierten Quarks, dem Charm-Quark, nur theoretisch durch den GIM-Mechanismus vorhergesagt. Die Entdeckung bestätigte die Vorhersage und erweiterte somit das Standardmodell auf vier Quarks. Für diese Entdeckung wurden die beiden Gruppen mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

Eine Besonderheit des J/ψ -Mesons ist ihre geringe Zerfallsbreite und folglich ihre Langlebigkeit. Der typische hadronische Zerfall in zwei D-Mesonen bzw. zwei Open-Charm-Mesonen, bestehend aus einem c - oder \bar{c} -Quark + einem leichteren Quark/Antiquark, ist nach der Energieerhaltung verboten, da die Masse zweier D-Mesonen die Masse des J/ψ -Mesons übersteigt. Zusätzlich ist der Zerfall in leichtere Hadronen, wie Pionen, nach der OZI-Regel unterdrückt [7]. Diese Kombination verursacht die Langlebigkeit des Teilchens und begünstigt den elektromagnetischen Zerfall. Das J/ψ -Meson zerfällt zu 87.7% in Hadronen und zu $\sim 6\%$ in e^+e^- -Paare bzw. $\mu^+\mu^-$ -Paare [2]. Des Weiteren existiert ein radiativer Zerfall: $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ [8].

	Masse m (MeV)	Zerfallsbreite Γ_{tot} (keV)	Branching Ratio $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_{tot}$ (%)	J^{PC}
J/ψ	3096,9	92,9	5,97	1^{--}
$\psi'(2S)$	3686,1	286	0,79	1^{--}

Tabelle 3: Eigenschaften von J/ψ und ψ' [2].

Charmonia können bei Energien größer $m_{J/\psi}$, bzw. größer der Masse eines $c\bar{c}$ -Paares durch harte Kernstöße produziert werden. Zudem besteht die Möglichkeit, dass durch elektromagnetische Wechselwirkungen zweier Kerne ein virtuelles Photon γ^* entsteht, welches zu einem J/ψ -Meson zerfällt. Bei höheren Energien werden Charmonia hauptsächlich durch die Fusion von Gluonen produziert [9].

Bei diesen Energien wird der größte Anteil an J/ψ -Mesonen mit $59 \pm 10\%$ direkt produziert. Ein kleinerer Anteil von $30 \pm 10\%$ wird durch Zerfälle angeregter Charmonia Zustände produziert [10]. Dabei tragen die χ_c Zustände mit $25 \pm 5\%$ einen größeren Beitrag bei als die $\psi(2S)$ s mit $8.1 \pm 0.3\%$ [9].

Es ist anzunehmen, dass das J/ψ -Meson nicht direkt entsteht. Stattdessen wird bei der Kollision ein $c\bar{c}$ -Paar produziert, das anfänglich miteinander resonant interagiert und sich erst nach einer Formationszeit von $\tau_f = 0.15 \frac{\text{fm}}{c}$ zu einem J/ψ bindet. Als Folge kann das Medium schon während der Bildungsphase mit den $c\bar{c}$ -Paar interagieren. Zusätzlich kommen Interaktionen des Mediums mit dem physikalischen Meson hinzu [11].

Das J/ψ -Meson entsteht relativ früh bei den ersten harten Kernstößen. Die Lebenszeit übersteigt die Lebenszeit des QGP und ermöglicht es, alle Phasen des QGPs zu durchlaufen. Angesichts dieser Eigenschaften wird das J/ψ -Meson als eine wichtige Observable des QGPs angesehen.

Die Interaktion mit dem Medium, bzw. die Unterdrückung der Mesonen durch das Medium, wird dabei weiter differenziert. Zum einen gibt es die Cold-Nuclear-Matter (CNM) Effekte, zum anderen kommen Effekte durch die Anwesenheit des QGPs vor.

Cold-Nuclear-Matter Effekte:

Zu den CNM Effekten zählt die Absorption der Charmonia durch die sie umgebende hadronische Materie. Bei der Durchquerung von Kernmaterie kommt es zu Streuungen des Teilchens. Die Überlebenswahrscheinlichkeit der Charmonia hängt dabei von der Dichte der Kernmaterie ab.

Ein weiterer Effekt ist der Zerfall des Charmoniums, der durch ein umgebendes Teilchen induziert wird. $\pi + J/\psi \rightarrow D\bar{D}$ Prozesse dominieren, da Pionen der hauptsächliche Bestandteil der umgebenden Materie sind. Dieser Prozess findet zum größten Teil bei kleineren p_T statt. Für geringe Teilchendichten ist dieser Prozess vernachlässigbar [9].

Quark-Gluon-Plasma:

Vergleichbar zum Elektron-Ionen-Plasma können auch Quarks von ihren umgebenden Teilchen abgeschirmt werden. Im QGP kommt es durch die Farbladung der Quarks zu einer Debye-Abschirmung. Der Abschirmungsradius verkleinert sich mit steigender Temperatur. Ist der Abschirmungsradius r_D kleiner als der Bindungsradius $r_{J/\psi}$, kommt es zum Deconfinement des J/ψ s. Wird ein $c\bar{c}$ -Paar in Anwesenheit eines QGPs produziert, können sie nicht mehr resonant untereinander interagieren und binden sich schließlich mit anderen leichteren Quarks in der sie umgebende Materie [12].

Bei hohen Produktionsraten von $c\bar{c}$ -Paaren ist es potentiell möglich, dass unkorrelierte Charm- und Anti-Charm-Quarks rekombinieren und so positiv zur Produktionsrate von J/ψ -Mesonen beitragen [9].

CNM Effekte werden hauptsächlich in p+A Kollisionen studiert, in der man keine QGP Formation erwartet. Die gewonnene Information ermöglicht es, den tatsächlichen Anteil der Unterdrückung durch das QGP in A+A Kollisionen zu ermitteln. Letzendlich kann uns die Messung der Produktionsrate des J/ψ -Mesons ein Anzeichen auf die Formation des QGPs liefern.

3 FAIR und das CBM Experiment

3.1 FAIR Komplex

In naher Zukunft wird am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt die neue Beschleunigeranlage 'Facility for Antiproton and Ion Research' (FAIR) errichtet. Die GSI ist eine Großforschungseinrichtung, die im Jahr 1969 gegründet wurde und seitdem Forschungen zum Aufbau der Materie betreibt. Die bestehenden Beschleuniger und Einrichtungen werden mit dem geplanten FAIR-Komplex ergänzt. Das Ziel der Anlage ist es überragende Strahleigenschaften hervorzubringen, wie beispielsweise eine sehr hohe Strahlintensität, um in neuen bzw. anderen Gebieten in der Grundlagenforschung experimentieren zu können. Das FAIR-Projekt wurde im Jahre 2010 ins Leben gerufen und soll voraussichtlich bis 2025 vollständig in Betrieb genommen werden.

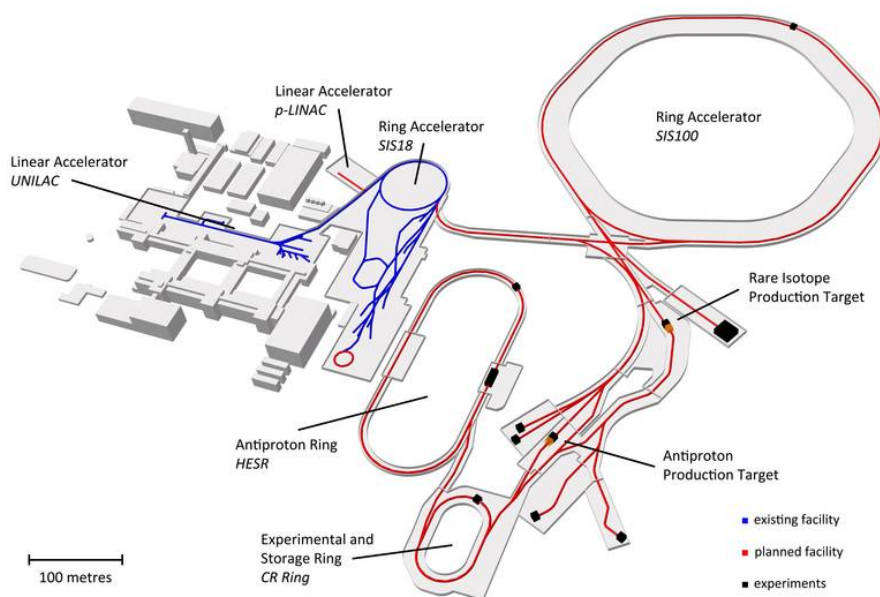


Abbildung 3: Darstellung der Beschleunigeranlage FAIR [13].

In Abb. 3 ist in der linken Hälfte die bereits bestehende Anlage und auf der rechten die geplante FAIR Erweiterung abgebildet. Der Ringbeschleuniger SIS100 wird zunächst als Hauptbeschleuniger der Anlage verwendet und wird einen Umfang von 1100 m haben. Energien von bis zu 30 GeV für Protonen und 2.7 GeV/u für Pb-Ionen sollen mit einer Intensität von ungefähr 10^{11} Teilchen pro Bündel erreicht werden [14]. Zu einem späteren Zeitpunkt wird der Beschleuniger SIS100 durch den Beschleuniger SIS300 ergänzt. Die magnetische Steifigkeit beträgt 100 Tm beim SIS100, wohingegen beim SIS300 eine magnetische Steifigkeit von 300 Tm erreicht

wird. Der Ringbeschleuniger SIS18 wird zukünftig als Vorbeschleuniger der FAIR-Anlage verwendet. Zu den weiteren Komponenten der Anlage zählen Speicher- und Kühlringe, ein Antiprotonenring und Einrichtungen zum Forschen an unterschiedlichen Experimenten. Darunter zählen Experimente wie APPA, CBM, NUSTAR und PANDA.

APPA Physik forscht an einer Vielzahl von Themen, unter anderem der Wirkung von kosmischer Strahlung auf Astronauten und Materialien in der Raumfahrt. Um das Innere von Neutronensternen, andere astrophysikalische Fragen und die Erzeugung von seltenen Isotopen geht es in den NUSTAR-Experimenten. Das PANDA Experiment beschäftigt sich mit Gluonenbällen, in Proton-Antiproton Annihilations-Reaktionen. Das CBM Experiment gehört zum Thema dieser Arbeit und wird umfangreicher im nächsten Abschnitt behandelt [15].

3.2 CBM Experiment

Das Compressed Baryonic Matter Experiment beschäftigt sich mit der Physik von stark wechselwirkender Materie unter extremen Bedingungen. Bei relativistischen Schwerionenkollisionen können Zustände hochdichter Kernmaterie erzeugt werden. Die Untersuchung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie steht dabei im Vordergrund. Wie man in Abb. 2 sehen kann, wurde am BNL (RHIC) und am CERN (LHC) das Phasendiagramm im Bereich sehr hoher Temperaturen und sehr geringen Netto-Baryonendichten erforscht. Ziel des CBM Experiments ist die Untersuchung des Phasendiagramms bei hohen Netto-Baryonendichten, aber moderaten Temperaturen. Die dafür benötigten Energien werden von den neuen FAIR-Beschleunigern erreicht und bereitgestellt. Zuerst soll der Phasenübergang 1. Ordnung vom hadronischen Zustand zum partonischen Zustand ermittelt werden. Möglicherweise wird zu einem späteren Zeitpunkt die Erforschung des kritischen Punktes und des Koexistenz-Bereichs möglich sein. Der Zustand sehr hoher Netto-Baryonendichten wird beispielsweise in Neutronensternen erwartet.

Das CBM Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment und spezialisiert sich unter anderem auf die Detektierung von Proben aus dem frühen und hochdichten Stadium des QGPs. Mit den CBM Detektoren wird es möglich sein, Hadronen, Elektronen und Myonen zu identifizieren. Eine besondere Herausforderung für das Experiment ist die Detektion der Teilchen bei sehr hohen Ereignisraten. Dafür wird ein System aus sehr schnellen Detektoren benötigt. Die Detektoren werden in Modulen angebracht, so dass es möglich ist, einzelne Detektoren auszutauschen, um das System für unterschiedliche Versuche zu optimieren. Folgende Detektoren gehören zum Experiment: STS, MVD, RICH, MuCH, TRD, TOF, ECAL und PSD.

Der STS- und der MVD-Detektor, die beide von einem großen Dipolmagneten umgeben sind, bilden die erste Station des Experimentes. Der RICH Detektor kann durch den MuCH Detektor ausgetauscht werden, je nachdem ob Elektronen

oder Myonen detektiert werden sollen. Die drei Detektoren RICH, TRD und TOF übernehmen die Aufgabe der Elektronenidentifikation, was letztendlich für die J/ψ Rekonstruktion von Bedeutung ist. Die Funktionsweise der in der Simulation verwendeten Detektoren wird im Folgenden kurz dargestellt [16].

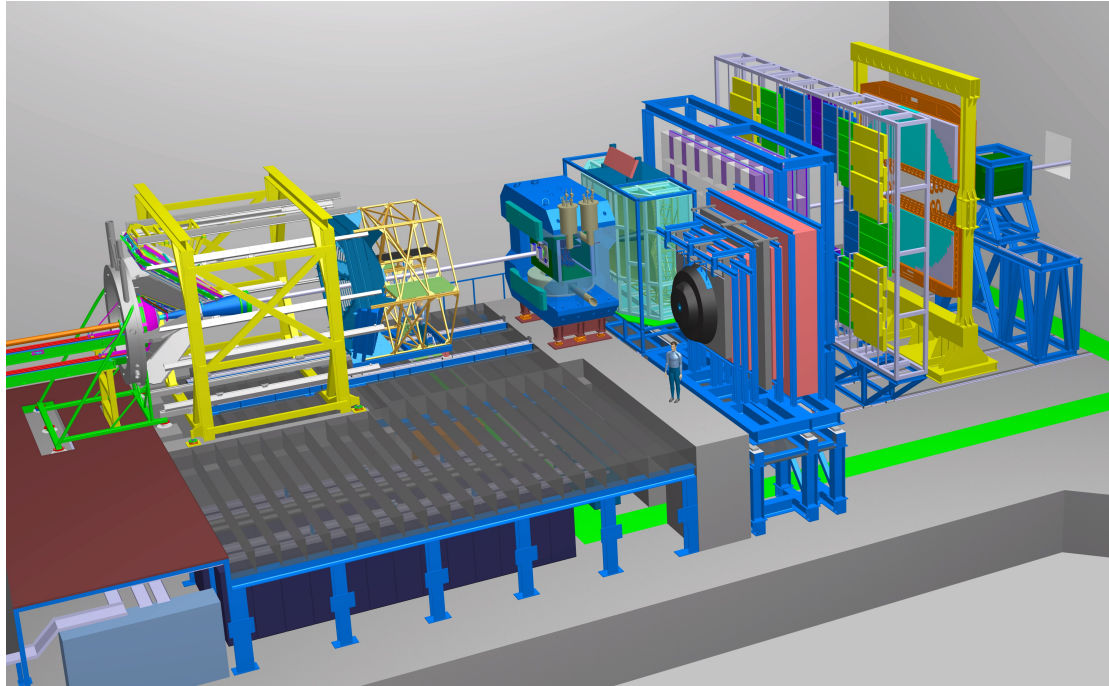


Abbildung 4: 3D Model des CBM-Experiments. In dieser Abb. ist das Hades-Experiment zusätzlich vor dem CBM-Experiments angebracht [17].

3.2.1 Silicon Tracking System (STS)

Die Hauptaufgabe des STS ist die Impulsmessung und Rekonstruktion der Teilchen. Das STS ist ein Halbleiterdetektor, der wie eine Diode in Sperrrichtung betrieben wird. Fliegt ein Teilchen durch den Halbleiter, entstehen durch Streuungen Elektron-Loch-Paare. Diese influenzieren eine Ladung auf den angelegten Elektroden, die messbar ist. Da die Energie für die Erzeugung von Elektron-Loch-Paare vergleichsweise klein ist zu anderen Detektortypen, liefern Halbleiterdetektoren generell gute Energieauflösungen. Im CBM Experiment wird das STS jedoch kein dE/dx bzw. Energieverlust pro Weglänge messen.

Im Experiment ist das STS zusammen mit dem MVD von einem 1 Tm starken Dipolmagneten umgeben. Das MVD besteht aus 2-3 Lagen von Monolithic Active Pixel Sensoren, dabei soll ein Pixel eine Größe zwischen $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ und $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ haben. Das STS besteht aus 8 Lagen von Micro-Strip-Sensoren, die zwischen 20-60 mm lang und $250\text{-}300 \mu\text{m}$ dick sind. Es wird eine Impulsauflösung von mind. $\Delta p/p = 1\%$ angestrebt [16].

3.2.2 Ring-Imaging Cherenkov Detector (RICH)

Der RICH Detektor ist einer der Detektoren die zuständig für die Elektronenidentifikation sind. Der Detektor macht sich den Cherenkov-Effekt zu Nutze. Cherenkov-Licht entsteht, wenn ein Teilchen ein Dielektrikum durchfliegt und dabei eine höhere Geschwindigkeit hat, als das Licht im Medium selbst: $v > c_n = c/n$ (n : Brechungsindex des Mediums). Dabei wird Strahlung in einem Winkel Θ zur Teilchenbahn emittiert, welches von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängig ist und durch die Cherenkov-Beziehung beschrieben wird:

$$\cos \Theta_c = \frac{\frac{c}{n} \cdot t}{vt} = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

Die Teilchen fliegen im Experiment durch ein 2,9 m langes stickstoffhaltiges Gasgefäß. Die Strahlungen werden durch gekrümmte Spiegel auf zwei Photodetektoren reflektiert, die jeweils $1,7 \cdot 0,7 \text{ m}^2$ groß sind. Die Cherenkov-Strahlungen werden als Ring auf den Photodetektoren abgebildet, aus denen man später Winkel, Geschwindigkeit und Masse des Teilchen ermitteln kann. Die Unterdrückung der Pionen liegt bei einem Faktor von 500-1000 für Impulse von $p < 10 \text{ GeV}/c$ [16].

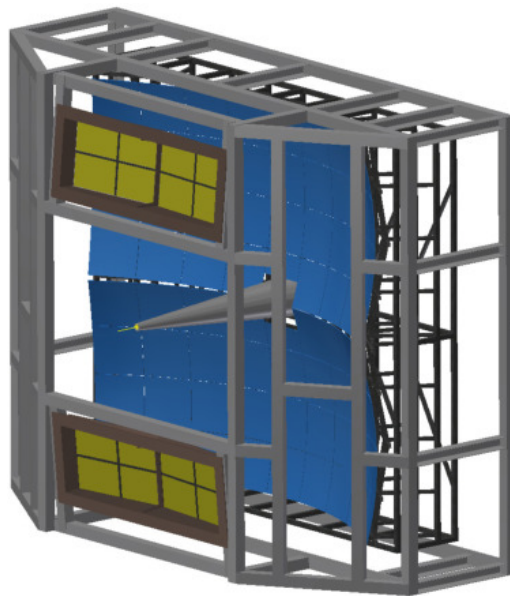


Abbildung 5: 3D-Modell des RICH Detektors im CBM Experiment [18].

3.2.3 Transition Radiation Detector (TRD)

Für die Elektronenidentifizierung bei höheren Impulsen ist der TRD notwendig. In Kombination mit dem RICH-Detektor wird eine Pionen Unterdrückung bis zu einem Faktor von 10^4 geliefert, bei einer 90 prozentigen Elektroneneffizienz für den TRD. Es entsteht Übergangsstrahlung, wenn ein relativistisches Teilchen die Grenzfläche zweier Medien mit den jeweiligen Dielektrizitätskonstanten der Medien ϵ_1 und ϵ_2 passiert, wobei $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ gilt. Dabei ist die Intensität der Übergangsstrahlung proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$, weshalb bei hohen Impulsen der TRD relevant ist. Typischerweise sind die Radiatoren aus mehreren Folienstapeln aufgebaut, die jedoch eine aufwendige Konstruktion erfordern. Alternativ werden PE- oder PP-Schäume oder Fasern verwendet. Zur Detektion der Teilchen wird ein Gasdetektor angebracht, wie beispielsweise eine Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC). Die MWPC kann zusätzlich zur Teilchenspurrekonstruktion beitragen. Das Elektron deponiert aufgrund der Übergangsstrahlung, eine größere Ladung im Detektor und kann so von einem Pion unterschieden werden.

Im Experiment ist für das SIS100 eine Station mit 4 Detektorlagen geplant. Für das SIS300 wird der TRD in 3 Stationen aufgeteilt, von denen 2 Stationen 4 Detektorlagen haben und eine Station 2 Lagen. Der TRD bedeckt insgesamt eine effektive Fläche von 1100 m^2 . Verschiedene Institute, darunter das Institut für Kernphysik in Frankfurt, arbeiten an der Entwicklung von Prototypen, die den Anforderungen des CBM-Experiments gerecht werden sollen [16].

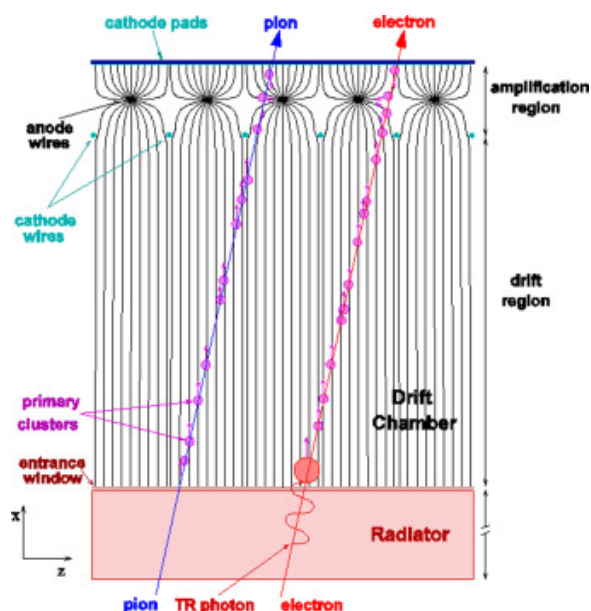


Abbildung 6: Die Funktionsweise eines TRDs. Das Elektron deponiert zusätzlich Übergangsstrahlung im Gasdetektor, der in diesem Fall eine Drift-Region besitzt [19].

3.2.4 Time-Of-Flight (TOF)

Der TOF Detektor wird hauptsächlich für die Hadronen-Identifizierung verwendet und wird in Kombination mit den anderen Detektoren eine verbesserte Unterdrückung von Hadronen liefern. Durch die Messung der Flugzeiten bzw. Time-Of-Flight können Teilchen voneinander differenziert werden. Teilchen mit unterschiedlichen Massen haben bei gleichem Impuls verschiedene Geschwindigkeiten und somit auch verschiedene Flugzeiten Δt .

Es wird eine Zeitauflösung von 80 ps gefordert. Eine effektive Fläche von 120 m² wird von den Resistive Plate Chambers abgedeckt. Bereits getestete Prototypen liefern eine Zeitauflösung von unter 90 ps und einer Rate von 70 kHz/cm² [16].

4 Analyse

4.1 Simulation

Für die Simulation wird mit dem FairRoot und CbmRoot Framework gearbeitet. Beide Frameworks beruhen auf der ROOT Software, die 1994 am CERN entwickelt wurde. Die Software basiert auf der Programmiersprache C++ und ist spezialisiert auf die Analyse von Daten in der Hochenergiephysik. Die verwendeten Softwareversionen in dieser Arbeit sind: FairSoft may16_root5, FairRoot v-15.11e und CbmRoot trunk JUN16.

Es werden p+Au Kollisionen bei einer Strahlenergie von $E_{beam} = 30$ GeV pro Proton, bzw. einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 7,62$ GeV, simuliert. Das Gold-Target hat eine Dicke von $25 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser von $2,5$ cm. Das verwendete Setup ist das sis100_electron Setup, das aus den STS, MVD, RICH, TRD, TOF und PSD Detektoren besteht. Der Micro-Vertex Detektor (MVD) soll Elektronen aus γ -Konversionen und D-Mesonen, die in Pionen und Kaonen zerfallen, detektieren. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit befindet sich der MVD noch in Entwicklung und konnte noch nicht in der Simulation verwendet werden. Weiterhin ist der Projectile Spectator Detektor (PSD) für die Bestimmung der Zentralität der Kollisionen und Orientierung der Reaktionsebene zuständig, was aber für die Performance Studie zur J/ψ Rekonstruktion nicht von Bedeutung ist und daher ebenfalls aus der Simulation genommen wird. Die Geometrien der übrigen Detektoren werden unverändert übernommen. Für die Simulation werden planungsgemäß 4 TRD Detektorlagen verwendet.

Die Ereignisse werden von verschiedenen Monte-Carlo Simulationspaketen generiert. Zum einen werden Untergrundteilchen wie Pionen und Protonen mit Hilfe des Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics Modell (UrQMD) erzeugt [20]. Der Pluto Generator liefert der Simulation einen Teilchen-Cocktail aus Vektor-Mesonen im Massenbereich $m < 1,1$ GeV/ c^2 . Zusätzlich wird durch den Pluto Generator ein Charmonium-Cocktail der Simulation hinzugefügt, der die beiden Mesonen J/ψ und $\psi(2S)$ enthält [21]. Dabei werden pro Ereignis entweder nur ein J/ψ oder nur ein $\psi(2S)$ erzeugt. Der Zerfall der beiden Mesonen erfolgt in der Simulation zu 100 Prozent in e^+e^- -Paare durch den Event Generator.

Nach der Generierung der Ereignisse werden die Teilchen mithilfe von Geant3 durch die Detektoren transportiert. Geant3 ist eine Software die durch Monte-Carlo Simulation den Durchgang von Teilchen durch Materie beschreibt. Nach dem Teilchentransport werden die Antworten der Detektoren bestimmt und digitalisiert. Anschließend werden die Raumpunkte der Hits in den verschiedenen Detektoren festgestellt [22]. Da es sehr hohe Ereignisraten gibt, werden schnelle und effektive Rekonstruktions-Algorithmen benötigt. Bei einem Ereignis können bis zu 1000 Teilchen entstehen, was in vielen und dicht beieinander liegenden Teilchenspuren resultieren kann. Die Rekonstruktion der Teilchenspuren im STS basiert auf einem Cellular Automaton Algorithmus. Die rekonstruierten Spuren im STS dienen als

Ausgangspunkt zur Extrapolation der Teilchenspuren in die restlichen Detektoren. Die Fortpflanzung der Teilchenspur wird durch den Kalman Filter berechnet. Dieser beachtet dabei Prozesse wie Streuungen oder Energieverluste, die den Bahnverlauf verändern können. Durch diese Prozedur werden die Hits der Teilchenspur in den folgenden Detektoren nach und nach zugeordnet [23].

Die gewonnenen Simulationsdaten werden anschließend mit dem Pair Analysis Package (PAPa) analysiert. Das PAPa Framework ist spezialisiert auf die Analysen von leptonischen Paaren, semileptonische Paaren und hadronischen Zweiteilchen-Zerfällen. Alle Simulationen und Analysen wurden am Höchstleistungsrechenzentrum 'Green IT Cube' an der GSI berechnet.

4.2 J/ψ Rekonstruktion

4.2.1 Selektion der Teilchenspuren

Der erste Schritt in der Analyse ist die Selektierung der richtigen Teilchenspuren. Dafür werden in einem Makro im PAPa Framework verschiedene Schnitte definiert. Durch die Selektion werden brauchbare Teilchenspuren von den unbrauchbaren herausgefiltert. Die Teilchenspuren sollen in den Geometrien aller relevanten Detektoren liegen und auch genügend Treffer in den jeweilige Detektoren aufweisen. Zusätzlich soll durch das Setzen von geschickten Schnitten der Untergrund minimiert werden, wobei man abwägen muss, dass das Setzen von zu harten Schnitten potentielle Einbußen in der Elektronen- bzw. J/ψ -Effizienz zur Folge hat. Das Ziel der Schnitte ist es möglichst viele Elektronenspuren, die aus dem $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Zerfallskanal stammen, zu erhalten und sekundäre Elektronen oder andere Teilchen herauszufiltern. Unerwünschte Elektronen können zum Beispiel aus Dalitz-Zerfällen von Pionen entstehen oder aus Konversionen von Photonen im Detektormaterial. Tabelle 4 fasst alle verwendeten Schnitte in der Analyse zusammen.

Die Mindestanforderung für die Akzeptanz einer Teilchenspur ist, dass sie mindestens einen Treffer im TRD und außerdem einen Treffer im RICH Detektor haben sollte. Teilchen mit einem transversalen Impuls von weniger als $850 \text{ MeV}/c$ werden direkt herausgenommen, was einen signifikanten Anteil an Teilchenspuren darstellt. Dies erlaubt die Beseitigung von vielen Elektronen die von Photonen mit niedrigem Impuls oder π^0 -Mesonen stammen. Es gehen nur wenige Elektronen aus dem J/ψ -Zerfall verloren, da diese üblicherweise einen eher größeren Impuls aufweisen [9]. Für die Rekonstruktion der Spuren im STS werden mindestens 3 Treffer im Detektor für ein Teilchen verlangt. Der Schnitt ist angesichts der 8 Detektorlagen sehr locker gesetzt, stellt aber sicher, dass es sich um gut rekonstruierbare Spuren handelt. In Kombination mit den Akzeptanz-Schnitten ergibt sich letzten Endes eine brauchbare Teilchenspur. Zusätzlich wird für das χ^2/ndf aus dem Fit der Spur zum Hauptvertex gefordert, dass es kleiner als 3 ist. Diese Bedingung sorgt dafür, dass

die Spuren zum Hauptvertex zeigen. Für den TRD gilt die Bedingung, dass die Teilchenspuren mindestens 2 Treffer besitzen müssen. Beim RICH Detektor sollen die rekonstruierten Ringe aus mindestens 6 Punkten bestehen. Zuletzt wird beim TOF Detektor mindestens ein Treffer verlangt und ein $\Delta\beta$ Wert zwischen $\pm 1.65 \cdot 3.2e-03$. Das β ist definiert als v/c , wobei das $\Delta\beta$ sich aus der folgenden Formel berechnet [24]:

$$\Delta\beta = \beta_{\text{gemessen}} - \beta_{\text{berechnet}} = \beta_{\text{gemessen}} - \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (3)$$

Akzeptanz-Schnitte	<ul style="list-style-type: none"> • $p_T > 850 \text{ MeV}/c$ • $N_{\text{hit}} > 0$ für TRD • $N_{\text{hit}} > 0$ für RICH
STS Rekonstruktions-Schnitte	<ul style="list-style-type: none"> • $\chi^2/\text{ndf} < 3$ • $N_{\text{hit}} > 3$
RICH Schnitte	<ul style="list-style-type: none"> • $N_{\text{hit}} > 6$ • ANN-PIDe > 0.23
TRD Schnitte	<ul style="list-style-type: none"> • $N_{\text{hit}} \geq 2$ • ANN-PIDe > -0.68
TOF Schnitte	<ul style="list-style-type: none"> • $N_{\text{hit}} > 1$ für TOF • $\Delta\beta$ zwischen $\pm 1.65 \cdot 3.2e-03$

Tabelle 4: In der Simulation angewandte Schnitte für STS, TRD, RICH und TOF.

Weiterhin gibt es die Möglichkeit, dass Pionen fälschlicherweise als Elektronen interpretiert werden. Die Teilchenidentifizierung durch ein Artificial Neural Network, kurz ANN-PID, berücksichtigt diese Fälle. Das ANN versucht die Vorteile der menschlichen Adaptivität mit der Rechenleistung eines Computers zu verbinden. Die Funktionsweise besteht darin, dass ein eingespeister Vektor von Messwerten durch das ANN in einen Output-Vektor umgewandelt wird. Das Netzwerk ist dabei aus einer gewissen Menge von Neuronen aufgebaut, deren Verbindungen aus Synapsen bestehen. Die veränderbare Gewichtung der Synapsen kann den Output des ANNs beeinflussen. Im Allgemeinen können unterschiedliche Teilchen unterschiedliche Muster in den Detektoren hinterlassen. Beispielsweise hinterlassen Elektronen im RICH Detektor eine ringförmige Projektion der Cherenkov-Strahlung an den Photodetektoren oder sie hinterlassen im TRD eine zusätzliche Ladung durch die Übergangsstrahlung. Das ANN versucht in beiden Fällen die Muster bestmöglich zu erkennen [25].

Bei einem Wert von 1 erhalten wir die größte Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem Teilchen um ein Elektron handelt. Die Wahrscheinlichkeit nimmt gegen -1 hin ab. Wir erhalten für die Pionenwahrscheinlichkeit genau den umgekehrten Fall, in dem

die Wahrscheinlichkeit bei -1 am größten ist. Teilchen die im TRD einen ANN-PID Wert kleiner als -0.68 besitzen, werden für die Analyse heraussortiert. Bei dem TRD ANN-PID Schnitt wurde darauf geachtet, dass eine 90-prozentige Elektroneneffizienz beibehalten wird. Der ANN-PID Schnitt für den RICH Detektor ist bei einem Wert von 0.23 angesetzt.

In Abb. 7 und 8 erhalten wir einen Überblick über die Auswirkungen der Schnitte auf die Teilchenspuren. Der größte Teil der Spuren geht durch die Akzeptanz-Schnitte verloren. Insbesondere wird in Abb. 8 sichtbar, dass sehr viele Hadronen und Myonen durch die TRD-, RICH- und TOF-Schnitte beseitigt werden. Im Vergleich dazu gehen nur wenige Elektronen verloren.

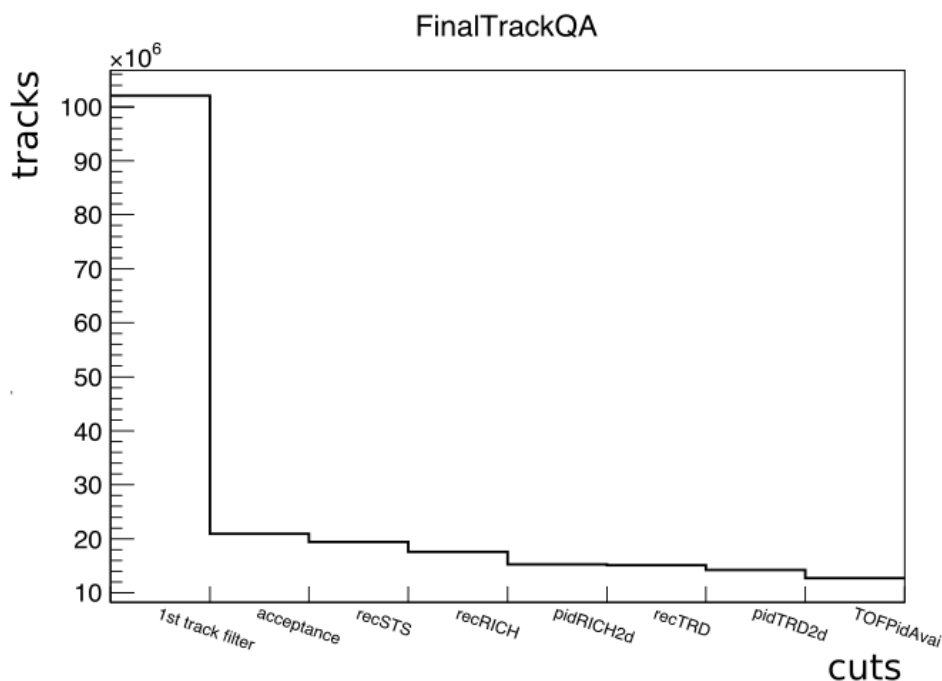


Abbildung 7: Auf der x-Achse befinden sich die im Kapitel behandelten Akzeptanz-, Rekonstruktion- und PID-Schnitte. Der '1st track filter' enthält alle detektierten Teilchenspuren. Bei den Rekonstruktions-Schnitten recSTS, recRICH und recTRD handelt es sich um die jeweiligen N_{hit} -Schnitte in Tab. 4. Die PID-Schnitte pidRICH2d, pidTRD2d sind die in Tab. 4 aufgelisteten ANN-PID-Schnitte, während TOFPidAvai beide TOF-Schnitte enthält. Die Schnitte werden gegen die Anzahl der Teilchenspuren, die noch nach dem jeweiligen Schnitten übrig geblieben sind, aufgetragen.

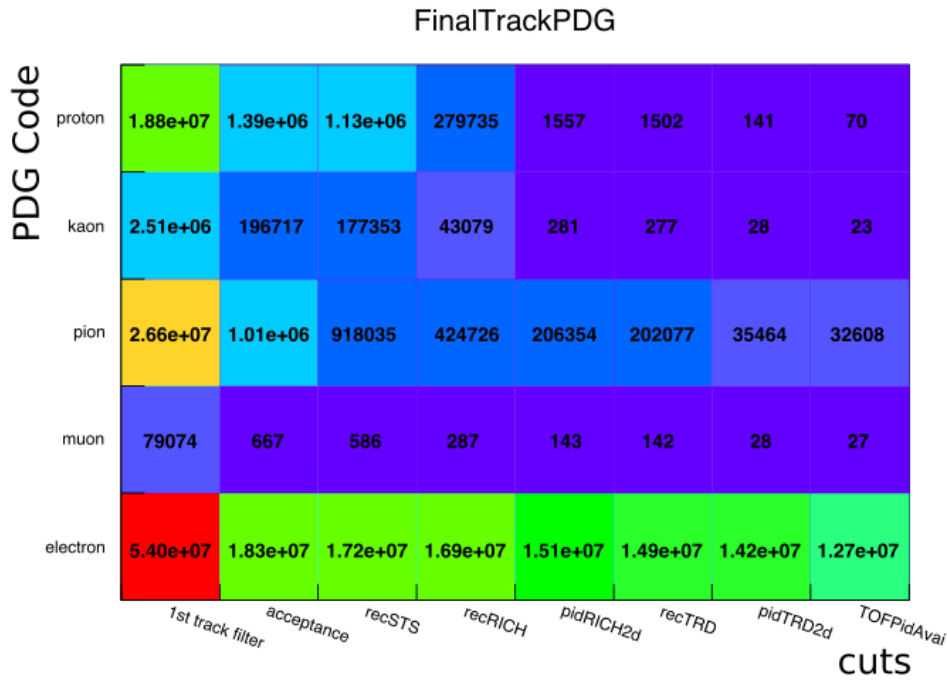


Abbildung 8: Wie in der vorherigen Abb. sind hier wieder die verschiedenen Schritte aufgelistet. Jedoch werden hier die einzelnen Spuren nach ihrem jeweiligen Teilchensorten weiter unterteilt.

4.2.2 Effizienz

Eine wichtige Eigenschaft eines Detektors ist seine Effizienz Teilchen zu detektieren. Im Grunde gibt die Effizienz das Verhältnis von tatsächlich detektierten Teilchen zu den ursprünglich innerhalb der Akzeptanz liegenden Teilchen an. Die Akzeptanz gibt wiederum das Verhältnis von Teilchen, die im Detektor landen, zu den ursprünglich generierten Teilchen bzw. in einer Teilchenkollision entstandenen Teilchen an. Das CBM Experiment ist ein Fixed-Target Experiment und deckt demnach nur eine Raumrichtung ab. Die Fläche der Detektoren sollte einen weiten Raum abdecken, um eine größtmögliche Akzeptanz zu erhalten. Aus finanziellen Gründen ist dies allerdings nicht immer möglich. Des Weiteren ist nicht die gesamte Detektorfläche sensitiv, da sich Rahmen und Stützstrukturen an den Detektoren befinden. Einen Überblick über die Geometrie der Detektoren gibt Abb. 4 in Abschnitt 3.2. Eine hohe Elektroneneffizienz ist bei der Teilchenidentifizierung sehr erstrebenswert, da dadurch mehr Teilchen für eine Analyse zu Verfügung stehen und man folglich ein signifikanteres J/ψ -Signal erhalten kann. Mit einer hohen Elektroneneffizienz kann aber auch eine größere Verunreinigung durch andere Teilchen einhergehen.

Die im vorherigen Abschnitt verwendeten Rekonstruktions- und PID-Schnitte sind eine der Gründe für den Verlust von Effizienz. Es besteht z.B. die Möglichkeit, dass

Teilchen nicht ausreichend viele Detektorlagen treffen und anschließend aus dem Detektor herausfliegen, wodurch diese dann für die Analyse unbrauchbar werden. Die Teilchenidentifizierung macht hierbei einen größeren Teil aus. Mit den PID-Schnitten versucht man den Untergrund weitestgehend zu reduzieren. Es ist generell möglich alle Elektronen-Kandidaten mitzunehmen, allerdings würde dadurch der Pionenanteil signifikant ansteigen. Die große Herausforderung ist demnach das richtige Verhältnis zwischen der Effizienz der Elektronen und der Unterdrückung des Untergrunds zu finden.

Für die Simulation konzentrieren wir uns auf die Effizienzen der Elektronen und des J/ψ -Mesons. Wir überprüfen hierbei die Effizienzen der Detektoren in Kombinationen miteinander, wobei natürlich die Kombination der drei Detektoren RICH+TRD+TOF relevant ist, da diese zusammen für die Elektronenidentifizierung zuständig sind und für eine größtmögliche Untergrund-Unterdrückung sorgen sollen. In Abb. 9 sind die Elektroneneffizienzen der verschiedenen Detektoren gegeben. Deutlich zu sehen sind die fehlenden Elektronen unterhalb von $p_T = 0.85 \text{ GeV}/c$, was durch den p_T -Schnitt in Abschnitt 4.2.1 verursacht wird. Die Effizienzen aller Detektoren sind ab ca. $p_T > 2$ relativ konstant, darunter ist eine starke p_T -Abhängigkeit zu beobachten. Der STS alleine besitzt die höchste Effizienz mit ungefähr 82 Prozent. In Kombination mit dem RICH Detektor liegt sie bei ungefähr 75 Prozent. Die Kombination des STS und RICH mit dem TRD verschlechtert die Effizienz auf 71 Prozent. Die Kombination der vier Detektoren STS+RICH+TRD+TOF resultiert in einer Effizienz von 65 Prozent. Die prozentuale Verschlechterung der Effizienz im Vergleich zum STS+RICH beträgt 13.3 Prozent und im Vergleich zum STS+RICH+TRD beträgt sie 8.5 Prozent.

Wir erhalten für die Paar-Effizienz für e^+e^- aus J/ψ -Zerfällen ein recht ähnliches Verhältnis zwischen den Detektoren. In Abb. 10 ist die Effizienz für inklusive J/ψ -Mesonen dargestellt. Neben dem Zerfall des J/ψ -Mesons in ein e^+e^- -Paar, kann es zudem in $e^+e^-\gamma$ zerfallen [8]. Dies bezeichnet man als den radiativen Zerfall. Unter den inklusiven J/ψ -Mesonen werden unter anderem primäre, sekundäre und auch radiative J/ψ -Zerfälle zusammengefasst. Die Effizienz der J/ψ -Mesonen sinkt bis ungefähr $p_T = 2.7 \text{ GeV}/c$ allmählich ab. Zum Ende hin bleibt die Effizienz konstant, was aber durch die Fluktuationen nicht leicht erkennbar ist. Eine mögliche Erklärung des Verlaufes liegt im Öffnungswinkel der beiden Zerfallsprodukte. Dies ist aber nur ein Akzeptanz-Effekt und kann daher nicht den Effizienzverlauf erklären. Die naheliegende Erklärung des Verlaufes ist der konstante PID-Schnitt (siehe Tab. 4), wodurch wir eine p_T -abhängige Elektronen-Effizienz erhalten. Der RICH Detektor hat eine durchschnittliche Paar-Effizienz von ungefähr 35 Prozent. Im Vergleich verursacht der TRD einen Verlust von 14 Prozent und bringt die Effizienz auf ungefähr 30 Prozent. Das Detektor-Setup RICH+TRD+TOF besitzt für J/ψ -Mesonen eine Effizienz von 25 Prozent.

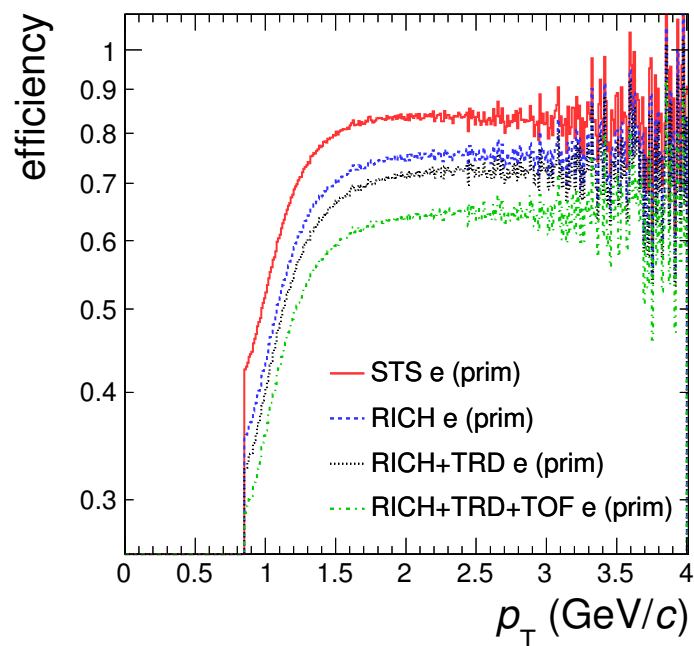


Abbildung 9: Die Effizienz für primäre Elektronen in verschiedenen Detektor-Setups. Das STS ist bei allen Detektor-Setups mit inbegriffen.

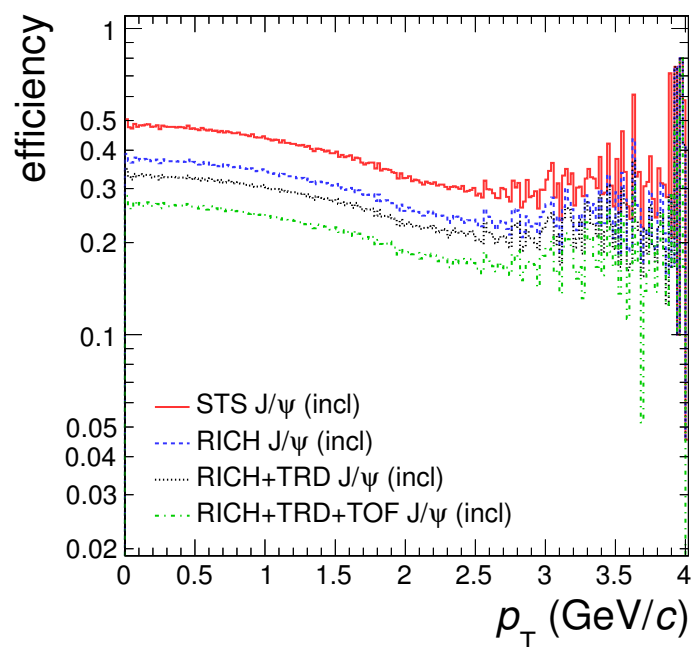


Abbildung 10: Die Effizienz für inklusive J/ψ -Zerfällen in verschiedenen Detektor-Setups.

4.2.3 Invariantes Massenspektrum

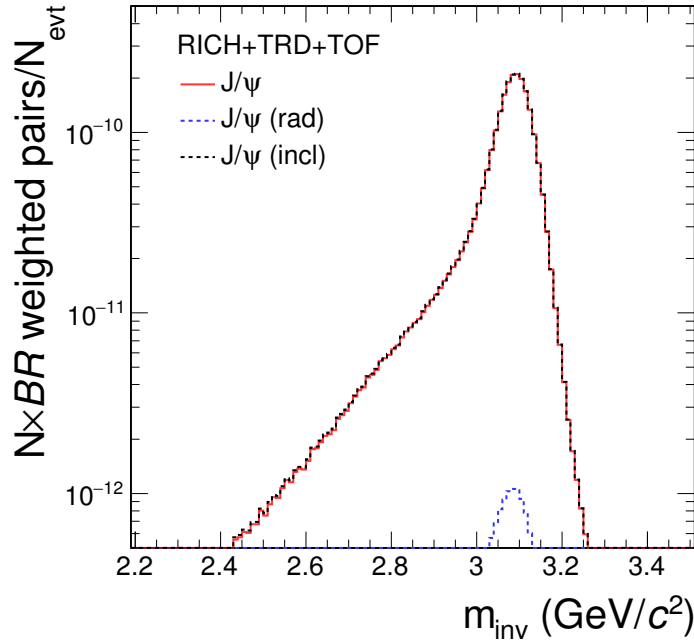
Schlussendlich konstruieren wir aus allen Teilchen, die nach den angewandten Schnitten übrig geblieben sind, das invariante Massenspektrum. Dieses wird gebildet, indem man die Teilchen mit entgegengesetzter Ladung, die aus demselben Ereignis kommen, miteinander kombiniert. Die invariante Masse des Mutterteilchens m_{inv} lässt sich mit den Informationen der beiden Tochterteilchen mit der nachfolgenden Formel berechnen. Hierbei steht $\Delta\eta$ für den Unterschied der Pseudo-Rapidity zwischen Teilchen a und b und $\Delta\phi$ für den Unterschied des azimuthalen Winkels zwischen Teilchen a und b.

$$m_{inv} = \sqrt{2 \cdot p_{T,a} \cdot p_{T,b} \cdot (\cosh(\Delta\eta) - \cos(\Delta\phi))} \quad (4)$$

In der Simulation wird in jedem zweiten Ereignis ein J/ψ injiziert, das erzwungenermaßen zu 100 Prozent in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. In jedem Ereignis dazwischen wird ein $\psi(2S)$ injiziert, das wiederum auch zu 100 Prozent in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Bei der Analyse werden wir zwischen zwei Fällen unterscheiden. Zum einen betrachten wir den Fall, dass die Teilchen gewichtet werden, d.h. dass realistische Produktionsraten dieser Teilchen mithilfe des Hadron String Dynamics (HSD) Modells und der entsprechenden Verzweigungsverhältnisse berechnet werden. Das Verzweigungsverhältnis für e^+e^- -Zerfällen beträgt 5,97 Prozent für das J/ψ und 0,79 Prozent für das $\psi(2S)$. Der radiative J/ψ -Zerfall hat ein Verzweigungsverhältnis von 0,88 Prozent [2]. Das HSD Modell ist ein kovariantes mikroskopisches Transportmodell [26]. Der HSD Multiplizitätswert pro Ereignis für die beiden Charmonia beträgt $5,12 \cdot 10^{-8}$, wobei das $\psi(2S)$ mit $\exp(-(m_{\psi(2S)} - m_{J/\psi})/0,160)$, analog zum thermischen Modell, skaliert wird. Zum anderen betrachten wir den ungewichteten Fall. Die Produktionsrate wird hier nicht berechnet, sondern alle injizierten Charmonia werden unverändert beibehalten. In diesem Fall ist es möglich die Funktionalität der Werkzeuge für die Analyse zu testen und sich zusätzlich einen Einblick in eine optimale J/ψ -Ausbeute zu verschaffen.

In Abb. 11 ist das gewichtete Massenspektrum für e^+e^- -Paare nur aus dem Zerfall des J/ψ -Mesons abgebildet. Eine Integration liefert uns 0,021 rekonstruierte J/ψ -Mesonen bei 8,5 Millionen erzeugten Ereignissen. Entsprechend muss man eine sehr hohe Anzahl an Ereignissen simulieren, um ein signifikantes J/ψ -Signal zu erhalten. Dazu diskutieren wir in Kapitel 4.3 die Möglichkeiten der Fast Simulation.

Der e^+e^- -Untergrund besteht größtenteils aus zufällig kombinierten Elektronen. Einige der Elektronen stammen aus Gamma Konversionen oder Dalitz-Zerfällen von Pionen. Viele dieser Untergrund-Elektronen, wurden bereits durch den p_T -Schnitt entfernt. Der Untergrund kann sich weiterhin durch falsch identifizierte Teilchen, wie Pionen, verschlechtern. Pionen können mit anderen Elektronen oder anderen Pionen kombiniert werden und den Untergrund dadurch vergrößern. Ein geringer Beitrag zum Untergrund können auch Protonen in Kombination mit anderen falsch identifizierten Teilchen oder Elektronen bilden.



2016-12-21 22:47:27

Abbildung 11: Invariantes Massenspektrum für e^+e^- -Paare nur aus dem Zerfall des J/ψ -Mesons, wobei hier die gewichteten Paare durch die Gesamtzahl der Ereignisse geteilt wurde. Zu sehen ist der nicht-radiative J/ψ -Zerfall: $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ und der radiative Zerfall: $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$. Das inklusive J/ψ beinhaltet beide Zerfallskanäle.

Der Untergrund der invarianten Massenspektren wird durch eine Mixed-Event Methode abgeschätzt. Bei der Mixed-Event Methode werden Teilchen, die aus verschiedenen Ereignissen stammen, mehrfach miteinander kombiniert. Die so kombinierten Paare enthalten nach wie vor alle wichtigen Informationen aus der Reaktion, bis auf die Information über das zu rekonstruierende J/ψ -Meson. Die Genauigkeit der Beschreibung des Untergrunds kann verbessert werden, indem man Teilchen aus Ereignissen, die ähnliche Eigenschaften besitzen, miteinander kombiniert [9]. Die Mixed-Event Methode wird in dieser Arbeit für alle invarianten Massenspektren verwendet und muss auf den Bereich des Untergrunds normiert werden, da man mit dieser Methode viel mehr Statistik generieren kann als bei der Same-Event Methode. Dafür skalieren wir in einem Bereich vor und nach dem J/ψ - und $\psi(2S)$ -Signal: $1,5 \leq m_{inv} \leq 2,1 \text{ GeV}/c^2$ und $3,9 \leq m_{inv} \leq 4,5 \text{ GeV}/c^2$.

Für die Analyse wurden 8,5 Millionen Ereignisse simuliert. Wir betrachten im ungewichteten und gewichteten Fall das invariante Massenspektrum für die Detektoren RICH+TRD+TOF. Die 'unlike-sign' Punkte geben uns die Gesamtheit aller detektierten und rekonstruierten Paare an. Der Untergrund wird durch die Mixed-Event Methode weitestgehend gut beschrieben, wie wir in Abb. 12 sehen können.

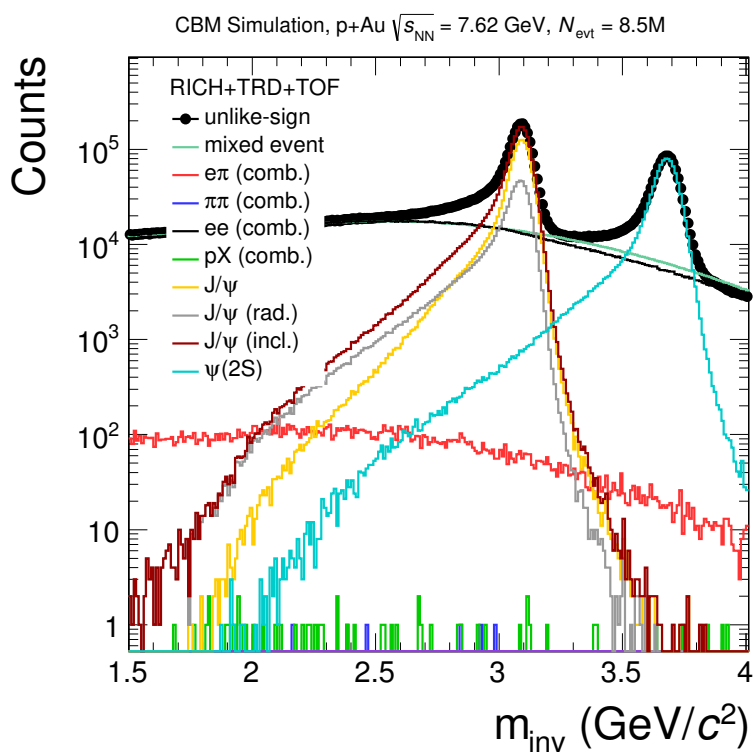
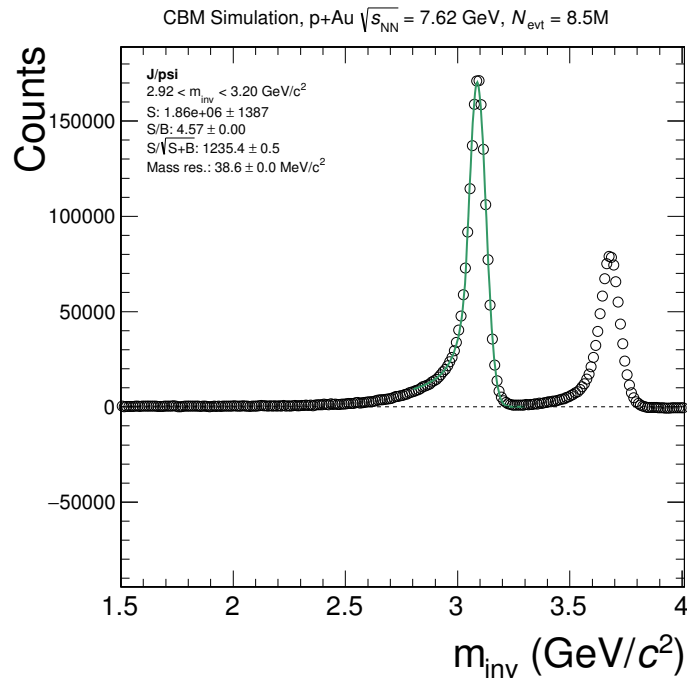


Abbildung 12: Das ungewichtete invariante Massenspektrum aller e^+e^- -Kandidaten aus dem Cocktail. Die 'unlike-sign' Punkte stellen den gesamten Beitrag aller rekonstruierten Paare dar. Zu sehen sind verschiedenen Beiträge, wie der kombinatorische Hintergrund, bestehend aus zufällig kombinierten Elektronen oder falsch identifizierten Teilchen. Neben dem nicht radiativen J/ψ , sind hier auch die inklusiven und radiativen J/ψ s dargestellt. Die breitere Verteilung des radiativen J/ψ -Zerfalls, im Vergleich zum nicht radiativen Zerfall, ist hier gut erkennbar. Zudem ist eine leichte Überschätzung der Mixed-Event Methode, in den höheren Massenbereichen, zu sehen.

Nur im Bereich größer $3,8 \text{ GeV}/c^2$ wird der Untergrund leicht überschätzt. Die Ursache könnte am Massenbereich zwischen $3,9\text{-}4,5 \text{ GeV}/c^2$ liegen, der zu klein für die Skalierung der Mixed-Event Methode an den Untergrund ist. In der Abb. ist sichtbar, dass der radiative Zerfall eine breitere Verteilung aufweist als der nicht radiative Zerfall. Das zusätzliche Photon verursacht hierbei die Verbreiterung im Massenspektrum. Der Untergrund wird beim ungewichteten Massenspektrum durch Elektron-Positron-Kombinationen dominiert. Ein kleinerer, aber noch relevanter Anteil machen die Elektron-Pion-Kombinationen aus. Bei diesem Fall muss beachtet werden, dass durch die injizierten Charmonia auch zusätzliche Elektronen hinzukommen. Bei der großen Menge an Charmonia erhalten wir mehr Elektronen im Massenspektrum als realistischerweise.

Nach der Subtraktion des abgeschätzten Untergrunds, zeigt uns Abb. 13 das J/ψ - und $\psi(2S)$ -Signal. Das Signal wird im Bereich von $2,92 \text{ GeV}/c^2$ und $3,20 \text{ GeV}/c^2$ mit der 'Crystal Ball' Methode gefittet und integriert. Die Crystal Ball Funktion wurde von der Crystal Ball Kollaboration entwickelt und verwendet [27]. Seither wird die Funktion oftmals in der Hochenergiephysik genutzt. Die Massenauflösung und das Signal/Untergrund (S/B) -Verhältnis sind ebenfalls in der Abb. 13 aufgeführt.

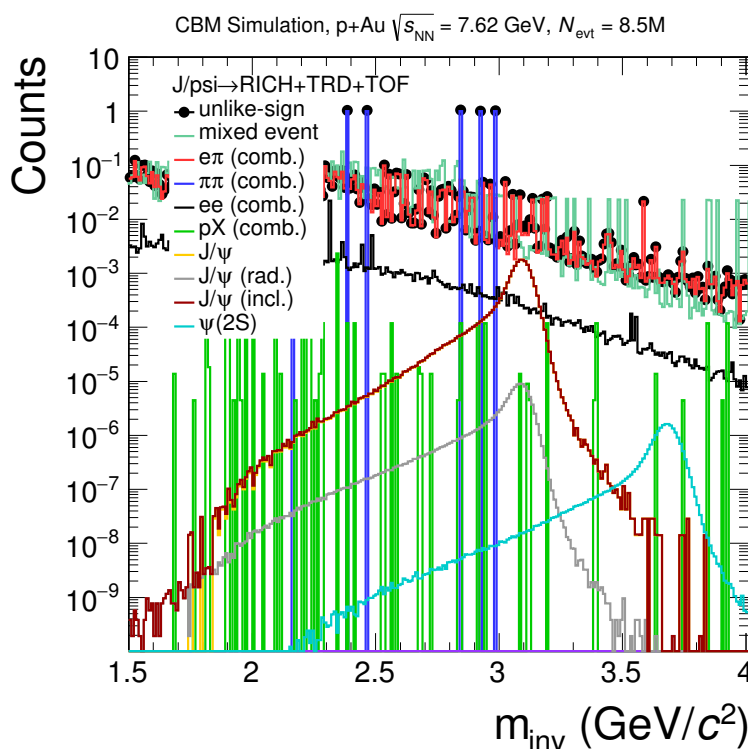


2017-08-21 15:09:34

Abbildung 13: Das ungewichtete invariante Massenspektrum nach Subtraktion des Untergrunds. Wir erhalten das J/ψ - und $\psi(2S)$ -Signal mit dem S/B und der Massenauflösung des J/ψ -Signals. Hierbei wurde die Crystal Ball Methode verwendet.

Beim gewichteten Massenspektrum in Abb. 14 besteht der Untergrund hauptsächlich aus Elektron-Pion-Kombinationen. Das J/ψ - und das $\psi(2S)$ -Signal ist in diesem Fall nicht annähernd so signifikant und wird durch den Untergrund dominiert. Durch die Gewichtung mit Produktionsrate und Verzweigungsverhältnis, erhalten wir einen geringeren e^+e^- -Anteil für den Untergrund. Dadurch treten die Pionen und Protonen im gewichteten Massenspektrum mehr in den Vordergrund.

Die Signalextraktion ist beim gewichteten invarianten Massenspektrum, mit der derzeitigen Anzahl an generierten Ereignissen, nicht möglich bzw. nicht sinnvoll, da hier zu wenige J/ψ -Mesonen rekonstruiert werden und der Untergrund im Verhältnis zu groß ist. Eine Lösung wäre es mehr Simulationen durchzuführen, was aber viel Zeit in Anspruch nehmen würde. Eine bessere Lösung soll die Fast Simulation Methode bringen, mit der wir in kürzer Zeit mehr Ereignisse generieren können. Diese Methode wird in den nächsten Abschnitten behandelt.



2017-08-25 15:12:01

Abbildung 14: Das gewichtete invariante Massenspektrum für alle e^+e^- -Paare aus dem Cocktail.

4.3 Fast Simulation

Ein Problem der von uns angewandten Simulationsmethode besteht darin, dass sie sehr zeit- und speicherintensiv ist. Dennoch wollen wir in der Lage sein, eine möglichst hohe Anzahl an Ereignissen zu generieren, mit der wir letztendlich ein signifikantes J/ψ -Signal erhalten können. Die Fast Simulation Methode bietet hierfür eine effektive Lösung. Die Simulation, wie sie in Abschnitt 4.1 beschrieben ist, wird im Gegensatz dazu in den folgenden Seiten als Full Simulation bezeichnet. Im Prinzip entnehmen wir parametrisierte Informationen aus der Full Simulation, die dann der Fast Simulation übergeben werden. Mit der Fast Simulation Methode können wir dann das Problem der zeitintensiven Prozesse überspringen. Darunter fallen unter anderem Prozesse wie die Simulation von Interaktionen eines Teilchens mit dem Detektormaterial, die Digitalisierung von Hits oder die Rekonstruktion von Teilchenspuren.

Für die Fast Simulation werden drei wichtige Informationen aus der Full Simulation entnommen, die als 'Antwort-Funktionen' bezeichnet werden:

1. Die parametrisierte Effizienz eines Teilchens als Funktion von Θ , ϕ , p_t und z_{vtx} .
2. Die Genauigkeit der Rekonstruktion von physikalischen Werten.
3. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Pion fälschlicherweise als ein Elektron identifiziert wird.

Die Antwort-Funktionen werden weiter in Effizienz-Tabellen und die Verschmierungs-Tabellen der Teilchen unterteilt, die anschließend als Input an die Fast Simulation weitergegeben werden. Es ist von Vorteil die Antwort-Funktionen mit einer möglichst großen Menge an Ereignissen aus der Full Simulation zu entnehmen, da man so ungewollte Fluktationen in der Fast Simulation vermeiden kann. Die Teilchen werden, wie bei der Full Simulation, durch die gleichen Monte-Carlo Simulationspakete erzeugt. Die Antwort-Funktionen werden dann verwendet um alle erzeugten Teilchen, die in den Detektoren liegen, zu modifizieren. Die Effizienz- und Verschmierungs-Tabellen entscheiden, ob und mit welchem Wert ein Teilchen rekonstruiert wird. Schließlich entscheidet die Teilchenidentifizierung, ob ein Teilchen korrekt identifiziert wurde. Der Output der Simulation hat zudem die gleiche Form, wodurch alle Daten auf die selbe Art und Weise ausgewertet werden können. Mit der Full Simulation benötigen wir etwa eine halbe Stunde pro 1000 simulierten Ereignissen. Im Gegensatz dazu können wir mit der Fast Simulation Methode diese Zeit auf ~ 30 Sekunden reduzieren.

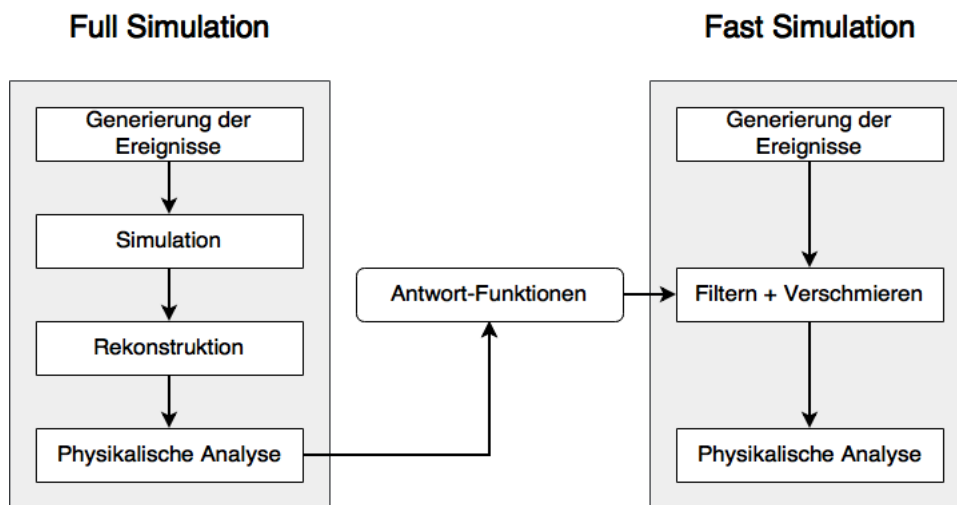


Abbildung 15: Ein visualisierter Vergleich zwischen einer Full Simulation und einer Fast Simulation [28].

4.3.1 Effizienztabellen

Im Allgemeinen beinhalten die Effizienz-Tabellen die parametrisierten Effizienzen als Funktion von p_T , Θ , ϕ und z_{vtx} der simulierten Teilchen. Dabei beschreiben die beiden Parameter Θ und ϕ den Azimuth- und Polarwinkel am Hauptvertex im Laborsystem. Des Weiteren ist p_T der transversale Impuls der Teilchen und z_{vtx} gibt den Abstand des Produktionsvertex zum Hauptvertex in z-Richtung an.

Abb. 16 zeigt die Effizienzen für alle Teilchen aus der Full Simulation. Die p_T -abhängige Effizienz der Elektronen stimmt, wie erwartet, mit den Werten der Effizienz aus der Full Simulation überein. Die Effizienz für Pionen ist im Bereich von 1-3 GeV/c durchgehend niedriger als für Elektronen. Die Effizienz als Funktion von ϕ zeigt einige Einkerbungen bei bestimmten Werten. Diese werden unter Umständen durch die angewendeten Schnitte in der Full Simulation herbeigerufen. Beispielsweise können diese Effekte durch die Zahl von Punkten, die Teil der Effizienz sind, entstehen. In bestimmten Raumwinkelbereichen sind die definierten Schnitt-Bedingungen der Full Simulation je nachdem besser oder schlechter erfüllt. Bei der Effizienz als Funktion von Θ kann man beobachten, dass bei großen Werten die Effizienz allmählich abfällt. Der Grund dafür liegt darin, dass bei großen Θ mehr Teilchen mit kleinen Impuls verloren gehen.

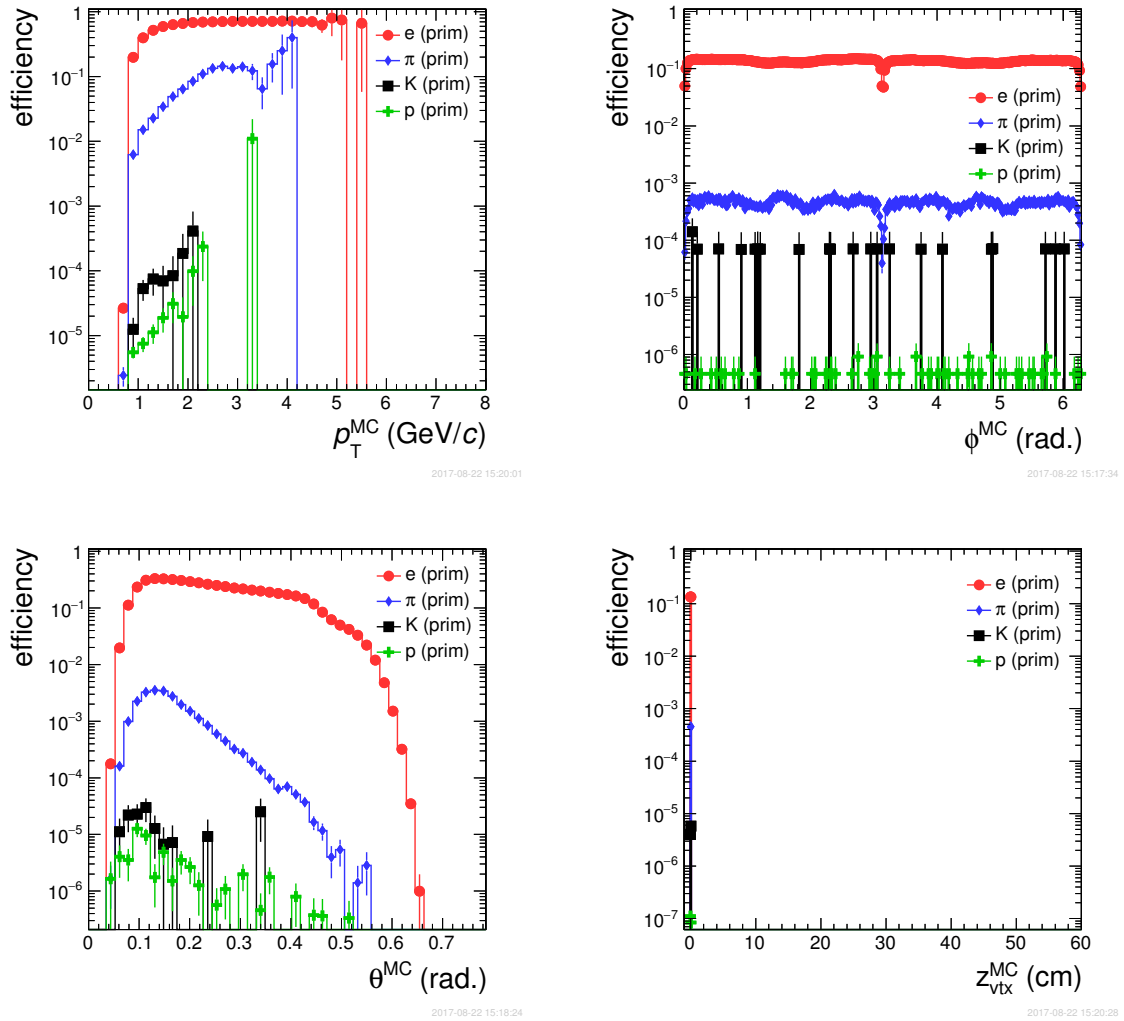


Abbildung 16: Die Effizienzen werden jeweils als Funktion von p_T , Θ , ϕ und z_{vtx} dargestellt. Dabei erhalten wir den Effizienzverlauf für verschiedene Werte der jeweiligen Variablen für verschiedene Teilchensorten.

4.3.2 Verschmierung

Mit der Verschmierung berücksichtigen wir den Fall, dass die Monte-Carlo generierten Werte der Teilchen, wie z.B. Impuls p oder Winkel ϕ , sich von den später rekonstruierten Werten unterscheiden können. Der endgültige Wert des Teilchen kann beispielsweise durch Vielfachstreuung stark vom anfänglichem Wert abweichen. Ein weiterer Aspekt der zur Verschmierung führt, ist die Auflösung der verwendeten Detektoren. Wir erhalten letztendlich in den Antwort-Funktionen eine Verteilung aller rekonstruierten Werte als Funktion der generierten Werte mit den entsprechenden Häufigkeiten.

Betrachtet man die Plots der Verschmierung, fällt auf dem ersten Blick die starke Verschmierung der Elektronen und Positronen auf. Die Verschmierung der Elektronenwerte wird durch Bremsstrahlung verursacht und entsteht wenn die geladenen Teilchen durch die Kerne abgelenkt werden. Eine Besonderheit der Elektronen ist ihre geringe Masse. Im Vergleich dazu besitzt das Pion die 230-fache Masse des Elektrons. Der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung ist nach Formel (5) proportional zu $1/m^2$ [29]. Daher können Elektronen, wie in Abb. 17 zu sehen, mit großer Wahrscheinlichkeit einen größeren Anteil oder sogar ihre gesamte Energie durch Bremsstrahlung verlieren.

$$\sigma_{rad} \propto r_e^2 = \frac{e^4}{(mc^2)^2} \quad (5)$$

Hadronen, wie Kaonen, Pionen etc., besitzen eine zu große Masse, so dass die Bremsstrahlung hier nicht relevant wird. Folglich streuen die p_T -Werte nicht so wie bei den Elektronen, d.h. die rekonstruierten Werte sind nur durch die Detektorauflösung modifiziert. Weiterhin erhalten wir bei den Parametern Θ und Φ dasselbe Bild. Da diese Parameter nur leicht fluktuieren, sind auch hier die Verschmierungen minimal.

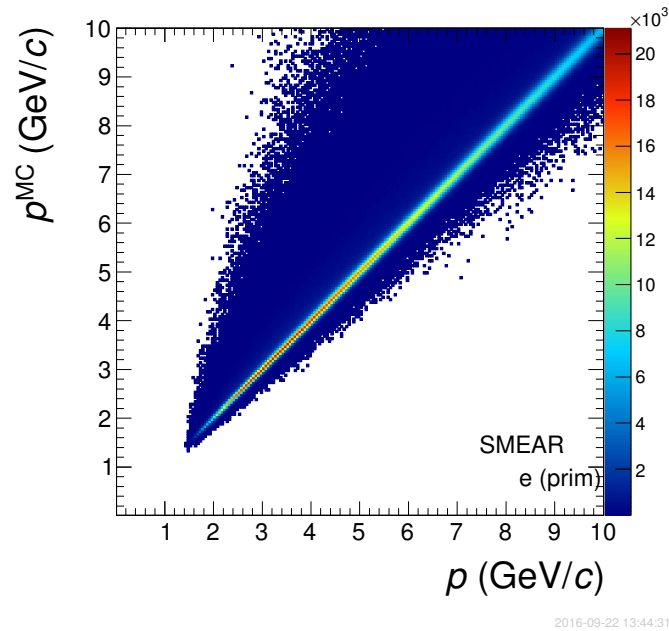


Abbildung 17: Die Impulswerte des Elektrons werden als Funktion der Monte-Carlo generierten Werte aufgetragen. Die Verteilung ist farblich codiert mit der entsprechenden Häufigkeit. Ein generiertes Elektron mit z.B. $p^{MC} = 4 \text{ GeV}/c$ kann Werte oberhalb und weit unterhalb von $4 \text{ GeV}/c$ annehmen.

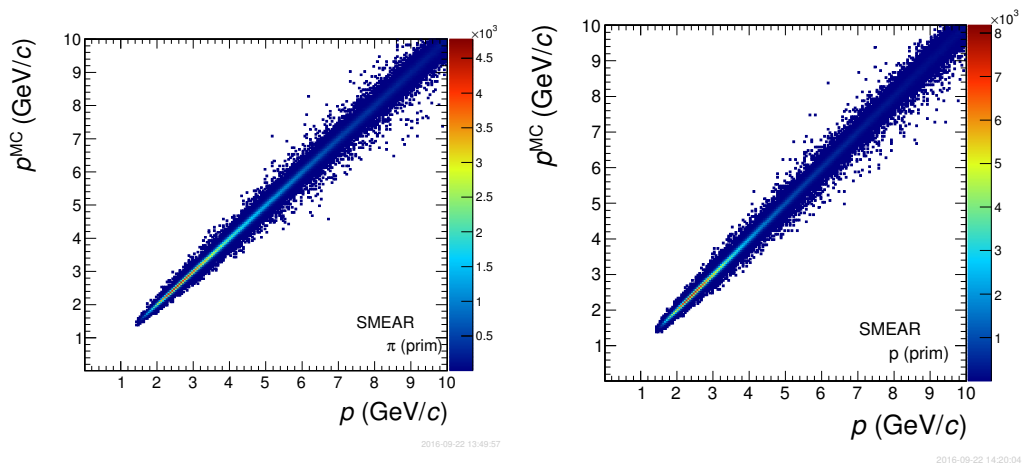


Abbildung 18: Links ist die Impulsverschmierung für Pionen und rechts die Impulsverschmierung für Protonen zu sehen. Bei beiden Teilchen ist die Bremsstrahlung nicht relevant, d.h. die Verschmierungen sind kleiner als im Vergleich zum Elektron.

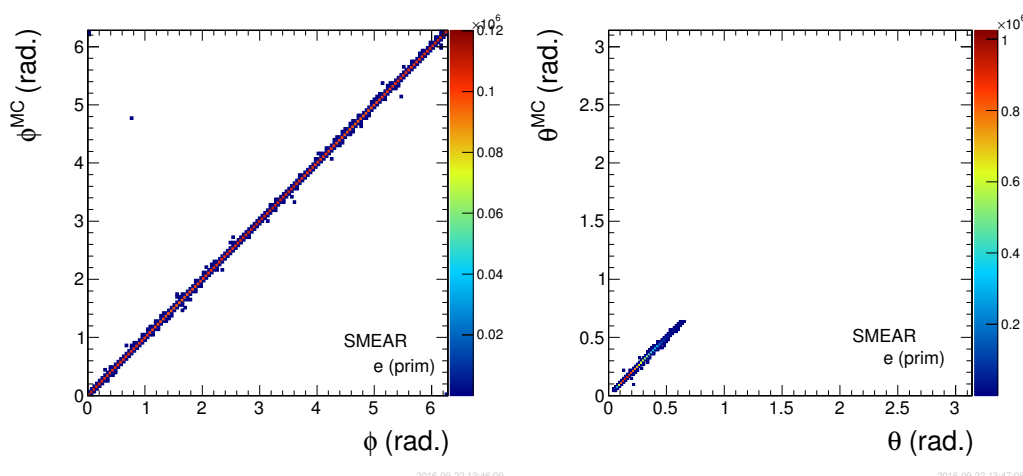


Abbildung 19: Links ist die Verschmierung im Winkel ϕ und rechts die Verschmierung im Winkel Θ der Elektronen zu sehen. Wir erhalten für ϕ und Θ die kleinsten Verschmierungen.

4.3.3 Invariantes Massenspektrum und J/ψ -Signal

Wir bilden wie in Abschnitt 4.2.3. nach derselben Formel (4) das invariante Massenspektrum. In diesem Fall wird jedoch die Fast Simulation Methode verwendet, mit der wir in kürzerer Zeit eine viel höhere Anzahl an Ereignissen generieren können. Für einen genaueren Vergleich der beiden Methoden wurde eine weitere Fast Simulation mit 8,5 Millionen Ereignissen durchgeführt. Im optimalen Fall sollten die beiden Massenspektren, mit der gleichen Menge an Ereignissen, sich nicht wesentlich unterscheiden. Auf den ersten Blick wird ersichtlich, dass keine Pionen, Protonen und Kaonen in den Massenspektren enthalten sind. Diese sind in den Effizienz- und Verschmierungs-Tabellen (siehe Abb. 16 und 18) vorhanden, tauchen jedoch nicht in den Massenspektren auf. Die Ursache ist zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit noch unklar. Möglicherweise liegt das Problem an der Unterdrückung der Teilchen in den Effizienz-Tabellen, die recht hoch erscheint. Es kann jedoch auch an einem technischen Problem liegen.

Zu Beginn vergleichen wir im Einzelnen die Form der beiden gewichteten J/ψ -Verteilungen aus der Full und Fast Simulation, vor der Subtraktion des Untergrundes, in Abb. 20 miteinander. Beide Verteilungen werden auf 1 normiert, damit ein direkter Vergleich beider Verteilungen möglich ist. In Abb. 21 wird das Verhältnis der beiden Signal-Verteilungen berechnet, um mögliche Unterschiede in der Signalform besser hervorzuheben. Das Verhältnis ist größtenteils konstant, was uns zeigt, dass beide Signale annähernd gleich sind und es zu keinen Komplikationen mit den J/ψ -Mesonen in der Fast Simulation kommt. Schwankungen bestehen nur in den sehr niedrigen und sehr hohen Massenbereichen, was sich durch die niedrige Statis-

tik in diesen Abschnitten erklären lässt.

Bei der gleichen Anzahl an Ereignissen, befinden sich viel weniger Einträge im invarianten Massenspektrum der Fast Simulation als im invarianten Massenspektrum der Full Simulation. Es ist sehr naheliegend, dass durch das Fehlen von Pionen, Kaonen und Protonen diese Differenz zustande kommt.

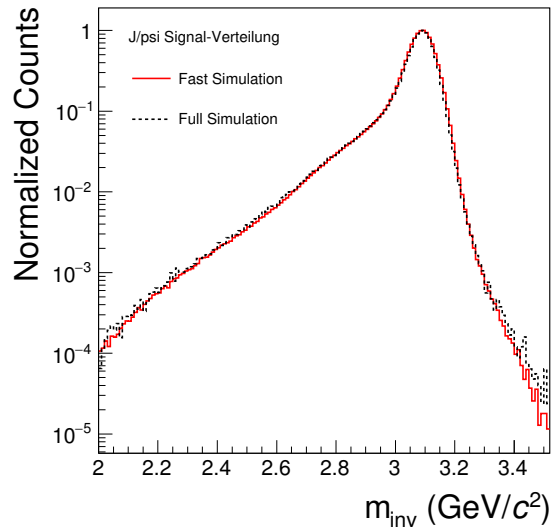


Abbildung 20: Die gewichteten J/ψ -Signal-Verteilungen aus der Full und Fast Simulation wurden beide auf eins normiert und übereinander aufgetragen.

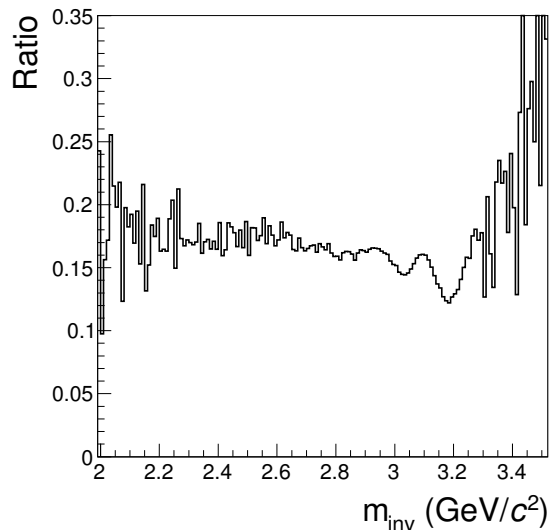


Abbildung 21: Das Verhältnis der beiden gewichteten J/ψ -Signal-Verteilungen aus der Full und Fast Simulation.

Mit der Fast Simulation können wir nun eine Anzahl von 85 Millionen Ereignissen erreichen. Wir erhalten für das ungewichtete und gewichtete Massenspektrum ein recht ähnliches Bild, wie wir es schon bei der Full Simulation kennen. Ohne die Pionen erhalten wir eine schöne Untergrund-Unterdrückung im Massenspektrum mit einem signifikanten J/ψ -Signal (siehe Abb. 22). Wären nun zusätzlich auch Pionen im Massenspektrum enthalten, würden die Pionen den Untergrund um einen signifikanten Teil anheben und das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund verschlechtern. Für eine weitere Analyse vergleichen wir diese Verteilung mit der Verteilung aus der Full Simulation (siehe Abb. 14). Hierzu werden bei beiden Verteilungen nur die Anzahl der J/ψ -Mesonen und ee -Kombinationen, zwischen $2,8$ - $3,2$ MeV/c^2 , verwendet. Indem wir die Anzahl der J/ψ -Mesonen durch die Anzahl der ee -Kombination teilen, erhalten wir das S/B -Verhältnis beider Verteilungen. Das S/B -Verhältnis für die Full Simulation beträgt $1,26$ und für die Fast Simulation $3,6$. Eine deutliche Steigerung des S/B -Verhältnisses, was darauf hindeutet, dass Elektronen aus Konversionen oder anderen Zerfällen in der Fast Simulation fehlen könnten. Zuletzt können wir eine Signalextraktion, wie schon in Abschnitt 4.2.3, durchführen. Dazu wird derselbe Crystal Ball Fit im Bereich von $2,92$ GeV/c^2 und $3,20$ GeV/c^2 verwendet. In Abb. 23 erhalten wir das J/ψ -Signal mit dem S/B -Verhältnis und der Massenauflösung. Da jedoch Pionen im Untergrund fehlen, erhalten wir ein unrealistisches S/B -Verhältnis.

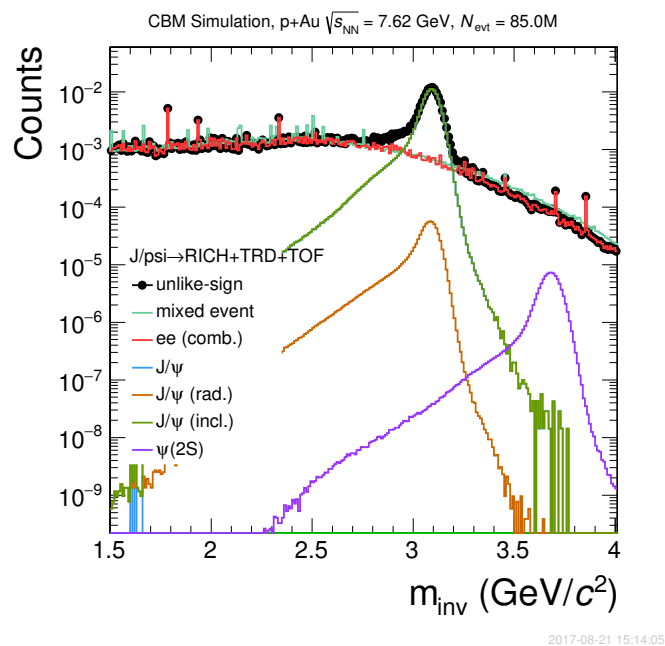


Abbildung 22: Das gewichtete invariante Massenspektrum in der Fast Simulation. Hier fehlen jedoch Pionen, Protonen und Kaonen.

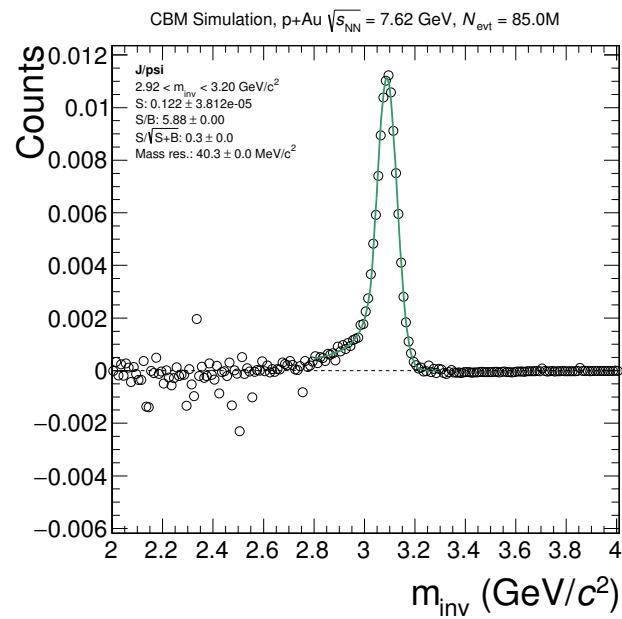


Abbildung 23: Das invariante Massenspektrum nach Subtraktion des Untergrunds. Wir erhalten ein unrealistisches Signal, da der kombinatorische Pionen-Untergrund in diesem Fall fehlt.

5 Zusammenfassung

Das CBM Experiment konzentriert sich auf die Untersuchung des Phasendiagramms von stark wechselwirkender Materie im Bereich moderater Temperaturen, aber hoher Netto-Baryondichte. Dabei sollen unter anderem Proben aus dem frühen und hochdichten Stadium des Quark-Gluon Plasmas detektiert werden. Ein Beispiel dafür ist das J/ψ -Meson. Das Vektormeson gilt wegen seiner Eigenschaften und Interaktion mit dem QGP als eine der wichtigen Proben stark wechselwirkender Materie.

In dieser Arbeit wird die Performance der Detektoren anhand einer Simulation in Hinsicht auf die Messung des J/ψ -Mesons studiert. Es werden hierfür unterschiedliche Simulationsansätze verglichen. Die Simulation wird im FairRoot und CbmRoot Framework durchgeführt. Es werden Proton+Gold Kollisionen bei einer Strahlenergie von 30 GeV pro Proton simuliert. Dabei verwenden wir das Standard-Setup des SIS100 für Elektronen. Das J/ψ -Meson wird über den e^+e^- -Zerfallskanal rekonstruiert. Bei der J/ψ -Rekonstruktion werden zuerst Schnitte gesetzt, mit der ein großer Teil der Teilchenspuren, die nicht aus J/ψ -Zerfällen stammen, aussortiert werden und so der Untergrund verringert wird.

Die Effizienz für Elektronen im Detektor-Setup RICH+TRD+TOF beträgt 65 Prozent. Für das J/ψ -Meson erhalten wir mit den gleichen Detektoren eine Effizienz von 25 Prozent. Das invariante Massenspektrum, das wir aus einer Simulation mit 8,5 Millionen Ereignisse bilden, zeigt uns, dass der hauptsächliche Anteil des Untergrunds aus Pion-Elektron-Kombinationen besteht. Es folgen im e^+e^- -Zerfallskanal unkorrelierte Elektron-Positron-Kombinationen als der zweitgrößte Beitrag zum Untergrund. Die Statistik ist bei der Full Simulation zu gering, um das J/ψ -Signal extrahieren zu können. Eine Integration liefert uns ein J/ψ Signal von 0,021 bei 8,5 Millionen Ereignisse, d.h. für die Detektion eines J/ψ -Mesons werden ca. 10^{10} Ereignisse benötigt.

Die Fast Simulation Methode ermöglicht uns in kürzerer Zeit eine größere Menge an Ereignissen zu simulieren. Dazu werden Information aus der Full Simulation entnommen, die als Antwort-Funktionen bezeichnet werden. Die Antwort-Funktionen werden der Fast Simulation übergeben, um so zeitintensive Prozesse in der Simulation überspringen zu können. Zum Zeitpunkt der Arbeit fehlen Pionen, Protonen und Kaonen in den invarianten Massenspektren der Fast Simulation. Das Problem soll in Zukunft behoben werden. Folglich haben wir ein invariantes Massenspektrum mit 85 Millionen simulierten Ereignissen, jedoch ohne Pionen, Protonen und Kaonen. Wir erhalten daher ein signifikantes J/ψ -Signal, allerdings mit einem unrealistisch hohen S/B -Verhältnis. Ein weiteres Ziel, nach der Implementierung der fehlenden Teilchen, soll die nochmalige Extrahierung des J/ψ -Signals mit korrektem Untergrund sein.

Literatur

- [1] B. Povh et al., *Teilchen und Kerne*. Springer, 1993.
- [2] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), “Review of particle physics”, *Chinese Physics C* 40, 2016, 100001.
- [3] S. Mrowczynski, “Quark-Gluon Plasma”, *Acta Phys. Polon.*, Bd. B29, 1998. eprint: [nucl-th/9905005v1](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9905005v1).
- [4] <http://www.teilchen.at/kdm/389>, Mai 2017.
- [5] J. Aubert et al. (E598 Collaboration), “Experimental Observation of a Heavy Particle J”, *Phys.Rev.Lett.* 33, 1974, 1404.
- [6] J. Augustin et al. (SLAC-SP-017 Collaboration), “Discovery of a Narrow Resonance in $e^+ e^-$ Annihilation”, *Phys.Rev.Lett.* 33, 1974, 1406.
- [7] S. Okubo, “Consequences of Quark Line (Okubo-Zweig-Iizuka) Rule”, *Phys.Rev. D*16, 1977, 2336.
- [8] T. Armstrong et al., “Observation of the radiative decay $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ ”, *Phys.Rev. D*54, 1996.
- [9] J. Book, “ J/ψ Production in Pb-Pb Collisions with ALICE at the LHC”, Diss., Goethe-Universität Frankfurt, 2014.
- [10] T. Kempel, “Understanding the J/ψ Production Mechanism at PHENIX”, Diss., Iowa State University, 2010.
- [11] J. Qiu, J. P. Vary und X. Zhang, “ J/ψ production and suppression in nuclear collision”, *Nucl. Phys. A* 698, 2002, 571.
- [12] T. Matsui und H. Satz, “ J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation”, *Phys. Lett B* 178, 1986, 416.
- [13] FAIR-Website, <http://www.fair-center.com/>, Mai 2017.
- [14] O. Boine-Frankenheim, “The FAIR accelerators: Highlights and Challenges GSI”, *GSI*, 2010.
- [15] GSI-Website, <https://www.gsi.de/de/forschungsbeschleuniger/fair.htm>, Mai 2017.
- [16] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll et al., *The CBM Physics Book*. Springer, 2011.
- [17] Fair-Website, <http://www.fair-center.eu/for-users/experiments/nuclear-matter-physics/cbm/introduction.html>, Mai 2017.
- [18] J. Adamczewski-Musch et al., “The CBM RICH project”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2014.
- [19] ALICE-Collaboration, <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2.TRD.html>, Mai 2017.
- [20] M. Bleicher et al., “Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 25, 1999.

- [21] I. Fröhlich et al., “Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics”, *PoS ACAT*, 2007, 076.
- [22] F. Uhlig, M. Al-Turany et al., “CBM (Fair) Simulation & Analysis Framework CBM(Fair)”, *Root ALICE Workshop*, 2008.
- [23] A. Lebedev et al., “Track reconstruction algorithms for the CBM experiment at FAIR”, *Journal of Physics: Conference Series 219*, 2010.
- [24] J. Triana, “Experimental Techniques in Intermediate-Energy Physics for Identification and Reconstruction of Particles”, Diss., Universidad Distrital Francisco Jose De Caldas, 2016.
- [25] A. Wilk, “Particle Identification Using Artificial Neural Networks with the ALICE Transition Radiation Detector”, Diss., Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [26] W. Eehalt und W. Cassing, “Relativistic transport approach for nucleus-nucleus collisions from SIS to SPS”, *Nucl. Phys. A 602*, 1996, 449.
- [27] T. Swarnicki, “A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances.”, Diss., Cracow Institute of Nuclear Physics, 1986.
- [28] J. Grosse-Oetringhaus, “Determination of the Physics Performance of the ALICE Central Barrel using a Distributed GRID Computing Environment”, Magisterarb., Wilhelms-Universität Münster, 2005.
- [29] C. Blume, *Physik der Teilchendetektoren*, Vorlesung, 2016.

Danksagung

Mein größter Dank geht an Prof. Dr. Christoph Blume, der es mir ermöglicht hat Teil seiner Arbeitsgruppe zu sein und mir außerdem ein interessantes Thema geben konnte. Bedanken möchte ich mich für seine Betreuung und Anregungen, die mir stets beim Arbeiten und Schreiben weitergeholfen haben. Ein großes Dankeschön geht an meinen Betreuer Dr. Julian Book, der mir geholfen hat leicht in das Thema der Arbeit und dem Programmieren zu kommen. Bei Problemen und Fragen konnte er mir jederzeit weiterhelfen. Weiterhin möchte ich mich bei Etienne Bechtel und Dr. Heidi Schuldes bedanken, die mir ebenfalls bei Problemen in der Programmierung geholfen haben. Zudem hat sich Dr. Heidi Schuldes als Zweitgutachter bereitgestellt, auch hierfür möchte ich mich bedanken. Ich möchte mich des Weiteren bei allen Kollegen und Kolleginnen in der Arbeitsgruppe für ein angenehmes Arbeitsklima und manch Erfahrungen die ich mit ihnen teilen durfte bedanken. Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Familie, die mich im Studium und in der Arbeit angetrieben haben und zudem mich finanziell unterstützt haben.

Selbständigkeitserklärung

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 am Main, 22. Januar 2018

Daniel Giang