

Konzeptionelle Untersuchungen eines
Dielektronenspektrometers für Schwerionenstöße
im GeV/u-Bereich

Diplomarbeit

von

Walter Karig

Institut für Kernphysik
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

durchgeführt bei der
Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

September 1993

Φεύγουσι γάρ τοι χοί θρασεῖς, ὅταν πέλας
ἤδη τὸν Ἄιδην εἰσορῶσι τοῦ βίου.

Sophokles

Kurzer Überblick

Ein neues Spektrometer zur Messung von e^+e^- -Paaren, sogenannten Dielektronen, aus dem Zerfall von hadronischen Zuständen in Schwerionenstößen sollte den folgenden Anforderungen genügen:

- Paaridentifikation bei einem Untergrund-zu-Dielektronen-Verhältnis von 10^6
- eine Massenauflösung $\sigma_m/m \simeq 1\%$ im Bereich der ρ -Mesonenmasse
- eine hohe Nachweiseffizienz
- Betrieb bei einer hohen Luminosität und bei hohen Multiplizitäten

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, zu zeigen, daß diese Anforderungen prinzipiell zu bewältigen sind. Dazu wurde mittels Monte-Carlo-Rechnungen versucht, alle Bestandteile des vollkommen neuen Detektorkonzeptes, das im Laufe dieser Arbeit auch ständig verändert und erweitert wurde und auch noch weiterentwickelt werden wird, genau zu simulieren. Mit Hilfe der Simulationsdaten sowohl für Dielektronen als auch für den hadronischen Untergrund wurden die geforderten Eigenschaften des Spektrometers bestimmt und durch Variation der Geometrie optimiert. Außerdem wurden als Vergleich Untergrundmessungen mit einem Detektorprototyp durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Dielektronen — Sonden dichter und heißer Kernmaterie	4
2.1	Theorie	4
2.2	Bereits existierende Dielektronenspektrometer	9
2.2.1	Das “Di-Lepton Spectrometer” am LBL Bevalac	9
2.2.2	Das CERES-Experiment am CERN SPS	10
3	HADES — Ein Dielektronenspektrometer für SIS	13
3.1	Anforderungen an ein neues Spektrometer	13
3.2	Detektorkonzept	14
3.2.1	RICH	15
3.2.2	Driftkammern	17
3.2.3	META	17
4	Monte-Carlo-Simulationen mit GEANT	19
4.1	GEANT — Ein am CERN entwickeltes Simulationspaket	19
4.2	Geometrie und Magnetfeld	22
4.2.1	Simulation der Detektoren	22
4.2.2	Berechnung des Magnetfeldes	22
4.3	Eventgeneratoren	23
4.3.1	Dielektronen mit uniformer Massen- und Impulsverteilung	24
4.3.2	Dielektronen aus Au-Au-Reaktionen bei 1 GeV/u und 2 GeV/u	25
4.3.3	Hadronen aus Au-Au-Schwerionenstößen bei 1 GeV/u	26

5	Eigenschaften des Spektrometers	27
5.1	Nachweiseffizienz	27
5.1.1	Geometrische Akzeptanz	28
5.1.2	Effizienz für Dielektronen aus dem ω -Zerfall	28
5.1.3	Effizienz von Dielektronen aus einer „weißen“ Massen- und Impulsverteilung	30
5.2	Impuls- und Massenauflösung	35
5.2.1	Abschätzung der Impulsauflösung	35
5.2.2	Abschätzung der Massenauflösung	38
6	Multiplizitäten von Primär- und Sekundärteilchen	40
6.1	Sekundärteilchen im RICH	40
6.2	Multiplizitäten und Sekundärteilchen in den Driftkammern	42
6.3	Stoßparameterselektion durch Multiplizitätsmessung	43
7	Diskriminierung von Hadronen in einem Schauerdetektor	45
7.1	Schauerbildung bei verschiedenen Konverterdicken	47
7.2	Flugzeitmessungen	49
8	Untergrundmessung am SIS mit einem RICH-Prototyp ohne Photokathoden	52
8.1	Der Testdetektor	52
8.2	Das Experiment	54
8.3	Ergebnisse der Messungen	55
8.4	Vergleich mit GEANT-Simulationen	58
9	Zusammenfassung	61

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ein Schwerionenstoß in der Impulsdarstellung	2
2.1	Beiträge der Dielektronenproduktionsprozesse zum invarianten Massenspektrum	5
2.2	Der elektromagnetische Formfaktor des Pions	6
2.3	Dichteabhängigkeit der Dielektronenrate von $\pi^+\pi^-$ -Annihilation	7
2.4	Teilchenproduktionsraten pro Nukleon in Schwerionenreaktionen als Funktion der coulombkorrigierten Einschußenergie	8
2.5	Das DLS-Zweiarmspektrometer am LBL Bevalac	10
2.6	Das CERES-Experiment am CERN SPS	11
3.1	Schnitt durch das HADES-Detektorsystem	16
3.2	Expandierte Ansicht des HADES-Systems	16
3.3	Akzeptanzvergleich von DLS und HADES	18
4.1	Ein zentraler Schwerionenstoß (Gold auf Gold bei 1 GeV/u) im Schnitt durch das HADES-Detektorsystem	21
5.1	Winkelkorrelation von e^+e^- -Paaren aus dem Zerfall des ω -Mesons für $E_{beam} = 1$ GeV/u und $E_{beam} = 2$ GeV/u	29
5.2	Primäre Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen im Vergleich zu den Verteilungen der nachgewiesenen Teilchen und der nachgewiesenen e^+e^- -Paare aus dem Zerfall des ω -Mesons für $E_{beam} = 1$ GeV/u und $E_{beam} = 2$ GeV/u	31
5.3	Nachweiseffizienz als Funktion der polaren Emissionswinkel von einzelnen Elektronen und Positronen und von e^+e^- -Paaren aus dem Zerfall des ω -Mesons für $E_{beam} = 1$ GeV/u und $E_{beam} = 2$ GeV/u	32

5.4	Verteilung von primären und nachgewiesenen e^+e^- -Paaren aus dem ω -Zerfall als Funktion von Transversalimpuls p_T und Rapidität Y des ω -Mesons für $E_{beam} = 1$ GeV/u und $E_{beam} = 2$ GeV/u .	33
5.5	Nachweiseffizienz als Funktion von Rapidität Y und Transversalimpuls p_T für unterschiedliche invariante Massen- und Rapiditätsbereiche	34
5.6	Nachweiseffizienz als Funktion der invarianten Masse M_{inv} für unterschiedliche Rapiditätsbereiche	35
5.7	Schematischer Verlauf eines geladenen Teilchens durch die Driftkammern und das Magnetfeld	36
6.1	Multiplizitäten von sekundären e^\pm mit Impulsen über der Čerenkov-Schwelle im RICH-Radiator	41
6.2	Belegungsdichten geladener Teilchen auf den Driftkammern	42
6.3	Multiplizitäten geladener Teilchen in der ersten und letzten Driftkammer bei verschiedenen Stoßparametern	44
7.1	Energieverlust verschiedener Teilchen in Plastik und Blei	46
7.2	Schematische Darstellung einer Schauerbildung in einem Konverter	47
7.3	Schematische Darstellung eines Schauerdetektors	48
7.4	Energiedeposition von Elektronen und Pionen im Szintillator vor und nach einem Bleikonverter von 2 Strahlungslängen Dicke . . .	50
7.5	Flugzeitdifferenz von Elektronen und Pionen als Funktion des Impulses	51
8.1	Schnitt durch den RICH-Testdetektor ohne CsI-Photokathoden . .	53
8.2	Der RICH-Testdetektor	54
8.3	Schematischer Aufbau des Testexperimentes	56
8.4	Pulshöhen eines typischen Events geladener Teilchen auf den RICH-Pads	57
8.5	Totales Pulshöhenspektrum im Vergleich zum Spektrum isolierter Hits	58
8.6	Auf den Detektor getroffene geladene Teilchen in der Simulation .	59
8.7	Detektorhits im Testexperiment und der Simulation	60

Tabellenverzeichnis

5.1	Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen und Positronen und für e^+e^- -Paare	30
5.2	Impulsauflösung für verschiedene Impulsbeträge	38
7.1	Signale verschiedener Teilchen vor und nach dem Konverter eines Schauerdetektors (idealisiert)	49

Kapitel 1

Einleitung

Die Kernmaterie in unserer Umgebung befindet sich in ihrem Grundzustand: Darin ist die Dichte ρ etwa $\rho_0 \approx 0.17$ Nukleonen/ fm^3 und die Temperatur T etwa 0 MeV. Die durch die Coulomb-Abstoßung bedingte Stabilitätsgrenze liegt bei einer Nukleonenzahl von $A \approx 240$.

Durch die Untersuchung relativistischer Schwerionenstöße erhofft man sich Informationen über die Eigenschaften sehr heißer und komprimierter Kernmaterie, wie sie z. B. im frühen Universum vorhanden war. An der GSI können bei Schwerionenstößen von Projektilteilchen mit Strahlenergien bis etwa 2 GeV/u auf ein festes Target Dichten von $2 - 3 \rho_0$ und Temperaturen von etwa 60 - 100 MeV ($\sim 10^{12}$ K) erreicht werden. Kalte Kompression von Kernmaterie (einige keV bis 10 MeV) tritt in Neutronensternen auf; dort überwiegt ab $A \simeq 10^{57}$ die Gravitation als attraktive Kraft. Ein Ziel der Untersuchungen von Kernmaterie bei verschiedenen Temperaturen und Drücken ist es, eine Zustandsgleichung von Kernmaterie, kurz EOS (nuclear equation of state), zu finden.

Ein zentraler Schwerionenstoß kann in drei Phasen beschrieben werden (Abbildung 1.1):

1. Während die Kerne im Ortsraum beginnen, sich zu überlappen, liegen sie im Impulsraum in longitudinaler (Strahl-) Richtung noch weit auseinander. Die transversale Impulsverteilung von Projektil und Target wird durch die Fermi-Kugel beschrieben.
2. In der Phase höchster Kompression, wenn die Kerne sich vollkommen überlappen, steigt die Dichte ρ auf das Zwei- bis Dreifache der normalen Kern-dichte ρ_0 und die Temperatur auf ca. 60 bis 100 MeV. Hier werden angeregte Nukleonenzustände (Δ , N^*) und hochenergetische Pionen produziert.
3. In der Endwechselwirkungsphase (final state interaction) expandiert das Nukleonengas und kühlt ab. Die verbleibenden Pionen geben wenig Aufschluß mehr über die 2. Phase, da sie auch während des Abkühlens noch

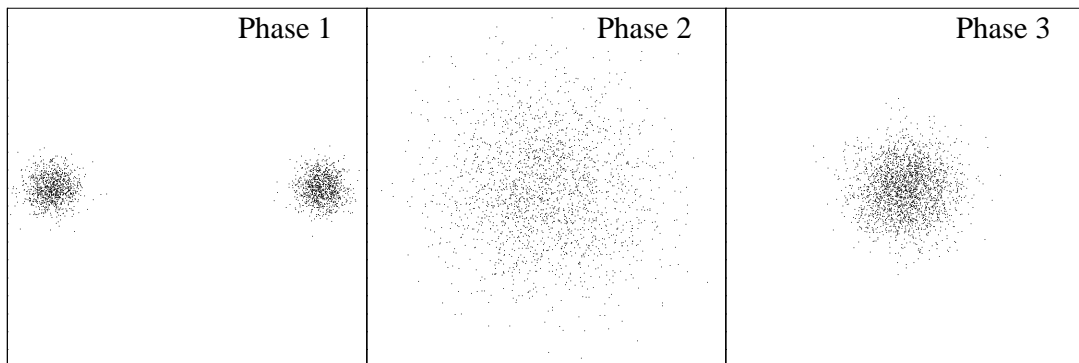


Abbildung 1.1: *Ein Schwerionenstoß in der Impulsdarstellung. In der ersten Phase gibt es noch keine Impulsüberlappung von Projektil und Target. In der zweiten, heißen und hochdichten Phase werden Nukleonresonanzen (Δ , N^*) und hochenergetische Pionen produziert. In der dritten Phase kühlt sich das Stoßsystem ab und expandiert. Es finden nur noch “final state”-Wechselwirkungen statt.*

stark wechselwirken. Die Resonanzen Δ , N^* sind bereits am Ende der zweiten Phase weitgehend zerfallen.

Als Observablen der heißen hochdichten Phase bleiben lediglich:

- Der kollektive Fluß der Teilchen
- “Subthreshold particles”, das heißt Teilchen, für deren Produktion mehr Energie nötig ist, als die Reaktionsteilchen zur Verfügung haben. So ist bei SIS-Energien die Bildung von Kaonen und Antiprotonen nur indirekt möglich über in einem früheren Stoß entstandene Nukleonenanregungen, die in der Endphase nicht mehr vorhanden sind. Doch unterliegen die “subthreshold particles” einer starken Absorption. (Eine gewisse Ausnahme bildet das K^+ .)
- Nur Teilchen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, können die Phase 2 unverändert verlassen, also Photonen und Leptonen.
 - Das größte Problem bei den Gammaquanten ist der kombinatorische Untergrund aus dem Zerfall von neutralen Pionen während der Endwechselwirkungsphase.
 - Bei den e^+e^- -Paaren, sogenannten Dielektronen, liegt die Problematik in den sehr geringen Produktionsraten im Verhältnis zum hadronischen

Untergrund (siehe Abschnitt 2.1), jedoch können aus der Messung eines e^+e^- -Paares Masse und Impuls des Zerfallsteilchens eindeutig bestimmt werden. Der relative Anteil des kombinatorischen Untergrunds ist wegen der geringen Produktionsraten reduziert.

An der GSI werden seit einigen Jahren verschiedene Detektorsysteme betrieben, die kollektiven Fluß, Antiprotonen, Kaonen und Photonen aus zentralen Schwerionenstößen messen. Diese Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung eines Dielektronenspektrometers mit einer hoher Akzeptanz (**H**igh-**A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer).

Kapitel 2

Dielektronen — Sonden dichter und heißer Kernmaterie

2.1 Theorie

Für den SIS-Energiebereich geschieht die Produktion von Dielektronen aus der Kollisionszone des Schwerionenstoßes hauptsächlich durch folgende Prozesse (s. [Wi 92], [Wo 93a], [Gu 92]):

1. pn -Bremsstrahlung $p + n \rightarrow p + n + \gamma^*$, $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$
2. Δ -Zerfall: $\Delta \begin{cases} N e^+e^- & \sim 0.0041\% \\ N\pi & 99.4\% \end{cases}$
3. Dalitz-Zerfall leichter Mesonen $\begin{array}{l} \pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^- \quad 1.2\% \\ \eta \rightarrow \gamma e^+e^- \quad 0.5\% \end{array}$
4. Zweikörperzerfall von Mesonen

			$\Gamma c^2/MeV$	Mc^2/MeV	
ρ	$\begin{cases} e^+e^- \\ \pi\pi \end{cases}$	$\begin{matrix} 0.0044\% \\ 100\% \end{matrix}$	152	768	
	ω	$\begin{cases} e^+e^- \\ \pi^+\pi^-\pi^0 \end{cases}$			$\begin{matrix} 0.0072\% \\ 88.8\% \end{matrix}$
Φ	$\begin{cases} e^+e^- \\ KK \end{cases}$	$\begin{matrix} 0.031\% \\ 83.5\% \end{matrix}$	4.4	1019	
(Ψ	$\rightarrow e^+e^-$	6.3%	0.086	3097)

[RPP 92]

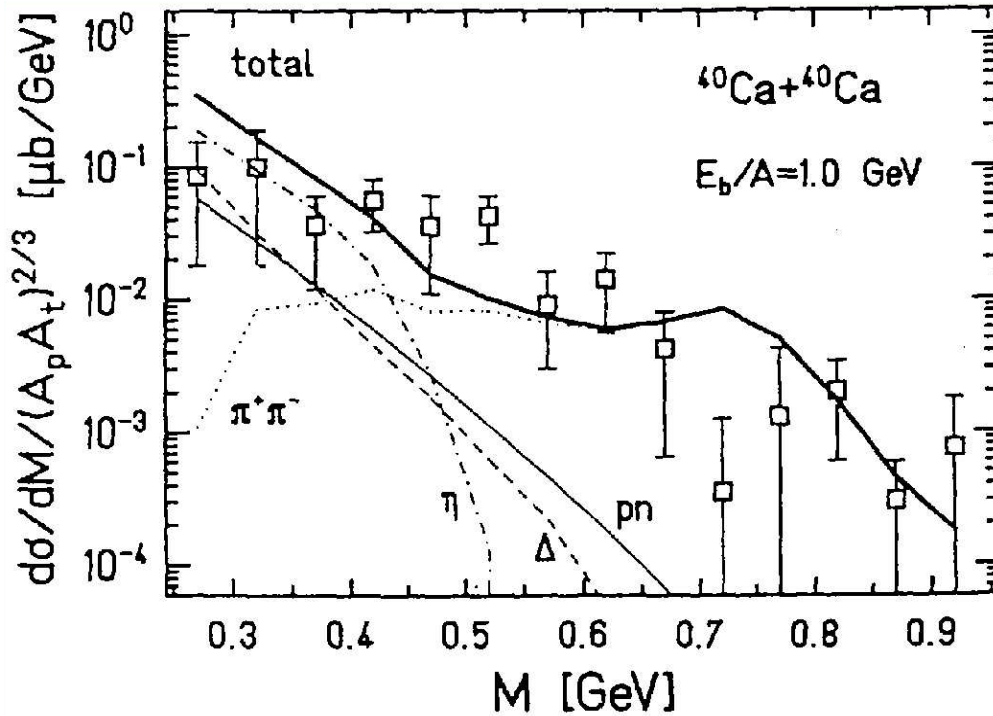


Abbildung 2.1: Beiträge der Dielektronproduktionsprozesse zum invarianten Massenspektrum für Ca-Ca-Kollisionen bei 1 GeV/u Strahlenergie (Wolf, 1993). Die Meßdaten stammen vom DLS.

In Abbildung 2.1 sind die Anteile der verschiedenen Produktionsprozesse zum invarianten Massenspektrum dargestellt, wie sie sich aus BUU-Rechnungen ([Wo 93b]) für Ca-Ca-Kollisionen (1 GeV/u) ergeben.

Da die Lebensdauern der η - und π^0 -Mesonen groß sind gegenüber der Dauer der Phase hoher Dichte (ca. 15 fm/c), stammen die bei ihrem Zerfall emittierten Dielektronen nicht aus der Kollisionsphase, sondern aus einer späteren Phase, bestehend aus kälterer und weniger dichter Materie. Aus der Analyse der invarianten Masse ihrer Dielektronen können also keine direkten Aussagen über die Eigenschaften der Mutterteilchen in dichter Kernmaterie gewonnen werden. Ihr Zerfall liefert einen näherungsweise exponentiellen Beitrag zum invarianten Massenspektrum bis zu einer oberen Grenze, die durch ihre Ruhemasse gegeben ist.

Die Zeitskala für den Hadron-Hadron-Bremsstrahlungsprozeß und die Lebensdauer des (freien) Δ und ρ sind dagegen kleiner als 15 fm/c. Der Zerfall des ρ -Mesons ermöglicht zudem den experimentellen Vorteil einer Resonanzstruktur im invarianten Massenspektrum.

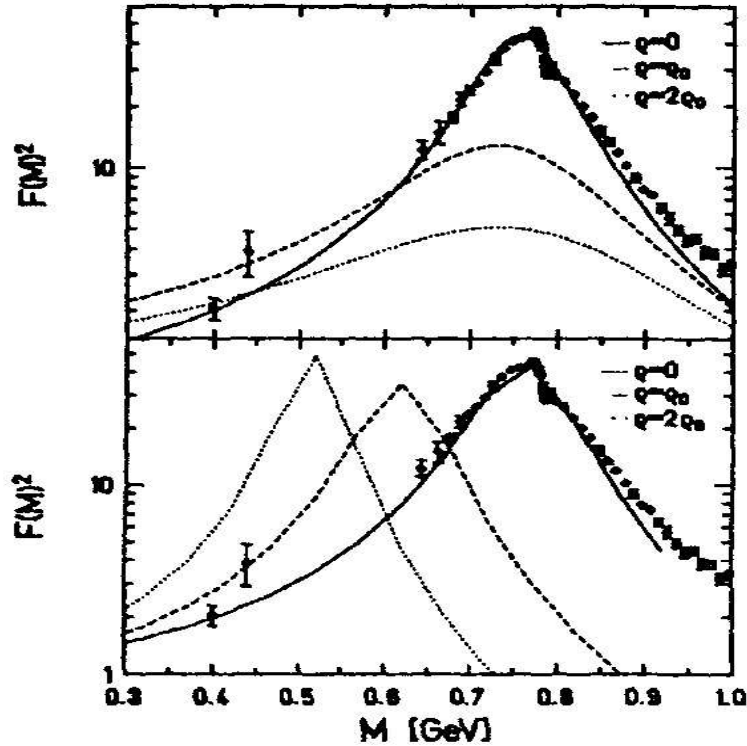


Abbildung 2.2: Der elektromagnetische Formfaktor des Pions für Dichten $\rho = 0$ (durchgezogene Linie), $\rho = \rho_0$ (gestrichelt) und $\rho = 2\rho_0$ (gepunktet) von Herrmann et al. (oben) und von Asakawa et al. (unten) im Vergleich mit experimentellen Werten von Barkov et al..

Theoretische Modelle ([Ga 87], [Wo 93a], [Gu 92]) haben gezeigt, daß die invariante Massenverteilung von Dielektronen aus der $\pi^+\pi^-$ -Annihilation direkte Informationen über die Pionendynamik in dichter Kernmaterie liefern können. Im Vektordominanzmodell verläuft elektromagnetische Wechselwirkung von Hadronen über Vektormesonen. $\pi^+\pi^-$ -Annihilation erfolgt dann über das ρ -Meson.

Einen Einfluß auf die Dielektronenrate in dichter Kernmaterie kann außer einer Pionendispersionsrelation auch eine mögliche Dichteabhängigkeit des elektromagnetischen Formfaktors des Pions haben. Abbildung 2.2 zeigt das In-Medium-Verhalten des Pionenformfaktors für zwei verschiedene theoretische Modelle. Während Rechnungen im Rahmen des Vektordominanzmodells [He 92] eine starke Verbreiterung der Spektralfunktion des ρ -Mesons mit zunehmender Dichte der Kernmaterie ergeben (Abb. 2.2 oben), resultiert aus Modellen, die auf der Quantenchromodynamik basieren ([Bro 91], [As 93]), eine Verschiebung der ρ -Mesonenmasse mit zunehmender Dichte (Abb. 2.2 unten).

$\pi^+\pi^-$ with diff. formfactors

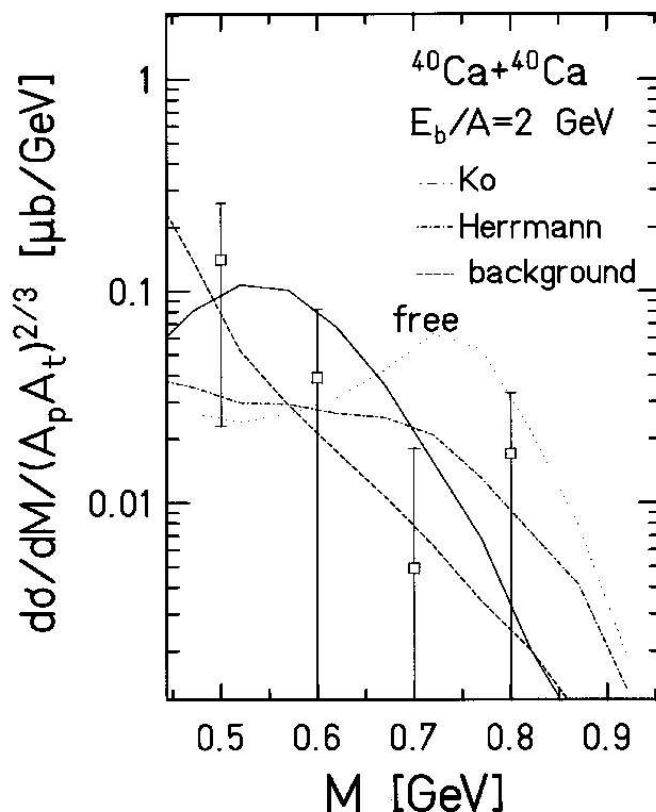


Abbildung 2.3: Dichteabhängigkeit der Dielektronenrate von $\pi^+\pi^-$ -Annihilation (Wolf, 1993) für Ca-Ca-Kollisionen bei 2 GeV/u. Die mit „background“ bezeichnete gestrichelte Kurve ist gegeben durch die Summe aller übrigen oben genannten Produktionsprozesse.

In Abbildung 2.3 wurden obige dichteabhängige Pionenformfaktoren bei der Berechnung der Dielektronenrate in Schwerionenstößen von Calcium auf Calcium bei einer Strahlenergie von 2 GeV/u berücksichtigt [Wo 93b]. Man erkennt signifikante Änderungen im invarianten Massenspektrum der Dielektronen; z. B. beobachtet man für beide Modelle ein Sinken der Dielektronenrate bei hohen invarianten Massen um mindestens einen Faktor Drei relativ zum freien Fall. Man sieht zudem in den Abbildungen 2.1 und 2.3, daß der Beitrag der $\pi^+\pi^-$ -Annihilation zum Dielektronenspektrum bei hohen invarianten Massen dominant wird. Eine dichteabhängige Änderung der Dielektronenrate von $\pi^+\pi^-$ -Annihilation könnte daher experimentell analysiert werden. Bei leichteren Projektil-Target-Systemen erwartet man hingegen einen größeren Beitrag von anderen Prozessen in diesem Massenbereich.

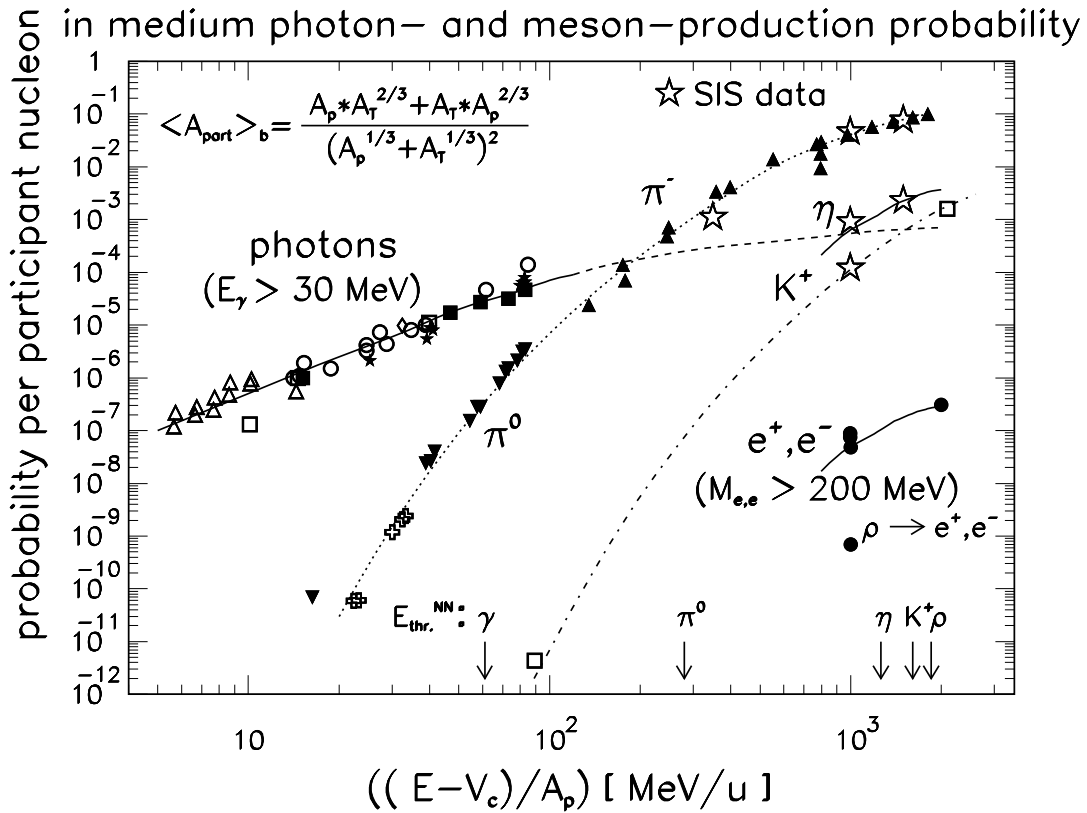


Abbildung 2.4: Teilchenproduktionsraten pro Nukleon in Schwerionenreaktionen als Funktion der coulombkorrigierten Einschussenergie (Metag 1993). Die Datenpunkte entstammen verschiedenen Experimenten; die e^+e^- -Punkte (ausgefüllte Kreise) entstammen den (Ca + Ca)-Daten des DLS.

Die experimentellen Datenpunkte in den Abbildungen 2.1 und 2.3 stammen vom Di-Leptonen-Spektrometer (DLS) am Bevalac in Berkeley (s. Abschnitt 2.2.1). Die Fehlerbalken der DLS-Daten erlauben jedoch keine Aussage über die theoretisch erwarteten Änderungen.

Um Daten mit besserer Statistik für solche schweren Massensysteme zu erhalten, wird ein Dielektronenspektrometer der zweiten Generation mit hoher Akzeptanz benötigt, so wie HADES es darstellt.

In Abbildung 2.4 [Me 93] ist eine Übersicht experimentell gemessener Teilchenproduktionsraten pro beteiligtem Nukleon in Schwerionenreaktionen über den Bereich von elf Größenordnungen gezeigt. Die kreisförmigen, ausgefüllten Datenpunkte stammen dem DLS. Die Produktionsrate des ρ -Mesons beträgt bei einer Einschussenergie von 1 GeV/u etwa $7 \cdot 10^{-10}$ /Nukleon. Das entspricht einer Pro-

duktionsrate von ca. $3 \cdot 10^{-7}$ bei Au-Au-Stößen mit $E_{beam} = 1 \text{ GeV/u}$.

2.2 Bereits existierende Dielektronenspektrometer

Zum experimentellen Nachweis von Dielektronen ist vor allem ein effizienter Trigger gegenüber dem um einen Faktor $1/\alpha^2$ ($\approx 2 \cdot 10^4$) höheren pionischen Untergrund nötig. Dazu wird sowohl im DLS am LBL als auch im CERES-Experiment am CERN ein Čerenkov-Zähler benutzt. In einem Medium mit Brechungsindex n senden Teilchen, die sich mit einer Geschwindigkeit $\beta > \frac{1}{n}$ bewegen, einen Čerenkov-Lichtkegel aus. Der begrenzende Lorentz-Faktor γ_{thr} ist dann $\gamma_{thr} > (1 - n^{-2})^{-\frac{1}{2}}$. Wegen $\gamma = E/m_0c^2$ ist die Schwellenenergie für Pionen gegenüber Elektronen um einen Faktor $m_\pi/m_e \simeq 270$ höher, für Protonen sogar um einen Faktor $m_p/m_e \simeq 2 \cdot 10^4$ höher.

Beim DLS geben die Čerenkov-Zähler nur eine ungenaue Ortsinformation; die Impulsbestimmung geschieht ausschließlich mit Hilfe der Magnetfeldablenkung, die in den Driftkammern gemessen wird. Das führt bei hohen Multiplizitäten zu einem hohen kombinatorischen Untergrund aus falscherkannten Dielektronen. Das CERES-Experiment dagegen benutzt ortsempfindliche RICH-(Ring Imaging Čherenkov)-Detektoren, die ein „hadronenblindes Tracking“ erlauben.

2.2.1 Das “Di-Lepton Spectrometer” am LBL Bevalac

Das erste Experiment zur Messung der Dielektronenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen war das Di-Leptonen-Spektrometer (DLS) am Bevalac-Beschleuniger des LBL (Lawrence Berkeley Laboratory der Universität von Kalifornien). Es besteht aus zwei spiegelgleichen Spektrometerarmen, die unter einem Winkel von je 40° zur Strahlrichtung aufgestellt sind. Das entspricht bei Strahlenergien von 2.1 bis 4.9 GeV/u etwa einer “back to back”-Emission eines e^+e^- -Paares senkrecht zur Strahlachse (Transversalimpuls des Zerfallsteilchens $p_T = 0$) im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem. Ein Spektrometerarm ist wie folgt aufgebaut (Abbildung 2.5): Geladene Teilchen werden im Feld eines Dipolmagneten abgelenkt. Mittels einer Driftkammer vor dem Magnetfeld und zwei Driftkammern danach werden Teilchenimpuls und -ladung bestimmt. Je ein Gas-Čerenkov-Zähler vor und nach dem Feld dient der Leptonenidentifizierung. Die Čerenkov-Schwellen liegen bei $\gamma_{thr} = 19.9$ (1. Zähler Isobutan) bzw. $\gamma_{thr} = 21.5$ (2. Zähler Freon 12). In der ρ/ω -Region beträgt die Massenauflösung σ_m/m ungefähr 15% ($\sigma_m \simeq 120 \text{ MeV}$). [Ye 90]

Wegen des hohen hadronischen Untergrundes resultieren für die DLS-Daten bereits bei mittelschweren Target-Projektil-Systemen (wie z. B. Ca + Ca) große Feh-

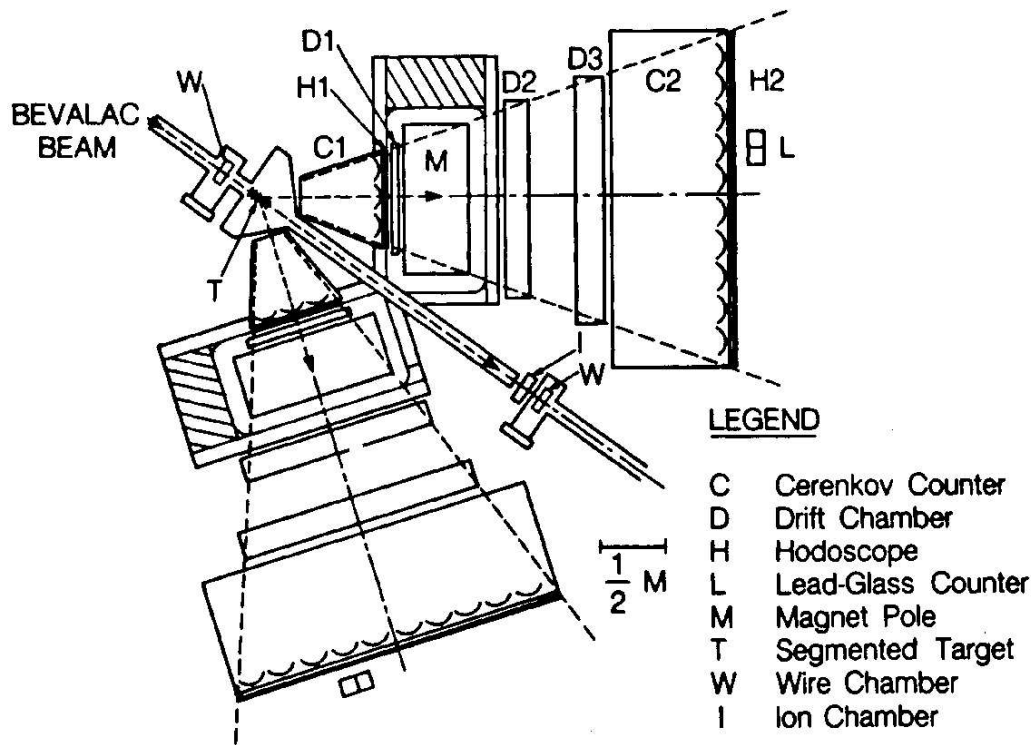


Abbildung 2.5: Das DLS-Zweiarmspektrometer am LBL Bevalac. Wesentliche Bestandteile je Arm sind ein Čerenkov-Zähler (C1) und eine Driftkammer (D1) zwischen dem segmentierten Target (T) und dem Dipolmagnet (M) und zwei Driftkammern (D2, D3) und ein Čerenkov-Zähler hinter dem Magnetfeld.

ler (Abbildungen 2.1, 2.3 in Abschnitt 2.1). Das HADES-Spektrometer soll fähig sein, noch schwerere Systeme (speziell Gold auf Gold) zu analysieren.

2.2.2 Das CERES-Experiment am CERN SPS

Das in Abbildung 2.6 dargestellte CERES-Experiment (Čerenkov¹ Ring Electron Spectrometer) am CERN SPS mißt e^+e^- -Paare im Massenbereich $100 \text{ MeV}/c^2$ bis $3 \text{ GeV}/c^2$ aus Proton-Proton-, Proton-Kern- und Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von $200 \text{ GeV}/u$. Es besteht aus zwei rotationssymmetrisch zur Strahlachse aufgebauten Čerenkov-Detektoren RICH1 und RICH2 mit einer Polarwin-

¹Čerenkov, genauer Čerenkov, ist die direkte Transliteration aus dem Russischen. Im englischen Sprachraum wird die Transskription Cherenkov benutzt, wie z. B. in "Ring Imaging Čerenkov detector".

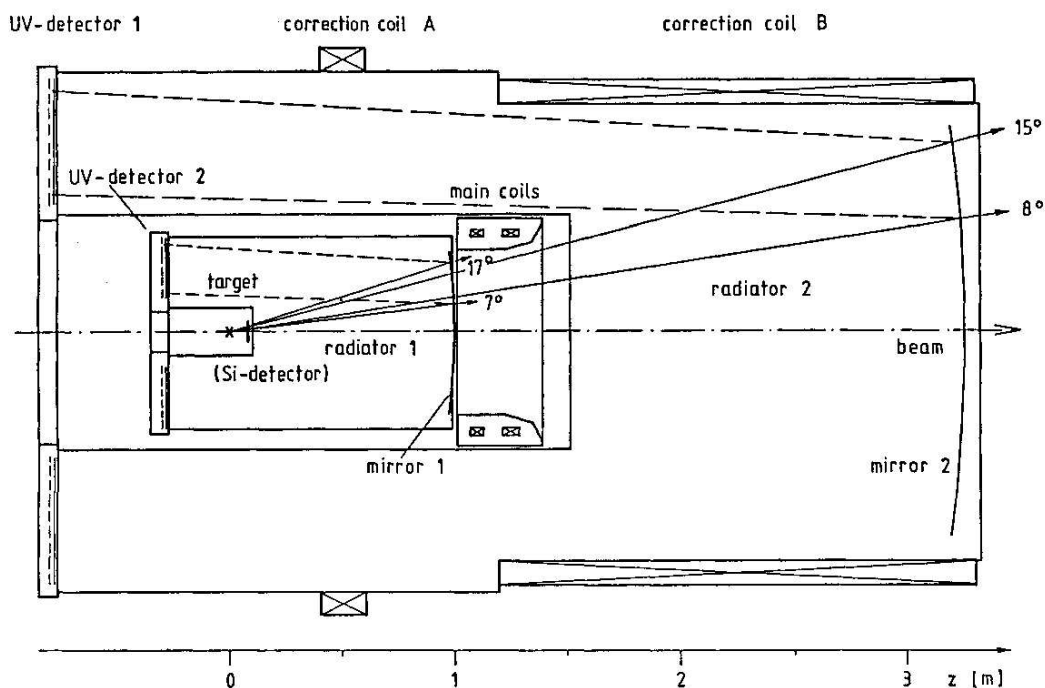


Abbildung 2.6: Das CERES-Experiment am CERN SPS. Es besteht aus zwei zur Strahlachse rotationssymmetrischen RICH-Detektoren, die je aus einem Radiator, einem Spiegel und einem UV-Detektor bestehen. Zwischen den Radiatoren befindet sich ein supraleitendes Spulenpaar. Die Radiatoren werden durch Korrekturspulen feldfrei gehalten. In der Targetregion sind Siliziumdetektoren als "First Level Trigger" angebracht.

kelakzeptanz von $8^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ im vollen Azimutbereich. Die Radiatoren aus Methan haben eine Čerenkov-Schwelle bei $\gamma_{thr} = 32$, die von geladenen Pionen erst bei einer Energie $E \geq 4.5$ GeV überschritten wird. Dadurch ist der Detektor völlig hadronenblind. Bei Elektronen liegt die Schwelle dagegen schon bei 20 MeV. Die Čerenkov-Photonen werden mit Hilfe eines sphärischen Spiegels in einem UV-Detektor mit 54000 (RICH1) bzw. 48000 (RICH2) Pads reflektiert, wobei sie Ringe bilden. Das Zählgas (94% He, 6% C₂H₆) enthält einen Dampf mit hohem Photoionisationsquerschnitt (TMAE) und ist durch ein UV-transparentes CaF₂- bzw. Quarzfenster vom Radiator getrennt. Das TMAE hat einen Siedepunkt bei 32°C; jedoch muß für einen genügend hohen Partialdruck das ganze Experiment bei einer Temperatur von 45°C betrieben werden.

Das durch ein supraleitendes Spulenpaar erzeugte Solenoidfeld bewirkt eine azimuthale Ablenkung geladener Teilchen, durch die Impuls und Ladungsvorzeichen

bestimmt werden können. Mit normalleitenden Korrekturspulen werden Ablenkungen in den RICH-Radiatoren vermieden ($\vec{B}_1 = 0$, $\vec{B}_2 \parallel \vec{p}$). Die Ringzentrenauflösung von $\sigma^{RICH} = 0.5 \text{ mrad}$ ergibt eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 4\%$ bei $p \leq 2 \text{ GeV}/c$ und eine Massenauflösung $\sigma_m/m = 5\%$ bei $m = 1 \text{ GeV}/c^2$. Zur Eventcharakterisierung und als “First Level Trigger” sind eine Siliziumdriftkammer und ein Siliziumpaddetektor um das Target angebracht. [Fa 88] [Bau 92]

Wegen des deutlich höheren Energiebereiches ist die Kinematik der e^+e^- -Paare nicht mit der bei Bevalac- oder SIS-Energien zu vergleichen. Das CERES-Experiment benutzt jedoch einen ähnlichen RICH, wie ihn HADES verwenden wird. Um die komplizierte Handhabbarkeit mit TMAE zu vermeiden, werden bei HADES feste Photokathoden aus Cäsiumjodid (CsI) benutzt (siehe auch Abschnitt 3.2).

Kapitel 3

HADES — Ein Dielektronenspektrometer für SIS

3.1 Anforderungen an ein neues Spektrometer

Zur Messung von Dielektronen aus dem ρ -Zerfall, die mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit von nur 10^{-6} bis 10^{-7} pro zentralen Stoß produziert werden (siehe Abschnitt 2.1, Abbildung 2.4, [Me 93]), ist eine hohe Akzeptanz anzustreben:

- Das Spektrometer sollte fähig sein, bei hohen Luminositäten zu operieren.
- Die Geometrie des Spektrometers sollte der Dielektronenkinematik (Transversalimpuls, Rapidität und invariante Masse) angepaßt sein und einen entsprechend großen Raumwinkel abdecken.

Bei SIS-Projektilenergien werden Dielektronen über den gesamten Polarwinkelbereich emittiert mit einer maximalen Intensität bei ca. 40° . Das geplante Spektrometer sollte daher möglichst den gesamten azimuthalen sowie einen großen polaren Winkelbereich abdecken. Das um die Strahlachse symmetrische HADES-Spektrometer ist konzipiert mit einem Polarwinkelbereich 18° bis 85° , so daß ca. 50 % aller Dielektronen-Ereignisse in diesen Akzeptanzbereich fallen (siehe Abschnitt 5.1.1 und Abbildung 5.1).

Da Stoßsysteme mit hoher Nukleonenzahl untersucht werden sollen, benötigt man Detektoren, die bei sehr hohen Teilchenmultiplizitäten operieren können und imstande sind, den hohen hadronischen Untergrund ausreichend zu unterdrücken. Die Teilchenidentifizierung kann nicht durch dE/dx -Messung geschehen, da Elektronen und Pionen im relevanten Impulsbereich einen ähnlichen Energieverlust

aufweisen (siehe Kapitel 7). Stattdessen können Čerenkov-, Schauer- und Flugzeitdetektoren benutzt werden.

Zur Trennung von ω - und ρ -Meson ist eine Massenauflösung kleiner als die intrinsische Breite des ω -Mesons von $8 \text{ MeV}/c^2$ nötig ($\sigma_m/m < 1 \%$).

3.2 Detektorkonzept

Das Konzept für die Messung von Dielektronen ist ähnlich dem des DLS:

- Elektronenidentifizierung
- Impulsbestimmung
- zweite Elektronenidentifizierung

Es wird jedoch ein Spektrometer höherer Akzeptanz und besserer Hadronenunterdrückung benötigt; das wird durch folgende Anordnung erfüllt:

1. Eine gute Elektronenidentifizierung über die gesamte Akzeptanz des Spektrometers wird durch einen hadronenblinden RICH (s. Abschnitt 2.2.2) ermöglicht, den die Elektronen vor dem Eintritt in das Magnetfeld passieren. Die Dielektronen aus dem ρ -, ω -Zerfall (Öffnungswinkel $\Delta\theta_{e^+e^-} \sim 90^\circ$) werden durch den hohen Untergrund von $\sim 0.4 e^+e^-$ -Paaren aus externer Paarkonversion in den Targetsegmenten und im Radiator ($\Delta\theta_{e^+e^-} \sim 0.5^\circ$) und von $\sim 0.13 e^+e^-$ -Paaren aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall ($\Delta\theta_{e^+e^-} \sim 13^\circ$) pro Event überlagert (s. Abschnitt 6.1). Der kombinatorische Untergrund dieser e^+e^- kann nicht durch eine Öffnungswinkelanalyse eliminiert werden, sondern nur durch eine Schwelle für die invariante Masse.
2. Die dazu nötige Impulsbestimmung geschieht durch Rekonstruktion der Trajektorien im Magnetfeldbereich. Eine toroidale Feldgeometrie ist für das Experiment am besten geeignet:
 - Der Raumwinkel in Vorwärtsrichtung wird nahezu vollständig abgedeckt. Gleichzeitig bleibt der RICH-Bereich vom Target bis zu den Spulen feldfrei, so daß keine Verzerrung der Čerenkov-Ringe stattfindet.
 - Die Feldgeometrie ist mit ihrer radialen $1/\rho$ -Abhängigkeit der Kinematik der e^+e^- -Paare sehr gut angepaßt: Die Ablenkung der Teilchen ist für alle Polarwinkel ungefähr gleich groß, da der mittlere Impuls mit ansteigendem Polarwinkel abnimmt.

Die Magnetspulen sind supraleitend und eisenfrei, um die Größe des Spektrometers möglichst klein zu halten und die Produktion von Sekundärteilchen zu vermeiden. Die Positionen der Teilchen werden mit je zwei Driftkammern vor und hinter der Magnetfeldregion gemessen. Die Impulsauflösung des Spektrometers wird durch die Ortsauflösung der Driftkammern und die Vielfachstreuung im Bereich zwischen der ersten und der letzten Driftkammer bestimmt (s. Abschnitt 5.2.1). Daher wird dieser Bereich mit Helium (bei Normaldruck) gefüllt. Die Impulsauflösung ist außerdem umgekehrt proportional zur Magnetfeldablenkung, jedoch gehen bei ansteigender Feldstärke auch zunehmend Teilchen durch zu starke Ablenkung verloren. Der sowohl hinsichtlich der Auflösung als auch der Nachweiseffizienz günstigste Spulenstrom liegt bei 500 000 A·Windungen. dabei beträgt die maximale Stromdichte 120 A/mm², was einer max. Feldstärke von 4 T entspricht.

3. Eine Szintillatorwand zur Flugzeitmessung in Kombination mit einem Schauerdetektor soll als zusätzlicher Elektronentrigger fungieren (META = Multiplicity and Electron Trigger Array).

Ein Schnitt durch das HADES-Spektrometer ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Abbildung 3.2 zeigt die durch die Spulen des Toroids bedingte Unterteilung des Spektrometers in sechs gleiche Segmente.

Die Strahlachse verläuft in beiden Bildern von links nach rechts. Das segmentierte Target befindet sich in der Mitte des RICH-Detektors.

3.2.1 RICH

Teilchen, die bei einer Kern-Kern-Kollision emittiert werden, passieren zuerst den Radiatorraum des RICH. Protonen und Pionen, die den hadronischen Untergrund bilden, liegen bei SIS-Energien mit ihrer Energie unter der Schwellenenergie $\gamma \cdot m_0 c^2$ des Radiatorgases C₄F₁₀ ($\gamma_{thr}=18.5$). Nur Elektronen emittieren mit einem asymptotischen Öffnungswinkel von ca. 3° Čerenkov-Licht, das an einem sphärischen Spiegel aus Kohlefaser (Dicke ~ 2 mm) reflektiert und schließlich auf den UV-Detektor (Drahtkammer mit festen Photokathoden aus CsI) fokussiert wird. Der Spiegel muß möglichst dünn sein, um die Produktion von Sekundärteilchen zu vermeiden, die im anschließenden Tracking stören können. (In die Auflösung der Trackingdetektoren geht die Vielfachstreuung in Radiatorraum und Spiegel jedoch nicht ein.)

Die Zahl der Čerenkov-Photonen kann bei Atmosphärendruck durch

$$N = N_0 \cdot l / \gamma_{thr}^2$$

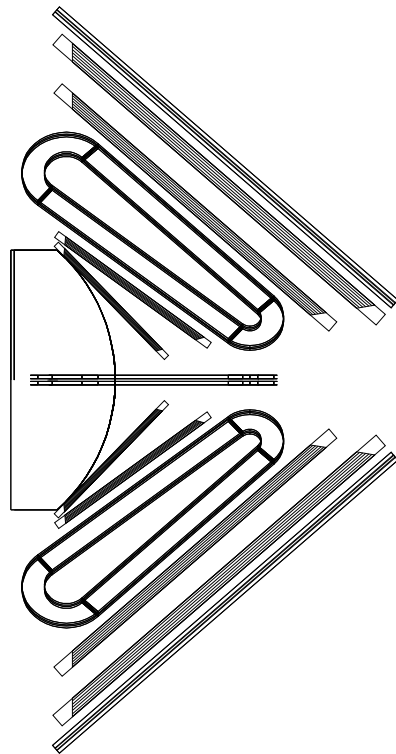


Abbildung 3.1:
Schnitt durch das HADES-Detektorsystem: Die Strahlachse verläuft von links nach rechts. Das Target befindet sich im RICH. Nach außen folgen die beiden inneren Driftkammern, das Magnetfeld mit den supraleitenden Spulen, die beiden äußeren Driftkammern und META (Multiplicity Electron Trigger Array)

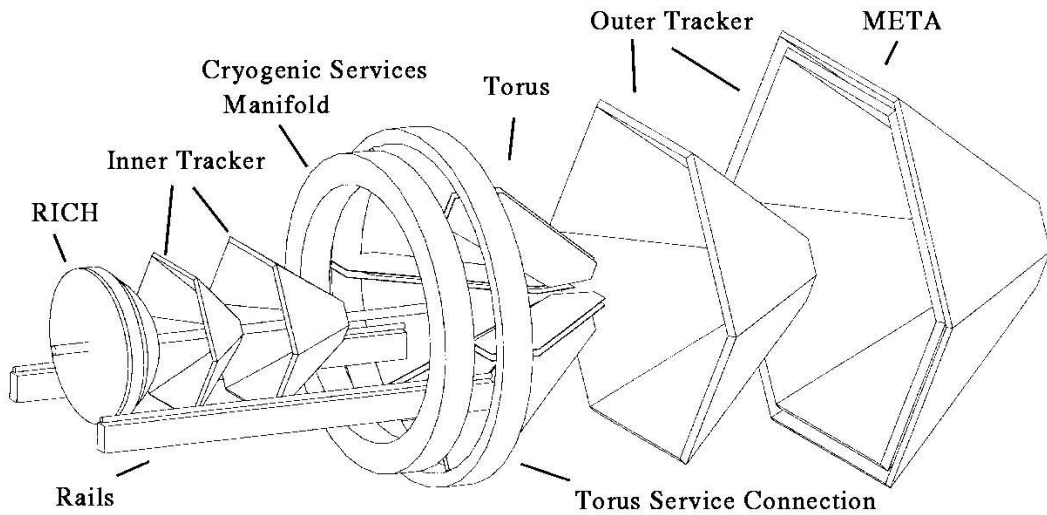


Abbildung 3.2: *Expandierte Ansicht des HADES-Systems. Die sechs Spulen des Toroidmagneten führen zu sechs um die Strahlachse angeordneten Segmenten der Tracking-, Flugzeit- und Schauerdetektoren.*

abgeschätzt werden. Darin ist l die Weglänge im Radiator. N_0 ist abhängig vom Reflexionsvermögen R_{mirr} des Spiegels, von der Transmission T_{grid} und der Effizienz ϵ_{se} der Drahtkammer, von der Transmission des Radiatorgases T_{rad} und des Fensters zwischen Radiator und UV-Detektor T_{win} und von der Quanteneffizienz QE_{CsI} der Photokathoden.

$$N_0 = 370 \text{cm}^{-1} \text{eV}^{-1} \cdot R_{mirr} \cdot T_{grid} \cdot \epsilon_{se} \cdot \int T_{rad}(E) \cdot T_{win}(E) \cdot QE_{CsI}(E) \cdot dE$$

N_0 beträgt etwa 170/cm für C_4F_{10} , und 60/cm für Isobuthan. Der höhere Wert von C_4F_{10} ergibt sich hauptsächlich aus der hohen UV-Transmission hinunter bis zur Wellenlänge $\lambda_{thr} = 145 \text{nm}$. Bei Isobuthan liegt die Schwelle bereits bei $\lambda_{thr} = 172 \text{nm}$. Da die Quantenausbeute N proportional zu γ_{thr}^{-2} ist, wirkt sich auch die geringe Čerenkov-Schwelle darin aus. (Methan im CERES-Radiator hat $\gamma_{thr} = 32!$) Verlangt man mindestens 20 Photonen zur Erkennung eines Ringes, muß die Weglänge l mindestens 40 cm betragen. Daraus ergibt sich die Größe des RICH. Im Mittel werden etwa 25 Photonen pro Ring detektiert. Die Photonenzahl kann auch durch Überdruck im Radiator erhöht werden. Das ist aber mit experimentellen Schwierigkeiten verbunden.

3.2.2 Driftkammern

Hinter dem RICH werden die Elektronen mittels Driftkammern weiterverfolgt. Jede Driftkammer besteht aus 5 Drahtebenen, die in Winkeln von -20° , 40° , 0° , -40° und 20° angeordnet sind. Die Informationen dreier Ebenen würden ausreichen, um die Position des durchgehenden Teilchens zu rekonstruieren (s. Abschnitt 5.2.1). Wegen der hohen Multiplizität von etwa 20 Teilchen pro Driftkammersegment ist die Wahrscheinlichkeit jedoch sehr hoch, daß die Information einer Ebene durch nicht aufgelöste Doppeltreffer verloren geht. Für eine Doppeltrefferswahrscheinlichkeit unter 30 % dürfen die Drahtabstände entsprechend der nach außen abnehmenden Teilchenbelegungsdichten (s. Abschnitt 6.2) maximal 5 mm in der innersten und 12 mm in der äußersten Driftkammer betragen.

3.2.3 META

Hinter den Driftkammern wird das Elektron schließlich ein zweites Mal identifiziert; bei kleinen Polarwinkeln (d. h. hohe Teilchenenergien) soll dies mit einem Schauerdetektor geschehen (s. Abschnitt 7.1). Für Polarwinkel größer als 45° sind die Teilchenimpulse zu gering zur Schauerbildung; jedoch können die Elektronen durch die Flugzeitdifferenz von Pionen unterschieden werden. Dazu ist eine Flugzeitwand aus Plastiksintillatoren geplant (s. Abschnitt 7.2).

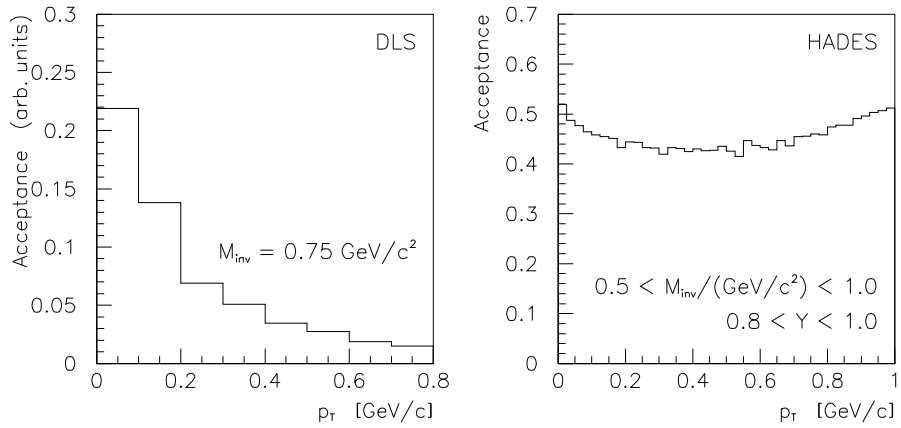


Abbildung 3.3: Akzeptanz des DLS (links) im Vergleich zu HADES (rechts) als Funktion des Transversalimpulses p_T .

Die aus dieser Anordnung resultierende Akzeptanz ist im Vergleich mit dem DLS etwa einen Faktor 100 höher. In Abbildung 3.3 ist die Akzeptanz des DLS im Vergleich zu HADES als Funktion des Transversalimpulses p_T zu sehen. Wegen der vollen Azimutalwinkelabdeckung ergibt sich für das HADES-System eine annähernd flache Akzeptanz in p_T (siehe auch Abschnitt 5.1.3), während die Akzeptanz des DLS für größeres p_T des Dielektrons charakteristisch für ein Zwei-armspektrometer stark abfällt.

Kapitel 4

Monte-Carlo-Simulationen mit GEANT

4.1 GEANT — Ein am CERN entwickeltes Simulationspaket

Für die vorliegende Arbeit wurden FORTRAN-Routinen geschrieben, die in das am CERN entwickelte GEANT-System (Version 3.15) implementiert wurden. GEANT ist ein Programmpaket zur Detektorbeschreibung und -simulation; es dient dem Design und der Optimierung von Detektoren und ermöglicht eine realistische Simulation des Teilchentransports durch den Detektoraufbau (und somit auch eine Interpretation experimenteller Daten).

Der Experimentaufbau wird in GEANT durch eine Baumstruktur geometrischer Volumen definiert.

Jedem dieser Volumen wird ein Medium zugewiesen, das durch folgende Parameter charakterisiert ist:

- Das Material, mit dem das Volumen gefüllt ist. Die chemische Zusammensetzung und die Dichte kann beliebig definiert werden. Standardmaterialien (z. B. Luft bei Normaldruck, Aluminium, ...) sind vorgegeben.
- Je nach Magnetfeld (konstant, solenoidal, inhomogen, kein Feld) werden die Teilchenbahnen im aktuellen Medium mit verschiedenen Transportroutinen berechnet.
- Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Schrittweite, die ein Maß für die Rechengenauigkeit ist, zu beeinflussen. Je nach Simulationsziel kann die Schrittweite gesetzt werden durch:

- den maximalen Drehwinkel im magnetischen Feld
- den maximalen Versatz durch Mehrfachstreuung
- den maximalen Energieverlust

Die Schrittweite hängt zudem von der Rechengenauigkeit an der Mediumsgrenze ab. Die Angabe einer unteren Grenze für die Schrittweite soll unsinnig lange Rechenzeiten (z. B. bei sehr niederenergetischen Teilchen) vermeiden.

Die Daten aus Eventgeneratoren (s. Abschnitt 4.3) über die Anfangskinetik der Primärteilchen (Vertex, Impulsvektor, Teilchentyp) sind der Startpunkt für die Transportsimulation durch den in GEANT definierten Experimentaufbau. Die wichtigsten Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie im Energiebereich zwischen 10 KeV und 10 TeV sind in GEANT implementiert. Zum Beispiel für die HADES-Simulation sind folgende Prozesse von besonderer Bedeutung:

1. Paarkonversion von Photonen
2. Mehrfachstreuung und Ionisationsverluste geladener Teilchen
3. Bremsstrahlung (besonders wichtig für e^+ , e^-)
4. Zerfall instabiler Teilchen
5. Hadronische Wechselwirkungen

Die Simulation eines Wechselwirkungsprozesses geschieht folgendermaßen:

1. Die Wahrscheinlichkeit für einen Prozeß wird gewürfelt, wodurch eine Schrittlänge festgesetzt wird, nach der dieser Prozeß auftritt.
2. Falls ein anderer Prozeß zu einer Wechselwirkung geführt hat (neuer Schritt), wird die Schrittlänge aktualisiert.
3. Die Impulsvektoren der (Sekundär-)Teilchen werden aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die entsprechenden Prozesse gewürfelt.

Die Auswertung der Schrittweite geschieht unabhängig für jeden Prozeß; die endgültige Schrittweite ist schließlich durch das Minimum aller Schrittweiten gegeben.

Mehrfachstreuung und Energieverlust durch Ionisation werden als kontinuierliche Prozesse behandelt. In jedem Schritt wird lediglich die Abweichung von einem material- und energieabhängigen Mittelwert berechnet.

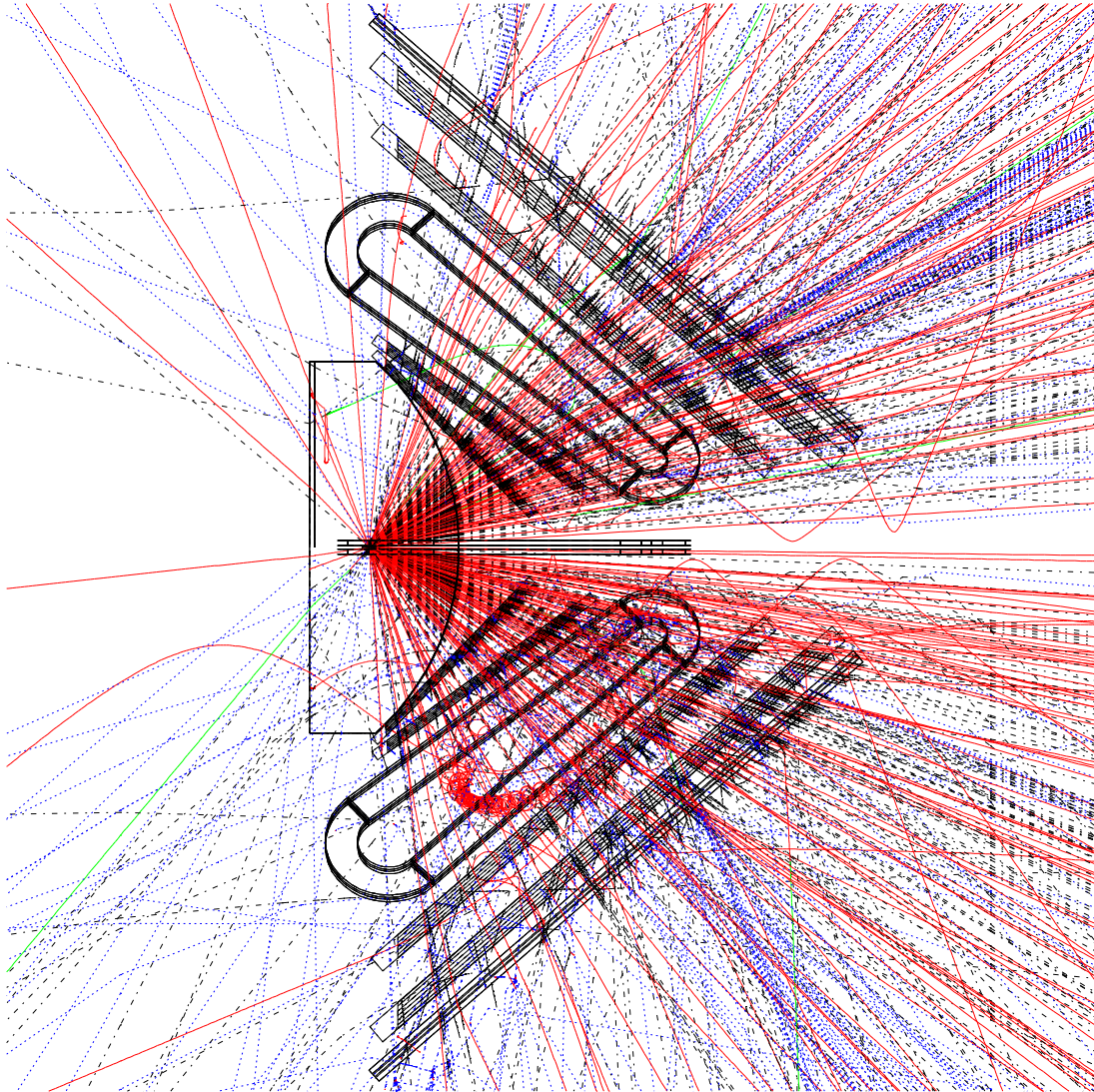


Abbildung 4.1: Ein zentraler Schwerionenstoß (Gold auf Gold bei 1 GeV/u) im Schnitt durch das **HADES**-Detektorsystem. Die Teilchenbahnen sind in die Schnittebene projiziert (dadurch sind Teilchenbahnen, die nahe an der Strahlachse vorbeilaufen geknickt). Die geladenen Teilchen sind als durchgezogene Linien dargestellt, Photonen als gepunktete Linien und Neutronen als Strich-Punkt-Linien. Im Bereich der unteren Magnetspule ist ein niederenergetisches Knock-out-Elektron zu sehen, daß im Magnetfeld eingefangen wurde.

Auf Abbildung 4.1 ist ein Schwerionenstoß von Gold auf Gold bei einer Strahlenergie von 1 GeV/u im für diese Arbeit simulierten Detektorsystem dargestellt. Die Teilchensorten können durch verschieden Linientypen unterschieden werden. Im Feld der Magnetspulen werden positiv geladene Teilchen, wie Protonen und π^+ , zur Strahlachse abgelenkt, negativ geladene Teilchen nach außen. Nicht dargestellt (aber simuliert) sind die Vakuumkammern der supraleitenden Magnetspulen. Der Durchmesser des Spektrometers beträgt etwa 5 m.

4.2 Geometrie und Magnetfeld

4.2.1 Simulation der Detektoren

Für die Optimierung der Detektorgeometrie hinsichtlich größtmöglicher Effizienz und Auflösung und für die Anpassung (z. B. der supraleitenden Magnetspulen) an ein technisch realisierbares Konzept ist es sinnvoll, die simulierte Geometrie schnell und nur durch Veränderung weniger Parameter ändern zu können. In GEANT werden Geometrieteile in einer Baumstruktur immer relativ zum nächst höheren Volumen (Muttervolumen) positioniert und gedreht. Eine ideale Baumstruktur beschleunigt den Simulationscode, verkompliziert aber das Einfügen eines Volumens oder das Ändern der Position.

Für die Herstellung von Konstruktionszeichnungen des Spektrometers wird das CATIA-System verwendet, das eine benutzerfreundliche und grafische Geometrieingabe erlaubt. Deshalb wurde für diese Arbeit und die weiteren Simulationen ein einfaches Transformationssystem entwickelt, das es erlaubt, das CATIA-Geometrieformat auch für die GEANT-Simulationen zu verwenden. Dadurch wird die Geometrieingabe vereinfacht und gewährleistet, daß die Detektorsimulation genau mit der Konstruktion und dem in einem zusätzlichen Programm berechneten Magnetfeld (siehe Abschnitt 4.2.2) übereinstimmt.

Der RICH-Spiegel wurde zur Ermittlung optimaler Fokussierung der Ringe systematisch variiert[Ne 93]. Deshalb wurde auch in der Geometrie über die variierten Größen Radius, Entfernung Target – Spiegel und Entfernung Target – Fokalebene parametrisiert.

4.2.2 Berechnung des Magnetfeldes

Um die Magnetfeldablenkung der Spulen beim Tracking zu berücksichtigen, ist es notwendig, in jedem Punkt (x, y, z) des Systems den Feldvektor $\vec{B}(x, y, z)$ zu kennen. Die Ablenkung eines Teilchens mit Impuls \vec{p} , Ladung Q und Masse m ist

dann gegeben durch die Lorentz-Kraft:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Q\vec{v} \times \vec{B} = Q\frac{\vec{p}}{\gamma m} \times \vec{B}$$

Im Gegensatz zu einem Solenoid, der durch die Zylindersymmetrie nur zwei-dimensional berechnet werden muß, ist das Toroidfeld dreidimensional. Eine "Runtime"-Berechnung ist hier zu zeitaufwendig. Deshalb wird das Feld zu Beginn an diskreten Stützstellen gelesen und zu den gewünschten Punkten im Raum interpoliert. Das Feld an den benötigten Stützpunkten läßt sich nach dem Biot-Savartschen Gesetz berechnen.

$$d\vec{B} = \mu_0 \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{4\pi r^3}$$

Hier ist I die Stromstärke und \vec{l} ein stromführendes Leiterstück im Abstand \vec{r} zum Stützpunkt P . Das totale Magnetfeld \vec{B} am Punkt P errechnet sich durch Aufsummieren über die Feldbeiträge $d\vec{B}$ aller Leiterstücke $d\vec{l}$ aller sechs Spulen.

$$\vec{B} = \sum_{d\vec{l}} d\vec{B}$$

Die räumliche Ausdehnung der Spule wurde durch 2×7 räumlich versetzte Windungen angenähert. Die Stromstärke I in einer Windung beträgt 35 700 A (500 000 A·Windungen pro Spule).

Die Parametrisierung der Stützpunkte erfolgt in Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) . Dabei liegt die z -Achse in Strahlrichtung, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist der Abstand senkrecht zur z -Achse und ϕ der Azimutalwinkel. Bei sechs Spulen reicht ein Sektor in ϕ von -30° bis $+30^\circ$. Wegen der Spiegelsymmetrie ($\phi = -\phi$) muß ϕ nur zwischen 0° und 30° gerechnet werden. Als Abstand der Punkte wurde $\Delta\phi = 5^\circ$ und $\Delta\rho = \Delta z = 1.5$ cm gewählt.

4.3 Eventgeneratoren

Für die Spektrometersimulationen sind zwei Sorten von Eventgeneratoren nötig.

- Für die Bestimmung von z. B. Nachweiseffizienz und Impulsauflösung werden e^+e^- -Paare generiert.
- Zur Abschätzung der Multiplizitäten geladener Teilchen im Detektor und der Sekundärteilchenbildung im Detektormaterial werden Simulationsdaten für Gold-Gold-Stöße benutzt.

Dielektronen

Zur Charakterisierung der Dielektronen werden die invariante Masse M_{inv} , die Rapidität Y und der Transversalimpuls p_T des Zerfallsteilchens, aus dem die Dielektronen entstehen, benutzt. Die Größen M_{inv} , Y und p_T sind von einander unabhängig und haben folgende Eigenschaften:

- Die invariante Masse M_{inv} ist ein Maß für die zur Teilchenproduktion vorhandene Energie.
- Die Rapidität Y ist ein Maß für die Longitudinalgeschwindigkeit. Bei einer Lorentztransformation in ein anderes Bezugssystem wird einfach eine Konstante zu Y addiert, die Form der Verteilung bleibt aber erhalten.
- Der Transversalimpuls p_T ist von Y unabhängig.

Neben den thermischen Verteilungen von M_{inv} , Y und p_T bei Dielektronen aus Au-Au-Reaktionen bei verschiedenen Strahlenergien ist es auch sinnvoll, uniforme („weiße“) Verteilungen von M_{inv} , Y und p_T zu nehmen, um dann die Spektromereigenschaften als Funktion einer dieser Größen mit Schnitten auf die jeweils anderen beiden zu betrachten.

4.3.1 Dielektronen mit uniformer Massen- und Impulsverteilung

Für einen „weißen“ Dielektronengenerator werden invariante Masse M_{inv} , Transversalimpuls p_T und Rapidität Y des intermediären Zustandes als uniforme Verteilung vorgegeben. Daraus errechnet sich der Impulsvektor:

$$\begin{aligned} p_x &= p_T \cos \phi \\ p_y &= p_T \sin \phi \\ p_z &= p_L = \sinh Y \sqrt{M_{inv}^2 c^2 + p_T^2} \end{aligned}$$

wobei ϕ uniform in $[0, 360^\circ]$ ist und der Longitudinalimpuls p_L mit $\beta_L = \frac{p_L}{E/c}$ und $E^2 = M_{inv}^2 c^4 + p_T^2 c^2 + p_L^2 c^2$ hergeleitet wird aus:

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_L}{1 - \beta_L} = \frac{1}{2} \ln \frac{E/c + p_L}{E/c - p_L} \\ \sinh Y &= \frac{1}{2} \left\{ \exp \left(\frac{1}{2} \ln \frac{E/c + p_L}{E/c - p_L} \right) - \exp \left(-\frac{1}{2} \ln \frac{E/c + p_L}{E/c - p_L} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{E/c + p_L}{E/c - p_L}} - \sqrt{\frac{E/c - p_L}{E/c + p_L}} \right) = \frac{p_L}{\sqrt{E^2/c^2 - p_L^2}} = \frac{p_L}{\sqrt{M_{inv}^2 c^2 + p_T^2}}$$

Beim Zerfall in ein e^+e^- -Paar im Ruhesystem (R) des intermediären Zustandes ($\vec{p}^{(R)} = 0$, $E = M_{inv}c^2$) müssen Energie- und Impulserhaltung gelten:

$$E_{e^+}^{(R)} + E_{e^-}^{(R)} = M_{inv}c^2 \text{ und } \vec{p}_{e^+}^{(R)} = -\vec{p}_{e^-}^{(R)} \Rightarrow |\vec{p}_{e^+}^{(R)}| = |\vec{p}_{e^-}^{(R)}| = p_{e^\pm}^{(R)}$$

Für ein Lepton gilt nun:

$$(E_{e^\pm}^{(R)})^2 = m_e^2 c^4 + (p_{e^\pm}^{(R)})^2 c^2 \quad \Rightarrow \quad p_{e^\pm}^{(R)} = \sqrt{\left(\frac{1}{2}M_{inv}c\right)^2 - m_e^2 c^2}$$

Eine isotrope Emission über alle Raumwinkelelemente $d\Omega = d\theta \cdot \sin\theta \, d\phi$ im Ruhesystem (R) wird durch uniforme Verteilungen von ϕ in $[0, 360^\circ]$ und $\cos\theta$ in $[-1, 1]$ erreicht.

$$\vec{p}_{e^\pm}^{(R)} = \pm \begin{pmatrix} p_{e^\pm}^{(R)} \sin\theta \cos\phi \\ p_{e^\pm}^{(R)} \sin\theta \sin\phi \\ p_{e^\pm}^{(R)} \cos\theta \end{pmatrix}$$

Schließlich wird das e^+e^- -Paar ins Labor-System (L) transformiert:

$$\vec{p}_{e^\pm}^{(L)} = \vec{p}_{e^\pm}^{(R)} + \gamma \vec{\beta} \left(\frac{\gamma \vec{\beta} \cdot \vec{p}_{e^\pm}^{(R)}}{\gamma + 1} - E_{e^\pm}^{(R)}/c \right)$$

$$\text{mit } \vec{\beta} = -\frac{\vec{p}^{(L)}}{E^{(L)}/c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E^{(L)}}{M_{inv}c^2}$$

4.3.2 Dielektronen aus Au-Au-Reaktionen bei 1 GeV/u und 2 GeV/u

Bei einer realistischen Verteilung von Dielektronen aus dem Zerfall eines intermediären Zustandes wird die invariante Masse m_0 des Zerfallsteilchens um die durch die Lebensdauer gegebene Linienbreite Γ verbreitert. Für den Zerfall des ω -Mesons mit einer invarianten Masse $m_0 = 782 \text{ MeV}/c^2$ beträgt die Zerfallsbreite $\Gamma = 8.4 \text{ MeV}/c^2$. Die thermische Impulsverteilung des ω -Mesons im Schwerpunktsystem des Au-Au-Stoßes wird durch eine isotrope Boltzmann-Verteilung wiedergegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \, dp} \sim p^2 \exp\left[-\frac{E}{kT}\right], \quad E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

Darin ist k die Boltzmannkonstante [Ah 93]. Die Temperatur kT beträgt ungefähr 65 MeV für eine Strahlenergie $E_{beam} = 1$ GeV und 95 MeV für $E_{beam} = 2$ GeV [Wo 93b].

Man nimmt im Schwerpunktsystem des Au-Au-Stoßes eine isotrope Impulsverteilung an. Darin ist

$$p_T = p \sin \theta, \quad p_L = p \cos \theta.$$

Wie in Abschnitt 4.3.1 ist $\cos \theta$ uniform in $[-1, 1]$.

Die Rapidity im Schwerpunktsystem Y^{CM} ist:

$$Y^{CM} = \frac{1}{2} \ln \frac{E/c + p_L}{E/c - p_L}$$

Sie kann durch Verschiebung der Verteilung ins Laborsystem transformiert werden:

$$Y_{Lab} = Y^{CM} + Y_{Lab}^{CM}$$

Die mittlere Rapidity im Laborsystem Y_{Lab}^{CM} ist nur von der Einschubenergie des Systems abhängig. Y_{Lab}^{CM} beträgt 0.68 für $E_{beam} = 1$ GeV/u und 0.9 für $E_{beam} = 2$ GeV/u. Die Dielektronenimpulse errechnen sich jetzt wie in Abschnitt 4.3.1.

4.3.3 Hadronen aus Au-Au-Schwerionenstößen bei 1 GeV/u

Für die Simulation eines vollen Schwerionenstoßes im Detektor werden Daten aus BUU-Rechnungen für Au-Au-Schwerionenstöße bei einer Strahlenergie von 1 GeV/u für Stoßparameter b im Bereich $1 \text{ fm} \leq b \leq 10 \text{ fm}$ benutzt [Wo 93a]. Diese Rechnungen für Kern-Kern-Stöße enthalten die Bildung, Absorption und den Zerfall von Nukleonresonanzen (Δ , N^*) und die Bildung und Absorption von Pionen. Die Goldkerne zerfallen vollständig in Nukleonen. Fragmentation und Clusterbildung von Nukleonen ist in diesem Modell nicht möglich. Als Ergebnis dieser Rechnungen werden die Impulse der einzelnen Ausgangsteilchen ausgegeben. Dazu zählen Protonen, Neutronen sowie positive, negative und neutrale Pionen. Die π_0 -Teilchen zerfallen jedoch wegen ihrer kurzen Lebenszeit von 10^{-16} s noch im Target, zumeist in Photonen. Die anderen Teilchen werden im folgenden „Primärteilchen“ genannt, zur Unterscheidung von den durch Stöße im Detektormaterial erzeugten „Sekundärteilchen“.

Kapitel 5

Eigenschaften des Spektrometers

Zur Qualität der zu erwartenden Experimentdaten tragen neben der richtigen Identifizierung der e^+e^- -Paare in entscheidendem Maße die folgenden beiden Eigenschaften des HADES-Spektrometers bei: eine gute Datenstatistik auf Grund der großen Akzeptanz und die genaue Impuls- und Massenbestimmung.

5.1 Nachweiseffizienz

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{eff} für ein Reaktionsteilchen im Detektor hängt von der Raumwinkelabdeckung (Akzeptanz), den Verlusten durch die Detektormaterialien und den Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten selbst ab.

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \prod_{k=1}^N p_k^A(j) p_k^I(j) \quad (5.1)$$

n ist die Anzahl der emittierten Leptonen(-paare), die in der Simulation zur Effizienzbestimmung generiert werden.

N ist die Zahl der Detektorkomponenten.

p_k^A ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen auf die aktive Fläche von Detektor k trifft.

p_k^I ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen im Detektor k ein Signal auslöst und richtig identifiziert wird.

Im Weiteren wird für die Driftkammern $p_k^I = 1$ gesetzt. Eine bessere Abschätzung benötigt ein Verfahren zur Hitrekonstruktion aus den Drahtnummern und

Driftzeiten. Der Beitrag eines einzelnen von n Teilchen zur Effizienz einer Driftkammer ist $1/n$, wenn das Teilchen durch das aktive Detektorvolumen nachverfolgt werden kann, andernfalls 0. Für die Effizienz eines Systems von Detektoren wird verlangt, daß ein Teilchen in allen Komponenten nachgewiesen wird. Für die Trackrekonstruktion in den Driftkammern sind z. B. die Hitpunkte aller vier Kammern nötig; in Gleichung 5.1 gilt dann: $N = 4$.

Will man wie bei Dielektronenpaaren mehrere Teilchen in Koinzidenz nachweisen, muß man in Gleichung 5.1 für $p_k = p_k^A p_k^I$ die Wahrscheinlichkeit, beide Teilchen zugleich nachzuweisen, einsetzen.

5.1.1 Geometrische Akzeptanz

HADES ist für eine Raumwinkelabdeckung in Polarrichtung (Θ) von etwa 18° bis 85° im vollen Azimutalwinkelbereich ($0^\circ \leq \Phi \leq 360^\circ$) konzipiert. In diesem Bereich liegen 68 % der einzelnen Leptonen und 48 % der e^+e^- -Paare aus dem Zerfall des ω -Mesons bei einer Einschußenergie $E_{beam} = 1 \text{ GeV/u}$. Bei $E_{beam} = 2 \text{ GeV/u}$ sind es 71 % der einzelnen Leptonen und 53 % der Paare. Für das ω -Meson sind eine invariante Masse von $782 \text{ MeV}/c^2$ mit natürlicher Linienbreite und eine thermische Impulsverteilung angenommen worden (siehe auch Abschnitt 4.3.2). In Abbildung 5.1 ist die Winkelkorrelation der e^+e^- -Paare aus dem ω -Zerfall im Vergleich zur geometrischen Akzeptanz des Spektrometers gezeigt.

Diese Akzeptanz verringert sich natürlich durch Einschränkung der Fläche auf Grund toter Zonen wie die Detektorrahmen. Dazu kommen Verluste durch den Schatten der Magnetspulen und durch Streuung und Abbremsung von Teilchen in den Detektormaterialien. Weiterhin gibt es Verluste niederenergetischer Teilchen, die durch die Ablenkung im Magnetfeld aus dem Akzeptanzbereich herausgetragen werden.

5.1.2 Effizienz für Dielektronen aus dem ω -Zerfall

Eine genauere Bestimmung der Nachweiseffizienz wurde mit Hilfe von GEANT-Rechnungen durchgeführt. Darin wird ein Teilchen als richtig rekonstruierbar angesehen, wenn es alle vier Driftkammern im gleichen Segment durchläuft, ohne dabei die Magnetspulen zu berühren. (Die Spur eines in ein Segment zurückgestreuten Teilchens kann im allgemeinen nicht korrekt rekonstruiert werden. Zudem würde der hohe Energieverlust zu einer falschen Massen-Rekonstruktion führen).

In Tabelle 5.1 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Elektronen, Positronen und e^+e^- -Paaren für Einschußenergien von 1 GeV/u und 2 GeV/u eingetragen. Die geringere Effizienz der Positronen ist auf die Ablenkung im Magnetfeld zu

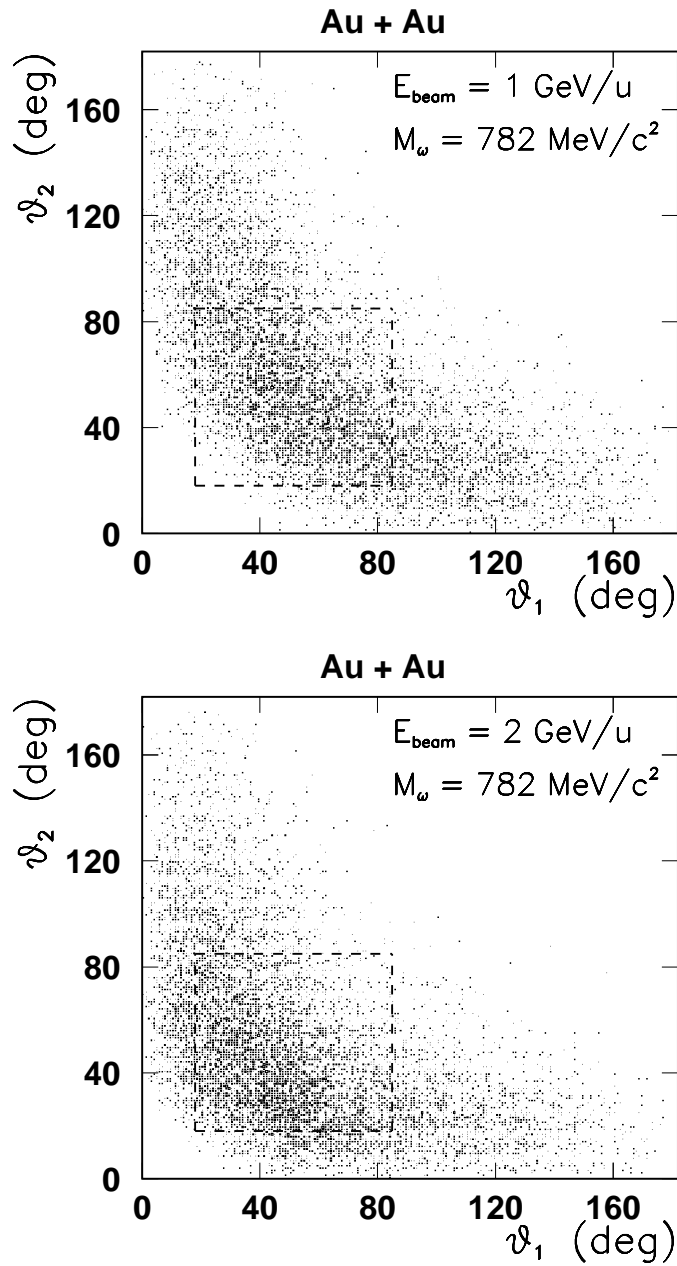


Abbildung 5.1: Winkelkorrelation von e^+e^- -Paaren aus dem Zerfall des ω -Mesons für $E_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV/u}$ und $E_{\text{beam}} = 2 \text{ GeV/u}$. Dazu wurde eine thermische Impulsverteilung des ω -Mesons mit $T = 65 \text{ MeV}$ (bei 1 GeV/u) und $T = 95 \text{ MeV}$ (bei 2 GeV/u) angenommen (s. Abschnitt 4.3.2). In den gestrichelten Rahmen ist die geometrische Akzeptanz von 18° bis 85° des HADES-Spektrometers angezeigt.

Tabelle 5.1: *Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen und Positronen und für e^+e^- -Paare.*

ϵ_{eff}	bei 1 GeV/u	bei 2 GeV/u
für e^-	58.5 %	60.7 %
für e^+	56.8 %	59.7 %
für e^+e^-	35.5 %	38.0 %

kleineren Polarwinkeln hin zurückzuführen. Dort wirken sich Spulenschatten und Detektorrahmen stärker aus, wie auch in Abbildung 5.3 zu sehen ist.

Auf Abbildung 5.2 sind folgende Größen gegen die Polarwinkelverteilungen für Elektronen und Positronen aus dem ω -Zerfall für Einschußenergien von 1 GeV/u und 2 GeV/u aufgetragen:

- die primäre Verteilung
- darunter im gleichen Histogramm die Verteilung der einzeln nachgewiesenen Elektronen und Positronen
- schließlich die Verteilung der nachgewiesenen Leptonenpaare

Normiert man auf die totale Elektronen- oder Positronenverteilung, erhält man die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Polarwinkels (Abbildung 5.3).

Abbildung 5.4 zeigt die Verteilungen der emittierten und der nachgewiesenen e^+e^- -Paare aus dem Zerfall des ω -Mesons als Funktion des Transversalimpulses p_T und der Rapidität Y . Die Nachweiseffizienz wird zu niedrigeren Rapiditäten hin schlechter, weil dort mehr Teilchen in rückwärtige Richtung verloren gehen. Das ist auch durch Vergleich der polaren Emissionswinkel der Leptonen in Abbildung 5.2 zu sehen.

5.1.3 Effizienz von Dielektronen aus einer „weißen“ Massen- und Impulsverteilung

Neben einer Massenverteilung, die durch die natürliche Linienbreite vorgegeben ist, und den thermischen Verteilungen von Transversalimpuls und Rapidität ist es interessant, auch die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit dieser Größen bei „weißer“ Häufigkeitsverteilung zu betrachten. Das bedeutet: Die invariante Masse M_{inv} , Transversalimpuls p_T und Rapidität Y wurden innerhalb der Intervalle

$$50 \text{ MeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 1.5 \text{ GeV}/c^2 \quad 0 \leq p_T \leq 0.5 \text{ GeV}/c \quad 0 \leq Y \leq 2$$

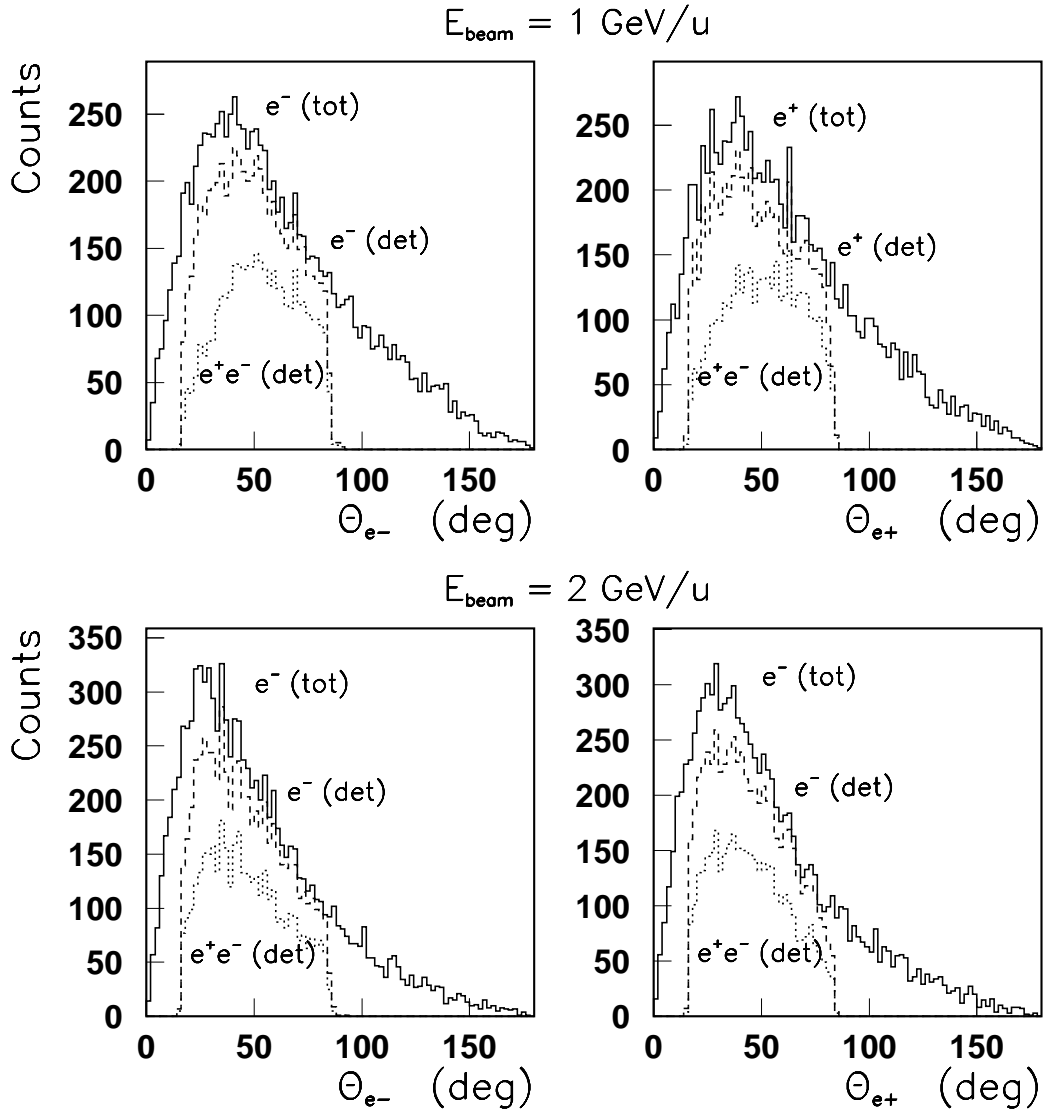


Abbildung 5.2: Primäre Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen (durchgezogene Kurven) im Vergleich zu den Verteilungen der nachgewiesenen Teilchen (gestrichelte Kurven) und der zusammen nachgewiesenen e^+e^- -Paare (gepunktete Kurven) aus dem Zerfall des ω -Mesons für $E_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV/u}$ und $E_{\text{beam}} = 2 \text{ GeV/u}$.

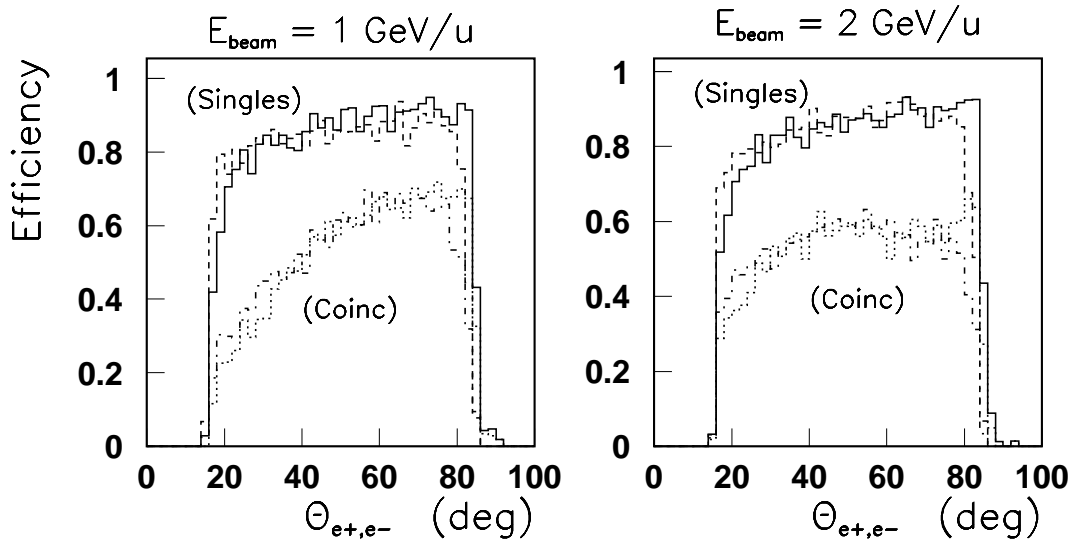


Abbildung 5.3: Nachweiseffizienz als Funktion der polaren Emissionswinkel von einzelnen Elektronen (durchgezogene Kurven) und Positronen (gestrichelte Kurven) und von e^+e^- -Paaren als Funktion des Elektronen- (gepunktete Kurven) und des Positronenemissionswinkels (Strich-Punkt-Kurven). Die Leptonen stammen aus dem Zerfall des ω -Mesons für Strahlenergien $E_{beam} = 1 \text{ GeV}/u$ (linkes Bild) und $E_{beam} = 2 \text{ GeV}/u$ (rechtes Bild).

gleichmäßig generiert (siehe auch Abschnitt 4.3.1). Dies erlaubt es, die Abhängigkeit von diesen drei Größen systematisch zu analysieren.

In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sieht man die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors in Fenstern auf zwei der Größen M_{inv} , p_T , und Y gegen die dritte Größe aufgetragen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Dielektronenpaares hängt am stärksten von der Rapidität ab. Das Spektrometer ist so konzipiert, daß für Strahlenergien im SIS-Bereich möglichst beide Leptonen im Akzeptanzbereich von $18^\circ - 85^\circ$ liegen. Geht ein Teilchen bei niedrigeren Winkeln verloren, so hat das andere Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit einen zu großen Polarwinkel. Daher ist bei "Midrapidity" ($Y = Y^{CM}$) die Paareffizienz 10 % höher als das Produkt der Einzeleffizienzen. Bei zu kleinen Rapiditäten geht immer ein Teilchen in rückwärtige Richtung verloren. Eine Effizienzeinbuße gibt es auch bei niedrigen invarianten Massen ($M_{inv} < 500 \text{ MeV}/c^2$) und gleichzeitig sehr geringen Transversalimpulsen. Dann sind die Impulse so klein, daß viele Teilchen durch die Magnetfeldablenkung aus dem Akzeptanzbereich herausgetragen werden. Im allgemeinen hat das HADES-Spektrometer aber über weite Bereiche sowohl in p_T als auch in M_{inv}

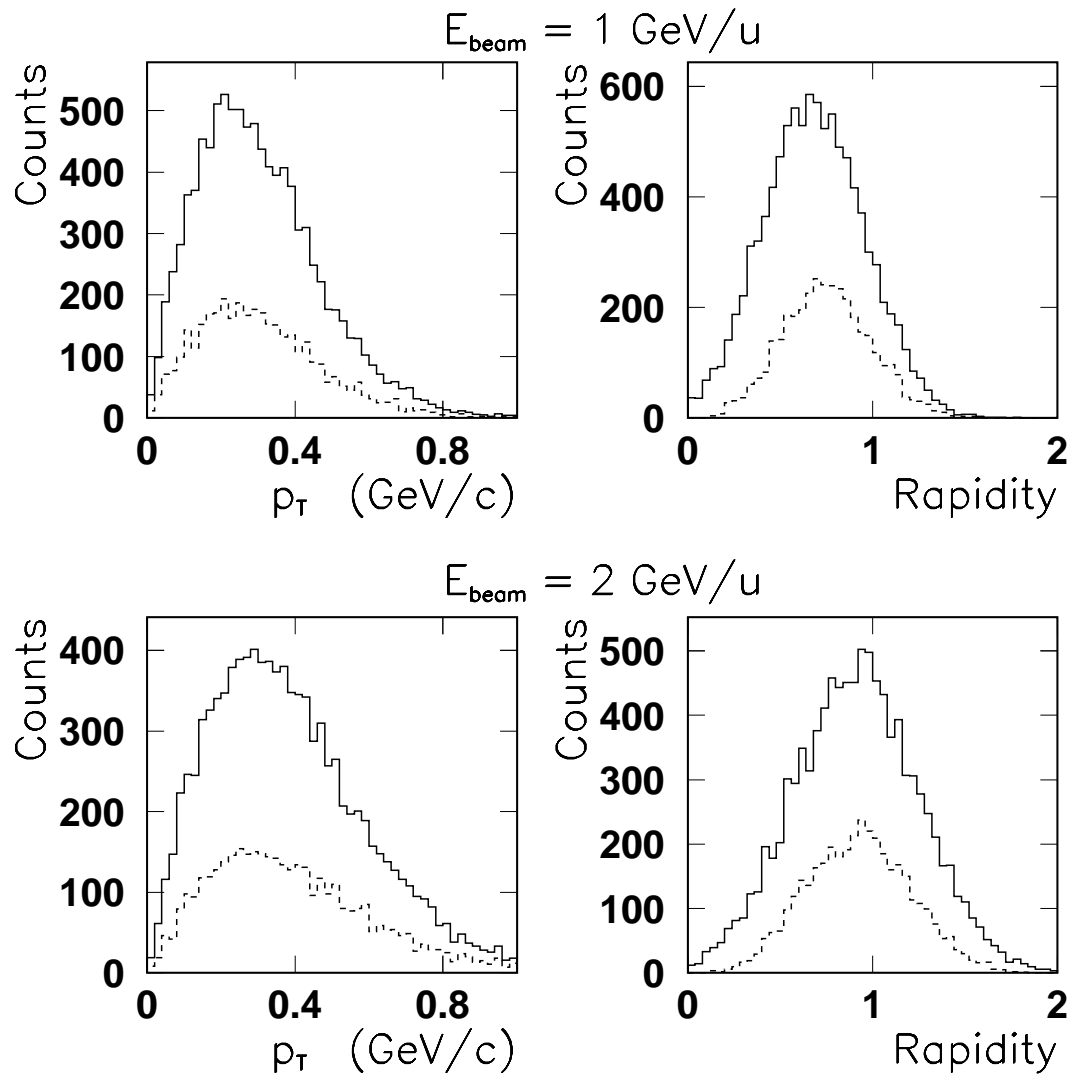


Abbildung 5.4: Verteilung von primären (durchgezogene Kurven) und nachgewiesenen e^+e^- -Paaren (gestrichelte Kurven) aus dem ω -Zerfall als Funktion von Transversalimpuls p_T und Rapidität Y des ω -Mesons für $E_{\text{beam}} = 1 \text{ GeV/u}$ und $E_{\text{beam}} = 2 \text{ GeV/u}$.

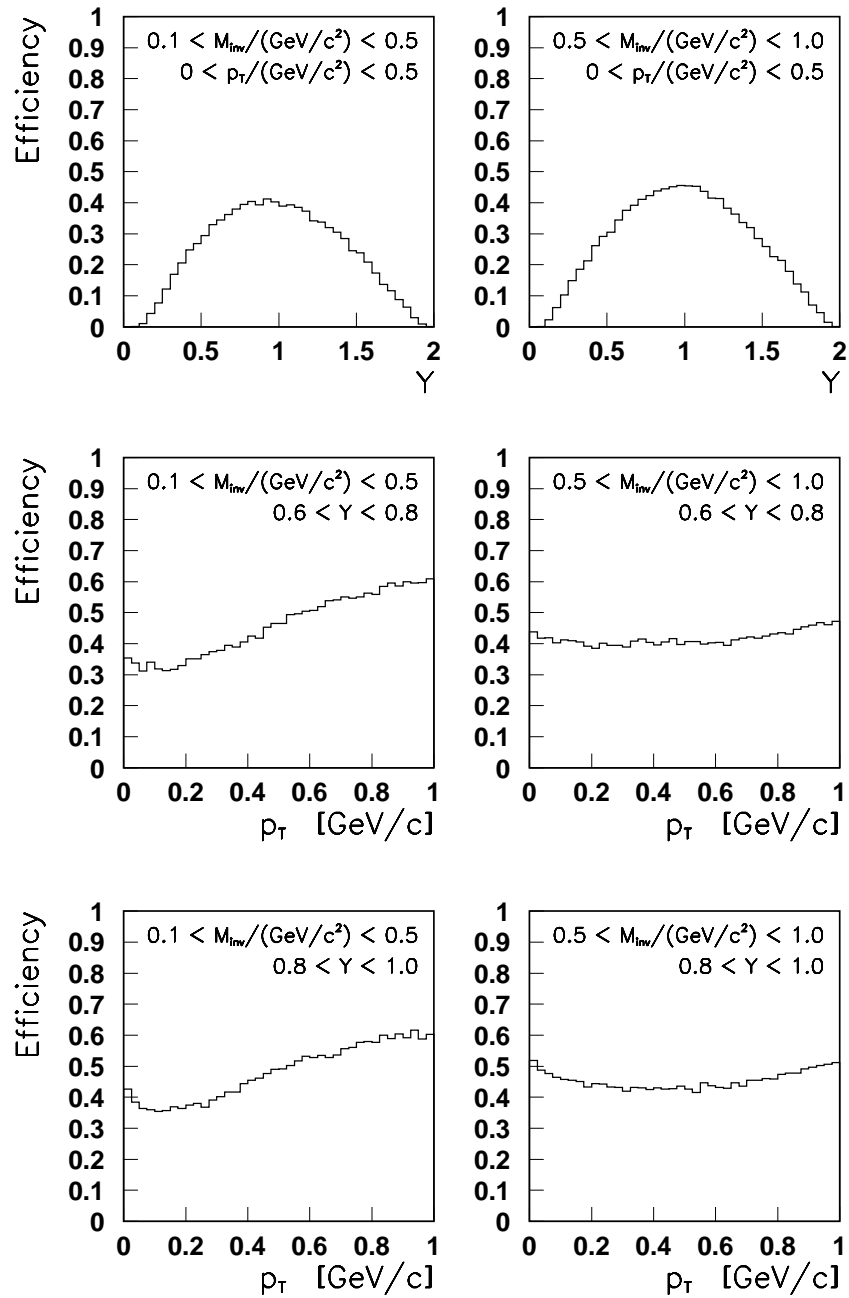


Abbildung 5.5: Nachweiseffizienz als Funktion der Rapidität Y für unterschiedliche invariante Massenbereiche. Darunter Nachweiseffizienz als Funktion des Transversalimpulses p_T für unterschiedliche invariante Massen- und Rapiditätsbereiche. Für Transversalimpuls, Rapidität und invariante Masse wurde eine „weiße“ Verteilung benutzt.

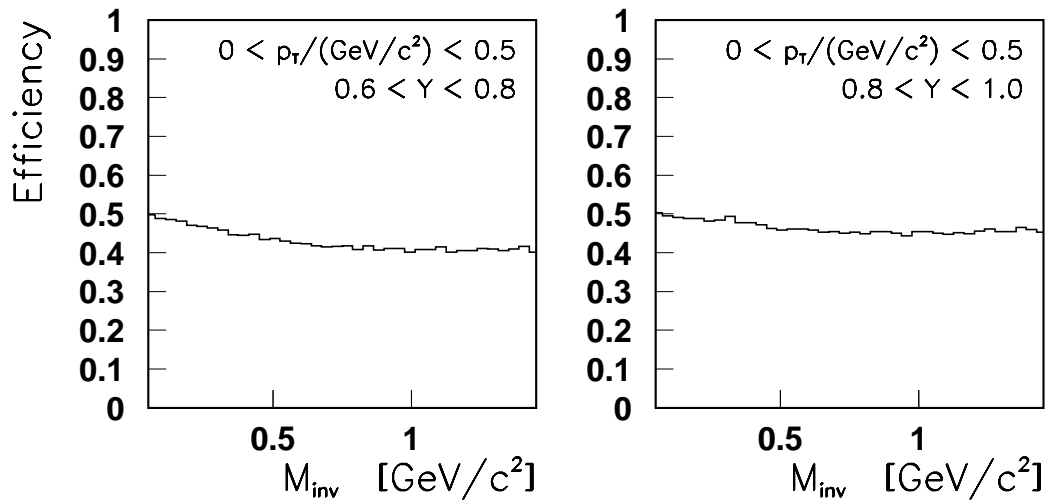


Abbildung 5.6: Nachweiseffizienz als Funktion der invarianten Masse M_{inv} für unterschiedliche Rapiditätsbereiche aus einer „weißen“ Verteilung von Transversalimpuls, Rapidität und invarianter Masse.

eine konstante Nachweiswahrscheinlichkeit.

5.2 Impuls- und Massenauflösung

Die Auflösung von Impulsen und invarianten Massen hängt zum einen von den physikalischen Meßfehlern durch z. B. Vielfachstreuung und Driftkammerauflösung ab, zum anderen vom Trackrekonstruktionsalgorithmus. Letzterer ist durch das inhomogene Magnetfeld nicht trivial. Für die physikalischen Auflösungsgrenzen läßt sich aber eine einfache Abschätzung erstellen.

5.2.1 Abschätzung der Impulsauflösung

In Abbildung 5.7 ist schematisch der Verlauf eines geladenen Teilchens durch die Driftkammern und das Magnetfeld gezeigt. Zur vollen Charakterisierung eines Reaktionsteilchens müssen fünf Größen bestimmt werden, z. B. die drei Impulskomponenten p_x , p_y und p_z und die zwei Ortskomponenten x_{vertex} und y_{vertex} . Durch die x - und y -Informationen einer Driftkammer vor den Magnetspulen und zweier dahinter (6 Meßgrößen) ist das Teilchensystem schon überbestimmt. Die Informationen einer zweiten Driftkammer vor dem Feld sind sinnvoll, wenn gleichzeitig mehr als ein Teilchen das Detektorsystem durchläuft, für diese Abschätzung

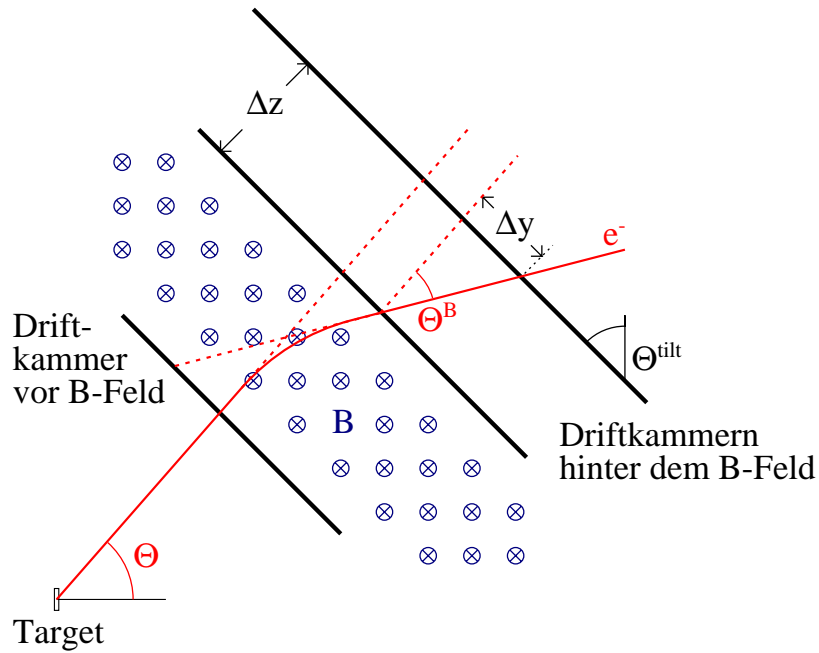


Abbildung 5.7: Schematischer Verlauf eines geladenen Teilchens durch die Driftkammern und das Magnetfeld.

aber nicht nötig. Deshalb werden im folgenden die beiden Driftkammern vor dem Magnetfeld als eine einzige zwischen den beiden behandelt. Der Auftreffort wird aus den Ortsinformationen von beiden Driftkammerebenen benutzt, um die Teilchenposition in der Mittelebene zwischen den Kammern mit besserer Auflösung zu bestimmen.

Der Impuls läßt sich nun aus dem Ablenkwinkel Θ^B im Magnetfeld \vec{B} bestimmen.

$$\Theta^B \simeq \frac{p_{\perp}^B}{p}$$

Die azimuthale Ablenkung auf dem Weg $\int d\vec{l}$ durch das Magnetfeld \vec{B} ist sehr gering (Randfeld) und kompensiert sich auch beim Feldein- und -austritt. Die polare Impulsänderung \vec{p}_{\perp} senkrecht zum Eingangsimpuls \vec{p} des Teilchens ist in erster Näherung unabhängig vom Teilchenimpuls:

$$p_{\perp}^B = e \int B dl \approx 70 \text{ MeV}/c$$

Gemessen wird Θ^B durch die Ortsdifferenz Δy auf den beiden hinteren Driftkammern.

$$\Theta^B \simeq \frac{\Delta y}{\Delta z}$$

Die Auflösung von Θ^B wird von zwei Fehlergrößen bestimmt:

- der Vielfachstreuung σ_{Θ}^{MS} im Bereich zwischen der ersten und der letzten Driftkammer (aber nicht im Bereich davor, d. h. Radiator, Spiegel, ...)
- der Ortsauflösung der Driftkammern in Polarrichtung $\sigma_{\Delta y}$

In Δy fließen die y -Werte aller drei Detektoren (mit verschiedenen Gewichten) ein, so daß $\sigma_{\Delta y}$ ungefähr die 2.5-fache Ortsungenauigkeit einer Driftkammer $\sigma_y^{res} \simeq 100 \mu\text{m}$ ist.

$$\sigma_{\Delta y} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial(\Delta y)}{\partial y_i} \right)^2} \sigma_y^{res} \approx 250 \mu\text{m}$$

Mit einem Driftkammerabstand $\Delta z = 21 \text{ cm}$ folgt für die Winkelauflösung durch die Driftkammern σ_{Θ}^{res} :

$$\sigma_{\Theta}^{res} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Theta^B}{\partial(\Delta y)} \right)^2} \sigma_{\Delta y} \simeq \frac{\sigma_{\Delta y}}{\Delta z} \approx 1.2 \text{ mrad}$$

Die Vielfachstreuung σ_{Θ}^{MS} ist gegeben als [RPP 92]:

$$\sigma_{\Theta}^{MS} \approx \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{p} \sqrt{x/X_0}$$

x ist die Wegstrecke des durchlaufenen Materials und X_0 die materialspezifische Strahlungslänge (siehe Kapitel 7). Der Wert von x/X_0 ist etwa $4.5 \cdot 10^{-4}$ je Driftkammer (50 % Neon, 50 % Ethan als Gas, 50 und 100 μm starke Kupferdrähte (homogen verteilt) und 6 und 10 μm Folien) und $x/X_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ für 50 cm Heliumgas und die Schutzfolien zwischen den Kammern. Eingesetzt ergibt das:

$$\sigma_{\Theta}^{MS} \approx \frac{0.46 \text{ MeV}/c}{p}$$

Die Impulsauflösung ist nun:

$$\sigma_p = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \Theta^B} \right)^2} \sigma_{\Theta^B} \simeq \frac{p^2}{p_{\perp}^B} \sigma_{\Theta^B} \simeq \frac{p^2}{p_{\perp}^B} \sqrt{(\sigma_{\Theta}^{MS})^2 + (\sigma_{\Theta}^{res})^2}$$

Tabelle 5.2: Impulsauflösung für verschiedene Impulsbeträge

p	σ_p^{MS}/p	σ_p^{res}/p	σ_p/p
250 MeV/c		0.43 %	0.78 %
500 MeV/c	0.66 %	0.85 %	1.08 %
1000 MeV/c		1.7 %	1.82 %

$$\Rightarrow \frac{\sigma_p}{p} \simeq \sqrt{\left(\frac{p \sigma_{\Theta}^{MS}}{p_{\perp}^B}\right)^2 + \left(\frac{p \sigma_{\Theta}^{res}}{p_{\perp}^B}\right)^2}$$

Der relative Vielfachstreuanteil σ_p^{MS}/p (linke Klammer) ist impulsunabhängig, da p in σ_{Θ}^{MS} im Nenner steht:

$$\sigma_p^{MS}/p \approx 0.66 \%$$

Der relative Anteil der Driftkammerauflösung σ_p^{res}/p (rechte Klammer) steigt dagegen proportional zu p an:

$$\sigma_p^{res}/p \approx \frac{1.7 \%}{\text{GeV}/c} p$$

Die Zahlenwerte von σ_p^{res}/p für verschiedene Impulse sowie die totale Impulsauflösung $\sigma_p/p = \sqrt{(\sigma_p^{MS}/p)^2 + (\sigma_p^{res}/p)^2}$ sind in Tabelle 5.2 gezeigt. Bei Impulsbeträgen unter 400 MeV/c dominiert der Fehler durch Vielfachstreuung, bei höheren Impulsen jedoch die Ortsauflösung der Driftkammern. Beide Fehleranteile sind proportional zu $(p_{\perp}^B)^{-1}$. Die Impuls- und so auch die Massenauflösung (s. u.) könnte also durch Erhöhen der Feldstärke verbessert werden. Dadurch würden aber Teilchen mit niedrigen Impulsen ($p \approx p_{\perp}^B$) durch den zu starken Ablenkwinkel verloren gehen.

5.2.2 Abschätzung der Massenauflösung

Da beim Zerfall Impuls und Energie erhalten werden müssen ($\vec{p} = \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}$ und $E = \sqrt{M_{inv}^2 c^4 + p^2 c^2} = E_{e^+} + E_{e^-} = \sqrt{m_e^2 c^4 + p_{e^+}^2 c^2} + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_{e^-}^2 c^2}$), kann die

invariante Masse M_{inv} aus den Impulsen des e^+e^- -Paares errechnet werden:

$$\begin{aligned} M_{inv} &= \frac{\sqrt{E^2 - p^2 c^2}}{c^2} \\ &= \frac{1}{c^2} \sqrt{\left(\sqrt{m_e^2 c^4 + p_{e^+}^2 c^2} + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_{e^-}^2 c^2} \right)^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2 c^2} \end{aligned}$$

Die Elektronenmasse m_e ist sehr klein im Vergleich zu p/c und kann für diese einfache Abschätzung vernachlässigt werden. Es bleibt:

$$M_{inv} \simeq \sqrt{2p_{e^-} p_{e^+} (1 - \cos \Theta_{e^+e^-})}$$

$\Theta_{e^+e^-}$ ist der Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares.

Die relative Massenauflösung als Funktion der Impulsauflösung beträgt nun:

$$\frac{\sigma_{M_{inv}}}{M_{inv}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{p_{e^+}}}{p_{e^+}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_{e^-}}}{p_{e^-}} \right)^2 + \left(\frac{1 + \cos \Theta_{e^+}}{\sin \Theta_{e^+}} \sigma_{\Theta_{e^+}} \right)^2}$$

Der Winkelauflösungsterm ist sehr klein und wird hauptsächlich durch die Vielfachstreuung vor der ersten Driftkammer, besonders aber direkt im Target verursacht. Für ein Goldtargetsegment mit einer Dicke von $32 \mu\text{m}$ ($\Rightarrow x/X_0 = 16 \mu\text{m}/3.35 \text{mm}$) und für einen typischen Emissionswinkel im Laborsystem von $\Theta_{e^+e^-} \simeq 90^\circ$ und $p_{e^+} \simeq p_{e^-} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} M_{inv} c \approx 550 \text{MeV}/c$ ist:

$$\left(\frac{1 + \cos \Theta_{e^+e^-}}{\sin \Theta_{e^+e^-}} \sigma_{\Theta_{e^+e^-}} \right) \simeq \sigma_{\Theta_{e^+e^-}} \simeq 0.17 \%$$

Vernachlässigt man diesen Term, bleibt:

$$\frac{\sigma_{M_{inv}}}{M_{inv}} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_p}{p} \approx 0.8 \%$$

Kapitel 6

Multiplizitäten von Primär- und Sekundärteilchen

6.1 Sekundärteilchen im RICH

Wegen der guten Hadronenunterdrückung des RICH-Detektors wird störender Untergrund in Form von Ringen, die zu einem Fehleintrag im e^+e^- -Massenspektrum führen, nur durch Elektronen und Positronen gebildet.

Dieser leptonische Untergrund besteht aus Zerfallsprodukten des π^0 , die im Target zu 99 % in zwei Gammaquanten zerfallen; diese wiederum können im Target oder Radiatorgas in e^+e^- konvertieren. Hinzu kommt als zweiter Zerfallskanal des π^0 der direkte Dalitz-Zerfall in e^+e^- und γ , der jedoch nur 1.2 % ausmacht. Von Bedeutung ist hier nur der kombinatorische Untergrund, da „echte“ Paare durch Öffnungswinkelanalysen eliminiert werden können. Denn der mittlere Öffnungswinkel $\theta_{e^+e^-}$ beträgt für e^+e^- aus dem ω -Zerfall ungefähr 90° (siehe Abbildung 5.1), für e^+e^- aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall dagegen nur durchschnittlich 13° . e^+e^- aus externer Paarkonversion haben einen mittleren Öffnungswinkel von 0.5° und können so im RICH oft nicht getrennt werden. (Die Trennung der Teilchenbahnen erfolgt erst durch die unterschiedliche Magnetfeldablenkung.) In einer zentralen Au-Au-Kollision werden ca. 20 π^0 produziert, woraus 0.13 Dalitz-Ereignisse im Akzeptanzbereich resultieren. Externe Paarkonversion der ca. 40 γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und π^0 -Dalitz) kann im Target (0.18 pro Stoß im Akzeptanzbereich) oder im Radiatorbereich (0.22 pro Stoß im Akzeptanzbereich) erfolgen.

Auch Knock-on-Elektronen, die hauptsächlich durch geladene Pionen erzeugt werden, liegen zum Teil mit ihrer Energie über der Čerenkov-Schwelle und produzieren auch Čerenkov-Licht. Sie haben jedoch Energien von nur wenigen MeV und werden so stark durch Kleinwinkelstreuung von ihrer Bahn abgelenkt, daß

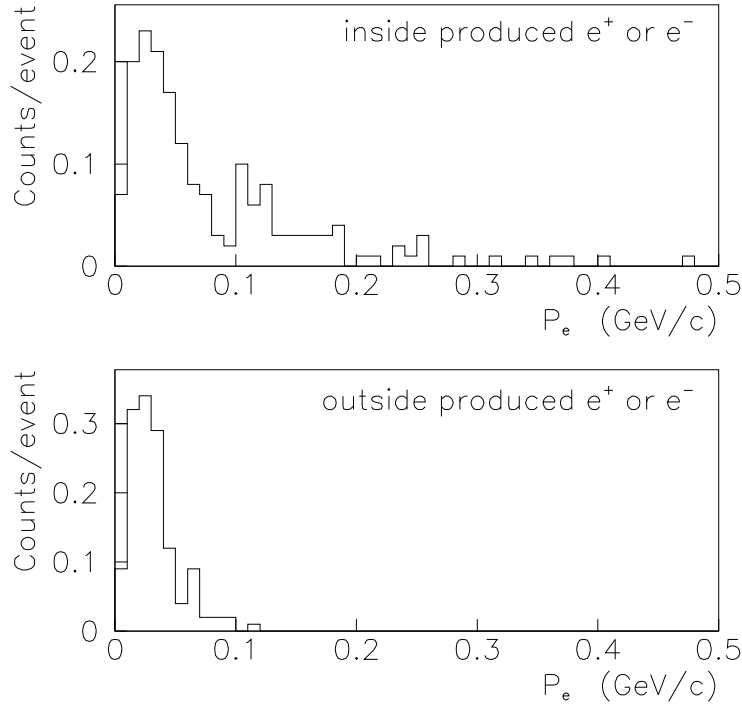


Abbildung 6.1: *Multiplicitäten von sekundären e^\pm mit Impulsen über der Čerenkov-Schwelle im RICH-Radiator. Die e^\pm werden entweder in Target und Radiator produziert (oben) oder kommen von außen in den Radiator (unten).*

keine Ringbilder entstehen können; sie tragen also nur zum diffusen Untergrund bei.

Um Abschätzungen über den zu erwartenden Untergrund machen zu können, wird quantitativ untersucht, wieviele e^+ und e^- in einem zentralen Au-Au-Stoß im RICH (Target und Radiator) durch die obengenannten Prozesse produziert werden. Es wird zudem betrachtet, wieviele Elektronen und Positronen durch 180° -Ablenkung im Magnetfeld oder durch Sekundärteilchenproduktion aus dem Spektrometerbereich in den RICH zurücklaufen, um den Anteil des zusätzlichen, in den Detektorrahmen und den Spulen produzierten Untergrunds abschätzen zu können.

In Abbildung 6.1 ist die Impulsverteilung für die innerhalb (oben) und außerhalb (unten) des Spiegelbereiches produzierten Elektronen und Positronen, die Čerenkov-Photonen produzieren können, dargestellt. Die Čerenkov-Schwelle des Radiatorgases C_4F_{10} liegt bei $\gamma_{thr} = 18.5$, das entspricht einer e^\pm -Impulsschwelle von etwas über $9 \text{ MeV}/c$. Die Gesamtzahl der innerhalb des Spiegel produzierten e^+ und e^- über der Čerenkov-Schwelle beträgt 1.7 pro Kollision. Dies liegt weit über dem Anteil an e^+ und e^- von echten e^+e^- -Paaren aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall. Der größte Anteil stammt von externer Konversion, wobei ca. 60% im Radiator

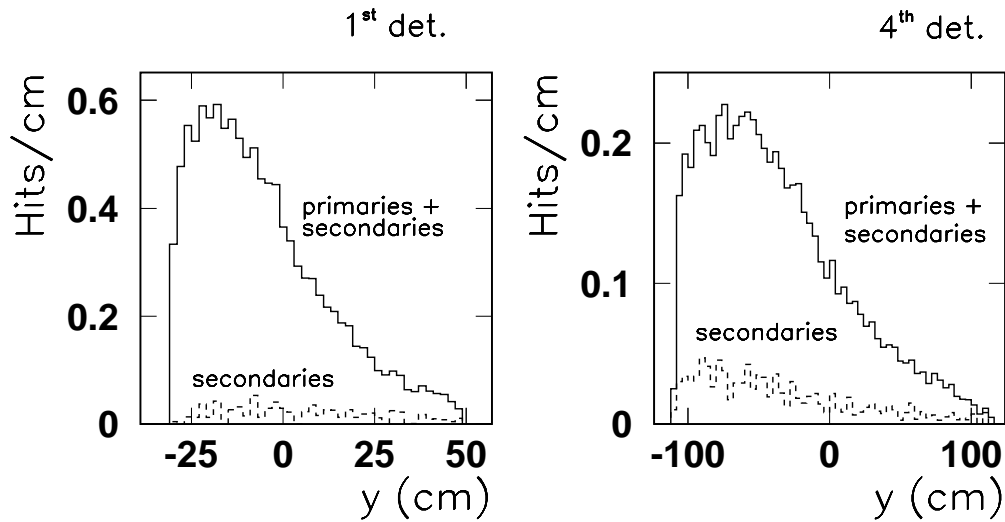


Abbildung 6.2: Belegungsdichten geladener Teilchen auf den Driftkammern für den ersten und vierten Detektor. Die Detektorkoordinate y entspricht zunehmendem Polarwinkel.

und ca. 40 % im segmentierten Target produziert werden. Das Target besteht aus 12 Segmenten mit 0.1 % Wechselwirkungslänge ($33.5 \mu\text{m}$) pro Segment.

Eine hohe Anzahl von e^+ und e^- über der Čerenkov-Schwelle (1.3 pro Ereignis) wird im Detektorbereich produziert und passiert den Spiegel von außen. Bei diesen Elektronen und Positronen findet jedoch im Gegensatz zu den innerhalb des Spiegels produzierten e^\pm keine Fokussierung der Čerenkov-Photonen statt. Eine Mißidentifizierung sollte daher unwahrscheinlich sein.

6.2 Multiplizitäten und Sekundärteilchen in den Driftkammern

Für zentrale Au-Au-Kollisionen wurde die Anzahl geladener Teilchen, die die Driftkammern durchlaufen (76 % Protonen, 19 % Pionen, 4 % e^\pm), analysiert. Da die Teilchen durch den Lorentz-Boost in Vorwärtsrichtung gedreht werden, sind die Multiplizitäten bei kleinen Polarwinkeln kritisch hoch. In Abbildung 6.2 ist die Belegungsdichte pro Zentimeter für den innersten und äußersten Detektor entlang der polaren Koordinate y (integriert über x , $x \perp y$) dargestellt. Negative y -Werte entsprechen dabei kleinen Polarwinkeln. Diese Koordinate entspricht der Mittelebene der Detektoren; die Drähte verlaufen in x -Richtung.

Aus der Teilchenzahl pro Längeneinheit in einem Ereignis läßt sich direkt die Wahrscheinlichkeit ableiten, daß zwei Teilchen innerhalb dieser Strecke zum sel-

ben (in x -Richtung laufenden) Draht driften. Das zweite Teilchen wird sehr wahrscheinlich nicht detektiert werden. Eine Reduzierung dieses Effekts wird durch Verringerung des Drahtabstandes ermöglicht. Akzeptiert man eine Doppeltrefferswahrscheinlichkeit von 30 %, so resultieren aus den maximalen Multiplizitäten von 0.6/cm auf dem ersten Detektor und 0.2/cm auf dem vierten Detektor Drahtabstände von 0.5 cm und 1.2 cm. Auf dem vierten Detektor ist eine erhöhte Zahl von Sekundärteilchen zu sehen, die hauptsächlich in den Magnetspulen produziert wurden.

6.3 Stoßparameterselektion durch Multiplizitätsmessung

HADES soll bei hohen Strahlintensitäten von 10^8 Teilchen/s operieren können. Bei einer Wechselwirkungslänge des Targets von ca. 1 % bedeutet das eine Ereignisrate von $10^6/s$ oder $1/\mu s$. Es ist unerlässlich, die Menge an Rohdaten, die abgespeichert werden sollen, zu reduzieren. Dies soll in einer ersten Stufe mit einem Trigger auf zentrale Ereignisse (Stoßparameter $b < 4$ fm) erreicht werden. Etwa 5 % der Ereignisse sind zentral. Als schneller Trigger können die Multiplizitäten geladener Teilchen benutzt werden. Dazu bieten sich zwei Detektorkomponenten an:

- Die vorderen Driftkammern haben einen Drahtabstand von 5 mm. Die Driftzeiten betragen daher bei einer Driftstrecke von ca. 2.5 mm und Driftgeschwindigkeiten von 20 ns ungefähr 50 ns. Die Flugzeiten zur vordersten Driftkammer betragen bis zu 15 ns.
- Der Präschauerdetektor des META (Szintillator vor dem Konverter, s. Abschnitt 7.1, Abb. 3.2) liegt direkt hinter der vierten Driftkammer. Die Flugzeiten betragen bis zu 40 ns, die Durchlaufzeiten in den Photomultipliern an den Szintillatorenenden betragen etwa 30 ns.

Damit sollte es möglich sein, innerhalb von ca. 100 ns ein Triggersignal für weitere Operationen, wie z. B. die Auslese der RICH-Pads, zu liefern.

Abbildung 6.3 zeigt die Multiplizitäten in den ersten und letzten Driftkammern für die Stoßparameter 1 fm, 4 fm, 7 fm und 10 fm. Bei zunehmendem Stoßparameter nimmt die Multiplizität im Polarwinkelbereich der Driftkammern ($18^\circ - 85^\circ$) ab, da sich die Projektileilchen mehr in Strahlrichtung konzentrieren und die Targetteilchen auch mit größeren Polarwinkeln „verdampfen“. Mit der Multiplizitätsmessung ist eine Stoßparameterselektion von $\sigma_b \approx 0.5$ fm möglich.

Die Multiplizitätsmessung bei Polarwinkeln unter 18° eignet sich nicht zur Stoßparameterbestimmung, da dieser Bereich stark von periferen Stößen dominiert wird.

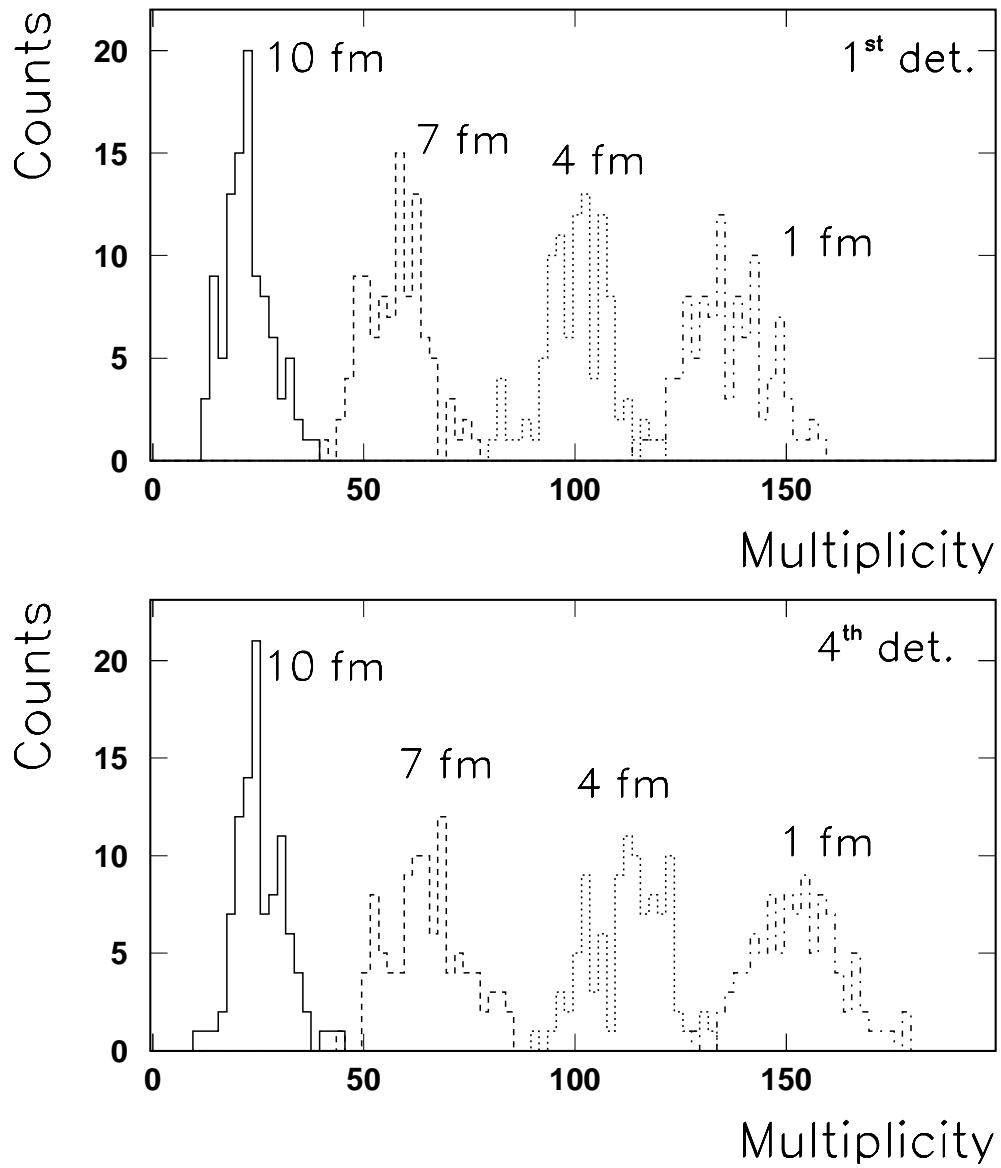


Abbildung 6.3: *Multiplicitäten geladener Teilchen (Summe aller sechs Segmente) in der ersten und letzten Driftkammer bei verschiedenen Stoßparametern.*

Kapitel 7

Diskriminierung von Hadronen in einem Schauerdetektor

Werden geladene Teilchen beschleunigt oder abgebremst, senden sie elektromagnetische Strahlung aus. Die Beschleunigung eines Teilchens mit Masse m und der Ladung ze im Coulomb-Feld eines Kerns mit Ladung Ze ist proportional zu zZe^2/m . Die Intensität der entstehenden Bremsstrahlung ist proportional zum Quadrat der Beschleunigung, also proportional zu $z^2Z^2e^4/m^2$. Dadurch ist die Strahlungsintensität von Elektronen im Vergleich zu Pionen um einen Faktor $(m_\pi/m_e)^2 \cong 7 \cdot 10^4$, im Vergleich zu Protonen sogar um einen Faktor $(m_p/m_e)^2 \cong 3 \cdot 10^6$ größer.

In einem Schauerdetektor soll diese Tatsache zu einem zusätzlichen Nachweis von Elektronen benutzt werden. Ein solcher Detektor besteht prinzipiell im passiven Fall aus einem Konvertermaterial mit hohem Z , z. B. Blei, und dahinter einem Nachweisdetektor. Im aktiven Fall, z. B. bei Bariumfluorid, fungiert der Konverter selbst als Nachweisdetektor. Während bei Protonen und Pionen in einem typischen Impulsbereich von 200 - 1000 MeV/c der Energieverlustanteil im Konverter durch Ionisation überwiegt, dominiert beim Elektron der durch Bremsstrahlung.

Der Energieverlust eines Teilchens mit einer Geschwindigkeit βc durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel wiedergegeben:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right]$$

Dabei hat die Ionisierungskonstante I etwa den Wert $16Z^{0.9}$ eV.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist (für $v \approx c$) gegeben durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\rho \frac{4Z^2 \alpha^3}{m^2} \log \frac{183}{Z^{1/3}} \right) E = \frac{E}{X_{rad}}$$

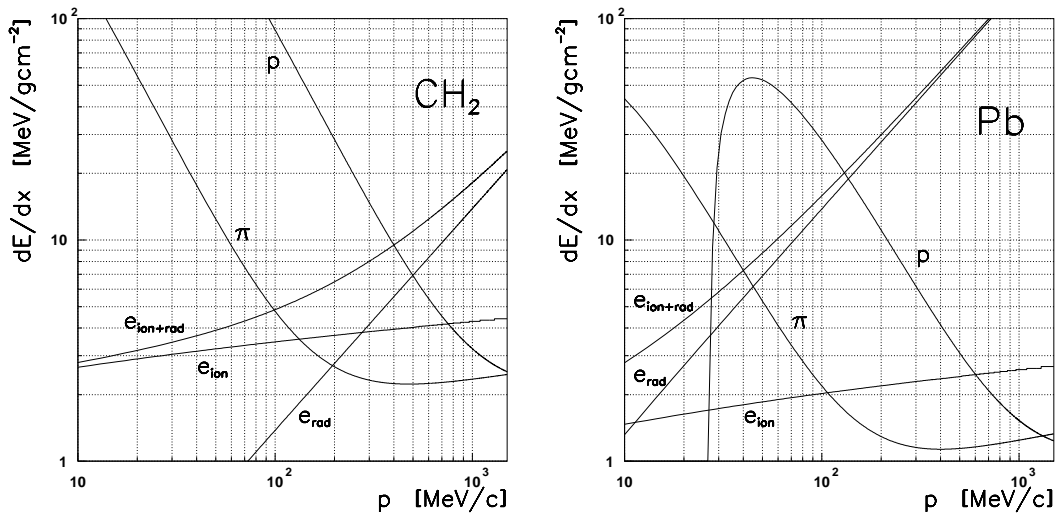


Abbildung 7.1: Energieverlust durch Ionisation von Protonen, Pionen und Elektronen und Strahlungsverlust von Elektronen in Plastik (links) und Blei (rechts) als Funktion des Teilchenimpulses p . Bei Protonen und Pionen ist der Strahlungsverlust zu vernachlässigen, bei Elektronen überwiegt er. Mit einem Szintillator oder einem Gaszähler wird jedoch von Elektronen nur der Ionisationsverlust gemessen.

Die Strahlungslänge X_{rad} ist die Entfernung, nach der ein Teilchen mit Masse nur noch ein e -tel (37 %) seiner Energie besitzt. Die Strahlungslänge für Elektronen X_0 ist:

$$X_0 = \left(\rho \frac{4Z^2\alpha^3}{m_e^2} \log \frac{183}{Z^{1/3}} \right)^{-1}$$

Die Strahlungslänge X_0 von Blei beträgt 0.56 cm.

Der Energieverlust von Protonen, Pionen und Elektronen durch Ionisation und Bremsstrahlung in Blei und Plastik (CH_2) ist in Abbildung 7.1 gezeigt (der Strahlungsverlust von Protonen und Pionen ist zu vernachlässigen). Bei Elektronen mit Impulsen über 300 MeV/c dominiert zwar auch in Materialien mit niedriger Kernladungszahl (z. B. CH_2) der Strahlungsverlust, jedoch wird in einem Szintillator oder Gaszähler nur der Energieverlust durch Ionisation gemessen, der im für SIS-Energien typischen Impulsbereich von 100 MeV/c bis 2 GeV/c für alle Teilchen ähnlich ist. Deshalb können durch einfache Energieverlustmessung Elektronen nicht von Hadronen unterschieden werden.

Anders sieht das mit einem Konverter aus: Die entstehenden hochenergetischen Gammaquanten werden wieder in e^+e^- -Paare umgewandelt, die wiederum Bremsstrahlung erzeugen. Durch die dauernde Abfolge von Bremsstrahlungs- und

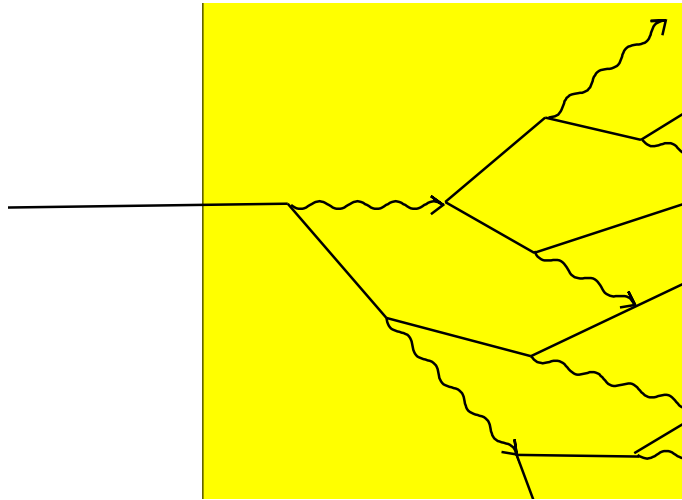


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung einer Schauerbildung in einem Konverter. Elektronen und Positronen sind als gerade Linien dargestellt, Photonen als Pfeile. Das einkommende Elektron erfährt im Coulombfeld eines Nukleons im Konverter eine Impulsänderung und erzeugt ein Bremsstrahlungsphoton. Dieses kann wieder in ein e^+e^- -Paar konvertieren. Durch Fortsetzung dieser beiden Prozesse entsteht ein elektromagnetischer Schauer.

Paarbildung entsteht eine Kaskade oder ein Schauer, der hinter dem Konvertermaterial entweder durch Messung der Anzahl oder der deponierten Energie der entstandenen Elektronen und Positronen nachgewiesen werden kann. Auf Abbildung 7.2 ist eine solche Schauerbildung schematisch dargestellt.

Durch die Wahl verschiedener Konverterdicken oder durch Hintereinanderreihung mehrerer Konverter- und Nachweisschichten (sogenannte “sandwichs”), kann ein solcher Detektor so optimiert werden, daß er Leptonen mit hoher Wahrscheinlichkeit von Hadronen unterscheidet.

7.1 Schauerbildung bei verschiedenen Konverterdicken

Durch die ständige Umwandlung von e^\pm und Photonen kann man mit nur einem Nachweisdetektor hinter dem Konverter nicht feststellen, ob der Schauer durch ein Lepton (e^\pm) oder ein hochenergetisches Photon ausgelöst wurde. Deshalb wurde folgende Detektoranordnung simuliert (Abb. 7.3):

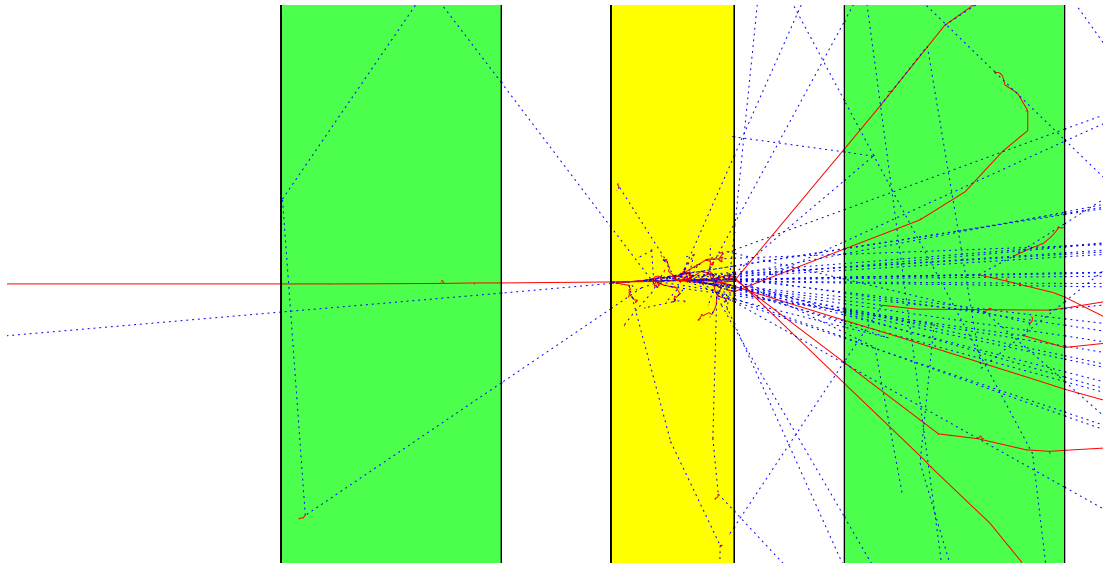


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung eines Schauerdetektors. Er besteht aus einem 2 cm dicken Plastikszintillator, gefolgt von einem 1.12 cm dicken Bleikonverter (2 Strahlungslängen) und einem zweiten 2 cm dicken Plastikszintillator. Die Flugbahnen von Elektronen und Positronen sind als durchgezogene Linien dargestellt, die Flugbahnen der Photonen als gestrichelte Linien. Dargestellt ist ein Schauer, der von einem Elektron (von links kommend) mit einem Impuls von $600 \text{ MeV}/c$ ausgelöst wurde.

- Ein 2 cm dicker Plastikszintillator vor dem Konverter zur Unterscheidung von Photonen und Leptonen, da Photonen keinen Energieverlust durch Ionisierung haben.
- Ein Bleikonverter zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers. (Zur Bestimmung der geeigneten Dicke wurde x/X_0 variiert.)
- Ein zweiter 2 cm dicker Plastikszintillator hinter dem Konverter zur Unterscheidung von Hadronen und Leptonen.

Im Idealfall sollte man Photonen, Leptonen und Hadronen durch Messung des Energieverlustes in den beiden Plastikszintillatoren unterscheiden können. In Tabelle 7.1 sind die Szintillatorsignale vor und nach dem Konverter für Photonen, Leptonen und Hadronen zusammengestellt.

Die im zweiten Szintillator aus der Schauerbildung deponierte Energie hängt stark vom Primärteilchenimpuls und der Konverterdicke ab. Um die optimale Konverterdicke zu finden, wurden 1, 2 und 3 Strahlungslängen Blei ($\simeq 0.56, 1.12$ und 1.68 cm) simuliert. Bei einer Strahlungslänge Blei ist der Konverter

Tabelle 7.1: *Signale verschiedener Teilchen vor und nach dem Konverter eines Schauerdetektors (idealisiert). Der erste Szintillator unterscheidet Leptonen von Photonen, der zweite von Hadronen.*

Teilchen	1. Szintillator	2. Szintillator
Photonen	kein Signal	Schauer
Leptonen	Ionisierungsverlust	Schauer
Hadronen	Ionisierungsverlust	Ionisierungsverlust

zu dünn; es werden zu wenige Teilchen produziert und nachgewiesen. Bei drei Strahlungslängen Blei ist der Konverter zu dick; es werden durch Abnahme des Primärteilchenimpulses mehr Teilchen darin absorbiert als neu produziert. Die optimale Konverterdicke liegt bei etwa zwei Strahlungslängen.

Auf Abbildung 7.4 ist die Energiedeposition von Elektronen und Pionen in den Plastikszintillatoren vor und nach dem Konverter abgebildet. Es ist zu sehen, wie sich mit steigendem Impuls die Wirksamkeit des Schauerdetektors erhöht, da der Energieverlust durch Bremsstrahlung immer mehr über den durch Ionisation dominiert: Bei $p = 200 \text{ MeV}/c$ liegt für 55 % der Ereignisse der Energieverlust der Elektronen oberhalb der Verteilung für Pionen. Bei $p = 600 \text{ MeV}/c$ ist das für 90 % der Ereignisse der Fall und bei $p = 1000 \text{ MeV}/c$ liegt für 96 % der Ereignisse der Energieverlust der e^- oberhalb der π -Verteilung. Die Effizienz kann durch einen zusätzlichen Zähler nach der Hälfte des Konverters erhöht werden.

7.2 Flugzeitmessungen

Die niederenergetischen Pionen und alle Protonen können über den Flugzeitunterschied von den Elektronen getrennt werden. Bei $p = 200 \text{ MeV}/c$ ist $\beta_\pi \approx 0.82$, $\beta_e \approx 1$. Daraus resultiert bei einer Flugstrecke von 2 m ein Flugzeitunterschied von $\Delta t_{\pi,e} = 1.4 \text{ ns}$. Bei $p = 300 \text{ MeV}/c$ ist $\beta_\pi \approx 0.91$, der Flugzeitunterschied noch $\Delta t_{\pi,e} = 0.7 \text{ ns}$. Bei Impulsen von $400 \text{ MeV}/c$ ($\beta_\pi \approx 0.94$, $\Delta t_{\pi,e} = 0.4 \text{ ns}$) und höher ist es jedoch nicht mehr möglich Pionen von Elektronen mit einer typischen Auflösung von $3\sigma_t = 450 \text{ ps}$ zu trennen. Abbildung 7.5 zeigt die Flugzeitdifferenz zwischen Pionen und Elektronen als Funktion des Pionenimpulses.

Mit einem Schauerdetektor, bestehend aus einer Szintillatorenwand mit guter Zeitauflösung, einem Konverter und einer zweiten Szintillatorenwand, können also sowohl bei niedrigen Impulsen (Δt), als auch bei hohen Impulsen (ΔE)

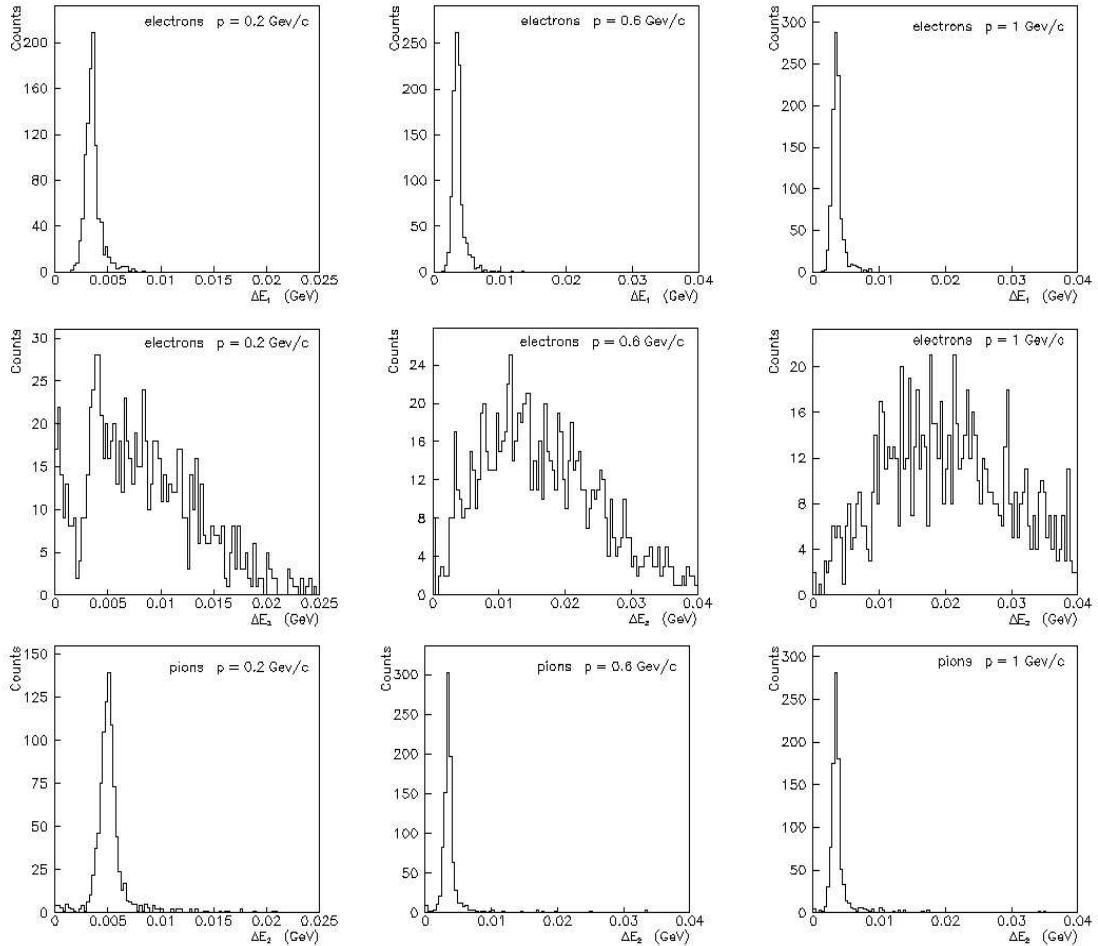


Abbildung 7.4: *Energiedeposition von Elektronen und Pionen im Szintillator vor und nach einem Bleikonverter von 2 Strahlungslängen Dicke.*

1. *Bildreihe: ΔE von Elektronen im 1. Szintillator.*

2. *Bildreihe: ΔE von Elektronen im 2. Szintillator.*

3. *Bildreihe: ΔE von Pionen im 2. Szintillator (1. Szintillator identisch).*

In der linken Spalte beträgt der Primärimpuls des Elektrons und des Pions $200 \text{ MeV}/c$, in der Mitte $600 \text{ MeV}/c$ und in der rechten Spalte $1 \text{ GeV}/c$.

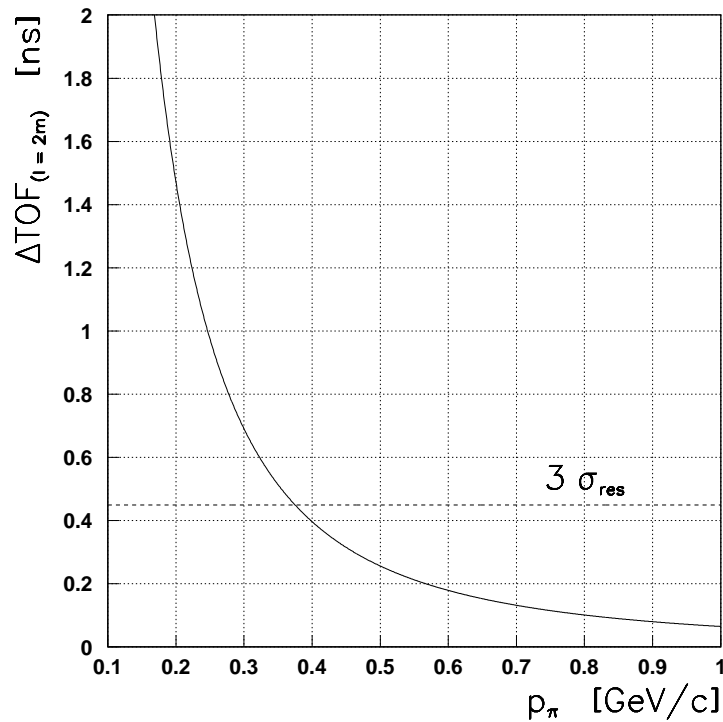


Abbildung 7.5: Flugzeitdifferenz von Elektronen und Pionen nach einer Wegstrecke l von 2 m als Funktion des Pionenimpulses (die Flugzeit der Elektronen ist für den Impulsbereich ziemlich genau l/c). Bei einer typischen Zeitauflösung von $\sigma_t = 150$ ps ist es noch möglich, Pionen mit Impulsen bis knapp unter 400 MeV/c mit einer Auflösung von drei σ_t von Elektronen zu trennen.

Elektronen von Pionen getrennt werden. Da die Impulsbeträge mit zunehmendem Polarwinkel θ abnehmen, bietet es sich auch an, den Detektor bei $\theta = 45^\circ$ zu trennen: in einen reinen Schauerdetektor bei kleinem θ und in eine Flugzeitwand bei großem θ .

Kapitel 8

Untergrundmessung am SIS mit einem RICH-Prototyp ohne Photokathoden

In einem RICH erzeugen nur geladene Teilchen, die sich mit einem größeren β als die Čerenkov-Schwelle des Radiators bewegen, Čerenkov-Photonen. Der UV-Detektor sieht jedoch daneben auch die Ionisation von langsameren geladenen Teilchen. Durch diesen zumeist hadronischen Untergrund werden Cluster von mehreren Pads angesprochen. Hits durch Photoionisation unterscheiden sich zwar von solchen Clustern, können aber teilweise davon überdeckt werden. Dadurch wird die Ringerkennung erschwert, besonders bei nur wenigen Photonen pro Ring. Zur Untersuchung des Untergrunds geladener Teilchen bot sich eine Teststrahlzeit am SIS mit einem UV-Detektor-Prototyp ohne Photokathoden an.

8.1 Der Testdetektor

Ein UV-Detektor für einen RICH mit festen Photokathoden aus Cäsiumiodid wird am CERN entwickelt [Pi 92]. Ein Prototyp eines solchen Detektors wurde im Oktober/November 1992 mit einem Uranstrahl auf Blei am SIS getestet [Pfa 93]. Die Detektorpads dieses Prototyps waren noch nicht mit CsI zur Photoionisation versehen. So konnte der Detektor nicht als eigentlicher RICH verwendet werden, sondern als Drahtkammer mit Padauslese, in der keine Photonen gemessen werden, wohl aber der geladene hadronische und leptonische Untergrund einer Schwerionenreaktion. Außerdem konnte der ebenfalls am CERN entwickelte AMPLEX-Chip getestet werden, der die analogen Signale aus 16 Detektorkanälen speichert. Die "Pedestals" (Ereignisschwellen über dem Rauschen) werden damit automatisch gemessen und gespeichert. Der AMPLEX-Chip benötigt eine relativ

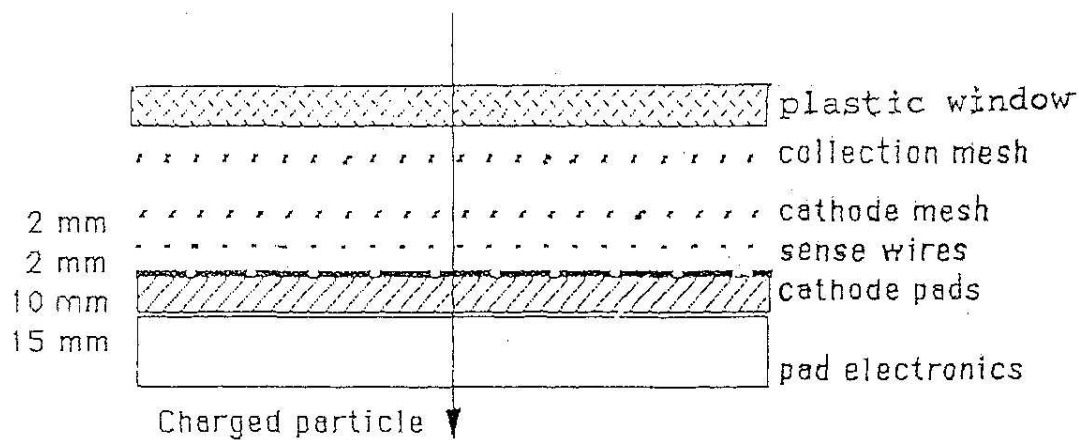


Abbildung 8.1: Schnitt durch den RICH-Testdetektor ohne CsI-Photokathoden.

lange Integrationszeit von 600 ns. Die Daten werden mittels eines DRAMS-Flash-ADC-Systems digitalisiert und mit einem VME-Datenerfassungssystem ausgelesen. Die Datenanalyse erfolgte mit Hilfe von PAW, einem in FORTRAN und C geschriebenen Makroprogramm der CERN-Programmbibliothek, das die gleichen Datenorganisations- und Graphikprogramme wie das zur Simulation eingesetzte GEANT verwendet.

In Abbildung 8.1 ist ein Schnitt durch den Detektor zu sehen. Die geladenen Teilchen durchlaufen ihn von oben nach unten. Die Signale der Anodendrähte (sense wires) dienen nur als Trigger für die Padauslese. Sie werden parallel zusammengefaßt und über vier Vorverstärker verstärkt, so daß in einer logischen „ODER“-Schaltung nur noch ein Signal das Auslesen aller Pads verursacht. Als Zählgas wurde eine Mischung aus je 50 % Argon und Ethan bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck verwendet. Die hinsichtlich eines möglichst stabilen Betriebs der Kammer und einer gleichzeitig größtmöglichen Effizienz (52 %) optimale Anodenspannung liegt bei +1650 V (bei 1500 V beträgt die Effizienz 32 %, bei 1700 V und 1800 V geht sie in die Sättigung). Ein zusätzliches Anodengitter (collection mesh) mit einer Spannung von +100 V dient zum Absaugen überschüssiger Elektronen aus dem Zählgas.

Für den Betrieb mit Photokathoden (CsI) wird statt des Plastikfensters ein fester Radiator (NaF) zur Bildung von Čerenkov-Ringen benutzt. Im Gegensatz zu einem RICH mit Spiegel, an dem nur die Čerenkov-Photonen reflektiert werden, würde man bei diesem Testdetektor im Ringzentrum auch einen Treffer des erzeugenden Elektrons sehen. Die Frontsicht auf den geschlossenen Detektor ist in

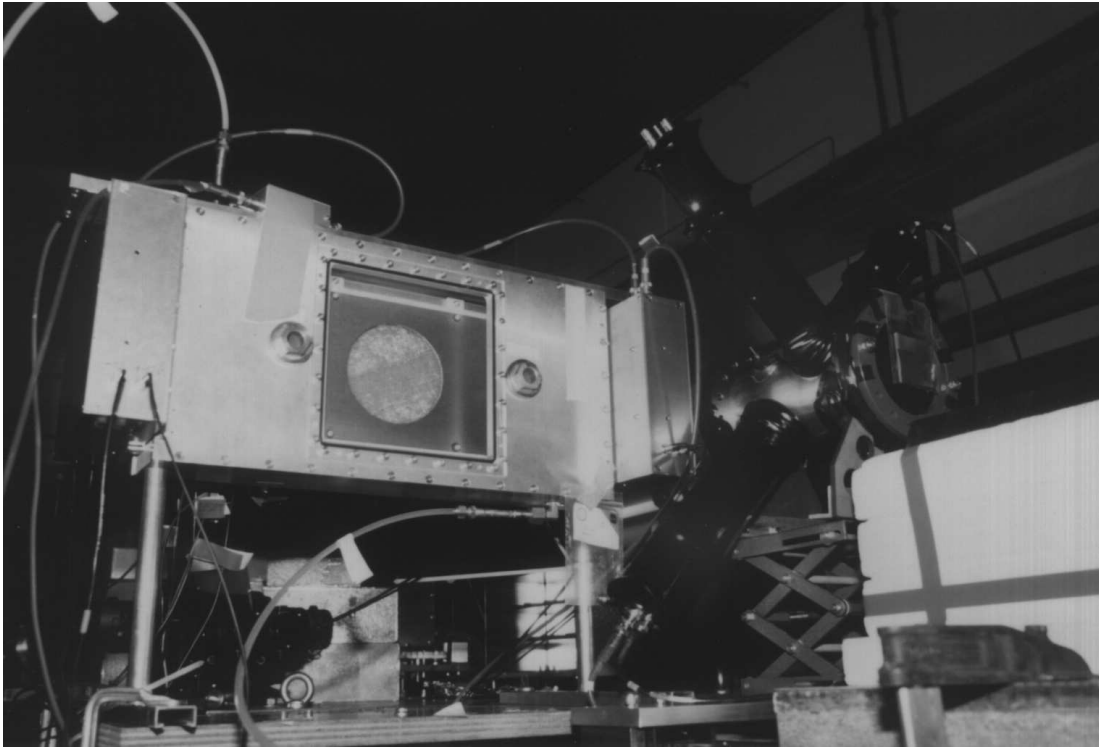


Abbildung 8.2: Der RICH-Testdetektor. Der SIS-Strahl läuft hinter dem Detektor von links nach rechts vorbei. Auf der rechten Seite ist der Startzähler zu sehen und das davor angebrachte Target.

Abbildung 8.2 zu sehen.

8.2 Das Experiment

Der skizzierte Aufbau des ganzen Experiments ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Als Reaktionstrigger wurde ein Startzähler auf der Strahlachse direkt vor dem Target und ein Bariumfluoridzähler seitlich dahinter benutzt. Der Startzähler detektiert die ankommenden Strahlteilchen auf einem dünnen Szintillator und gibt mit Hilfe eines Szintillators in Haloform darum ein Veto für Reaktionen, die nicht vom Target kommen, sondern z. B. aus dem Vakuumfenster oder den 2 m Luft, die zwischen Vakuum und Target liegen. Der BaF-Zähler triggert auf Reaktionen im Target. Die Targetdicke betrug $\approx 4 \text{ g/cm}^2$. Die Zählrate der Drahtkammer lag ohne Target bei 22 % der Zählrate mit diesem Target. Um eine für HADES realistische Untergrundsituation im RICH zu bekommen, wurde dieser unter rückwärtigem Winkel in einer Entfernung von 31 cm strahlaufwärts vor dem

Target und einem mittleren Abstand von 42 cm zum Strahl aufgestellt. Das entspricht dem geplanten Ort des UV-Detektors von HADES. Ein Plastikszintillator hinter dem Testdetektor dient zur Messung der Nachweiseffizienz.

8.3 Ergebnisse der Messungen

Abbildung 8.4 zeigt die Pulshöhen der Padauslese für ein typisches Event. Zu sehen sind zwei Sorten von Untergrundereignissen. Das Ansprechen ganzer Cluster von Pads mit sehr hohen Pulshöhen wird durch hochionisierende Hadronen bewirkt. Wird nur ein einzelnes Elektron in Padnähe erzeugt, ist die Verstärkung so niedrig, daß nur ein einzelnes Pad anspricht. Das Pulshöhenspektrum nimmt exponentiell ab. Mit einer einfachen Suchroutine, die die Nachbarn eines gefeuerten Pads untersucht, sind isolierte Treffer und Clustergrößen festgestellt worden. Die mittlere Clustergröße von zusammenhängenden Hits beträgt etwas über sechs Pads pro Cluster. Bei jedem Ereignis im Detektor entstehen etwa 1.6 Cluster. In Abbildung 8.5 ist das Pulshöhenspektrum aller Hits (zumeist Cluster mehrerer zusammenhängender Pads) über dem Spektrum der isolierten Treffer zu sehen. Jedoch führen nur 4 % der Targetreaktionen zu im RICH nachgewiesenen Hits. Mit Hilfe des Plastikszintillators wurde eine Nachweiseffizienz von $\approx 52\%$ gemessen (Verhältnis der Koinzidenzereignisse von RICH und Szintillator zu den Szintillatorereignissen). Aus dem Verhältnis von Ereignissen im Detektor („UND“ BaF) und der mit dem BaF-Reaktionszähler gemessenen Targetreaktionen kommt man auf etwa 0.08 geladene Teilchen pro Reaktion. Umgerechnet auf die Fläche des HADES-RICH sind das 3.4 Teilchen pro Reaktion.

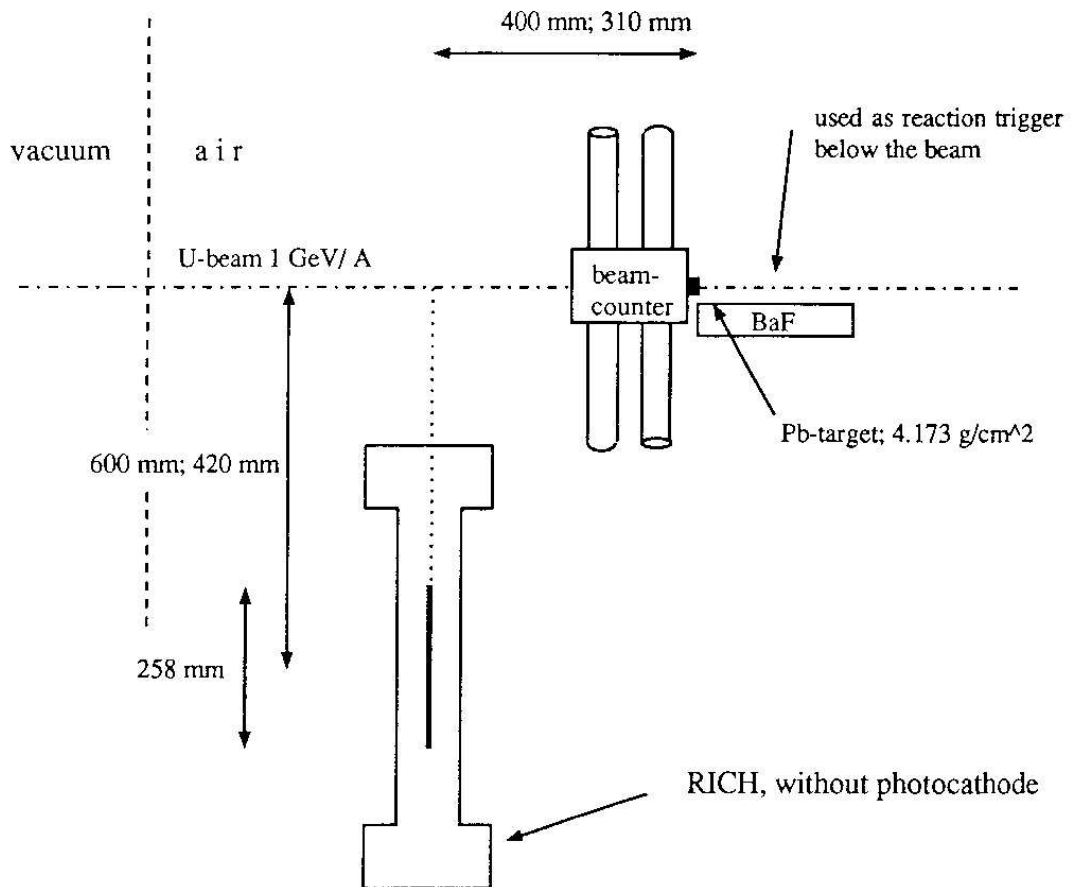


Abbildung 8.3: Schematischer Aufbau des Testexperimentes. Der Uranstrahl verläuft von links nach rechts. Zur Messung der Effizienz wurde — vom Target aus gesehen — hinter dem Testdetektor ein Plastiksintillator aufgestellt.

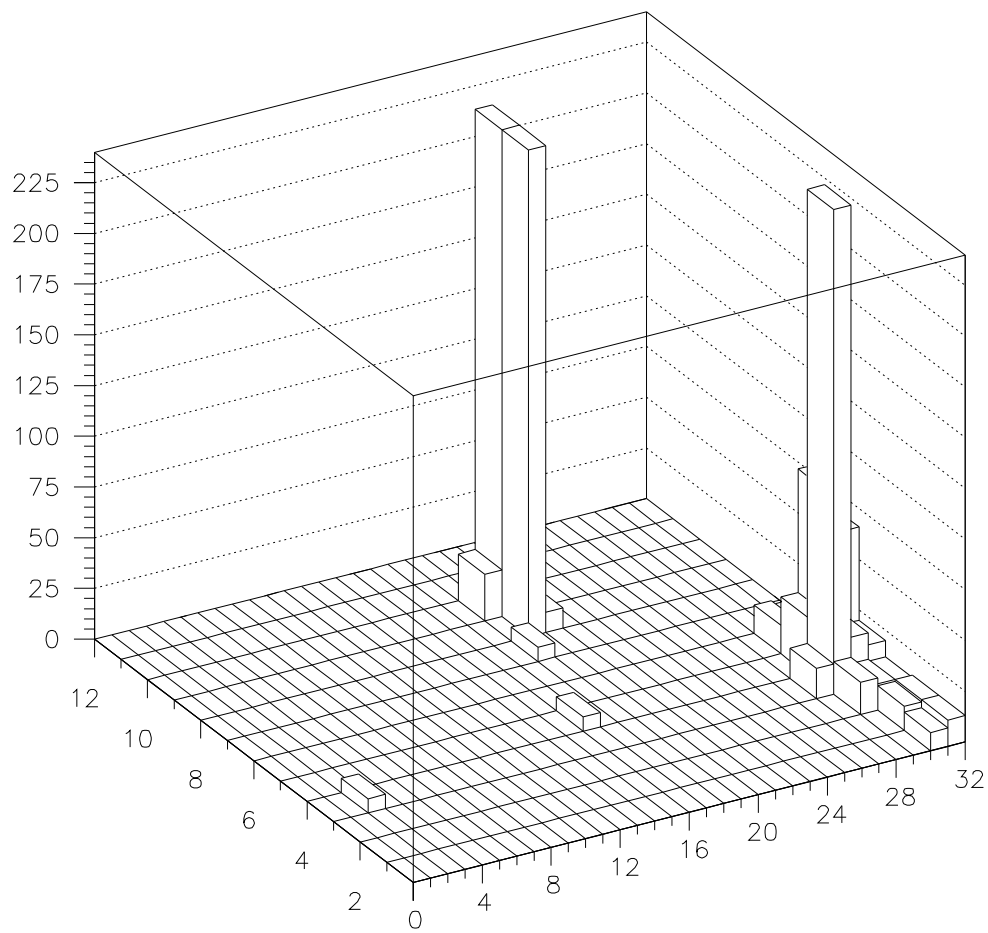


Abbildung 8.4: *Pulshöhen eines typischen Events geladener Teilchen auf den RICH-Pads.*

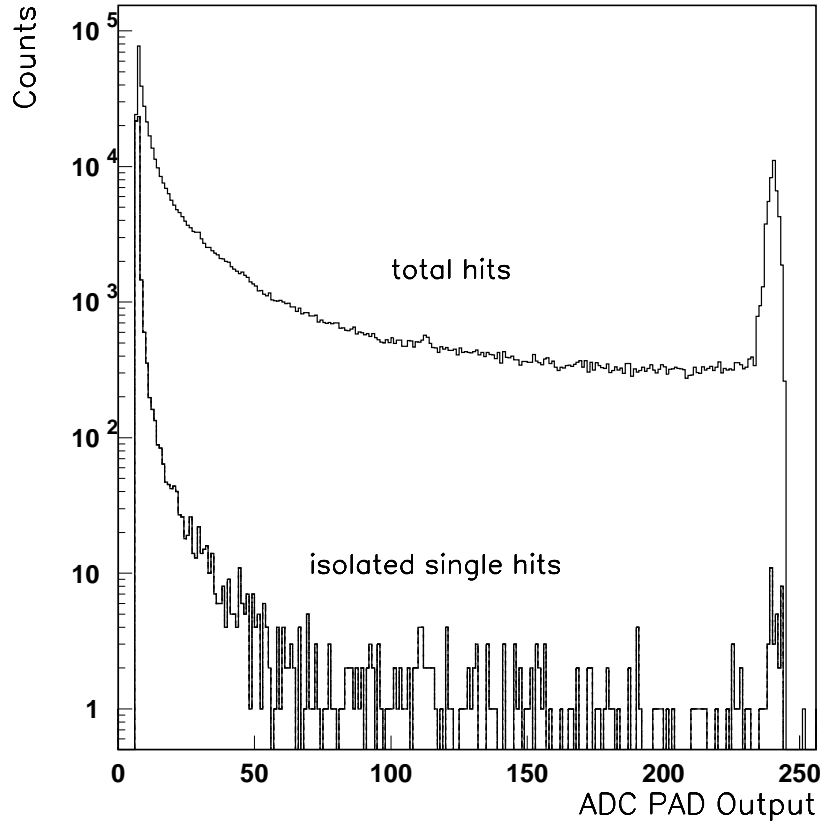


Abbildung 8.5: *Totales Pulshöhenspektrum im Vergleich zum Spektrum isolierter Hits.*

8.4 Vergleich mit GEANT-Simulationen

Die Experimentanordnung wurde zu Vergleichszwecken mit GEANT simuliert. Da im Experiment keine Stoßparameterselktion möglich war, wurden auch in der Simulation Events mit Stoßparametern b von 1 - 10 fm gemischt. Die Häufigkeit ist dabei proportional zum Stoßparameter.

Abbildung 8.6 zeigt die Typen der auf den Detektor getroffenen geladenen Teilchen. Unter Rückwärtswinkeln werden die langsameren Protonen schon im dicken Target gestoppt. Es überwiegen Eletronen, Positronen und Pionen.

Abbildung 8.7 zeigt die im Experiment gemessenen Detektoreignisse (Hits) im Vergleich zur Simulation. In den Experimentdaten steigt die Häufigkeit der Detektoreignisse zur Strahlrichtung hin an, da der abgedeckte Raumwinkel größer

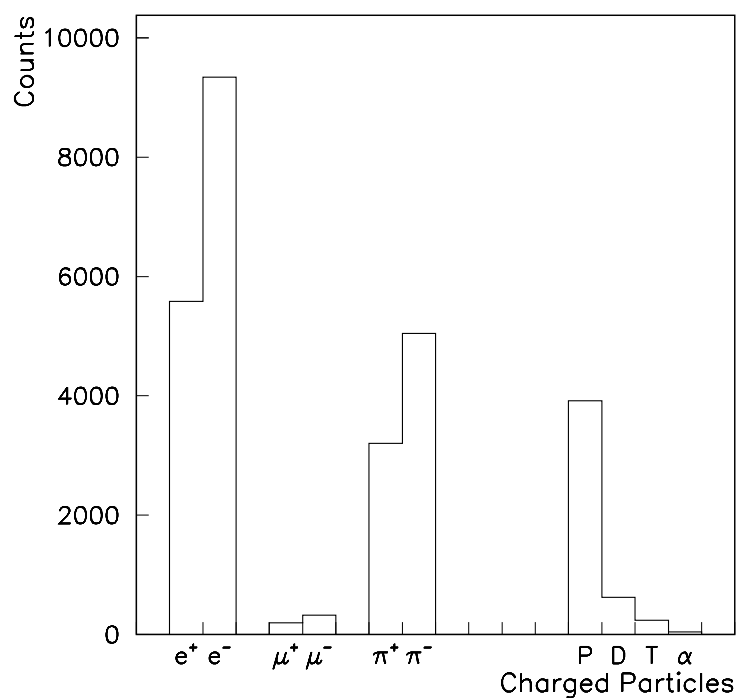


Abbildung 8.6: Auf den Detektor getroffene geladene Teilchen in der Simulation.

wird. In Azimutalrichtung zum Strahl ist die Verteilung gleichmäßig. Die Simulationsdaten zeigen die gleiche Abhängigkeit zur Strahlrichtung. Die simulierte mittlere Multiplizität beträgt 0.065 Teilchen/Targetreaktion, experimentell gemessen wurden 0.08 Teilchen/Targetreaktion (siehe Abschnitt 8.3). Der hohe Untergrund ohne Target (siehe 8.2) ist wahrscheinlich auf Reaktionen im Vakuumabschluß des Stahlrohres oder auf Rückstreuung vom “beam dump” zurückzuführen, was beides in der Simulation nicht vorhanden ist. Deshalb sind auch die simulierten Multiplizitäten niedriger.

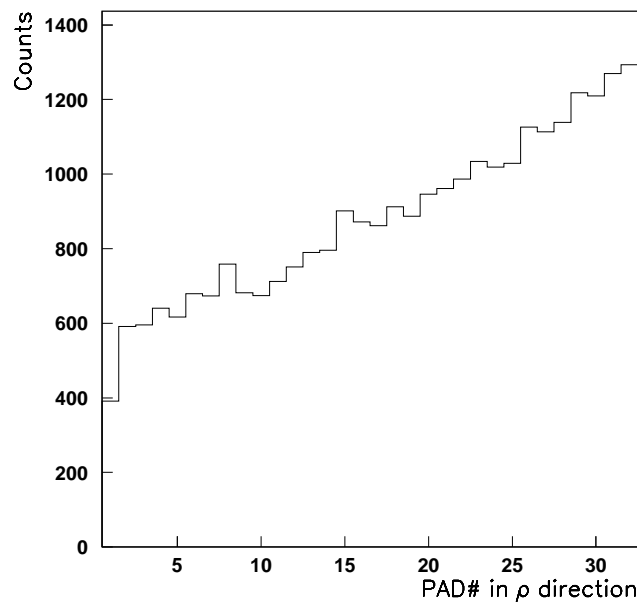
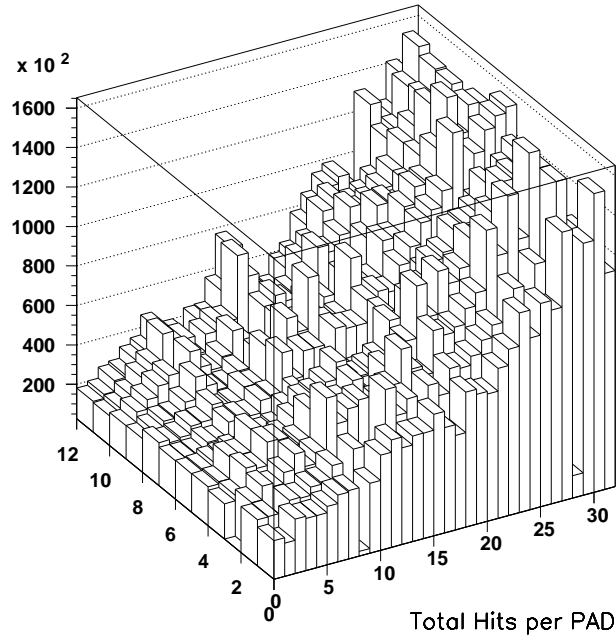


Abbildung 8.7: *Detektorhits im Testexperiment und der Simulation. Zum Strahl hin (Pad 1 - 32) steigt die Hitanzahl mit der Raumwinkelvergrößerung zu kleineren Abständen an. In Azimutalrichtung bleibt die Verteilung konstant. Darunter ist die Hitverteilung der Simulation zum Strahl hin dargestellt.*

Kapitel 9

Zusammenfassung

HADES soll ein Spektrometer für Dielektronen aus Schwerionenkollisionen bei Strahlenergien von 1 GeV/u bis 2 GeV/u werden. Der Nachweis von Dielektronen erfolgt über einen hadronenblinden RICH und einen Schauer- und Flugzeitdetektor. Die Nachweeffizienz liegt bei etwa 35 % aller vom Target emittierten Dielektronenpaare. Die Impulse und Massen der Dielektronenpaare werden durch die Messung der Ablenkung in einem Toroidfeld bestimmt. Dazu dienen je zwei Driftkammern vor und hinter den supraleitenden Magnetspulen. Die Massenauflösung σ_m/m liegt etwa bei 1 %. Das ist hinreichend, um das ω -Meson vom ρ -Meson trennen zu können. Die Multiplizität von Hadronen je Driftkammersegment liegt bei etwa 20. Mit Drahtabständen von 5 mm in den vorderen und 12 mm in den hinteren Driftkammern mit je fünf Drahtebenen sollte es möglich sein, bei diesen Multiplizitäten alle Teilchenbahnen zu rekonstruieren. Bei einer Luminosität von etwa 10^6 Targetreaktionen pro Sekunde können die Multiplizitätsinformationen der vordersten Driftkammern zudem als Zentralitätstrigger verwendet werden. Durch Verwendung von wenig Material (mit geringen Kernladungszahlen) ist die Produktion von Sekundärteilchen im Detektorsystem sehr gering. Experimentelle Erfahrungen mit dem Untergrund geladener Teilchen wurden in einer Teststrahlzeit mit einem UV-Detektorprototypen ohne Photokathoden gewonnen. Damit wurde der Untergrund von geladenen Teilchen im RICH-Detektor auf 3 bis 4 pro Event abgeschätzt.

Nächste Schritte zur Realisierung von HADES sind eine vollständige Simulation aller Detektorkomponenten und ein Datenanalyseverfahren, um nachzuweisen, daß der hohe Untergrund von 10^6 Reaktionen pro Dielektronenpaar im ρ/ω -Bereich mit dem Detektorkonzept wirklich bewältigt werden kann. Außerdem werden für alle Detektorkomponenten Prototypentests erfolgen.

Literaturverzeichnis

- [Ah 93] W. Ahner, Doktorarbeit (Uni Heidelberg), GSI-Report GSI-93-29
- [As 93] M. Asakawa and. C. M. Ko, to be published.
- [Bau 92] R. Baur et al., MPI für Kernphysik Heidelberg Jahresbericht 1992, 156
- [Bro 91] G. Brown and M. Rho. Phys. Rev. Lett. 66, 2720 (1991)
- [Bru 84] R. Brun et al., *GEANT User's Guide*, CERN (GEANT3 1984, GEANT 3.15 1992)
- [Fa 88] U. Faschingbauer et al., Proposal P237, CERN/SPSC 88-25, 1988
- [Ga 87] C. Gale and J. Kapusta, Phys. Rev. **C 35**, 2107 (1987)
- [Gu 92] K. K. Gudima, A. I. Titov and V. D. Toneev, Sov. J. Nucl. Phys. 55(11), 1715 (1992)
- [HA 92] HADES Collaboration, *Design Study*, 1992
- [He 92] M. Herrmann, *Eigenschaften des ρ -Mesons in dichter Kernmaterie*, Doktorarbeit (TH Darmstadt), GSI-Report 92-10.
- [Ka 93] W. Karig et al., GSI Scientific Report 1992, GSI-93-1, 380
- [LOI 92] HADES Collaboration, *Letter Of Intent*, 1992
- [Me 93] V. Metag, *Near-Threshold particle Production in Heavy Ion Collisions*, Nuclear Physics **A553** (1993) 283c
- [Ne 93] H. Neumann et al., GSI Scientific Report 1992, GSI-93-1, 381
- [Pfa 93] H. Pfaff et al., GSI Scientific Report 1992, GSI-93-1, 382
- [Pi 92] F. Piuz et al., RD26 Note # 11 (1992)
- [Rau 91] *Proceedings of the 3. Workshop on a Real Photon/Di-Lepton Program for SIS*, Schloß Rauischholzhausen 1991

- [RPP 92] *Review of Particle properties*, Physical Review **D 45**, Part 2 (1992)
- [Wi 92] L. Winkelmann, H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner (1993). GSI Scientific Report 1991, GSI-92-1, 131
- [Wo 91] Gy. Wolf, private communications
- [Wo 93a] Gy. Wolf, W. Cassing, W. Eehalt and U. Mosel, Prog. Part. Nucl. Phys. 30, 273 (1993)
- [Wo 93b] Gy. Wolf, *Particle Production at SIS Energies*, Contribution to the TAPS school, Guardamar, Spain, 1993.
- [Ye 90] A. Yegneswaran et al., Nucl. Instr. Meth. **A 290** (1990), 61

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Instandekommen dieser Arbeit beigetragen haben, besonders bei

Helmut Bokemeyer, Prof. R. Stock,

Prof. P Kienle, Eleni Berdermann, Ilse Koenig, Haralabos Tsertos,

Martin Jung, Uwe Leinberger, Arnold Schröter,

Fritz Bosch, C. Kozhuharov,

Pjotr Salabura, Rainer Schicker, Ken Garrow,

der EPOS-Gruppe,

Wolfgang Kühn, Arndt Brenschede, Hans Pfaff,

M. Dahlinger, H. Döbbling, H. J. Essel, M. Richter, W. Schiebel,

und ganz besonders bei

Wolfgang Koenig, Heike Neumann,

meinen Eltern und meiner Großmutter.