

Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt

Fachbereich Physik

Bachelorarbeit

im Studiengang Physik

Simulation der Produktion von Di-Elektron-Paaren in Pion-induzierten Stößen mit dem HADES-Spektrometer

eingereicht von: Heidi Schuldes

eingereicht am: 17. August 2009

Betreuer: Herr Prof. Dr. J. Stroth

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
Abbildungsverzeichnis	5
1 Einleitung	9
1.1 Motivation	9
1.2 Das HADES-Spektrometer	11
1.2.1 Pionenstrahl	13
1.2.1.1 Die SIS Target-Halle	13
1.2.1.2 Pionstrahl-Produktionstarget	13
1.2.1.3 Pionen-Strahloptik	14
1.2.2 Flüssig-Wasserstoff-Target	14
1.3 Theorie	15
1.3.1 Mesonen	15
1.3.2 Nukleonresonanzen	16
1.3.3 Theoretische Beschreibung der Quanteninterferenz von ρ^0 - und ω -Mesonen in der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$	16
2 Modifikation des Ereignisgenerators Pluto	21
2.1 Der Pluto-Ereignisgenerator	21
2.2 Die Propagator-Klasse	22
2.3 Entwicklung der Klasse für die Amplitude der Reaktion	24
2.3.1 Einbau des theoretischen Modells in Pluto	24
2.3.2 Monte-Carlo-Simulation	25
2.3.2.1 Das Ausführungsmakro der Simulation	25
2.3.2.2 Durchführung der Simulation	26
2.3.2.3 Experimentelle Auflösung	27
2.3.2.4 Hades-Akzeptanz-Filter	28
2.3.2.5 Einbau des Untergrundes	29
2.3.2.6 Luminosität und erwartete Ereignisse	30
3 Resultate	33
4 Diskussion und Ausblick	37
Literaturverzeichnis	39

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bremsstrahlung	9
1.2	Δ -Dalitz	10
1.3	„Schnitt“ durch den Feymann-Graph	10
1.4	Die $\pi N \rightarrow \rho(\omega)N$ Amplitude [Bild aus [1]]	11
1.5	Das Hades-Spektrometer [Bild von A. Schmah]	11
1.6	Querschnitt des HADES-Spektrometers [Bild aus [2]]	12
1.7	Pionimpulse [Bild aus [5]]	14
1.8	Pionenstrahl [Bild aus [4]]	14
1.9	Flüssigwasserstofftarget [Bild von Piotr]	15
1.10	$\pi N \rightarrow \rho N$ -Amplituden	17
1.11	$\pi N \rightarrow \omega N$ -Amplituden	18
1.12	Streu-Amplituden $M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J$ und $M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J$ für die Isospinkanäle $J=\frac{1}{2}$ und $J=\frac{3}{2}$ [Bild aus [1]]	19
1.13	Streu-Amplituden $M_{\pi^+ n \rightarrow \rho^0 p}^J$ und $M_{\pi^+ n \rightarrow \omega p}^J$ für die Isospinkanäle $J=\frac{1}{2}$ und $J=\frac{3}{2}$ [Bild aus [1]]	20
2.1	Architektur des Pluto-Ereignisgenerators [Bild aus [6]]	22
2.2	ρ - und ω -Propagator	24
2.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt	27
2.4	impulsverschmierung	28
2.5	Akzeptanz	29
3.1	Cocktail	33
3.2	Fehlende Massen; Signal (rot), Δ -Dalitz (grün), $\Delta + \pi^0$ -Dalitz (gelb), $p\pi^-\pi^0$ -Dalitz (pinke Dreiecke), η -Dalitz (blaue Kreise), $n\pi^0$ -Dalitz (braun), $n\pi^0\pi^0$ -Dalitz (grüne Rauten), Δ^+ -Dalitz (blaue Kreuze)	34
3.3	Cocktail mit Schnitt	35
3.4	Cocktail mit Schnitt	35
3.5	Events mit Schnitt	36

Zusammenfassung

Am High Acceptance Di-Elektron-Spektrometer (HADES) an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt sind Experimente geplant, die den Prozess $\pi^- p \rightarrow R \rightarrow (\rho/\omega)n \rightarrow e^+e^-n$ über Dielektronenspektroskopie untersuchen sollen. Zur Beantragung dieser Experimente wird z.Zt von der HADES-Collaboration ein sogenanntes HADES-„Proposal“ geschrieben, für welches der Ereignisgenerator Pluto so modifiziert wurde, dass Simulationen bei verschiedenen Energien benutzerfreundlich durchgeführt werden können.

Der Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung der hierfür benötigten Software-Klassen, die in Pluto eingebaut wurden. Eine solche Klasse beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion in Abhängigkeit der invarianten Masse der e^+e^- -Paare. Als theoretisches Modell wurde eine Funktion von Lutz et al verwendet und eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Auf diese Simulation wurde die experimentelle Auflösung und die Akzeptanz des HADES-Spektrometers angewandt, welche auch als Klassen in Pluto implementiert werden.

Des Weiteren wurden in der Simulation mögliche Untergrundreaktionen berücksichtigt und evaluiert, inwieweit diese durch Schnitte auf die fehlende Masse minimiert werden können.

Die Arbeit kommt zu dem Resultat, dass bei einer Schwerpunktsenergie von 1,65 GeV und einer Strahlzeit von 1 Woche ca. 8000 Ereignisse der genannten Reaktion erwartet werden können.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Am HADES¹-Experiment an der GSI² in Darmstadt sind Experimente geplant, welche die Produktion von e^+e^- -Paaren in Pion-induzierten Stößen auf ein Nukleontarget untersuchen.

Diese sollen das Verständnis über elementare Prozesse und Schwerionenkollisionen erweitern.

Einleitend sei zunächst vermerkt, dass, wenn es quantenmechanisch korrekt betrachtet wird, die Wechselwirkung in elementaren Reaktionen zwischen Nukleonen über die kohärente Addition von mehreren Prozessen beschrieben wird. Bei diesen Prozessen handelt es sich bei den SIS-18-Energien (1-2 GeV/c) um die „Bremsstrahlung“ (Abb:1.1) und Dalitzzerfälle wie z.B. den Δ -Dalitz-Zerfall (Abb:1.2).

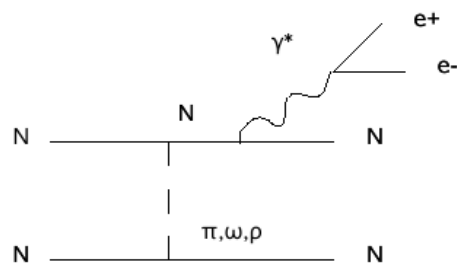
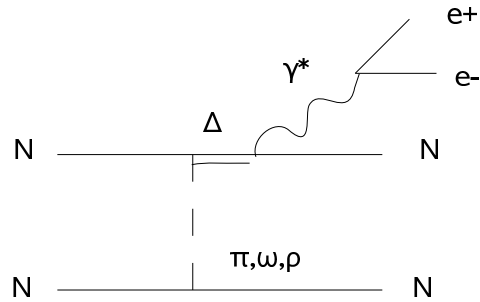


Abbildung 1.1: Bremsstrahlung

¹High Acceptance Dielektron Spektrometer

²Gesellschaft für Schwerionenforschung

Abbildung 1.2: Δ -Dalitz

Die Austauschteilchen und damit Träger der Wechselwirkung sind Mesonen (u.a. Pionen). Eine Überlegung wäre es, den Feymann-Graphen zu zerlegen und so direkt die Austauschteilchen auf das Nucleon zu schießen, um z.B. den Kopplungsmechanismus an den oberen Vertizes näher einzugrenzen.

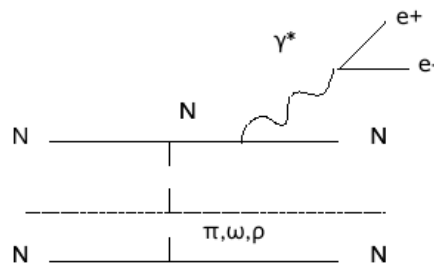
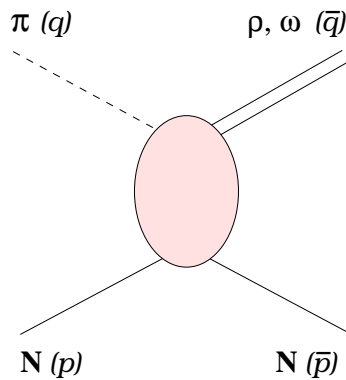


Abbildung 1.3: „Schnitt“ durch den Feymann-Graph

Hinzu kommt, dass sich die Baryonresonanzen laut Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VMD) nicht direkt über virtuelle Photonen abregen, sondern zunächst an Vektormesonen, wie ρ und ω , koppeln. Diese Annahme kommt daher, dass die Nucleonen sowie die Vektormesonen über die starke, die Photonen jedoch über die elektromagnetische Wechselwirkung wechselwirken. Außerdem besitzen die Vektormesonen und die Photonen die selben Quantenzahlen (1^-).

Diese Kopplung der Vektormesonen an Baryonresonanzen soll in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow R \rightarrow (\rho/\omega)n \rightarrow e^+ e^- n$ im Rahmen des HADES-Experimentes näher untersucht werden und sieht folgendermaßen aus:

Abbildung 1.4: Die $\pi N \rightarrow \rho(\omega)N$ Amplitude [Bild aus [1]]

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, den von HADES üblicherweise verwendeten Ereignisgenerator Pluto so zu modifizieren, dass zukünftige Simulationen im Rahmen eines HADES-Proposals¹ durchgeführt werden können.

Die Aufgabestellung war die Entwicklung einer Klasse, die den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^- p \rightarrow R \rightarrow (\rho/\omega)n \rightarrow e^+e^-n$ als Funktion der invarianten Masse der Dielektronen darstellt. Als theoretisches Modell ist eine Funktion von Lutz et al [1] eingebaut worden. Des Weiteren wurde eine Monte-Carlo-Simulation der Reaktion durchgeführt und darauf die experimentelle Auflösung sowie die Akzeptanz des HADES-Spektrometers angewandt.

Zur Überprüfung, ob die Reaktion untergrundfrei untersucht werden kann, wurde Untergrund eingebaut und durch Schnitte auf die fehlende Ruhemasse versucht zu minimieren.

1.2 Das HADES-Spektrometer

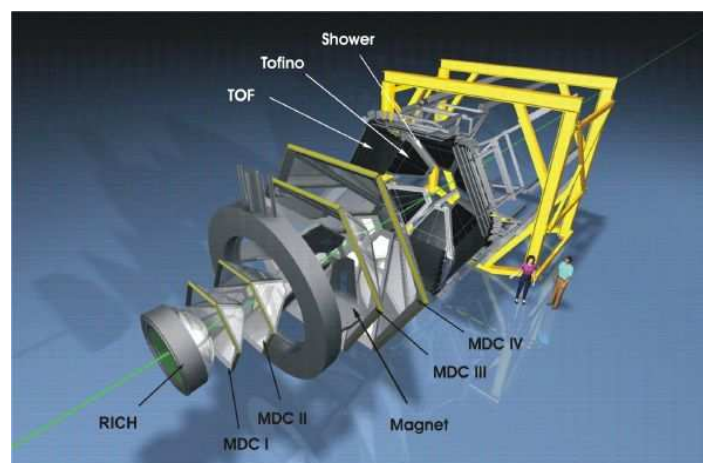


Abbildung 1.5: Das Hades-Spektrometer [Bild von A. Schmah]

¹Paper über die Planung des Experimentes

Das High Acceptance Di-Elektron Spektrometer (kurz: HADES), ist ein hochauflösendes Detektorsystem zur Spektroskopie von Dielektronen-Paaren an der GSI in Darmstadt. Es wurde aufgebaut, um die Emission von e^+e^- -Paaren in Schwerionenkollisionen und in elementaren Reaktionen zu messen. Letzteres dient u.a. der Studie der elektromagnetischen Struktur von Hadronen.

HADES plant mit dem Pionenstrahl der GSI die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\pi N \rightarrow e^+e^- N$ und $\pi A \rightarrow e^+e^- X$ zu messen. Die leichten Vektormesonen ρ und ω zerfallen nach ihrer kurzen Lebenszeit im Medium in Dielektronen. Diese tragen aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung mit der umgebenen Kernmaterie die gesamten Informationen heraus, weshalb sich Dielektronenspektroskopie anbietet um die Vektormesonpropagation im nuklearen Medium und die Kopplung an Baryonresonanzen zu untersuchen.

Das HADES-Spektrometer besteht aus folgenden Detektorbestandteilen: dem RICH-Detektor (**R**ing **I**maging **C**herenkov **D**etektor) und dem Pre-SHOWER-Detektor zur Leptonenidentifikation, dem TOF und TOFino (**T**ime **O**f **F**light) zur Messung der Flugzeit der Teilchen und den Vieldrahtdriftkammern (**M**ulti-wire **D**rift **C**hambers **M**DC) zur Spurverfolgung der geladenen Teilchen. Jedoch wird der TOFino derzeit bei kleineren Polarwinkel $< 45^\circ$ durch eine **R**estitive **P**late **C**hamber (RPC) mit sehr hoher Granularität ersetzt. Die MDC sind in 6 Sektoren mit jeweils 2 Ebenen vor und hinter dem supraleitenden Magneten ILSE (**I**ron**L**ess **S**uperconducting **E**lectromagnet) angebracht. Hier wird nicht im Detail auf die einzelnen Komponenten des Spektrometers eingegangen, da sich diese Bachelorarbeit mit einer Simulation befasst, wobei die Effizienz und Akzeptanz des HADES-Spektrometers als Matrizen zur Verfügung gestellt wurden.

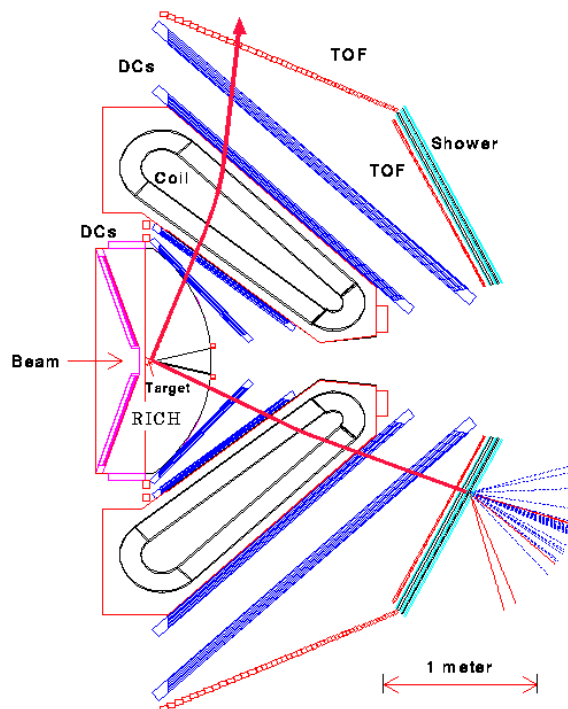


Abbildung 1.6: Querschnitt des HADES-Spektrometers [Bild aus [2]]

HADES ist ein Fixed-Target-Detektor am Schwerionensynchrotron SIS18. Wie im Wesentlichen alle

Fixed-Target-Detektoren sind die einzelnen Komponenten in einem bestimmten Öffnungswinkel hinter dem Target angeordnet. Bei HADES beträgt dieser Winkel $\Theta = 18^\circ - 85^\circ$. Dieser Öffnungswinkel entspricht im Groben der geometrischen Akzeptanz des Detektors.

1.2.1 Pionenstrahl

In dem geplanten Experiment sollen Pionenstrahlen mit einem Strahlimpuls von 0,8 GeV/c benutzt werden. Der Pionenstrahl ist ein Sekundärstrahl und wird durch Protonen- (3,5 GeV) oder ^{12}C -Strahlen (2 AGeV), die auf ein Berylliumtarget geschossen werden, erzeugt. Dadurch entstehen Pionen im Impulsbereich von 0,4 bis 2,8 GeV. Die Intensität des Pionenstrahls liegt bei ca. 10^6 Pionen/Puls [4], was in etwa eine Größenordnung unter der Intensität der bei HADES verwendeten Primärstrahlen liegt.

Neben den Pionen entstehen auch diverse andere Teilchen, wie z.B. Elektronen/Positronen, Myonen, Kaonen, Protonen und Kernfragmente. Um einen reinen Pionenstrahl zu erhalten, ist es deshalb wichtig, sie von den anderen Teilchen zu separieren. Dies geschieht über Flugzeitmessung. Die Pionen werden nach ihrer Erzeugung zu dem Experiment geleitet. In die Strahlbahn kann ein Detektorsystem zur Flugzeitmessung, bestehend aus drei Hodoskopen installiert werden. Dies hat die Aufgabe die Pionen zu identifizieren und ihren Impuls zu messen.

Die Schwierigkeit bei Sekundärstrahlen ist, dass sie eine deutlich geringere Intensität als die Primärstrahlen haben. Außerdem haben sie eine breite Impuls- (vgl. Abb. 1.7) und Winkelverteilung. Aus diesem Grund ist eine gute Strahloptik sehr wichtig. Es muss viel Wert auf einen guten Strahlfokus gelegt werden, damit es nicht zu Sekundärreaktionen mit dem das Target umschließenden Material (Halterung und Strahlrohr) kommt.

1.2.1.1 Die SIS Target-Halle

Am SIS18 werden verschiedene Sekundär-Strahlen erzeugt und in die Experimenthallen geleitet.

Der Pionenstrahl wird in der Hauptstrahlrichtung vom Synchrotron in das Cave H geleitet.

Der Abstand vom Produktionstarget zum HADES-Detektor beträgt 33 m und ist somit die kürzeste Strahllinie in der SIS-Target-Halle.

1.2.1.2 Pionstrahl-Produktionstarget

Die Pionenstrahlen werden durch Beschuss eines Berylliumtargets mit Protonen- (3,5 GeV) oder ^{12}C -Strahlen (2 AGeV) erzeugt.

Das Target besteht aus vier Targets unterschiedlicher Dicke. Das Haupttarget hat eine Dicke von 18,4 g/cm², eine Länge von 10 cm und einem Durchmesser von 7 mm.

available pion momentum range

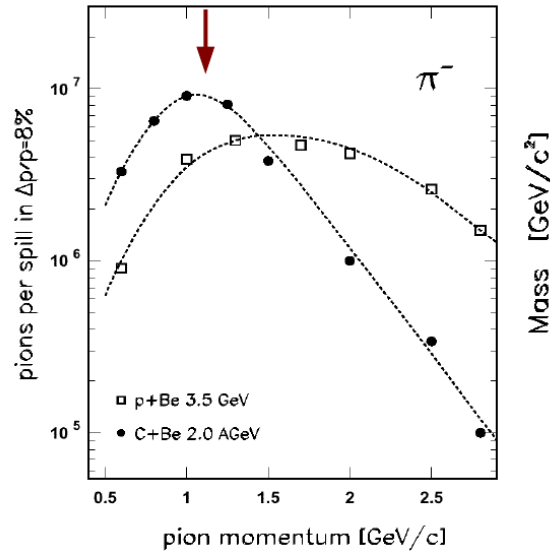


Abbildung 1.7: Pionimpulse [Bild aus [5]]

1.2.1.3 Pionen-Strahloptik

Der Pionenstrahl wird an 2 Dipolen, zur Strahlumlenkung, und 4 Quadrupol-Doublets, zur Strahlfokussierung, vorbeigeleitet. Das HADES-Target liegt etwa 70 cm über dem Produktionstarget. Aus diesem Grund ist der erste Dipol leicht gegenüber der horizontalen Ebene gekippt um somit dem Strahl eine vertikale Impulskomponente zuzuführen. Durch den zweiten Dipol wird der Impuls wieder auf die horizontale Ebene zurückgeführt.

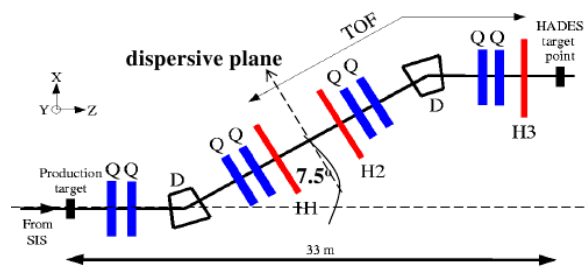


Abbildung 1.8: Pionenstrahl [Bild aus [4]]

1.2.2 Flüssig-Wasserstoff-Target

Für elementare Reaktionen zur Dielektronenerzeugung werden die Pion-, Proton- und Deuteronenstrahlen auf ein Flüssig-Wasserstoff-Target (LH_2 liquid hydrogen target) geschossen. Dieses Target wurde am IPN Orsay entwickelt.

Das Target besteht aus einer Zelle mit der Länge 5 cm und dem Durchmesser 2,5 cm. Gefüllt ist die Zelle mit flüssigem Wasserstoff bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 20 K.

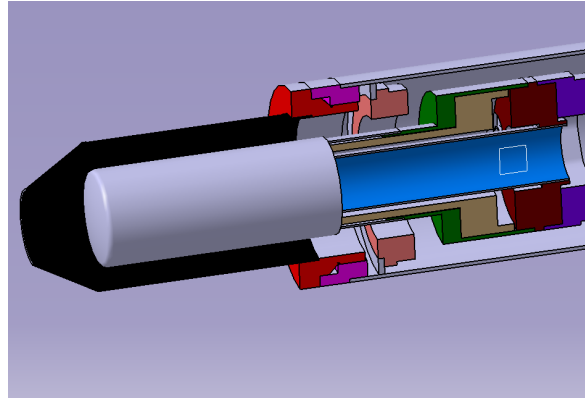


Abbildung 1.9: Flüssigwasserstofftarget [Bild von Piotr]

1.3 Theorie

1.3.1 Mesonen

Mesonen sind instabile Hadronen, bestehend aus Quark und Antiquark. Dementsprechend tragen sie ganzzahligen Spin und zählen zu den Bosonen.

Da Quark und Antiquark entgegengesetzte intrinsische Paritäten haben, ist die Parität der Mesonen $P=(-1)^{L+1}$. Es wird davon ausgegangen, dass die Mesonen aus leichten Quarks keinen relativen Bahndrehimpuls haben. Es wird unterschieden zwischen pseudoskalaren Mesonen mit Spin 0 und Vektormesonen mit Spin 1. Der Spin entspricht bei Bahndrehimpuls Null dem Gesamtdrehimpuls J . Mesonen werden in Teilchenkollisionen erzeugt, zerfallen jedoch sehr schnell wieder in leichtere Mesonen oder Leptonen.

In dieser Arbeit spielen im Wesentlichen die ρ^0 - und ω -Mesonen eine Rolle. Bei diesen Mesonen handelt es sich um Vektormesonen.

Das ρ -Meson hat eine Masse von 770 GeV und ist ein Isospin-Triplett mit $\rho^- (\bar{u}d)$, $\rho^+ (u\bar{d})$ und $\rho^0 (\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}))$. Die Zerfallsbreite des ρ -Mesons ist relativ groß und beträgt 145 MeV. Damit ist es ein sehr kurzlebiges Teilchen.

Die Masse des ω -Mesons beträgt 782 GeV und die Resonanzbreite 8,49 MeV. Es ist ein Isospinsinglett mit dem Quarkinhalt $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$. Bei den ρ - und ω -Mesonen handelt es sich somit um Mesonen aus leichten Quarks. Die Konstituentenmassen dieser Quarks unterscheiden sich nur sehr wenig voneinander, deshalb muss bei allen Mesonen mit den Mischzuständen aus den leichten Quarks gerechnet werden. Des Weiteren müssen die Systeme relativistisch behandelt werden.

In den betrachteten Reaktionen kommt es im elektromagnetischen Kanal¹ zu einer Interferenz der ρ^0 - und ω -Amplituden², weshalb für den Dileptonen-Wirkungsquerschnitt beide Mesonen betrachtet werden müssen.

¹in der starken Wechselwirkung gilt Isospin-Erhaltung

² $\rho - \omega$ -mixing

Bei den Pionen handelt es sich um die leichtesten pseudoskalaren Mesonen. Die Quarkstruktur entspricht denen der ρ -Mesonen. Die Masse der pseudoskalaren Mesonen mit $J=0$ ist deutlich niedriger als die der entsprechenden Vektormesonen mit $J=1$. Zwischen dem ρ - und dem π -Meson beträgt die Massendifferenz ca. $600 \text{ MeV}/c^2$.

1.3.2 Nukleonresonanzen

Bei der Streuung von Elektronen an Nukleonen erhält man neben dem Maximum der elastischen Streuung auch weitere Maxima, die von Anregungen des Kerns kommen. Diese inelastischen Anregungen werden *Nukleonresonanzen* genannt. Analog zu der Streuung an Atomkernen geht man davon aus, dass die Nukleonen zusammengesetzte Systeme aus Quarks sind.

Bei Kern-Kern-Stößen wird sehr heiße und dichte Materie erzeugt und die Nukleonen werden in energetisch höhere Zustände angeregt. Diese Nukleonresonanzen zerfallen nach kurzer Zeit wieder, meistens schon während der dichten Phase der Kernkollision und senden dabei Mesonen und andere Teilchen wie Photonen oder Elektron-Positron-Paare aus. Diese können gemessen werden und erhalten so die Informationen über die heiße Materie der Kollisionszone (*Feuerball*).

Die niedrigste Nukleonresonanz, und damit die häufigste bei Kollisionen im SIS-18-Energiebereich, ist die Δ -Resonanz (1232 MeV). Angeregte Nukleonresonanzen entstehen auch bei der Streuung von Pionen an Protonen. Die bei der Vernichtung des Quark-Antiquark-Paares frei werdende Energie wird in innere Anregungsenergie umgewandelt. Bei dem Zerfall der Resonanz wird diese Energie wieder zur Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares umgesetzt. Dieser Zerfall geschieht über die starke Wechselwirkung, was die kurze Lebensdauer erklärt.

Bei höheren Energien kommen auch höhere Anregungszustände vor, welche über leichte sowie über schwere Mesonen zerfallen können.

1.3.3 Theoretische Beschreibung der Quanteninterferenz von ρ^0 - und ω -Mesonen in der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$

Ausgehend von der Theorie der **Vektormeson-Dominanz** (VMD), wurde von M.F.M Lutz et al ein theoretisches Modell entwickelt [1], welches die Quanteninterferenz der ρ^0 - und ω -Mesonen in der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ beschreibt.

Es wurde folgende Formel für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion hergeleitet:

$$\begin{aligned}
\left[\frac{d\sigma}{d\bar{q}^2} \right]_{\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n} &= \frac{\alpha}{6\pi^2} \frac{M_p M_n}{s} \frac{|\vec{p}|}{|\vec{p}'|} m_e^2 \left(1 + \frac{\bar{q}^2}{2m_e^2}\right) \left(1 - \frac{4m_e^2}{\bar{q}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \\
&\left[\frac{f_\rho^2}{M_\rho^4} S_\rho^*(\bar{q}^2) S_\rho(\bar{q}^2) \sum_J \bar{C}_{JJ} M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^{J*}(s) M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J(s) \right. \\
&+ \frac{f_\rho f_\omega}{M_\rho^2 M_\omega^2} S_\rho^*(\bar{q}^2) S_\omega(\bar{q}^2) \sum_J \bar{C}_{JJ} M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^{J*}(s) M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J(s) \\
&+ \frac{f_\omega f_\rho}{M_\rho^2 M_\omega^2} S_\omega^*(\bar{q}^2) S_\rho(\bar{q}^2) \sum_J \bar{C}_{JJ} M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^{J*}(s) M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J(s) \\
&\left. + \frac{f_\omega^2}{M_\omega^4} S_\omega^*(\bar{q}^2) S_\omega(\bar{q}^2) \sum_J \bar{C}_{JJ} M_{\pi^- p \rightarrow \omega^0 n}^{J*}(s) M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J(s) \right], \quad (1.1)
\end{aligned}$$

Die komplexen Amplituden der Reaktionen $\pi N \rightarrow \rho N$ und $\pi N \rightarrow \omega N$ wurden von M.F.M Lutz et al freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

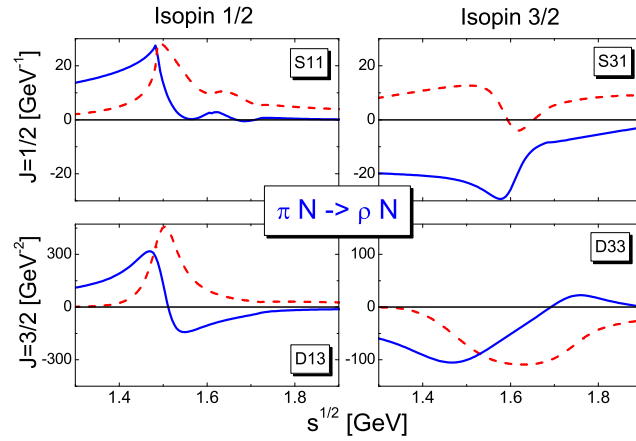


Abbildung 1.10: Real- (blau) und Imaginärteile (rot gestrichelt) der $\pi N \rightarrow \rho N$ -Amplituden [Bild aus [1]]

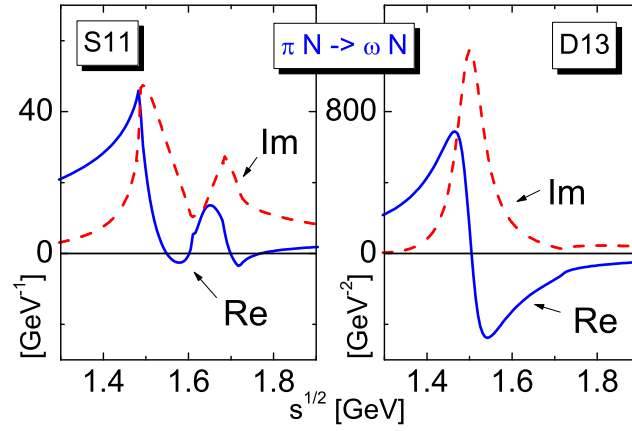


Abbildung 1.11: Real- (blau) und Imaginärteile (rot gestrichelt) der $\pi N \rightarrow \omega N$ -Amplituden[Bild aus [1]]

Die Amplituden der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \omega n$ setzen sich aus den Amplituden der $\pi N \rightarrow \rho N$ - und $\pi N \rightarrow \omega N$ -Amplituden folgendermaßen zusammen:

$$M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J = -\frac{\sqrt{2}}{3} M_{\pi N \rightarrow \rho N}^{(1/2, J)} + \frac{\sqrt{2}}{3} M_{\pi N \rightarrow \rho N}^{(3/2, J)}, \quad (1.2)$$

$$M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J = \sqrt{\frac{2}{3}} M_{\pi N \rightarrow \omega N}^{(1/2, J)}. \quad (1.3)$$

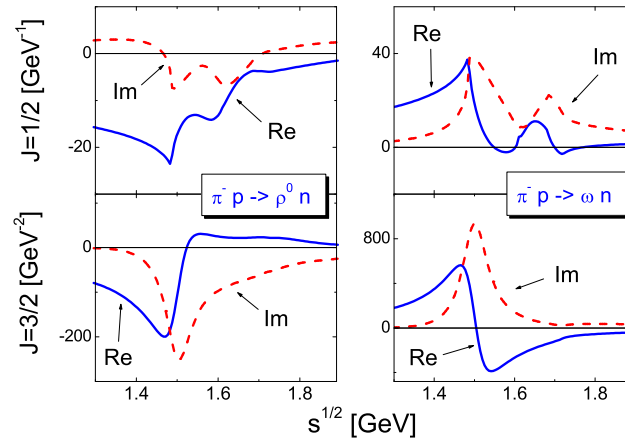


Abbildung 1.12: Streu-Amplituden $M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J$ und $M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J$ für die Isospinkanäle $J=\frac{1}{2}$ und $J=\frac{3}{2}$ [Bild aus [1]]

Ähnliches gilt für die $\pi^+ n \rightarrow \rho^0 p$ - und $\pi^+ n \rightarrow \omega p$ -Amplituden

$$M_{\pi^+ n \rightarrow \rho^0 p}^J = \frac{\sqrt{2}}{3} M_{\pi N \rightarrow \rho N}^{(1/2, J)} - \frac{\sqrt{2}}{3} M_{\pi N \rightarrow \rho N}^{(3/2, J)}, \quad (1.4)$$

$$M_{\pi^+ n \rightarrow \omega p}^J = \sqrt{\frac{2}{3}} M_{\pi N \rightarrow \omega N}^{(1/2, J)}. \quad (1.5)$$

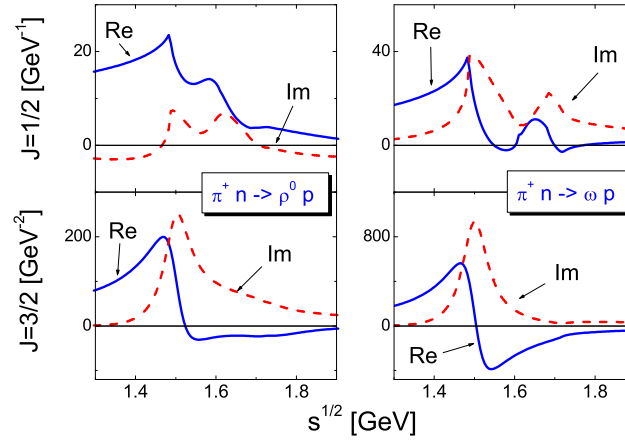


Abbildung 1.13: Streu-Amplituden $M_{\pi^+ n \rightarrow \rho^0 p}^J$ und $M_{\pi^+ n \rightarrow \omega p}^J$ für die Isospinkanäle $J=\frac{1}{2}$ und $J=\frac{3}{2}$ [Bild aus [1]]

Die Impulse werden nach folgenden Formeln berechnet

$$|\vec{p}| = \frac{\sqrt{s}}{2} \left[1 - 2 \frac{M_p^2 + m_\pi^2}{s} + \frac{(M_p^2 - m_\pi^2)^2}{s^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.6)$$

$$|\vec{q}| = \frac{\sqrt{s}}{2} \left[1 - 2 \frac{M_p^2 + \bar{q}^2}{s} + \frac{(M_p^2 - \bar{q}^2)^2}{s^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.7)$$

Die ρ - und ω -Propagatoren berechnen sich folgendermaßen:

$$S_\rho(\bar{q}^2) \equiv \frac{1}{\bar{q}^2 - M_\rho^2 + i\Gamma_\rho(\bar{q}^2) M_\rho}, \quad (1.8)$$

$$S_\omega(\bar{q}^2) \equiv \frac{1}{\bar{q}^2 - M_\omega^2 + i\Gamma_\omega M_\omega}, \quad (1.9)$$

und die von \sqrt{s} und \bar{q} abhängigen Koeffizienten im Schwerpunktssystem

$$\bar{C}_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} = \frac{(p^0 + M_p)(\bar{p}^0 + M_n)}{4M_n M_p} \left(1 + \frac{|\vec{p}|^2}{3\bar{q}^2} \right), \quad (1.10)$$

$$\bar{C}_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} = \frac{(\bar{p}^0 + M_n)}{(p^0 + M_p)} \frac{|\vec{p}|^4}{2M_n M_p} \left(1 + \frac{|\vec{p}|^2}{3\bar{q}^2} \right). \quad (1.11)$$

Kapitel 2

Modifikation des Ereignisgenerators Pluto

2.1 Der Pluto-Ereignisgenerator

Zur Simulation der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ wird der Pluto-Ereignisgenerator [6] benutzt. Pluto ist eine Kollektion von C++-Klassen zur Simulation von Hadronenreaktionen. Es basiert komplett auf ROOT [7], einer am CERN entwickelten Software, die zur Analyse von Daten eingesetzt wird. Mit dem eingebauten C++ Interpreter CINT kann leicht die Ereignisproduktion kontrolliert werden. Der Schwerpunkt liegt darin, Teilchen, Reaktionskanäle und komplexe Reaktionen aufzusetzen und diese zu manipulieren. Des Weiteren ist es möglich durch experimentelle Filter, geometrische Akzeptanz und kinematische Bedingungen Einfluss auf die Reaktionsprodukte zu nehmen.

Eines der Hauptobjekte von PLUTO ist die Klasse `PParticle`. Diese Klasse definiert Teilchen. Es handelt sich um einen Lorentzvektor mit einer Identifikationsnummer des Teilchens und einem zusätzlichen Gewichtungsfaktor.

Die Klasse `PChannels` beschreibt den Zerfall eines Teilchens, über einen bestimmten Zerfallsmodus, in seine Zerfallsprodukte. Mehrere `PChannels` werden in der `PReaction` verbunden.

Diese Klasse führt letztendlich die Reaktion mit den vorhandenen Teilchen und Zerfällen aus.

Pluto enthält eine ausführliche Teilchendatenbank, die `PDataBase`, in der die Teilchen und die zugehörigen Zerfälle gespeichert sind. In diese Teilchenbank können zusätzlich sehr leicht alle erdenklichen Teilchen und Zerfälle hinzugefügt werden. Jedes Teilchen und sein Zerfall werden über die eingebaute Datenbank zu einem Modell zusammengefasst. Zusätzlich zu dem Hauptmodell, welches typischerweise die Abweichung der Resonanzkurve von der Breit-Wigner-Verteilung oder die Zerfallsbreite ist, ist es möglich Hilfsmodelle einzubauen. Der sogenannte `PDistributionManager` stellt dabei sicher, dass immer nur ein Hauptmodell pro Teilchen und Zerfall angeschaltet ist. Die Modellklassen sind Schnittstellen, die Pluto blind aufruft.

Die Philosophie von Pluto ist, dass der Benutzer auf der einen Seite die vorhandenen Möglichkeiten einfach nutzen und auf der anderen Seite ohne Einschränkungen benutzerdefinierte Zerfälle und Teilchen einbringen kann. Es bietet dem Benutzer zusätzlich die Freiheit, benutzerdefinierte Modelle basierend auf Plutoklassen oder neuen in C++ geschriebenen Klassen einzubauen und dadurch bereits vorhandene Modelle zu ersetzen.

Dies macht Pluto zu einem sehr vielfältigen Werkzeug für Simulationen.

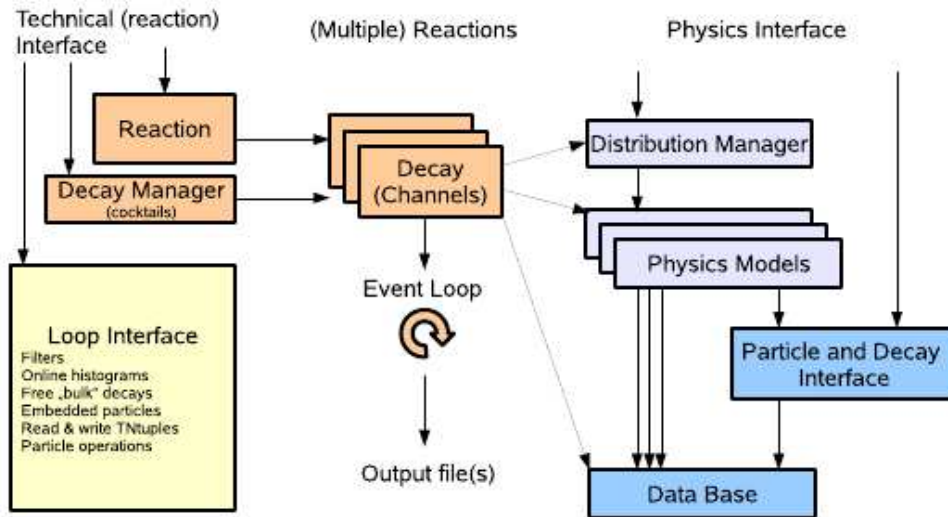


Abbildung 2.1: Architektur des Pluto-Ereignisgenerators [Bild aus [6]]

In dieser Bachelorarbeit wird die Möglichkeit der „Vererbung“ in C++ genutzt. Dies bedeutet, dass eine Klasse von einer anderen Klasse abgeleitet wird und deren Eigenschaften übernimmt, ohne dass der Code der Basisklasse geändert werden muss. Hierfür wird die neue Klasse definiert und dabei angegeben, dass sie eine abgeleitete Klasse der Basisklasse ist. Damit gehören alle öffentlichen Elemente der Basisklasse auch zu der neuen Klasse, die neue Klasse erbt sozusagen die Eigenschaften der Basisklasse. Zusätzlich können neue Elemente hinzugefügt werden und die neue Klasse wird somit zu einer Spezialklasse der Basisklasse. Soll nun eine bestimmte Funktion der Basisklasse benutzt werden und nur durch ein paar Zeilen ergänzt werden ist dies leicht möglich.

Die Basisklassen von Pluto, die in dieser Arbeit verwendet werden sind `PChannelModel` und `PBulkInterface`. Die Klasse `PBulkInterface` hat die Aufgabe sozusagen alle Anwendungen auf die einzelnen Events wie einen Katalog abzuarbeiten.

2.2 Die Propagator-Klasse

Im Rahmen der Bachelorarbeit wurde zunächst in Zusammenhang mit einer weiteren Bachelorarbeit [8] die Klasse `PPropagator` entwickelt, welche die komplexe Zahl $S(q^2)$ in Abhängigkeit der Resonanzmasse $m=q^2$ angibt (siehe Formel 1.8, 1.9). Bei dieser komplexen Zahl handelt es sich um den Vektormesonpropagator, welcher die komplexe Amplitude einer Resonanz beschreibt. Die e^+e^- -Zerfallsamplituden enthalten diesen Propagator, weshalb er wichtig für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wird.

Die Klasse `PPropagator` wurde von der Basisklasse `PChannelModel` vererbt, damit sie in die Datenbank eingetragen werden kann.

Es wurde die Methode

```
TComplex GetAmplitude(Double_t *mass, Int_t *didx)
```

verwendet, welche die Amplituden von den Massen der Zerfallsprodukte herausgibt. In der Klasse wird die komplexe Zahl S definiert, wiederum bestehend aus den zwei komplexen Zahlen Zähler und Nenner. Der Nenner besteht aus einem Realteil und einem Imaginärteil, welche jeweils reale Fließkommazahlen, sogenannte Doubles, sind. Sie sind folgendermassen festgelegt:

```
Double_t Re = x*x - M*M;
Double_t Im = Gamma * M;
```

Wobei $x = \bar{q}$, die invariante Masse von e^+e^- ist. M , die Masse des betroffenen Teilchens (in dieser Arbeit ρ und Ω) und Γ , die massenabhängige Breite der Teilchen können mithilfe von

```
makeStaticData->GetParticleMass(PID) und
makeStaticData->GetParticleTotalWidth(mass, PID)
```

individuell aus der Datenbank herausgeholt werden.

Diese reellen Zahlen werden über

```
TComplex Nenner(Re, Im);
TComplex S = 1 / Nenner;
```

zu einer komplexen Zahl verknüpft. Am Ende der Klasse wird nun noch S zurückgegeben, mit dem Befehl

```
return S;
```

Im Benutzermakro muss diese Klasse nur noch kompiliert und angelegt werden. Das Anlegen z.B. für den ρ^0 -Propagator funktioniert folgendermassen:

```
PPropagator *Rho0Propagator = new
    PPropagator("Rho0Propagator@rho0_prop/propagator",
               "Complex rho0 propagator",-1);
```

```
makeDistributionManager()->Add(Rho0Propagator);
```

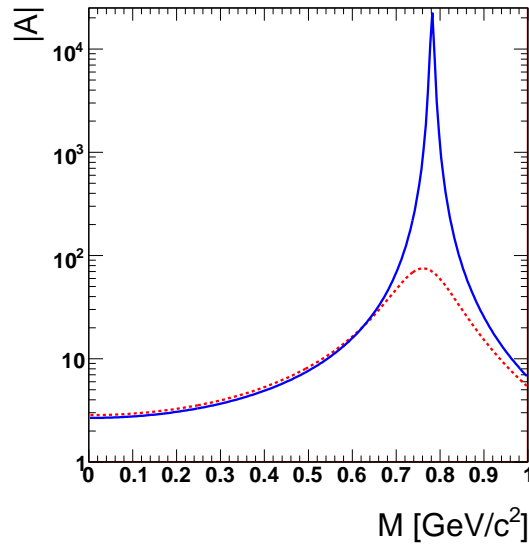


Abbildung 2.2: ρ - (blaue durchgezogene Linie) und ω -Propagator (rote gestrichelte Linie)

2.3 Entwicklung der Klasse für die Amplitude der Reaktion

Für die Simulation der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ wurde die Klasse `PPionBeamAmplitude` entwickelt. Sie ist ebenfalls von der Basisklasse `PChannelModel` abgeleitet und nutzt die `GetWeight`-Methode dieser Klasse.

2.3.1 Einbau des theoretischen Modells in Pluto

Die Klasse `PPionBeamAmplitude` wurde zunächst darauf ausgelegt, den Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dm^2}$ für die Reaktion $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ mit Pluto über das theoretische Modell aus [1] zu errechnen. Hierfür wurden die errechneten Wertetabellen zu den jeweiligen Graphen, die von M.F.M Lutz zur Verfügung gestellt wurden, in das `PionBeamPlugin` (siehe 2.3.2.1) eingefügt und die Graphen in der Klasse gesetzt. Anschließend wurde in die Klasse die Formel 1.1 eingebaut. Es wurde folgende Methode benutzt:

```
Double_t PPionBeamAmplitude::GetWeight(Double_t *mass, Int_t *didx)
```

Darin werden nun die benötigten Variablen und Konstanten gesetzt. Die festen Massen von ρ , ω , Proton, Neutron und Elektron werden über die Particle-ID aus der Pluto Datenbank entnommen z.B für Rho (PID = 41):

```
Double_t M_Rho = makeStaticData()->GetParticleMass(41);
```

Die Masse des Eltern-Teilchens bleibt wegen

```
Double_t q_bar_m = mass[0];
```


variabel. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass die Masse dieses Teilchens nicht kleiner als die Masse des einfallenden Pions und nicht größer als die Differenz von $\sqrt{s} - M_p$ sein darf. Die Impulse der Nukleonen werden über die Formeln 1.6 und 1.7 und die Energien über die Beziehung $E = \sqrt{p^2 + M^2}$ berechnet. Die von \sqrt{s} und \bar{q}^2 abhängigen Koeffizienten \bar{C}_{JJ} werden als Fließkommazahlen mit doppelter Präzision (double) über die Formeln 1.10 und 1.11 definiert. Die komplexen Streuamplituden $M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^J$ für die $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ - und $M_{\pi^- p \rightarrow \omega n}^J$ für die $\pi^- p \rightarrow \omega n$ -Reaktion werden nach den Formeln 1.2 und 1.3 berechnet. Die darin enthaltenen Amplituden werden mit folgendem Befehl aus den Graphen herausgenommen z.B. für $M_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n}^{(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})}$:

```
TComplex Rho_I_1_2_J_1_2(Graph_Rho_Re_T11->Eval(sqrt_s),
Graph_Rho_Im_T11->Eval(sqrt_s));
```

Für den Wirkungsquerschnitt werden auch die komplexkonjugierten Amplituden benötigt:

```
TComplex Rho_J_1_2_Star = TComplex::Conjugate(Rho_J_1_2)
```

Nun werden noch die Propagatoren eingefügt. Das geschieht als Beispiel für den ρ -Propagator über

```
RhoPropagator = makeDynamicData()->GetParticleSecondaryModel("rho0",
"propagator")
TComplex S_rho = RhoPropagator->GetAmplitude(&q_bar_m);
```

Als letztes werden die einzelnen Terme der Formel 1.1 eingebaut. Es wird aufgeteilt in den realen Vorfaktor und die komplexen Teile. Durch Einführen der Variablen Term, die auch am Anfang mit SetTerm() vom Benutzer gesetzt werden muss, ist es so möglich neben dem Wirkungsquerschnitt der kohärenten Summe von ρ und ω (Term == 0) auch die einzelnen Wirkungsquerschnitte von ρ (Term == 1) und ω (Term == 2) auf einfachste Weise zu benutzen.

2.3.2 Monte-Carlo-Simulation

Die zweite Methode zur Darstellung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ mit Pluto, ist eine Monte-Carlo-Simulation. Die Klasse PPionBeam nutzt hierfür die GetWeight()-Methode. Eine Monte-Carlo-Simulation ist ein stochastisches Verfahren um beispielsweise Integrale von komplexen Funktionen zu berechnen. In dem Δx -Bereich über den integriert werden soll werden per Zufallszahlen n x_i mit zugehörigen $f(x_i)$ erzeugt. Aus diesen kann der Mittelwert der Funktion $\Sigma \frac{f(x_i)}{n} \approx f_{mittel}$ und damit über den Mittelwertsatz einfach das Integral berechnet werden.

Es ist nötig eine solche Monte-Carlo-Simulation durchzuführen, da Impulsverschmierungen und Akzeptanzmatrizen nur auf echte Teilchen und Spuren angewandt und diese Funktionen dann sehr komplex werden können.

2.3.2.1 Das Ausführungsmakro der Simulation

In dem zugehörigen PPionBeamPlugin werden zunächst die an der Reaktion beteiligten Teilchen und der Zerfall der Datenbank eingefügt. Aus dem Pionenstrahl und dem Protonentarget wird ein neues Teilchen kreiert.

```
if (!makeStaticData()->IsParticle("pi- + p")) {
    makeStaticData()->AddParticle(14009, "pi- + p", 1.1);}
```

Die Zahl 14009 steht für die Particle-ID des neuen Teilchens. Sie setzt sich aus der Target-ID mal 1000 plus der Beam-ID zusammen.

Nun muss die Funktion `PPionBeamAmplitude` gesetzt und die an der Reaktion beteiligten Teilchen eingefügt werden:

```
PPionBeamAmplitude *Pi_minusBeamAmplitude = new
PPionBeamAmplitude("Pi_minusBeamAmplitude@pi- +
                    p_to_n_dilepton", "Test", -1);
Pi_minusBeamAmplitude->Add("pi-,grandparent,pion");
Pi_minusBeamAmplitude->Add("p,grandparent,p_in");
Pi_minusBeamAmplitude->Add("dilepton,daughter");
Pi_minusBeamAmplitude->Add("n,daughter,p_out");
Pi_minusBeamAmplitude->Add("q,parent");
```

Zur Realisierung der genannten Monte-Carlo-Methode wird ein flacher Dileptonengenerator eingebaut:

```
TF1 *flat = new TF1("flat"'"1.",0,0.99);
Pi_minusBeamAmplitude_gen =
    new PInclusiveModel("flat@pi- + p_brems_n_dilepton/generator",
    "Dilepton", -1);
Pi_minusBeamAmplitude_gen->Add("q,parent");
Pi_minusBeamAmplitude_gen->Add("n,daughter");
Pi_minusBeamAmplitude_gen->Add("dilepton,daughter,primary");
Pi_minusBeamAmplitude_gen->SetSampleFunction(flat);
Pi_minusBeamAmplitude_gen->EnableGenerator();
pdmutil->Add(Pi_minusBeamAmplitude_gen);
```

Das `PInclusiveModel` macht eigentlich Massensampling in inklusiven Reaktionen und basiert auf einer `TF1`-Funktion, kann aber hier sehr schön als Generator verwendet werden.

In das `PPionBeamPlugin` werden die ganzen Wertetabellen von M.F.M Lutz et al eingefügt und die Graphen definiert.

Das `PPionBeamPlugin` wird folgendermassen in das Benutzermakro eingebaut

```
makeDistributionManager()->Exec("pion_beam");
```

Die Amplituden, Formeln und Funktionen werden in Zukunft in das Plutopakete eingebaut sein, so dass der Benutzer sich darum nicht mehr kümmern muss.

2.3.2.2 Durchführung der Simulation

Für die Monte-Carlo Simulation muss, nachdem alle Modelle und Zerfallsmodi gewählt wurden, die Reaktion aufgesetzt werden. Dies funktioniert bei Pluto z.B. für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ über:

```
PReaction my_reaction("0,832","pi-","p",n dilepton [e+ e-]);
my_reaction.Loop(100000);
```

0,832 ist die Energie des Strahl-Teilchens (in GeV) und entspricht einer Schwerpunktsenergie von 1,65 GeV. Als weitere Argumente folgen das Strahlteilchen, das Target und die Reaktionsprodukte.

Entsteht ein nicht stabiles Reaktionsprodukt, können in eckigen Klammern die Zerfallsprodukte dieser Teilchen, die letztendlich detektiert werden, definiert werden.

Um den Wirkungsquerschnitt zu zeichnen, muss zunächst ein Histogramm definiert werden.

```
TH1F *histo1 = new TH1F("histo1" "Dilepton Masse" 100 0.4 0.8);
```

Nach der Definition der Reaktion kann über

```
my_reaction.Do(histo1, "_x = ([e+]+[e-])>M()");
```

festgelegt werden, was in das Histogramm gezeichnet werden soll. In diesem Fall kommt auf die x-Achse die fehlende Masse von e^+e^- . Es ist für die spätere Akzeptanzberücksichtigung wichtig darauf zu achten, dass hier nur zu detektierende Teilchen benutzt werden sollten. Mit dem Befehl

```
histo1->Draw();
```

wird das Histogramm ausgegeben (vgl Abb. 2.3).

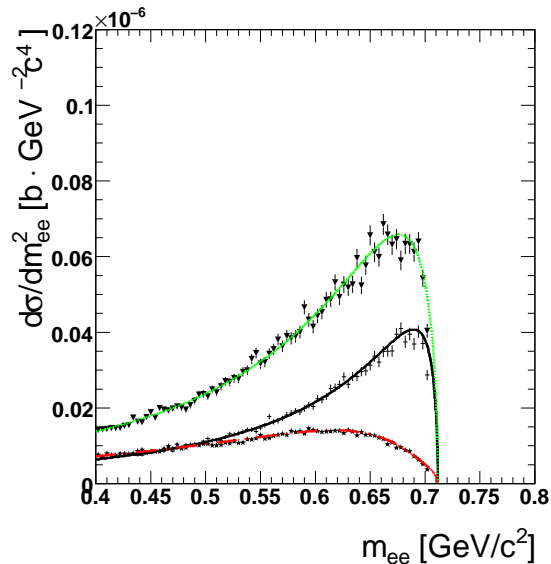


Abbildung 2.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ bei $\sqrt{s} = 1.65$ GeV als Funktion der invarianten Masse des $e^+ e^-$ Paar; Linien: Funktion, Datenpunkte: Monte-Carlo-Simulation; ρ : grüne Linie, Dreiecke nach unten; ω : schwarze Linie, Kreuze; Kohärente Summe: rote Linie, Sterne

Hierbei entsprechen die Linien der berechneten Funktionen aus dem theoretischen Modell und die Datenpunkte sind das Resultat der Monte-Carlo-Simulation. Zu sehen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt des ρ - und ω -Terms alleine und der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Summe. Wie erwartet stimmt die Simulation mit dem theoretischen Modell überein.

2.3.2.3 Experimentelle Auflösung

Für eine möglichst realistische Simulation wurde die Klasse `HadesParticleSmearer` entwickelt, welche eine Verschmierung der Spur und damit die experimentelle Auflösung beschreibt. Die Klasse

beruht auf der Pluto-Klasse `PBulkInterface`. In der Klassendefinition werden die Fließkommazahlen `GetResolution()` und `resolution_factor()`, sowie die voids `Smear()` und `SetResolutionFactor()` definiert. Die benötigten Parametrisierungen zur Verschmierung der Spur stammen aus [12] und wurden entsprechend umgesetzt.

Die Verschmierung wird folgendermassen in das Benutzermakro eingebaut

```
ParticleSmearer * smearer = new ParticleSmearer();
smearer->SetResolutionFactor(2);
my_reaction.AddBulk(smearer);
```

die Verschmierung hat folgende Auswirkung auf die Graphen der differentiellen Wirkungsquerschnitte (vgl Abb. 2.4)

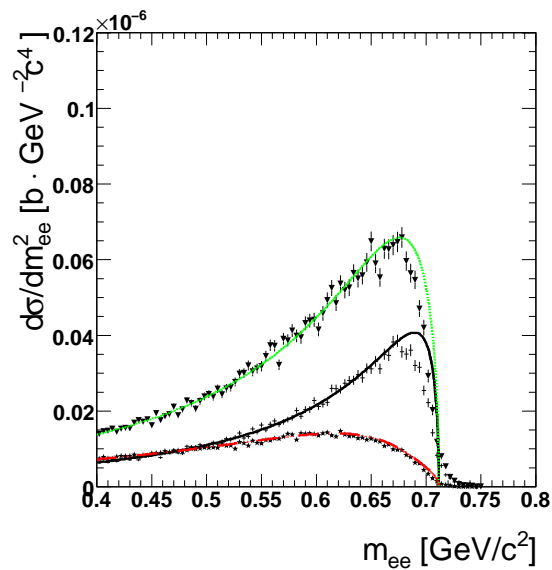


Abbildung 2.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ bei $\sqrt{s} = 1.65$ GeV als Funktion der invarianten Masse des $e^+ e^-$ Paar mit Impulsverschmierung

Man sieht eine Verschmierung der Datenpunkte.

2.3.2.4 Hades-Akzeptanz-Filter

Die `HadesAkzeptanz`-Klasse ermöglicht es, die Akzeptanz und Effizienz des HADES-Detektors auf die zu messenden Teilchen anzuwenden. Die Akzeptanz ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen vom Detektor detektiert wird. Beim HADES-Spektrometer ist der Polarwinkelbereich in dem die Teilchen erfasst werden 18-85 Grad. Die Effizienz des Detektors wurde mithilfe einer GEANT-Simulation entwickelt.

Sie wurde allgemein darauf ausgelegt, alle Teilchen zu berücksichtigen, die das HADES-Spektrometer erfassen kann. HADES ist ein Fixed-Target-Experiment, das bedeutet, dass die Teilchen einen starken Longitudinalimpuls in Richtung der Strahlachse erhalten. Die HADES-Detektoren sprechen auf die diversen Teilchen unterschiedlich an. Aus diesem Grund gibt es für die Teilchen unterschiedliche

Akzeptanz-Matrizen.

Im Benutzermakro kann die Klasse dann individuell auf die für die Reaktion interessanten Teilchen angewendet werden. In dieser Arbeit wären das e^+ und e^- . Die Klasse ist darauf ausgelegt, nur über eine Ja-Nein-Abfrage zu entscheiden, ob das Teilchen innerhalb oder außerhalb der Akzeptanz auf den Detektor trifft und somit detektiert oder nicht detektiert wird.

Die HadesAkzeptanz-Klasse beruht auch auf der Klasse `PBulkInterface`.

Der Einbau der HADES-Akzeptanz hat folgende Folgen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte (vgl. Abb. 2.5)

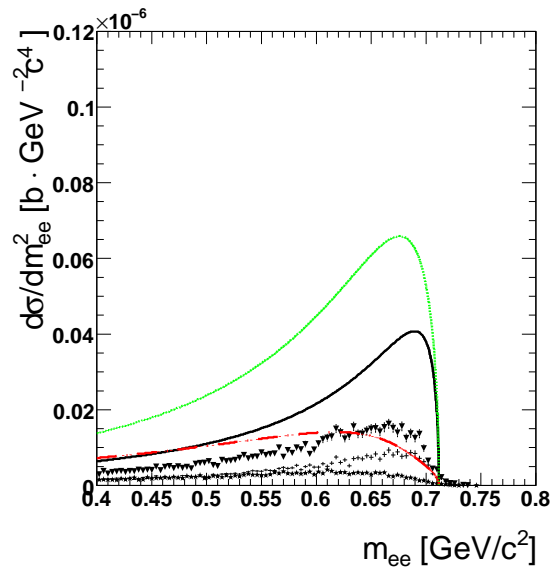


Abbildung 2.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ bei $\sqrt{s} = 1.65$ GeV als Funktion der invarianten Masse des $e^+ e^-$ -Paares mit Akzeptanz

Das Signal nimmt deutlich ab und es gilt zu überprüfen, ob die einzelnen Amplituden noch unterscheidbar zu messen sind.

2.3.2.5 Einbau des Untergrundes

In der Reaktion $\pi^- p \rightarrow X$ entstehen neben den ρ und ω Resonanzen auch noch andere Reaktionen, die zur Produktion von $e^+ e^-$ -Paaren führen. Ausgehend von den Wirkungsquerschnitten aus [10] wurde ein Makro entwickelt, welches die verschiedenen Nebenreaktionen berücksichtigt um somit zu untersuchen ob der Untergrund vernachlässigbar oder durch Schnitte reduzierbar ist. Hierfür wurde zunächst der simulierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dm^2}$ in den Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dm}$ umgerechnet:

$$\frac{d\sigma}{dm^2} = \frac{d\sigma}{dm} * \frac{dm}{dm^2} = \frac{d}{dm^2} * (m^2)^{\frac{1}{2}} * \frac{d\sigma}{dm} = \frac{1}{2} * (m^2)^{-\frac{1}{2}} * \frac{d\sigma}{dm} = \frac{1}{2m} * \frac{d\sigma}{dm}$$

Die relevanten Reaktionen bei einem Strahlimpuls von 0,8 GeV/c sind

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \Delta^0 \rightarrow n + \gamma^* + \pi^0 \quad (2.1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \Delta^0 \rightarrow n + \gamma^* + \gamma \quad (2.2)$$

$$\pi^- + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^- \rightarrow p + \gamma + \pi^- \quad (2.3)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \eta \rightarrow n + \gamma^* + \gamma \quad (2.4)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 \rightarrow n + \gamma^* + \gamma \quad (2.5)$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow n + \gamma^* + \gamma + \pi^0 \quad (2.6)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Delta^+ + \pi^- \rightarrow p + \gamma^* + \pi^- \quad (2.7)$$

wobei bei Gleichung (2.6) beachtet werden muss, dass beide π^0 in Dileptonen zerfallen und sie nicht unterscheidbar sind. Deshalb muss der zugehörige Wirkungsquerschnitt mit 2 multipliziert werden. Das Teilchen, bestehend aus Strahlteilchen und Target, und die vorkommenden Zerfälle werden wieder als erstes der Pluto-Datenbank hinzugefügt.

Um die aus [10] bekannten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen einzubauen, wird die Methode `PTCrossWeight` benutzt. Das Anlegen, beispielsweise für die erste Reaktion, funktioniert folgendermassen:

```
PTCrossWeight * my_cross =
new PTCrossWeight("pi- + p_to_pi0_D0/tcross",
  "Cross section for D0-pi0 production",-1);
  my_cross->SetCrossSection(1.0 * 0.001);
  makeDistributionManager()->Add(my_cross);
```

In die Klammern von `SetCrossSection` kommt der bekannte Wirkungsquerschnitt, in diesem Fall 1,0 b. Nun werden wieder mit `PReaction` die einzelnen Reaktionen gesetzt, der `HadesParticleSmearer` verwendet und die verschiedenen Histogramme kreiert. Wir interessieren uns für die Wirkungsquerschnitte und die fehlenden Massen um zu sehen wie sehr sich der Untergrund tatsächlich auf unsere Reaktion auswirkt.

Da eine elementare Reaktion betrachtet wird, existiert eine sehr saubere Kinematik. Über Impulsmessung des Pions erhält man die Schwerpunktenenergie. HADES misst die Energie und den Impuls der geladenen e^+e^- -Paare. Die fehlende Energie entspricht der fehlenden Ruhemasse, wie beispielsweise der des Neutrons. In den Untergrundreaktionen entstehen auch andere Nebenprodukte, die nicht gemessen werden und somit liegt diese fehlende Masse über der des Neutrons, was einen Schnitt auf die fehlende Masse möglich macht um möglichst viel Untergrund herauszufiltern.

2.3.2.6 Luminosität und erwartete Ereignisse

Um die erwarteten Ereignisse bei einer bestimmten Strahlzeit zu berechnen, wird die integrierte Luminosität benötigt.

$$N = \sigma * \int L \quad (2.8)$$

bzw

$$\frac{dN}{dm} = \frac{d\sigma}{dm} * \int L \quad (2.9)$$

Die Luminosität errechnet sich folgendermaßen:

$$L = \frac{dN_{Beam}}{dt} * \frac{N_{Target}}{V_{Target}} * d_{Target} \quad (2.10)$$

mit der Strahlintensität $\frac{dN_{Beam}}{dt} = 4,5 * 10^5 \frac{1}{s}$ und der Dicke des Targets von $d_{Target} = 5 \text{ cm}$. Die Target-Teilchenanzahl pro Volumen erhält man mithilfe der Dichte von flüssigem Wasserstoff von $71 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ zu:

$$\frac{N_{Target}}{V_{Target}} = \frac{71 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} * V_{Target}}{M} * \frac{N_A}{V_{Target}} = 2,1 * 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3} \quad (2.11)$$

Damit erhält man für die Luminosität einen Wert von $L = 4,72 * 10^{32} \frac{1}{\text{s} * \text{m}^2} = 4,72 * 10^4 \frac{1}{\text{s} * \text{b}}$. Betrachtet man eine Strahlzeit von 7 Tagen ergibt das für die integrierte Luminosität:

$$\int_0^{604800\text{s}} L dt = \int_0^{604800\text{s}} L dt = L * 604800\text{s} = 2,86 * 10^{10} \frac{1}{\text{b}} \quad (2.12)$$

Multipliziert man dies nun mit den aus [10] bekannten Wirkungsquerschnitten, erhält man die Anzahl der Ereignisse.

Kapitel 3

Resultate

Für die Simulation des Untergrundes erhalten wir das Ergebnis, dass in dem Energiebereich an der Vektormesonproduktionsschwelle ($0,5 < \sqrt{s} < 0,8$ GeV) die Reaktionen $\pi N \rightarrow \rho^0 N \rightarrow e^+ e^- N$ und $\pi N \rightarrow \omega N \rightarrow e^+ e^- N$ quasi untergrundfrei und dominant sind. Die Reaktion lässt sich mit dem theoretischen Modell von Lutz et al erfolgreich beschreiben. Unterhalb des Energiebereiches werden die anderen Nebenreaktionen [Gleichung 2.1-2.8] dominant und somit kann aus dem Spektrum nicht auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Modells geschlossen werden.

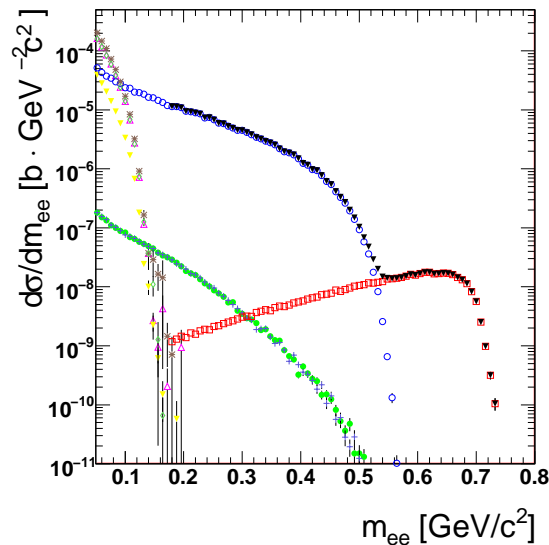


Abbildung 3.1: Cocktailsimulation: Summe aller Beiträge (schwarze Dreiecke), ρ/ω (rote Quadrate), η (blaue Kreise), Δ^0 (grüne Punkte), π^0 (gelbe Dreiecke nach unten), $\pi^0\pi^-$ (pinke Dreiecke), π^0 (braune Sterne), $\pi^0\pi^0$ (grüne Rauten), Δ^+ (lila Kreuze).

Die fehlenden Massen der Nebenreaktionen im Vergleich zu der Hauptreaktion sind in Abbildung 3.2 aufgetragen. Die fehlenden Massen der Nebenreaktionen liegen in einem höheren Energiebereich als die fehlende Masse der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \rho^0 N^* \rightarrow e^+ e^- n$ und $\pi^- p \rightarrow \omega N^* \rightarrow e^+ e^- n$, da dort die fehlende Masse nur der des Neutrons entspricht und in den Nebenreaktionen z.B ein π^0 dazukommt.

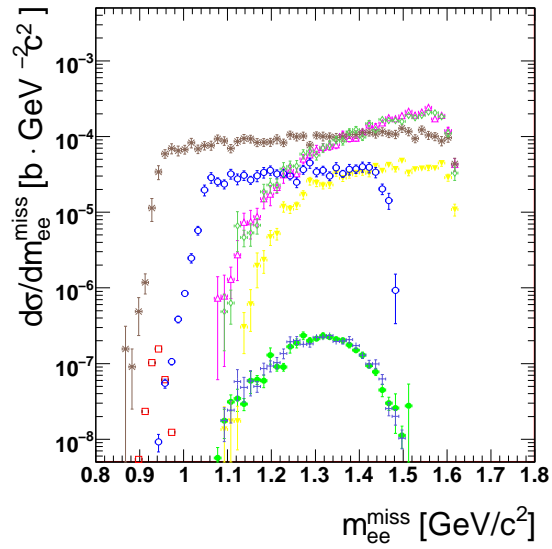


Abbildung 3.2: Fehlende Massen; Signal (rot), Δ -Dalitz (grün), $\Delta + \pi^0$ -Dalitz (gelb), $p\pi^-\pi^0$ -Dalitz (pinke Dreiecke), η -Dalitz (blaue Kreise), $n\pi^0$ -Dalitz (braun), $n\pi^0\pi^0$ -Dalitz (grüne Rauten), Δ^+ -Dalitz (blaue Kreuze)

In Abb. 3.3 und Abb. 3.4 sind die Auswirkungen des Schnitts auf die fehlende Masse zu sehen. Durch Schnitte auf das fehlende Neutron kann der Untergrund reduziert, bzw fast vollständig entfernt werden, was jedoch zu einer leichten Abschwächung des Signals und damit der erwarteten Ereignisse führt (vgl. Tab 3.1).

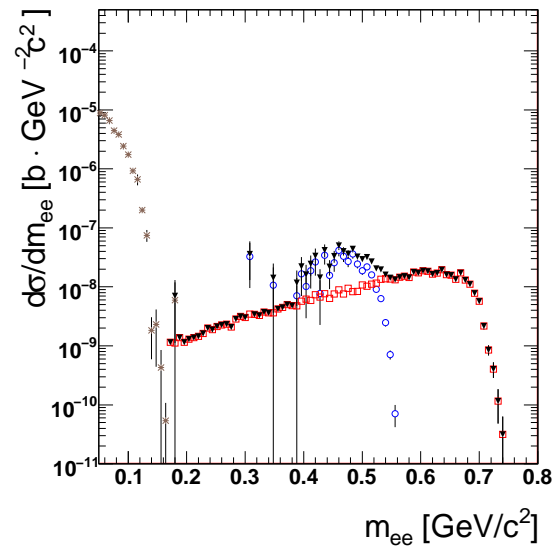


Abbildung 3.3: Cocktailsimulation mit Schnitt auf die fehlende Masse von 0,98 GeV: Totaler Wirkungsquerschnitt (schwarze Dreiecke), ρ/ω (rote Quadrate), η (blaue Kreise), Δ^0 (grüne Punkte), π^0 (gelbe Dreiecke nach unten), π^0, π^- (pinke Dreiecke), $n\pi^0$ (braune Sterne), π^0, π^0 (grüne Rauten), Δ^+ (lila Kreuze)

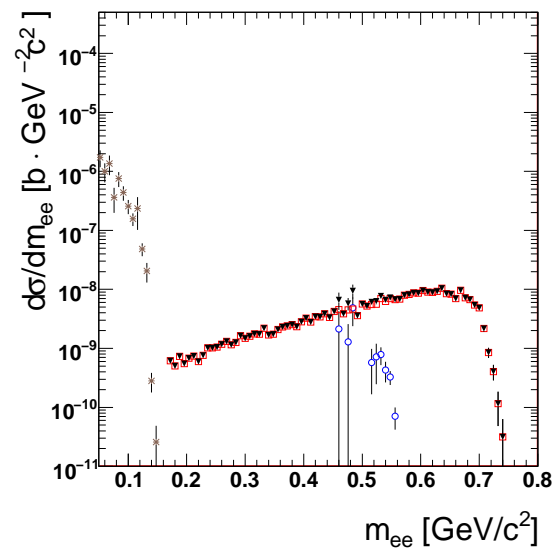


Abbildung 3.4: Cocktailsimulation mit Schnitt auf die fehlende Masse von 0,94 GeV: Totaler Wirkungsquerschnitt (schwarze Dreiecke), ρ/ω (rote Quadrate), η (blaue Kreise), Δ^0 (grüne Punkte), π^0 (gelbe Dreiecke nach unten), π^0, π^- (pinke Dreiecke), $n\pi^0$ (braune Sterne), π^0, π^0 (grüne Rauten), Δ^+ (lila Kreuze)

Werden die Wirkungsquerschnitte mit der integrierten Luminosität (hier angenommen 1 Woche) skaliert, können die zu erwartenden Ereignisse pro Bin auf die invariante Masse aufgetragen werden (siehe Abb. 3.5)

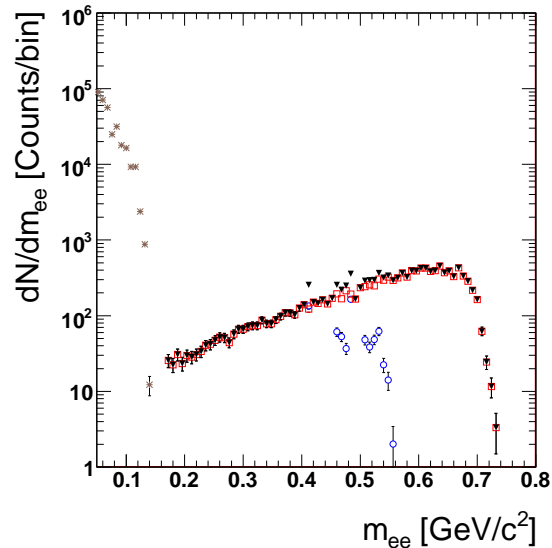


Abbildung 3.5: Cocktailsimulation mit Schnitt auf die fehlende Masse skaliert mit der Luminosität: Totaler Wirkungsquerschnitt (schwarze Dreiecke), ρ/ω (rote Quadrate), η (blaue Kreise), Δ^0 (grüne Punkte), π^0 (gelbe Dreiecke nach unten), π^0, π^- (pinke Dreiecke), $n\pi^0$ (braune Sterne), π^0, π^0 (grüne Rauten), Δ^+ (lila Kreuze)

In der Tabelle 3.1 sind bei 20.000 Monte-Carlo-Ereignissen und unterschiedlichen Schnitten auf das fehlende Neutron die integrierten Ereignisse in dem Intervallbereich von 0,55 GeV bis 1 GeV aufgelistet.

	n_{cut}	Events im Energiebereich 0,55-1 GeV
Total	1,0	$8,61 * 10^3$
	0,98	$8,58 * 10^3$
	0,94	$4,45 * 10^3$
	0,927	$1,38 * 10^3$
ρ	1,0	$3,695 * 10^4$
	0,95	$3,044 * 10^4$
	0,94	$1,954 * 10^4$
ω	1,0	$1,993 * 10^4$
	0,95	$1,641 * 10^4$
	0,94	$1,049 * 10^4$

Tabelle 3.1: Ereignisse

Wie man sieht werden Beispielsweise bei einem Schnitt von 0,98 GeV im Energiebereich von 0,55-1 GeV ca. 8000 Ereignisse erwartet. Bei einem Schnitt von 0,94 GeV werden in einem Energiebereich von 0,2-1 GeV auch ca. 8000 Ereignisse erwartet.

Kapitel 4

Diskussion und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war es den Ereignisgenerator Pluto so zu modifizieren, dass im Rahmen des HADES-Proposals 2009 durchzuführende Simulationen von Pion-induzierten Stößen auf ein Nukleontarget einfach und benutzerfreundlich durchzuführen sind.

In diesem Rahmen wurden die entsprechenden Software-Klassen entwickelt, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ über ein theoretisches Modell [1] berechnen. Dafür wurden die von den Autoren dieses Modells zur Verfügung gestellten komplexen Amplituden zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes der ρ - und ω -Anteile und deren kohärente Summe eingesetzt und in Pluto unter Verwendung der dort definierten Schnittstellen und Modellarchitekturen verwirklicht.

Des Weiteren wurde eine Monte-Carlo-Simulation für diese Reaktion durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt wurde in dieser Simulation über den Einbau eines flachen Dileptonengenerators realisiert. Um die Simulation für HADES nutzbar zu machen wurden weitere technische Klassen entwickelt, welche die experimentelle Auflösung und die HADES-Akzeptanz-Matrizen des Detektors beschreiben. Diese können in Zukunft von jedem Benutzer für jede beliebige Simulationen verwendet werden. Dadurch können nunmehr auch HADES-Daten mit modellabhängigen Simulationen direkt verglichen werden.

Um zu überprüfen ob die vorhergenannte Reaktion untergrundfrei untersucht werden kann, wurden verschiedene Untergrundreaktionen mit e^+e^- im Ausgangs-Kanal eingebaut und diese mit Schnitten auf die fehlende Masse reduziert. Bei einer Strahlzeit von 1 Woche und einem Schnitt auf das fehlende Neutron bei $0,94 \text{ GeV}/c^2$, bei welchem der Untergrund quasi komplett vernachlässigbar ist, werden ca. 8000 Ereignisse für die zu untersuchende ρ/ω -Reaktion erwartet. Bei diesem ersten Ergebnis muss jedoch beachtet werden, dass viele experimentelle Randbedingungen, wie die Pionen-Strahlqualität, die Auflösung des Strahlimpulses und die Strahlraten, derzeit noch unbekannt sind. Diese Arbeit ist im Rahmen des Proposals noch zu leisten, was jedoch noch weiterer experimenteller Entwicklung und Untersuchung bedarf.

Um das Pionenstrahl-Paket für Pluto zu vervollständigen muss noch die Impulsverschmierung der Strahlpionen in Pluto implementiert und die hier entwickelten Klassen in die offizielle Plutoversion eingebaut werden.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Stroth dafür, dass er mit seiner Vorlesung mein Interesse an der Kernphysik geweckt hat und mir die Chance gegeben hat in seiner Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit über ein sehr interessantes Thema zu schreiben.

Ganz besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Ingo Fröhlich, der auf alle meine Fragen und Probleme eine Antwort wusste und so viel Geduld mit mir hatte.

Auch möchte ich Christian Sturm danken, dass er mir mit seiner guten Laune und Begeisterung viel moralische Unterstützung gegeben hat.

Des Weiteren möchte ich M.F.M Lutz et al für die Bereitstellung der benötigten Wertetabellen der Amplituden danken.

Vielen Dank an die ganze Arbeitsgruppe dafür, dass ich sehr freundlich aufgenommen wurde und jeder für Probleme ein offenes Ohr hatte. Vor allem danke ich Timo, der sich mit mir dem Kampf gegen C++ gestellt hat und ein paar Klassen mit mir zusammen entwickelt hat und meinen Büronachbarn Kathrin, Christian, Dennis, Boris, Sarah, Laura, Melissa, Paul und Claudia, die mir auch immer mit Rat und Tat beiseite standen und immer für eine angenehme und lustige Stimmung im Büro gesorgt haben.

Literaturverzeichnis

- [1] M. F. M. Lutz, B. Friman and M. Soyeur, “Quantum interference of ρ^0 and omega mesons in the $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ reaction,” Nucl. Phys. A **713** (2003) 97 [arXiv:nucl-th/0202049].
- [2] G. Agakishiev *et al.* [HADES Collaboration], arXiv:0902.3478 [nucl-ex].
- [3] HADES-Homepage, www-hades.gsi.de
- [4] J. Diaz *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **478** (2002) 511.
- [5] B. Spruck, “Piontalk”, Orsay pion beam meeting, 2009.
- [6] I. Froehlich, T. Galatyuk, R. Holzmann, J. Markert, B. Ramstein, P. Salabura and J. Stroth, “Design of the Pluto Event Generator,” arXiv:0905.2568 [nucl-ex].
- [7] Root-Homepage, www.root.cern.ch
- [8] T. Scheib, Bachelor-Arbeit (2009), Goethe-Universität Frankfurt.
- [9] B. Spruck, “Optimierung des Pionenstrahls zum HADES Detektor und Bestimmung des eta-Formfaktors in Proton-Proton Reaktionen bei 2.2-GeV”, Doktorarbeit, Gießen 2008.
- [10] The HADES-collaboration, “Dilepton Production in CC and $\pi^\pm p$ Reactions“, Version 3.4 (2001) (unpublished)
- [11] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, „Teilchen und Kerne“, Springer (2006), ISBN 3-540-36685-7
- [12] M. Wisniowski, G. Agakishiev, unpublished.