

Studie zur Messung von $\psi(2S)$ Mesonen mit dem ALICE Detektor am LHC

Moritz Pohl

Institut für Kernphysik Frankfurt

Masterarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Goethe Universität
Frankfurt am Main

Februar 2011

All mass is interaction.

– *Richard Feynman* (1950).

Inhaltsverzeichnis

1. Hors d'œuvre	1
2. Grundlagen	5
2.1. Das Standardmodell und Quark-Gluon Plasma	5
2.1.1. Wechselwirkungen	8
2.1.2. Quark-Gluon Plasma	12
2.1.3. Quark-Gluon Plasma im Experiment	16
2.2. Quarkonia	20
2.2.1. Unterdrückung von Quarkonia durch Abschirmung	24
2.2.2. X(3872)	30
3. A Large Ion Collider Experiment	33
3.1. CERN	33
3.2. Large Hadron Collider	34
3.3. A Large Ion Collider Experiment	36
3.3.1. Die zentralen Detektoren	39
4. Simulation von Kollisionen	43
4.1. Ablauf von Simulation und Rekonstruktion	43
4.1.1. AliRoot	44
4.1.2. PYTHIA6	44
4.2. Datensätze	45
4.2.1. $\psi(2S)$ Datensatz	45
4.2.2. Datensätze zur Untergrundbestimmung	46
5. Analyse des $\psi(2S)$ Signals	47
5.0.3. Auswahl der Spuren	47
5.1. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz	49
5.1.1. e^+e^- Rekonstruktion	50
5.1.2. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung	52
5.1.3. Invariante Masse Spektrum der e^+e^- -Kombinationen	56
5.1.4. $\pi^+\pi^-$ Rekonstruktion	57
5.1.5. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ Mes- sung	58
5.1.6. Invariantes Masse-Spektrum der $e^+e^-\pi^+\pi^-$ -Kombinationen	62
5.1.7. Auswahl von $J/\psi(1S)$ Kandidaten für die $\psi(2S)$ Rekonstruktion	63

5.2. Signal-zu-Untergrund Verhältnis	65
5.2.1. LHC10a18	67
6. Zusammenfassung	75
Anhang	77
A. Kinematik und Konventionen	79
A.1. Relativistische Kinematik	79
A.1.1. Einheiten	79
A.1.2. Kinematische Variablen	80
A.2. Koordinaten	82
A.3. Energieverlust geladener Teilchen in Materie	83
A.4. Abschätzung der kritischen Temperatur und Dichte mittels des M.I.T. Bag Modells	84
B. Signal-zu-Untergrund Verhältnis mit LHC10a18 unskaliert	87

1. Hors d'œuvre

Feuer, Luft, Wasser, Erde und die Quintessenz (Äther) - in der *ionischen Philosophie* vor nunmehr 2500 Jahren galten diese Substanzen als elementare Grundbausteine von allem Sein - als *Elemente*. Geprägt von Empedokles' galt die Theorie der *Vier Elemente*, durch deren Mischung jeder andere Stoff zu erzeugen war, als Grundpfeiler der vorsokratischen Philosophie. Mitte des vierten Jahrhunderts v. Chr. ergänzte Aristoteles diese durch die Quintessenz. Diese beinhaltete das Element der Energie, und war notwendig und verantwortlich dafür, Leben einzuhauchen. Aristoteles war es auch, der den Begriff *Physik* für die Naturlehre einführte, in der er Mikro- und Makrokosmos studierte.

Parallel dazu entwickelten Leukipp und sein Schüler Demokrit den *Atomismus*. Sie lehrten, dass die Materie aus gleichen Bausteinen geformt ist, die eine feste geometrische Gestalt besitzen, und nur nach Anordnung und Anzahl die Eigenschaften der Materie bestimmen, die sie bilden. Zwischen den aus den Bausteinen zusammen gesetzten Körpern befindet sich die *Leere*. Besonders Demokrit vertrat ein Weltbild, dass dem heutigen recht ähnlich ist. Er beschrieb die Anzahl der *Atome* im unendlichen Universum als fest. Er schrieb den Atomen die Eigenschaft zu, verschiedene Struktur und Größe zu haben, und die Zusammensetzung von Atomen dem Zusammengesetzten wiederum seine Eigenschaften verleiht. Er sprach davon, die Wahrheit und das Wesen der Dinge liege tiefer als von dem Menschen unmittelbar wahrnehmbar. Im Universum selbst vermutete er Planeten und Gestirne, die ungleichmäßig verteilt seien und in Folge von Kollisionen entstehen und vernichtet werden. Auch die Erde und ihre Sonne seien auf diesem Wege entstanden.

Vor etwas mehr als 110 Jahren wurden die zuvor rein philosophischen, und zeitweise als ketzerisch verbotenen, Gedanken zur Materie empirisch aufgegriffen, als durch die Entdeckung der *Radioaktivität* und des *Elektrons* die ersten Identitäten der Struktur der Materie der modernen Physik zugänglich wurden.

1897 gelang es Joseph John Thomson Elektronen in einer Entladungsröhre zu erzeugen und nachzuweisen. Dabei gelang er durch Messungen der Ablenkung des Elektrons in magnetischen und elektrischen Feldern zu Kenntnis über das Verhältnis von Masse zu Ladung. Eine Methodik, die in der modernen Teilchenphysik immer noch angewandt wird. Thompson konnte zeigen, dass die Eigenschaften des Elektrons nicht abhängig vom Arbeitsmaterial sind, sondern elementar. Er hatte folglich den ersten wissenschaftlichen Nachweis über etwas gebracht, das schon 2500 Jahre zuvor diskutiert wurde. Im Millikanversuch gelang 1911 Robert Andrews Millikan schließlich die genaue Bestimmung der Elementarladung e auf $1.529 \cdot 10^{-19}$ Coulomb. Der heute gültige Wert liegt leicht darüber, bei $1.602176 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

Basierend auf seinen Beobachtungen entwickelte Thomson das sogenannte *Plumpudding*

Modell, ein Versuch den Aufbau eines Atoms exakt zu beschreiben. Dabei waren in seiner Theorie die positiven und die negativen Ladungsträger diffus über den gesamten Atomradius verteilt. Ernest Rutherford zeigte 1899 die Unterscheidbarkeit verschiedener Arten radioaktiver Strahlung, ein Begriff der 1898 von Marie Curie eingeführt wurde, durch ihr verschiedenes Durchdringungsvermögen und prägte dabei die Bezeichnungen α -, β - und γ -Strahlung. Ebenfalls 1899 demonstrierten Stefan Meyer, Egon Schweidler und Friedrich Giesel die Unterscheidbarkeit durch verschiedene Ablenkung im magnetischen Feld. 1909 nutzte Rutherford seine Kenntnisse über Strahlung im Rutherford'schen Streuver- such. Durch ein elektrische Feld separierte er die α -Strahlung und leitete sie durch eine sehr dünne Folie. Wäre das Atom wie von Thomson beschrieben aufgebaut, sollte die Strah- lung passieren. Rutherford, Geiger und Marsden hingegen beobachteten, dass ein Teil der Strahlung ungehindert durch die Folie drang, während einige α -Teilchen zurück und ande- re in größeren Winkel gestreut wurden. Daraus folgerte er, dass die Ladungsträger nicht diffus verteilt sein können, sondern die positive Ladung eines Atoms auf kleinem Raum, dem Kern, des Atoms konzentriert sein muss (vgl. Abbildung 1.1).

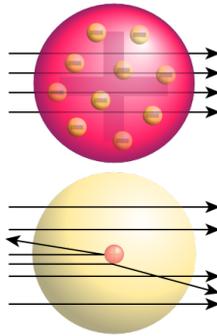


Abbildung 1.1.: Widerlegung des Thomsonschen Atommodells durch Rutherford und sei- ne Mitarbeiter. Oben ist das Atommodell nach Thomson gezeigt. Die ver- schiedenen Ladungen sind diffus im ganzen Radius des Atoms verteilt. Un- ten: Skizze der Ergebnisse des Rutherford'schen Streuver- suches. Ein Groß- teil der Strahlung passiert das Atom ungehindert, ein Teil wird zurück gestreut. Daraus schlussfolgerte Rutherford, dass die positive Ladung im Atommittelpunkt zentriert sein muss [1].

Durch diese Erkenntnisse angetrieben postulierte Rutherford 1911 ein Atommodell, das dies berücksichtigte. Er berechnete, dass der Radius des Atoms 3000 mal größer sein müs- se, als die Größe des Kerns. Um die Neutralität des Atoms zu erklären, vermutete er, dass Elektronen sich um den Kern befinden, und die Kernladung durch ihre Ladung ausgleichen. Niels Bohr entwickelte 1913 das erste *quantenmechanische Atommodell*. Die *Quantenme- chanik* wurde am Anfang des 20. Jahrhundert entwickelt. Als Max Planck das nach ihm benannte Strahlungsgesetz aufstellte, tat er dies unter der Annahme, dass die Energieniveaus in einem schwarzen Körper gequantelt, also nicht kontinuierlich sondern in diskreten Niveaus, vorliegen, um seine Beobachtungen zu begründen. Während er dies noch als Ei- genschaft des schwarzen Körpers betrachtete, postulierte Einstein 1905 die Quantisierung des Lichts selbst. Diese Theorie benutzte er, um den photoelektrischen Effekt zu erklären. In der Konsequenz folgte daraus, dass die Vorstellung von Licht als Welle nicht mehr zu

halten war, sondern dieses sich weder wie eine klassische Welle noch wie ein klassischer Teilchenstrom verhält. Eine weitere Bestätigung der Quantenmechanik gelang Otto Stern und Walther Gerlach 1922 an der Universität Frankfurt, als sie die Richtungsquantelung von Drehimpulsen von Atomen beobachten konnten. Die Gesetzmäßigkeit der diskreten Energien löste ein Problem, mit dem sich Bohr beim beschreiben des Atommodells konfrontiert sah. Wäre die Energie kontinuierlich, würden die Elektronen beim Umkreisen des Kerns Energie abstrahlen und aufgrund des Energieverlustes letztendlich in den Kern stürzen. Gestützt durch die neuen Erkenntnisse modifizierte er das Rutherfordsche Atommodell, und stellte diskrete Bewegungsgesetze für die Elektronen auf, lies sie in diskreten Bahnen um den Kern kreisen. Auch die Entdeckung des *Protons* als Kernbaustein ist eine Leistung Rutherfords. Dies gelang ihm 1919 beim Beschuss von Stickstoff mit α -Teilchen. Rutherford postulierte auch das *Neutron* 1920, konnte allerdings keinen experimentellen Nachweis bringen. Dies gelang erst 1932 James Chadwick. Auch wenn vorherige Experimente Hinweise auf die Existenz des Neutron gaben, gelang es erst ihm die Ergebnisse richtig zu interpretieren, nämlich in Form einer neutralen Strahlung mit Teilchen, deren Masse der eines Protons entspricht. Eine weitere herausragende Persönlichkeit der modernen Physik ist Wolfgang Pauli, der mit dem *Pauli-Prinzip* ein wichtiges, experimentell entdecktes Prinzip der Quantenmechanik bestimmte. Es besagt das elementare Teilchen, die den gleichen Raum belegen, nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen können. Des Weiteren beobachtete er eine Unstimmigkeit beim β -Zerfall: Die Energiebilanz der Zerfallsteilchen ließ vermuten, dass es noch ein weiteres Partikel geben muss, das bei diesem Zerfall entsteht und nicht detektierbar ist. Er nannte es auch Neutron, später prägte Enrico Fermi den Namen *Neutrino*, also kleines Neutron, aufgrund der kleinen Masse, für jenes Teilchen. Mit den ersten Experimenten an Teilchenbeschleunigern in den 1950er Jahren zeigte sich, dass es neben Proton und Neutron noch weitere Teilchen gibt. Mit Hilfe von Blaskammern, in denen geladene Teilchen Ionisationsspuren hinterlassen, konnte ein Vielzahl von verschiedenen Partikeln nachgewiesen werden. Um diese Vielfalt zu erklären postulierte Murray Gell-Mann das *Quarkmodell*, welches elementare Teilchen beschreibt, mit deren Hilfe der Aufbau der Teilchen erklärt werden konnte, für das er 1969 den Nobelpreis erhielt. Obwohl mit drei *Quarks* jedes entdeckte Teilchen erklärt werden konnte, postulierten 1964 James Bjorken und Sheldon Glashow ein weiteres Quark dessen Existenz erst 10 Jahre später bestätigt werden konnte. Heute kennt man sechs verschiedene Quarks, deren Erforschung und Messung, auch in verschiedenen Zuständen, in der aktuellen Forschung ein großer Stellenwert eingeräumt wird. Man erhofft sich durch neue Erkenntnisse nicht nur eine Vervollständigung des *Standardmodells*, das alle Wechselwirkungen und Materiebausteine beschreibt, sondern ebenso Verständnis für den Ursprung unseres Universums, an dessen Anfang ein *Quark-Gluon Plasma* (*QGP*) vorgelegen haben soll. Als Indiz für das Standardmodell und die Expansion dieses kann heute die homogene Verteilung des *Mikrowellenhintergrundes* im Universum gesehen werden (vgl. Abbildung 1.2) [2, 3, 4].

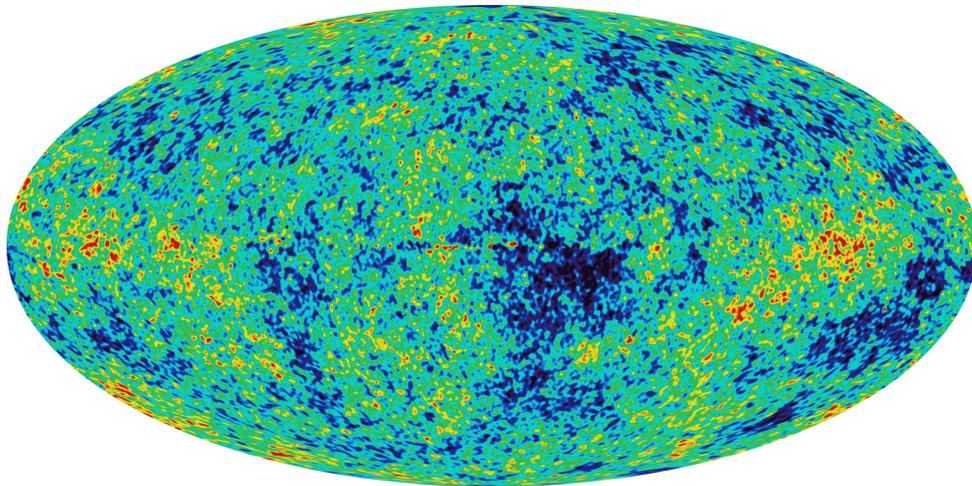


Abbildung 1.2.: Die von WMAP kartographierte Hintergrundstrahlung des Universums. Etwa 380.000 Jahre nach dem Urknall entstanden aus dem Quark-Gluon Plasma die ersten Atome. Die Hintergrundstrahlung ist das Echo dieser Phase und zeigt das thermische Gleichgewicht, das damals vorlag. Sie beträgt etwa 3 Kelvin [5].

2. Grundlagen

2.1. Das Standardmodell und Quark-Gluon Plasma

Wie im Kapitel „Hors d'œuvre“ beschrieben, reiften in den letzten 150 Jahren die Kenntnisse über den Aufbau und Struktur der Materie, die wir kennen. Materie ist alles was uns umgibt. Sie kann in verschiedenen Aggregatzuständen vorkommen, und auch wenn uns beispielsweise Flüssigkeit, Festkörper oder Plasma völlig verschieden erscheinen, bestehen sie aus den selben elementaren Teilchen. Um sich dies klar zu machen, muss man sich Materiezustände nur genauer ansehen, um zu erkennen, wie auf mikroskopischen Skalen die Bausteine immer kleiner werden, bis ein elementarer Körper erreicht ist. In Abbildung 2.1 ist dies an veranschaulicht. Ab einer Größe der Teilchen, die kleiner als die Wellenlänge des

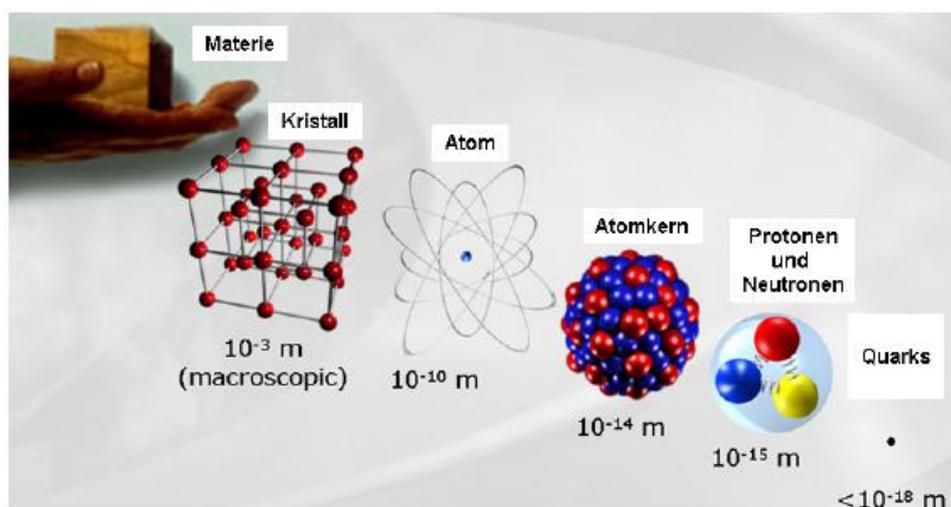


Abbildung 2.1.: Struktureller Aufbau der Materie. In immer kleineren Maßstäben erkennt man immer neue Substrukturen, bis schließlich jede Materie auf die selben elementaren Bausteine reduziert werden kann [6].

für den Menschen sichtbaren Lichtes ist (etwa $5 \cdot 10^{-7}$ Metern), sind die Materiestufen nicht mehr einfach optisch aufzulösen, so dass erst spät genaue Kenntnis über den Aufbau der Materie in diesen Größenordnungen gewonnen wurde. Heute ist gängiges Allgemeinwissen, dass jede Materie aus Atomen aufgebaut ist. Ein Atom besteht aus einem Kern und *Elektronen*, die in verschiedenen Orbitalen um den Kern angeordnet sind. Elektronen gehören zur Familie der *Leptonen*, deren Klassifizierung in der Tabelle 2.1 aufgezeigt ist. Zu jedem Lepton gibt es ein *Antiteilchen*, mit entgegengesetzter Ladung. In kernphysikalischen Reaktionen ist die Gesamtleptonenzahl eine Erhaltungsgröße.

Die Atomkerne wiederum sind aufgebaut aus *Protonen* und *Neutronen*. Protonen und Neutronen gehören aufgrund ihres ganzzahligen Spins zur Familie der Spin 1 Teilchen, der

Bosonen. Teilchen mit halbzahligem Spin, wie zum Beispiel Leptonen, werden als *Fermionen* bezeichnet. Protonen und Neutronen bestehen aus drei *Quarks*¹, elementaren Bausteinen. Teilchen, die aus drei Quarks aufgebaut sind werden als *Baryonen* bezeichnet. Fermionen und Bosonen, die aus Quarks bestehen, werden *Hadronen* genannt. Deswegen spricht man auch, wenn man Materie im Normalzustand beschreibt von *hadronischer Materie*. Es existieren viele verschiedene hadronische Teilchen und Zustände, die man unter dem Begriff *Hadronenzoo* zusammenfasst. Diese Klassifizierung ist in Tabelle 2.2 skizziert. Neben den Valenzquarks oder Konstituentenquarks, die nach außen die Quantenzahlen des Hadrons definieren (mit Ausnahme der Masse, die teilweise dynamisch entsteht), gibt es auch die Seequarks, virtuelle Quark-Antiquark Paare. Diese entstehen aus *Gluonen* in unmittelbarer Nähe der Valenzquarks und werden fast augenblicklich wieder vernichtet. Die virtuelle Seequarks wechselwirken mit den Konsituentenquarks, diese Dynamik ist verantwortlich für den Großteil der Masse der leichteren Hadronen, während sie bei Hadronen aus schweren Quarks vernachlässigbar ist. Eine Übersicht der verschiedenen Quarktypen und einige ihrer wichtigsten Eigenschaften ist in Tabelle 2.3 zu sehen. Quarks tragen eine elektrische Ladung. Jedes Quark trägt ausserdem eine weitere Ladung, die man in Anlehnung an die additive Farbmischung als Farbe bezeichnet. Man spricht zur Veranschaulichung von den Farbladungen r , g oder b beziehungsweise \bar{r} , \bar{g} oder \bar{b} . Innerhalb eines Hadrons heben sich die Farbladungen aller Quarks auf (Beispielsweise bei einem Baryon: $r + g + b$ oder $\bar{r} + \bar{g} + \bar{b}$). Da Hadronen, wie wir sehen werden, nicht der einzige Zustand von Quarksystemen sind, aber der vorliegende unter Normalbedingungen, betrachtet man Hadronen als einen möglichen Zustand eines solchen Systems [2, 4].

Leptonen

Flavour	Generation	Masse [MeV]	el. Ladung	Spin
e^- (Elektron)	1	0,511	-1	1/2
ν_e (Elektron-Neutrino)	1	$< 2 \cdot 10^{-6}$	0	1/2
μ^- (Myon)	2	105,66	-1	1/2
ν_μ (Myon-Neutrino)	2	$< 0,17$	0	1/2
τ^- (Tauon)	3	$1.776,82 \pm 0,16$	-1	1/2
ν_τ (Tau-Neutrino)	3	$< 15,5$	0	1/2

Tabelle 2.1.: Man teilt Leptonen in drei Generationen ein. Die Teilchen der ersten Generation sind die Bausteine aller Atome und der daraus resultierenden Materie. Die zwei anderen Generationen sind näherungsweise Kopien der ersten, mit höheren Massen. Der Spin aller Leptonen ist halbzahlig, damit sind Leptonen Fermionen. Aus dem solaren Neutrinoproblem wurde geschlussfolgert, dass Neutrinos über eine Masse verfügen müssen. Bisher konnten keine Massen bestimmt werden, es lassen sich nur Obergrenzen angeben [4, 7].

¹Da Antiquarks eine ebenso wichtige Rolle bei der Konstruktion von Hadronen einnehmen wie Quarks, soll im Rahmen dieser Arbeit im Regelfall der Begriff *Quarks* als Oberbegriff für beide Arten gelten und genutzt werden. Das gleiche gilt für andere Leptonen, wie z.B. Elektron und Positron.

Hadronen

Fermion	Spin $\frac{1}{2}$	Boson	Spin 1
Typ	Quarks	Typ	Quarks
Meson	$q + \bar{q}$	(Anti)Baryon	$qqq(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$
Tetraquark	$qq + \bar{q}\bar{q}$	Pentaquark	$qqqq + \bar{q}(\bar{q}\bar{q}\bar{q}\bar{q} + q)$

Tabelle 2.2.: Klassifizierung der Hadronen: Die Tabelle gibt einen zusammenfassenden Überblick über die Klassifizierung der verschiedenen Hadrontypen. Tetraquarks und Pentaquarks wurden bisher nur theoretisch beschrieben, ein experimenteller Nachweis steht noch aus (vgl. [4, 8, 9]).

Quarks

Flavour	Generation	ungefähre Masse [MeV]	el. Ladung	Spin
u (p)	1	1,7 - 3,3	+2/3	1/2
d (own)	1	4,1 - 5,8	-1/3	1/2
s (trange)	2	101 ± 29	-1/3	1/2
c (harm)	2	1.270 ± 90	+2/3	1/2
b (ottom)	3	4.190 ± 180	-1/3	1/2
t (op)	3	172.000 ± 2200	+2/3	1/2

Tabelle 2.3.: Einige elementare Eigenschaften der Quarks sind hier dokumentiert. Zu jedem Quark gibt es ein entsprechendes Antiquark mit entgegengesetzten Eigenschaften. Es gibt Überlegungen, dass es weitere Leptonengenerationen geben könnte, doch bisher gibt es noch keine Hinweise dazu [7].

Nach aktuellen Kenntnissen sind Quarks die elementaren Bausteine der makroskopischen Materie. Sie können nach dem bekannten Prinzip $E = mc^2$ durch Energie erzeugt werden. Dies geschieht nicht nur in der Natur - zum Beispiel durch Streuung kosmischer Teilchen in der Atmosphäre der Erde - sondern auch unter kontrollierten Bedingungen im Labor. Dabei werden in Kollisionen von Protonen (pp) oder Nukleonen (NN) hochenergetische Stöße herbeigeführt, in denen Quarks produziert werden können. Schwerere Quarks benötigen dabei höhere Energien. Weitere Informationen zu den Mechanismen und Experimenten finden sich in den Abschnitten 2.1.2, 2.1.3 und 3.3.

2.1.1. Wechselwirkungen

Verantwortlich sowohl für den Zusammenhalt von Materie – sei es ein Stück Zucker, ein Kunststoff oder ein Hadron – als auch die Interaktion von Materie miteinander – ein Apfel fällt von Baum, zwei gleich gepolte Magnete stoßen sich ab – sind die vier grundlegenden *Wechselwirkungen*, die in Tabelle 2.4 zusammengefasst sind. Jede dieser Wechselwirkung wird durch ein oder mehrere *Austauschteilchen* übertragen. Die Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen werden als *Eichbosonen* bezeichnet. Diese existieren während der Übertragung der Kraft als virtuelle Teilchen. Die Reichweite der Teilchen wird durch ihre Masse gemäß der Relation $E = mc^2$ nach der Unschärferelation beschränkt:

$$\Delta t \cdot \Delta E \leq \frac{\hbar}{2} \quad (2.1)$$

Ist das Eichboson hingegen masselos, ist die Reichweite unendlich. Die Stärke einer Wechselwirkungskraft wird durch die *Kopplungskonstante* dieser beschrieben. Diese dimensionslose Größe erlaubt den Vergleich der verschiedenen Kräfte nach ihrer relativen Stärke. Je nach Ladung und Größenskalen dominiert eine der Wechselwirkungen:

Der *Elektromagnetismus* beschreibt magnetische und elektrische Felder und die elektromagnetischen Wellen, über die sie miteinander interagieren und hat ihren Ursprung in der elektrischen Ladung der Teilchen. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft ist das *Photon*.

Die *schwache Wechselwirkung* wird durch die W^+ , W^- und Z^0 Bosonen übertragen. Sie wirkt zwischen Leptonen und Quarks und ist die einzige der Grundkräfte, die keine gebundenen Zustände produziert. Die schwache Wechselwirkung ist zum Beispiel für den β -Zerfall verantwortlich.

Die *Gravitation* wirkt zwischen massiven Objekten. Sie ist in mikroskopischen Skalen aufgrund ihrer sehr niedrigen relativen Stärke unbedeutend. Auf großen Abständen ist sie hingegen von großer Bedeutung und spielt zum Beispiel in der Kosmologie eine entscheidende Rolle, da unter anderem der Zusammenhalt von Sonnensystemen und Galaxien durch sie bestimmt wird. Das Austauschteilchen der Gravitation, das *Graviton*, ist bisher nur theoretisch beschrieben worden, ein experimenteller Nachweis steht aus.

Mit der *starken Wechselwirkung* werden die Bindungen zwischen den Quarks in Hadronen, und die Bindung von Nukleonen, erklärt. Als Austauschteilchen fungieren dabei acht *Gluonzustände*, die ebenso wie Quarks eine Farbladung tragen. Die Anzahl der Gluonen ergibt sich aus den möglichen Variationen von zwei verschiedenen Farbladungskombinationen. Farbneutrale Gluonzustände existieren dabei nicht. Da die starke Wechselwirkung die ausschlaggebende für die Diskussion eines Quark-Gluon Plasmas ist, wird ihr ein eigener Abschnitt gewidmet.

Wechselwirkungen

Wechselwirkung	kuppelt an	Eichboson	Reichweite [m]	relative Stärke
Stark	Farbladung	Gluonen	10^{-15}	1
Schwach	schwache Ladung	W^+ , W^- , Z^0	$< 10^{-18}$	10^{-15}
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon	∞	10^{-2}
Gravitation	Masse	Graviton	∞	10^{-41}

Eichboson	Masse	el.Ladung	Spin
8 Gluonen	0	0	1
Photon γ	0	0	1
W^+	80.399 ± 23	+1	1
W^-	80.399 ± 23	-1	1
Z^0	91.188 ± 2	0	1
(Graviton	0	0	2)

Tabelle 2.4.: Die vier Grundkräfte der Physik sind verantwortlich für alle Reaktionen. Die acht Gluonzustände resultieren aus den verschiedenen möglichen Kombinationen der Farbladung. Während die Photonen masselos sind, und somit ihre Reichweite unendlich ist, haben die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkungen eine große Masse, so dass ihre Reichweite unterhalb der makroskopisch wahrnehmbaren Skala liegt. Das Graviton ist ein bisher nur hypothetisch beschriebenes Teilchen [4, 7].

Starke Wechselwirkung

In einem Quark-Gluon Plasma ist die starke Wechselwirkung die dominierende. Sie koppelt an die Farbladung der Gluonen und Quarks. Analog zur *Quantenelektrodynamik* (*QED*), welche das Verhalten von Quantenfeldern im Elektromagnetismus beschreibt, ist die *Quantenchromodynamik* (*QCD*) die *Eichtheorie* der starken Wechselwirkung. Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, und damit direkt verantwortlich für den Zusammenhalt der Hadronen und damit auch indirekt für den Zusammenhalt von Atomkernen. Gluonen tragen ebenso wie die Quarks eine Farbladung und sind im aktuellen Standardmodell elektrisch ungeladen und masselos (vgl. Tabelle 2.4).

Unter Normalbedingungen ist es nicht möglich die Quarks und Gluonen eines Hadrons einzeln zu beobachten. Versucht man Quarks zu trennen, ist die benötigte Energie dabei so groß, dass dadurch ein neues Quark-Antiquark Paar erzeugt wird, und somit die ursprünglichen beiden Quarks wieder gebunden vorliegen. Abbildung 2.2 zeigt dieses Phänomen. Die Eigenschaft von farbgeladenen Teilchen, nicht isoliert aufzutreten wird als *Confinement* bezeichnet. Die Ursache dafür liegt in der Wechselwirkung zwischen den Gluonen im Farbfeld. Das Potential der starken Wechselwirkung zwischen einem Quark-Antiquark Paar fällt bei kurzen Abständen r der Quarks mit $\frac{1}{r}$ ab, und wird daher Coulomb-artig (vgl. Formel 2.2). Bei großen Abständen wiederum wächst das Potential hingegen linear an und führt so zum Einschluss der Quarks und Gluonen in Hadronen. Das Potential ist wie folgt definiert:

$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (2.2)$$

Dabei ist r der Abstand der Quarks, α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und k ein konstanter Faktor, der als Stringspannung des Gluonfeldes bezeichnet wird. Dieses Potential ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist allerdings keine Konstante im eigentliche Sinne, denn sie ist abhängig von der Entfernung der beteiligten Quarks. Sie wird definiert als:

$$\alpha_s(Q^2) = -\frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.3)$$

Dabei steht n_f für die Anzahl der beteiligen Quarktypen, Λ ist der Skalenfaktor der QCD und Q der Impulsübertrag [4]. Bei kleinen Abständen zwischen den Quarks ist der Impulsübertrag groß und α_s wird klein, für sehr kleine Abstände verschwindet sie nahezu. Dieses Verhalten wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. Für große Abstände nimmt die Kopplungskonstante zu und führt zum Beibehalten des Einschlusses.

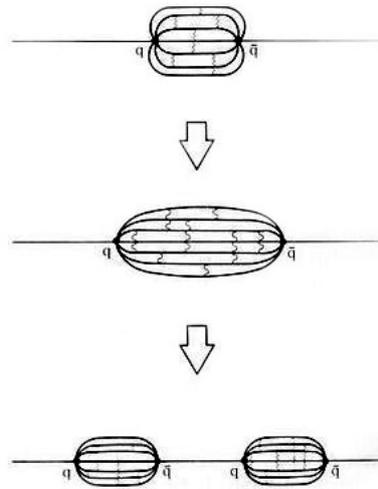


Abbildung 2.2.: Feldlinien zwischen Quarks. Von unten nach oben ist dargestellt, wie sich die Feldlinien aufgrund des Potentials zwischen zwei Quarks verhalten. Mit steigender Entfernung steigt auch die Energie. Sobald diese hoch genug ist, wird ein zweites Quark-Antiquark Paar erzeugt. Die Quarks sind folglich nicht einfach durch Trennen von Paaren als freie Teilchen beobachtbar [10].

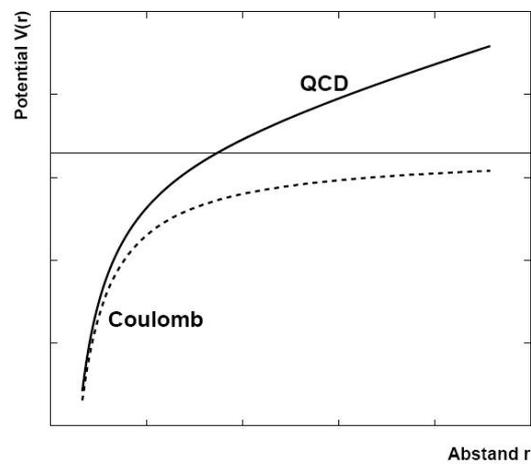


Abbildung 2.3.: Das Potential zwischen Quarks in schematischer Darstellung. Der gestrichelte Verlauf entspricht einem reinen Coulombpotential. Für kleine Abstände folgt das Potential der starken Wechselwirkung diesem [11].

2.1.2. Quark-Gluon Plasma

Greift man den Gedankengang aus Abschnitt 2.1 auf, Hadronen als einen gebundenen Zustand eines Quark-Gluon Systems zu begreifen, steht die Vermutung nahe, dass es ebenso andere Zustände geben sollte. Man vermutet ein Verhalten, dass dem von makroskopischer Materie ähnelt. Führt man dieser genug Energie zu, erreicht sie den Aggregatzustand eines Plasmas, in dem die Ladungsträger teilweise oder gar vollständig frei vorliegen. Im Falle von Kernmaterie würde dies bedeuten, dass Quarks und Gluonen ungebunden vorliegen. Dies widerspricht allerdings zunächst dem im vorherigen Abschnitt erläuterten Confinement. Doch in einem extremen plasmaartigen Zustand ist es möglich den Quarkeinschluss aufzuheben. Es gibt zwei Möglichkeiten dies zu erreichen: Durch eine extrem hohe Temperatur oder durch eine stark erhöhte Baryondichte.

Wenn über die Temperatur ausreichend Energie bereit gestellt wird, um die Häufigkeit der Stöße zwischen den produzierten Hadronen in der Kollision so stark zu erhöhen, führt dies zu einem Zustand, in dem es nicht mehr möglich ist, die einzelnen Quarks und Gluonen einem bestimmten Hadron zuzuordnen. Man spricht in diesem Fall vom *Deconfinement*. Die benötigte Temperatur um die Aufhebung des Quarkeinschlusses zu erreichen wird als kritische Temperatur T_c bezeichnet. Die kritische Temperatur wird zwischen 140 und 200 MeV ($1.6 \cdot 10^{12} - 2.3 \cdot 10^{12}$ Kelvin) vermutet [4, 12].

Die andere Möglichkeit ein QGP zu produzieren besteht darin, die Dichte der Baryonen μ_B so sehr zu erhöhen, bis sie sich überlappen und somit ebenfalls nicht mehr als individuelle Systeme betrachtet werden können. Um die kritische Dichte zu erreichen ist ein hoher Druck nötig. Aufgrund des Pauli-Prinzips ist die Kompressibilität eines Quarkgases beschränkt. Die für den Phasenübergang benötigte kritische Dichte μ_q^c liegt zwischen $5 \cdot 10^{17}$ und $10^{18} \frac{kg}{m^3}$, also dem drei bis fünffachen der Kernmaterie im gewöhnlichen Zustand [4, 12].

Beide Abschätzungen der Grenzgrößen erhält man aus *Gitter-QCD* Rechnungen. In diesen wird die Raumzeit als Gitter betrachtet, auf dessen Knotenpunkten die Quarks sitzen und mittels eines zwischen Ihnen wirkenden Gluonenfeldes verbunden sind. Der Ansatz diese Kenngrößen über die Gittertheorie zu lösen geht zurück auf Kenneth Wilson [13]. Eine grobe Abschätzung beider Größen mithilfe des *M.I.T.-Bag Modells* ist in Anhang A.4 gezeigt. Der *Phasenübergang* für große baryonische Dichten ist bisher nicht klar definiert. Es wird angenommen, es handelt sich dabei um einen Phasenübergang erster Ordnung. Dagegen geht man davon aus, dass bei $\mu_B = 0$, also einem Phasenübergang der rein durch die Temperatur induziert wird, ein *Crossover* vorliegt. Falls es verschiedene Arten des Überganges gibt, bedeutet dies, dass es einen kritischen Punkt geben muss. In Abbildung 2.4 ist das *Phasendiagramm* dargestellt. Es zeigt den Verlauf der Grenze zwischen hadronischer Materie und einem QGP-Zustand. Des Weiteren sind schematisch die Mechanismen zum Erreichen der kritischen Temperatur und Dichte skizziert.

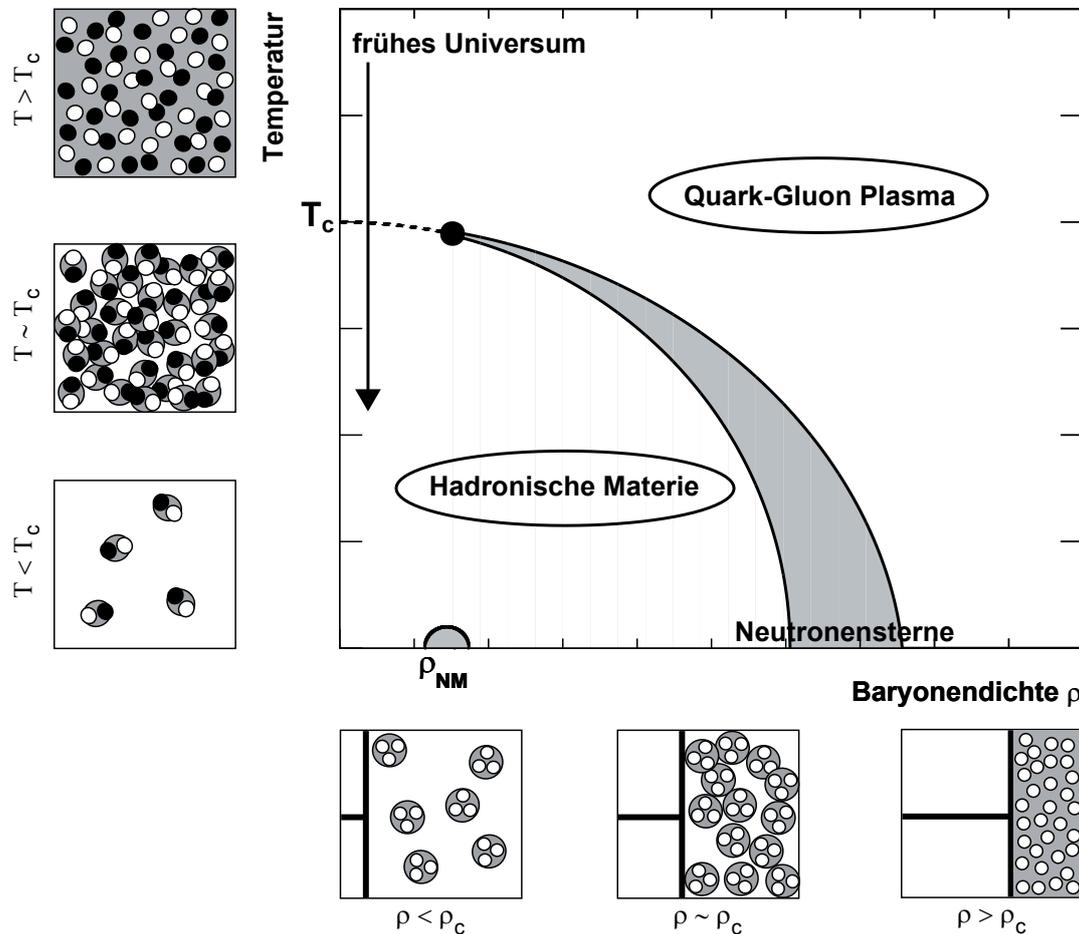


Abbildung 2.4.: QCD-Phasendiagramm. Es zeigt neben dem Verlauf der Phasengrenze anschaulich auf welche Weise der Phasenübergang erreicht werden kann. Unterhalb der X-Achse ist skizziert wie durch Erhöhung der Dichte ein Zustand erreicht werden kann, in dem Quarks und Gluonen frei vorliegen. Auf der Y-Achse ist die Erhöhung der Temperatur aufgetragen. Der mit ρ_{NM} markierte Punkt entspricht der Dichte normaler Kernmaterie. Der Pfeil beschreibt den Weg, den das Universum nach dem Urknall durchlebt hat [11].

Das Interesse am QGP ist vielschichtig. Ohne die moderne kernphysikalische Experimentalphysik gäbe es kaum Kenntnisse über das *Standardmodell*, das die in den Tabellen 2.3 und 2.4 erläuterten Elementarteilchen und ihre Austauschkräfte beschreibt. In der aufgeführten Form erhebt es allerdings noch keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Um die theoretischen Modelle zu überprüfen werden auch Beschleunigerexperimente herangezogen, da diese durch hohe Energien in der Lage sind, extreme Materiezustände und schwere Teilchen zu erzeugen.

Nicht nur in der Elementarteilchenphysik und zur Vervollständigung des Standardmodells sind Studien des Quark-Gluon Plasmas ein wichtiger Bestandteil der aktuellen Forschungen. Man vermutet, dass das Universum zum Zeitpunkt Null aus einer *Singularität* entstanden ist und eine Phase starker Expansion durchlief. Unmittelbar ($\sim 1\mu\text{s}$) nach dieser inflationären Phase hat das Universum einen Zustand innegehabt, der mit dem QGP identisch wäre. Die Spuren der Expansion lassen sich heute in Form der Rotverschiebung ferner Galaxien beobachten. Der kosmische Mikrowellenhintergrund (vgl. Abbildung 1.2) kann aufgrund seiner hohen Isotropie als Echo des Zeitpunktes, an dem das Universum elektrisch durchsichtig wurde, betrachtet werden. Informationen die heute über diesen Materiezustand gewonnen werden, helfen auch besser die Entstehung von hadronischer Materie im Universum zu verstehen und liefern wertvolles Verständnis zur Entwicklung des selbigen. In Abbildung 2.5 ist die Entwicklung des Universums schematisch dargestellt. Es zeigt die sprunghafte Expansion und die darauf folgende Quarkära, zu der man mit modernen Forschungsanlagen vorstoßen möchte. Mit steigender Expansion kühlte das Universum weiter aus, bis es zur Kombination der Elementarteilchen zu Atomen kam und schließlich zu dem Zustand des Universum, in dem wir uns befinden, führte.

Im jetzigen Zustand des Universums vermutet man noch einen dem QGP ähnlichen Zustand im Innern von *Neutronensternen*. Diese erreichen bei einer Temperatur von einigen 10^9 Kelvin zwar nicht die kritische Temperatur T_c , aber da sie bei mehreren Sonnenmassen gerade mal einige Kilometer im Durchmesser groß sind, erreicht ihre Dichte die für ein QGP vorhergesagten Bereich. Des Weiteren gibt es Theorien zu *Quarksternen*, die womöglich Neutronensterne sind, die am Ende ihrer Existenz eine Kompression erfahren und aus direkt mit einander wechselwirkenden Quarks bestehen [14].

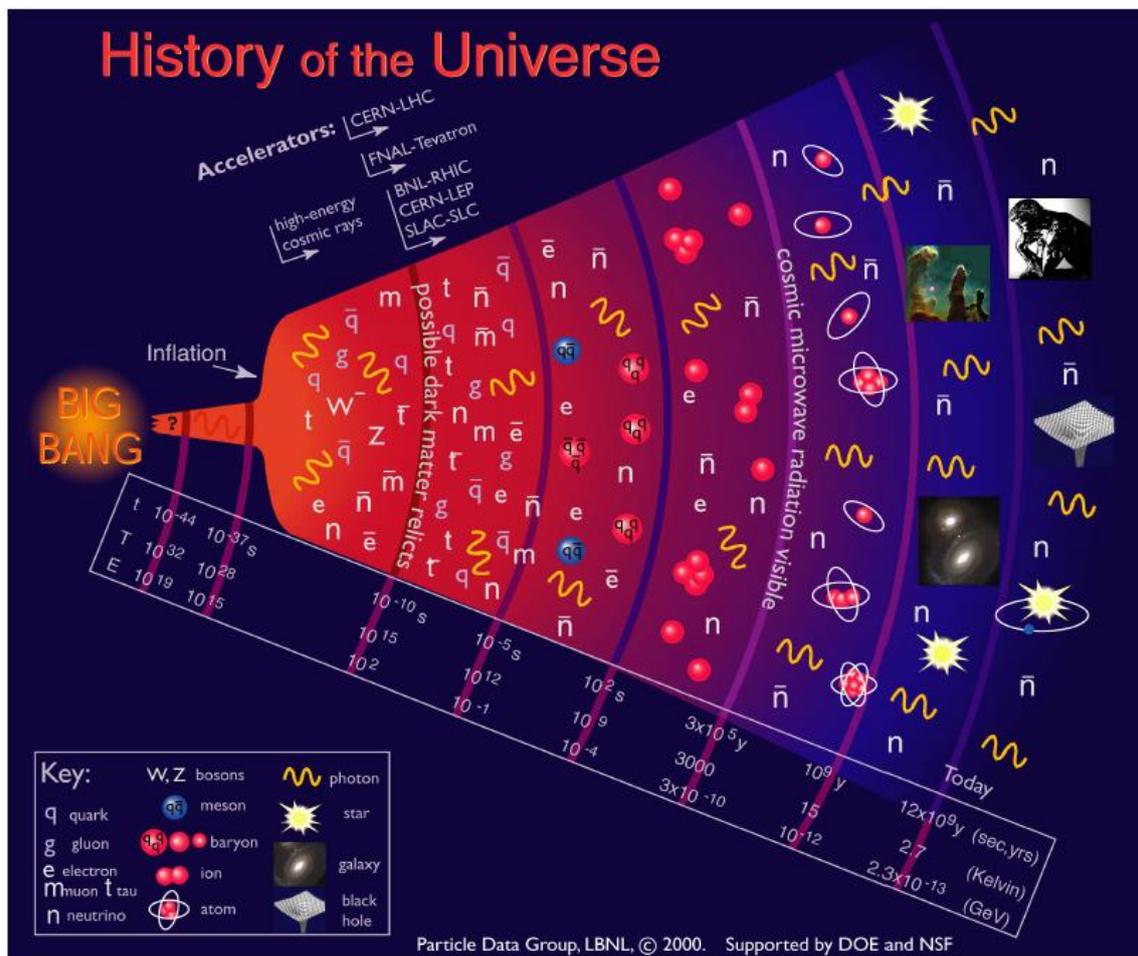


Abbildung 2.5.: Entwicklungsstufen des Universums. Die Quarkära, in der ein QGP vorlag, beginnt kurz nach der sprunghaften Expansion des Universums. Angedeutet ist, bis zu welchem Materiezustand es mit modernen Beschleunigern möglich sein sollte vorzustoßen [15].

2.1.3. Quark-Gluon Plasma im Experiment

Um ein QGP zu erzeugen werden Atomkerne aufeinander geschossen. Diese Kollisionen bieten die Möglichkeit sowohl ausreichend Dichte als auch ausreichend hohe Temperaturen zu liefern, damit die genannten kritischen Werte erreicht werden (vgl. Kapitel 2.1.2). Die Art des Stoßes der durch die Geschwindigkeit lorentzkontrahierten Kerne variiert in Abhängigkeit der Kollisionsenergie. Bei niedriger Energie erhöht sich die Dichte in der Kollisionszone, während bei hohen Geschwindigkeiten die Kerne einander passieren und eine heiße Zone hinterlassen. Beide Möglichkeiten eignen sich zur Erzeugung eines QGP (vgl. Abbildung 2.4). Auf das sehr kurzlebige QGP folgen verschiedene thermodynamische Stadien, bei denen aus der Energie der Kollision verschiedene Teilchen produziert werden. Die inelastischen Stöße enden am Zeitpunkt τ_{ch} mit dem sogenannten *Freeze Out*, dem chemischen Ausfrieren. Das Hadronengas hat sich in dieser Phase durch die Expansion so weit verdünnt, dass unter dem Ausbleiben von inelastischen Reaktionen die neu erzeugten Teilchen erhalten bleiben, bis bei der Temperatur T_{th} auch die elastischen Reaktionen nicht mehr stattfinden und die Reaktionszone auskühlt (vgl. Abbildung 2.6). Nun ändern sich Teilchenverteilungen nicht mehr (vgl. Abschnitt 2.1.3). Die Observation und Messung dieser Teilchen mitsamt ihrer *Kinematik* und *Multiplizität* erlaubt es nun, Rückschlüsse auf den Ablauf der Reaktionen zu ziehen und Aussagen über den Zustand der Materie und den des QGP zu machen.

Abbildung 2.7 zeigt schematisch den Stoß zweier Kerne. Drei wichtige Kenngrößen einer solchen Kollision sind gezeigt, b , R und L . R ist der Radius des in der Reaktion beteiligten Projektilkerns, L ist die Weglänge, die ein in der Kollision erzeugtes Teilchen (in diesem Fall ein *Charmonium*) zurücklegen muss (vgl. 2.2.1). b wird als Stoßparameter bezeichnet. Dieser gibt die Zentralität einer Kollision an. Ist b größer als zwei Kernradien ($2R$), spricht man von einer ultraperipheren Kollision. Die Partonen reagieren nicht durch direkte Stöße. Für den Fall $b < R$ spricht man von einer peripheren Kollision. Die Nukleonen des Kernes, die innerhalb des Stoßparameters liegen und an der direkten Reaktion teilnehmen werden *Partizipanten* genannt. Die Nukleonen, die nicht an der Reaktion teilnehmen und in Strahlrichtung weiter fliegen, werden *Spektatoren* genannt. Durch Messung dieser kann die Zentralität der Reaktion bestimmt werden. Bei Kollisionen mit $b \sim 0$ spricht man von zentralen Kollisionen. In Abbildung 2.8 ist eine Computersimulation eines peripheren Stoßes zweier Bleikerne gezeigt. In der Reaktionszone lässt sich die Entstehung neuer Teilchen aufgrund der Kollisionsenergie erkennen.

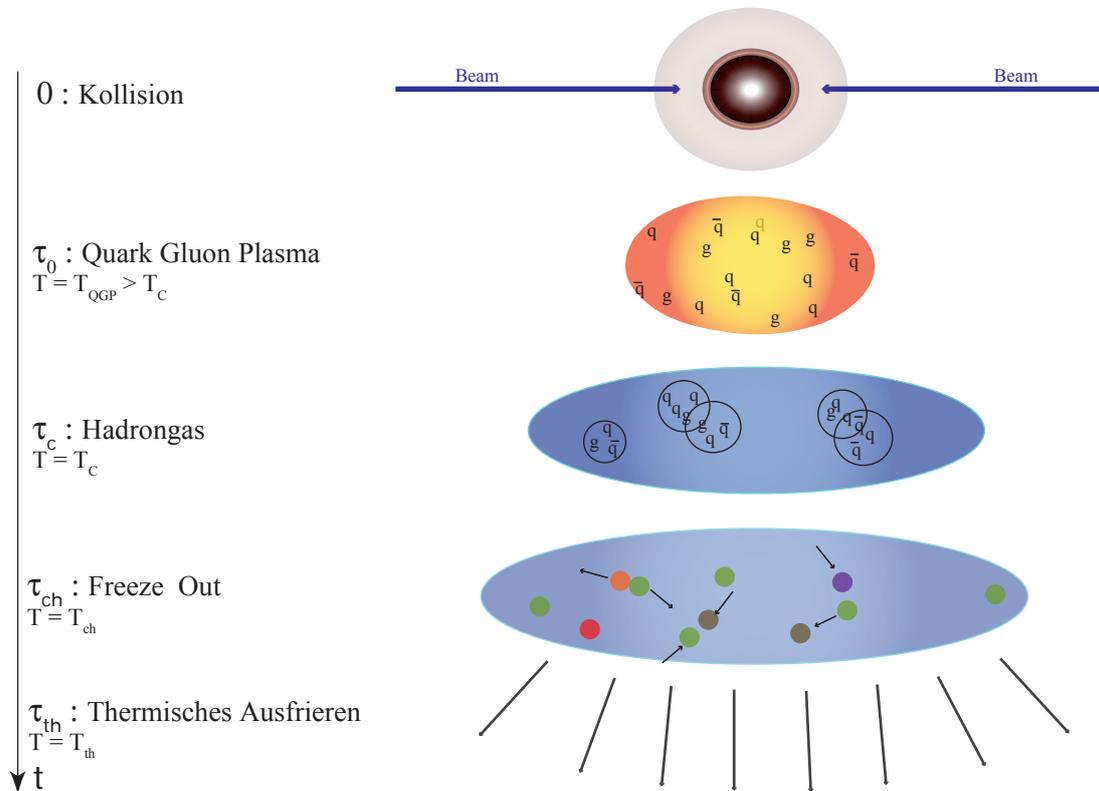


Abbildung 2.6.: Skizze der thermodynamischen Phasen einer QGP erzeugenden Kollision. Bei $t = 0$ kollidieren zwei Projektile miteinander. Zum Zeitpunkt $t = \tau_0$ erreicht die Materie, bedingt durch die hohe Dichte/Temperatur, den Zustand Quark-Gluon Plasma. Sobald die Temperatur den kritischen Wert erreicht und unterschreitet, kühlt sich das Quark-Gluon Plasma zu einem Hadrongas ab ($t = \tau_c$). In dieser Phase finden noch inelastische Reaktionen statt, während bei $t = \tau_{ch}$ das chemische Freeze Out erreicht ist, in dem diese nicht mehr stattfinden. Nun ändert sich die Teilchenverteilung nicht mehr, es finden nur noch elastische Reaktionen statt, die ausschließlich die Kinematik ändern. Abschließend erreicht das Gas das thermische Ausfrieren. Nun sind alle kinematischen Verteilungen erhalten, die Teilchen fliegen aus der Reaktionszone hinaus und werden idealerweise gemessen (vgl. [12]).

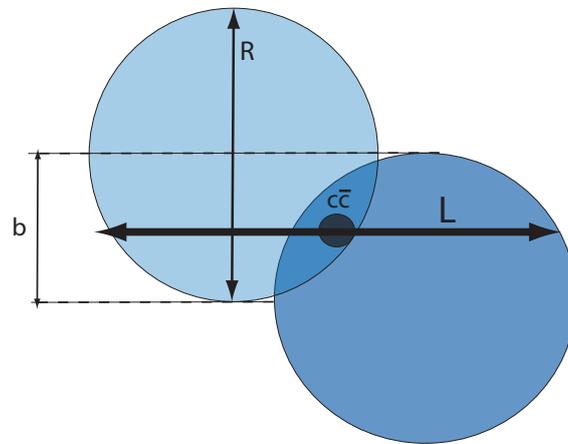


Abbildung 2.7.: Die Skizze zeigt einige Kenngrößen bei der Kollision zweier Kerne. Der Stoßparameter b wird zur Bestimmung der Zentralität der Reaktion benutzt. R ist der Radius der Kerne. Sie sind, im Gegensatz zu dieser Skizze, in Reaktionen lorentzkontrahiert und daher linsenförmig. L ist Weglänge, die ein Teilchen zurücklegen muss, um die Reaktionszone zu verlassen. Diese Größe variiert mit dem Entstehungsort und dem Weg des Teilchen.

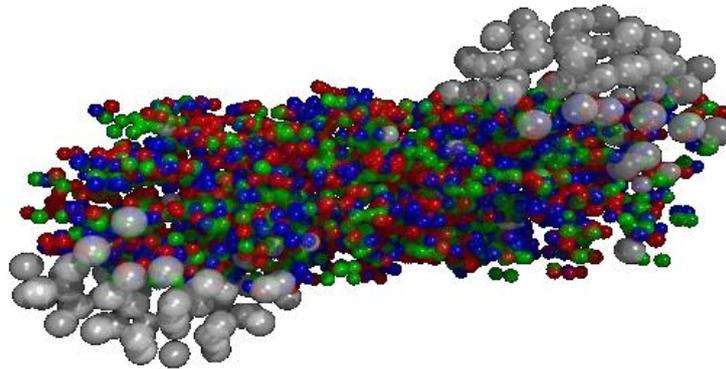


Abbildung 2.8.: Simulation eines peripheren Stoßes zweier Bleikerne. Die grauen Teilchen sind die Nukleonen, die roten, blauen und grünen Teilchen sind durch die hohen Energien in der Kollision entstanden [16].

QGP Signaturen

Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, ist das Quark-Gluon Plasma ein sehr kurzlebiger Zustand, so dass eine direkte Messung nicht möglich ist. Eine Studie des QGP ist folglich nur indirekt über messbare Observablen möglich. Derer sollen nun einige vorgestellt werden. Bei Messgrößen, deren Auftreten oder Änderung der Entstehung eines QGP zugeschrieben werden, spricht man von Signaturen.

Werden im Kolliderexperiment zwei Teilchenstrahlen in entgegengerichteter Richtung zur Kollision gebracht, haben die Projektile einen Impulsanteil nur in Z-Richtung, also der Strahlrichtung, wobei diese antiparallel zueinander sind. Nach der Kollision bewegen sich die in der Kollision beteiligten Teilchen, ihre Fragmente und auch produzierte Teilchen, in allen Raumrichtungen durch den Detektor, wo neben Energie, Ladung, Multiplizität und anderen Kenngrößen auch der Transversalimpuls p_T gemessen wird (vgl. Abschnitt A.1). In diesen kinetischen Parametern stecken Informationen über die Kollision und der dabei entscheidenden Prozesse. Die Transversalimpulsverteilungen liefern Kenntnisse über die Temperatur beim Freeze Out, in der transversalen Energie E_T stecken Informationen über die Energiedichte und aus der Multiplizität von Hadronen werden Kenntnisse über die Entropie gewonnen. Sollte in der Kollision genug Temperatur oder Dichte erreicht werden, um ein QGP zu erzeugen, sollte dieser Phasenübergang deutliche Auswirkungen auf verschiedene Messgrößen haben.

Als weitere günstige Sonden erweisen sich Photonen und Leptonen. Da diese nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, durchwandern sie in der Regel den *Feuerball*, das Zentrum der Kollision, unbeeinflusst und liefern so wertvolle Informationen über diesen. Man unterscheidet dabei zwischen prompten und thermischen Photonen. Prompte Photonen haben ihren Ursprung in der Kollision, sie werden zu Beginn dieser in den harten Partonstößen erzeugt. Entsprechend liefern sie Kenntnisse über diesen Anfangszustand. Die thermischen Photonen hingegen entstammen temperaturabhängigen Effekten aus dem Feuerball, so dass sie durch die Temperaturentwicklung des Feuerballs charakterisiert werden. Ähnliches gilt für Leptonen, die in den selben Stadien der Reaktion wie die thermischen Photonen erzeugt werden.

Neben der Kinematik der entstehenden Teilchen werden auch Anzahl und Art dieser gemessen. Vor der Kollision gibt es in den Projektilen nur u und d Quarks. In den Ejektilen hingegen findet man auch schwerere Quarks, die folglich in der Reaktion entstanden sind. Die Messung dieser Quarks, in Form von in der Kollision formierten Teilchen, gibt ebenso Auskunft über den Zustand der Materie vor dem Freeze Out. Eine dieser quarkbasierenden Observablen ist die Produktionsrate von schweren Quark-Antiquark Systemen. Da diese *Quarkonia* den Schwerpunkt in der Analyse dieser Arbeit bilden, wird ihnen ein eigenes Unterkapitel gewidmet.

2.2. Quarkonia

Mesonen, die ein Quark-Antiquark System aus schweren Quarks sind, werden als *Quarkonia* bezeichnet. Das erste dieser Teilchen, das gefunden wurde, ist ein $c\bar{c}$ Teilchen. Dies war das $J/\psi(1S)$ im Jahre 1974 durch zwei verschiedene Kollaborationen [17, 18]. Die Entdeckung wurde 1976 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet, da dies der erste Nachweise einer neuen Quark Generation war. Für die Familie der Mesonen aus $c\bar{c}$ Quarks wurde der Sammelbegriff *Charmonium* geprägt. Da die $c\bar{c}$ Zustände in der Reaktion über Annihilation von e^+e^- über ein virtuelles Photon γ^* erzeugt werden, trägt das $J/\psi(1S)$ die Quantenzahlen eines Photons: $J^{PC} = 1^{--}$. Dabei bezeichnet J den Spin des Teilchen, P die Vorzeichenänderung der Wellenfunktion unter Anwendung des Paritätsoperators und C die Ladungskonjugation. Allerdings ist das $J/\psi(1S)$ nicht das einzige Charmonium. Ähnlich wie bei Atomen gibt es bei Quarkonia angeregte Zustände. Bei Studien von e^+e^- Kollisionen mit erhöhender Strahlenergie kommt es bei bestimmten Energien zu einem sprunghaften Anstieg des *Wirkungsquerschnitts*. Diese Resonanzen besitzen jedoch Massendifferenzen in Größenordnungen der Nukleonenmassen und teilweise relative lange Lebensdauern, weshalb man sie als eigene Teilchen betrachtet (siehe Abbildung 2.9).

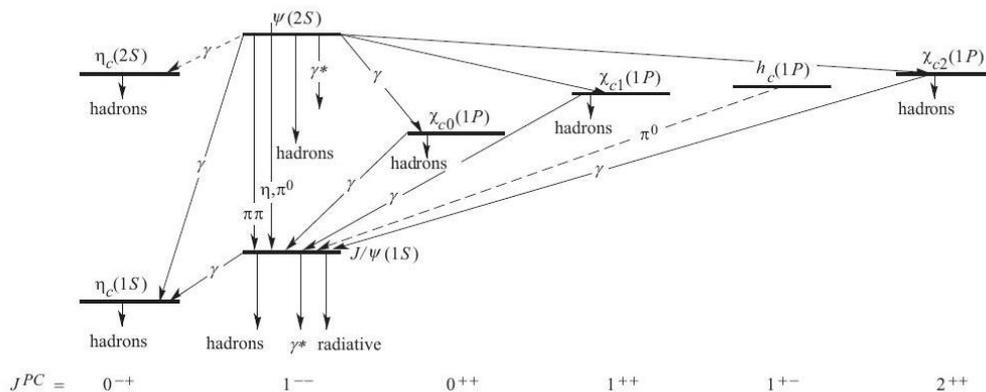


Abbildung 2.9.: Das Charmoniumsystem nach aktuellem Stand. Die waagerechte Achse zeigt den Spin J und die Vorzeichenänderung der Wellenfunktion unter Anwendung des Paritätsoperators P für die Raumspiegelung sowie der Ladungskonjugation C . Von oben nach unten nimmt die Masse der Resonanzen ab. Die Übergänge bzw. Zerfälle sind durch die Linie dargestellt, gestrichelte Linien deuten bisher nur vermutete Übergänge bzw. Zerfälle an [7].

Besonders am $J/\psi(1S)$ ist dessen hohe Lebensdauer. Diese entspricht der *Zerfallsbreite* (siehe Abschnitt A.1) des $J/\psi(1S)$ von 0.009 MeV, die relativ gering ist. Die Annihilation der c und \bar{c} Quarks in hadronische Zerfälle ist aufgrund der OZI-Regel² unterdrückt, da für diesen Vorgang mindestens drei Gluonen nötig wären. Da die Ruhemasse des $J/\psi(1S)$ unter der Ruhemasse von zwei D-Mesonen liegt, ist dieser Zerfall ebenso unterdrückt, so dass ein $J/\psi(1S)$ eine deutliche höhere Lebensdauer besitzt als viele andere Mesonen.

²Nach Okubo, Zweig und Iizuka benannte Regel, die besagt, dass jeder Prozess der Starken Wechselwirkung unterdrückt ist, dessen *Feynman-Diagramm* in zwei Teile aufgeteilt werden kann, die nur durch die internen Linien von Gluonen verbunden sind.

Das $\psi(2S)$ ist ein höher angeregter Zustand der Charmonia. Die Masse liegt aber weiterhin unter der Grenze für den Zerfall in zwei D-Mesonen. Durch die höhere Masse und den kleineren Wirkungsquerschnitt werden in einer Kollision weniger $\psi(2S)$ als $J/\psi(1S)$ erzeugt. Im Spektrum der invarianten Masse für Kombinationen aus Lepton und Antilepton (l^+l^-) ist die Erhöhung durch den dileptonischen Zerfall von $\psi(2S)$ weniger stark ausgeprägt. Dies ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Diese Abbildung zeigt das Spektrum der invarianten Masse von Myonenpaaren. Es sind die Myonen aus verschiedenen Entstehungsmechanismen eingezeichnet. Da $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$ eine scharfe Masse haben, sind die Myonen aus entsprechenden Zerfällen deutlich zu sehen. Da ein großer Teil der $J/\psi(1S)$ aus dem Zerfall schwererer Teilchen entstehen, ist ein genaues Verständnis der höheren Anregungen nötig um die Ergebnisse der $J/\psi(1S)$ Messungen mit den Modellannahmen vergleichen zu können. Da etwa 56% aller $\psi(2S)$ in $J/\psi(1S) + X$ zerfallen, spielen diese bei der Analyse eine wichtige Rolle. Bisher wurden als Observable zur Quark-Gluon Plasma Studien oftmals das $J/\psi(1S)$ und das $\psi(2S)$ herangezogen, da beide einen elektromagnetischen Zerfallskanal über zwei Leptonen haben (vgl. Tabelle 2.5). Im Rahmen dieser Arbeit soll hingegen der Zerfall $\psi(2S)$ im Zerfallskanal

$$\begin{aligned} \psi(2S) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \downarrow e^+ e^- \end{aligned} \quad (2.4)$$

im Mittelpunkt stehen. Dies hat mehrere Gründe. Die Zerfallswahrscheinlichkeit für diesen Kanal liegt mit knapp 2% fast dreimal so hoch wie für den dileptonischen Zerfallskanal. Die Bestimmung von Akzeptanz und Effizienz für diesen Zerfall soll zudem Auskunft darüber geben, ob es möglich ist, das X(3872) Teilchen mit ALICE zu studieren. Mehr zu diesem Teilchen findet sich in Kapitel 2.2.2. Beobachtet wurde der Zerfall:

$$\begin{aligned} X(3872) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \downarrow e^+ e^- \end{aligned} \quad (2.5)$$

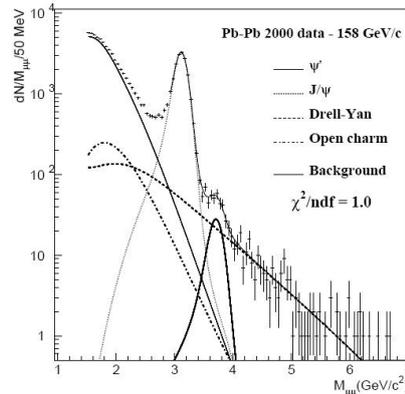


Abbildung 2.10.: Invariante Masse von Myonpaaren von 158A GeV Pb-Pb Kollisionen. Deutlich zu erkennen ist die Erhöhung durch den Zerfall von $J/\psi(1S)$ in $\mu^+\mu^-$. Die Schulter rechts neben diesem bilden die $\mu^+\mu^-$ Paare aus dem $\psi(2S)$ Zerfall [20].

Neben den Charmonia gibt es mit den *Bottomonia* eine weitere Klasse der Quarkonia. Diese sind, wie der Name vermuten lässt, $b\bar{b}$ Zustände. Das Bottomoniumsystem ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Die mit $B\bar{B}$ threshold gekennzeichnete Linie gibt an, ab welcher Resonanz die Masse dieser groß genug ist, um in zwei B-Mesonen zu zerfallen.

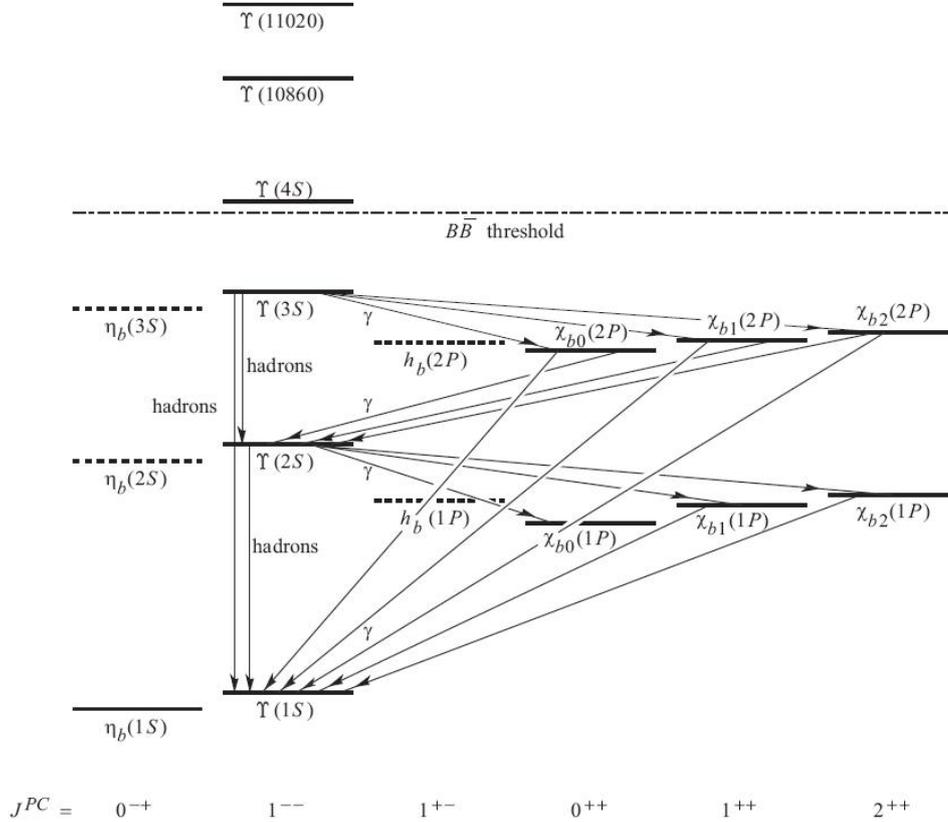


Abbildung 2.11.: Das Bottomoniasystem nach aktuellem Stand. Die waagerechte Achse zeigt den Spin J und die Vorzeichenänderung der Wellenfunktion unter Anwendung des Paritätsoperators P für die Raumspiegelung sowie der Ladungskonjugation C . Senkrecht nimmt die Masse der Teilchen von unten nach oben zu. Die Linien geben die Übergänge an [7].

Die $b\bar{b}$ Anregungszustände $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ und $\Upsilon(3S)$ sind dabei die favorisierten Messgrößen. Dies liegt daran, dass diese eine relativ hohen dileptonische Zerfallswahrscheinlichkeit besitzen. Ab dem $\Upsilon(4S)$ Zustand reicht die Masse um in zwei B-Mesonen zu zerfallen, mehr als 96% der $\Upsilon(4S)$ zerfallen über diesen Kanal.

Zustände aus $t\bar{t}$ Quarks werden nicht erwartet. Dies liegt an der vergleichsweise sehr hohen Masse der top-Quarks. Aufgrund dieser zerfallen $t\bar{t}$ Quarks so schnell, dass sie die Phase der Hadronisierung nicht erreichen. Die Radien der Quarkonia lassen sich über das Potential der starken Wechselwirkung (2.2) abschätzen. Die berechneten Radien sind neben den Zerfallsbreiten und weiteren Informationen in Tabelle 2.5 zu sehen.

Quarkonia					
	Masse [MeV]	Spin und Parität J^{PC}	Zerfallsbreite Γ_{tot} [keV]	Zerfalls- wahrscheinlichkeit	Radius (fm)
Charmonia					
$J/\psi(1S)$	3.097	1^{--}	~ 87	$B(l^+l^-) \sim 6\%$	0,9
$\psi(2S)$	3.686	1^{--}	~ 277	$B(J/\psi(1S) \pi^+\pi^-) \sim 33,6\%$ $B(l^+l^-) \sim 0,7\%$	0,59
Bottomonia					
$\Upsilon(1S)$	9.460	1^{--}	~ 54	$B(l^+l^-) \sim 2,5\%$	0,28
$\Upsilon(2S)$	10.023	1^{--}	~ 32	$B(l^+l^-) \sim 1,9\%$	0,58
$\Upsilon(3S)$	10.355	1^{--}	~ 20	$B(\mu^+\mu^-) \sim 2,2\%$	0,78

Tabelle 2.5.: Wichtige Eigenschaften einiger wichtiger Quarkonia-Resonanzen. Angegeben ist neben dem dileptonischen Zerfallskanälen die Wahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal von $\psi(2S)$ in $J/\psi(1S)$ und $\pi^+\pi^-$. Für das $\psi(2S)$ ergibt sich in der Summe eine Zerfallswahrscheinlichkeit in einen Endzustand von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ mit $\sim 33,6\% \cdot 6\% \approx 2\%$. [4, 7, 19]

2.2.1. Unterdrückung von Quarkonia durch Abschirmung

Aus der *Elektrostatik* ist das Phänomen der *Debye-Abschirmung* bekannt. In einem Plasma, also einem Zustand mit chaotisch verteilten freien Ladungsträgern, bildet sich aufgrund der verschiedenen Ladungen eine Nahordnung. Um einen freien Ladungsträger ordnen sich Ladungsträger des anderen Vorzeichens an, so dass eine Ionenwolke gebildet wird. Diese schirmt das elektrische Feld der ursprünglichen Ladung ab. Der Abstand, bei dem das Potential auf das $\frac{1}{e}$ -fache abgefallen ist, heisst *Debye-Länge*. In einem dichten Plasma ist sie wie folgt definiert:

$$\lambda_D = \lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{\rho_e e^2}} \quad (2.6)$$

Dabei ist ϵ_0 die *elektrische Feldkonstante*, k_B die *Boltzmannkonstante*, ρ_e und T_e Dichte und Temperatur der Elektronen und e die Elementarladung. λ_{Di} , der Ionen-Term der Debye-Länge kann in den dichten Plasmen aufgrund der reduzierten Beweglichkeit der Ionen gegenüber dem sich schnell wandelnden elektrischen Feld vernachlässigt werden, so dass die Debye-Länge nur durch den Elektronen-Term λ_{De} bestimmt ist. Das Potential zwischen zwei Ladungen mit Q und $-Q$ fällt zusätzlich mit $\frac{1}{r}$ ab. Dies führt zum Yukawa-Potential:

$$V(r) = \frac{-Q}{4\pi r} e^{-r/\lambda_D} \quad (2.7)$$

In einem QGP erwartet man eine ähnliche Abschirmung, bei der allerdings die elektromagnetische Kraft vernachlässigbar ist, und das Feld der Farbladung dominiert. Dies sollte dazu führen, dass in einem QGP gegenüber einer Reaktion ohne diesen Zustand der Materie die Anzahl der Quarkonia unterdrückt sein sollte, da die Abschirmung der $c\bar{c}$ Quarks zum dissoziieren der Charmonia führen sollte. Eine gemessene Unterdrückung wäre somit ein guter Indikator dafür, dass ein Übergang von nuklearer Materie zu einem QGP vorlag. Aus (2.2) und (2.7) leitet sich das Potential für die Quarks im QGP ab:

$$V_{QQ}^{\text{eff}}(r, T) \approx -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} e^{r/\lambda_D(T)} \quad (2.8)$$

Eine Möglichkeit die Unterdrückung durch Abschirmung zu bestimmen ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Charmonia zum Wirkungsquerschnitt von *Drell-Yan Paaren* zu bilden. Der Drell-Yan Prozess erklärt, wie bei Hadronenstößen durch die Anihilation von einem Quark und einem Antiquark ein Lepton und ein Antilepton über ein virtuelles Photon entstehen. Dies ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Da $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$ ebenso über ein virtuelles Photon erzeugt werden und dileptonische Zerfallskanäle besitzen, kann der Wirkungsquerschnitt der Charmonia mit dem Drell-Yan Untergrund verglichen werden. In Abbildung 2.13 ist dies für die Wirkungsquerschnitte in pp- und NN-Kollisionen getan. Die durchgezogene Linie zeigt dabei die Wirkungsquerschnitt der Signale für pp-Stöße während die gestrichelte Linie den Wirkungsquerschnitt der Charmonia für NN-Reaktionen zeigt. Der Drell-Yan Wirkungsquerschnitt in pp-Stößen wird über die *Störungs-QCD* Rechnung bestimmt. Für NN-Stöße wird der Drell-Yan Wirkungsquerschnitt faktorisiert:

$$\sigma_{DY}^{AB} = A \cdot B \cdot \sigma_{DY}^{pp} \quad (2.9)$$

wobei A und B die Anzahl der Nukleonen der Kerne in der Reaktion angeben. Die Wirkungsquerschnitte für Charmonia werden im Experiment bestimmt. Die schattierte Fläche in der Abbildung entspricht der relativen Unterdrückung der Charmonia in NN-Stößen.

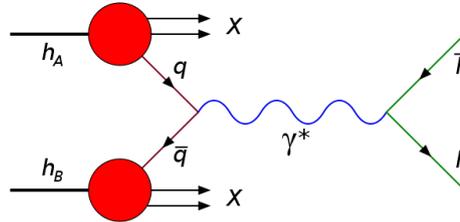


Abbildung 2.12.: Die Abbildung zeigt den Drell-Yan-Prozess. Beim Stoß zweier Nukleonen annihilieren ein Quark und ein Antiquark und produzieren über ein virtuelles Photon ein Dileptonenpaar [21].

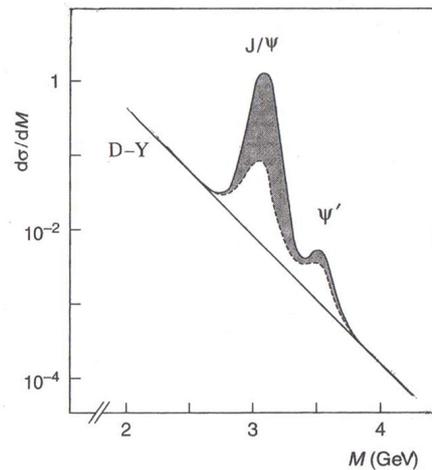


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung der Charmonium-Abschirmung in Nukleon-Nukleon-Stößen. Die exponentiell abfallende Linie beschreibt den Wirkungsquerschnitt von Drell-Yan Prozessen. Die durchgezogene Linie oberhalb der Schattierung zeigt die Wirkungsquerschnitte der Charmoniaproduktion bei NN-Kollisionen nach einfacher Skalierung von pp-Kollisionen. Die gepunktete Linie beschreibt den gemessenen Wirkungsquerschnitt für Charmonia bei NN-Kollisionen. Der schattierte Bereich zeigt die Unterdrückung [12].

Die Unterdrückung von Charmonia ist ein wichtiger Indikator für das Erreichen eines QGP und entsprechend in der Vergangenheit und in der Gegenwart ein viel untersuchtes Phänomen. Das Experiment NA38 am CERN (vgl. Abschnitt 3.1) beobachtete als erstes Experiment eine Unterdrückung in den Stößen von Schwefelkernen mit Urkernen. Bei diesen Kernreaktionen konnten allerdings keine anormale Unterdrückung von Charmonia gegenüber der Unterdrückung der Drell-Yan Wirkungsquerschnitte gemessen werden. Die Erklärung dafür ist, dass in diesen Reaktionen eine Absorption der Quarkona durch kalte Kernmaterie erfolgte. Im Nachfolgeexperiment NA50 lag erneut einer der Schwerpunkte

auf den Studien dieser Effekte. Dafür wurden das Verhältnis von Charmonia zu Drell-Yan Wirkungsquerschnitten gegen die Größe L bestimmt. L ist die Weglänge die ein Charmonium innerhalb der Reaktionszone zurücklegen muss. Diese ist abhängig von der Kerngröße sowie der Zentralität der Reaktion (vgl. Abbildung 2.7). Die Ergebnisse dieser Studien sind in den Abbildungen 2.14 für $J/\psi(1S)$ und 2.15 für $\psi(2S)$ zu sehen. Alle Datenpunkte wurden auf Reaktionen bei $158A$ GeV skaliert, was allerdings bei der Übertragung von Kollisionen verschiedener Arten und Energien Unsicherheiten beinhaltet. Es zeigt sich, dass das Verhältnis für $J/\psi(1S)$ ab einer Größe von $L \approx 8$ fm stark abfällt, bei $\psi(2S)$ ist dies ab $L \approx 5$ fm beobachtbar. Es wird angenommen, dass diese anormale Unterdrückung die Folge eines Phasenübergangs ist.

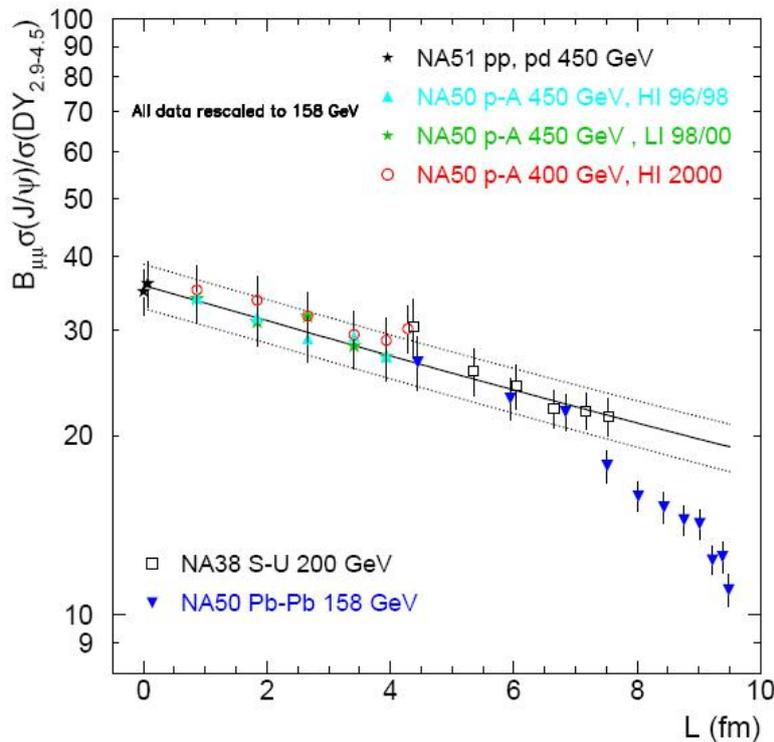


Abbildung 2.14.: $J/\psi(1S)$ Unterdrückung. Aufgetragen ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $J/\psi(1S)$ gegen den Wirkungsquerschnitt der Drell-Yan Produktion. Alle Daten wurden auf $158A$ GeV skaliert. Die normale Unterdrückung durch die Absorption in kalter Kernmaterie ist durch die Linien angedeutet. Ab $L = 8$ fm zeigt sich eine anormale Unterdrückung, dies wird als Folge eines Phasenübergangs gedeutet [22].

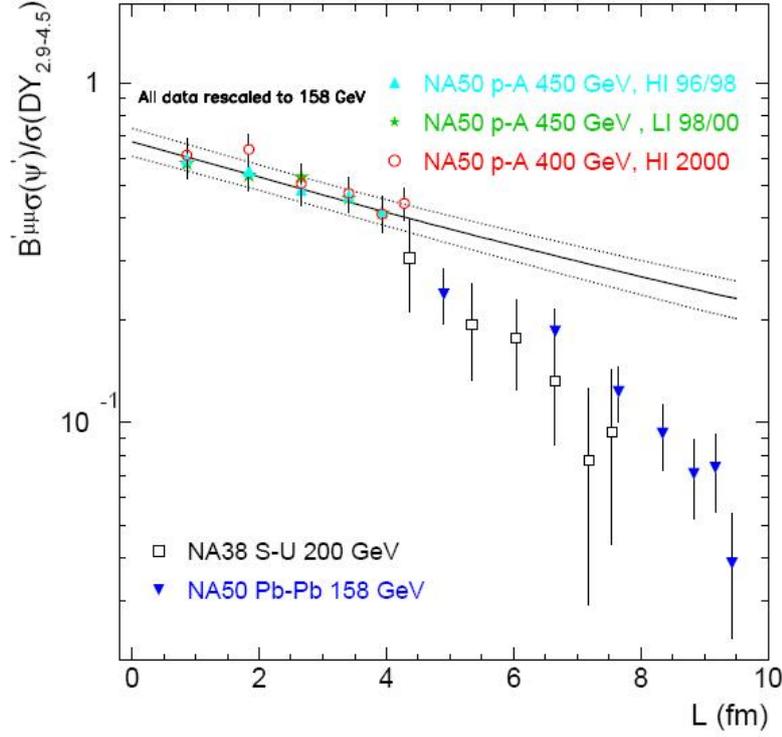


Abbildung 2.15.: $\psi(2S)$ Unterdrückung. Aufgetragen ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $\psi(2S)$ gegen den Wirkungsquerschnitt der Drell-Yan Produktion. Alle Daten wurden auf 158A GeV skaliert. Die normale Unterdrückung durch die Absorption in kalter Kernmaterie ist durch die Linien angedeutet. Ab $L = 5$ fm zeigt sich eine anormale Unterdrückung, dies wird als Folge eines Phasenübergangs gedeutet [22].

Bei steigender Energie der Kollisionen, wie sie an den Beschleunigern RHIC und LHC erzeugt werden, wird eine andere Vergleichsgröße herangezogen, da Drell-Yan Dileptonen gegenüber anderen Mechanismen in einem zu vernachlässigenden Beitrag produziert werden. Die Systemgröße für Vergleiche zwischen pp- und NN-Kollisionen ist der *nukleare Modifikationsfaktor* R_{AA} , der den Unterschied zur linearen Skalierung mit der Anzahl der Partizipanten angibt, und wie folgt definiert ist:

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}^{c\bar{c}}}{\langle N \rangle \cdot dN_{pp}^{c\bar{c}}} \quad (2.10)$$

Als Gegeneffekt zur Unterdrückung durch Abschirmung wird das Modell der *Rekombination* behandelt. Dieses beschreibt, dass in ausreichend hohen Energien viele freie c und \bar{c} Quarks entstehen. Wenn der Abstand zwischen diesen ausreichend klein ist, kann es zur Synthese eines $c\bar{c}$ Zustandes kommen. Dieser Mechanismus wirkt der Unterdrückung durch Abschirmung entgegen. Entsprechend sollte der R_{AA} ansteigen. Ergebnisse am RHIC³ weisen auf eine starke Unterdrückung bei höheren Energien hin. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass am RHIC nicht ausreichend freie $c\bar{c}$ Quarks entstanden sind, um gegenüber der Abschirmungen einen merklichen Effekt zu haben. In Abbildung 2.17 sind Ergebnisse des PHENIX Experiments am RHIC gezeigt. Zwei Modellvorhersagen von Shadowing der $J/\psi(1S)$ Produktion sind mit den Datenpunkten verglichen.

Die gemessenen Quarkoniaraten können ausserdem als Sonde für die Temperatur, die in der Kollision herrschte, genutzt werden. Die Debye-Länge (2.6) ist sensitiv auf die Temperatur. Aus dem Yukawa-Potential (2.7) folgt, dass bei ausreichender Temperatur λ_D klein gegenüber dem Radius des Charmonium-Paares ist. Dies führt zum Aufschmelzen der Quarkonia, sie werden seltener gemessen. Die Radien der Quarkonia sind von der Bindungsenergie abhängig, daher dissoziieren die höheren Anregungszustände zuerst. Dies ist in Abbildung 2.16 schematisch dargestellt. So könnten über die gemessenen Raten der produzierten Quarkonia Rückschlüsse über das mögliche Erreichen eines QGP gezogen werden.

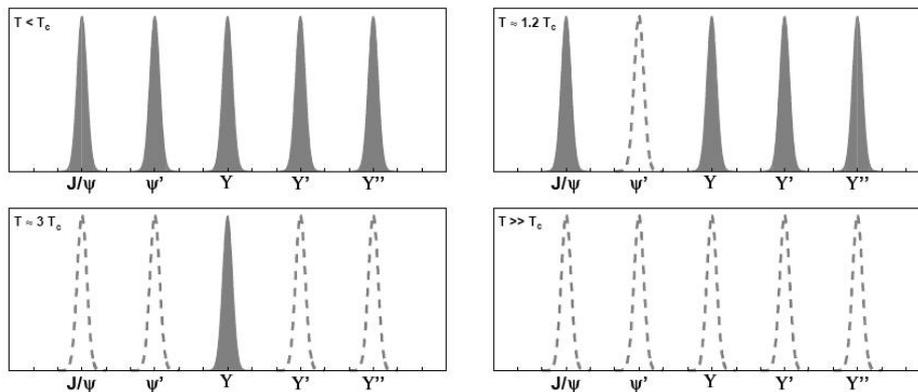


Abbildung 2.16.: Schematische Darstellung des Aufschmelzens von Quarkonia in Abhängigkeit der Temperatur. Entsprechend können die gemessenen Raten von Quarkonia Aufschluss über die Temperatur geben, die in der Reaktionszone herrschte [11].

³Relativistic Heavy Ion Collider. Ein Teilchenbeschleuniger am Brookhaven National Laboratory in den USA.

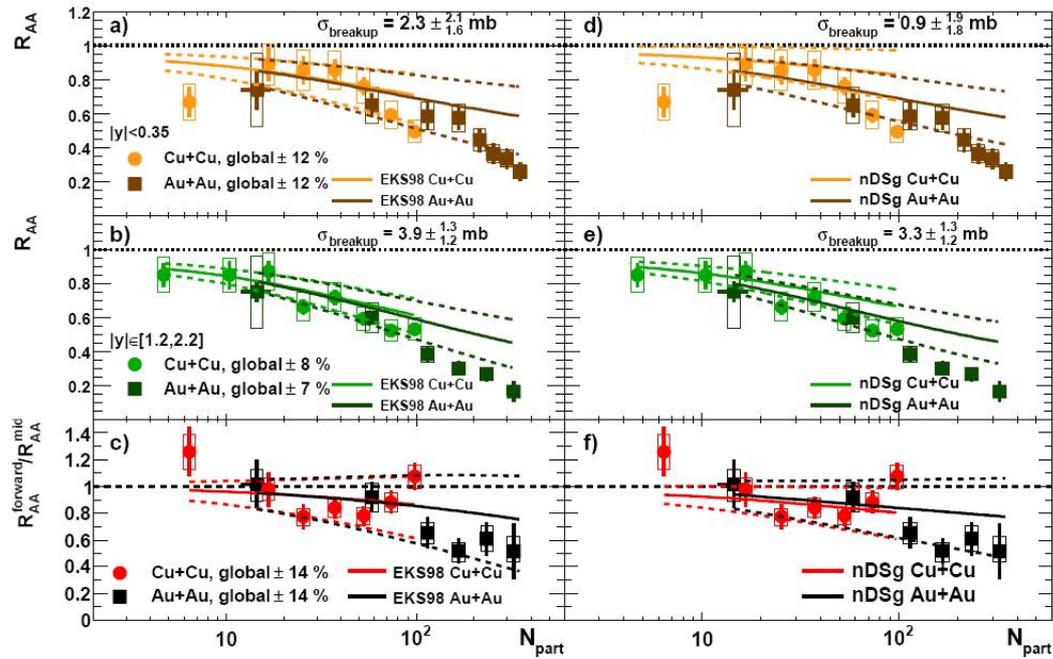


Abbildung 2.17.: Messungen des nuklearen Modifikationsfaktors R_{AA} für die $J/\psi(1S)$ Produktion am PHENIX Experiment. Gezeigt sind Daten für Gold-Gold (Au-Au) und Kupfer-Kupfer (Cu-Cu) Kollisionen. Das Spektrum a) zeigt die Daten für den zentralen Rapiditybereich, *Midrapidity*. In b) sind die Daten für die Vorwärtsrapidity, *Forwardrapidity*, gezeigt, in c) das Verhältnis beider. Die Datenpunkte in den Spektren a), b) und c) wurden mit den Erwartungen nach dem EKS Modell [23] verglichen (gepunktete Linien). Dieses beinhaltet eine Parametrisierung von Shadowingeffekten von Partonen in Kernen. Die Spektren d) bis e) zeigen die selben Daten. In diesen Spektren entsprechen die Linien den Vorhersagen des nDSg Modells [24, 25].

2.2.2. X(3872)

Das X(3872) ist der prominenteste Vertreter einer Reihe von unerwarteten Zuständen und Resonanzen die in den letzten Jahren an verschiedenen Experimenten weltweit entdeckt wurden. Es wurde erstmals 2003 vom Belle Experiment⁴ beobachtet, als dieses den Zerfall

$$B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi(1S) \quad (2.11)$$

untersuchte. Im Spektrum der invarianten Masse $J/\psi(1S) \pi^+ \pi^-$ Kombinationen wurde bei etwa 3.872 MeV eine unerwartete Erhöhung der Signale entdeckt [26]. Dies wurde 2008 von BaBar⁵ bestätigt [27]. Die bisher ausführlichsten Untersuchungen des X(3872) Zustands wurden vom CDF⁶ Experiment bei $p\bar{p}$ -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 1,96$ TeV durchgeführt [28]. In Abbildung 2.18 ist das Spektrum der invariante Masse der $J/\psi(1S) \pi^+ \pi^-$ Kombinationen zu sehen. Die Erhöhung bei ungefähr 3.872 MeV ist deutlich zu erkennen.

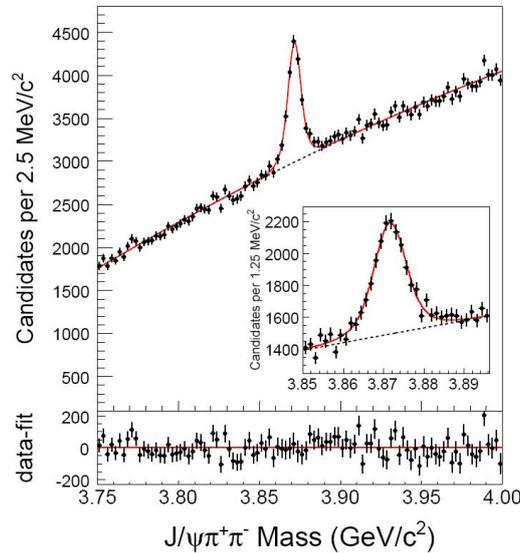


Abbildung 2.18.: Im CDF Experiment gemessenes Spektrum der invarianten Masse von $J/\psi(1S) \pi^+ \pi^-$ Kombinationen. Die Resonanz bei 3.872 MeV entspricht keinem vorhergesagten Zustand [28].

BaBar [29] und Belle [30] veröffentlichten Ergebnisse, nach denen die Masse des X(3872) an der Schwelle für den $\bar{D}^{*0} D^0$ Zerfall liegt. Der Zerfallskanal

$$X(3872) \rightarrow \bar{D}^{*0} D^0 \quad (2.12)$$

scheint gegenüber dem Kanal

$$X(3872) \rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \quad (2.13)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad e^+ e^-$$

⁴Das Belle-Experiment befindet sich im japanischen Forschungszentrum KEK, einer Forschungsanlage für Teilchenphysik.

⁵Das BaBar Experiment befindet sich am Stanford Linear Accelerator Center an der Stanford Universität.

⁶Der Collider Detector at Fermilab ist ein Experiment am Proton-Antiproton Speichering am Tevatronbeschleuniger des Fermi National Accelerator Laboratory.

um den Faktor 10 bevorzugt zu sein. Allerdings widersprechen sich die Bestimmungen der daraus resultierenden Masse über den Kanal (2.12) und den Kanal (2.13) um 3 MeV. Bis heute gibt es keinen Konsens in der Bestimmung der X(3872) Parameter sowie dessen Herkunft. Die Messungen der CDF Collaboration weisen auf Quantenzahlen J^{PC} von 1^{++} oder 2^{-+} hin. Verschiedene Experimente kamen in ihren Veröffentlichungen zu konkurrierenden Ergebnissen. In [31] favorisiert das BaBar Experiment die Quantenzahlen 2^{-+} und deuten das X(3872) als einen $\eta_{c2}(1D)$ Charmonium Zustand [32, 33]. Allerdings widerspricht diese These anderen Erkenntnissen, die über das X(3872) erlangt wurden [34]. In Tabelle 2.6 sind die gemittelten Ergebnisse der verschiedenen Kollaborationen zusammengefasst. Insgesamt gelten die Spin- und Paritätszahlen $J^{PC}1^{++}$ als wahrscheinlicher. Die Masse des X(3872) liegt innerhalb von einem MeV der Masse eines $\bar{D}^{*0}D^0$ Systems (vgl. (2.14)). Eins ist allen Erkenntnissen gleich: Sie fügen sich nicht nahtlos in das aktuelle Verständnis von Quarkonia ein. Es gibt keinen plausiblen Charmoniumzustand, der dem X(3872) entsprechen könnte. Es gibt verschiedene Theorien, was sich hinter diesem unerwarteten Teilchen befindet. Diese reichen von leicht gebundenen Diquark-Diantiquark Systemen, $(cu\bar{c}\bar{u})$ mit zwei neutralen $(cd\bar{c}\bar{b}, cd\bar{c}\bar{s})$ und einem geladenen $(cu\bar{c}d)$ Partnerzustand, bis hin zu der Vermutung, es handelt sich um ein schwach gebundenes $\bar{D}^{*0}D^0$ Molekül [35]. Es werden noch weitreichende theoretische Modelle und experimentelle Erkenntnisse benötigt. Die Messung von X(3872) über den Kanal (2.12) gestaltet sich schwerer als die über den Kanal (2.13). Dies liegt nicht nur daran, dass die Massendifferenz in diesem Kanal

$$\begin{aligned} & m_{X(3872)} [\text{MeV}] - m_{\bar{D}^0} [\text{MeV}] - m_{D^{*0}} [\text{MeV}] \\ &= 3.871,52 [\text{MeV}] - 1.864,83 [\text{MeV}] - 2.006,96 [\text{MeV}] \approx 0 [\text{MeV}] \end{aligned} \quad (2.14)$$

beträgt [7]. Des Weiteren ist die Messung der D-Mesonen aufwendig. Als Vergleichswert für die Messungen werden Messungen des $\psi(2S)$ in dem in dieser Arbeit diskutierten Zerfallskanal herangezogen, da es sich um vergleichsweise gut verstandene Charmonia und Mechanismen handelt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse der Messung des Zerfallskanals (2.4) sollen als Grundlage für eine erste Abschätzung dienen, ob die Messung von X(3872) im *ALICE* Experiment möglich sein könnte.

X(3872)			
ungefähre Masse [MeV]	J^{PC}	Zerfallsbreite [MeV]	Zerfallskanal
$3.871,52 \pm 0,20$	$1^{++}(2^{-+})$	$1,3 \pm 0,6$	$X(3872) \rightarrow J/\psi(1S)\pi^+\pi^-$ $X(3872) \rightarrow \bar{D}^{*0}D^0$ $X(3872) \rightarrow \gamma\psi(2S)$ $X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi(1S)$

Tabelle 2.6.: Eigenschaften des X(3872). Die Ergebnisse verschiedener Experimente wurden gemittelt (vgl. [7, 26, 27, 28, 35]).

3. A Large Ion Collider Experiment

3.1. CERN

Das CERN ist die europäische Organisation für Kernforschung. Die offizielle Bezeichnung der Einrichtung lautet *European Organization for Nuclear Research* beziehungsweise *Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*. Der Name des CERN hingegen leitet sich von *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* ab, dem Rat, welcher 1952 mit der Aufgabe betraut wurde, eine weltweit einmalige Forschungseinrichtung in Europa ins Leben zu rufen. Die Gründung erfolgte 1954. Als Gelände wurde ein Areal auf dem Gebiet der schweizer Grenzstadt Meyrin ausgewählt, welche direkt an der Grenze zu Frankreich liegt. Das heutige Gebiet des CERN erstreckt sich bis auf französisches Land, und bedingt durch das Wachstum der Forschungsanlage befinden sich mittlerweile viele Experimente ebenso auf französischem Boden. CERN wird finanziert und organisiert von zwanzig europäischen Mitgliedsstaaten¹. Des Weiteren besitzen acht weitere Staaten und Organisationen Beobachterstatus². Etwa 8000 Gastwissenschaftler aus 85 Staaten und mehr als 575 Universitäten bilden zusammen mit den ungefähr 2500 am CERN angestellten Personen (Wissenschaftler, Ingenieure, Organisationskräfte etc.) die international einmalige Basis für die Forschung, an der die Hälfte aller Teilchenphysiker der Welt teilnimmt. Das Hauptaugenmerk lag zu Anfang auf der Erforschung der Atomkerne (*Nucléaire*), während man heute weiter ins Innere dieser vorgedrungen ist, und vor allem das Verständnis der fundamentalen Teilchen und damit das Verständnis der physikalischen Grundlagen des Universums im Vordergrund stehen. Durch den immer steigenden Bedarf an Infrastruktur und technischen Lösungen wurden am CERN viele Entwicklungen geleistet, die Grundlage für heute in allen Lebensbereichen genutzte Techniken sind - zum Beispiel das WorldWide-Web oder Röntgenkammern. Die zu lösenden Herausforderungen bestehen aus dem Design und der Inbetriebnahme der Beschleunigeranlagen und Detektoren, sowie der Auswertung der Daten.

Die Physik am CERN wird mittels Teilchenbeschleunigern studiert. Diese beschleunigen Partikel auf relativistische Geschwindigkeiten, und lassen sie am Kollisionspunkt miteinander (*Collider-Experiment*) oder einem festen Ziel (*Fixed Target-Experiment*) stoßen. Mittels Detektoranlagen werden die Daten der Kollision gemessen und anschließend von den Wissenschaftlern ausgewertet. Der neuste und weltweit größte Beschleuniger ist der *Large Hadron Collider* (LHC), mit seinen Experimenten die größte technische Anlage der Menschheitsgeschichte [36].

¹Belgien, Bulgarien, Dänemark, Deutschland, Finnland, Frankreich, Griechenland, Großbritannien, Italien, Niederlande, Norwegen, Österreich, Polen, Portugal, Schweden, Schweiz, Slowakei, Spanien, Tschechien, Ungarn.

²Europäische Kommission, Indien, Israel, Japan, Russland, Türkei, UNESCO, USA

3.2. Large Hadron Collider

Der LHC ist ein Kreisbeschleuniger, der in einer Tiefe von etwa 100 Metern im Tunnel des ehemaligen *Large Electron-Positron Collider* (LEP) installiert ist. Durch die Kreisstruktur erlaubt es der Beschleuniger, dass die zu beschleunigenden geladenen Teilchen die Beschleunigerstruktur mehrfach durchlaufen, und so eine höhere Energie erreichen kann. Die maximale Energie in einem Kreisbeschleuniger ist durch die beiden Faktoren Magnetstärke und Radius begrenzt. Auf die sich in einer Kreisbahn bewegenden Teilchen wirkt die Fliehkraft. Um dieser entgegen zu wirken und die Teilchen auf der Kreisbahn zu halten wird auf die geladenen Teilchen mittels der Magnetfelder eine Lorenzkraft in Richtung des Kreismittelpunktes erzeugt. Setzt man Fliehkraft und Lorenzkraft gleich erhält man:

$$F_F = \frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot B = F_L \quad (3.1)$$

Daraus folgt der Impuls der Teilchen mit $p = r \cdot q \cdot B$ und die begrenzenden Faktoren Radius r und Magnetfeldstärke B .

In der Beschleunigerstruktur von 27 Kilometern Umfang werden die zwei gegenläufigen Teilchenstrahlen durch über 9500 größtenteils supraleitende Magnete geführt und beschleunigt. Die Magnetfeldstärken liegen dabei bei über acht Tesla. Um die Supraleitung zu gewährleisten werden die Führungsmagnete auf 1,8 Kelvin gekühlt. Dies geschieht mittels superfluidem Helium, welches wiederum mit flüssigem Stickstoff zwecks Wärmeaustausch gekühlt wird. Die Teilchenstrahlen überkreuzen sich in den verschiedenen Experimenten, so dass kontrollierte Stöße innerhalb der Detektoren erzeugt werden können. Um die hohen Energien zu erreichen, werden die Projektile in zahlreichen Vorbeschleunigern von der Extraktion aus der Ionenquelle bis zur minimalen Einschussenergie des LHC beschleunigt, wo anschließend in vielen Umrundungen die Kollisionsenergie erreicht wird. Zwei verschiedenen Betriebsmodi sind beim LHC möglich, mit Protonenstrahlen oder beschleunigten Ionen, zum Beispiel ^{208}Pb Kernen.

Die maximale Kollisionsenergie in Proton-Proton Kollisionen liegt am LHC bei $\sqrt{s} = 14$ TeV. Damit erreicht jedes Proton eine Geschwindigkeit von 99.9999991% der Lichtgeschwindigkeit. Die Protonen werden in sogenannten *Bunches*, Bündeln, beschleunigt. Ein Bunch besteht dabei aus etwa 10^{11} Protonen und es können maximal etwa 2800 dieser Bunches hintereinander im LHC beschleunigt werden. Dabei beträgt der Minimalabstand zwischen diesen wenige Meter.

Bei der Beschleunigung von ^{208}Pb Kernen werden nicht nur die Protonen, auf die das beschleunigende Feld wirkt, sondern auch Neutronen beschleunigt. Da diese mitgezogen werden müssen, beträgt die maximale Kollisionsenergie nach $p = \frac{Z}{A} \cdot 7$ TeV etwa $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,5$ TeV. Da bei der Kollision zweier Bleikerne je nach Zentralität bis zu 208 Nukleonen pro Kern zusammenstoßen berechnet sich daraus die gesamte Energie in der Kollision zu maximal 1150 TeV.

Insgesamt gibt es am LHC fünf verschiedene Experimente mit jeweils anderen Forschungsschwerpunkten.

In Abbildung 3.1 ist der LHC sowie vier der Experimente zu sehen. Am Punkt eins, nahe des Hauptgeländes des CERN, befindet sich das *A Toroidal LHC Aparatus*-Experiment (ATLAS), das größte Experiment am LHC. ATLAS ist für alle Arten von Kollisionen und Untersuchungen gerüstet, ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Suche nach bisher nur theoretisch vorhergesagten Teilchen. Das *Compact Muon Solenoid*-Experiment (CMS) verfolgt die selben Ziele über abweichende Messtechniken, so dass beide Experimente sich gegenseitig verifizieren können. Am Punkt acht ist *LHCb* aufgebaut, das Experiment untersucht Symmetrie-Verletzungen im Zerfall von B-Mesonen. Auf der Abbildung fehlt das *Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement*-Experiment (TOTEM), ein vergleichsweise kleines Experiment. Es hat die Untersuchung von totalen Wirkungsquerschnitten der Reaktionen zur Aufgabe und befindet sich nahe dem Kollisionspunkt fünf. Das *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) befindet sich an Punkt zwei. Der Schwerpunkt bei ALICE liegt auf der Studie von Schwerionenkollisionen, und die vorliegende Arbeit wird im Rahmen des Experiments geschrieben. Im folgenden Abschnitt soll das ALICE-Experiment im Aufbau genauer erläutert werden [36, 37].

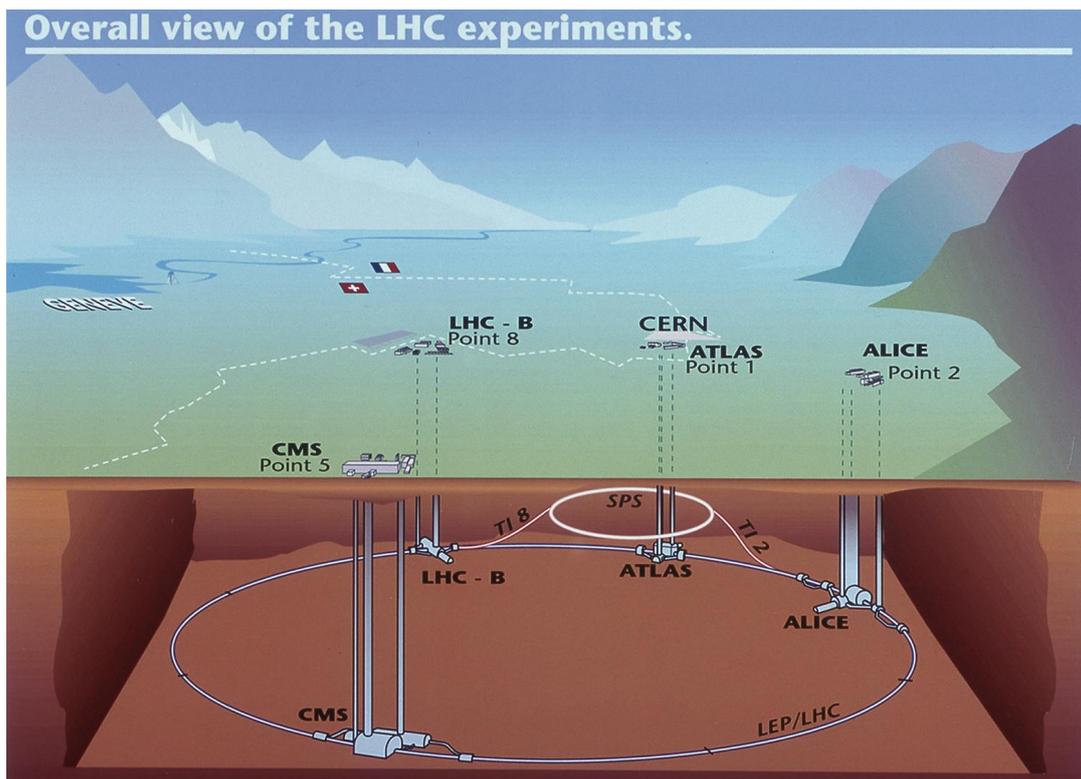


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Large Hadron Collider mit seinen Experimenten. Das TOTEM Experiment befindet sich in der Nähe des CMS-Experiment. Ausserdem ist der *Super Proton Synchrotron* (SPS) Beschleuniger zu sehen, der sowohl als Vorbeschleuniger für den LHC fungiert als auch über einige dort installierte Experimente verfügt [36].

3.3. A Large Ion Collider Experiment

A *Large Ion Collider Experiment* (ALICE) ist das Experiment am LHC, das vor allem für die Studie von Schwerionenkollisionen zur Suche nach dem Quark-Gluon Plasma entwickelt wurde. Bei diesen Kollisionen entstehen viele Teilchen, die Spuren in den Detektorsystemen hinterlassen. Dies sind nicht nur Primärteilchen aus der Reaktion, sondern auch Teilchen aus Sekundärreaktionen sowie Reaktionen höherer Ordnungen. Dies beinhaltet auch die Messung von Quarkonia, die in solchen Kollisionen entstehen. In Schwerionenkollisionen werden am ALICE-Experiment bis zu 1,25 GB/s Daten produziert.

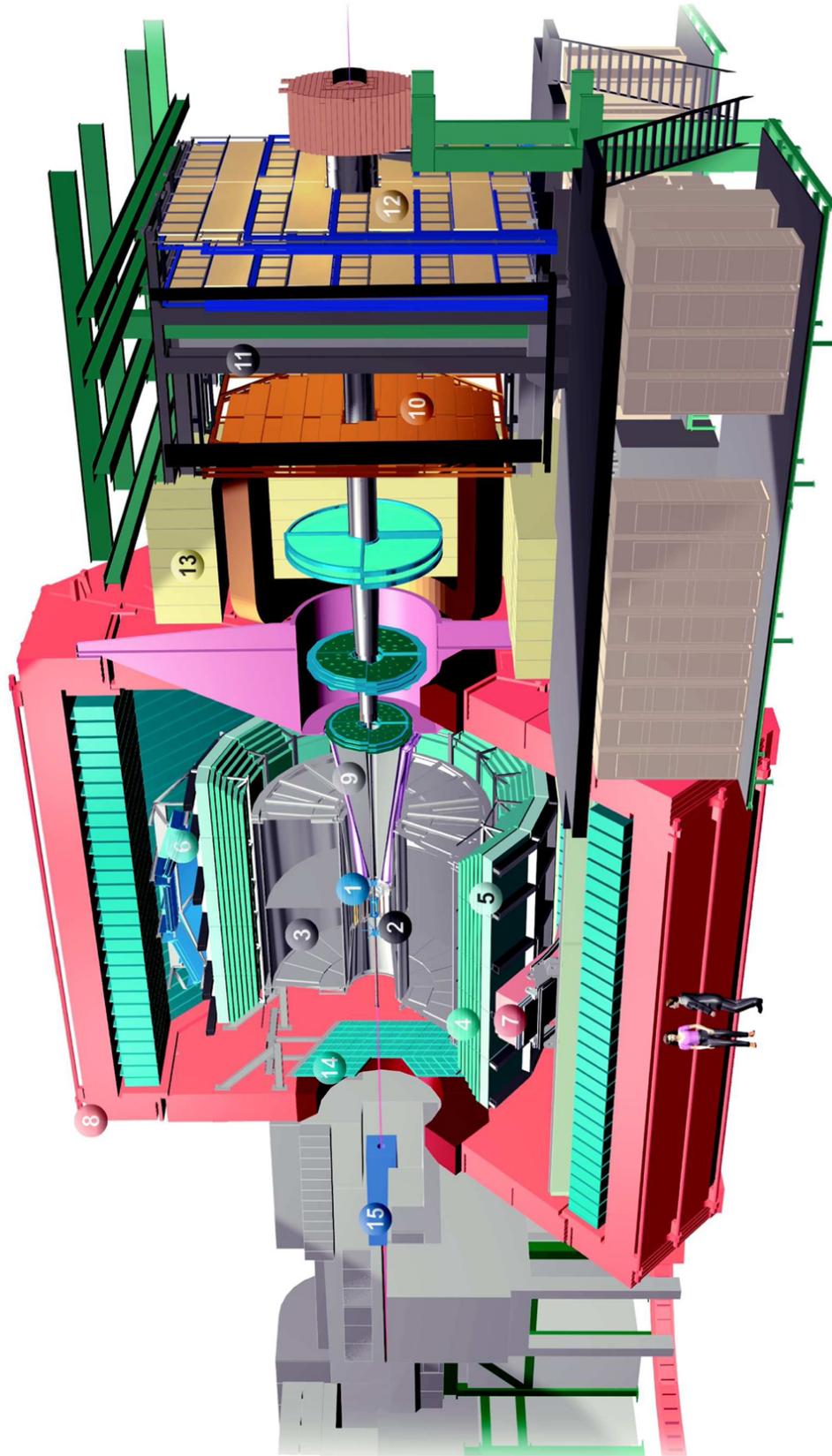
In Abbildung 3.2 ist das Experiment im Aufbau mit den verschiedenen Detektoren dargestellt. Der gesamte Aufbau hat eine Länge von 25 Metern und ist 15 Meter hoch. Dabei wiegt der gesamte Aufbau etwa 10.000 Tonnen. Der Detektoraufbau besteht aus zwei Teilen. In Vorwärtsrichtung verfügt ALICE über das *Muon Spectrometer*, einem Detektor speziell für die Messung von Myonen. Dieser wird auch als *Myonarm* bezeichnet. Durch einen Absorber wird gewährleistet, dass nur Myonen in den Detektor gelangen. Der Myonarm misst im Pseudorapiditätsintervall $-4,0 < \eta < -2,5$. Der Einsatzzweck des Muon Spectrometers ist die Messung von Quarkonia, die in zwei Myonen mit einem Minimalimpuls von 4 GeV/c zerfallen.

Zentral um den Kollisionpunkt sind die anderen Detektorsysteme zylindrisch angeordnet. Dieser Teil ist komplett von dem L3-Solenoidmagneten eingeschlossen, der ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von bis zu 0,5 Tesla erzeugt. Der zylindrische Aufbau des ALICE-Detektors besteht aus diversen Subsystemen. Einige der Systeme sollen im Folgenden vorgestellt werden [38].

Der *Forward Multiplicity Detector* (FMD) besteht aus fünf Siliziumscheiben. Die Aufgabe des FMD ist die Detektion von geladenen Teilchen, die in kleinen Winkeln relativ zur Strahlrichtung emittiert werden. Ausserdem wird der FMD zur Bestimmung der Zentralität eingesetzt.

Zur Messung von Photonen und deren Verteilungen in der Vorwärtsrichtung wird der *Photon Multiplicity Detector* (PMD) eingesetzt.

Der *Time Of Flight* (TOF) Detektor misst die Flugzeit der Partikel. Durch diese lassen sich mit dem Impuls der Teilchen die Masse der Teilchen bestimmen. So dient der TOF auch zur Teilchenidentifikation. Er ist das äußerste Glied der Spurverfolgungskette. Der TOF-Detektor besteht aus 90 Modulen und kann im Pseudorapiditätsintervall $|\eta| < 0,9$ Teilchen detektieren. Im Azimutalwinkel werden 360° abgedeckt. Der gesamte Detektor hat ein Gasvolumen von $17,5 \text{ m}^3$, in dem insgesamt 157.248 Auslesekanälen vorhanden sind. Diese *Multigap Resistive Plate Chambers* (MRPC) haben eine Fläche von 150 m^2 und eine Zeitauflösung von etwa 40 ps.



- 1. ITS (Inner Tracking System)
- 2. FMD (Forward Multiplicity Detector)
- 3. TPC (Time Projection Chamber)
- 4. TRD (Transition Radiation Detector)
- 5. TOF (Time-of-Flight Detector)
- 6. HMPID (High-Momentum Particle Identification Detector)
- 7. PHOS CPV (Photon Spectrometer Charged Particle Veto Detector)
- 8. L3 Magnet

- 9. Absorber
- 10. Tracking Chambers
- 11. Muon Filter
- 12. Trigger Chambers
- 13. Dipole Magnet
- 14. PMD (Photon Multiplicity Detector)
- 15. Compensator Magnet

Abbildung 3.2.: Aufbau des ALICE Detektors [38].

Das *Photon Spectrometer* (PHOS) ist ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Messung von direkten Photonen sowie Photonen, die Produkt eines Zerfalles sind. Die direkten Photonen aus der Kollision geben Auskunft über die Temperaturen aus den Reaktionszonen. Es befindet sich unterhalb des zentralen Bereiches und deckt nur einen kleinen Raumbereich ab. Die azimuthale Abdeckung beträgt 100° im Bereich von 220° bis 320° , der Akzeptanz in der Pseudorapidität ist im Intervall $|\eta| < 0,12$ gegeben. PHOS besteht aus fünf Modulen mit jeweils 3.584 Bleiwolframat-Kristallen an denen sich insgesamt 7.168 Ausleseeinheiten befinden.

Der *High Momentum Particle Identification* (HMPID) Detektor deckt wie PHOS nur einen kleinen Raumbereich ab. Die azimuthale Akzeptanz deckt den Bereich von $1,2^\circ$ bis $58,8^\circ$ ab, die Akzeptanz der Pseudorapidität das Intervall $|\eta| < 0,6$. Die Hauptaufgabe ist die Identifikation von Partikeln mit hohen Impulsen, die in den anderen Detektoren nicht ausreichend gemessen werden können. HMPID wird der größte Detektor seiner Art sein. Außerdem ist die Unterscheidung von Pionen und Protonen beziehungsweise Kaonen eine wichtige Aufgabe des Detektors. HMPID besteht aus sieben Modulen mit 161.280 Auslesepads.

Des Weiteren besitzt ALICE drei Detektoren, die als zentrale Detektoren bezeichnet werden. Da diese in der vorliegenden Analyse eine entscheidende Rolle spielen, sollen sie ausführlicher erklärt werden.

Nach einem erfolgreichen Start des LHC im Proton-Proton Betrieb im November 2009 wurden im November 2010 die ersten Bleikerne im LHC zur Kollision gebracht. Dabei wurde mit der Kollisionsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV ein neuer Weltrekord aufgestellt. Abbildung 3.3 zeigt die rekonstruierten Spuren in der TPC einer der ersten Kollisionen. Die hohe Anzahl an Spuren ist gut zu erkennen.



Abbildung 3.3.: Spuren einer $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV Pb-Pb Kollision in der ALICE TPC [39].

3.3.1. Die zentralen Detektoren

Inner Tracking System

Der zentralste Detektor im ALICE-Aufbau ist das *Inner Tracking System* (ITS). Dieser hat eine Länge von 97,6 cm und misst 43,6 cm im Radius, insgesamt beträgt die Detektionsfläche 6,28 m². In Abbildung 3.4 ist das ITS schematisch dargestellt. Im Wesentlichen besteht der Detektor aus drei verschiedenen Siliziumsubsystemen, die jeweils in zwei Schichten zylindrisch um den Kollisionspunkt aufgebaut sind. Das ITS erlaubt es, die primären Vertizes mit einer Auflösung besser als 100 μm zu bestimmen und ist designiert zur Spurfindung. Die Identifikation primärer Spuren sowie solcher aus sekundären Vertizes ist ebenso Aufgabe des ITS. Dies macht ihn unter anderem für die Messung von Quarkonia wichtig. Mittels des ITS ist die Bestimmung von Partikeln mit einem Impuls unterhalb von 200 MeV/c möglich, es bietet außerdem eine hohe Akzeptanz. Bei Schwerionenstößen wird eine hohe Spurdichte in der unmittelbaren Nähe des Kollisionspunktes erreicht. Das ITS ist für die Verarbeitung dieser ausgelegt.

Der innerste Subdetektor ist der *Silicon Pixel Detector* (SPD). Da die Detektorflächen aufgrund der zylindrischen Form nach aussen hin größer werden, ist der innerste SPD Teil der kleinste, mit einer Fläche von gerade 0,07 m². Die zweite Pixelschicht ist doppelt so groß. Um die große Zahl an Informationen verarbeiten zu können besitzen diese beiden Schichten zusammen fast 10 Millionen Auslesekanäle.

Auf den SPD folgt der *Silicon Drift Detector* (SDD) mit zwei Schichten. Dieser hat insbesondere die Aufgabe, Teilchen mittels deren spezifischen Energieverlustes zu identifizieren. Zur Auslese der Daten stehen etwa 130.000 Kanäle bereit. Die gesamte Fläche beträgt 1,3 m².

Die äußerste Schicht des ITS bildet der *Silicon micro-Strip Detector* (SSD). Dieser ist äußerst wichtig für den Abgleich von Spuren zwischen dem ITS und der TPC, dem Detektor der sich außerhalb des ITS befindet. Des Weiteren verbessert der SSD die Teilchenidentifikation im Bereich niedriger Impulse.

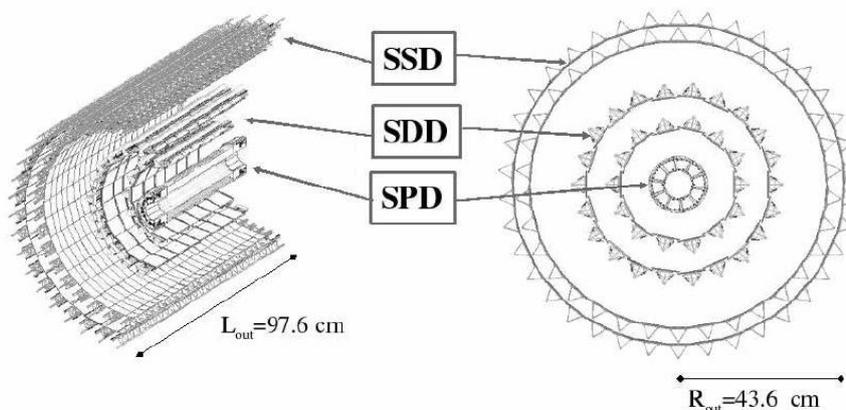


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung ITS. Es sind die Subsysteme SPD, SDD und SSD zu sehen. Der ITS ist der erste Detektor den Teilchen nach der Kollision passieren [38].

Time Projection Chamber

Der wichtigste Detektor zur Teilchenidentifikation ist die großvolumige *Time Projection Chamber* (TPC). Die ALICE-TPC besteht aus einem zylindrischen Aufbau, der bei etwa 160 cm Radius und 5 Meter Länge ein aktives Volumen von 88 m^3 hat. Damit ist die ALICE-TPC die weltweit Größte. Das Gasgemisch innerhalb der TPC besteht aus 85,7% Neon, 9,5% CO_2 und 4,8% Stickstoff. Eine Elektrode, an der eine Spannung von -100 kV anliegt, trennt die TPC in zwei Driftregionen, wobei die maximale Driftzeit $92 \mu\text{s}$ beträgt. Die beiden Endkappen an den Stirnseiten des Aufbaus bilden die Anoden, auf denen die Ausleseelektronik sitzt (siehe Abbildung 3.5). Dies sind bei der ALICE-TPC 557.568 Auslesepads. Wenn ein geladenes Teilchen das Gasvolumen durchquert, ionisiert es die Gasmoleküle auf seinem Weg. Die dabei entstehenden Ionisationselektronen werden durch das elektrische Feld in Richtung der Endkappen beschleunigt. Das Signal der Ionisationselektronen ist proportional zum spezifischen Energieverlust des Teilchens. Durch das anliegende Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen in einer gekrümmten Spur durch die TPC. Daraus kann der Impuls bestimmt werden. Mittels der Impulsinformation und dem spezifischen Energieverlust können die Teilchen identifiziert werden (siehe Anhang A.3). Die TPC ist somit essentiell für die Teilchenidentifikation. Sie kann die hohen Spurdichten von mehreren tausend Spuren bei Schwerionenkollisionen (vgl. Abbildung 3.3) separieren und identifizieren. Der Azimutalbereich wird zu 360° abgedeckt, die Akzeptanz in der Pseudorapidität liegt im Intervall $|\eta| < 1,5$. Die TPC kann geladene Teilchen mit einem Impuls zwischen etwa $0,1$ bis hin zu $100 \text{ GeV}/c$ detektieren.

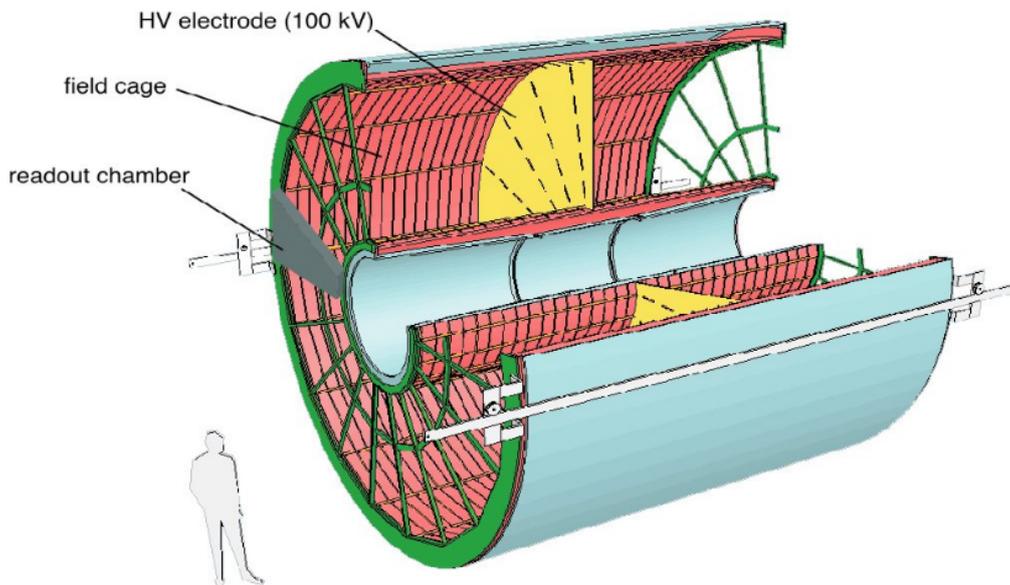


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung der ALICE-TPC. Der großvolumige Detektor besitzt über 500.000 Auslesepads zur Messung von geladenen Spuren. Diese befinden sich auf den Endkappen des Detektors. Der Feldkäfig, in dem das elektrische Feld anliegt, wird durch die Hochspannungselektrode in zwei Driftregionen unterteilt [39].

Transition Radiation Detektor

Der *Transition Radiation Detektor* (TRD) ist der äußerste der drei zentralen Detektoren. Der TRD hat die Aufgabe Elektronen und Pionen zu separieren. Der mit Abstand größte Teil der Reaktionsprodukte bei Kollisionen sind Pionen. Die zuverlässige Unterscheidung dieser von Elektronen ist äußerst wichtig um präzise Messungen verschiedener Teilchen zu gewährleisten. Jedes Detektormodul besteht aus einer Radiatorschicht, aufgebaut aus einem Rohacellgehäuse und gefüllt mit Polypropylen, einer Driftregion und einer Vieldrahtproportionalkammer. In der Radiatorschicht (48 mm dick) lösen die Elektronen Übergangsstrahlung in Form von Photonen im Bereich von Röntgenstrahlung aus. Diese wird in der Driftregion (30 mm dick) genau wie Elektronen und geladene Pionen detektiert aufgrund der Ionisationselektronen, die diese in dem Gasgemisch aus 85% Xenon und 15% Kohlenstoffdioxid hinterlassen. Im Bereich der Vieldrahtproportionalkammer erfolgt die Auslese der Signale.

Wenn der TRD vollständig im ALICE Aufbau integriert ist, soll er 18 Supermodulen bestehen, die jeweils 30 Einzelmodule in 6 sogenannten *Stacks*, also Stapeln, angebracht sind. Elektronen und Pionen mit einem Impuls von mindestens 1 GeV/c können mit einem Verhältnis von 100:1 unterschieden werden. Das macht den TRD als sogenannten *Trigger* wichtig: Durch schnelle Auswahl von Elektronen mit hohem Transversalimpuls können die aufgezeichneten Multiplizitäten von Quarkonia und Jets deutlich erhöht werden. Abbildung 3.6 zeigt eine Computergrafik des TRD mit allen verbauten Supermodulen. Er schließt die TPC komplett ein. Der TRD deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 0,84$ sowie den Azimutalbereich von 360° ab.

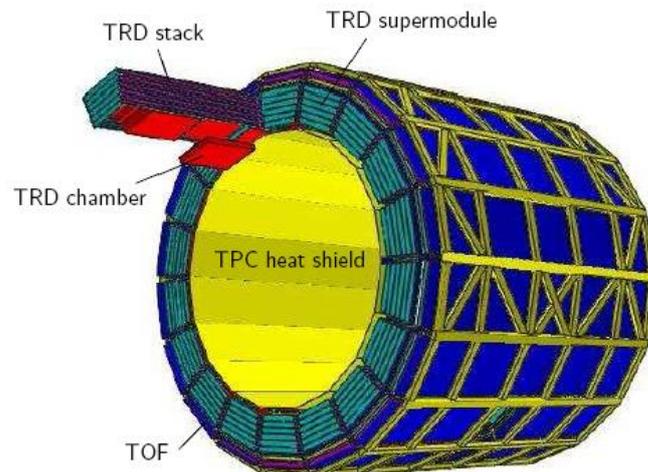


Abbildung 3.6.: Computergrafik des vollständigen TRD. Der TRD besteht aus 18 Supermodulen aus jeweils 30 Detektorkammern. Der TRD folgt, von innen gesehen aus, der TPC und ist wiederum eingefasst vom TOF Detektor [38].

4. Simulation von Kollisionen

4.1. Ablauf von Simulation und Rekonstruktion

Die Simulation von Ereignissen sowie die Analyse der daraus resultierenden Daten in den Detektoren erlaubt es, eine Schätzung darüber abzugeben, wie gut dies in echten physikalischen Ereignissen möglich ist. Bei allen in dieser Arbeit genutzten Datensätzen handelt es sich um simulierte Daten. Man spricht dabei von *Monte-Carlo* (MC) Datensätzen. Diese Art der Analyse erlaubt den Zugriff auf Parameter der simulierten und rekonstruierten Teilchen, die bei echten physikalischen Daten, die vom Experiment geliefert werden, nicht gegeben sind. Diesen Vorteil nutzt man, um Erkenntnisse über Akzeptanz, Effizienz und sowie der Teilchenidentifikation zu erhalten, die bei der Analyse der echten Daten sehr hilfreich sind. Bevor die Analyse der Daten diskutiert wird, sollen daher der Ablauf einer Simulation sowie der Rekonstruktion und die Simulations- und Analysesoftware *AliRoot* in diesem Kapitel erläutert werden.

Ablauf einer Simulation von Ereignissen mit AliRoot:

- **Erzeugung des Ereignisses.** Die simulierten Verteilungen und Prozesse werden durch Parametrisierungen verschiedener Modelle festgelegt. Damit alle Ereignisse unabhängig von einander sind, wird für jedes eine andere zufällige Zahlenkombination als Startwert für das Verhalten der Teilchen genutzt.
- **Teilchentransport.** In dieser Stufe wird berechnet, wie die Teilchen mit dem Detektor wechselwirken, ob sie blinde Areale dieser passieren und ob, wann und wie sie zerfallen.
- **Detektorreaktion.** Abschließend wird die Reaktion der Detektoren auf die Signale bestimmt und gespeichert. Diese Daten entsprechen nun echten physikalischen Ereignissen und können mittels der selben Rekonstruktionskette behandelt werden.

In der Rekonstruktion werden aus den gemessenen Signalen die Spuren und Zerfallsvertices bestimmt. Ebenso erfolgt die Teilchenidentifizierung und die Berechnung der kinematischen Eigenschaften der Spuren. Da dieser Schritt strikt unabhängig von der Simulation erfolgt, ist gewährleistet, dass die Rekonstruktionsergebnisse von simulierten und physikalischen Ereignissen vergleichbar sind. Ausgegeben werden nach der Rekonstruktionskette die *AliESDs.root* Dateien. Dabei steht ESD für *Event Summary Data*. Erzeugt und ausgewertet werden die Daten mittels AliRoot.

4.1.1. AliRoot

AliRoot ist das offizielle Framework des ALICE Experimentes und nutzt das Root-System als Basis. Root ist eine objektorientierte freie Software, die zur Auswertung und Analyse von kernphysikalischen Daten benutzt wird. Root ist in C++ implementiert und nutzt dafür CINT als Interpreter. AliRoot ist um spezifische, für die Arbeit am ALICE Experiment entwickelte, Klassen erweitert. Zur Analyse der Dateien sowie zur Simulation des $\psi(2S)$ Datensatzes wurde AliRoot in der Version v4-20-03-AN genutzt. Für die Simulation von Teilchen werden je nach Einsatzzweck spezifische MC-Generatoren genutzt. Diese enthalten Informationen über Verteilungen und Parameter der zu simulierenden Teilchen. Mischungen verschiedener Generatoreinstellungen bezeichnet man als *Cocktails*. Basis für die Generatoren bilden skalierte Messungen anderer Experimente sowie theoretische Modelle. Der in dieser Arbeit genutzte MC-Generator ist *PYTHIA6* [40, 41].

4.1.2. PYTHIA6

Bei PYTHIA handelt es sich um den ältesten und am meisten verwendeten Monte-Carlo-Ereignisgenerator zur Simulation von elementaren Kollisionen an Teilchenbeschleunigern. Es besteht aus einer Bibliothek verschiedener Prozesse und Modelle innerhalb des Standardmodells und darüber hinausgehend. Grundlage für PYTHIA sind sowohl phänomenologische Parametrisierungen als auch verschiedene QCD-Modelle. Da PYTHIA6 in Fortran geschrieben ist, muss es kompiliert werden. Die Einstellung von PYTHIA erfolgt über verschiedene *Tunes*, Einstellungen, die je nach gewünschtem Prozess eingestellt werden. Für die vorliegenden Datensätze wird als Grundeinstellung der Tune *Perugia0* ausgewählt. Perugia0 nutzt die CTEQ5L Partonenverteilungen. Dies sind die Standardeinstellungen in PYTHIA [42, 43, 44].

4.2. Datensätze

4.2.1. $\psi(2S)$ Datensatz

Die Analyse des $\psi(2S)$ Signals sowie die Bestimmung von Rekonstruktionseffizienz und geometrischer Akzeptanz erfolgt über einen reinen $\psi(2S)$ MC Datensatz, der extra für diese Arbeit simuliert wurde. Der reine $\psi(2S)$ Datensatz umfasst 837500 $\psi(2S)$. Diese werden als direkt produzierte $\psi(2S)$ simuliert, es gibt keine weiteren in der Kollision simulierten Teilchen. Die $\psi(2S)$ wurden in 33500 Ereignisse zu jeweils 25 $\psi(2S)$ erzeugt, die keine weiteren Teilchen enthalten. Diese Rate wurde gewählt um die Rechenzeit gegenüber Ereignissen mit jeweils nur einem $\psi(2S)$ zu reduzieren. Für die Analyse wird die Anzahl von $\psi(2S)$ auf eine realistische Rate pro Ereignis skaliert.

Die Simulation und Rekonstruktion des Datensatzes benötigte etwa 1500 CPU-Stunden am Rechencluster des Instituts für Kernphysik der Goethe Universität Frankfurt. Erzeugt wurden die Daten mittels AliRoot-Version v4-20-03-AN, der Zerfallsprozess für den Zerfall

$$\begin{aligned} \psi(2S) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \searrow e^+ e^- \end{aligned}$$

kPsiPrimeJPsiDiElectron, in dem alle erzeugten $\psi(2S)$ zerfallen, ist seit der Revision 41833 integriert [45]. In Tabelle 4.1 sind wichtige Parameter der Simulationskonfiguration aufgelistet. Grundlage der Verteilungen sind Messwerte der CDF Kollaboration, die auf die höheren Energie am LHC skaliert wurden [46].

Simulationsparameter $\psi(2S)$

Verteilungsmodell	CDF
Zerfallsprozess	kPsiPrimeJPsiDiElectron
P_T Bereich	0 bis 20 GeV
y Bereich	-2 bis 2
ϕ Bereich	0 bis 360°
θ Bereich	20 bis 160°
Magnetfeldkonfiguration	L3 0.5 Tesla
Root-Version	v5-26-00b
AliRoot-Version	v4-20-03-AN

Tabelle 4.1.: Wichtige Konfigurationsparameter der $\psi(2S)$ Simulation sowie die genutzten Versionen der Software. Die Verteilungen der kinematischen Spektren basieren auf skalierten Messungen der CDF Kollaboration [46].

4.2.2. Datensätze zur Untergrundbestimmung

Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund, also zwischen gemessenen $\psi(2S)$ und unkorreliertem Untergrund, zu bestimmen, wird neben dem $\psi(2S)$ Datensatz ein weiterer benötigt. Bei diesem handelt es sich um einen unselektierten Datensatz für pp-Kollisionen bei einer Energie von $\sqrt{s} = 7$ TeV. Unselektierte Datensätze bezeichnet man als *minimum bias* Datensätze. Dies bedeutet, dass von durchschnittlichen Teilchenverteilungen ausgegangen wird, die, im Gegensatz zu beispielsweise *trigger bias*, keinerlei experimentelle Verzerrungen beinhalten. Die Standardeinstellung von PYTHIA für minimum bias Ereignisse ist gegeben durch die Wahl des Prozesses *kPYMb*.

LHC10a18

Der Datensatz aus dem Produktionszyklus LHC10a18 ist ein minimum bias Datensatz. Er ist nach Perugia0 Tuning am CERN simuliert worden [47]. Die Konfigurationsparameter der Simulation sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Simulationsparameter LHC10a18

Kollision	pp
Schwerpunktsenergie \sqrt{s}	7 TeV
Zerfallsprozess	kPYMb
Partonverteilungsmodell	CTEQ5L
P Bereich	0 bis 999999 GeV
P_T Bereich	0 bis 1000 GeV
y Bereich	-12 bis 12
ϕ Bereich	0 bis 360°
θ Bereich	0 bis 180°
Magnetfeldkonfiguration	L3 0.5 Tesla
Root-Version	v5-26-00b-2
AliRoot-Version	v4-18-Rev-08

Tabelle 4.2.: Wichtige Konfigurationsparameter der LHC10a18 Simulation nach Perugia0 Tuning sowie die genutzten Versionen der Software [43, 47].

5. Analyse des $\psi(2S)$ Signals

Dieses Kapitel beinhaltet die Analyse des simulierten $\psi(2S)$ Signals. Ziel ist es, eine reproduzierbare und auf Daten aus realen physikalischen Ereignissen übertragbare Aussage über die Effizienz der Analyse von $\psi(2S)$, die nach (5.1) zerfallen, mit dem ALICE Detektor zu machen.

$$\begin{aligned} \psi(2S) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \hookrightarrow e^+ e^- \end{aligned} \tag{5.1}$$

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ Messung mit den zentralen ALICE Detektoren diskutiert. Dies beinhaltet die Messung von $J/\psi(1S)$ über die Rekonstruktion von Elektron- und Positronpaaren sowie die Kombination dieser mit geladenen Pionen zur Rekonstruktion von $\psi(2S)$. Es werden neben der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz die Auflösung der Spektren der invarianten Masse dieser Kombinationen gezeigt.

Im darauf folgenden Abschnitt 5.2 wird das Verhältnis des Signals zum Untergrund (S/B) berechnet. Des Weiteren wird in diesem Abschnitt die Signifikanz der Messung für 10^9 Ereignisse bestimmt. Zusätzlich sollen erste Schritte diskutiert werden, um die Signifikanz sowie das Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu verbessern.

5.0.3. Auswahl der Spuren

Die in Unterkapitel 4.1 erläuterte Methode der Rekonstruktion in AliRoot liefert als Ergebnis die beschriebenen AliESDs.root Dateien, in denen die im Detektor gemessenen Signale samt gemessener kinematischer Informationen gespeichert sind. Dies sind in der Regel Elektronen, Positronen, Pionen, Photonen, Kaonen, Protonen und andere geladene Teilchen, deren Lebenszeit ausreichend lang ist, dass sie Spuren (*Tracks*) in den Detektoren hinterlassen bevor sie zerfallen. $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$ zerfallen dagegen bevor sie den Detektor erreichen¹. Um nun Informationen über die zerfallenen Teilchen, die Mutterteilchen, zu bekommen, werden deren Zerfallsprodukte, die Tochterteilchen, analysiert. Mittels verschiedener Rechnungen werden die kinematischen Parameter des ursprünglichen Teilchens aus den gemessenen kinematischen Parametern der Zerfallsprodukte bestimmt (vgl. Anhang A.1).

¹Beispielsweise liegen die mittlere Lebensdauern von Kaonen und Pionen im Bereich von 10^{-8} Sekunden, Protonen sind stabil, während die mittleren Lebensdauern von $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$ im Bereich von 10^{-20} Sekunden liegen.

Zuerst werden alle Spuren, beziehungsweise die Teilchen, die diese Spuren im Detektor hinterlassen haben, mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Cuts selektiert.

Cuts sind verschiedene geometrische und kinematische Bedingungen, die zur Selektion der Tracks genutzt werden. Sollten diese nicht erfüllt werden, wird die Spur und damit das Teilchen übersprungen und das Nächste betrachtet. Durch diese Selektion wird beabsichtigt, möglichst alle Spuren, die nicht den Ansprüchen an die Genauigkeit der Messung genügen, zu verwerfen. Werden diese Spuren in der Rekonstruktionsprozedur genutzt, besteht das erhöhte Risiko falschen Einträgen in den Spektren, was die Messung negativ beeinflusst. Natürlich werden auch vereinzelt Spuren verworfen, die aus den gewünschten Zerfällen stammen, so dass eine Verbesserung der Genauigkeit der Messung meist zur Verschlechterung der Rekonstruktionseffizienz führt. Die Tracks, die den Auswahlkriterien genügen, werden über die MC Informationen sortiert und anschließend für die weiteren Schritte in der Rekonstruktionskette gespeichert.

Cuts	
min. TPC Cluster	90
kSPD	beliebig
TPC Refit erforderlich	ja
ITS Refit erforderlich	ja
Kink Daughters	nein
max. χ^2 pro TPC Cluster	4
max. DCA to Vertex Z	3.0 cm
max. DCA to Vertex XY	1.0 cm

Tabelle 5.1.: In der Analyse verwendete Schnitte auf die rekonstruierten Spuren. Der erste Cut stellt die Anforderungen, wie viele Signale eine Spur in der TPC mindestens hinterlassen muss. Der zweite fordert ein Signal in mindestens einem der zwei SPD Detektorpixel. Die Bedingungen drei und vier verlangen, dass die zugeordneten Signale in TPC und ITS Detektor eine verbindbare Spur hinterlassen. Der *Kink Daughters* Cut verwirft alle Spuren, die einen Knick haben. χ^2 ist eine statistische Größe, welche die Anpassung der gemessenen Punkte an die rekonstruierte Spur beschreibt. DCA ist die *Distance of Closest Approach*, also die maximale Entfernung, die die rekonstruierte Spur zum an der Stelle der dichtesten Annäherung zum Vertex, entsprechend in der X-,Y- oder Z-Ebene, haben darf.

5.1. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz

Die Analyse von MC Daten bietet den Vorteil, dass aufgrund der zusätzlich verfügbaren Informationen, die in echten Daten nicht zugänglich sind, die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz exakt berechnet werden können.

Die geometrische Akzeptanz beschreibt, wie viele der in der Kollision entstandenen Teilchen beziehungsweise simulierten im Detektor potentiell erfasst werden können. Diese Größe spiegelt also auch die Geometrie des Detektors wieder. Teilchen, die in die Akzeptanz fallen, werden als *detektierbar* bezeichnet. Damit ist die geometrische Akzeptanz A definiert als Verhältnis zwischen detektierbaren und simulierten Teilchen:

$$A = \frac{\text{detektierbar}}{\text{MC}} \quad (5.2)$$

Als Rekonstruktionseffizienz wird bezeichnet, welcher Anteil der detektierbaren Teilchen erfolgreich *rekonstruiert* werden kann. Die Rekonstruktion beinhaltet die Messung mit den Detektoren, das passieren der Qualitätsbedingungen (vgl. Tabelle 5.1) und die Teilchenidentifikation. Im Fall von Teilchen, die zerfallen und deren Messung über die Zerfallsprodukte erfolgt (also in dieser Analyse $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$), bedeutet rekonstruiert, dass neben der Rekonstruktion der Zerfallsprodukte, mittels der MC Informationen festgestellt werden konnte, dass alle Zerfallsprodukte einer Kombination aus dem selben Zerfall eines Teilchen stammen. Die Rekonstruktionseffizienz E ist definiert als das Verhältnis zwischen den rekonstruierten und den detektierbaren Teilchen:

$$E = \frac{\text{rekonstruiert}}{\text{detektierbar}} \quad (5.3)$$

Ausgehend von diesen Definitionen werden in den nächsten Abschnitten die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ und $\psi(2S)$ Messung diskutiert. Grundlage für alle Berechnungen und Spektren im Abschnitt 5.1 ist der reine $\psi(2S)$ MC Datensatz (vgl. 4.2.1). Aufgrund der hohen Statistik in diesem liegen die statistischen Fehler für die Messung der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz im Bereich von 0,01% und werden daher bei der Angabe der Messwerte vernachlässigt.

5.1.1. e^+e^- Rekonstruktion

Die Analyse beginnt mit allen Spuren, die nach der Selektion mittels der Cuts übrig geblieben sind. Per MC Information wird überprüft, ob es sich dabei um Elektronen und Positronen handelt, die in diesem Schritt weiter analysiert werden. Da bei echten physikalischen Ereignissen der Zugriff auf die MC Informationen nicht möglich ist, kann bei der Analyse dieser nicht jedes Teilchen exakt als das bestimmt werden was es ist, es kommt zu Fehlidentifizierungen im Detektor und in der Rekonstruktionsprozedur. Um diese bei der Auswertung der Daten zu berücksichtigen, wird die Effizienz der Teilchenidentifizierung in der TPC parametrisiert. Mit dieser Parametrisierung werden Elektronen, Positronen und geladene Pionen daraufhin überprüft, ob sie fehlidentifiziert werden. Für die Identifikation von Elektronen und Positronen wird festgelegt, dass nur zufällig ausgewählte 90% dieser auch als solche identifiziert werden. Die anderen 10% werden verworfen. Für die geladenen Pionen wird eine Funktion der Form $\epsilon_\pi(p_T, \theta, \phi)$ (für das ALICE-Koordinatensystem siehe Anhang A.2) genutzt, um eine Fehlidentifizierung als Elektronen bzw. Positronen zu bestimmen. Der Verlauf dieser Parametrisierung ist in Abbildung 5.1 als Funktion des Teilchenimpulses dargestellt.

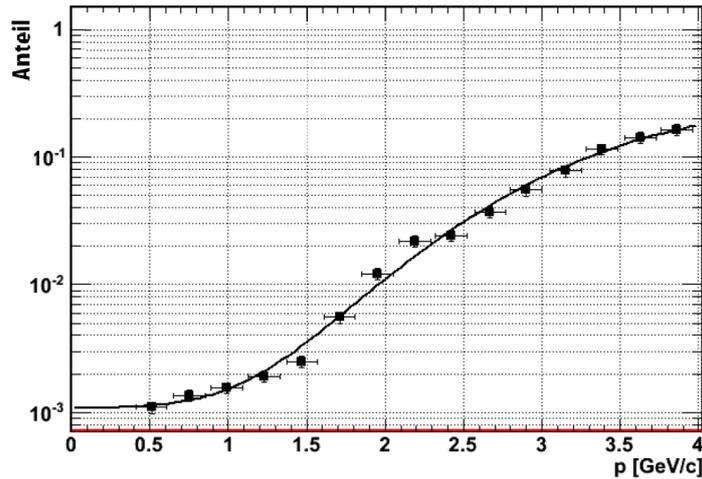


Abbildung 5.1.: Kontamination der Elektron- und Positronmessung durch geladene Pionen aufgetragen gegen den Impuls [48].

Falsch identifizierte Pionen werden für die weitere Analyse als Elektronen beziehungsweise Positronen behandelt.

Für alle Kombinationen werden verschiedene Parameter aus der Kinematik der Tochterteilchen berechnet. Dies sind zum Beispiel der Transversalimpuls oder die invariante Masse. In Abbildung 5.2 sind die Transversalimpuls-Spektren der Elektronen und Positronen zu sehen, die von einem $J/\psi(1S)$ stammen, welches wiederum seinen Ursprung in dem Zerfall eines $\psi(2S)$ hat. Die oberen beiden Spektren zeigen dabei die Elektronen und Positronen aus der Simulation des $\psi(2S)$ MC Datensatzes, die beiden unteren Spektren die Elektronen und Positronen, die erfolgreich rekonstruiert wurden.

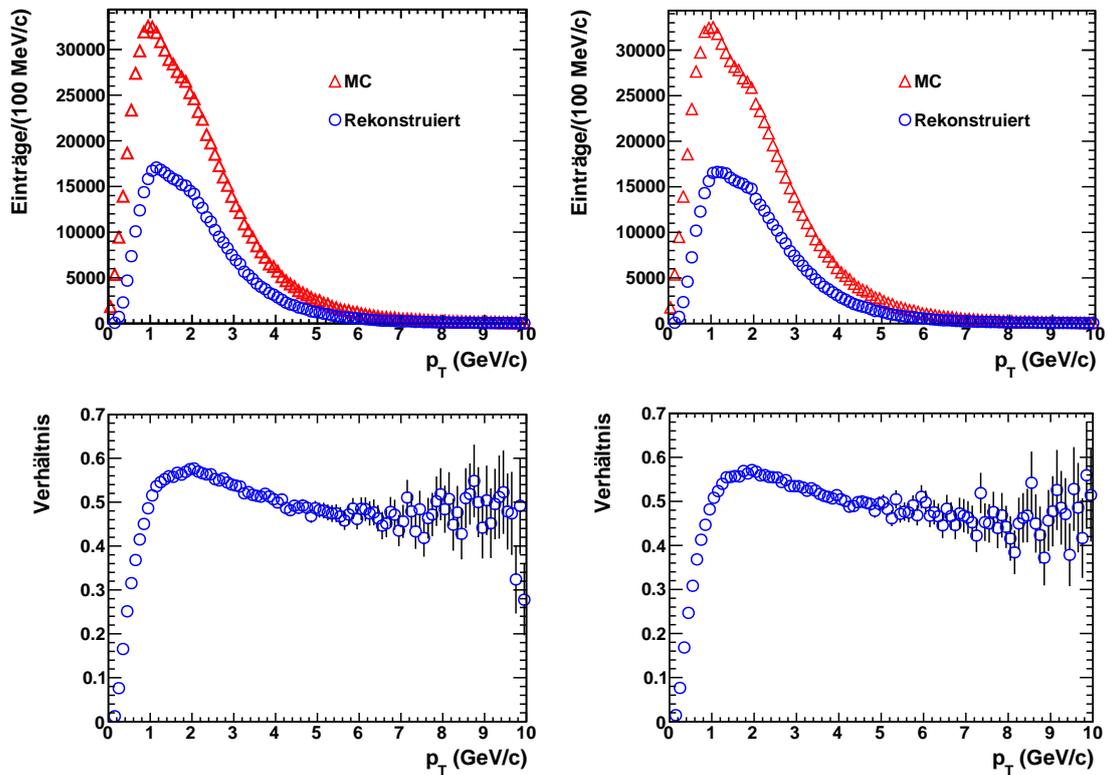


Abbildung 5.2.: Transversalimpuls-Spektren der Elektronen (links) und Positronen (rechts), die aus dem dileptonischen Zerfall eines $J/\psi(1S)$ stammen. Die oberen Graphen zeigen die Verteilung der simulierten Elektronen beziehungsweise Positronen (rote Dreiecke) und die der rekonstruierten, nach Cuts und Teilchenidentifizierung (blau Kreise). In den unteren beiden Verteilungen sind die Verhältnisse aufgetragen. Falschidentifizierte Pionen sind nicht berücksichtigt.

5.1.2. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung

Um nach Formel (5.2) die geometrische Akzeptanz zu bestimmen, muss zuerst festgestellt werden, in welchem Phasenraumbereich Teilchen detektiert werden können. Dazu werden die Spektren der Pseudorapidität der rekonstruierten Tochterpartikel betrachtet, um festzustellen, bis in welches Intervall diese messbar sind. Abbildung 5.3 zeigt diese Verteilungen. Als detektierbare $J/\psi(1S)$ werden alle definiert, wenn alle geladenen Tochterpartikel in folgendem Intervall liegen:

$$|\eta|_{e^\pm} < 1, 2. \quad (5.4)$$

Die geometrische Akzeptanz entspricht dem Verhältnisses zwischen den Integralen der detektierbaren und simulierten Teilchen. In Abbildung 5.4 ist die differentielle Akzeptanz in Abhängigkeit von der Rapidität aufgetragen. Das rechte Spektrum zeigt das Verhältnis zwischen detektierbaren und simulierten $J/\psi(1S)$. Das Verhältnisses der Integrale entspricht einer geometrischen Akzeptanz von:

$$A_{J/\psi(1S)} = 52,1\%. \quad (5.5)$$

In Abbildung 5.5 ist die differentielle geometrische Akzeptanz in Abhängigkeit des Transversalimpulses aufgetragen. Der linke Graph zeigt die Transversalimpulsspektren der simulierten (rote Dreiecke) und detektierbaren (blaue Kreise) $J/\psi(1S)$. In der rechten Abbildung ist das Verhältnis beider Verteilungen gezeigt.

Um nach Formel (5.3) die Rekonstruktionseffizienz der Messung zu bestimmen, wird das Verhältnis von detektierbaren und rekonstruierten $J/\psi(1S)$ bestimmt. In Abbildung 5.6 ist die differentielle Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Rapidität aufgetragen. Der linke Graph zeigt die Rapiditätsspektren von rekonstruierten (rote Dreiecke) und detektierbaren (blaue Kreise) $J/\psi(1S)$, der rechte das Verhältnis beider Verteilungen. Das Verhältnisses der Integrale dieser Verteilungen entspricht einer Rekonstruktionseffizienz von:

$$E_{\psi(2S)} = 45,2\%. \quad (5.6)$$

In Abbildung 5.7 ist die differentielle Rekonstruktionseffizienz als Funktion des Transversalimpulses aufgetragen. Um die gesamte Effizienz der $J/\psi(1S)$ Messung zu ermitteln, werden die geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz multipliziert. Daraus folgt für die Gesamteffizienz 23,5%. In der Tabelle 5.2 sind diese Raten zusammengefasst.

Raten der $J/\psi(1S)$ Messung

	Anteil	
Produziert	100%	Referenz
Detektierbar	52,1%	Geometrische Akzeptanz
Rekonstruiert	23,5%	Effizienz der Messung

Tabelle 5.2.: Raten der $J/\psi(1S)$ Messung mit den zentralen ALICE Detektoren.

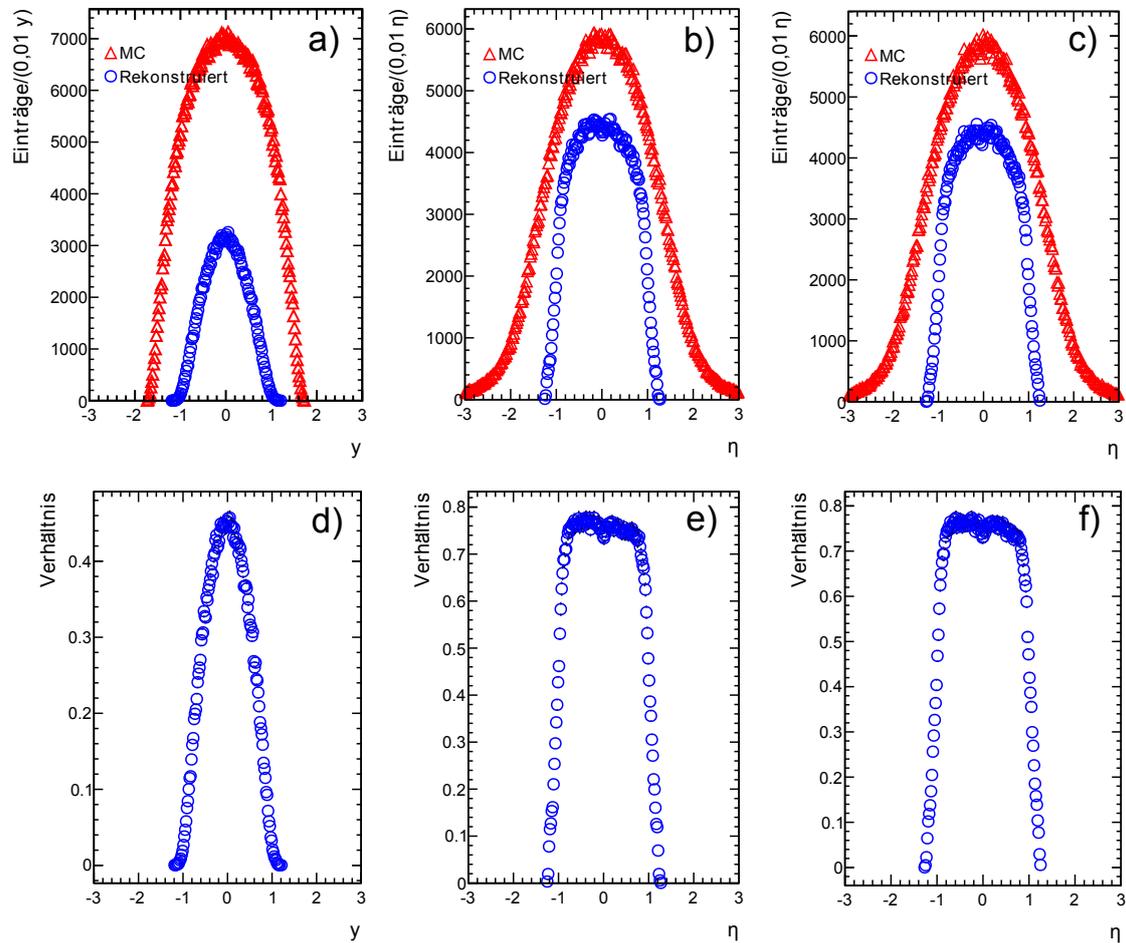


Abbildung 5.3.: Rapidity- (y) und Pseudorapidity- (η) Spektren der $J/\psi(1S)$ und der Töchter (e^\pm) für den reinen $\psi(2S)$ MC Datensatz. a) zeigt die simulierten (rote Dreiecke) und erfolgreich rekonstruierten (blaue Kreise) Rapidityverteilung der $J/\psi(1S)$. b) zeigt die Pseudorapidityverteilung aller simulierten (rote Dreiecke) und rekonstruierten (blaue Kreise) Elektronen, die aus $J/\psi(1S)$ -Zerfällen stammen, c) die der Positronen. Spektrum d) zeigt das Verhältnis der simulierten und der rekonstruierten $J/\psi(1S)$. In e) ist das Verhältnis zwischen simulierten und rekonstruierten Elektronen zu sehen, in f) das der simulierten und rekonstruierten Positronen.

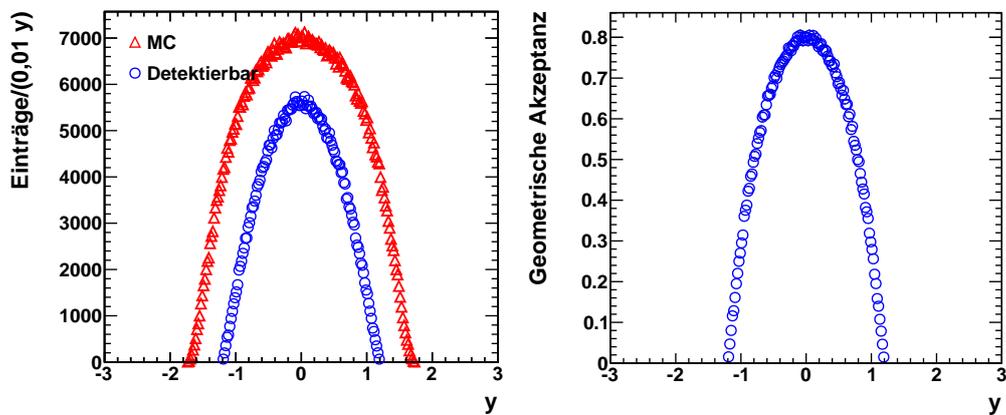


Abbildung 5.4.: Differentielle geometrische Akzeptanz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit von der Rapidität. Der linke Graph zeigt die Rapiditäts-Spektren simulierte (rote Dreiecke) und detektierbarer (blaue Kreise) $J/\psi(1S)$. Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen. Die geometrischen Akzeptanz beträgt 52,1%.

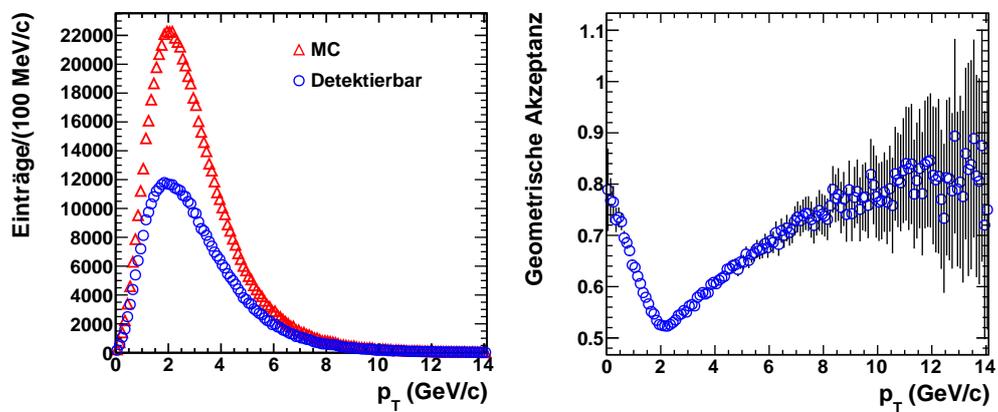


Abbildung 5.5.: Differentielle geometrische Akzeptanz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Links ist das Transversalimpuls-Spektrum aller $J/\psi(1S)$ abgebildet, die simuliert wurden (rote Dreiecke) sowie das Spektrum derer, die als detektierbar gezählt wurden (blaue Kreise). Dies sind alle $J/\psi(1S)$, deren Tochterteilchen in Intervall $|\eta|_{e^\pm} < 1,2$ liegen. Rechts ist das Verhältnis beider Spektren zu sehen.

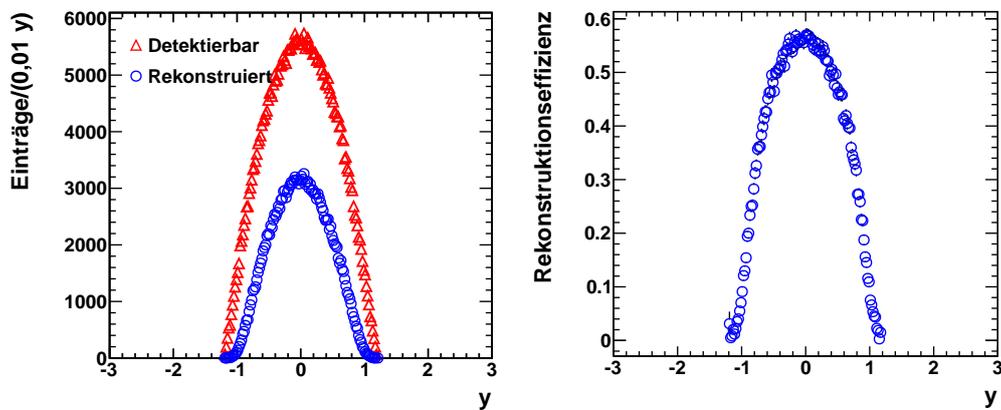


Abbildung 5.6.: Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit von der Rapidität. Der linke Graph zeigt die Rapidity-Spektren detektierbarer (rote Dreiecke) und rekonstruierter (blaue Kreise) $J/\psi(1S)$. Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen. Die Rekonstruktionseffizienz beträgt 45,2%.

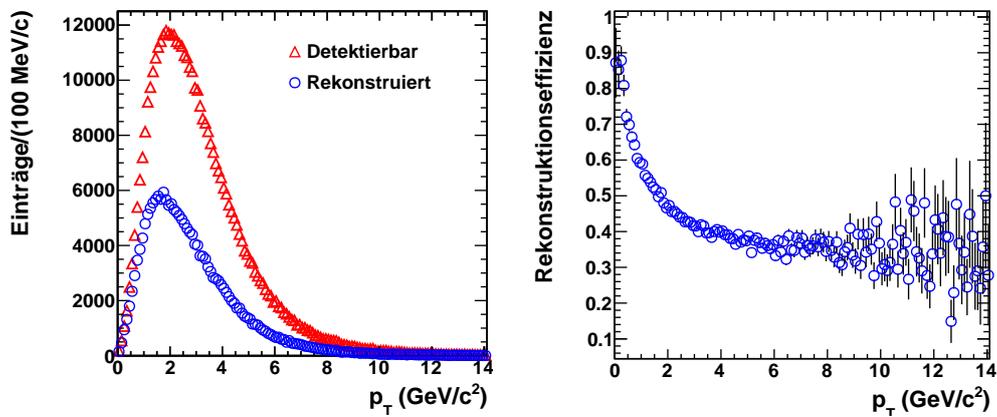


Abbildung 5.7.: Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Links ist das Transversalimpuls-Spektrum aller $J/\psi(1S)$ abgebildet, die detektierbar sind (rote Dreiecke) und das Spektrum derer, die rekonstruiert wurden (blaue Kreise). Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen.

5.1.3. Invariante Masse Spektrum der e^+e^- -Kombinationen

In Abbildung 5.8 ist das Spektrum der invarianten Masse aller rekonstruierten $J/\psi(1S)$ abgebildet. Der auslaufende Teil des Spektrums an der linken Seite ist die Folge der *Bremsstrahlungsverluste* der Elektronen und Positronen. Diese werden im Detektoren durch Atomkerne abgelenkt, und erfahren daher eine Beschleunigung, in deren Folge sie Photonen emittieren. Dadurch sinkt die Energie der Elektronen und Positronen, sie werden mit weniger Energie detektiert als sie beim Zerfall des $J/\psi(1S)$ erhalten haben. Um Informationen über die Massenaufösung der $J/\psi(1S)$ Messung zu erhalten, wird eine *Gauß-Funktion* ebenso wie eine *crystal-ball-Funktion* auf das Spektrum der invarianten Masse gelegt. Die crystal-ball Funktion beschreibt eine asymmetrische Wahrscheinlichkeitsverteilung. Sie besteht aus einer Gauß-Funktion, die für kleine Werte in ein Potenzgesetz übergeht und wie folgt definiert ist [49]:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ \left(\left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)\right) \left(\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|\right) - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (5.7)$$

N ist ein Normierungswert, \bar{x} ist der Erwartungswert, σ die Standardabweichung der Gauß-Funktion und α bestimmt den Übergang zwischen dem Potenzgesetz und der Gauß-Verteilung. Das Potenzgesetz besitzt den freien Parameter n . Die Standardabweichung σ der Funktionen liefert hierbei die Breite des Fits und damit die Massenaufösung des Spektrum. Die Auflösung beträgt für den Gaußteil der crystal-ball-Funktion 16 MeV, für die reine Gauß-Funktion 35 MeV.

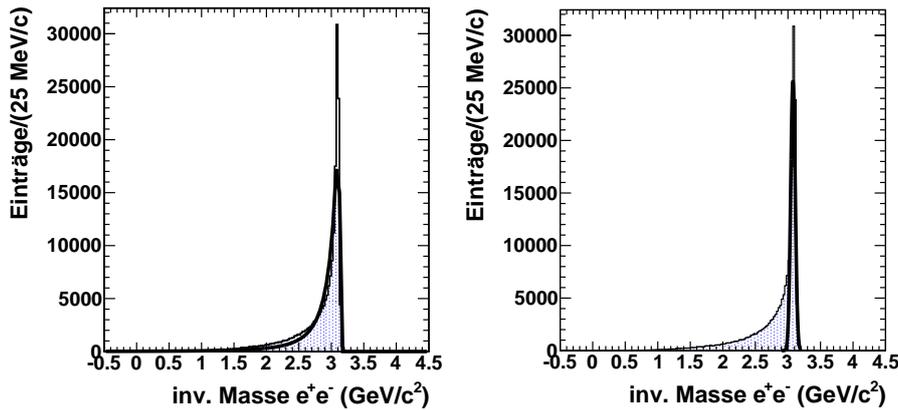


Abbildung 5.8.: Invariantes Massenspektrum für die e^+e^- Kombinationen, die als $J/\psi(1S)$ rekonstruiert wurden. Der auslaufende Teil des Spektrums links hat seinen Ursprung in der Bremsstrahlung, die Elektronen und Positronen emittieren. Links wurde das Spektrum mit einer crystal-ball-Funktion beschrieben. Dabei beträgt die Massenaufösung des Gaußteils 16 MeV. Rechts wurde das gleiche Spektrum mit einer reinen Gauß-Funktion beschrieben, diese Methode liefert eine Massenaufösung von 35 MeV.

5.1.4. $\pi^+\pi^-$ Rekonstruktion

Alle Teilchen, die nach den Cuts sowie der Teilchenidentifikation samt der Parametrisierung der TPC-Effizienz (siehe Abschnitt 5.1.1 als geladene Pionen rekonstruiert wurden, werden in diesem Schritt betrachtet. Die Transversalimpuls-Spektren der rekonstruierten und geladenen Pionen aus dem $\psi(2S)$ Zerfall nach (5.1) sind in Abbildung 5.9 gezeigt. In der oberen Reihe ist der Transversalimpuls von simulierten Pionen (rote Dreiecke) und der rekonstruierten Pionen (blaue Kreise) aufgetragen, die unteren beiden Spektren zeigen die Verhältnisse der simulierten und rekonstruierten p_T -Spektren dieser Pionen. Die rekonstruierten Pionen werden mit den e^+e^- Paaren kombiniert und die Kinematik und invariante Masse dieser Kombinationen berechnet.

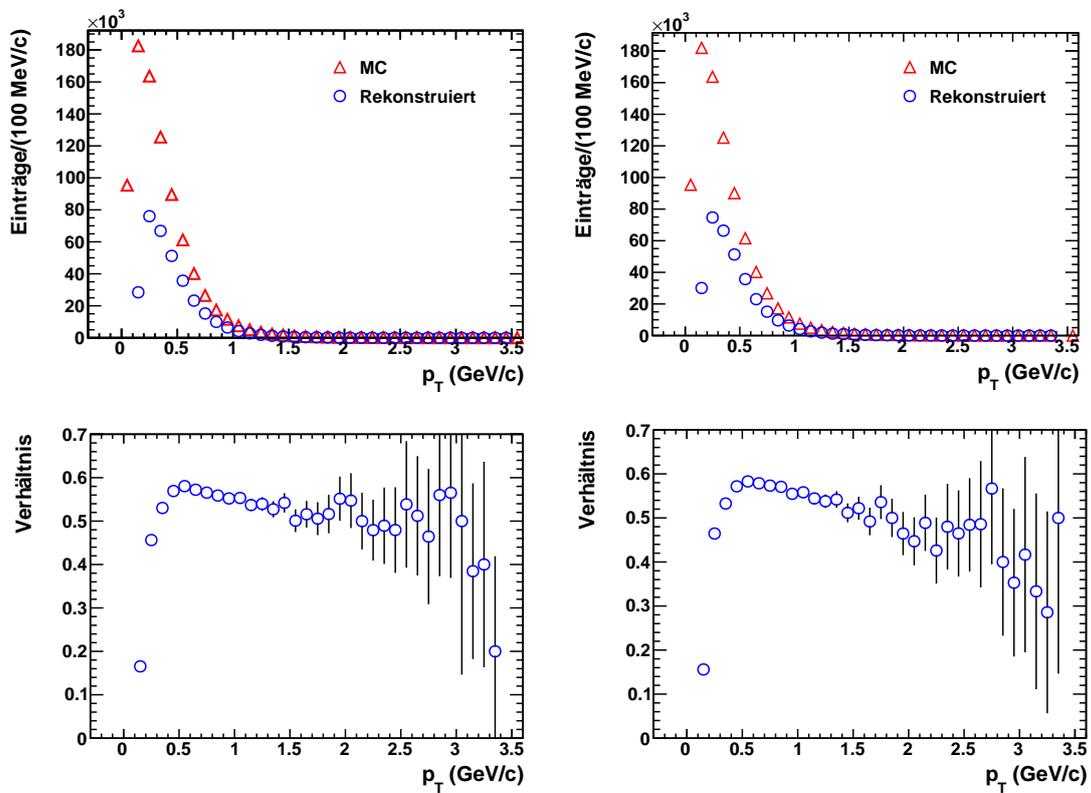


Abbildung 5.9.: Aufgetragen ist die Transversalimpulsverteilung von π^+ und π^- , die aus $\psi(2S)$ Zerfällen aus dem $\psi(2S)$ MC Datensatz stammen. Oben links sind die Transversalimpulsverteilungen der π^+ dargestellt. Dabei entspricht die rote Verteilungen den simulierten π^+ und die blauen der Verteilung der erfolgreich rekonstruierten π^+ . Der rechte obere Plot zeigt die entsprechenden Spektren für π^- . Die unteren beiden Spektren zeigen die Verhältnisse der Verteilungen.

5.1.5. Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ Messung

Um die geometrische Akzeptanz nach Formel (5.2) zu bestimmen, wird überprüft, in welchem Rapidityintervall $\psi(2S)$ detektiert werden können. Abbildung 5.10 zeigt die Rapidity-Spektren der simulierten und der rekonstruierten $\psi(2S)$ sowie die Pseudorapidityverteilungen der simulierten und rekonstruierten Pionen die aus $\psi(2S)$ Zerfällen stammen. Aus diesen wird bestimmt, in welchem Intervall $\psi(2S)$ gemessen und rekonstruiert werden können. Es zeigt sich, dass $\psi(2S)$ mit geladenen Tochterteilchen in folgenden Pseudorapidityintervall detektiert werden können:

$$|\eta|_{\pi^\pm} < 1,2 \quad (5.8)$$

$\psi(2S)$, deren Tochterteilchen die Bedingung (5.8) erfüllen, gelten als detektierbare $\psi(2S)$. Um die geometrische Akzeptanz zu ermitteln, wird nach (5.2) das Verhältnis zwischen den detektierbaren und allen simulierten Teilchen gebildet. In Abbildung 5.11 sind Rapidityspektren von simulierten und detektierbaren $\psi(2S)$ sowie das Verhältnis beider zu sehen. Aus dem Verhältnis der integrierten Spektren ergibt sich die geometrische Akzeptanz von:

$$A_{\psi(2S)} = 35,7\%. \quad (5.9)$$

Abbildung 5.12 zeigt die differentielle geometrische Akzeptanz der $\psi(2S)$ Messung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Hierbei wird das Verhältnis der Transversalimpulse aller detektierbaren $\psi(2S)$ und aller simulierten $\psi(2S)$ gebildet.

Die Rekonstruktionseffizienz ist das Verhältnis zwischen den erfolgreich rekonstruierten und allen detektierbaren $\psi(2S)$. Abbildung 5.13 zeigt dieses Verhältnis in den Rapidityverteilungen der erfolgreich rekonstruierten (rote Kreise) und der potentiell detektierbaren (blaue Dreiecke) $\psi(2S)$. Nach (5.3) folgt für die Rekonstruktionseffizienz:

$$E_{\psi(2S)} = 16,4\%. \quad (5.10)$$

In Abbildung 5.14 ist die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls gezeigt. Dabei sind die Spektren aller potentiell messbaren sowie der erfolgreich rekonstruierten $\psi(2S)$ gezeigt. Um die gesamte Effizienz der $\psi(2S)$ Messung zu ermitteln, werden die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz multipliziert. Für die gesamte Effizienz der Messung folgt daraus ein Wert von 5,9%.

Messung von $\psi(2S)$ mit ALICE

	Anteil	
Produziert	100%	Referenz
Detektierbar	35,7%	Geometrische Akzeptanz
Rekonstruiert	5,9%	Effizienz der Messung

Tabelle 5.3.: Raten der $\psi(2S)$ Messung.

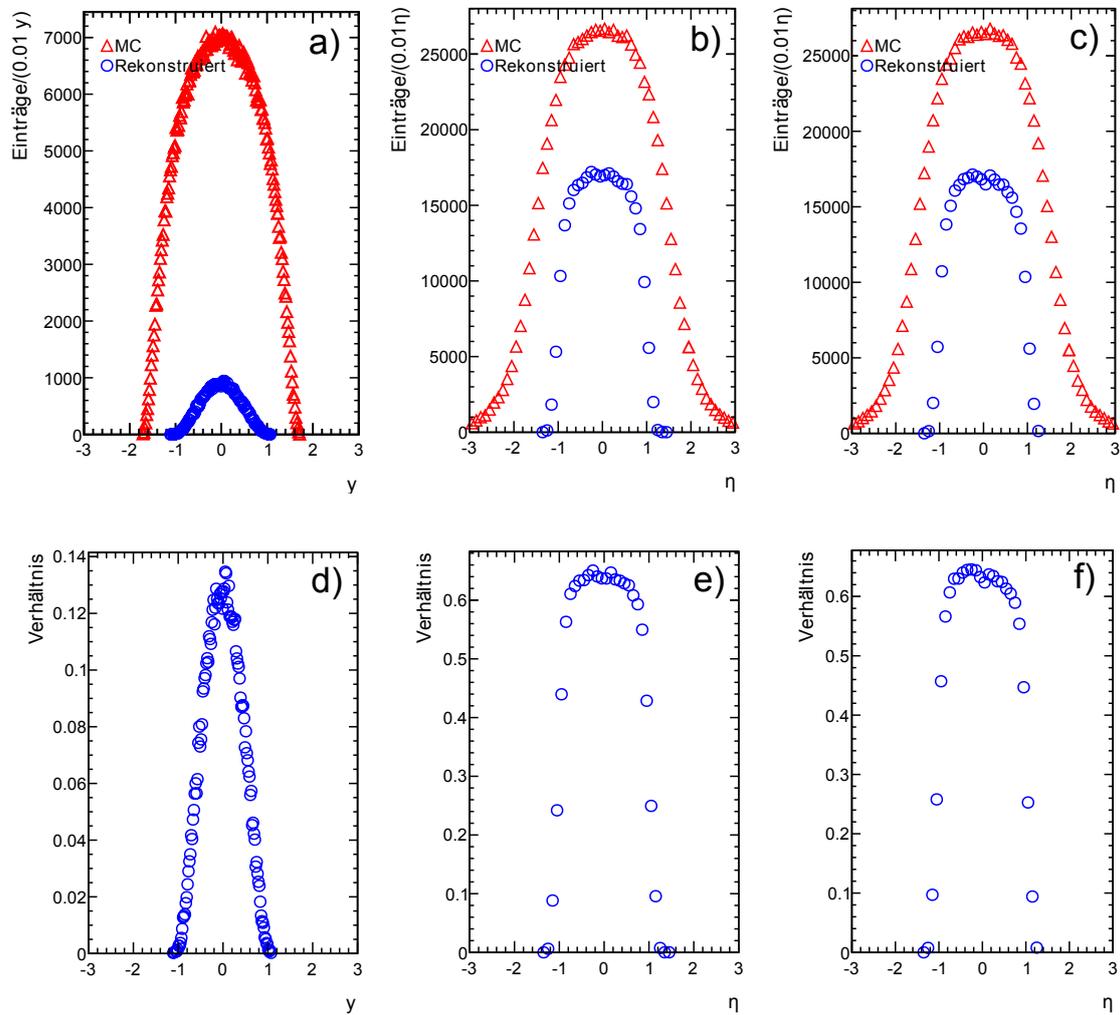


Abbildung 5.10.: Rapidity- (y) und Pseudorapidity- (η) Spektren der $\psi(2S)$ und der Töchter (π^\pm). a) zeigt die simulierte Rapidityverteilung der $\psi(2S)$. Die rote Verteilung entspricht den simulierten $\psi(2S)$, die blaue Verteilung zeigt alle erfolgreich rekonstruierten $\psi(2S)$. b) zeigt die simulierten (rote Dreiecke) und rekonstruierten (blaue Kreise) Verteilungen von π^- die aus dem Zerfall von $\psi(2S)$ stammen. In c) sind die entsprechenden Spektren der π^+ gezeigt. Die unteren Spektren zeigen jeweils der Verhältnis der beiden Verteilungen im obigen Graph.

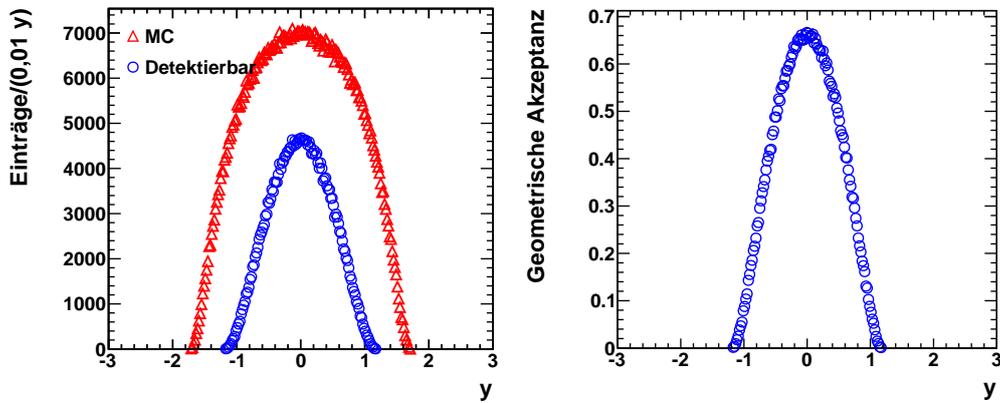


Abbildung 5.11.: Akzeptanz der $\psi(2S)$ in Abhängigkeit von der Rapidität. Der linke Graph zeigt die Rapiditäts-Spektren detektierbarer (rote Dreiecke) und rekonstruierter (blaue Kreise) $\psi(2S)$. Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen. Die geometrische Akzeptanz beträgt 45%.

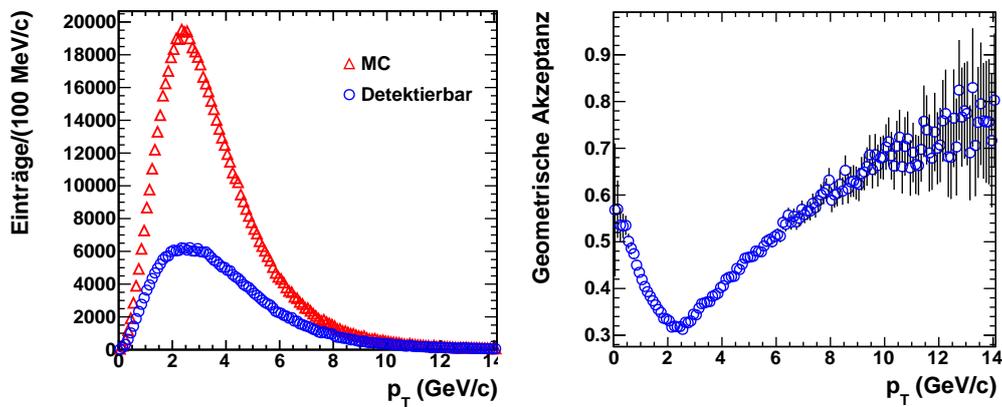


Abbildung 5.12.: Akzeptanz der $\psi(2S)$ als Funktion des Transversalimpulses. Links ist das p_T -Spektrum aller $\psi(2S)$ gezeichnet, die simuliert wurden (rote Dreiecke) und das Spektrum derer, die als detektierbar gezählt wurden (blaue Kreise). Dies sind alle $\psi(2S)$, deren Tochterteilchen im Intervall $|\eta|_{\text{Tochter}\pm} < 1,2$ liegen. Rechts ist das Verhältnis beider Spektren zu sehen.

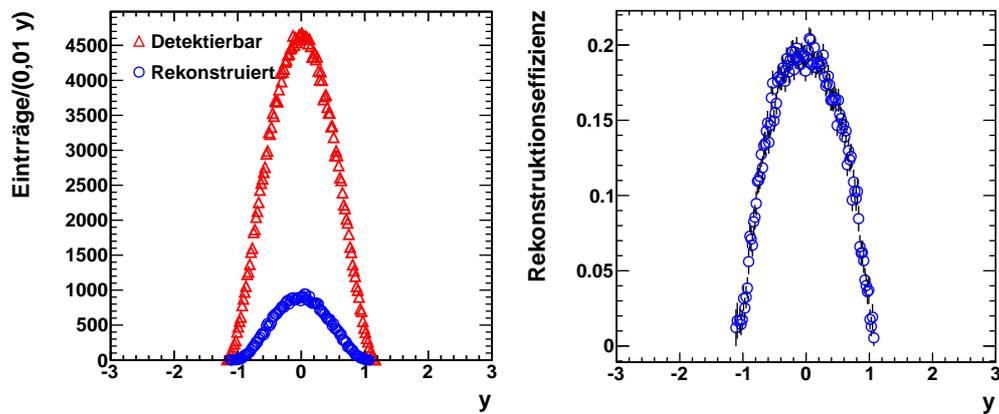


Abbildung 5.13.: Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ als Funktion der Rapidität. Der linke Graph zeigt die Rapiditätsverteilungen detektierbarer (rote Dreiecke) und rekonstruierter (blaue Kreise) $\psi(2S)$. Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen. Die Rekonstruktionseffizienz beträgt 16,4%

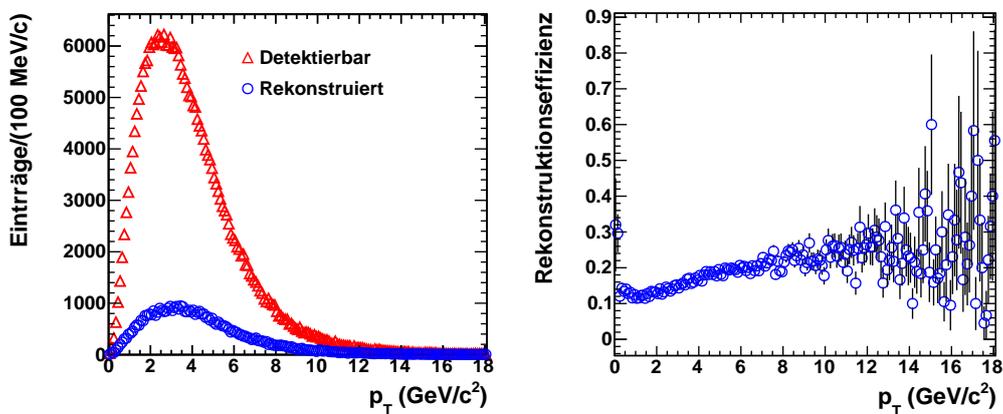


Abbildung 5.14.: Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ als Funktion des Transversalimpulses. Links ist das p_T -Spektrum aller $\psi(2S)$ gezeichnet, die detektierbar sind (rote Dreiecke) und das Spektrum derer, die rekonstruiert wurden (blaue Kreise). Rechts ist das Verhältnis beider Verteilungen zu sehen.

5.1.6. Invariantes Masse-Spektrum der $e^+e^-\pi^+\pi^-$ -Kombinationen

Alle rekonstruierten $\psi(2S)$ werden gegen die berechnete invarianten Masse aufgetragen. In Abbildung 5.15 ist dieses Spektrum gezeigt. Da das Spektrum relativ symmetrisch um die Ruhemasse des $\psi(2S)$ von 3,686 GeV liegt, wird es mittels einer Gauß-Funktion beschrieben. Die Massenauflösung, die aus der Standardabweichung, der an die Daten angepassten Gauß-Funktion, ergibt, beträgt 6,94 MeV.

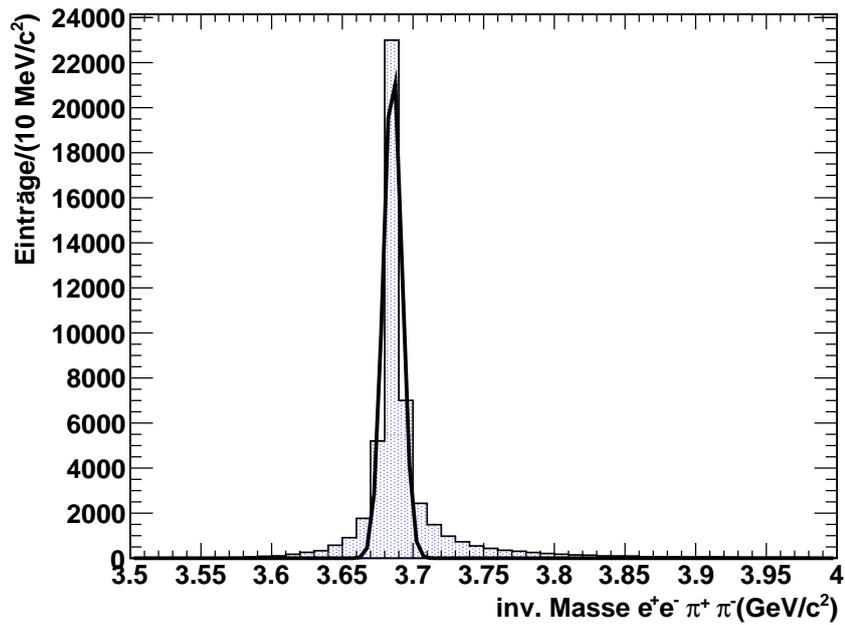


Abbildung 5.15.: Invariantes Masse-Spektrum für die $e^+e^-\pi^+\pi^-$ Kombinationen, die als $\psi(2S)$ rekonstruiert wurden. Den Daten im Spektrum wurde eine Gauß-Funktion angepasst, um die Massenauflösung zu erhalten. Diese beträgt bei den rekonstruierten $\psi(2S)$ 6,94 MeV.

5.1.7. Auswahl von $J/\psi(1S)$ Kandidaten für die $\psi(2S)$ Rekonstruktion

Agrund der in Abschnitt 5.1.3 diskutierten Bremsstrahlung liegt die Verteilung der invarianten Masse der rekonstruierten $J/\psi(1S)$ nicht symmetrisch um die Ruhemasse dieser (vgl. Abbildung 5.8). Die maximale Rekonstruktionseffizienz von 16,4% wird erreicht, wenn alle e^+e^- Kombinationen mit allen geladenen geladenen Pionen kombiniert werden. Dies führt zu einem hohen kombinatorischen Untergrund, da viele e^+e^- Kombinationen, die nicht von einem $J/\psi(1S)$ stammen, in die Rechnungen einfließen. Da bei echten Daten keine Selektion mittels MC Informationen möglich ist, muss zur Reduktion des Untergrundes die Selektion der berücksichtigten Teilchen aufgrund von statistischen Größen vorgenommen werden. Daher werden nur e^+e^- Kombinationen in einem festgelegten *Massenfenster* für die weitere Rekonstruktion genutzt. Um den Effekt dieser Auswahl zu studieren, wird die Obergrenze des Massenfensters wird von in vier Schritten zwischen 3,1 und 3,2 GeV/c^2 variiert, die untere Grenze in sechs Schritten zwischen 2,6 und 3,05 GeV/c^2 . In Folge dieser Einschränkung sinkt aufgrund der Exklusion von rekonstruierten $J/\psi(1S)$ die Rekonstruktionseffizienz. Dieses ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Jeder der vier Graphen zeigt die Änderung für eine feste Obergrenze bei Variation der Unteren.

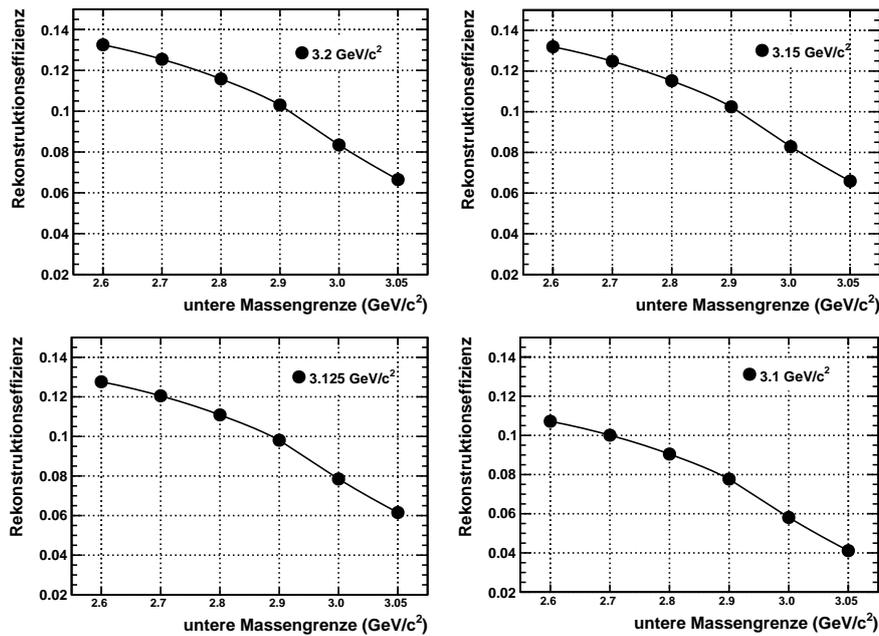


Abbildung 5.16.: $\psi(2S)$ Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit der invarianten Masse der $J/\psi(1S)$ Kandidaten. Die vier Graphen zeigen die Änderung der Rekonstruktionseffizienz für jeweils eine feste Obergrenze für die Auswahl der e^+e^- Kombinationen entsprechend ihrer invarianten Masse, bei Variation der Untergrenze.

In Abschnitt 5.2.1 wird die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses sowie der Signifikanz mittels eines Cuts auf den Transversalimpuls von Elektronen und Positronen diskutiert. Da eine Einschränkung der berücksichtigten Teilchen zur Rekonstruktion der $\psi(2S)$ wie in Abschnitt 5.0.3 erläutert eine Reduktion der Rekonstruktionseffizienz zur Folge hat, sollen die daraus resultierenden Rekonstruktionseffizienzen hier gezeigt werden. In Abbildung 5.17 ist dies exemplarisch dargestellt. Die Rekonstruktionseffizienz ist für vier verschiedene Massenfenster, mit der Untergrenze $2,7 \text{ GeV}c^2$ sowie den vier verschiedenen Obergrenzen, dargestellt. Aufgetragen ist diese gegen den minimalen Transversalimpuls, den die berücksichtigten Elektronen und Positronen mindestens tragen müssen.

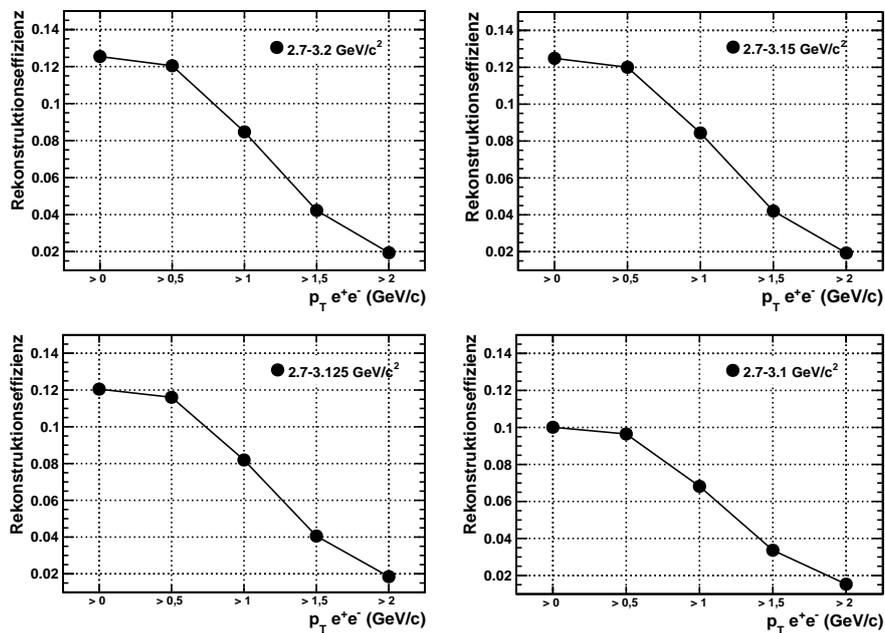


Abbildung 5.17.: Reduktion der Rekonstruktionseffizienz für $\psi(2S)$ bedingt durch den minimalen geforderten Transversalimpuls der Elektronen und Positronen. Gezeigt ist der Einfluss dieser Cuts für eine feste Untergrenze von $2,7 \text{ GeV}/c^2$ und alle vier Obergrenzen.

5.2. Signal-zu-Untergrund Verhältnis

Neben der Bestimmung der geometrischen Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz ist für die Messbarkeit von Teilchen über einen bestimmten Kanal wichtig, Aussagen über das Verhältnis von Signal-zu-Untergrund sowie die Signifikanz der Messung zu machen.

Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis gibt an, wie stark das zu messende Signal in Relation zum unkorrelierten Untergrund ist. Das Signal ist dabei die Menge aller $\psi(2S)$, während der Untergrund die Menge alle unkorrelierten Kombinationen im selben Bereich ist. Die Signifikanz ist definiert als

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (5.11)$$

wobei S das Signal ist, B der Untergrund und σ die Signifikanz darstellt. Diese ist Abhängig von der Anzahl der Ereignisse.

Die vorliegende Studie des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses wird für Proton-Proton Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV durchgeführt. Für die Messung des Signals wird der reine $\psi(2S)$ MC Datensatz genutzt, für den Untergrund der minimum bias MC Datensatz LHC10a18. Da ein Teil des zu erwartenden Untergrundes seinen Ursprung in dileptonisch in e^+e^- zerfallenden $J/\psi(1S)$ hat, die nicht aus dem Zerfall (5.1) stammen, hat, muss dies in der Berechnung des Untergrundes berücksichtigt werden, in diesem Datensatz ist dies nicht der Fall. Daher werden die Einträge im Spektrum der invarianten Masse für $e^+e^-\pi^+\pi^-$ Kombinationen im Untergrund so skaliert, dass sie dem zu erwartende Anteil an zusätzlichen Elektronen und Positronen entsprechen. In der Skalierung wird die Rekonstruktionseffizienz aus Kapitel 5.1.2 genutzt. Im Anhang B ist die Berechnung für das Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie die Signifikanz ohne die Skalierung zu Vergleichszwecken gezeigt.

Um zu berechnen, in welcher Zahl einer bestimmten Teilchensorte in bestimmten Kollision produziert werden, wird die Multiplizität über die Wirkungsquerschnitte (vgl. Anhang A.1) nach (5.12) bestimmt:

$$Y_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{pp}^{\text{inel}}} \quad . \quad (5.12)$$

Dabei steht Y_i für die Multiplizität eines bestimmten Teilchen, σ_i für den Wirkungsquerschnitt für die Produktion des selben Teilchens und $\sigma_{pp}^{\text{inel}}$ ist der gesamte Wirkungsquerschnitt für inelastische Proton-Proton Stöße.

Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt für pp Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV wird nach [50] und [51] bei $\sigma_{pp}^{\text{inel}} = 70$ millibarn (mb) festgelegt. Um den Wirkungsquerschnitt für die Produktion einer spezifischen Teilchensorte müssen zwei Mechanismen berücksichtigt werden: Die *direkte* Produktion sowie die Produktion durch den sogenannten *Feed-Down*.

$$\sigma_i = \sigma_i^{\text{direkt}} + \sigma_i^{\text{feed-down}} \quad (5.13)$$

Die direkte Produktion beschreibt die Erzeugung der Teilchen als primäres Ergebnis der Kollision. Der Feed-Down Anteil entspricht der Erzeugung der spezifischen Teilchen in Zerfällen schwerer Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $J/\psi(1S)$ in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Kollisionen beträgt 35,4 nanobarn (nb), der für $\psi(2S)$ 4,93 nb [51, 52]. In diesen Wirkungsquerschnitten sind die direkte Produktion sowie Feed-Down von schweren Charmonia im Falle des $J/\psi(1S)$, sowie von B-Mesonen in beiden Fällen eingerechnet. Des Weiteren müssen die Zerfallswahrscheinlichkeiten in die betrachteten Kanäle berücksichtigt werden. Für den dileptonischen Zerfall des $J/\psi(1S)$ beträgt diese 5,94%, für den Zerfall des $\psi(2S)$ nach (5.1) 2%. Damit ergeben sich die folgenden Wirkungsquerschnitte: $\sigma_{J/\psi(1S)} = 2,11$ nb sowie $\sigma_{\psi(2S)}$. Diese Wirkungsquerschnitte entsprechen nach (5.12) Multiplizitäten von $1,38 \cdot 10^{-6}$ $\psi(2S)$ und $3,014 \cdot 10^{-5}$ $J/\psi(1S)$ pro Ereignis für die in dieser Arbeit interessanten Zerfallskanäle.

Die genutzten Wirkungsquerschnitte sind konservative Annahmen. Aufgrund starker Unsicherheiten in den grundlegenden Modellen variieren die Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte um bis zu 30% [53].

Weiterhin soll in diesem Abschnitt ein erster Schritt zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses diskutiert werden.

5.2.1. LHC10a18

In diesem Abschnitt wird die Abschätzung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses mit dem MC Datensatz LHC10a18 diskutiert. Es wurden dafür 1,2 Millionen Ereignisse dieses Datensatzes analysiert. Es zeigt sich, dass bei dieser Anzahl an Ereignissen die Statistik in den engeren der Massefenstern der $J/\psi(1S)$ Kandidaten nicht ausreicht, um quantitative Aussagen zu machen, daher werden sie nicht berücksichtigt. Für die größeren Massenfenster mit Untergrenzen bis $2,9 \text{ GeV}^2$ kann die Abschätzung des Verhältnisses erfolgen.

Der Bereich, in dem Signal und Untergrund verglichen werden entspricht dem Bereich der invarianten Masse-Spektren der $\pi^+\pi^-e^+e^-$ Kombinationen zwischen $3,64$ und $3,73 \text{ GeV}/c^2$. Dieser Bereich wurde aufgrund der vorhandenen Statistik gewählt.

Verbesserung des S/B Verhältnisses

Um das Verhältnis sowie die Signifikanz zu erhöhen, wird die Kinematik der Zerfallsprodukte untersucht. Ziel dabei ist es, Charakteristika zu bestimmen, in denen sich die kinematischen Eigenschaften der Zerfallsprodukte von $\psi(2S)$ Zerfällen nach (5.1) von Pionen und Elektronen/Positronen aus dem Untergrund unterscheidet. In dieser Arbeit wird der Transversalimpuls als erster Schritt studiert. Die Ruhemasse eines beträgt $J/\psi(1S)$ $3,097 \text{ GeV}/c^2$, während die Ruhemassen der Zerfallsprodukte e^+e^- $2 \cdot 0,511 \text{ MeV}/c^2$ betragen. Dies bedeutet, dass ein Großteil der Masse bei einem Zerfall als kinetische Energie der e^+e^- zur Verfügung steht. Abbildung 5.18 zeigt den Vergleich zwischen den Transversalimpuls-Spektren der e^+e^- , die aus dem Zerfall (5.1) stammen, (rote Dreiecke) sowie der aus dem Untergrund stammenden (blaue Kreise). Im linken Graph sind beide Verteilungen auf ein Ereignis normiert und im mittleren auf das Maximum der jeweiligen Verteilung. Der rechte Graph zeigt das Verhältnis der beiden Verteilungen des mittleren Plots. Es ist zu sehen, dass ab einem Transversalimpuls von etwa $0,5 \text{ GeV}/c$ die Elektronen und Positronen aus Zerfall (5.1) dominieren.

Beim Zerfall des $\psi(2S)$ nach (5.1) beträgt die Ruhemasse der Zerfallsprodukte $J/\psi(1S)\pi^+\pi^-$ $3,097 \text{ GeV}/c^2 + 2 \cdot 139,6 \text{ MeV}/c^2 = 3,376 \text{ GeV}/c^2$. Da die Ruhemasse des $\psi(2S)$ $3,686 \text{ GeV}/c^2$ beträgt, steht nur wenig dieser bei einem Zerfall als kinetische Energie zur Verfügung. Abbildung 5.19 zeigt die Transversalimpuls-Spektren für geladene Pionen aus dem Zerfall eines $\psi(2S)$ (blaue Kreise) sowie geladene Pionen aus dem Untergrund (rote Dreiecke). Die Normierungen entsprechen den Normierungen in Abbildung 5.18. Für sehr kleine Transversalimpulse dominieren die geladenen Pionen aus dem Zerfall eines $\psi(2S)$ nach (5.1).

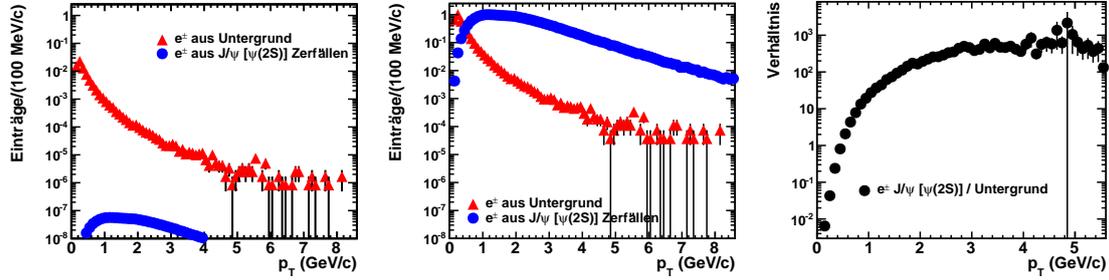


Abbildung 5.18.: Vergleich des Transversalimpulses von Elektronen und Positronen aus $\psi(2S)$ Zerfällen (blau) und dem LHC10a18 Datensatz (rot). Links sind die Verteilungen auf ein Ereignis normiert, rechts auf das Maximum der jeweiligen Verteilung. Es ist zu sehen, dass Elektronen und Positronen aus den $J/\psi(1S)$ Zerfällen, die aus $\psi(2S)$ Zerfällen stammen, einen höheren Transversalimpuls tragen.

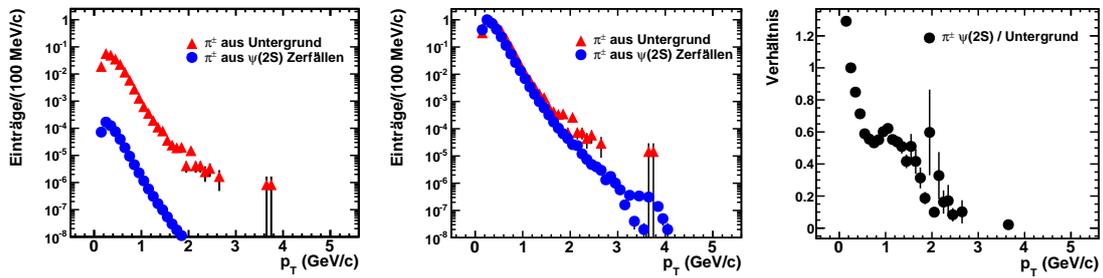


Abbildung 5.19.: Vergleich des Transversalimpulses von Pionen aus $\psi(2S)$ Zerfällen (blau) und dem LHC10a18 Datensatz (rot), die zu einer invarianten Masse zwischen 3,6 - 4,2 GeV kombinieren. Links sind die Verteilungen auf ein Ereignis normiert, rechts auf das Maximum der jeweiligen Verteilung. Es ist zu sehen, dass Pionen aus $\psi(2S)$ Zerfällen stammen, eine steilere Transversalimpuls-Verteilung haben.

Ausgehend von den Kenntnissen über die Transversalimpuls-Spektren der Elektronen und Positronen wird die Veränderung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses bei Variation des minimal geforderten Transversalimpuls der Elektronen und Positronen systematisch studiert. Dafür werden fünf Variationen des Cuts betrachtet, von keiner Einschränkung bis zu einem geforderten Minimaltransversalimpuls von 2 GeV/c für jeweils beide Teilchen. Der Transversalimpuls der Pionen eignet sich nicht als Qualitätskriterium, da die Dominanz nur für kleine Transversalimpulse im Bereich von weniger als 0,3 GeV/c zu finden ist. Da in diesem Bereich die Statistik sehr niedrig ist, hätte eine Einschränkung starke Auswirkungen auf die Rekonstruktionseffizienz².

Die Ergebnisse der Berechnung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses sind in Tabelle 5.4 aufgetragen. Die Tabelle zeigt die Verhältnisse für die verschiedenen Einschränkung für die verschiedenen e^+e^- entsprechend ihres Transversalimpulses, für verschiedene Massenfenster der berücksichtigten e^+e^- Kombinationen. Für die stärkste Einschränkung mit einem minimalen Transversalimpuls von 2 GeV/c wird der Untergrund so stark reduziert, dass eine Berechnung des Verhältnisses sowie der Signifikanz nicht mehr möglich ist.

In Tabelle 5.4 sind alle berechneten Signal-zu-Untergrund Verhältnisse für die Massenfenster mit ausreichend Statistik dargestellt. Tabelle 5.5 zeigt die Signifikanz der Massenfenster für 10^9 Ereignisse unter Berücksichtigung des Transversalimpulses der Elektronen und Positronen.

Die Änderung des Signals, des Untergrundes, des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses sowie der Signifikanz für 10^9 Ereignisse von e^+e^- Kombinationen im Massenfenster 2,7-3,15 GeV/c² unter Berücksichtigung des Cuts auf den Transversalimpuls dieser ist in Abbildung 5.20 gezeigt.

Abbildung 5.21 zeigt die Änderung von Signal der $\psi(2S)$ und Untergrund unter Einfluss der verschiedenen Cuts auf den Transversalimpuls der Elektronen und Positronen, deren kombinierte invariante Masse zwischen 2,7 und 3,15 GeV/c² liegt.

²Wird beispielsweise die Obergrenze des Transversalimpulses für geladene Pionen auf 0,4 GeV/c gelegt, reduziert sich die maximale Rekonstruktionseffizienz von 16,4 % auf 1,8%.

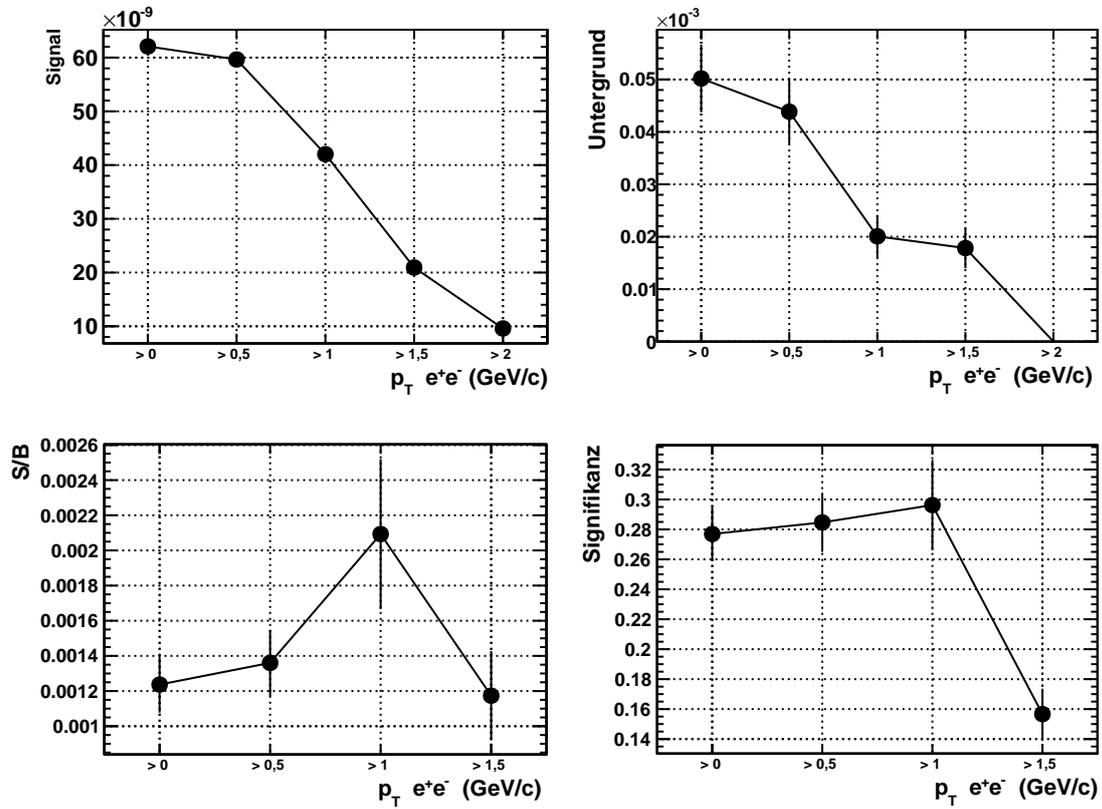


Abbildung 5.20.: Änderung von Signal, Untergrund, Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie der Signifikanz für 10^9 Ereignisse für die Messung von $\psi(2S)$, bei Berechnung dieser unter Berücksichtigung von e^+e^- Kombinationen mit einer invarianten Masse zwischen 2,7 und 3,15 GeV/c^2 . Die Änderung der Werte ist Folge des geforderten minimalen Transversalimpulses der Elektronen und Positronen. Diese ist auf der X-Achse eingetragen.

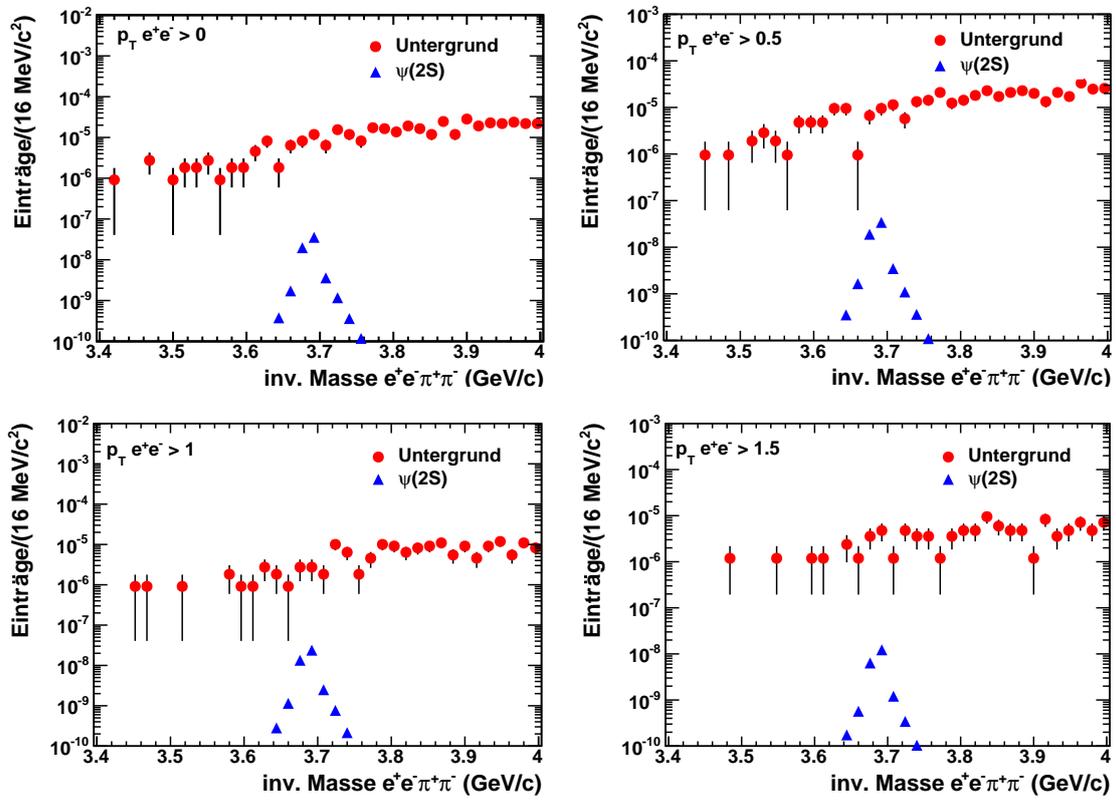


Abbildung 5.21.: Visualisierung der Auswirkung des Cuts auf den Transversalimpuls der Elektronen und Positronen auf Signal (blaue Kreise) und Untergrund (rote Dreiecke). Alle vier Graphen zeigen die invariante Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ unter Berücksichtigung von e^+e^- Paaren, deren invariante Masse zwischen 2,7 und 3,16 GeV/c² liegt. Der minimale Transversalimpuls den Elektronen und Positronen dieser Paare haben müssen, ist in jedem Graph angegeben.

Signal-zu-Untergrund Verhältnis LHC10a18

inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 0$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 0,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 1$ GeV/c
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(0,76 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$	$(1,12 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(1,52 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(0,84 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	$(1,30 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(1,60 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(0,80 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	$(1,43 \pm 0,21) \cdot 10^{-3}$	$(1,60 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(0,92 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	$(1,78 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$	$(3,16 \pm 0,86) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(1,04 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$	$(1,27 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$(1,93 \pm 0,37) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(1,24 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(1,36 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$	$(2,09 \pm 0,43) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(1,41 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(1,50 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}$	$(2,14 \pm 0,45) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(1,63 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$	$(1,89 \pm 0,33) \cdot 10^{-3}$	$(7,40 \pm 3,09) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(1,07 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	$(1,23 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(1,96 \pm 0,38) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(1,29 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$(1,32 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(2,13 \pm 0,44) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(1,26 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$(1,45 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$	$(2,18 \pm 0,48) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(1,77 \pm 0,31) \cdot 10^{-3}$	$(1,81 \pm 0,32) \cdot 10^{-3}$	$(8,94 \pm 4,17) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(0,91 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	$(1,14 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(1,70 \pm 0,34) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(1,08 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(1,22 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(1,84 \pm 0,39) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(1,03 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$	$(1,36 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$	$(1,87 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(1,42 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	$(1,76 \pm 0,35) \cdot 10^{-3}$	$(1,13 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$
inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 1,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 2$ GeV/c	
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(1,11 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(1,25 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(1,14 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(1,23 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$	—	
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(1,06 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(1,17 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(1,03 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(1,12 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	—	
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(1,03 \pm 0,21) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(1,13 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(1,00 \pm 0,21) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(1,07 \pm 0,24) \cdot 10^{-3}$	—	
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(1,03 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(1,18 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(1,03 \pm 0,24) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(1,13 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$	—	

Tabelle 5.4.: Signal-zu-Untergrund Verhältnisse der $\psi(2S)$ Messung. Die Tabelle zeigt die Verhältnisse für verschiedene Massenfenster der e^+e^- Paare, die zur Berechnung des Spektrums der invarianten Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ genutzt wurden, unter Variation des Cuts auf die Transversalimpuls dieser.

Signifikanz für 10^9 Ereignisse LHC10a18

inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 0$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 0,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 1$ GeV/c
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(2,23 \pm 0,11) \cdot 10^{-1}$	$(2,76 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,58 \pm 0,22) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(2,29 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$	$(2,79 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,60 \pm 0,23) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(2,16 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$	$(2,83 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$	$(2,52 \pm 0,23) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(2,18 \pm 0,13) \cdot 10^{-1}$	$(2,97 \pm 0,26) \cdot 10^{-1}$	$(3,35 \pm 0,45) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(2,61 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$	$(2,81 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,90 \pm 0,28) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(2,77 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(2,96 \pm 0,30) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(2,63 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,89 \pm 0,22) \cdot 10^{-1}$	$(2,90 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(2,90 \pm 0,23) \cdot 10^{-1}$	$(3,05 \pm 0,27) \cdot 10^{-1}$	$(5,10 \pm 1,06) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(2,59 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	$(2,73 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,88 \pm 0,28) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(2,78 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,75 \pm 0,19) \cdot 10^{-1}$	$(2,94 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(2,64 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,79 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$	$(2,88 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(2,95 \pm 0,26) \cdot 10^{-1}$	$(2,93 \pm 0,26) \cdot 10^{-1}$	$(5,50 \pm 1,27) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(2,18 \pm 0,13) \cdot 10^{-1}$	$(2,40 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	$(2,46 \pm 0,25) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(2,32 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	$(2,42 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	$(2,50 \pm 0,27) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(2,16 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	$(2,44 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(2,41 \pm 0,27) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(2,35 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(2,58 \pm 0,25) \cdot 10^{-1}$	$(5,01 \pm 1,32) \cdot 10^{-1}$
inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 1,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 2$ GeV/c	
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(1,55 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(1,62 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(1,51 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(1,49 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$	—	
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(1,51 \pm 0,22) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(1,57 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(1,43 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(1,42 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(1,45 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(1,51 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(1,40 \pm 0,14) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(1,36 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(1,34 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(1,41 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(1,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(1,25 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	—	

Tabelle 5.5.: Signifikanz der $\psi(2S)$ Messung für 10^9 Ereignisse. Die Tabelle gibt die Signifikanzen für verschiedene Massenfenster der e^+e^- Paare, die zur Berechnung des Spektrums der invarianten Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ genutzt wurden, unter Variation des Cuts auf die Transversalimpuls dieser.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Messung von $\psi(2S)$ Mesonen mit dem ALICE-Experiment am LHC untersucht. Das $\psi(2S)$ gehört zur Familie der Charmonia und kann sowohl in Proton-Proton- als auch in Nukleon-Nukleon-Kollisionen erzeugt werden und ist daher ein wichtiger Parameter in den Studien dieser. Die Rate, mit der $\psi(2S)$ durch verschiedene Mechanismen erzeugt werden, liefert Informationen über den Ablauf der Kollision und ist ein hilfreicher Faktor bei der Suche nach dem Quark-Gluon Plasma. Da es sich beim $\psi(2S)$ um ein Charmonium handelt, das in niedrigere Charmoniumzustände zerfallen kann, ist das Verständnis des $\psi(2S)$ ebenso für Studien anderer Charmonia, wie dem $J/\psi(1S)$, relevant.

Grundlage für die Studie ist ein simulierter (Monte-Carlo) Datensatz, in dem nur $\psi(2S)$ enthalten sind, die in dem Kanal

$$\begin{aligned} \psi(2S) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \downarrow e^+ e^- \end{aligned} \tag{6.1}$$

zerfallen. Dieser Datensatz wurde für die vorliegende Analyse am Rechencluster des IKF erzeugt. Für die Bestimmung des Untergrundes werden 1,2 Millionen minimum bias Ereignisse aus einem am CERN simulierten Datensatz genutzt. Beide Datensätze werden zur Bestimmung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses sowie der Signifikanz der Messung verwendet. Die Datensätze wurden mit der Software AliRoot erzeugt, als Ereignisgenerator wurde Pythia in Version 6 genutzt.

Die Untersuchung erfolgt für minimum bias Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV. Die Teilchenidentifikation erfolgt über die MC Informationen, bei der die Effizienzen der Teilchenidentifikation mit der TPC mittels einer Parametrisierung berücksichtigt wurden.

$\psi(2S)$ Messung

Die geometrische Akzeptanz der Messung ist definiert als der Verhältnis zwischen detektierbaren und simulierten Teilchen. Für die $\psi(2S)$, die nach (6.1) zerfallen liegt diese bei 35,7%.

Die Rekonstruktionseffizienz ist das Verhältnis zwischen rekonstruierten und detektierbaren Teilchen. Diese variiert mit dem Massenfenster, in dem die e^+e^- Paare für die Berechnung der $\psi(2S)$ berücksichtigt werden. Aus den Ergebnissen der Analyse der simulierten Verteilungen lässt sich ableiten, dass als gute Obergrenze für dieses Massenfenster $3,15 \text{ GeV}/c^2$ und als Untergrenze $2,7 \text{ GeV}/c^2$ geeignet sind. In diesem Fenster ist die vorliegende Statistik hoch genug um gute Aussagen machen zu können. Zudem ist in diesem Fenster die

Rekonstruktionseffizienz mit 12,5% noch ausreichend hoch. Für dieses Massenfenster liegt das Signal-zu-Untergrund Verhältnis der $\psi(2S)$ Messung bei $(1,41 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$, und die Signifikanz für 10^9 pp-Kollisionen bei $0,277 \pm 0,018$. In $10^9 \sqrt{s} = 7$ TeV minimum bias pp-Kollisionen werden innerhalb der Akzeptanz des ALICE-Detektors etwa 492 $\psi(2S)$ erwartet, die im Kanal(6.1) zerfallen. Im Jahr 2011 wurden $2 \cdot 10^8$ pp-Kollisionen aufgenommen.

Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Verbesserung von Signifikanz und (S/B)-Verhältnis durch geeignete Auswahl der Zerfallsprodukte verbessert werden kann. Dafür wurden verschiedene Cut-Studien durchgeführt. Die erste ist die Einschränkung des Massenfensters, aus dem e^+e^- Paare zur Berechnung der invarianten Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ ausgewählt werden. Weiterhin wurde Transversalimpuls von geladenen Pionen aus dem Zerfall (6.1) mit dem Transversalimpuls geladener Pionen aus dem Untergrund verglichen. Dabei zeigte sich, dass die geladenen Pionen aus dem $\psi(2S)$ Zerfall nur bei sehr kleinen Transversalimpulsen dominieren, und eine entsprechende Einschränkung die Rekonstruktionseffizienz stark verschlechtert.

Als dritte Cut-Studie wurde der Transversalimpuls von Elektronen und Positronen aus Zerfall (5.1) und den Elektronen und Positronen aus dem Untergrund verglichen. Werden nur Elektronen und Positronen berücksichtigt, deren Transversalimpuls mindestens 1 GeV/c beträgt, sinkt die Rekonstruktionseffizienz um etwa 30%.

Es erhöht sich das Signal-zu-Untergrund Verhältnis, auch wenn aufgrund der geringen Statistik des Untergrunddatensatzes und der daraus resultierenden Unsicherheiten, die Ergebnisse tendentiell gesehen werden müssen. Die Signifikanz verändert sich innerhalb der Fehler kaum.

Mittels weiterer Untersuchungen der kinematischen Unterschiede zwischen Zerfallsprodukten des $\psi(2S)$ und Teilchen aus anderem Ursprung sollte es möglich sein, diese Werte noch weiter zu verbessern. Als interessante Größe für solche Studien eignet sich beispielsweise der Öffnungswinkel zwischen den Pionenpaaren.

Eine entscheidende Rolle zur Verbesserung der Messung kann der TRD-Detektor spielen. Als Trigger auf Elektronen und Positronen mit hohem p_T kann er die Anzahl der gemessenen Quarkonia deutlich erhöhen. In dieser Studie ist der TRD für die Teilchenidentifikation nicht berücksichtigt, da dieser zum Zeitpunkt der vorliegenden Analyse noch nicht vollständig eingebaut ist. Aufgrund der Anordnung der eingebauten Module ist die geometrische Akzeptanz für $J/\psi(1S)$ sehr gering. Außerdem ist bei $\sqrt{s} = 7$ TeV pp-Kollisionen die Anzahl der Elektronen und Positronen niedrig, und der Großteil des Untergrundes für die $\psi(2S)$ Messung hat seinen Ursprung in geladenen Pionen.

Wenn der TRD komplett eingebaut ist, kann mit diesem die Rate der gemessenen $J/\psi(1S)$ erhöht werden. Dies sollte auch die Messung von $\psi(2S)$ beeinflussen, und durch die hohe Effizienz beim Trennen von geladenen Pionen und Elektronen bzw. Positronen den Untergrund weiter verkleinern.

Insgesamt zeigt sich, dass die Messung von $\psi(2S)$ über den Zerfallskanal (6.1) eine interessante weitere Methode neben der Messung des dileptonischen Zerfalls darstellt. Die Massenauflösung des $\psi(2S)$ beträgt 7 MeV, was einen guten Wert darstellt. Ebenso liegt die Effizienz, also das Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz, in einem Bereich, der für Messungen geeignet ist. Verschiedene Studien der kinematischen Eigenschaften der Zerfallsprodukte des $\psi(2S)$ Zerfall im Kanal (6.1) könnten das Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie die Signifikanz weiter verbessern.

$X(3872)$

Die Ergebnisse der $\psi(2S)$ Messung lassen sich in Teilen auf eine Messung des Teilchens $X(3872)$ übertragen. Die geometrische Akzeptanz sowie die Rekonstruktionseffizienz sollten in vergleichbaren Größenordnungen liegen. Ebenso sollte eine Einschränkung der e^+e^- Paaren über deren invariante Masse sowie den Transversalimpuls eine Verbesserung der Messung zu Folge haben. Da beim Zerfall eines $X(3872)$ über den Kanal

$$\begin{aligned} X(3872) &\rightarrow J/\psi(1S) \pi^+ \pi^- \\ &\quad \searrow e^+ e^- \end{aligned} \tag{6.2}$$

die Summe der Massen der Tochterteilchen im Vergleich zur Ruhemasse des $X(3872)$ um etwa $200 \text{ MeV}/c^2$ geringer ist, sind Änderungen in der Kinematik der Zerfallsprodukte zu erwarten, so dass die für $\psi(2S)$ gemachten Angaben nicht ohne Einschränkungen auf die $X(3872)$ Messung übertragen werden kann.

Um das Standardmodell zu vervollständigen, gilt es Rätsel, wie sie unerwartete Zustände wie das $X(3872)$ der modernen Physik stellen, zu lösen. Mit der großvolumigen TPC und dem schnellen TRD ist ALICE in der Lage, die hohen Spurdichten aufzulösen und zu vermessen, die bei Kollisionen hoher Energien entstehen. Somit könnte ALICE mittels der Messung von exotischen Zuständen wie dem $X(3872)$ einen Teil zur Lösung dieser Rätsel beitragen.

A. Kinematik und Konventionen

A.1. Relativistische Kinematik

Alle Informationen zu Abschnitt A.1 stammen aus: [4, 7, 12].

A.1.1. Einheiten

Energie Die in der Schwerionenphysik übliche Einheit, in der die Energie angegeben und gemessen wird, ist das Elektronenvolt (eV). Ein Elektronvolt ist definiert als die Energie, die ein Teilchen mit der Ladung $1e$, also einer Elementarladung, erhält, wenn es eine Spannung von einem Volt im Vakuum durchläuft. Um die Einheit eV in die SI-Einheit Joule zu überführen, gilt $1eV = 1,602176 \cdot 10^{-19}$ Joule. Es lassen sich auch Temperaturen in eV ausdrücken, wobei die Relation gilt, dass ein Elektronenvolt 11.604,5 Kelvin entspricht.

Masse und Impuls Aufgrund der sehr kleinen Massen von Atomkernen und den verschiedenen Teilchen wird nicht die SI Einheit Gramm genutzt. Entsprechend der Äquivalenz von Energie und Masse nach Einstein $E = m \cdot c^2$ lässt sich die Masse ausdrücken durch $m = E/c^2$. Dies entspricht der Einheit eV/c². Mittels des Lorentzfaktors

$$\gamma = \frac{E}{m} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1-v^2}{c^2}}} \quad (\text{A.1})$$

kann auch der Impuls über die Beziehung $p = \gamma \cdot m_0 \cdot v$ in Abhängigkeit der Energie ausgedrückt werden, die Einheit ist eV/c. In natürlichen Einheiten kann die Lichtgeschwindigkeit ausgedrückt werden als $c = \hbar = 1$. Als Konvention hat sich durchgesetzt, dass Energien und Massen in eV, mit geeigneten Präfixen, angegeben werden, während der Impuls als eV/c angegeben wird.

Länge Für Längen wird üblicherweise die SI Einheit Meter genutzt. Dabei werden je nach Eignung Präfixe benutzt. Für Längen in der Größenordnung der Radii von Quarkonia ist dies der Femtometer (fm). Ein Femtometer beträgt 10^{-15} Meter.

A.1.2. Kinematische Variablen

Wirkungsquerschnitt Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung zwischen zwei aufeinander treffende Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche. In der Kernphysik wird dafür die Einheit *barn* benutzt. Es gilt: $1 \text{ barn} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Zerfallsbreite In der Kernphysik wird die Lebensdauer kurzlebiger Zustände mittels der Zerfallsbreite beschrieben. Die Zerfallsbreite Γ leitet sich von der Breite des Signals im Spektrum ab, die Breite entspricht also der Energieunschärfe. Die Lebensdauer eines Teilchens ist von der Energieunschärfe abhängig: $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$, wobei \hbar die planksche Konstante ist, und τ der Lebensdauer entspricht.

(Pseudo-)Rapidität Bei Energien, wie sie in Beschleunigerexperimenten in der Teilchenphysik üblich sind, reichen die Projektile ebenso wie die Ejektile relativistische Geschwindigkeiten. Diese lassen sich nicht wie in der klassischen Mechanik addieren. Eine nützliche Hilfsgröße für die Geschwindigkeit ist die Rapidität. Sie ist definiert als:

$$y = \tanh^{-1} \cdot \beta = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (\text{A.2})$$

Dabei ist β das Verhältnis von Lichtgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit des Teilchen $\frac{v}{c}$. Die Rapidität verschiedener Teilchen kann addiert werden, die gesamte Rapidität verändert dabei nur die Lage, nicht die Form. Für kleine Geschwindigkeiten gilt dabei $\beta \approx y$, für $\beta \rightarrow 1$ geht die Rapidität gegen unendlich $y \rightarrow \infty$. Da die nötigen Größen zur Berechnung der Rapidität meist nicht gut bestimmt werden können, wird im Experiment die Pseudorapidität genutzt. Diese ist definiert als:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (\text{A.3})$$

Die Pseudorapidität ist allerdings nicht mehr komplett unabhängig vom Bezugssystem. Der Vorteil gegenüber der Rapidität besteht darin, dass die Pseudorapidität nur noch von gut zu bestimmenden Größen abhängt.

Transversalimpuls Beschleunigte Teilchen besitzen vor der Kollision in der Regel nur einen Impuls in Strahlrichtung (p_z), wobei Z die Strahlachse bezeichnet. Nach der Kollision enthält der gemessene Transversalimpuls die Informationen über X und Y Komponente des Impulses.

$$p_T = \sqrt{p_X^2 + p_Y^2} \quad (\text{A.4})$$

Da der Transversalimpuls eine direkte Folge der Kollision ist, lassen sich aus diesem Informationen über den Ablauf der Kollision gewinnen.

Viererimpuls Der Viererimpuls eines Teilchens ist ein Vierervektor, der neben den drei Impulskomponenten auch die Energie enthält, und somit die Erhaltungsgrößen abdeckt.

$$\begin{pmatrix} E \\ P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Das Längenquadrat des Viererimpulses ist unabhängig von der Geschwindigkeit gleich dem Quadrat der Masse

$$E^2 - \vec{P}^2 = m^2 \quad (\text{A.6})$$

Der Viererimpuls ist eine additive Erhaltungsgröße, die Summe der Viererimpulse der Tochterpartikel entspricht also dem Viererimpuls des Mutterpartikels. Nach (A.6) lässt sich aus dem Viererimpuls die invariante Masse eines Teilchens bestimmen.

Invariante Masse Über die Kinematik einer Kombination von Zerfallsprodukten kann man die invariante Masse des Mutterpartikels bestimmen.

$$m_{\text{inv}}^2 c^4 = \left(\sum_i \sqrt{m_i^2 \cdot c^4 + \mathbf{p}_i^2 \cdot c^2} \right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i \right)^2 c^2 \quad (\text{A.7})$$

Über den Viererimpuls lässt sich folglich die invariante Masse eines Zustands errechnen. AliRoot besitzt eine implementierte Funktion für diesen Zweck. Es gilt, dass die invarianten Massen von Zerfallsprodukten kleiner als die invariante Masse des ursprünglichen Zustand ist, andere Zerfälle sind nicht möglich. Die Werte der invarianten Masse von Mehrteilchensystem ist kontinuierlich. Zeigt sich bei der Berechnung der invarianten Masse von Kombinationen von Zerfallsprodukten eine Erhöhung im Spektrum, weist dies darauf hin, dass die Zerfallsprodukte aus dem Zerfall eines Teilchens mit der selben Masse stammen. Auf diese Weise können neue resonante Zustände entdeckt werden, wenn sich das Signal deutlich vom Untergrund abhebt.

A.2. Koordinaten

Da in dieser Arbeit verschiedene Parameter des Koordinatensystems von ALICE genutzt werden, soll dieses kurz erläutert werden. Der Koordinatenursprung $(0,0,0)$ ist am der Interaktionspunkt der beiden Strahlen definiert.

Die *X-Koordinate* beschreibt die horizontale Ebene mit der Strahlachse. In Richtung des LHC Mittelpunkts sind die x-Koordinaten positiv, während negative das Entfernen vom Mittelpunkt anzeigen.

Die *Y-Koordinate* beschreibt die vertikale Ebene mit der Strahlachse. Positive y-Werte zeigen in Richtung der Erdoberfläche, während negative nach unten zeigen. Die Strahlrichtung ist zugleich die *Z-Koordinate* des karthesischen Koordinatensystems. Vom Mittelpunkt des ALICE Detektors aus gesehen befindet sich das Muon Spectrometer in negativer Richtung. Der *Azimuthalwinkel* ϕ nimmt vom Muon Spectrometer in postivier z Richtung gesehen mit dem Uhrzeigersinn zu.

Der *Polarwinkel* θ ist auf der z Achse 0, beträgt beim Erreichen der xy Ebene den Wert $\frac{\pi}{2}$ und ist bei $-\pi$.

Abbildung A.1 zeigt das Koordinatensystem. Zur Besserung Vorstellung über die Lage des Experiments ist zudem angegeben, welche Ortschaften um es liegen. [54]

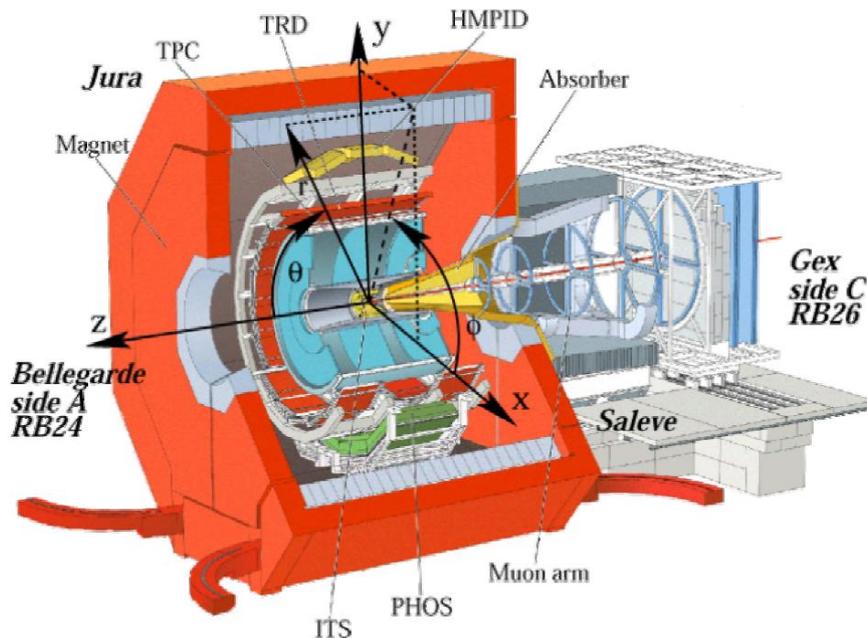


Abbildung A.1.: Das ALICE Koordinatensystem [54].

A.3. Energieverlust geladener Teilchen in Materie

In der TPC wird zur Identifikation der Teilchen der spezifische Energieverlust im Gas genutzt. Geladene Teilchen, die sich mit hoher Geschwindigkeit durch Materie bewegen, wechselwirken mit den Elektronen in den Atomhüllen der Materie. Dies führt zur Anregung der Atome und somit zu einem Energieverlust des Teilchens. Hans Bethe stellte 1932 folgende Formel auf, mit der dieser Energieverlust in guter Näherung beschrieben werden kann.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = K \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \cdot c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (\text{A.8})$$

Dabei beschreibt K eine Konstante aus Avogadrozahl und Elektronenmasse und -radius, T_{\max} die maximale Kollisionsenergie, Z und A sind Protonen- und Massezahl der durchquerten Materie und m_e die Masse eines Elektrons. Da sich das Verhalten der Teilchen bei hohen Geschwindigkeiten ändert wird der Dichtekorrektureterm $\frac{\delta(\beta\gamma)}{2}$ genutzt. Abbildung A.2 zeigt den Energieverlust verschiedener geladener Teilchen in der ALICE TPC bei $\sqrt{s} = 900$ GeV pp-Kollisionen. Es ist zu sehen, dass bei hohen Impulsen die Identifikation über den spezifischen Energieverlust unsicherer ist, da die Bänder einander näher kommen, und somit die Trennung der Teilchen anhand der verschiedenen spezifischen Energieverluste weniger klar ist.

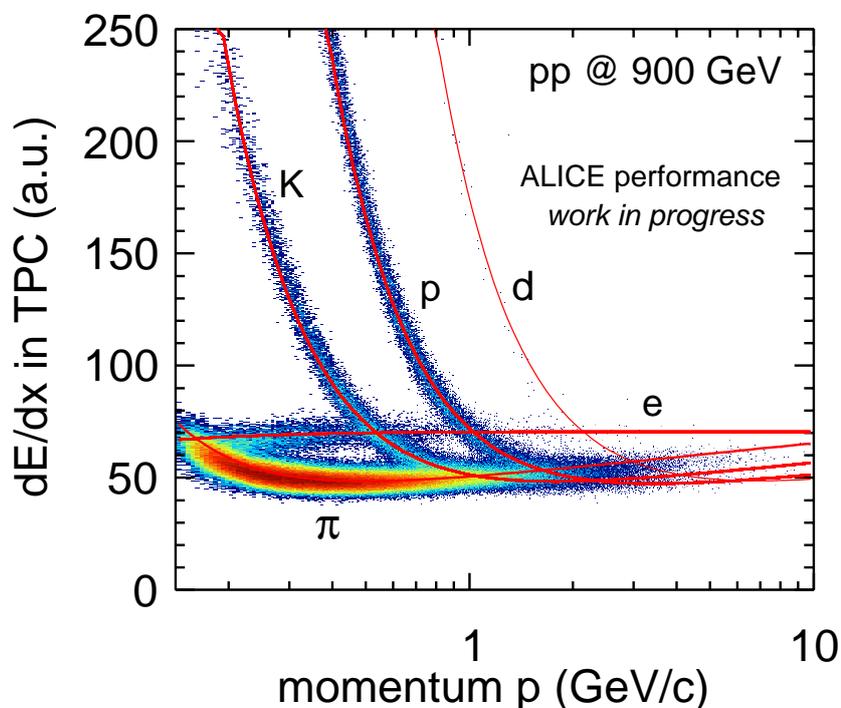


Abbildung A.2.: Energieverlust verschiedener geladener Teilchen in der ALICE TPC bei $\sqrt{s} = 900$ GeV pp-Kollisionen [55].

A.4. Abschätzung der kritischen Temperatur und Dichte mittels des M.I.T. Bag Modells

Ein Quark-Gluon Plasma kann mittels Erhöhung der Temperatur als auch der baryonischen Dichte der Materie erreicht werden. Ab welchen kritischen Werten ein Phasenübergang zu einem QGP stattfinden kann, soll im Folgenden skizziert werden. Dabei wird das M.I.T.-Bag Modell als simplifizierte Grundlage genutzt [12, 56, 57, 58, 59]. In diesem betrachtet man Quarks in einem *Bag* eingeschlossen, in dem sie sich frei bewegen können. Der kinetischen Energie der Quarks wirkt dabei der Bag-Druck B entgegen, der den Einschluss bedingt.

$$\left(\frac{E}{V}\right)_{Bag} = B \quad (\text{A.9})$$

Die kinetische Energie eines Systems mit masselosen Quarks ist definiert als:

$$E = \frac{2,04 \cdot N_q}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 B \quad (\text{A.10})$$

wobei N_q die Zahl der Quarks und R der Radius ist. Aus der Gleichgewichtsbedingung folgt

$$B^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{2,04 \cdot N_q}{4\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{R} \quad (\text{A.11})$$

Für $B^{\frac{1}{4}}$ folgt daraus ein Wert von 206 MeV für Systeme aus 3 Quarks bei einem Radius von 0,8 fm.

Um die nötige Temperatur T_c zu bestimmen, wählt man den Ansatz, die (Anti-)Quarks und Gluonen als ein ideales und relativistisches Gas zu betrachten, bei dem ein thermisches Gleichgewicht vorliegt, die Quarks masselos und keine Wechselwirkungen vorhanden sind. Der Anteil der Quarks in diesem Gas wird per Fermi-Dirac Statistik bestimmt und liegt bei

$$P_q = \frac{1}{3} \left(\frac{E_q}{V}\right) = \frac{7}{8} g_q \left(\frac{\pi^2}{90}\right) T^4. \quad (\text{A.12})$$

Dabei ist T die Temperatur, E_q die Energie der Quarks und g_q ist die Summe der Freiheitsgrade der Farbzustände R,G,B (N_C); Spinzustände $\uparrow\downarrow$ (N_S) und der Flavourzustände u,d,[s] (N_F). Für den Gluonanteil liefert die Bose-Einstein Statistik

$$P_g = \frac{1}{3} \left(\frac{E_g}{V}\right) = g_g \left(\frac{\pi^2}{90}\right) T^4 \quad (\text{A.13})$$

für den Druck es idealen Gluon gases. Bei sind die Parameter identisch zu Formel A.12, nur g_g besteht aus den Freiheitsgraden der acht Gluonzustände (N_g) und der beiden Polarisationsmöglichkeiten (N_P). Fasst man beide Anteile zusammen ergibt sich für den Druck des QGP Gases

$$P_{QGP} = g_{\text{total}} \left(\frac{\pi^2}{90}\right) T^4 \quad \text{mit} \quad g_{\text{total}} = g_g + \frac{7}{8}(g_q + g_{\bar{q}}) \quad (\text{A.14})$$

Wählt man nun zwei Flavourzustände ($N_F = 2$) gilt $g_{\text{total}} = 37$. Setzt man voraus, dass der Druck des Quark-Gluon Plasmas dem des Bags B entspricht folgt daraus:

$$P_{\text{QGP}} = g_{\text{total}} \left(\frac{\pi^2}{90} \right) T^4 = B \rightarrow T_c = \left(\frac{90}{37\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} B^{\frac{1}{4}} \quad \text{mit } B^{\frac{1}{4}} = 206 \text{ MeV} \quad (\text{A.15})$$

für T_c 144 MeV. Allerdings ist zu berücksichtigen das dies eine grobe Näherung ist.

Das baryochemische Potential μ_B ist gegeben durch die Netto-Baryonenzahl, welche für Quarks bei $\mu_q = \frac{1}{3}\mu_B$ liegt. Für die Dichte der Quarks erhält man

$$n_q = \frac{N_q}{V} = g_q \frac{1}{6\pi^2} \mu_q^3 \quad (\text{A.16})$$

wobei N_q die Anzahl der Quarks ist und g_q analog zu Formel A.12. Mit der Energie der Quarks in einem Volumen V

$$E_q = g_q \left(\frac{V}{8\pi^2} \right) \mu_B^4 \quad (\text{A.17})$$

findet man für den Druck der Quarks

$$P_q = \frac{1}{3} \left(\frac{E_q}{V} \right) = g_q \frac{1}{24\pi^2} \mu_q^4 \quad (\text{A.18})$$

Nach Gleichsetzen des Quarkdruckes mit dem Bag-Druck analog zu A.15 folgt für die kritische Dichte die

$$\mu_q^C = \left(\frac{24\pi^2}{g_q} \right)^{\frac{1}{4}} B^{\frac{1}{4}} \quad (\text{A.19})$$

und daraus für ein System aus (u,d)-Quarks $\mu_q = 434 \text{ MeV}$. Dies entspricht etwa 5,25 mal der Dichte in einem Nukleon.

B. Signal-zu-Untergrund Verhältnis mit LHC10a18 unskaliert

In Kapitel 5.2.1 wird erläutert, dass bei der Berechnung des Untergrundes mit dem MC Datensatz LHC10a18 das Spektrum der invarianten Masse für $e^+e^-\pi^+\pi^-$ Kombinationen skaliert wird, um die Rate, der rekonstruierten $J/\psi(1S)$, die in Elektron und Positron zerfallen und nicht von einem $J/\psi(1S)$ stammen, zu berücksichtigen. Um die Auswirkungen dieser Skalierung zu zeigen und einen Vergleichswert zu liefern, werden hier die entsprechenden Berechnungen und Graphen des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses mit dem unskalierten LHC10a18 Datensatz gezeigt.

Abbildung B.1 zeigt Signal, Untergrund, das Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie die Signifikanz für 10^9 Ereignisse für die $\psi(2S)$ Messung unter Berücksichtigung von e^+e^- Kombinationen mit einer invarianten Masse zwischen 2,7 und 3,15 GeV/c^2 . Diese sind aufgetragen gegen den Cut auf den minimalen Transversalimpuls, den Elektronen und Positronen haben müssen. In Abbildung B.2 sind Signal und Untergrund für dieses Massenfenster unter Variation des Cuts zu sehen.

Die Tabellen B.1 und B.2 beinhalten die Berechneten Signal-zu-Untergrund Verhältnisse bzw. Signifikanzen. Es ist zu sehen, dass beide Werte höher sind als in Abschnitt 5.2.1. Der Anteil der $J/\psi(1S)$ beträgt für das genannte Massenfenster und dem minimalen Transversalimpuls der Elektronen und Positronen von 1 GeV/c^2 etwa 70%, während die Signifikanz 50% niedriger liegt.

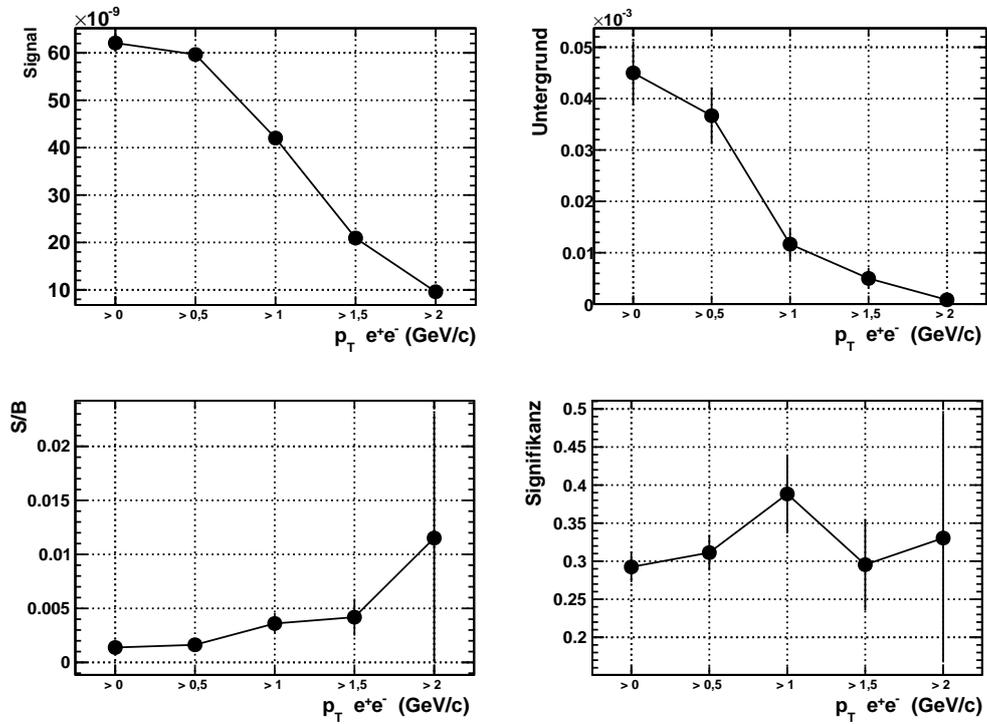


Abbildung B.1.: Änderung von Signal, Untergrund, Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie der Signifikanz für 10^9 Ereignisse für die Messung von $\psi(2S)$, bei Berechnung dieser unter Berücksichtigung von e^+e^- Kombinationen mit einer invarianten Masse zwischen 2,7 und 3,15 GeV/c^2 . Die Änderung der Werte ist Folge des geforderten minimalen Transversalimpulses der Elektronen und Positronen. Diese ist auf der X-Achse eingetragen.

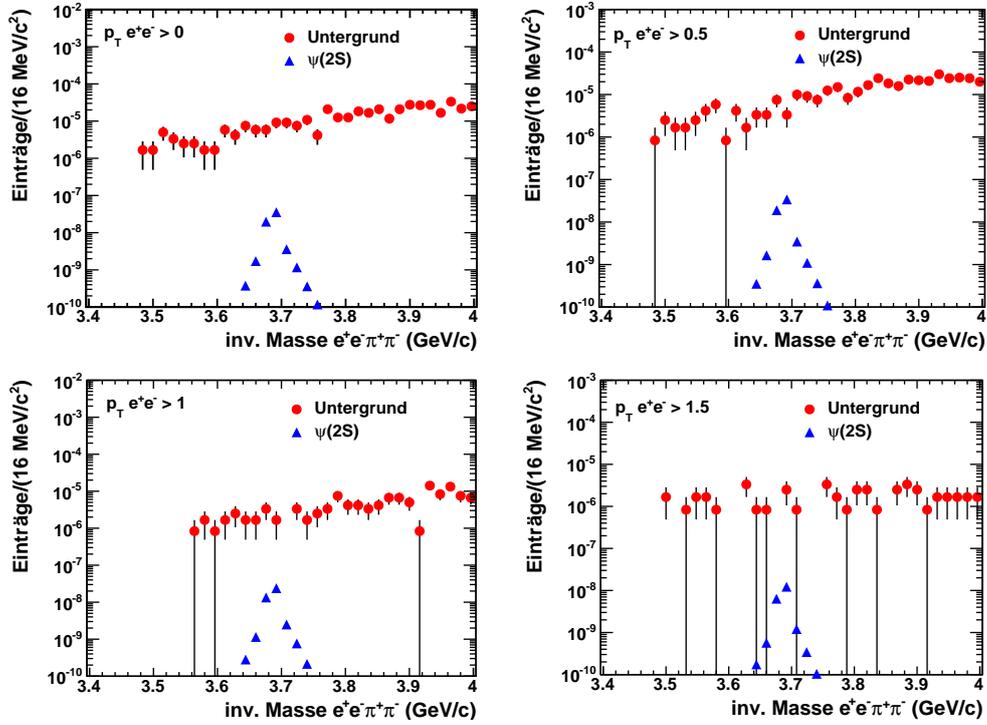


Abbildung B.2.: Visualisierung der Auswirkung des Cuts auf den Transversalimpuls der Elektronen und Positronen auf Signal (blaue Kreise) und Untergrund (rote Dreiecke). Alle vier Graphen zeigen die invariante Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ unter Berücksichtigung von e^+e^- Paaren, deren invariante Masse zwischen 2,7 und 3,16 GeV/c² liegt. Der minimale Transversalimpuls den Elektronen und Positronen dieser Paare haben müssen, ist in jedem Graph angegeben.

Signal-zu-Untergrund Verhältnis LHC10a18

inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 0$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 0,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 1$ GeV/c
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(1,17 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$	$(1,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$	$(1,81 \pm 0,34) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(1,36 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(1,33 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(2,81 \pm 0,66) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(1,39 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(1,63 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$	$(2,64 \pm 0,62) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(2,95 \pm 0,64) \cdot 10^{-3}$	$(2,49 \pm 0,51) \cdot 10^{-3}$	$(3,56 \pm 1,03) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(1,18 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(1,31 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$	$(2,10 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(1,38 \pm 0,19) \cdot 10^{-3}$	$(1,63 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	$(3,60 \pm 0,96) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(1,41 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(2,14 \pm 0,39) \cdot 10^{-3}$	$(3,38 \pm 0,90) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(3,08 \pm 0,69) \cdot 10^{-3}$	$(4,23 \pm 1,14) \cdot 10^{-3}$	$(5,31 \pm 1,88) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(1,20 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(1,29 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$(2,21 \pm 0,46) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(1,41 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(1,61 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	$(4,08 \pm 1,18) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(1,45 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$(2,14 \pm 0,39) \cdot 10^{-3}$	$(3,82 \pm 1,10) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(3,47 \pm 0,84) \cdot 10^{-3}$	$(4,39 \pm 1,22) \cdot 10^{-3}$	$(6,84 \pm 2,79) \cdot 10^{-3}$
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(1,02 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	$(1,19 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$	$(1,94 \pm 0,41) \cdot 10^{-3}$
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(1,19 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(1,51 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	$(3,70 \pm 1,11) \cdot 10^{-3}$
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(1,21 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(2,10 \pm 0,41) \cdot 10^{-3}$	$(3,41 \pm 1,03) \cdot 10^{-3}$
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(2,92 \pm 0,73) \cdot 10^{-3}$	$(5,67 \pm 2,00) \cdot 10^{-3}$	$(6,55 \pm 2,93) \cdot 10^{-3}$
inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 1,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 2$ GeV/c	
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(2,36 \pm 0,71) \cdot 10^{-3}$	$(4,00 \pm 2,28) \cdot 10^{-3}$	
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(2,80 \pm 0,93) \cdot 10^{-3}$	$(3,86 \pm 2,23) \cdot 10^{-3}$	
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(2,66 \pm 0,89) \cdot 10^{-3}$	$(3,69 \pm 2,13) \cdot 10^{-3}$	
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(2,42 \pm 0,81) \cdot 10^{-3}$	$(3,35 \pm 1,93) \cdot 10^{-3}$	
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(3,23 \pm 1,14) \cdot 10^{-3}$	$(11,79 \pm 11,79) \cdot 10^{-3}$	
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(4,19 \pm 1,71) \cdot 10^{-3}$	$(11,51 \pm 11,51) \cdot 10^{-3}$	
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(3,98 \pm 1,62) \cdot 10^{-3}$	$(11,00 \pm 11,00) \cdot 10^{-3}$	
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(3,61 \pm 1,47) \cdot 10^{-3}$	$(9,97 \pm 9,97) \cdot 10^{-3}$	
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(3,12 \pm 1,10) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(4,04 \pm 1,65) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(3,83 \pm 1,56) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(3,46 \pm 1,41) \cdot 10^{-3}$	—	
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(2,60 \pm 0,92) \cdot 10^{-3}$	—	
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(3,34 \pm 1,37) \cdot 10^{-3}$	—	
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(3,13 \pm 1,28) \cdot 10^{-3}$	—	
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(3,46 \pm 1,41) \cdot 10^{-3}$	—	

Tabelle B.1.: Signal-zu-Untergrund Verhältnisse der $\psi(2S)$ Messung. Die Tabelle zeigt die Verhältnisse für verschiedene Massenfenster der e^+e^- Paare, die zur Berechnung des Spektrums der invarianten Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ genutzt wurden, unter Variation des Cuts auf die Transversalimpuls dieser.

Signifikanz für 10^9 Ereignisse LHC10a18

inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 0$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 0,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 1$ GeV/c
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(2,76 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,65 \pm 0,16) \cdot 10^{-1}$	$(2,82 \pm 0,26) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(2,91 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(2,82 \pm 0,19) \cdot 10^{-1}$	$(3,44 \pm 0,40) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(2,84 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(3,01 \pm 0,24) \cdot 10^{-1}$	$(3,23 \pm 0,38) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(2,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(3,45 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$	$(3,64 \pm 0,49) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(2,77 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,86 \pm 0,19) \cdot 10^{-1}$	$(3,02 \pm 0,30) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(2,92 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(3,11 \pm 0,23) \cdot 10^{-1}$	$(3,88 \pm 0,52) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(2,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(3,45 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$	$(3,64 \pm 0,49) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(3,98 \pm 0,44) \cdot 10^{-1}$	$(4,58 \pm 0,61) \cdot 10^{-1}$	$(4,33 \pm 0,76) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(2,74 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,79 \pm 0,19) \cdot 10^{-1}$	$(3,06 \pm 0,32) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(2,90 \pm 0,20) \cdot 10^{-1}$	$(3,04 \pm 0,23) \cdot 10^{-1}$	$(4,07 \pm 0,59) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(2,83 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$	$(3,38 \pm 0,31) \cdot 10^{-1}$	$(3,81 \pm 0,55) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(4,13 \pm 0,50) \cdot 10^{-1}$	$(4,56 \pm 0,63) \cdot 10^{-1}$	$(4,82 \pm 0,98) \cdot 10^{-1}$
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(2,31 \pm 0,15) \cdot 10^{-1}$	$(2,45 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,62 \pm 0,28) \cdot 10^{-1}$
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(2,43 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(2,87 \pm 0,22) \cdot 10^{-1}$	$(3,53 \pm 0,53) \cdot 10^{-1}$
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(2,34 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	$(3,03 \pm 0,30) \cdot 10^{-1}$	$(3,26 \pm 0,49) \cdot 10^{-1}$
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(3,37 \pm 0,42) \cdot 10^{-1}$	$(4,61 \pm 0,81) \cdot 10^{-1}$	$(4,21 \pm 0,94) \cdot 10^{-1}$
inv. Masse e^+e^-	$p_T^{e^\pm} > 1,5$ GeV/c	$p_T^{e^\pm} > 2$ GeV/c	
2,6 - 3,2 GeV/c ²	$(2,26 \pm 0,34) \cdot 10^{-1}$	$(1,97 \pm 0,57) \cdot 10^{-1}$	
2,7 - 3,2 GeV/c ²	$(2,42 \pm 0,40) \cdot 10^{-1}$	$(1,93 \pm 0,55) \cdot 10^{-1}$	
2,8 - 3,2 GeV/c ²	$(2,30 \pm 0,38) \cdot 10^{-1}$	$(1,84 \pm 0,53) \cdot 10^{-1}$	
2,9 - 3,2 GeV/c ²	$(2,09 \pm 0,35) \cdot 10^{-1}$	$(1,67 \pm 0,48) \cdot 10^{-1}$	
2,6 - 3,15 GeV/c ²	$(2,64 \pm 0,47) \cdot 10^{-1}$	$(3,38 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$	
2,7 - 3,15 GeV/c ²	$(2,95 \pm 0,60) \cdot 10^{-1}$	$(3,30 \pm 1,63) \cdot 10^{-1}$	
2,8 - 3,15 GeV/c ²	$(2,81 \pm 0,57) \cdot 10^{-1}$	$(3,16 \pm 1,56) \cdot 10^{-1}$	
2,9 - 3,15 GeV/c ²	$(2,55 \pm 0,52) \cdot 10^{-1}$	$(2,86 \pm 1,42) \cdot 10^{-1}$	
2,6 - 3,125 GeV/c ²	$(2,54 \pm 0,45) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,125 GeV/c ²	$(2,85 \pm 0,58) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,125 GeV/c ²	$(2,70 \pm 0,55) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,125 GeV/c ²	$(2,44 \pm 0,50) \cdot 10^{-1}$	—	
2,6 - 3,1 GeV/c ²	$(2,12 \pm 0,37) \cdot 10^{-1}$	—	
2,7 - 3,1 GeV/c ²	$(2,36 \pm 0,48) \cdot 10^{-1}$	—	
2,8 - 3,1 GeV/c ²	$(2,21 \pm 0,45) \cdot 10^{-1}$	—	
2,9 - 3,1 GeV/c ²	$(1,95 \pm 0,40) \cdot 10^{-1}$	—	

 Tabelle B.2.: Signifikanz der $\psi(2S)$ Messung für 10^9 Ereignisse. Die Tabelle gibt die Signifikanzen für verschiedene Massenfenster der e^+e^- Paare, die zur Berechnung des Spektrums der invarianten Masse von $e^+e^-\pi^+\pi^-$ genutzt wurden, unter Variation des Cuts auf die Transversalimpuls dieser.

Literaturverzeichnis

- [1] Benutzer Fastfission:
Results of Rutherford's gold foil experiment
<http://www.wikimedia.org/> (2005).
- [2] Thomas Musolf:
Atommodelle bis zum Schalenmodell
<http://www.thomasmusolf.de/> (2010).
- [3] W. Schreier:
Geschichte der Physik
Deutscher Verlag der Wissenschaften (1988).
- [4] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche:
Teilchen und Kerne
5. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York (1999).
- [5] NASA:
<http://www.Nasa.gov> (2005).
- [6] Harald Appelschäuser:
Im Wunderland der Teilchenphysik: ALICE am CERN (Night of Science 2007).
- [7] Particle Data Group:
Review of Particle Physics
Insitute of Physics Publishing (2010).
- [8] D. Diakonov, V. Petrov, M. Polyakov:
Exotic Anti-Decuplet of Baryons: Prediction from Chiral Solitons
arXiv:hep-ph/9703373v2 (1997).
- [9] A. Ali, M. Aslam, C. Hambrock:
Tetraquark Interpretation of the BELLE Data on the Anomalous $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ and $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ Production near the $\Upsilon(5S)$ Resonance
Phys. Rev. Lett. 104, 162001 (2010).
- [10] A Review of the Universe:
<http://universe-review.ca/>
- [11] Frederick Kramer:
Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleseammern
Diplomarbeit, Frankfurt am Main (2006).

- [12] J. Bartke:
Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics
World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2009).
- [13] Kenneth G. Wilson :
Confinement of quarks
Phys. Rev. D 10, 2445-2459 (1974).
- [14] Dr. T. Müller:
Astrollexikon von wissenschaft-online
<http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen/>
- [15] Particle Data Group:
<http://sciencematters.berkeley.edu/> (2000).
- [16] Henning Weber:
Simulated collision of two lead ions
CERN (2000).
- [17] The SLAC-SP-017 Collaboration:
Discovery of a narrow Resonance in e^+e^- Annihilation
Phys. Rev. Lett. Vol. 33, 1406-1408, (1974).
- [18] The E598 Collaboration:
Experimental Observation Of A Heavy Particle J
Phys. Rev. Lett. Vol. 33, 1404-1406, (1974).
- [19] H. Satz:
Charm and Beauty in a Hot Environment
arXiv:hep-ph/0602245 (2006).
- [20] The NA50 Collaboration:
 $\psi(2S)$ production in Pb-Pb collisions at 158 GeV/nucleon
arxiv:nucl-ex/0612013 (2006).
- [21] Benutzer E2m:
Drell-Yan
<http://de.wikipedia.org/>
- [22] L. Ramello:
Quarkonium production and suppression in Pb+Pb and p+A collisions at SPS energies
Nucl. Phys. A Vol. 774, 59-66, (2006).
- [23] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, C. A. Salgado:
The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications
Eur. Phys. J. C 9 61 (1999).

- [24] D. de Florian, R. Sassot:
Nuclear parton distributions at next to leading order
Phys. Rev. D 69 074028 (2004).
- [25] The Phenix Collaboration:
J/ψ(1S) production at RHIC-PHENIX
arXiv:0804.4446v3 (2008).
- [26] The Belle Collaboration:
Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi(1S)$ decays
arXiv:hep-ex/0309032 (2003).
- [27] The BaBar Collaboration:
Study of $B \rightarrow X(3872)K$, with $X(3872) \rightarrow J/\psi(1S)\pi^+\pi^-$
arXiv:hep-ex/0803.2838 (2008).
- [28] The CDF Collaboration:
Precision Measurement of the X(3872) Mass in J/ψ(1S) Decays
arXiv:0906.5218 (2009).
- [29] The BaBar Collaboration:
Study of Resonances in Exclusive B Decays to $\bar{D}^ D^* K$*
arXiv:0708.1565 (2007).
- [30] The Belle Collaboration:
Observation of a Near-threshold $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ Enhancement in $B \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0 K$ Decay
arXiv:hep-ex/0606055 (2006).
- [31] Estia Eichten, Stephen Godfrey, Hanna Mahlke, Jonathan L. Rosner:
X(3872) as a 1D2 charmonium state
arXiv:hep-ph/0701208 (2007).
- [32] The CDF Collaboration:
Analysis of the Quantum Numbers J^{PC} of the X(3872) Particle
arXiv:hep-ex/0612053v2 (2007).
- [33] S. Godfrey and N. Isgur:
Phys. Rev. D 32 (1985) 189.
- [34] Yu.S.Kalashnikova and A.V.Nefediev :
Quarkonia and their transitions
arXiv:1008.2895 (2010).
- [35] N. Brambilla et. Al.:
Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities
arXiv:1010.5827 (2010).

- [36] Webseite CERN:
<http://www.cern.ch> (2008).
- [37] A. Breskin, R. Voss:
The CERN Large Hadron Collider: Accelerators and Experiments, Volume 1
The Scientific Information Service, CERN (2009).
- [38] The ALICE Collaboration:
The ALICE experiment at the CERN LHC
2008 JINST 3 S08002 (2008).
- [39] The ALICE Collaboration:
<http://alice.cern.ch> (2010).
- [40] Webseite Root:
<http://root.cern.ch/drupal/> (2010).
- [41] Webseite ALICE Offline:
<http://aliceinfo.cern.ch/Offline> (2010).
- [42] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands:
PYTHIA 6.4 Physics and Manual
arXiv:hep-ph/0603175v2 (2006).
- [43] P. Skands:
Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes
arXiv:1005.3457v2 (2010).
- [44] H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. Olness, J. F. Owens, J. Pumplin,
W. K. Tung:
Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distribu-
tions
arXiv:hep-ph/9903282 (1999).
- [45] Webseite AliSoft:
<http://alisoft.cern.ch> (2010).
- [46] The CDF Collaboration:
Measurement of the $J/\psi(1S)$ Meson and b -Hadron Production Cross Sections in $p\bar{p}$
Collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV
arXiv:hep-ex/0412071v1 (2004).
- [47] Webseite MonALISA Repository for ALICE:

<http://alimonitor.cern.ch/> (2010).
- [48] The ALICE Collaboration:
Interne Kommunikation (2010).

- [49] J.E. Gaiser: *Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime*
Ph.D Thesis, Stanford (1982).
- [50] The ALICE Collaboration:
Interne Kommunikation (2010).
- [51] The ALICE Collaboration:
ALICE: Physics Performance Report, Volume II
doi:10.1088/0954-3899/32/10/001 (2006).
- [52] S. Frixione et al.:
Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: heavy flavour physics
arXiv:hep-ph/0311048v1 (2003).
- [53] V. Barger, W. Y. Keung and R. J. N. Phillips:
On ψ and Υ production via gluons
doi:10.1016/0370-2693(80)90444-X (1980).
- [54] The ALICE Collaboration:
Definition of the ALICE Coordinate System and Basic Rules for Sub-detector Components Numbering
ALICE-INT-2003-038 (2003).
- [55] The ALICE Collaboration:
Interne Kommunikation (2010).
- [56] C. Blume:
KP4: Ausgewählte Themen der Schwerionenphysik
Vorlesung an der Goethe Universität Frankfurt (2009).
- [57] D. J. Griffith:
Introduction to Quantum Mechanics
Pearson Education, Inc. and China Machine Press (2005).
- [58] K. Johnson:
The M.I.T. Bag Model
Acta Physica Polonica Vol. B6 (1975).
- [59] E.J. Squires:
The bag model of hadrons
Rep. Prog. Phys. 42 1187 (1979).

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Widerlegung des Thomsonschen Atommodells	2
1.2.	Die von WMAP kartographierte Hintergrundstrahlung des Universums	4
2.1.	Schematische Darstellung des strukturellen Aufbaus von Materie	5
2.2.	Feldlinien zwischen Quarks	11
2.3.	QCD Potential zwischen Quarks	11
2.4.	QCD-Phasendiagramm	13
2.5.	Entwicklungsstadien des Universums	15
2.6.	Skizze der thermodynamischen Phasen einer QGP erzeugenden Kollision.	17
2.7.	Skizze einiger Kenngrößen bei der Kollision zweiter Kerne	18
2.8.	Simulation einer 158A GeV Pb-Pb Reaktion	18
2.9.	Das Charmoniumsystem nach aktuellem Stand	20
2.10.	Invariante Masse von Myonpaaren von 158A GeV Pb-Pb Kollisionen	21
2.11.	Das Bottomoniasystem nach aktuellem Stand	22
2.12.	Der Drell-Yan-Prozess	25
2.13.	Schematische Darstellung der Charmonium-Abschirmung in Nukleon-Nukleon Stößen.	25
2.14.	$J/\psi(1S)$ Unterdrückung gegen L	26
2.15.	$\psi(2S)$ Unterdrückung gegen L	27
2.16.	Aufschmelzen von Quarkoniazuständen in Abhängigkeit der Temperatur	28
2.17.	R_{AA} für die $J/\psi(1S)$ Produktion bei RHIC	29
2.18.	x(3872) Messung am CDF Experiment	30
3.1.	Schematische Darstellung des LHC	35
3.2.	Aufbau des ALICE Detektors	37
3.3.	Spuren einer $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV Pb-Pb Kollision in der ALICE TPC	38
3.4.	Schematischer Aufbau des ITS	39
3.5.	Schematische Darstellung der ALICE-TPC	40
3.6.	Computergrafik des vollständigen TRD	41
5.1.	Kontamination der Elektron- und Positronmessung durch geladene Pionen	50
5.2.	Transversalimpuls-Spektren der Elektronen und Positronen aus dem reinen $\psi(2S)$ Datensatz	51
5.3.	Rapiditäts- (y) und Pseudorapiditäts- (η) Spektren der $J/\psi(1S)$ und der Töchter (e^\pm)	53
5.4.	$J/\psi(1S)$ Akzeptanz in Abhängigkeit von der Rapidität	54
5.5.	$J/\psi(1S)$ Akzeptanz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls	54

5.6.	Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit von der Rapidität	55
5.7.	Rekonstruktionseffizienz der $J/\psi(1S)$ Messung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls	55
5.8.	Spektrum der invarianten Masse für die e^+e^- Kombinationen, die als $J/\psi(1S)$ rekonstruiert wurden	56
5.9.	Transversalimpuls-Spektren der Pionen aus $\psi(2S)$ Zerfällen	57
5.10.	Rapiditäts-(y) und Pseudorapiditäts-(η) Spektren der $\psi(2S)$ und der Töchter (π^\pm)	59
5.11.	Akzeptanz der $\psi(2S)$ in Abhängigkeit von der Rapidität	60
5.12.	Akzeptanz der $\psi(2S)$ als Funktion des Transversalimpulses	60
5.13.	Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ als Funktion der Rapidität	61
5.14.	Rekonstruktionseffizienz der $\psi(2S)$ als Funktion des Transversalimpulses	61
5.15.	Invariantes Masse-Spektrum für die $e^+e^-\pi^+\pi^-$ Kombinationen, die als $\psi(2S)$ rekonstruiert wurden	62
5.16.	$\psi(2S)$ Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit der invarianten Masse der $J/\psi(1S)$ Kandidaten.	63
5.17.	Reduktion der Rekonstruktionseffizienz bedingt durch den minimalen geforderten Transversalimpuls der Elektronen und Positronen	64
5.18.	Vergleich des Transversalimpulses von Elektronen und Positronen aus $\psi(2S)$ Zerfällen und dem LHC10a18 Datensatz	68
5.19.	Vergleich des Transversalimpulses von Pionen $\psi(2S)$ Zerfällen und dem LHC10a18 Datensatz	68
5.20.	Änderung von Signal, Untergrund, Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie der Signifikanz für 10^9 Ereignisse	70
5.21.	Visualisierung der Auswirkung des Cuts auf den Transversalimpuls der Elektronen und Positronen auf Signal und Untergrund	71
A.1.	Das ALICE Koordinatensystem	82
A.2.	Energieverlust in der ALICE TPC bei $\sqrt{s}=900$ GeV pp-Kollisionen	83
B.1.	Änderung von Signal, Untergrund, Signal-zu-Untergrund Verhältnis sowie der Signifikanz für 10^9 Ereignisse mit dem unskalierten LHC10a18 Datensatz	88
B.2.	Visualisierung der Auswirkung des Cuts auf den Transversalimpuls der Elektronen und Positronen auf Signal und Untergrund mit dem unskalierten LHC10a18 Datensatz	89

Tabellenverzeichnis

2.1. Übersicht Leptonen	6
2.2. Klassifizierung der Hadronen	7
2.3. Übersicht Quarks	7
2.4. Übersicht der Wechselwirkungen und Eichbosonen	9
2.5. Übersicht Quarkonia	23
2.6. Eigenschaften des X(3872)	31
4.1. Wichtige Konfigurationsparameter der $\psi(2S)$ Simulation	45
4.2. Wichtige Konfigurationsparameter der LHC10a18 Simulation	46
5.1. Verwendete Qualitätsbedingungen zum Trackselektion	48
5.2. Raten der $J/\psi(1S)$ Messung	52
5.3. Raten der $\psi(2S)$ Messung	58
5.4. Signal-zu-Untergrund Verhältnisse der $\psi(2S)$ Messung mit dem Untergrund- datensatz LHC10a18	72
5.5. Signifikanz der $\psi(2S)$ Messung mit dem Untergrunddatensatz LHC10a18 für 10^9 Ereignisse	73
B.1. Signal-zu-Untergrund Verhältnisse der $\psi(2S)$ Messung mit dem unskalierten Untergrunddatensatz LHC10a18	90
B.2. Signifikanz der $\psi(2S)$ Messung mit dem unskalierten Untergrunddatensatz LHC10a18	91

Danksagung

Wie die meisten Aufgaben im Leben lässt sich auch eine solche wissenschaftliche Arbeit nur schwerlich ohne die richtige Unterstützung bewältigen. Deshalb möchte ich an erster Stelle Professor Dr. Christoph Blume für die Unterstützung bei Auswahl, Umsetzung und Auswertung meiner Arbeit danken. Auch dafür, dass man bei ihm immer eine offene Tür vorfindet und er sich für die großen und kleinen Probleme Zeit nimmt. Selbst in der Zeit, die er am CERN verbracht hat.

Des Weiteren habe ich in der AG Blume besonders Frederick Kramer zu danken, der mir von Beginn an mit Rat und Tat zur Seite stand. Ohne seine Unterstützung im Kampf mit AliRoot und seiner Hilfe bei physikalischen Problemen wäre vieles nicht so einfach lösbar gewesen. Und auch danke fürs Korrekturlesen!

Ein weiteres großes Danke richte ich an Professor Dr. Harald Appelshäuser für seine Zweitkorrektur, als auch meine Zeit im IKF an sich.

Grazie Anna, senza di te se il tempo non sarebbe stato sicuramente così bello.

Natürlich bin ich ebenso dem Rest unserer Arbeitsgruppe zu Dank für das konstruktive Arbeitsklima, auch ausserhalb der Büros, verpflichtet. Und der gesamten ALICE Collaboration dafür, die Möglichkeit dieser Arbeit geschaffen zu haben.

Großer Dank gilt aber auch vor allem meiner Familie, durch deren Unterstützung und Stärkung meiner Interessen und Möglichkeiten ich erst dort hin gelangen konnte, wo ich mich nun sehen darf. Ebenso bin ich dankbar für die Unterstützung aus meinem Freundeskreis, sowohl von Seiten einiger Kommilitonen, die zu Freunden wurden, als auch von jenen, die mich schon länger begleiten.

Danke.

Erklärung

(nach §30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang)

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 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, Februar 2011

Moritz Pohl